



**HAL**  
open science

# Enregistrement optique haute densité : étude physique et physico-chimique du phénomène de Super-Résolution

Joseph Pichon

► **To cite this version:**

Joseph Pichon. Enregistrement optique haute densité : étude physique et physico-chimique du phénomène de Super-Résolution. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Institut National Polytechnique de Grenoble - INPG, 2008. Français. NNT: . tel-00363302v1

**HAL Id: tel-00363302**

**<https://theses.hal.science/tel-00363302v1>**

Submitted on 22 Feb 2009 (v1), last revised 18 May 2009 (v2)

**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.

**INSTITUT POLYTECHNIQUE DE GRENOBLE**

N° attribué par la bibliothèque

--	--	--	--	--	--	--	--	--	--

**THESE**

pour obtenir le grade de

**DOCTEUR DE L'Institut polytechnique de Grenoble**

Spécialité : « Science et Génie des Matériaux »

préparée au Laboratoire d'Électronique et des Technologies de l'Information (Léti – CEA Grenoble),

en collaboration avec la société MPO INTERNATIONAL,

dans le cadre de l'École Doctorale « Matériaux et Génie des Procédés »

présentée et soutenue publiquement par

Joseph PICHON

le 25 septembre 2008

---

ENREGISTREMENT OPTIQUE HAUTE DENSITÉ :  
ETUDE PHYSIQUE ET PHYSICO-CHIMIQUE DU PHÉNOMÈNE  
DE SUPER-RÉSOLUTION

---

Directeur de thèse : F. HODAJ

COMPOSITION DU JURY :

X-H. ZHANG	Laboratoire Verres et Céramiques, Rennes	Rapporteur
D. WRIGHT	University of Exeter, Royaume Uni	Rapporteur
F. HODAJ	SIMAP – Grenoble INP	Directeur de thèse
B. HYOT	CEA – Léti, Grenoble	Co-encadrante
S. de MAGNIENVILLE	MPO INTERNATIONAL, Averton	Examineur
B. ANDRÉ	CEA – Léti, Grenoble	Examineur



# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 L'enregistrement optique par Super-Résolution</b>	<b>5</b>
1.1 Introduction . . . . .	7
1.2 Généralités sur la technologie du disque optique . . . . .	7
1.2.1 Principes fondamentaux . . . . .	7
1.2.2 Les différents types de disques . . . . .	9
1.3 Théorie optique de la Super-Résolution : au delà de la limite de diffraction . . . . .	11
1.3.1 La résolution en microscopie classique . . . . .	11
1.3.2 Résolution du testeur dynamique de disques optiques . . . . .	17
1.3.3 Mécanismes optiques du phénomène de Super-Résolution . . . . .	23
1.4 État de l'art de l'enregistrement optique par Super-Résolution . . . . .	29
1.4.1 Les matériaux utilisés pour assurer le rôle de couche active . . . . .	30
1.4.2 Les différents types de disques optiques Super-Résolution . . . . .	34
1.5 Conclusion et orientations pour la thèse . . . . .	38
Références du premier chapitre . . . . .	39
<b>2 Mise en évidence expérimentale du phénomène de Super-Résolution</b>	<b>45</b>
2.1 Introduction . . . . .	47
2.2 Conditions expérimentales . . . . .	47
2.2.1 Élaboration des disques . . . . .	47
2.2.2 Protocole expérimental de lecture des disques . . . . .	63
2.3 Résultats du test dynamique : lecture de disques pré-enregistrés . . . . .	67
2.3.1 Première approche : mise en évidence du phénomène sur séquences monotones . . . . .	68
2.3.2 Performances des disques ROM : résultats sur séquences multi-fréquentielles . . . . .	80



2.4	Conclusion . . . . .	85
	Références du deuxième chapitre . . . . .	86
<b>3</b>	<b>Caractérisation des variations de réflectivité des empilements actifs</b>	<b>89</b>
3.1	Introduction . . . . .	91
3.2	Dispositif expérimental : le testeur statique . . . . .	92
3.2.1	Description du banc de mesure . . . . .	93
3.2.2	Établissement du protocole expérimental . . . . .	95
3.3	Résultats : mesure des variations de réflectivité des empilements . . . . .	99
3.3.1	Réponse d'une couche mince d'AlTi . . . . .	99
3.3.2	Étape préliminaire : cristallisation des empilements actifs . . . . .	100
3.3.3	Variation de réflectivité des empilements contenant les matériaux actifs InSb, GaSb et $\text{Ge}_6\text{Sb}_{72}\text{Te}_{22}$ at% . . . . .	101
3.3.4	Reproductibilité des variations de réflectivité réversibles : étude pour l'empile- ment ZnS-SiO <sub>2</sub> / InSb / ZnS-SiO <sub>2</sub> . . . . .	105
3.3.5	Influence de l'introduction du puits thermique AlN dans l'empilement actif . . .	106
3.3.6	Conclusion sur les mesures de réflectivité des empilements actifs . . . . .	110
3.4	Corrélation entre les variations de réflectivité des empilements actifs (test statique) et le phénomène de Super-Résolution sur disques optiques (test dynamique) . . . . .	111
3.5	Conclusion . . . . .	116
	Références du troisième chapitre . . . . .	117
<b>4</b>	<b>Modélisation thermo-optique des variations de réflectivité des empilements actifs conte- nant le matériau InSb</b>	<b>119</b>
4.1	Introduction . . . . .	121
4.2	Origines possibles des variations de propriétés optiques du semiconducteur InSb . . .	122
4.2.1	Variations de propriétés optiques d'origine photo-induite . . . . .	123
4.2.2	Variations de propriétés optiques d'origine thermique . . . . .	128
4.2.3	Conclusion . . . . .	130
4.3	Modélisation thermo-optique des variations de réflectivité des empilements actifs . . .	131
4.3.1	Implémentation du modèle par la Méthode des Éléments Finis . . . . .	131

4.3.2	Première étape : estimation approximative des températures atteintes dans l'empilement . . . . .	139
4.3.3	Deuxième étape : modélisation prenant en compte l'évolution des propriétés optiques et physico-chimiques des matériaux avec la température . . . . .	144
4.4	Conclusion . . . . .	156
	Références du quatrième chapitre . . . . .	157
	<b>Conclusion générale et perspectives</b>	<b>161</b>
	<b>Annexes</b>	<b>165</b>
A	Théorie optique de la Super-Résolution : calcul de l'élargissement des lobes de diffraction induit par la présence d'une zone aux propriétés optiques modifiées, sous le spot de lecture . . . . .	166
B	Caractérisations statiques : étalonnage des valeurs de réflectivité, incertitudes de mesures et résultats complémentaires . . . . .	171
C	Modélisation dynamique du phénomène de Super-Résolution . . . . .	178
D	Modèle thermo-optique statique . . . . .	189
	<b>Communications</b>	<b>199</b>



# Introduction

L'évolution suivie par la technologie du disque optique (tableau 1), de l'avènement du Compact Disc à l'émergence des formats haute densité HD DVD et Blu-Ray, a été rendue possible en diminuant la dimension du spot focalisé. Celle-ci est directement proportionnelle à  $\frac{\lambda}{ON}$ ,  $\lambda$  étant la longueur d'onde d'un faisceau laser et ON l'ouverture numérique de l'objectif de focalisation. En réduisant la longueur d'onde du vert au bleu et en augmentant l'ouverture numérique de l'objectif de focalisation, il a ainsi été possible de multiplier par 35 la capacité de stockage des disques optiques en une vingtaine d'années, tout en gardant la souplesse d'utilisation qui les caractérise. Le taux de transfert des données a lui aussi explosé, permettant de lire et écrire toujours plus rapidement le contenu du média.

La technologie du disque optique emprunte actuellement un tournant stratégique dans le sens où l'évolution suivie jusqu'alors ne peut plus être assurée de manière aussi naturelle. D'abord, la diminution de la longueur d'onde du laser n'est pas pour l'instant envisageable car les diodes laser UV n'en sont qu'au stade de recherche. En outre les matériaux polymères classiquement utilisés pour la réalisation des substrats et couches de protection sont opaques dans cette gamme de longueur d'onde. Ensuite, l'utilisation d'objectifs de focalisation à forte ouverture numérique ( $ON > 0.85$ ) diminue la profondeur de champ du spot focalisé, ce qui diminue les marges de tolérance sur l'asservissement en focalisation, et nécessite l'emploi de couches de protection (*cover layer*) toujours plus fines (de l'ordre de  $100 \mu\text{m}$  pour le format Blu-Ray) dont la réalisation technologique devient délicate.

Les récentes avancées technologiques en matière de transmission de données haut débit permettent depuis peu la distribution de contenus multimédias par les réseaux de communication haut-débit (Vidéo à la Demande via les réseaux ADSL par exemple). La tendance est donc à la dématérialisation du média. De plus, les mémoires flash (clefs USB) et autres disques durs amovibles sont très prisés pour leur simplicité d'utilisation dans les échanges de données informatiques. Néanmoins, grâce à sa fiabilité reconnue dans le domaine de l'archivage de données et à son faible coût, le disque

optique a encore de beaux jours devant lui. En particulier, le format Blu-Ray devrait être le seul média pouvant faire face à court terme à la forte demande de stockage résultant de l'émergence du marché Haute Définition.

**Tableau 1**  
Principales spécifications des formats de disques optiques CD, DVD, HD DVD et Blu-Ray.

		CD	DVD	HD DVD	Blu-Ray
Tête optique	Longueur d'onde $\lambda$ du laser (nm)	780	650	405	405
	Ouverture numérique (ON)	0.4	0.6	0.65	0.85
	Taille du spot <sup>a</sup> (nm)	1580	870	505	386
	Limite de résolution <sup>b</sup> (nm)	487	270	156	120
Média	Longueur du plus petit <i>pit</i> (nm)	830	400	204	150
	Epaisseur de la couche de protection <sup>c</sup> (mm)	1.2	0.6	0.6	0.1
	<i>Track pitch</i> ( $\mu\text{m}$ )	1.60	0.74	0.40	0.32
	Codage des données	(2,10) RLL	(2,10) RLL	(1,10) RLL	(1,7) RLL
	Capacité de stockage <sup>d</sup> (Go)	0.68	4.7	15	25
Système	Vitesse de lecture <sup>e</sup> (m/s)	1.2	3.5	6.6	4.9
	Taux de transfert <sup>e</sup> (Mbit/s)	0.15	1.3	36	36
	Traitement de signal	Equalizer	Equalizer	PRML	Limit Equalizer

*a.* Diamètre efficace du spot  $\phi_{\text{eff}}= 0,82 \lambda/\text{ON}$

*b.* Limite de résolution  $\text{LR}= \lambda/4\text{ON}$

*c.* *cover layer*

*d.* En version simple face simple couche

*e.* Vitesse standard 1X

Plusieurs axes de recherche sont actuellement explorés pour la quatrième génération de disques optiques. Parmi eux, l'enregistrement volumique par des techniques holographiques et l'enregistrement en première surface utilisant les propriétés de confinement du champ proche optique (ondes évanescentes) semblent les plus prometteurs.

D'autres voies sont actuellement proposées pour assurer la transition entre la technologie du disque optique « conventionnelle » et ces futurs formats : la multiplication des niveaux de stockage de données (enregistrement multi-niveaux) et l'enregistrement optique Super-Résolution.

Le stockage de données par Super-Résolution regroupe l'ensemble des techniques visant à ac-

---

croître la capacité de stockage des disques optiques de formats existants, sans qu'aucune modification ne soit apportée à la tête optique utilisée pour la lecture.

Nous proposons dans cette thèse d'étudier les aspects physiques et physico-chimiques de l'enregistrement optique par Super-Résolution, dont le fondement repose sur l'utilisation de couches minces de matériaux « actifs » permettant de réaliser l'« effet de loupe » requis pour détecter des motifs théoriquement trop petits pour être vus par la tête optique de lecture.

Dans le premier chapitre, nous présenterons dans les grandes lignes les fondements de la technologie du disque optique. Nous détaillerons ensuite les mécanismes optique de la Super-Résolution, avant de passer en revue les différentes familles de matériaux actifs proposées dans la littérature.

Dans le deuxième chapitre, nous mettrons en évidence le phénomène de Super-Résolution sur disques optiques aux formats DVD ROM et Blu-Ray ROM. Nous chercherons en particulier à évaluer les performances et à déterminer le degré d'importance de la thermique sur le phénomène de Super-Résolution.

Dans le troisième chapitre, nous présenterons les résultats expérimentaux de caractérisation des variations des propriétés optiques des empilements actifs. Nous évaluerons en particulier les variations de réflectivité de ces empilements excités optiquement, puis tenterons de déterminer le degré de corrélation entre les variations de propriétés optiques des empilements actifs et les performances des disques Super-Résolution. Nous chercherons par ailleurs à déterminer à quel point la thermique est impliquée dans les mécanismes de variation des propriétés optiques des empilements actifs.

Enfin, dans le quatrième chapitre nous proposerons une modélisation thermo-optique des variations de réflectivité des empilements actifs contenant le matériau InSb, et tenterons par ce biais de déterminer si le phénomène observé trouve ses origines dans des mécanismes photo-induits ou thermiques.



# **Chapitre 1**

## **L'enregistrement optique par Super-Résolution**



---

**Sommaire**

<b>1.1 Introduction</b> . . . . .	<b>7</b>
<b>1.2 Généralités sur la technologie du disque optique</b> . . . . .	<b>7</b>
1.2.1 Principes fondamentaux . . . . .	7
1.2.1.1 Le testeur dynamique de disque optiques . . . . .	7
1.2.1.2 Description d'un disque optique . . . . .	8
1.2.2 Les différents types de disques . . . . .	9
1.2.2.1 Les disques pré-enregistrés (ROM – <i>Read Only Memory</i> ) . . . . .	9
1.2.2.2 Les disques enregistrables une fois (R ou WORM – <i>Write Once Read Many</i> ) . . . . .	10
1.2.2.3 Les disques ré-enregistrables (RW – <i>ReWritable</i> ) . . . . .	10
<b>1.3 Théorie optique de la Super-Résolution : au delà de la limite de diffraction</b> . . . . .	<b>11</b>
1.3.1 La résolution en microscopie classique . . . . .	11
1.3.1.1 Prérequis d'optique : la tâche d'Airy . . . . .	12
1.3.1.2 Approche visuelle : la « résolution à deux points » . . . . .	14
1.3.1.3 Approche fréquentielle : le critère d'Abbe . . . . .	16
1.3.2 Résolution du testeur dynamique de disques optiques . . . . .	17
1.3.2.1 Analogie entre le testeur dynamique et le microscope confocal à balayage . . . . .	17
1.3.2.2 Diffraction du spot focalisé par un réseau . . . . .	17
1.3.2.3 Résolution et réponse fréquentielle du testeur dynamique . . . . .	20
1.3.2.4 Origine du signal temporel : balayage du spot focalisé sur le réseau . . . . .	21
1.3.3 Mécanismes optiques du phénomène de Super-Résolution . . . . .	23
1.3.3.1 Définition du concept de Super-Résolution et application à la technologie du disque optique . . . . .	23
1.3.3.2 Principe de lectures des disques Super-Résolution . . . . .	24
1.3.3.3 Cahier des charges du matériau « idéal » . . . . .	28
<b>1.4 État de l'art de l'enregistrement optique par Super-Résolution</b> . . . . .	<b>29</b>
1.4.1 Les matériaux utilisés pour assurer le rôle de couche active . . . . .	30
1.4.1.1 Historique . . . . .	30
1.4.1.2 Les matériaux à changement de phase . . . . .	31
1.4.1.3 Les matériaux semiconducteurs . . . . .	33
1.4.1.4 Influence de la nature thermique du phénomène sur l'amplitude du signal . . . . .	34
1.4.2 Les différents types de disques optiques Super-Résolution . . . . .	34
1.4.2.1 Les disques pré-enregistrés . . . . .	34
1.4.2.2 Les disques enregistrables une fois et ré-enregistrables : la technologie Super-RENS . . . . .	36
<b>1.5 Conclusion et orientations pour la thèse</b> . . . . .	<b>38</b>
<b>Références du premier chapitre</b> . . . . .	<b>39</b>

---

## 1.1 Introduction

Ce premier chapitre est destiné à présenter, dans les grandes lignes, les particularités de l'enregistrement de données sur disques optiques haute densité, appelés disques Super-Résolution. Ces disques comprennent des informations théoriquement trop petites pour être détectées, si bien qu'ils requièrent l'emploi d'une technique de lecture spécifique permettant d'améliorer la résolution de la tête optique du testeur de disques.

Dans un premier temps, nous ferons quelques rappels sur les principes fondamentaux de la technologie du disque optique. Nous nous attacherons à montrer en quoi la théorie de la diffraction limite le pouvoir de résolution du testeur dynamique de disques optiques et, par voie de conséquence, la capacité des disques. Nous présenterons ensuite les mécanismes optiques du phénomène de Super-Résolution, permettant de contourner cette limitation et dresserons un état de l'art de cette technologie prometteuse, de 1990 à nos jours. Enfin, nous définirons les orientations techniques et scientifiques adoptées dans cette thèse.

## 1.2 Généralités sur la technologie du disque optique

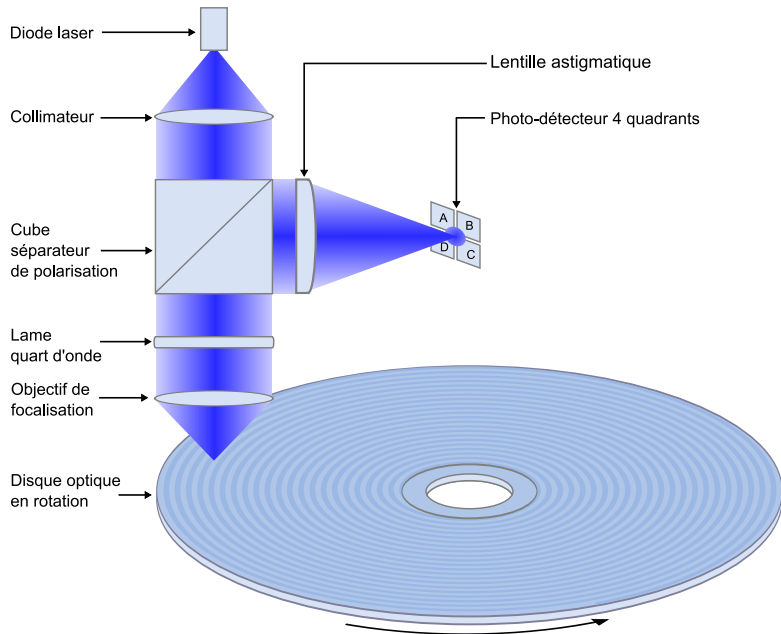
La technologie du disque optique [1.1, 1.2] repose sur l'association d'un média, le disque optique, et de son système de lecture/écriture communément appelé testeur dynamique. Nous allons présenter dans les grandes lignes le principe de fonctionnement de cette technologie, avant de passer en revue les trois grands types de disque.

### 1.2.1 Principes fondamentaux

#### 1.2.1.1 Le testeur dynamique de disques optiques

Le système testeur dynamique – disque optique est présenté sur la figure 1.1. Une diode laser émet un faisceau monochromatique de longueur d'onde  $\lambda$ , mis en forme par une optique de collimation puis polarisé circulairement grâce à une lame quart d'onde, avant d'être focalisé sur une piste du disque optique grâce à un objectif de focalisation d'ouverture numérique ON. Le disque optique en rotation, placé dans la profondeur de champ du spot focalisé, réfléchit une partie du flux lumineux qui subit une inversion de polarisation avant d'être collectée par l'objectif, jouant le rôle de collimateur dans le sens retour. Le cube séparateur de polarisation oriente le flux réfléchi vers un photodétecteur dit « quatre quadrants » qui fournit un signal électrique dont la modulation temporelle

traduit directement une modulation de la réflectivité du disque, et donc de l'information à détecter. Ce signal est mis en forme par une électronique de traitement de signal délivrant au final la séquence binaire du contenu numérique (audio, vidéo, données) stocké sur le disque.



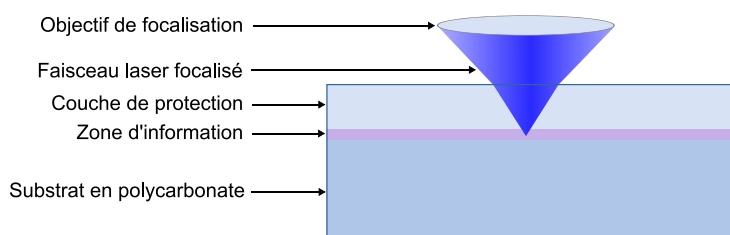
**Figure 1.1**  
Système de stockage optique formé par l'association du testeur dynamique et du disque optique. Le spot laser focalisé sur le disque en rotation sonde le contenu de la piste lue et le transcrit sous la forme d'une modulation du flux lumineux réfléchi.

Le système est asservi en focalisation grâce à une lentille astigmatique qui produit une dissymétrie du spot au niveau du détecteur quatre quadrants en cas de défocalisation, automatiquement compensée par une translation de l'objectif suivant l'axe optique.

Le suivi de piste est quant à lui assuré par la diffraction du spot par les pistes du disque. Le déséquilibre du motif de diffraction au niveau du photo-détecteur, induit par un excentrement du spot par rapport à la direction de la piste, est compensé par une translation horizontale dans le plan perpendiculaire à l'axe optique.

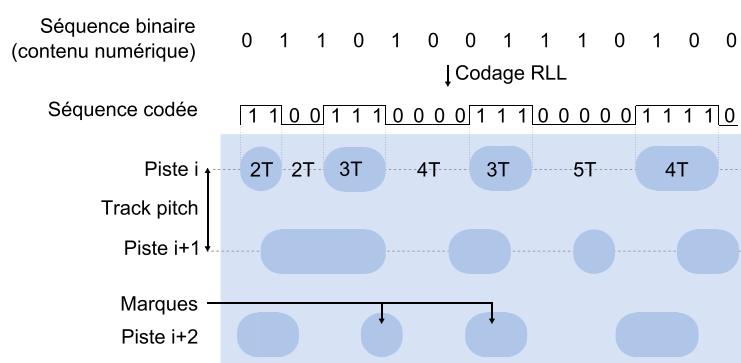
### 1.2.1.2 Description d'un disque optique

Un disque optique (figure 1.2) est constitué d'un substrat en polycarbonate (diamètre 12 cm et épaisseur 1.2 mm pour les disques standard) sur lequel est déposé un empilement de couches minces de matériaux recouvertes par une couche de protection transparente à la longueur d'onde du laser. Les informations sont disposées le long d'une spirale (figure 1.1) et l'écartement entre deux pistes (le pas de la gravure) est appelé *track pitch* (figure 1.3). La spirale présente une ondulation périodique appelée *wobble* permettant à tout instant de connaître le positionnement de la tête optique sur le disque.

**Figure 1.2**

Couche schématique d'un disque optique (ici un disque au format Blu-Ray), constitué d'un substrat en polycarbonate, d'une zone d'information et d'une couche de protection.

L'information est stockée le long d'une spirale sous la forme d'une alternance de marques et espaces dont les longueurs sont exprimées en multiples de la période d'horloge  $T$  (figure 1.3). Le mécanisme optique de lecture du disque, basé sur la détection de transitions entre marques et espaces provenant de la diffraction du spot, n'est pas adapté si les transitions sont trop rapprochées. Pour cette raison, la séquence binaire du contenu numérique n'est pas stockée telle quelle sur le disque mais subit un codage, appelé RLL (*Run Length Limited*), permettant à la fois de contrôler la distance minimale entre deux transitions et d'apporter une robustesse à la technologie en rendant possible l'utilisation de codes correcteurs d'erreur.

**Figure 1.3**

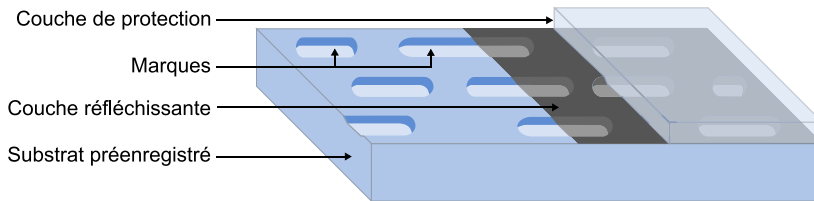
Codage de l'information dans les disques optiques : la séquence binaire du contenu numérique est codée sous la forme d'une alternance de marques et espaces.

## 1.2.2 Les différents types de disques

### 1.2.2.1 Les disques pré-enregistrés (ROM – *Read Only Memory*)

Nous avons vu que la lecture d'un disque optique est basée sur une modulation de la réflexion du flux lumineux sur le support. Celle-ci peut correspondre à une phase constante et une réflexion variable ou à une réflexion constante et une phase variable. Les disques optiques pré-enregistrés (ROM – *Read Only Memory*) fonctionnent selon cette dernière configuration. L'information y est inscrite sous forme de bosses ou creux, appelés *pits*, formés lors du moulage du substrat en polycarbonate (figure 1.4) à partir d'un moule en nickel appelé matrice. L'empilement de couches minces se réduit à une simple couche réfléchissante, le plus souvent en aluminium. La simplicité des procédés de fabrication et le faible coût de ces disques en font depuis plus de vingt ans le support privilégié pour la

distribution de masse de contenus multimédias, qu'il s'agisse de musiques (CD audio), vidéos (DVD vidéo, HD DVD et Blu-Ray), ou logiciels (CD ROM, DVD ROM).



**Figure 1.4**

Disque pré-enregistré (ROM), composé d'un substrat en polycarbonate structuré, d'une couche réfléchissante et d'une couche de protection.

### 1.2.2.2 Les disques enregistrables une fois (R ou WORM – *Write Once Read Many*)

Ces disques portent bien leur nom : ils sont inscriptibles une seule fois par l'utilisateur. L'empilement déposé sur le substrat comporte une couche de matériau polymère photosensible, appelé *dye polymer* et une couche métallique jouant le rôle de puits thermique durant la phase d'écriture et de couche réfléchissante pour la phase de lecture. Le substrat comporte un sillon continu pour permettre le suivi de piste en phase de lecture et écriture. L'écriture de ces disques est basée sur un effet thermique : l'absorption des impulsions haute puissance émises par le *dye polymer* entraîne un échauffement local du matériau dont les propriétés optiques évoluent de manière irréversible sur les zones insolées. La phase d'écriture aboutit à la formation de marques dont la réflectivité est plus faible que celle du matériau vierge. Durant la phase de lecture, la puissance du faisceau continu est suffisamment faible pour ne pas produire de modification des propriétés optiques du matériau. Ces disques sont principalement utilisés pour l'archivage de données (CD-R et DVD±R).

### 1.2.2.3 Les disques ré-enregistrables (RW – *ReWritable*)

Le principe de fonctionnement de ces disques est semblable à celui des disques inscriptibles, si ce n'est que la couche inscriptible doit présenter des propriétés de réversibilité, le disque devant être enregistrable et effaçable « à l'infini ». Cette couche est constituée d'un matériau à changement de phase, qui présente la particularité de pouvoir basculer d'un état amorphe à un état cristallin, et *vice versa*. Le disque doit, en premier lieu, subir une initialisation, étape qui consiste à cristalliser le matériau à changement de phase en balayant toute la surface du disque avec un faisceau laser continu à haute puissance (chauffage à la température de transformation amorphe-cristal sans dépasser la température de fusion). La phase d'écriture consiste, grâce au faisceau laser impulsif haute puissance, à échauffer localement le matériau à changement de phase afin de constituer des points amorphes, moins réflecteurs que la couche cristalline. L'amorphisation du matériau est

rendue possible par l'apposition d'une couche métallique assurant le rôle de puits thermique, qui permet de réaliser une trempe rapide du matériau à changement de phase échauffé au delà de son point de fusion. Ces disques, principalement utilisés pour l'archivage temporaire de données (CD-RW, DVD±RW, DVD-RAM), sont aujourd'hui fortement concurrencés par les mémoires flash (clef USB).

### 1.3 Théorie optique de la Super-Résolution : au delà de la limite de diffraction

La Super-Résolution appliquée à la technologie du disque optique est une voie prometteuse pour densifier l'information sur le disque tout en conservant les caractéristiques d'un système optique de lecture, à savoir le testeur dynamique.

L'objectif de cette section est de présenter les mécanismes optiques de lecture de disques optiques à Super-Résolution, comprenant des marques de dimension inférieure à la limite de résolution de la tête optique. Dans un premier temps nous dresserons un bref historique du concept de résolution en microscopie classique. Nous montrerons ensuite que le testeur dynamique de disques optiques est assimilable à un microscope confocal à balayage dont le pouvoir de résolution est limité par la théorie de la diffraction. Nous montrerons enfin en quoi l'introduction, au cœur du disque, d'une zone aux propriétés optiques modifiées, permet de surpasser cette limite de résolution et ainsi accroître la densité d'informations.

#### 1.3.1 La résolution en microscopie classique

La résolution [1.3] est une caractéristique intrinsèque des systèmes optiques qui définit leur degré de précision. Cette notion fondamentale est toutefois ambiguë car non catégoriquement déterminée d'un point de vue mathématique, si bien qu'elle a été soumise à de nombreuses interprétations. La résolution d'un système optique peut être définie comme :

- l'intervalle minimum entre deux éléments séparés par le système optique,
- la taille minimale d'un détail de l'objet observable par le système optique,
- la période minimale d'un réseau observable avec une visibilité suffisante.

Ces définitions laissent entrevoir la part de subjectivité de la notion de résolution. Depuis les premières observations visuelles réalisées par Ernst Abbe et Lord Rayleigh au XIX<sup>ème</sup> siècle, le concept

de résolution a énormément évolué, notamment avec l'avènement des systèmes de détection électroniques utilisés pour remplacer l'œil humain. Avant d'analyser le système de lecture des disques optiques, qui n'est pas à proprement parler un système d'imagerie classique, nous nous proposons ici de passer en revue les principaux critères de résolution proposés en microscopie classique.

### 1.3.1.1 Prérequis d'optique : la tâche d'Airy

#### Diffraction d'une onde plane par une ouverture circulaire : la tâche d'Airy

L'objectif de focalisation (figure 1.5(a)) est l'élément clef du testeur dynamique de disques optiques car il fixe sa résolution. Sa fonction consiste à concentrer le faisceau laser incident en un point situé dans le plan focal, formant ainsi ce qu'on appelle communément le spot focalisé. L'ouverture numérique, notée ON, est une grandeur permettant de caractériser les objectifs. Elle est égale au sinus de l'angle d'incidence  $u$  du rayon marginal par rapport à l'axe optique, pondéré par l'indice  $n$  du milieu dans lequel est focalisé le faisceau :

$$ON = n \cdot \sin u \approx n \cdot \frac{R}{f} \quad (1.1)$$

où  $R$  est le rayon de l'objectif et  $f$  sa focale (distance entre la pupille de l'objectif et le plan focal). Pour déterminer les performances du testeur dynamique en terme de résolution, dont nous verrons par la suite qu'il est assimilable à un microscope confocal à balayage, il est fondamental de connaître la distribution de l'intensité dans le plan focal.

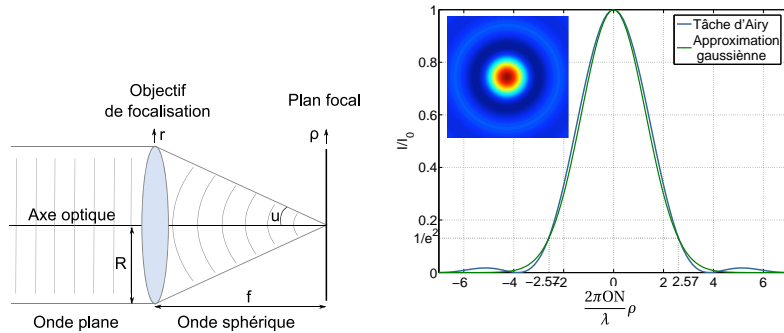
La pupille de l'objectif de focalisation est circulaire, si bien que la distribution d'intensité  $I(\rho)$  dans le plan focal prend une forme bien connue, appelée tâche d'Airy (figure 1.5(b)). L'intensité  $I(\rho)$  s'exprime par :

$$I(\rho) = I_0 \left( 2 \frac{J_1 \left( 2\pi \frac{\rho \cdot ON}{\lambda} \right)}{2\pi \frac{\rho \cdot ON}{\lambda}} \right)^2 \quad (1.2)$$

avec :

$$I_0 = \frac{\pi P \cdot ON^2}{\lambda^2} \quad (1.3)$$

où  $J_1$  est la fonction de Bessel d'ordre 1,  $P$  est la puissance du faisceau obtenue après normalisation de telle manière que  $P = 2\pi \int_0^\infty I(r) \cdot r \cdot dr$ . Il est d'usage d'approximer cette fonction par une gaussienne



**Figure 1.5**  
Focalisation par l'objectif : la tâche d'Airy.

(a) Représentation schématique de l'objectif assurant le rôle de lame de phase convertissant une onde plane en onde sphérique.

(b) Distribution d'intensité normalisée  $I(\rho)/I_0$  du spot au plan focal. En trait plein : la tâche d'Airy. En pointillé : approximation par une gaussienne.

$I_G(\rho)$  (figure 1.5(b)) pouvant s'exprimer par la relation :

$$I_G(\rho) = I_0 \cdot e^{-2\left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^2} \quad (1.4)$$

où le rayon  $\rho_0$  de cette gaussienne est choisi de telle manière que :

$$I(\rho_0) = I_G(\rho_0) = I_0 \cdot e^{-2} \quad (1.5)$$

On montre que  $\rho_0 = \frac{2.57\lambda}{2\pi ON} = 0.41 \frac{\lambda}{ON}$ . Le diamètre efficace  $\phi_{\text{eff}} = 2\rho_0$  du spot focalisé, est alors égal à :

$$\phi_{\text{eff}} = 0.82 \frac{\lambda}{ON} \quad (1.6)$$

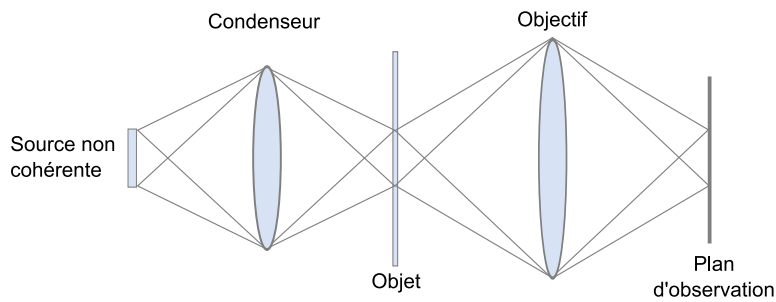
Le lecteur trouvera dans le tableau 1 les différentes tailles de spot théoriques correspondant aux trois générations de disque optique. Toutefois, en pratique, le faisceau incident provenant de la diode laser n'est pas uniforme si bien qu'il éclaire la pupille avec une distribution d'intensité de nature gaussienne. Il en résulte un élargissement du spot [1.4], que nous estimons dans notre cas à 1.17.

### Le microscope optique

Le microscope optique, représenté de manière schématique sur la figure 1.6 est le plus connu et le plus utilisé des systèmes d'imagerie. Il est constitué d'une source étendue de lumière blanche, incohérente, destinée à éclairer uniformément un plan contenant l'objet à observer. Cet objet diffracte dans toutes les directions la lumière incidente dont une partie est collectée par l'objectif d'ouverture numérique  $ON$  pour former une image du plan objet dans le plan d'observation, qui peut être l'œil



humain ou un système électronique de détection.



**Figure 1.6**

Représentation schématique d'un microscope classique. Une source de lumière incohérente éclaire uniformément une zone étendue de l'objet, dont une image est formée dans le plan d'observation grâce à l'objectif.

### 1.3.1.2 Approche visuelle : la « résolution à deux points »

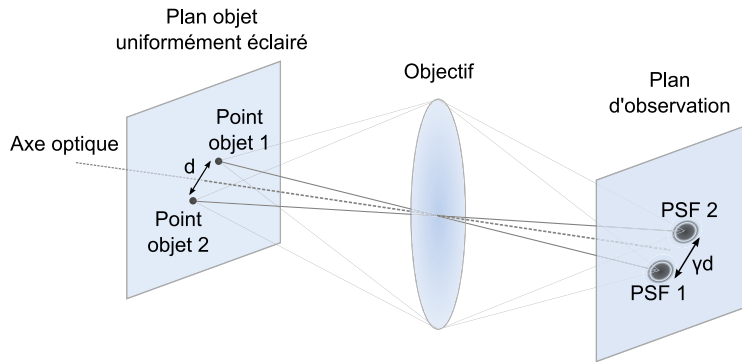
La résolution « à deux points » d'un système optique limité par la diffraction définit sa capacité à produire deux images distinctes à partir de deux points sources d'égale intensité espacés d'une distance  $d$ . La distance minimale entre les deux points sources est appelée *limite de résolution* du système optique. L'outil mathématique utilisé pour analyser la distribution spatiale de l'image donnée d'un point source dans le plan image est la PSF (*Point Spread Function*) qui n'est autre que la réponse impulsionnelle du système optique. La PSF d'un système optique est le motif de diffraction qu'il donne dans le plan d'observation à partir d'un point situé dans le plan objet. La diffraction de la lumière incidente sur le point objet produit une onde sphérique qui propage en champ lointain jusqu'à l'objectif. Celui-ci est placé suffisamment loin de l'objet pour que le front d'onde soit considéré comme une onde plane éclairant uniformément la pupille circulaire. La PSF obtenue dans ce cas est donc semblable à la tâche d'Airy.

Les critères de résolution à deux points reposent sur l'observation du recouvrement des PSF issues de deux points sources d'égale intensité (figure 1.7). Nous traiterons ici le cas incohérent correspondant au cas du microscope classique<sup>1</sup>. Pour un système optique linéaire et invariant par translation, l'écart entre les PSF produites dans le plan image sera proportionnel (au facteur de grandissement  $\gamma$  près), à l'écart  $d$  entre les points objets.

### Critère de Rayleigh

Parmi l'ensemble des critères proposés à ce jour, celui de Rayleigh [1.5] est sans doute le plus connu et le plus utilisé. Ce critère stipule que deux points sources sont résolus si le centre du motif

1. La cohérence du faisceau peut conduire à une dégradation de la résolution, les deux PSF pouvant interférer de manière destructive. [1.3]

**Figure 1.7**

Résolution à deux points : distance minimale  $d$  qui doit séparer deux points objets pour qu'ils donnent deux PSF distinctes dans le plan d'observation.

diffraqué à partir du premier point source coïncide avec la position du premier zéro diffracté à partir de l'autre point source (figure 1.8(a)). Autrement dit, selon Rayleigh, deux points objets sont correctement résolus par le système optique s'ils sont au minimum séparés d'une distance  $R_{\text{Rayleigh}}$  telle que :

$$R_{\text{Rayleigh}} = 0.61 \cdot \frac{\lambda}{\text{ON}} \quad (1.7)$$

Ce critère, qui semble arbitraire au premier abord, a en réalité été établi sur les capacités de discernement de l'œil humain.

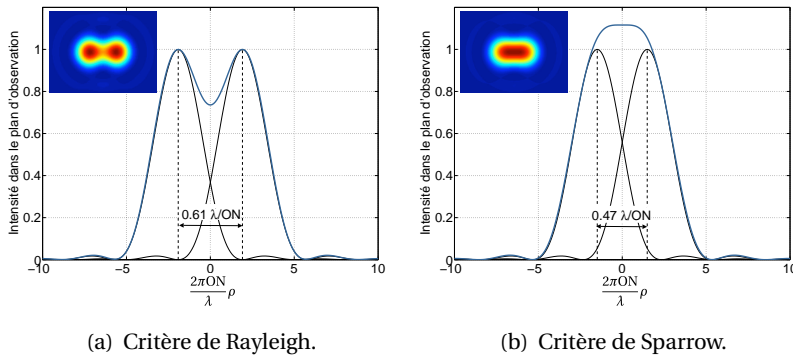
### Critère de Sparrow

Depuis le XIX<sup>ème</sup> siècle, l'œil humain a été remplacé par des systèmes de détection électroniques mesurant l'intensité du rayonnement récolté dans le plan d'observation. La limite de résolution de ces détecteurs est atteinte lorsque la résultante d'intensité (en bleu sur la figure 1.8(b)) des deux PSF ne présente plus de décroissance au centre du motif de diffraction. Sparrow [1.6] définit ainsi en 1916 son propre critère :

$$R_{\text{Sparrow}} = 0.47 \cdot \frac{\lambda}{\text{ON}} \quad (1.8)$$

### Conclusion

Les critères de résolution à deux points donnent une indication sur le pouvoir de résolution du système optique. Néanmoins, ces critères établis sur la base d'images calculées ne prennent pas en considération le bruit inévitablement introduit dans les systèmes optiques. Ainsi, Goodman [1.7] montra que la capacité d'un système à résoudre deux points sources dépend fondamentalement du rapport signal sur bruit (SNR – *Signal to Noise Ratio*) des images détectées.

**Figure 1.8**

Critères de résolution à deux points : les PSF provenant de deux points sources s'additionnent pour former une image résultante (en bleu) analysée par les systèmes de détection (œil pour Rayleigh, détecteur électronique pour Sparrow).

### 1.3.1.3 Approche fréquentielle : le critère d'Abbe

Ernst Abbe a proposé en 1873 une approche alternative au concept de résolution des systèmes optiques [1.8], qui a découlé de sa théorie sur la formation de l'image dans les microscopes, en éclairage cohérent. Selon lui, un objet peut être décomposé en une infinité de réseaux élémentaires de pas  $p_r$  (associé à une fréquence spatiale  $f_r = 1/p_r$ ) variable. Ces réseaux diffractent la lumière incidente et seule une portion des ondes diffractées est interceptée par l'objectif d'ouverture numérique ON. Les composantes non interceptées par l'objectif, c'est-à-dire les plus inclinées, sont précisément celles diffractées par les réseaux de fréquences élevées. La résolution du système optique est alors déterminé par le rayon marginal passant par l'objectif, qui forme un angle  $u$  avec l'axe optique, et s'exprime comme le demi-pas du réseau diffractant cette onde :

$$R_{\text{Abbe}} = \frac{\lambda}{2n \sin u} \quad (1.9)$$

soit :

$$R_{\text{Abbe}} = 0.5 \cdot \frac{\lambda}{\text{ON}} \quad (1.10)$$

Abbe a observé que le contraste de l'image décroît lorsque la fréquence spatiale du réseau augmente, jusqu'à s'annuler pour une fréquence appelée fréquence de coupure du système optique, notée  $f_c$ . Goodman [1.9] a depuis montré que la capacité d'un système optique à traiter des objets de dimensions variables est caractérisée par sa réponse fréquentielle spatiale, appelée fonction de transfert optique (OTF – *Optical Transfer Function*), qui n'est autre que la transformée de Fourier de la PSE. Le module de la fonction de transfert optique, appelé fonction de transfert de modulation (FTM – *Modulation Transfer Function*), est donc un outil mathématique particulièrement adaptée pour caractériser les performances des systèmes optiques en terme de pouvoir de résolution.

### 1.3.2 Résolution du testeur dynamique de disques optiques

Le microscope optique conventionnel est un système statique permettant d'imager une zone étendue d'un objet. Il s'agit donc d'un système de traitement parallèle de l'information, dont l'analyse des images formées n'est pas particulièrement adaptée à un traitement électronique. Young et Roberts [1.10] ont proposé en 1951 un système de microscopie dynamique, utilisant un spot en mouvement pour balayer l'objet point par point. L'image, reconstituée de manière séquentielle, pouvait être affichée sur un écran de télévision ou stockée pour un traitement ultérieur. Ainsi était né le microscope optique à balayage. Welford [1.11] a établi une analogie entre le microscope conventionnel et le microscope à balayage en montrant en 1960 que le signal temporel obtenu en balayant l'objet avec le microscope à balayage est comparable à la distribution spatiale d'intensité obtenue dans le plan image d'un microscope conventionnel.

Dans cette partie, nous verrons que le testeur dynamique de disques optiques est semblable à un microscope confocal à balayage. Nous présenterons la théorie optique de la diffraction par un réseau qui limite à elle seule la résolution du système. Nous étudierons enfin succinctement les mécanismes optiques qui aboutissent à l'obtention d'un signal temporel lors du balayage du spot focalisé sur le disque.

#### 1.3.2.1 Analogie entre le testeur dynamique et le microscope confocal à balayage

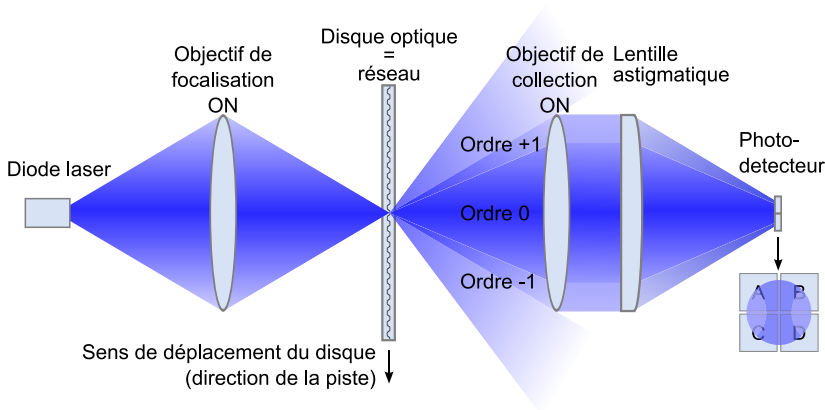
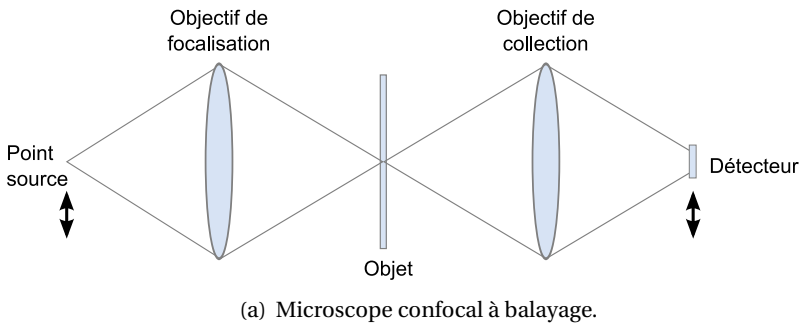
Le technologie disque optique, inventée en 1978 par Bouwhuis *et. al.* (*Philips*) [1.1], utilise un système optique proche du microscope à balayage pour lire les disques. Le testeur dynamique présenté sur la figure 1.1 est en tout point semblable à un microscope confocal à balayage [1.12], comme l'indique la figure 1.9, si ce n'est que le testeur dynamique fonctionne en réflexion<sup>2</sup>. L'objectif de focalisation d'ouverture numérique ON est ainsi également utilisé pour collecter le faisceau réfléchi sur le disque.

#### 1.3.2.2 Diffraction du spot focalisé par un réseau

La capacité d'un système optique à traiter des objets de dimensions variables est caractérisée par sa réponse fréquentielle spatiale : la fonction de transfert de modulation, ou FTM<sup>3</sup>. L'approche

2. Dans un souci de visibilité, le testeur dynamique est représenté sur la figure 1.9(b) par un système optique en transmission. Le principe de fonctionnement reste identique.

3. La fréquence spatiale contenue dans un réseau de période  $p_r$  est :  $f_r = \frac{1}{p_r}$ . Les fréquences spatiales d'un objet sont donc homogènes à l'inverse d'une distance et s'expriment en  $m^{-1}$ .



**Figure 1.9**  
Représentation schématique du microscope confocal à balayage (a) et du testeur dynamique de disques optiques (b). Le fonctionnement de ces systèmes optiques similaires repose sur la diffraction d'un faisceau focalisé par l'objet (disque optique dans le cas du testeur dynamique) en translation. Une partie de la lumière transmise est récupérée par le collecteur et transmise au détecteur.

d'Abbe pour déterminer la résolution du microscope repose sur la diffraction d'une onde plane cohérente sur un réseau. Dans le cas du microscope confocal à balayage, l'onde incidente n'est pas plane mais sphérique puisqu'elle provient de la focalisation du faisceau par l'objectif. Nous allons présenter ici la théorie de la diffraction des réseaux, dans le cas où l'onde incidente est plane, puis sphérique.

### Diffraction d'une onde plane

Soit une onde plane incidente dans un milieu d'indice  $n$  sur un réseau en réflexion de période  $p_r$  semblable à celui présenté sur la figure 1.10(a). Après réflexion sur le réseau, l'onde est divisée en une onde plane principale, appelée ordre 0, et deux ondes planes de plus faible amplitude, appelées ordres  $\pm 1$ . L'angle d'inclinaison  $\alpha_N$  de ces ondes planes par rapport à la normale est déterminé par la loi des réseaux [1.13] :

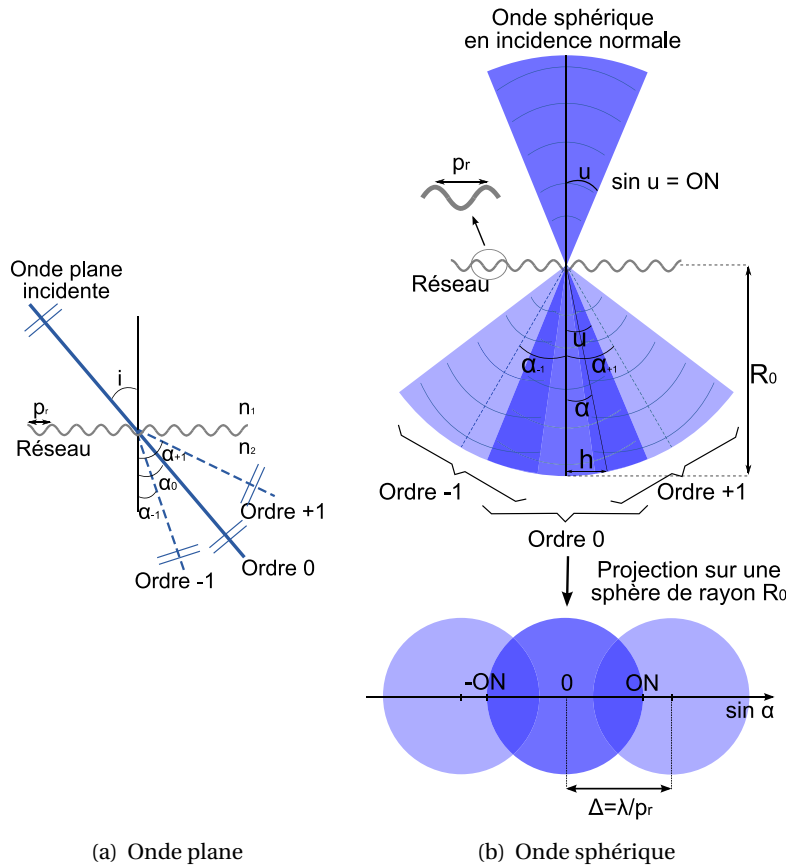
$$n \sin \alpha_N = -n \sin i + N \frac{\lambda}{p_r} \quad (N = -1, 0, 1) \quad (1.11)$$

où  $i$  est l'angle d'incidence de l'onde sur le réseau,  $n$  l'indice du milieu incident et  $N$  l'ordre de l'onde considérée. L'intensité des ondes reste constante lors du déplacement du réseau. En revanche, une différence de chemin optique  $\Delta e = d \sin(\alpha_{\pm 1})$  s'établit entre les ordres  $\pm 1$  et l'ordre 0 lorsque le réseau

est translaté d'une distance  $d$ . Le déphasage  $\Delta\phi_N$  de ces ordres par rapport à l'ordre 0 s'écrit :

$$\Delta\phi_N = 2\pi N \frac{\Delta e}{\lambda} = 2\pi N \frac{d}{p_r} \quad (N = -1, 1) \quad (1.12)$$

$N$  étant l'ordre de l'onde diffractée considérée.



**Figure 1.10**

Diffraction par un réseau de période  $p_r$ . Dans le cas où l'onde incidente est sphérique, la diffraction par le réseau produit trois lobes dont l'écartement par rapport à l'axe optique renferme une information sur la période de l'objet. La condition de recouvrement des lobes d'ordre  $\pm 1$  avec le lobe d'ordre 0 est :  $p_r < \frac{\lambda}{2ON}$ .

### Diffraction d'une onde sphérique

Dans le cas du testeur dynamique de disques optiques, l'onde incidente sur le réseau n'est pas une onde plane mais une onde sphérique issue de la focalisation par l'objectif d'ouverture numérique  $ON$  (figure 1.10(b)). Cette onde sphérique peut être décomposée en une jeu d'ondes planes incidentes sur une distribution angulaire comprise entre  $-u$  et  $+u$ . La diffraction de cette onde sphérique par le réseau génère trois ondes sphériques, appelées lobes de diffraction d'ordre 0, +1 et -1, ayant chacun la même ouverture numérique  $ON$  que l'onde sphérique incidente. Les lobes d'ordre  $\pm 1$  sont des clones du lobe d'ordre 0, de plus faible intensité et inclinés d'un angle  $\alpha_{\pm 1}$  par rapport à l'axe optique. Considérons un rayon incliné d'un angle  $\alpha$ , distant de l'axe optique d'une longueur  $h$  lorsque qu'il

intercepte une sphère de rayon  $R_0$  (voir figure 1.10(b)).  $\alpha$ ,  $h$  et  $R_0$  sont liés par la relation :

$$\sin \alpha = \frac{h}{R_0} \quad (1.13)$$

La projection des rayons diffractés permet d'obtenir une visualisation plane des lobes de diffraction qui sont alors représentés par des disques de rayon  $ON$ . En appliquant la loi des sinus (équation 1.11) au rayon confondu avec l'axe optique, nous obtenons l'écart  $\Delta$  entre le centre du lobe d'ordre 0 et ceux des lobes d'ordre  $\pm 1$  :

$$\Delta = \sin \alpha_{\pm 1} = \frac{\lambda}{p_r} \quad (1.14)$$

Cet écart  $\Delta$  renferme donc l'information sur la période du réseau (et donc à la taille des marques) : plus le pas du réseau est faible, plus l'effet de la diffraction est important, et plus les lobes s'écartent de l'axe optique.

### 1.3.2.3 Résolution et réponse fréquentielle du testeur dynamique

Nous venons de montrer que l'information sur la période de l'objet est contenue dans l'inclinaison des lobes d'ordre  $+1$  et  $-1$  par rapport à l'axe optique. Dans le cas du testeur dynamique, le système optique fonctionnant en réflexion, les lobes de diffraction sont collectés par l'objectif d'ouverture numérique  $ON$  jouant le rôle d'objectif de collection sur le trajet retour (figure 1.9(b)). Le lobe d'ordre 0, d'ouverture numérique  $ON$ , est ainsi entièrement collecté par l'objectif. Par ailleurs, le photodétecteur reçoit l'image du flux lumineux collecté par l'objectif. Pour récupérer au niveau du détecteur l'information sur la période  $p_r$  du réseau, il est nécessaire que tout ou partie des lobes d'ordre  $\pm 1$  soit collecté par l'objectif, et donc qu'il existe une zone de recouvrement entre les lobes d'ordre  $\pm 1$  et le lobe d'ordre 0.

#### Limite de résolution

La condition de recouvrement des lobes d'ordres  $\pm 1$  avec l'ordre 0 s'exprime par la relation :

$$\frac{\lambda}{p_r} \leq 2ON \quad (1.15)$$

Il existe donc une période minimum notée  $p_c$ , en deçà de laquelle il ne se produit pas de recouvrement des lobes de diffraction :

$$p_c = \frac{\lambda}{2ON} \quad (1.16)$$

associé à une fréquence spatiale  $f_c = 2ON/\lambda$ , appelée fréquence de coupure de la tête optique. Notons que cette limite résolution est identique au critère établi par Abbe pour les microscopes classiques en éclairage cohérent. Il est souvent fait référence à la limite de résolution du testeur dynamique, notée LR, qui exprime la dimension de la plus petite marque détectable (tableau 1). Sachant qu'il s'agit de la demi-période du réseau, cette limite de résolution s'écrit simplement :

$$\boxed{LR = \frac{\lambda}{4ON}} \quad (1.17)$$

Notons que la limite de résolution d'un microscope optique à balayage confocal est indépendante de la vitesse de déplacement du réseau, ce qui signifie qu'un disque optique peut, d'un point de vue purement optique, être lu à n'importe quelle vitesse<sup>4</sup>.

### Réponse fréquentielle

Le signal électrique provenant du photo-détecteur est obtenu, à chaque instant  $t$ , par intégration de l'intensité lumineuse sur la surface éclairée du photo-détecteur. Bouhwuis *et. al.* ont montré [1.1] que l'amplitude du signal est proportionnelle à l'aire de recouvrement du lobe d'ordre 0 avec les lobes d'ordre  $\pm 1$ , qui dépend directement de la fréquence  $f_r$  du réseau. La fonction de transfert de modulation (FTM) normalisée, qui détermine la capacité de la tête optique à résoudre un objet de fréquence  $f_r$  variable, s'exprime alors ainsi :

$$FTM(f_r) = \begin{cases} \frac{2}{\pi} \left( \arccos\left(\frac{f_r}{f_c}\right) - \frac{f_r}{f_c} \sqrt{1 - \left(\frac{f_r}{f_c}\right)^2} \right) & \text{pour } f_r \leq f_c \\ 0 & \text{pour } f_r > f_c \end{cases} \quad (1.18)$$

La figure 1.11 représente cette variation de la FTM avec  $f_r/f_c$ .

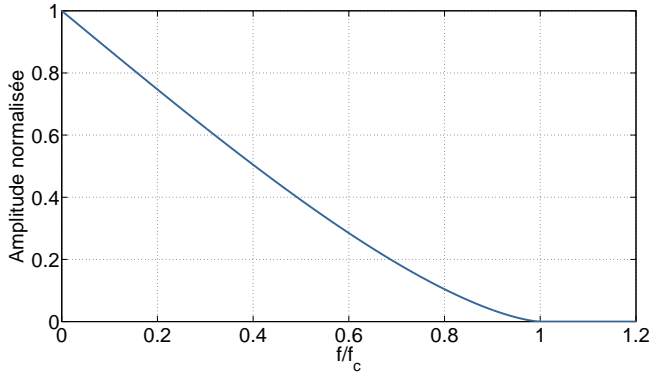
#### 1.3.2.4 Origine du signal temporel : balayage du spot focalisé sur le réseau

Nous allons montrer dans cette partie en quoi le balayage du spot focalisé sur l'objet permet d'aboutir, au niveau du détecteur, à un signal dont la période temporelle contient l'information sur la période spatiale de l'objet.

L'équation 1.12 montre que la différence de phase  $\Delta\phi_N$  entre les lobes de diffraction d'ordre  $\pm 1$  et celui d'ordre 0 varie linéairement avec le déplacement  $d$  du réseau. Dans le cas où le réseau se déplace

4. La vitesse de lecture des disques est en pratique limitée par la vitesse de rotation du moteur, la déformation du média induite à haute vitesse et l'électronique de traitement des signaux.



**Figure 1.11**

Fonction de Transfert de Modulation (FTM) normalisée de la tête de lecture d'un disque optique. Plus la fréquence spatiale du réseau est faible, plus sa période est élevée et plus la tête optique est à même de délivrer un signal de forte amplitude.

avec une vitesse constante  $v$ <sup>5</sup>, l'écart de phase  $\Delta\phi_N$  devient :

$$\Delta\phi_N = 2\pi N v f_r t \quad (N = -1, 0, 1) \quad (1.19)$$

Bouhweis *et. al.* ont montré [1.1] que des interférences se produisent entre les zones de recouvrement des lobes d'ordre  $\pm 1$  et du lobe d'ordre 0. L'intégration de l'intensité lumineuse par le photodétecteur sur ces deux zones de recouvrement produit deux signaux électriques. Le signal électrique informatif  $I_{D_{info}}(t)$  est proportionnel à la somme de ces deux contributions pondérée par la FTM de la tête optique :

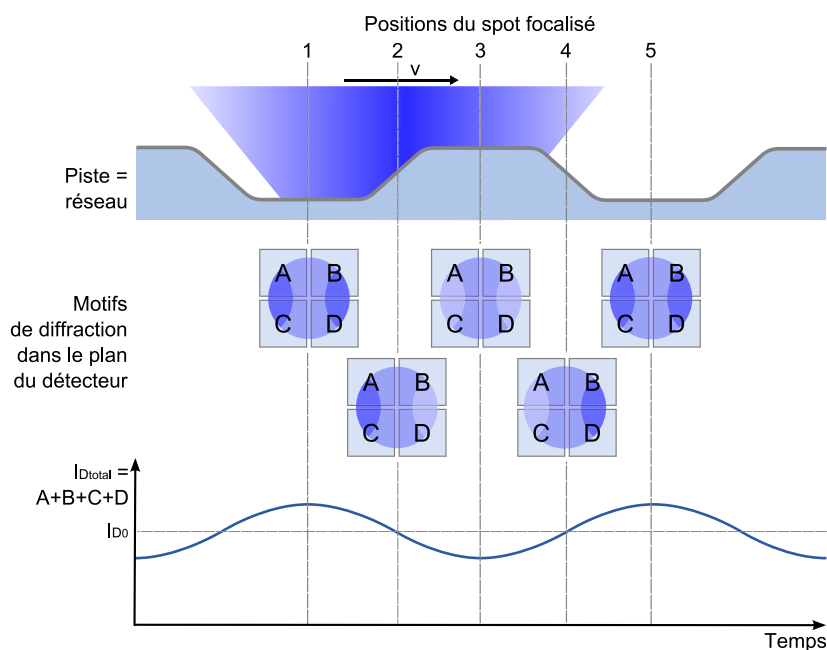
$$I_{D_{info}}(t) \propto \text{FTM}(f_r) \cdot \cos(2\pi v f_r t) \quad (1.20)$$

Par ailleurs, le lobe d'ordre 0, qui ne contient pas d'information sur la périodicité de l'objet éclairé uniformément le détecteur et introduit une valeur moyenne  $I_{D_0}$  sur le signal, proportionnelle à la réflectivité  $R$  de l'objet. Le courant électrique total  $I_{D_{total}}$  s'écrit :

$$I_{D_{total}}(t) = I_{D_0} + \gamma \text{FTM}(f_r) \cos(2\pi v f_r t) \quad (1.21)$$

$\gamma$  étant un coefficient de proportionnalité. La figure 1.12 représente l'évolution de ce signal lorsque le spot balaye le disque. La période temporelle  $p$  de ce signal est directement liée à la période  $p_r$  de l'objet par la relation  $p_r = p \cdot v$ , ou  $v$  est la vitesse du spot focalisé.

5. C'est le cas pour les disques optiques dont les pistes sont le plus souvent lues à vitesse linéaire constante (clv - *constant linear velocity*)

**Figure 1.12**

Origine du signal dans les disques optiques. Le spot focalisé balaye le réseau (piste) à la vitesse  $v$ . Les déséquilibres de phase successifs des lobes de diffraction d'ordre  $\pm 1$  par rapport au lobe d'ordre 0 induisent une modulation temporelle du signal électrique délivré par le détecteur quatre quadrants. La période temporelle de ce signal, son amplitude crête-à-crête, et sa valeur moyenne sont respectivement proportionnels à la période  $p_r$  du réseau, à la valeur de la FTM correspondant à cette période, à la réflectivité  $R$  du disque.

### 1.3.3 Mécanismes optiques du phénomène de Super-Résolution

#### 1.3.3.1 Définition du concept de Super-Résolution et application à la technologie du disque optique

Un objet de taille limitée diffracte à la fois les ondes propagatives et les ondes évanescentes, les premières correspondant aux composantes radiatives du champ appelées champ lointain (qui se propagent et peuvent ainsi être détectées à longue distance), et les secondes aux composantes évanescentes, non radiatives, connues sous l'appellation champ proche. Les ondes propagatives émises sont liées aux basses fréquences spatiales ( $f_r < 2ON/\lambda$ ) de l'objet diffractant et comportent des informations sur ses détails les plus grossiers. Les ondes non propagatives sont, quant à elles, liées aux hautes fréquences spatiales : elles contiennent des informations sur les détails fins.

La Super-Résolution optique regroupe l'ensemble des techniques permettant de surpasser la limite de diffraction d'Abbe, c'est-à-dire qui permettent de propager en champ lointain des informations sur des objets émettant du champ proche. Ces techniques font depuis longtemps l'objet de recherches approfondies, en particulier dans le domaine de l'imagerie. Toraldo di Francia [1.14] affirma en 1955 qu'il est en théorie possible de contourner la limite de diffraction d'Abbe, même pour des objets contenant des fréquences spatiales infinies, à condition de connaître au préalable une information sur cet objet. Wolter [1.15] et Harris [1.16] ont ensuite montré que cette information réside uniquement dans le fait que l'objet soit de taille finie. McCutchen a montré en 1967 [1.17] que l'apposition sur l'objet d'un masque de taille infinitésimale permet, en théorie, d'accroître à l'infini le

pouvoir de résolution du système optique. En pratique, la difficulté de réalisation d'un tel masque et la présence de bruit dans le système optique ont rendu impossible la validation expérimentale de cette théorie. Les inventeurs du disque optique, Bouwhuis et Spruit (*Philips*), ont eu l'idée d'appliquer cette théorie au disque optique en imaginant que le spot focalisé, en translation sur l'objet, pourrait lui-même créer le masque optique en provoquant une variation locale des propriétés optiques d'un empilement de couches minces « actives » insérées au cœur du disque [1.18, 1.19]. Ainsi était né le concept de Super-Résolution appliqué au disque optique.

### 1.3.3.2 Principe de lectures des disques Super-Résolution

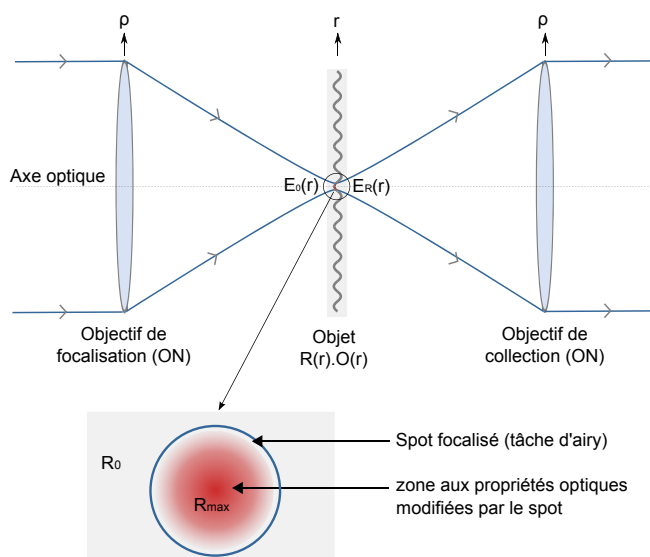
Nous allons présenter, sur la base des travaux de Bouwhuis *et. al.* [1.18], les mécanismes optiques qui permettent la lecture de séquences de petites marques grâce à l'introduction d'une variation des propriétés optiques locales du disque lu, en faisant abstraction des mécanismes physiques et/ou physico-chimiques qui en sont à l'origine.

La modélisation du processus de lecture des disques optiques présentant une variation de leurs propriétés optiques à forte puissance de lecture, proposée par Bouwhuis *et. al.* [1.18], est fondée sur le modèle scalaire de la diffraction de Hopkins [1.21]. Ce modèle utilise le formalisme de Fourier [1.9] grâce auquel il est possible d'exprimer simplement la distribution spatiale du champ électrique au niveau de l'objectif de focalisation, de l'objet (disque) et de l'objectif de collection du microscope confocal par des fonctions scalaires. Le champ électrique au niveau du disque peut ainsi être exprimé en coordonnées polaires dans l'espace réel (variable  $r$  : distance par rapport à l'axe optique). Le champ électrique au niveau des objectifs de focalisation et collection sont eux exprimés dans l'espace fréquentiel (variable  $\rho$ ), comme indiqué sur la figure 1.13.

Soit  $E_0(r)$  la distribution spatiale du champ électrique représentant le spot focalisé dans le plan disque (tâche d'Airy). La variation locale des propriétés optiques du disque peut se répercuter sur sa transmission ou sa réflectivité<sup>6</sup>, suivant les matériaux considérés et le(s) mécanisme(s) à l'origine des variations de propriétés optiques impliqués. Dans le cas où ces variations de propriétés optiques provoquent une modification de la réflectivité  $R$  du disque, celle-ci est de la forme :

$$R(r) = R_0 [1 + \chi \cdot g(E_0)] \quad (1.22)$$

6. Extrait du brevet de Bouwhuis *et. al.* [1.19] : « [...] it is only important for the superresolution that there is a discontinuity in the scanning spot, and that the nature of the discontinuity is not so important. »

**Figure 1.13**

Représentation schématique du microscope confocal à balayage fonctionnant en transmission. Le spot focalisé provoque une modification locale des propriétés optiques du disque, qui se traduit dans cet exemple par une élévation de la réflectivité du disque ( $R_0$  pour le matériau non-excité,  $R_{\max}$  au centre du spot).

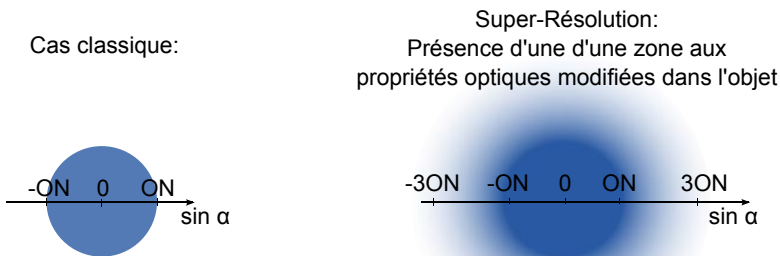
où  $R_0$  est la réflectivité de l'empilement à la longueur d'onde d'étude,  $\chi$  un facteur définissant l'amplitude et la nature du phénomène optique (diminution de réflectivité si  $\chi$  est négatif, augmentation dans le cas contraire) et  $g$  une fonction définissant la dépendance de la partie non-linéaire de  $R(r)$  avec le champ électrique incident  $E_0$ . La distribution spatiale de la zone aux propriétés optiques modifiées (représentée de manière schématique sur la figure 1.13) est directement liée à cette fonction  $g$ .

Le calcul de la transformée de ce champ électrique, diffracté par l'objet, permet d'aboutir à l'expression du champ électrique dans le plan de l'objectif de collection, et donc de déterminer la distribution des lobes de diffraction. Bouhwuis *et. al.* [1.18] montrent que la présence d'une zone aux propriétés optiques modifiées, sous le spot focalisé, provoque un élargissement des lobes de diffraction.

Nous développons en annexe A les calculs dans le cas où la fonction  $g$ , qui régit la distribution spatiale de cette zone aux propriétés optiques modifiées, est proportionnelle à l'intensité du rayonnement incident. La distribution du lobe de diffraction d'ordre 0 (le principe est le même pour les lobes d'ordre  $\pm 1$ , ces derniers étant moins intenses que le lobe d'ordre 0), obtenue dans cette configuration, est représentée de manière schématique sur la figure 1.14, dans le cas classique (sans modification locale des propriétés optiques du disque) et dans le cas de disques Super-Résolution (existence d'une zone aux propriétés optiques modifiées, sous le spot focalisé). Le diamètre du lobe de diffraction élargi est trois fois plus important que celui du lobe de diffraction obtenu dans le cas classique. Par ailleurs, contrairement au lobe de diffraction classique ayant une distribution de champ électrique uniforme, le lobe élargi a une distribution spatiale de champ électrique non uniforme, que nous pou-

vons décomposer en :

- un disque central intense, de diamètre  $2ON$ ,
- un anneau diffus, dont l'intensité décroît avec l'éloignement du centre du lobe.



**Figure 1.14**

Influence de modification locales des propriétés optiques du disque, sous le spot focalise : représentation schématique du lobe de diffraction d'ordre 0 dans le plan de l'objectif de collection, dans le cas classique (à gauche, sans modification des propriétés optiques) et dans le cas où les propriétés optiques du disque varient sous le spot (à droite).

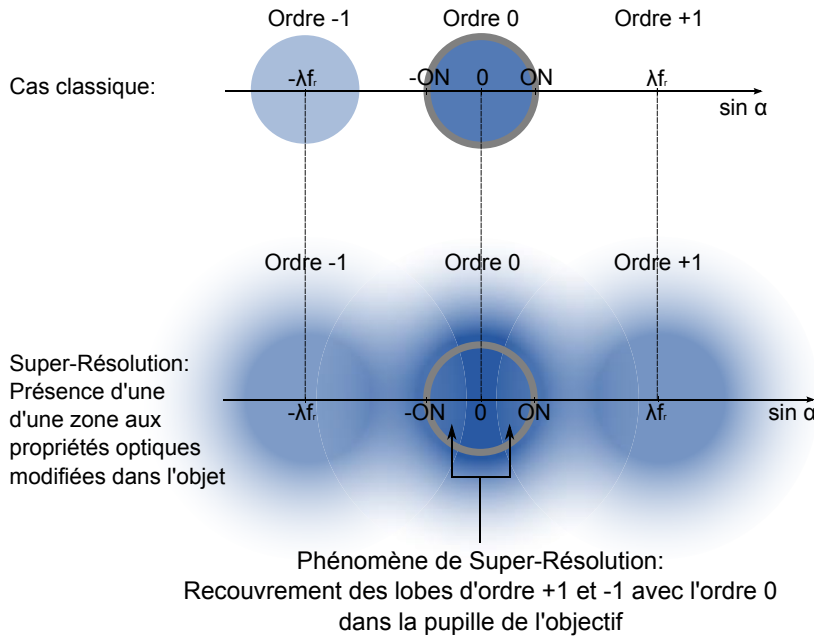
### Recouvrement des lobes élargis dans la pupille de l'objectif de collection

Nous allons à présent montrer en quoi l'élargissement des lobes de diffraction permet d'obtenir un signal lors de la disque optique, que nous assimilons à un réseau de fréquence spatiale  $f_r = 1/p_r$  supérieure à la fréquence de coupure  $f_c$  de la tête optique, en nous appuyant sur la figure 1.15.

Dans le cas d'un disque classique (i.e. dont les propriétés optiques ne varient pas), les trois lobes de diffraction ont un diamètre  $2ON$ . L'écart entre le centre du lobe central et ceux des lobes d'ordre  $\pm 1$  est égal à  $\lambda/f_r$ . Puisque la fréquence spatiale  $f_r$  du réseau est supérieure à la fréquence de coupure  $f_c$ , il ne peut en aucun cas y avoir de recouvrement entre les lobes d'ordre  $\pm 1$  et l'ordre 0 dans la pupille de l'objectif de collection, condition *sine qua non* à l'obtention d'un signal lors du balayage du spot sur l'objet.

En revanche, dans le cas où les propriétés optiques du disque varient sous le spot, l'affinement du spot focalisé conduit à un élargissement des lobes de diffraction dont le diamètre atteint  $6ON$ . L'écart entre le centre du lobe central et ceux des lobes d'ordre  $\pm 1$  reste toutefois déterminé par le pas du réseau, et est égal à  $\lambda/f_r$ . Il peut alors se produire un recouvrement des lobes d'ordres  $\pm 1$  avec le lobe d'ordre 0 sur la pupille de l'objectif de collection, de diamètre  $2ON$  (délimité par l'anneau gris sur la figure 1.15). Un phénomène d'interférences peut alors se produire sur ces zones, pouvant aboutir à la génération un signal temporel selon le principe de la lecture des disques optiques conventionnels.

La figure 1.15 permet de déterminer la condition à respecter pour qu'il y ait recouvrement entre



**Figure 1.15**

Représentation des lobes de diffraction dans le plan de l'objectif de collection, pour un réseau de fréquence spatiale  $f_r > f_c$ . En haut : les propriétés optiques du disque ne varient pas sous le spot. Les lobes  $\pm 1$  n'interfèrent pas avec l'ordre 0, il n'y a donc pas de signal. En bas : les propriétés optiques varient sous le spot, ce qui a pour effet d'élargir le diamètre des lobes de diffraction d'ordre  $\pm 1$ . Ces derniers peuvent ainsi interférer avec l'ordre 0, dans la pupille du collimateur (anneau gris).

lobes d'ordre +1 et -1 et le lobe d'ordre 0, dans la pupille de l'objectif de collection de diamètre  $2ON$  :

$$\lambda f_r - 3ON \leq ON \tag{1.23}$$

soit :

$$f_r \leq \frac{4ON}{\lambda} \tag{1.24}$$

Nous pouvons dès lors établir la fréquence de coupure du système tête optique - objet, notée  $f_{cSR}$  :

$$\boxed{f_{cSR} = \frac{4ON}{\lambda} = 2f_c} \tag{1.25}$$

où  $f_c$  est la fréquence de coupure de la tête optique. Autrement dit, l'introduction d'une modification locale des propriétés optiques du disque permet de doubler le pouvoir de résolution du testeur dynamique de disques optiques dans le cas où la fonction  $g$  (équation 1.22) est proportionnelle à l'intensité du rayonnement incident.

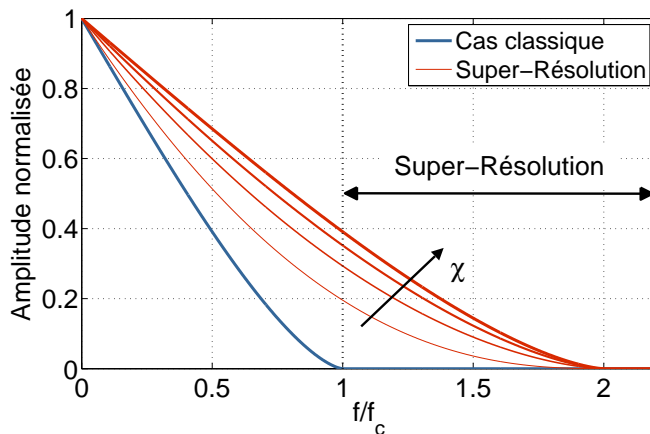
En terme de réponse fréquentielle, d'une modification locale des propriétés optiques du disque conduit à la génération d'une nouvelle FTM (figure 1.16) venant se superposer à la FTM classique.

Lorsque les propriétés optiques du disque ne varient pas sous l'influence du rayonnement incident, la distribution d'amplitude des lobes de diffraction est uniforme. Dans ce cas la surface des zones où interfèrent les lobes d'ordre  $\pm 1$  avec le lobe d'ordre 0 détermine l'amplitude du signal obtenu lors du balayage de l'objet de fréquence  $f_r$ . La fonction FTM classique du système optique est

ainsi obtenue lorsque la fréquence spatiale de l'objet varie entre  $f_r = 0$  et  $f_r = f_c$ .

En revanche, dans le cas où les propriétés optiques sont modifiées sous le spot, l'expression de la FTM est moins évidente car la distribution spatiale des lobes élargis n'est pas uniforme et dépend de l'amplitude  $\chi$  de la contribution non linéaire. En particulier, les portions des lobes  $\pm 1$  susceptibles d'interférer avec le lobe d'ordre 0 dans la pupille de l'objectif sont situées sur leur partie externe, de faible intensité. Par conséquent, l'amplitude du signal provenant d'un objet de fréquence proche de  $f_{\text{CSR}}$  sera faible en comparaison de celle obtenue pour un objet de fréquence proche de  $f_c$  et ne présentant pas de zone aux propriétés optiques localement modifiées. Il s'agit là d'une des caractéristiques essentielles des disques optiques à Super-Résolution. L'augmentation du gain  $\chi$  (équation 1.22) permet toutefois d'amplifier ce signal provenant des hautes fréquences spatiales.

Notons par ailleurs que la contribution liée à la présence de la zone aux propriétés optiques modifiées permet, via une amplification du champ au centre des lobes, d'amplifier le signal en provenance des basses fréquences spatiales (qui ne requièrent pas d'effet de Super-Résolution pour être détectées. Ceci se traduit par un gain sur la FTM classique pour  $f_r \leq f_c$ .



**Figure 1.16**

Fonction de Transfert de Modulation (FTM) normalisée de la tête de lecture d'un disque optique. L'introduction d'une zone aux propriétés optiques modifiées dans l'objet conduit à un élargissement de la FTM dont le pouvoir de résolution est accru jusqu'à  $2f_c$ .

### 1.3.3.3 Cahier des charges du matériau « idéal »

Nous venons de détailler les mécanismes optiques qui permettent de détecter un signal en provenance de marques de dimension inférieure à la limite de résolution du testeur dynamique. Nous avons ainsi montré que la présence d'une zone aux propriétés optiques modifiées, sous le spot focalisé permet d'élargir les lobes de diffraction dont l'inclinaison par rapport à l'axe optique contient l'information à détecter, à savoir la période de l'objet. Ces lobes élargis sont alors en mesure d'interférer dans la pupille de l'objectif de collection et permettre la génération d'un signal temporel au niveau du photodétecteur lorsque le disque se déplace sous le spot focalisé.

Cette vision théorique ne prend pas en compte les mécanismes physiques et physico-chimiques à l'origine des variations des propriétés optiques du disque. Elle permet toutefois de déterminer le comportement optimal dont doit disposer un matériau pour maximiser la FTM, et donc le signal de Super-Résolution. Le matériau « idéal » doit être en mesure de fournir une variation de ses propriétés optiques :

- réversible : ses propriétés optiques doivent retrouver leur état initial après le passage du spot afin de permettre plusieurs cycles de lecture,
- générée instantanément : la configuration optique optimale est obtenue lorsque la zone modifiée est centrée sur le spot en déplacement sur le disque. Pour y parvenir, les mécanismes à l'origine du phénomène doivent être générés le plus rapidement possible,
- d'amplitude maximale : un contraste maximal de réflectivité ou de transmission permet de maximiser l'amplitude du signal en provenance des petites marques.

Nous allons à présent dresser un état de l'art de l'enregistrement optique par Super-Résolution et passer en revue les principales familles de matériaux proposés comme couche active dans les disques optiques à Super-Résolution.

## 1.4 État de l'art de l'enregistrement optique par Super-Résolution

Depuis les travaux initiés par Bouwhuis *et. al.* au début des années 1990 [1.18] et présentés dans la section précédente, la Super-Résolution n'a cessé d'intéresser les industriels du disque optique. En effet, cette technologie est particulièrement attractive puisqu'elle permet d'accroître la capacité de disques optiques en conservant les principales spécifications des formats existants. Néanmoins, les premiers résultats expérimentaux obtenus au format CD ne satisfaisaient pas les exigences en terme de qualité de signal (amplitude et cyclabilité). Aucun standard de disques optiques à Super-Résolution n'a été donc commercialisé, d'autant que la technologie du disque optique a connu deux sauts générationnels permettant de faire face à la forte croissante de besoins stockage de données numériques. Ainsi, l'avènement du format DVD en 1996, et des formats concurrents HD DVD et Blu-Ray ces dernières années, ont permis de multiplier par 35 la densité de données contenues sur un disque de 12 cm de diamètre en une quinzaine d'années. Les activités de recherche sur la Super-Résolution n'ont pas été abandonnées pour autant mais se sont naturellement adaptées à l'évolution de la technologie du disque optique. La Super-Résolution suscite aujourd'hui un intérêt grandissant à l'heure où le stockage optique de données rentre dans une phase de diversification majeure (stockage



holographique, enregistrement en champ proche optique) imposée par l'impossibilité de diminuer davantage la longueur d'onde d'une part, et d'augmenter l'ouverture numérique de l'objectif d'autre part. La Super-Résolution est ainsi perçue comme une solution crédible pour assurer la transition entre la technologie du disque optique « conventionnelle » et ces technologies de stockage optique ultra haute capacité (au delà du terraoctet).

Dans cette section, nous présenterons de manière historique les principaux matériaux proposés à ce jour pour assurer le rôle de couche dite de masquage dans les disques optiques par Super-Résolution, et passerons en revue les mécanismes physiques et physico-chimiques proposés pour expliquer les variations de propriétés optiques à l'origine du phénomène. Nous présenterons ensuite les spécificités et les performances actuelles de la Super-Résolution sur disques pré-enregistrés (ROM), puis sur disques enregistrables une fois (R) et ré-enregistrables (RW).

#### 1.4.1 Les matériaux utilisés pour assurer le rôle de couche active

##### 1.4.1.1 Historique

Les premiers travaux sur la Super-Résolution, initiés par Philips [1.18, 1.19] au début des années 1990, ont porté sur l'étude du phénomène sur disques pré-enregistrés. Ces derniers sont particulièrement adaptés pour étudier le phénomène de Super-Résolution car ils ne nécessitent pas d'étape d'écriture de l'information, les données étant contenues sous formes de fluctuations topologiques du substrat en polycarbonate (*pits* sous forme de bosses ou creux). La réalisation de substrats comportant des marques de dimension inférieure à la limite de résolution de la tête optiques demande toutefois le développement de techniques de *mastering* (gravure d'une matrice) et de pressage (réplication de substrats en polycarbonate à partir de cette matrice) spécifiques.

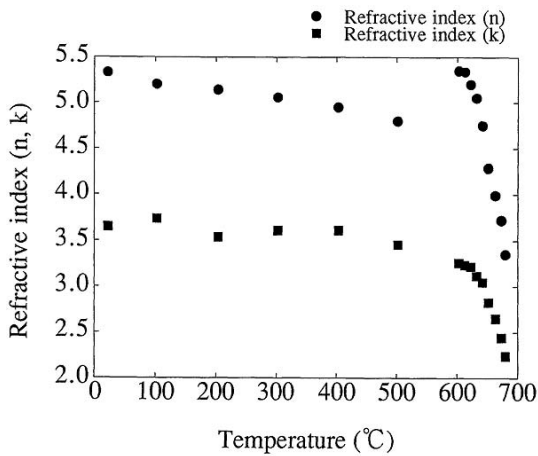
Le concept de Super-Résolution s'est ensuite élargi aux disques enregistrables et ré-enregistrables sous l'impulsion de J. Tominaga (CAN-FOR AIST) qui proposa en 1998 la technologie Super-RENS (*Super-Resolution Near-Field Structure* – Structure de Super-Résolution en champ proche) [1.22]. Les résultats expérimentaux prometteurs obtenus sur les disques Super-RENS, intégrant des matériaux à changement de phase pour assurer le rôle de couche active, ont ouvert de nouvelles perspectives dans l'optique de la normalisation d'un format de disques optiques haute densité à Super-Résolution. Bien que les disques Super-RENS nécessitent une phase d'écriture de l'information, les études expérimentales du phénomène de Super-Résolution ont été plus nombreuses sur ces disques que sur les disques pré-enregistrés.

Le principe de lecture des disques à Super-Résolution repose sur l'exploitation des variations de propriétés optiques d'une couche mince de matériau actif située au cœur du disque, quelque soit le type de disques. Pour cette raison les matériaux proposés pour les disques (ré)enregistrables ont systématiquement été testés sur disques pré-enregistrés, et *vice versa*. Nous présenterons donc les principaux matériaux proposés comme couche non linéaire optique sur ces diverses configurations.

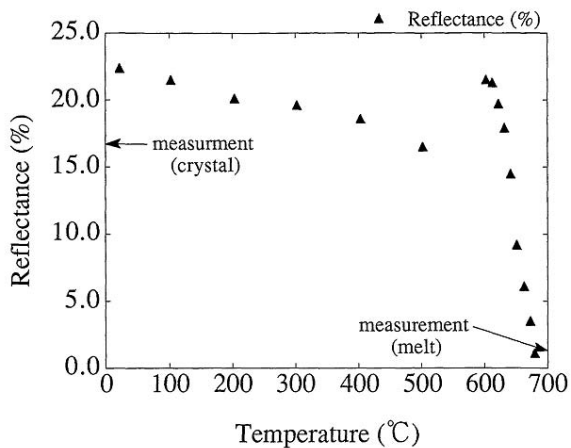
#### 1.4.1.2 Les matériaux à changement de phase

Yasuda *et.al.* (Sony) ont été les premiers à utiliser des matériaux à changements de phase comme matériaux actifs pour la Super-Résolution et ont publié en 1993 [1.23] une étude du phénomène de disques ROM intégrant le matériau  $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$  comme couche de masquage. La figure 1.17 détaille les résultats de ces travaux. L'hypothèse proposée par Yasuda *et. al.* pour expliquer les variations de propriétés optiques de ce matériau, se traduisant par une chute locale de la réflectivité de l'empilement sous le spot, est le passage à la fusion de la couche mince sous le spot. Pendant la lecture, la température atteinte sur la partie arrière du spot est plus importante que la température atteinte à l'avant du spot, en raison de la rotation du disque. Quand la température du matériau  $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$  dépasse la température de fusion ( $600^\circ\text{C}$ ), la couche passe d'un état cristallin à l'état liquide. La réflectivité du matériau à l'état liquide étant plus faible que celle à l'état cristallin, la portion arrière du spot se trouve masquée, ce qui revient à diminuer la taille effective du spot, qui est ainsi en mesure de détecter des marques de petite dimension. En 1995, cette même équipe de recherche a montré [1.24] qu'il est possible, en utilisant le même matériau actif, d'optimiser la structure du disque (optimisation de l'épaisseur des couches et ajout d'une couche réfléchissante) pour maximiser et même inverser le contraste de réflectivité entre zone cristalline et zone fondue (la zone chaude apparaît alors plus réfléchissante) et contrôler la dimension de la zone aux propriétés optiques modifiées, par rapport à celles du spot de lecture.

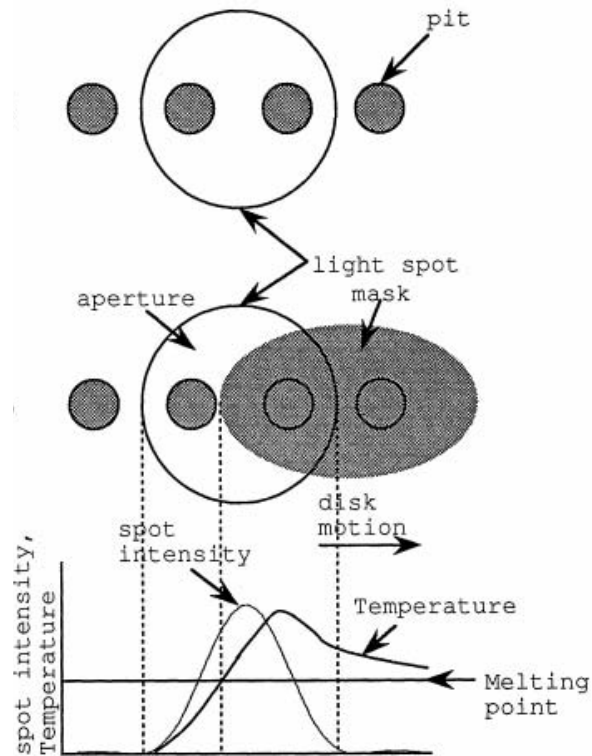
D'autres matériaux à changement de phase ont depuis été proposés pour assurer le rôle de couche active. En particulier, l'antimoine [1.25, 1.22, 1.26, 1.27], les composés  $\text{AgInSbTe}$  [1.28, 1.29],  $\text{Sb}_2\text{Te}_3$  [1.30]. Il serait compliqué de dresser un comparatif rigoureux de ces matériaux, dont les performances en terme de qualité de signal et de cyclabilité dépendent de nombreux paramètres comme la géométrie du substrat pré-enregistré, la longueur d'onde du laser, la configuration optique et thermique des couches minces, les conditions de test. Néanmoins, si la communauté internationale s'accorde à dire que la thermique joue un rôle essentiel dans les variations de propriétés optiques des



(a) Evolution des propriétés optiques ( $\lambda = 780$  nm) d'une couche mince de  $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$  avec la température, mesurée par ellipsométrie. Le passage à la fusion provoque une chute de l'indice de réfraction  $n$  et du coefficient d'extinction  $k$ .



(b) Evolution avec la température de la réflectivité du disque (à  $\lambda = 780$  nm). Le passage à la fusion provoque une chute de réflectivité du disque.



(c) Représentation schématique du spot focalisé dans le plan d'un disque comportant de petites marques, à basse puissance de lecture (en haut) et à la puissance permettant d'obtenir une modification des propriétés optiques de la couche  $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$  (au milieu).

### Figure 1.17

Mécanisme de lecture de disques pré-enregistrés proposé par Sony en 1993 [1.23]. Le matériau à changement de phase  $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$  est ici utilisé comme couche de masquage. Le spot focalisé à forte puissance est absorbé par cette couche mince, ce qui induit une élévation locale de sa température jusqu'au point de fusion, température à laquelle les propriétés optiques de la couche varient drastiquement (a), induisant une chute de réflectivité de l'empilement (b). Le spot focalisé, en translation sur la piste lors de la lecture du disque, induit une zone de faible réflectivité décalée par rapport au centre du spot (c). Cette zone fondue masque une partie du spot focalisé, permettant ainsi la détecter un signal en provenance de petites marques.

les matériaux à changement de phase [1.31], le mécanisme de passage à la fusion proposé par Yasuda *et. al.* [1.23] ne fait en revanche pas l'unanimité. En particulier, Tominaga *et. al.* ont étudié les propriétés optiques de ces matériaux à changement de phase depuis 1998 et ont successivement expliqué l'origine des variations de propriétés optiques de couches minces et la forte amplitude des signaux obtenus par un changement structural réversible des composés GeSbTe (switch de l'atome de germanium dans le cristal) [1.32] et un phénomène de discontinuité de la chaleur spécifique de la couche active à certaines températures (« catastrophe ferroélectrique ») [1.29, 1.33].

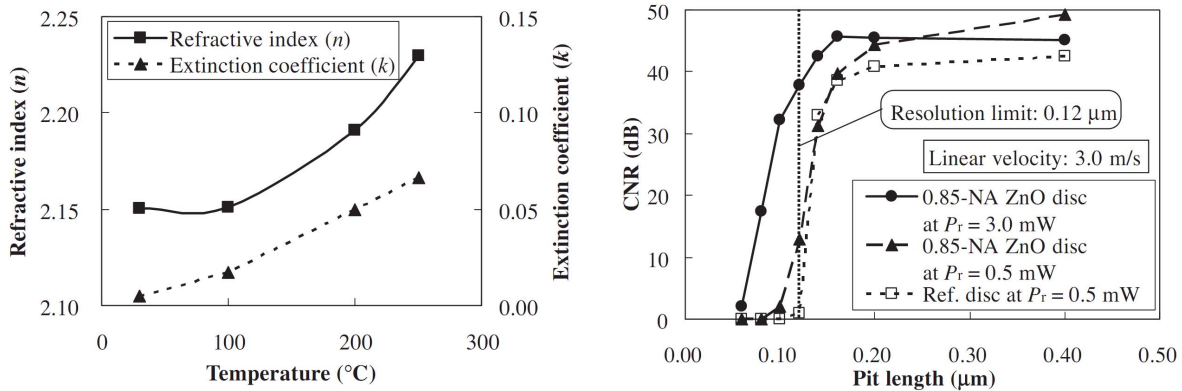
### 1.4.1.3 Les matériaux semiconducteurs

Dès 1990, Bouwhuis *et. al.* (Philips) [1.18] avaient été en mesure d'observer expérimentalement le phénomène de Super-Résolution et valider ainsi leur théorie (décrite dans la section précédente) en déposant une couche mince du matériau semiconducteur GaSb sur un substrat pré-enregistré. Ils avaient ainsi pu détecter un signal de faible amplitude en provenance de marques deux fois plus petites que la limite de résolution de la tête optique en augmentant la puissance du faisceau laser. L'origine des mécanismes à l'origine des variations de propriétés optiques impliqués, se traduisant par un accroissement de la réflectivité de l'empilement, n'était toutefois pas précisée.

En 1994, Wu *et. al.* (Matsushita) [1.34, 1.35] ont proposé un modèle fondé sur la dépendance de l'absorption de matériaux semiconducteurs avec la température (sans passage à la fusion) pour expliquer les variations réversibles des propriétés optiques de ces matériaux. Ce phénomène ne nécessitant pas un chauffage jusqu'au point de fusion, ils pensaient pouvoir utiliser de plus faibles puissances de lecture pour obtenir cette variation des propriétés optiques du matériau, et ainsi améliorer la sensibilité des disques à Super-Résolution et leur cyclabilité (nombres de cycles de lecture). Cette théorie n'avait toutefois pas été validée expérimentalement, jusqu'à ce que Yamamoto *et. al.* (Sharp) proposent en 2004 d'utiliser le semiconducteur ZnO [1.36, 1.37, 1.38] comme matériau actif pour disques aux formats Blu-Ray ROM et HD DVD ROM. La figure 1.18 présente l'évolution des propriétés optiques d'une couche mince ZnO, d'épaisseur 200 nm, avec la température, mesurée par ellipsométrie (a). Ce changement de propriétés optiques réversible leur a permis d'obtenir un CNR (rapport signal sur bruit<sup>7</sup>) de 33 dB lors de la lecture de marques de 80 nm (format Blu-Ray – limite de résolution = 120 nm). Il leur a néanmoins fallu monter la puissance de lecture jusqu'à 3 mW pour obtenir un contraste de réflectivité suffisant.

---

7. Le CNR (*Carrier-to-noise ratio* – signal porteuse à bruit) est en réalité le rapport signal sur bruit filtré à la fréquence porteuse du signal. Nous reviendrons sur sa définition dans le deuxième chapitre



(a) Variations des propriétés optiques (à  $\lambda = 405$  nm) d'une couche mince du semiconducteur ZnO avec la température, mesurées par ellipsométrie. Les variations de l'indice de réfraction ( $n$ ) et du coefficient d'absorption ( $k$ ) se produisent dès les basses températures.

(b) Signal détecté (CNR – rapport signal sur bruit) par une tête optique Blu-Ray (limite de résolution = 120 nm) en fonction de la longueur des marques. Pour un disque n'ayant pas de couche non linéaire optique (courbe en pointillés), aucun signal n'est détecté pour les marques plus petites que 120 nm. Pour des disques comprenant une couche de ZnO, un effet de Super-Résolution est obtenu à haute puissance (3 mW – cercles) tandis qu'à basse puissance l'effet est à peine perceptible.

**Figure 1.18**

Résultats expérimentaux obtenus par Yamamoto *et. al.* [1.36]. La variation des propriétés optiques du semi-conducteur ZnO avec la température (a) permet d'obtenir un signal lors de la lecture de marques de dimension inférieure à la limite de résolution de la tête optique (b).

#### 1.4.1.4 Influence de la nature thermique du phénomène sur l'amplitude du signal

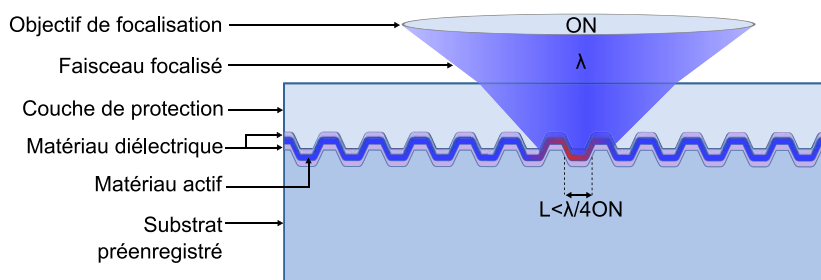
La majorité des études menées sur le phénomène de Super-Résolution attribuent les variations de propriétés optiques des matériaux actifs à des effets thermiques [1.31]. Ainsi, la cinétique de basculement des propriétés optiques sous l'influence de l'élévation de la température locale induite sous le spot focalisé, en déplacement sur la surface du disque, implique qu'il existe dans la majorité des cas un décalage spatial entre le spot et la distribution spatiale de la zone aux propriétés optiques modifiées. Wu *et. al.* ont montré [1.39] par simulation que ce décalage affecte sensiblement la FTM, et par voie de conséquence l'amplitude du signal provenant des petites marques, mais qu'il n'empêche pas un élargissement de la FTM au delà de la fréquence de coupure de la tête optique, condition *sine qua non* à l'obtention d'un effet de Super-Résolution.

### 1.4.2 Les différents types de disques optiques Super-Résolution

#### 1.4.2.1 Les disques pré-enregistrés

##### Description d'un empilement typique pour disques ROM

La figure 1.19 représente une structure typique de disque pré-enregistré pour l'étude du phé-

**Figure 1.19**

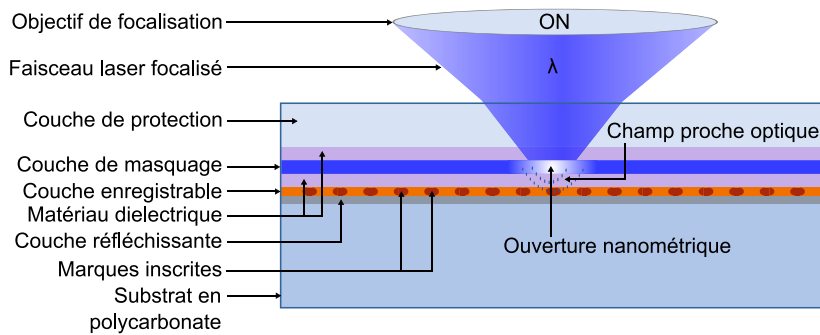
Structure typique d'un disque ROM à Super-Résolution. Les marques pré-enregistrées, de dimension inférieure à la limite de résolution ( $\lambda/4ON$ ), sont détectées grâce à un empilement comportant une couche mince de matériau actif encapsulée entre deux couches minces de matériau diélectrique. L'information à détecter est comprise dans la topologie de la couche de matériau actif et extraite grâce à la génération d'une zone aux propriétés optiques modifiées, sous le spot focalisé, à haute puissance de lecture.

nomène de Super-Résolution, proposée par Kikukawa *et. al.* (TDK) [1.40]. Un empilement constitué de trois couches minces est déposé par des techniques de pulvérisation cathodique<sup>8</sup> sur le substrat pré-enregistré comprenant des marques de dimension inférieure à la limite de résolution ( $\lambda/4ON$ ). Cet empilement comprend une couche de matériau « actif », dont les propriétés optiques à la longueur d'onde de travail varient après absorption d'une partie du rayonnement, encapsulée entre deux couches de matériau diélectrique. Ces couches doivent avoir une épaisseur suffisamment faible pour que la topologie de la couche active reproduise celle du substrat pré-enregistré. La couche active sert à la fois de couche réfléchissante et de couche active. Les paramètres sur lesquels il est possible d'agir pour générer les variations de propriétés optiques sont la puissance de lecture  $P$  du faisceau laser, et la vitesse de lecture  $v$ .

### Performances actuelles des disques ROM

Depuis 2004, les progrès réalisés en *mastering* avancé ont rendu possible l'étude du phénomène de Super-Résolution sur des substrats pré-enregistrés comprenant des séquences de marques aléatoires, les plus petites marques étant de longueur inférieure à la limite de résolution [1.41]. Par ailleurs, il a été montré que l'optimisation de la géométrie des marques (utilisation de *pits* larges) permet de réaliser un gain substantiel sur l'amplitude des signaux [1.42]. Malgré tout, les signaux provenant de disques optiques à Super-Résolution (ROM, R ou RW) ont une amplitude très faible et sont fortement bruités, si bien qu'il est quasiment exclu de les exploiter avec les outils de traitement de signal des formats standard. Seule la technologie PRML (*Partial Response Maximum Likelihood*), outil de trai-

8. Cette méthode de dépôt de couches minces sera présentée dans le deuxième chapitre.

**Figure 1.20**

Super-RENS : structure de Super-Résolution en champ proche. Une ouverture manométrique, générée dans la couche de masquage sous flux laser intense, produit des ondes évanescentes (champ proche) qui interagissent avec les marques et joue le rôle de sonde en assurant la prorogation du contenu en champ lointain.

tement de signal adaptatif utilisé pour le format HD DVD, est aujourd'hui en mesure d'exploiter ces signaux. Kim et al. (Samsung) [1.41,1.43] ont ainsi pu obtenir, en utilisant le matériau actif  $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ , un taux d'erreur (BER – *bit error rate*) de  $6.10^{-5}$  lors de la lecture de disques comprenant des marques 2T de 75 nm avec une tête optique Blu-Ray (limite de résolution : 120 nm), ce qui équivaut à un gain en capacité de 2.1 par rapport au format Blu-Ray (49 GB contre 23 GB).

La densification de données dans la direction radiale est la prochaine étape envisagée pour accroître davantage la densité d'information sur ces disques. Cette problématique n'a toutefois été que très peu explorée en raison des difficultés majeures associées au resserrement des pistes, à savoir des difficultés de suivi de piste et une augmentation du *crosstalk* (phénomène d'interférence entre pistes adjacentes). La seule solution envisageable pour densifier l'information dans la direction radiale, sans modifier sur la tête optique, est une réorganisation des données sur le disque. Kurihara et al. (CAN-FOR AIST) ont ainsi proposé en 2006 [1.44] de regrouper les pistes par paquets, mais les résultats obtenus ne sont guère prometteurs (faible signal, fort *crosstalk*).

#### 1.4.2.2 Les disques enregistrables une fois et ré-enregistrables : la technologie Super-RENS

La technologie Super-RENS a été proposée pour accroître la capacité de disques enregistrables une fois et ré-enregistrables. Ces disques doivent en premier lieu subir une phase d'écriture consistant à inscrire des marques dans une couche enregistrable, grâce à un laser pulsé, puis le contenu enregistré est lu grâce à un faisceau laser continu. La réalisation de disques Super-RENS présente donc un double challenge : écrire des marques plus petites que la limite de résolution de la tête optique dans un premier temps, puis lire ces marques grâce à un phénomène de Super-Résolution. Nous présentons ici les particularités de cette technologie qui se décline en deux versions.

### Disques optiques ré-enregistrables

La figure 1.20 représente la structure typique d'un disque optique Super-RENS ré-enregistrable, telle qu'elle a été proposée par J.Tominaga *et. al.* en 1998 [1.25, 1.22]. Ce disque comprend un ensemble de cinq couches minces de matériaux déposées sur un substrat en polycarbonate :

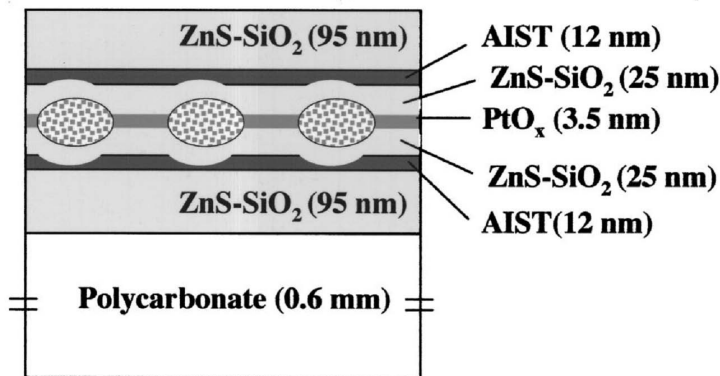
- une couche ré-enregistrable, constituée d'un matériau à changement de phase, dans laquelle l'information est stockée le long d'une piste sous forme de points amorphes dans une matrice cristalline,
- une couche réfléchissante jouant un rôle optique et thermique (puits thermique indispensable pour le processus d'amorphisation de la couche ré-enregistrable),
- un empilement tri-couche, constitué d'un matériau actif (couche de masquage) encapsulée entre deux couches de matériau diélectrique, permettant de réaliser l'effet de Super-Résolution.

L'écriture de marques est réalisée en chauffant localement le matériau enregistrable au delà de sa température de fusion. La couche réfléchissante, ayant une forte conductivité thermique, permet de réaliser la trempe rapide nécessaire pour former les points amorphes.

Tominaga *et. al.* ont montré [1.25, 1.45] que l'écriture des petites marques, fondée sur des effets thermiques, n'est pas un problème majeur. Le véritable challenge consiste donc à lire ces petites marques en modifiant les propriétés optiques de la couche active, sans pour autant effacer les marques amorphes du matériau à changement de phase. La lecture est réalisée en générant dans la couche active une ouverture nanométrique transparente à la longueur d'onde d'étude. Cette ouverture nanométrique, dont les dimensions peuvent être ajustée en choisissant une puissance et une vitesse de lectures adéquates, se comporte alors comme une sonde qui génère des ondes évanescentes (champ proche optique). Ce rayonnement en champ proche est en mesure de se coupler avec les marques inscrites. Vigoureux *et. al.* [1.46] ont montré en 1992 qu'une telle ouverture peut collecter ce rayonnement en champ proche et le propager sous forme d'ondes propagatives (champ lointain).

Plusieurs matériaux ont été utilisés pour assurer le rôle de couche de masquage dans ces disques. Tominaga *et. al.* proposèrent dans un premier temps d'utiliser le matériau antimoine [1.25, 1.22, 1.47] qui devient transparent lorsqu'il est chauffé au delà de sa température de fusion. Le signal obtenu avec ce matériau étant très faible (CNR < 15 dB), Tominaga *et. al.* proposèrent d'utiliser les oxydes d'argent comme couche de masquage, le mécanisme de variation des propriétés optiques reposant sur la décomposition locale de ces oxydes en nanoparticules d'argent de taille aléatoire. L'origine du signal, de plus forte amplitude qu'avec l'antimoine (25 dB), était alors attribué à une amplification



**Figure 1.21**

Représentation schématique d'un disque Super-RENS enregistrable une fois, proposée par Kim *et. al.* [1.52]. L'écriture de marques est réalisée par explosion de bulles dans la couche d'oxyde de platine, qui provoque une structuration des couches de matériaux à changement de phase (AgInSbTe – AIST). Les variations des propriétés optiques de ces couches, à haute puissance de lecture, permet la détection des petites marques.

par résonance de plasmonique, les plasmons de surface étant générés à la surface des nanoparticules d'argent [1.45, 1.48, 1.49, 1.50, 1.51].

### Disques optiques enregistrables une fois

Kim *et. al.* (Samsung) ont proposé en 2003 une variante de la technologie Super-RENS initiale [1.52, 1.53] pour réaliser des disques enregistrables une fois. Cette structure, représentée sur la figure 1.21, comporte une couche enregistrable d'oxyde de platine, et deux couches minces de matériaux à changement de phase. Le mécanisme d'écriture de marques de dimension inférieure à la limite de résolution repose sur la génération de bulles formées par décomposition locale de la couche d'oxyde de platine [1.54]. En ce qui concerne la lecture de ces disques, l'obtention d'un signal de Super-Résolution a été dans un premier temps attribuée à une excitation plasmonique de nanoparticules de platine, sur un modèle semblable à celui proposé pour les disques contenant une couche d'oxyde d'argent [1.55]. Il a depuis été montré que la lecture des petites marques repose sur les variations de propriétés optiques des matériaux à changement de phase [1.56]. Une structure optimisée, proposée par Kim *et. al.* [1.56], utilisant deux fines couches de platine, a permis la lecture par une tête optique Blu-Ray (limite de résolution : 120nm) de marques de 37.5 nm avec un CNR de 33 dB, soit l'équivalent d'un disque de 100 GB (gain en capacité X4).

## 1.5 Conclusion et orientations pour la thèse

Dans ce premier chapitre, nous avons détaillé les spécificités de l'enregistrement optique par Super-Résolution. En particulier, nous avons présenté les mécanismes optiques qui permettent, à haute puissance de lecture, de réaliser un effet de loupe permettant de détecter des marques de di-

mension inférieure à la limite de résolution de la tête optique. Nous avons ainsi pu établir le cahier des charges du matériau idéal pour maximiser le signal de Super-Résolution, qui doit :

- permettre l’obtention d’un signal de forte amplitude,
- offrir une bonne sensibilité,
- offrir une bonne cyclabilité.

L’état de l’art a permis de faire synthétiser les solutions proposées dans la littérature pour les disques optiques pré-enregistrés et (ré)enregistrables. Les résultats obtenus sur les structures Super-RENS associées au récents progrès des outils de traitement des signaux adaptatif offrent des performances supérieures à celle des disques pré-enregistrés. Toutefois la limitation majeure pour ce dernier type de disques réside dans la réalisation de matrices par des techniques de *mastering* avancé qui sont en perpétuel progrès. Il ne fait nul doute que les disques pré-enregistrés offriront prochainement des performances comparables.

Dès le début de la thèse, nous avons choisi d’étudier le phénomène de Super-Résolution sur disques optiques pré-enregistrés, pour plusieurs raisons :

- Contrairement aux disques Super-RENS, les disques pré-enregistrés ne nécessitent pas de phase d’écriture de l’information. Il est ainsi possible de se focaliser sur l’étude des matériaux actifs, à condition de disposer de substrats pré-enregistrés spécifiques.
- Les empilements de couches minces déposés comportent jusqu’à neuf couches pour les disques Super-RENS, contre cinq au maximum pour les disques pré-enregistrés.
- La société MPO a recentré ses activités sur les disques optiques pré-enregistrés. Une étude du phénomène sur ce type de disques semblait donc pertinente dans l’optique d’une possible industrialisation en fin de thèse.

Le prochain chapitre de ce mémoire sera consacré à la présentation des résultats expérimentaux obtenus sur des disques optiques au format DVD ROM et Blu-Ray ROM.

## Références du premier chapitre

- [1.1] G. Bouwhuis, J. Braat, A. Huijser, J. Pasman, G. van Rosmalen, and K. Schouhamer Immink. *Principles of Optical Disc Systems*. Adam Hilger, Bristol/New York, 1985.
- [1.2] M. Mansuripur and G. Sincerbox. Principles and techniques of optical data storage. *Proceedings of the IEEE*, 85(11) :1780–1796, 1997.
- [1.3] A.J. Den Dekker and A. Van den Bos. Resolution : a survey. *Journal of the Optical Society of America A - Optics Image Science and Vision*, 14(3) :547–557, 1997.

- [1.4] P. Belland and J.P. Crenn. Changes in the characteristics of a gaussian beam weakly diffracted by a circular aperture. *Applied Optics*, 21 :522, 1982.
- [1.5] Lord Rayleigh. On the manufacture and theory of diffraction-gratings. *Philosophical Magazine*, 1874.
- [1.6] C.M. Sparrow. On spectroscopic resolving power. *Astrophysical Journal*, 44 :76–86, 1916.
- [1.7] J.W. Goodman. *Statistical Optics*. Wiley, New York, 1985.
- [1.8] E. Abbe. *Archiv fuer mikroskopische anatomie*, 9 :413, 1873.
- [1.9] J. W. Goodman. *Introduction to Fourier Optics. Troisième Edition*. Roberts & Company Publishers, 2005.
- [1.10] J.Z. Young and F. Roberts. A flying-spot microscope. *Nature*, 167 :231, 1951.
- [1.11] W.T. Welford. *Length measurement at the optical resolution limit by scanning microscopy (pp.85–91) dans Optics in metrology*. Pergamon Press, New-York, 1960.
- [1.12] T. Wilson and C. Sheppard. *Theory And Practice Of Scanning Optical Microscopy*. Academic Press, 1984.
- [1.13] M. Born and E. Wolf. *Principles Of Optics : Elecromagnetic Theory Of Propagation, Interference And Diffraction Of Ligth. Septième édition*. Cambridge University Press, 1999.
- [1.14] G. Toraldo di Francia. Resolving power and information. *Journal of the Optical Society of America*, 45 :497, 1955.
- [1.15] H. Wolter. *Progress in Optics*. North-Holland Publishing Co, Amsterdam, 1955.
- [1.16] J.L. Harris. Resolving power and decision theory. *Journal of the Optical Society of America*., 54 :931, 1964.
- [1.17] C.W. McCutchen. Superresolution in microscopy and the abbe resolution limit. *Journal of the Optical Society of America*, Vol. 57(10) :1190–1192, 1967.
- [1.18] G. Bouwhuis and J.H.M Spruit. Optical storage read-out of nonlinear disks. *Applied optics*, 29(26) :3766–3768, 1990.
- [1.19] J.H.M Spruit, G. Bouwhuis, A.H.M. Holstag, and C.M.J. Van Uijen. Optical record carrier and method and apparatus for increasing the resolution of information record thereon. Brevet US5153873, 1992.
- [1.20] Robert W. Boyd. *Nonlinear Optics*. Academic Press, 2003.
- [1.21] H. H. Hopkins. Diffraction theory of laser read-out systems of optical video discs. *Journal of the Optical Society of America*, 69 :4–24, 1979.
- [1.22] J. Tominaga, H. Fuji, A. Sato, T. Nakano, T. Fukaya, and N. Atoda. The near-field super-resolution properties of an antimony thin film. *Japanese Journal of Applied Physics, Part 2 : Letters*, 37(11 PART A), 1998.
- [1.23] K. Yasuda, M. Ono, K. Aratani, A. Fukumoto, and M. Kaneko. Premastered optical disk by superresolution. *Japanese Journal of Applied Physics, Part 1 : Regular Papers and Short Notes and Review Papers*, 32(11 B) :5210–5213, 1993.

- [1.24] Y. Kasami, K. Yasuda, M. Ono, A. Fukumoto, and M. Kaneko. Premastered optical disk by super-resolution using rear aperture detection. *Japanese Journal of Applied Physics, Part 1 : Regular Papers and Short Notes and Review Papers*, 35(1 SUPPL. B) :423–428, 1996.
- [1.25] J. Tominaga, T. Nakano, and N. Atoda. An approach for recording and readout beyond the diffraction limit with an Sb thin film. *Applied Physics Letters*, 73(15) :2078–2080, 1998.
- [1.26] J. Wei, H. Ruan, H. Shi, and F. Gan. Study on read-only optical disk with Sb mask super-resolution. *Chines Science Bulletin*, 49 :1604, 2002.
- [1.27] J. Wei and F. Gan. Thermal lens model of Sb thin film in super-resolution near-field structure. *Applied Physics Letters*, 82(16) :2607–2609, 2003.
- [1.28] I. Hwang, J. Kim, H. Kim, I. Park, and D. Shin. Phase change materials in Super-RENS disk. *IEEE Transactions on Magnetics*, 41(2) :1001–1003, 2005.
- [1.29] J. Tominaga, T. Shima, M. Kuwahara, T. Fukaya, A. Kolobov, and T. Nakano. Ferroelectric catastrophe : beyond nanometre-scale optical resolution. *Nanotechnology*, 15(5) :411–415, May 2004.
- [1.30] L.P. Shi, T.C. Chong, X.S. Miao, P.K. Tan, and J.M. Li. A new structure of super-resolution near-field phase-change optical disk with a  $\text{Sb}_2\text{Te}_3$  mask layer. *Japanese Journal of Applied Physics, Part 2 : Letters*, 40(3 B) :1649–1650, 2001.
- [1.31] M. Kuwahara, T. Shima, P. Fons, T. Fukaya, and J. Tominaga. On a thermally induced readout mechanism in super-resolution optical disks. *Journal of Applied Physics*, 100 :04316, 2006.
- [1.32] A. Kolobov, P. Fons, A. Frenkel, A. Ankudinov, and J. Tominaga. Understanding the phase-change mechanism of rewritable optical media. *Nature materials*, 3 :703–708, 2004.
- [1.33] T. Nakano, E. Mashimo, T. Shima, Y. Yamakawa, and J. Tominaga. Readout power dependence of signal distribution observed in fourier plane of focus spot. *Japanese Journal of Applied Physics, Part 1 : Regular Papers and Short Notes and Review Papers*, 44(5 B) :3350–3352, 2005.
- [1.34] Yihong Wu, Hock Khoo, and Takuyo Kogure. Read-only optical disk with superresolution. *Applied Physics Letters*, 64(24) :3225–3227, 1994.
- [1.35] Y. H. Wu and Y. B. M. Noor. Calculations on modulation transfer-function of a read-only optical disk system with super resolution. *Applied Physics Letters*, 66(8) :911–913, 1995.
- [1.36] M. Yamamoto, G. Mori, H. Tajima, N. Takamori, and A. Takahashi. Super-resolution optical disc with high readout stability using a zinc oxide thin film. *Japanese Journal of Applied Physics, Part 1 : Regular Papers and Short Notes and Review Papers*, 43(7 B) :4959–4963, 2004.
- [1.37] G. Mori, M. Yamamoto, H. Tajima, N. Takamori, and A. Takahashi. Energy-gap-induced super-resolution (EG-SR) optical disc using ZnO interference film. *Japanese Journal Of Applied Physics Part 1-Regular Papers Short Notes & Review Papers*, 44(5B) :3627–3630, May 2005.
- [1.38] N. Takamori, M. Yamamoto, G. Mori, H. Tajima, and A. Takahashi. Dual-layer energy-gap-induced super-resolution read-only-memory disc using ZnO film. *Japanese Journal Of Applied Physics Part 1-Regular Papers Brief Communications & Review Papers*, 45(2B) :1366–1369, February 2006.

- [1.39] Y. Wu and Chong, C.T. Theoretical analysis of a thermally induced superresolution optical disk with different readout optics. *Applied Optics*, 36 :6668–6677, 1997.
- [1.40] T. Kikukawa, T. Kato, H. Shingai, and H. Utsunomiya. High-density read-only memory disc with super resolution reflective layer. *Japanese Journal of Applied Physics, Part 2 : Letters*, 40(3 B) :1624–1628, 2001.
- [1.41] H. Kim, J. Kim, C. Park, M. Jung, M. Ro, and I. Park. Random signal characteristics of super resolution near field structure read-only memory disc. *Japanese Journal of Applied Physics, Part 1 : Regular Papers and Short Notes and Review Papers*, 45(2 B) :1374–1378, 2006.
- [1.42] K. Kurihara, Y. Yamakawa, T. Shima, T. Nakano, P. Fons, and J. Tominaga. Read-out enhancement of super-resolution near-field structures using the pit shape. *Nanotechnology*, 17(5) :1481–1483s, 2006.
- [1.43] J. Kim, J. Bae, I. Hwang, J. Lee, H. Park, C. Chung, H. Kim, I. Park, and J. Tominaga. Error rate reduction of super-resolution near-field structure disc. *Japanese Journal Of Applied Physics Journal of Applied Physics*, 46 :3933–39352, 2007.
- [1.44] K. Kurihara, Y. Yamakawa, T. Shima, T. Nakano, and J. Tominaga. Super-resolution rom disc with narrow track pitch. In *Optical Data Storage Topical Meeting*, 2006.
- [1.45] K. Takashi, A. Tachibana, H. Fuji, and J. Tominaga. Recording and readout mechanisms of super-resolution near-field structure disc with silver-oxide layer. *Japanese Journal of Applied Physics, Part 1 : Regular Papers and Short Notes and Review Papers*, 42(2 B) :1038–1039, 2003.
- [1.46] J.M. Vigoureux, F. Depasse, and C. Girard. Superresolution of near-field optical microscopy defined from properties of confined electromagnetic waves. *Applied Optics*, 31(16) :3036–3045, 1992.
- [1.47] J. Tominaga, P. Fons, A. Sato, T. Nakano, T. Fukaya, and N. Atoda. Antimony aperture properties on super-resolution near-field structure using different protection layers. *Japanese Journal of Applied Physics*, 38 :4089–4093, 1999.
- [1.48] J. Tominaga, J. Kim, H. Fuji, D. Buechel, T. Kikukawa, L. Men, H. Fukuda, A. Sato, T. Nakano, A. Tachibana, Y. Yamakawa, M. Kumagai, T. Fukaya, and N. Atoda. Super-resolution near-field structure and signal enhancement by surface plasmons. *Japanese Journal of Applied Physics, Part 2 : Letters*, 40(3 B) :1831–1834, 2001.
- [1.49] W.-C. Hsu, M.-R. Tseng, S.-Y. Tsai, and P.-C. Kuo. Blue-laser readout properties of super resolution near field structure disc with inorganic write-once recording layer. *Japanese Journal of Applied Physics, Part 1 : Regular Papers and Short Notes and Review Papers*, 42(2 B) :1005–1009, 2003.
- [1.50] W.C. Liu and D.P. Tsai. Nonlinear near-field optical effects of the AgO<sub>x</sub> type super-resolution near-field structure. *Japanese Journal of Applied Physics*, 42 :1031–1032, 2003.
- [1.51] A.V. Kolobov, A. Rogalev, F. Wilhelm, N. Jaouen, T. Shima, and J. Tominaga. Thermal decomposition of a thin AgO<sub>x</sub> layer generating optical near-field. *Applied Physics Letters*, 84(10) :1641–1643, 2004.

- [1.52] J. Kim, I. Hwang, D. Yoon, I. Park, D. Shin, T. Kikukawa, T. Shima, and J. Tominaga. Super-resolution by elliptical bubble formation with  $\text{PtO}_x$  and  $\text{AgInSbTe}$  layers. *Applied Physics Letters*, 83(9) :1701–1703, 2003.
- [1.53] J. Kim, I. Hwang, D. Yoon, I. Park, D. Shin, M. Kuwahara, and J. Tominaga. Super-resolution near-field structure with alternative recording and mask materials. *Japanese Journal of Applied Physics, Part 1 : Regular Papers and Short Notes and Review Papers*, 42(2 B) :1014–1017, 2003.
- [1.54] A. V. Kolobov, F. Wilhelm, A. Rogalev, T. Shima, and J. Tominaga. Thermal decomposition of sputtered thin  $\text{PtO}_x$  layers used in super-resolution optical disks. *Applied Physics Letters*, 86(12) :121909, March 2005.
- [1.55] Q. Liu, T. Fukaya, J. Tominaga, M. Kuwahara, T. Shima, and J. Kim. Nonlinear features and response mechanisms of a  $\text{PtO}_2$  mask layer for optical data storage with a superresolution near-field structure. *Optics Letters*, 28(19) :1805–1807, 2003.
- [1.56] J. Kim, I. Hwang, H. Kim, I. Park, and J. Tominaga. Signal characteristics of super-resolution near-field structure disks with 100 GB capacity. *Japanese Journal of Applied Physics, Part 1 : Regular Papers and Short Notes and Review Papers*, 44(5 B) :3609–3611, 2005.



## **Chapitre 2**

# **Mise en évidence expérimentale du phénomène de Super-Résolution**



---

**Sommaire**

<b>2.1 Introduction</b> . . . . .	<b>47</b>
<b>2.2 Conditions expérimentales</b> . . . . .	<b>47</b>
2.2.1 Élaboration des disques . . . . .	47
2.2.1.1 Réalisation de substrats pré-enregistrés spécifiques . . . . .	48
2.2.1.2 Conception des empilements de couches minces . . . . .	50
2.2.1.3 Réalisation des dépôts de couches minces . . . . .	53
2.2.1.4 Analyse des matériaux constitutifs des disques Super-Résolution . . . . .	56
2.2.2 Protocole expérimental de lecture des disques . . . . .	63
2.2.2.1 Test dynamique des disques à Super-Résolution . . . . .	63
2.2.2.2 Rapport signal sur bruit dans les disques optiques . . . . .	66
<b>2.3 Résultats du test dynamique : lecture de disques pré-enregistrés</b> . . . . .	<b>67</b>
2.3.1 Première approche : mise en évidence du phénomène sur séquences monotones . . . . .	68
2.3.1.1 Format DVD ROM . . . . .	68
2.3.1.2 Format Blu-Ray ROM . . . . .	69
2.3.1.3 Optimisation de l'empilement actif . . . . .	70
2.3.1.4 Importance de la thermique dans le phénomène . . . . .	72
2.3.1.5 Discussion sur les origines du phénomène de Super-Résolution . . . . .	76
2.3.1.6 Reproductibilité du phénomène : évaluation de la stabilité en lecture des disques . . . . .	79
2.3.2 Performances des disques ROM : résultats sur séquences multi-fréquentielles . . . . .	80
2.3.2.1 Substrats spécifiques comportant des séquences multi-fréquentiels . . . . .	81
2.3.2.2 Lecture de séquences multi-fréquentielles . . . . .	82
<b>2.4 Conclusion</b> . . . . .	<b>85</b>
<b>Références du deuxième chapitre</b> . . . . .	<b>86</b>

---

## 2.1 Introduction

Dans ce chapitre nous présenterons les résultats expérimentaux obtenus lors de la lecture de disques optiques Super-Résolution pré-enregistrés. Ce travail a été effectué dans le cadre du projet européen MobileDrive, impliquant les sociétés MPO, Thomson ainsi que l'institut RWTH de l'université d'Aix la Chapelle et le CEA-Léti.

Dès le début de la thèse, nous nous sommes inspirés des travaux de J. Kim *et. al.* (Samsung) [2.1] qui proposaient d'utiliser un empilement actif constitué d'une couche mince du matériau à changement de phase  $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$  encapsulée entre deux couches minces de matériau diélectrique  $\text{ZnS-SiO}_2$ , le tout déposé sur un substrat pré-enregistré au format DVD mais comportant des *pits* de 150 nm (limite de résolution : 270 nm). Nous avons, nous aussi, observé le phénomène de Super-Résolution sur disques optiques au format DVD ROM. L'étude préliminaire menée sur ce format nous a permis de tester divers matériaux actifs, établir un protocole de test et dégager les principales caractéristiques du phénomène de Super-Résolution sur disques optiques pré-enregistrés. Nos travaux ont ensuite très rapidement évolués vers le format Blu-Ray ROM, l'objectif du projet MobileDrive étant de réaliser un prototype de disque miniaturisé ayant une densité de données multipliées par quatre par rapport au format Blu-Ray ROM standard (capacité : 23 Go).

Dans ce chapitre, nous détaillerons dans un premier temps les conditions expérimentales d'élaboration et de tests dynamiques des disques pré-enregistrés. Nous présenterons ensuite les résultats obtenus lors de la lecture de séquences monotones de marques théoriquement trop petites pour être détectables par la tête optique. Nous montrerons que, pour l'ensemble des matériaux actifs utilisés, la thermique joue un rôle essentiel dans le processus de lecture des disques Super-Résolution. Nous présenterons enfin les performances obtenues lors de la lecture de séquences multi-fréquentielles, comprenant des marques de longueur variable, les petites nécessitant un effet de Super-Résolution pour être détectées.

## 2.2 Conditions expérimentales

### 2.2.1 Élaboration des disques

Peu d'études du phénomène de Super-Résolution ont été menées sur des disques optiques pré-enregistrés, la raison principale étant qu'il faut disposer d'un substrat comprenant des marques de dimension inférieure à la limite de résolution de la tête optique. L'élaboration de tels substrats de-

mande la réalisation d'une matrice (moule) spécifique durant la phase dite de *mastering*. Il s'agit là d'un défi technologique, les outils de *mastering* étant, comme le testeur de disque optique, limités en terme de résolution.

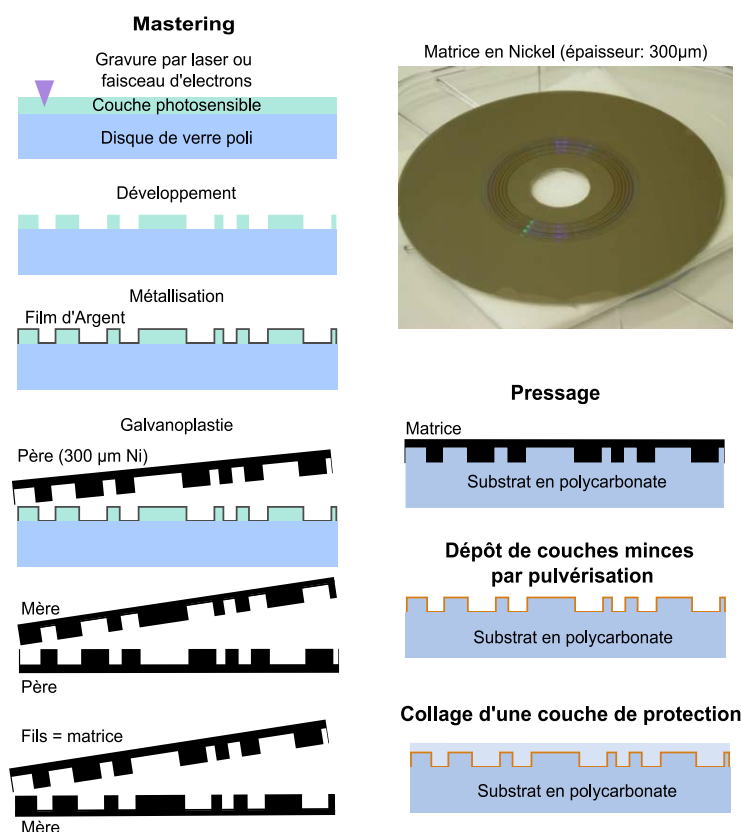
### 2.2.1.1 Réalisation de substrats pré-enregistrés spécifiques

Nous avons eu la possibilité d'étudier le phénomène de Super-Résolution sur des disques pré-enregistrés au formats DVD ROM et Blu-Ray ROM. Nous présentons ici la démarche qui nous a guidé lors de la conception de ces substrats et leur procédé de fabrication.

#### Réalisation des substrats haute densité : *mastering* et pressage

Pour les disques optiques pré-enregistrés, l'information est gravée sous forme de *pits* (creux ou bosses) dans un substrat en polycarbonate. Ces substrats structurés sont obtenus à partir d'un moule appelé matrice (ou *stamper*), qui contient le négatif des informations figurant au final sur le substrat. Les étapes du procédé permettant d'obtenir la matrice, appelé *mastering*, sont présentées sur la figure 2.1. Plusieurs étapes sont nécessaires à la réalisation de cette matrice. Les informations sont gravées sur un disque de verre recouvert d'un matériau photosensible (*photoresist*) de 100 nm d'épaisseur environ. Le disque est placé sur un plateau tournant, au-dessus duquel est focalisé un laser dont la longueur d'onde est toujours inférieure à celle utilisée par le format du disque. Par exemple un laser argon ( $\lambda=486$  nm) est utilisé pour les applications CD ( $\lambda=780$  nm) et DVD ( $\lambda=650$  nm). Le faisceau est déplacé de l'intérieur vers l'extérieur du disque. Son intensité est modulée suivant les informations à inscrire. Le *glass master* ainsi gravé subit ensuite plusieurs opérations : développement (exposition aux UV), métallisation (dépôt d'un film d'argent). Il est ensuite plongé dans un bain qui, par électrolyse, dépose sur sa surface une couche de nickel : c'est la galvanoplastie. Cette couche de nickel (environ 300  $\mu\text{m}$  d'épaisseur), est découpée au format exact du disque, constituant un négatif (père) qui pourrait être utilisé tel quel pour réaliser le pressage. Toutefois, il est souhaitable de procéder à une duplication du moule de manière à pérenniser le contenu numérique en vue de fabrications ultérieures de nouvelles matrices. Le *glass master* étant susceptible de subir une dégradation lors de la galvanoplastie, il est d'usage de produire un positif à partir du père, appelé mère, et destiné à conserver le contenu sur le long terme. Les matrices (fils) sont produites à partir de cette mère *via* une nouvelle phase d'électrolyse.

Dans le cas de disques à Super-Résolution, il nous faut obtenir des *pits* plus petits que la limite de résolution des formats DVD (270 nm) et Blu-Ray (120 nm). Les outils de *mastering* classiques ne

**Figure 2.1**

Étapes de réalisation d'un disque optique. Une matrice (*stamper*) est réalisée durant la phase de *mastering*. Les substrats sont ensuite réalisés à partir de cette matrice par injection de polycarbonate, durant la phase de *pressage*. Un dépôt de couches minces est ensuite réalisé sur ces substrats. Une couche de protection en matériaux polymères, d'épaisseur variable suivant les formats, est ensuite collée sur le disque.

sont pas adaptés pour réaliser des matrices hors normes car ils ont une résolution limitée par la diffraction. De nouveaux procédés fondés sur un écrêtage du spot par des couches minces de matériaux à changement de phase ont été mis au point ces dernières années [2.2]. Cette technologie de *mastering*, appelée PTM (*Phase-Transition Mastering*) est aujourd'hui la solution retenue pour assurer la distribution de masse de disques aux formats HD DVD et Blu-Ray. Sony (entre autres) développe en parallèle des techniques de *mastering e-beam* utilisant un faisceau d'électrons pour réaliser des marques toujours plus petites (jusqu'à 50 nm) [2.3].

### Présentation des substrats d'étude du phénomène de Super-Résolution

Nous avons été amenés à rédiger des spécifications détaillées pour la réalisation de substrats au format DVD ROM et BD ROM spécifiques, en prenant en compte les contraintes liées à la réalisation technologique des substrats haute densité (*mastering* et *pressage*). Dans le cas des disques pré-enregistrés, les pistes sont constituées par l'alternance de marques et d'espaces qui forment un sillon virtuel. Pour chaque format, le pas d'écartement entre deux pistes (*track pitch*) est figé par la norme (1.6  $\mu\text{m}$  pour le format CD, 0.74  $\mu\text{m}$  pour le format DVD, 0.32  $\mu\text{m}$  pour le format Blu-Ray) et optimisé pour assurer à la fois un suivi de piste acceptable, et minimiser un phénomène d'interférences dues aux pistes adjacentes appelé *crosstalk*.

Deux approches sont possibles pour densifier les données sur un disque optique :

- réduire la dimension des marques dans la direction de la piste,
- resserrer les pistes (diminuer le *track pitch*).

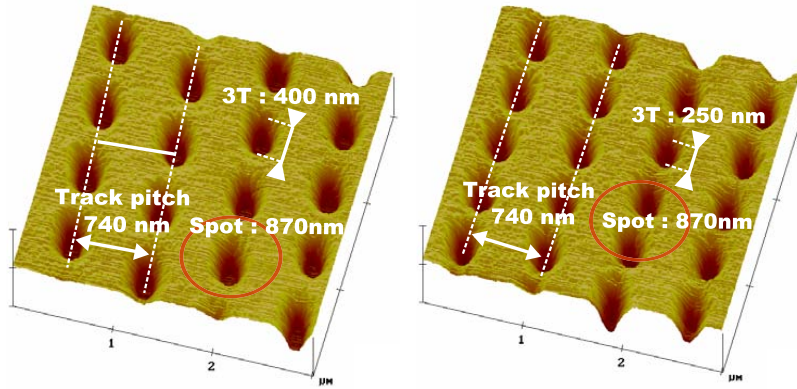
Nous avons choisi dans un premier temps de nous concentrer sur la densification des données dans la direction tangentielle (piste), en conservant le *track pitch* de la norme. En ce qui concerne la géométrie des marques, nous avons simplement imposé leur longueur et leur profondeur. Pour les disques ROM conventionnels, la profondeur permettant d'obtenir le meilleur signal est  $\lambda/4n$ ,  $\lambda$  étant la longueur d'onde du laser et  $n$  étant l'indice du substrat (dummy ou cover layer, suivant les formats). Kikukawa *et. al.* [2.4] ont étudié l'influence de la profondeur des *pits* au format DVD ROM, en utilisant du silicium comme matériau actif. Ils ont montré que pour des marques plus petites que la limite de résolution la profondeur optimale se situait autour de  $\lambda/8n$ . Cette étude étant relativement restrictive, nous avons choisi dans un premier temps de conserver la profondeur conventionnelle, à savoir  $\lambda/4n$  (110 nm pour le format DVD, 65 nm pour le format Blu-Ray). L'influence de la largeur de marques n'ayant pas été publiée avant fin 2005 [2.5], nous avons choisi de ne pas imposer de contrainte sur ce paramètre. Le pressage de substrats à partir de matrices comprenant des *pits* de faible dimension implique que les marques soient présentes sous forme de bosses sur la matrice et donc en creux sur le substrat. Dans le cas contraire, le polycarbonate fondu ne pourrait pas chasser l'air présent dans les creux de la matrice, ce qui pourrait conduire à une malformation des marques sur le substrat. Pour éviter ce problème nous avons systématiquement commandé des substrats avec *pits* en creux, sachant que la norme Blu-Ray ROM n'impose pas de contraintes à ce sujet : les *pits* peuvent indifféremment être présents sous formes de creux (*in-pit*) ou bosses (*on-pit*).

MPO a été en mesure de réaliser une matrice comprenant des marques de 250 nm en utilisant un outil de *mastering* DVD. Les substrats, pressés par MPO à partir de cette matrice et présentés sur la figure 2.2, nous ont permis de mettre en évidence pour la première fois l'effet de Super-Résolution fin 2004. Sony Corporation nous a ensuite réalisé par *mastering e-beam* une matrice au format Blu-Ray comportant des marques de 80 nm (figure 2.3).

### 2.2.1.2 Conception des empilements de couches minces

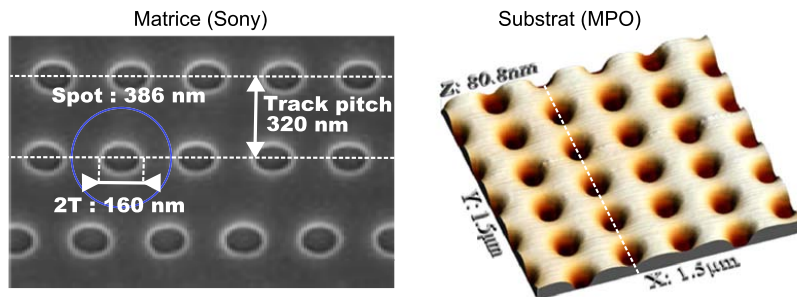
#### Choix d'une structure tri-couche

Dès le début de la thèse, nous avons choisi d'étudier le phénomène de Super-Résolution sur des disques comportant un empilement actif tri-couche, sur le modèle proposé par J. Kim *et. al* [2.1]. Les

**Figure 2.2**

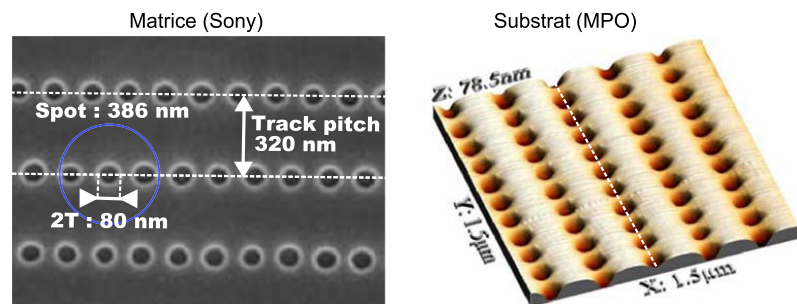
Substrat pour étude du phénomène de Super-Résolution au format DVD ROM (limite de résolution : 270 nm). Le *track pitch* est celui de la norme : 740 nm.

(a) Image AFM d'une zone standard DVD ROM comportant des marques 3T de 400 nm (plus petites marques du format) (b) Zone comportant des séquences monotones de marques 3T de 250 nm, non détectables par la tête optique sans effet de Super-Résolution.

**Figure 2.3**

Substrat pour étude du phénomène de Super-Résolution au format Blu-Ray ROM (limite de résolution : 120 nm). Image MEB de la matrice à gauche, image AFM du substrat à droite. Le *track pitch* est celui de la norme : 320 nm.

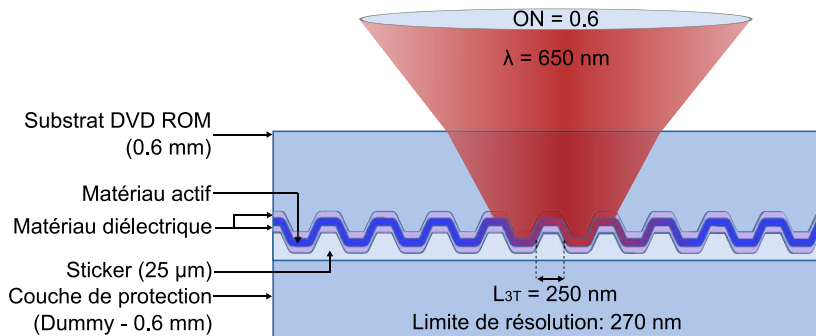
(a) Zone standard BD ROM comportant des marques 2T de longueur 160nm (plus petites marques du format).



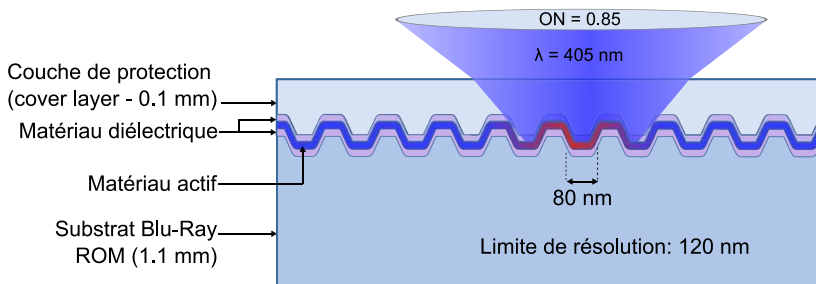
(b) Zone comportant des séquences monotones de marques 2T de 80 nm, non détectables par la tête optique sans effet de Super-Résolution.

structures des disques pré-enregistrés étudiés sont ainsi présentées sur la figure 2.4. La structure du disque est globalement identique pour les formats DVD ROM et Blu-Ray ROM, la différence majeure étant l'épaisseur de la couche de protection (*dummy* d'épaisseur 0.6 mm dans le cas du format DVD, *cover layer* d'épaisseur 0.1 mm dans le cas format Blu-Ray). L'empilement actif comprend dans les deux cas une couche « active » encapsulée entre deux couches minces diélectriques. Ces couches diélectriques permettent à la fois d'ajuster les propriétés optiques de l'empilement, mais aussi d'assurer un rôle d'isolation thermique du substrat en polycarbonate, ce dernier étant susceptible de se

ramollir (température de fusion : 120°C) sous l'effet d'une forte élévation de la température induite dans la couche active. Notons que, contrairement aux disques pré-enregistrés conventionnels, cette structure ne comprend pas de couche métallique ; la réflectivité du disque doit ainsi être assurée par la couche active elle-même.



(a) Disque au format DVD ROM. Limite de résolution : 270 nm. Longueur des marques 3T : 250 nm.



(b) Disque au format Blu-Ray ROM. Limite de résolution : 120 nm. Taille des marques 2T : 80 nm.

**Figure 2.4**

Coupes schématisiques des disques pré-enregistrés réalisés pour étudier le phénomène de Super-Résolution au format DVD ROM (a) et Blu-Ray ROM (b). Les marques de dimension inférieure à la limite de résolution de la tête optique ( $\lambda/4ON$ ), incluses dans le substrat sous forme de pits creux (*in-pits*), sont extraites grâce à un empilement actif constitué d'une couche mince de matériau dont les propriétés optiques peuvent varier sous excitation laser intense, encapsulée entre deux couches minces de matériau diélectrique.

### Choix des épaisseurs de couches

Les propriétés optiques (réflectivité, transmission, absorption) d'un tel empilement peuvent évoluer de manière drastique en faisant varier l'épaisseur des couches, par un jeu de réflexion multiples aux interfaces pouvant conduire à des interférences destructives. Dans le cas de disques optiques à changement de phase, les meilleures performances en terme d'amplitude de signal sont atteintes lorsque le contraste de réflectivité entre les états amorphe et cristallin est maximal.

Abèles [2.6] a proposé en 1963 une méthode simple pour évaluer les propriétés optiques d'un empilement de couches minces planes dont on connaît les épaisseurs et les indices optiques à la longueur d'onde d'étude. En utilisant cette méthode, il est aisé d'optimiser ce contraste, les indices optiques dans ces deux états pouvant être caractérisés « à froid » par des méthodes d'ellipsométrie (par exemple) sur des couches amorphes et cristallisées par recuit thermique ou laser.

En revanche, dans le cas de disques à Super-Résolution, le problème est plus complexe dans la mesure où les variations de propriétés optiques sont induites de manière dynamique et réversible par le spot focalisé porté à haute puissance. Les techniques de caractérisation classiquement utilisées ne permettent pas de mesurer l'indice optique du matériau actif excité, ce qui rend impossible toute optimisation de l'empilement *a priori*. La caractérisation de des propriétés optiques de l'empilement excité est un problème complexe qui fera l'objet d'une étude détaillée dans le troisième chapitre de cette thèse.

Dans un premier temps, nous avons défini les empilements tri-couche en cherchant à optimiser le contraste de réflectivité de l'empilement lorsque le matériau actif à l'état amorphe et cristallin (les matériaux actifs utilisés présentant tous un comportement de matériau à changement de phase), bien que la littérature nous laissait penser que le phénomène de Super-Résolution n'était pas lié à un changement de phase amorphe-cristal « classique ». Cette première approche nous a permis de définir des empilements suffisamment :

- réfléchissants (i.e. réflectivité supérieure à 10%), caractéristique indispensable pour assurer la testabilité du média<sup>1</sup>,
- absorbants, pour que le mécanismes de variation des propriétés optiques, induits par le spot laser haute puissance, puissent s'initier.

Ensuite, nous avons ajusté les épaisseurs des couches minces de l'empilement en prenant en considération les résultats du test dynamique, en cherchant en particulier à maximiser l'amplitude du signal et la sensibilité de l'empilement. Nous reviendrons plus précisément par la suite sur cette démarche d'optimisation.

### 2.2.1.3 Réalisation des dépôts de couches minces

#### Procédé de dépôt de couches minces par pulvérisation cathodique

Les couches minces constituant un disque sont élaborées par pulvérisation cathodique [2.7], dont un schéma de principe est présenté sur la figure 2.5(a). Cette technique de dépôt sous vide consiste à bombarder la surface d'un matériau cible par des ions positifs d'énergie élevée qui vont provoquer l'éjection d'atomes de cette cible source, ces derniers venant se condenser sur le substrat pour former le dépôt.

Nous avons utilisé pour nos expérimentations un procédé de pulvérisation cathodique diode.

---

1. Au test dynamique, l'asservissement en focalisation devient délicat voire impossible si la réflectivité du disque est trop faible.



Dans cette configuration, les ions proviennent d'un plasma généré entre la cible (cathode) et le porte substrat (anode), par ionisation du gaz argon introduit dans le bâti de pulvérisation. Le groupe de pulvérisation de la machine DP650, commercialisée par la société Alliance Concept, est composé de plusieurs parties :

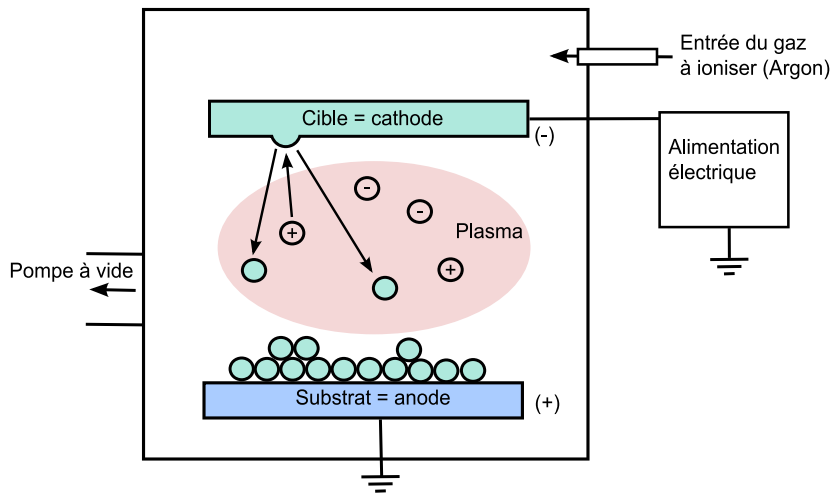
- un système de pompage cryogénique assure un ultra-vide de base de  $7.10^{-8}$  mbar dans l'enceinte de pulvérisation. En condition de dépôt, la gamme de pression varie entre  $5.10^{-4}$  et  $5.10^{-3}$  mbar (le gaz de décharge utilisé est l'argon),
- quatre postes de pulvérisation constitués chacun d'une cible refroidie par circulation d'eau. Les cibles, dont trois sont incluses dans un bouquet (figure 2.5(b)), sont circulaires de diamètre 100 mm,
- un porte-substrat refroidi (par une circulation d'azote liquide) et rotatif (animé d'un mouvement de défilement au-dessus des cibles afin d'homogénéiser les épaisseurs des couches déposées). La distance substrat-cible est approximativement de 2 cm,
- un sas d'introduction permet de préserver l'ultra-vide dans le corps principal du bâti lors des changements de substrat.

Des aimants créent un champ magnétique permettant de confiner le plasma (dispositif magnétron). Le substrat est placé face à la cible.

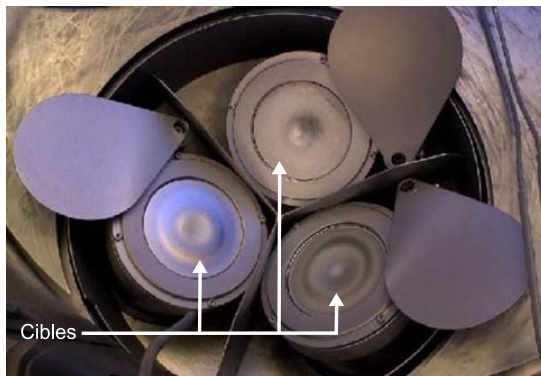
Les couches de matériau à changement de phase et d'aluminium sont déposées par pulvérisation DC (la tension appliquée à la cible est continue  $\approx 400$  V) tandis que les dépôts de matériau isolant (diélectriques) se font par pulvérisation RF (Radio-Fréquence) à 13.56 MHz.

### **Homogénéité des dépôts**

Les épaisseurs de couche sont mesurées localement grâce à un profilomètre (mécanique). Un spectromètre (société STEAG) permet de réaliser une cartographie d'épaisseur du dépôt sur toute la surface du disque. La machine de dépôt Alliance Concept DP650, utilisée pour réaliser la majorité des échantillons, produit des dépôts présentant une inhomogénéité en épaisseur, observable sur la figure 2.6 par des variations de teinte du disque. L'épaisseur décroît lorsqu'on s'éloigne du centre de l'échantillon. En revanche, pour un rayon donné, l'épaisseur ne varie quasiment pas sur un tour. Cette particularité a été prise en compte lors de la conception des substrats, les zones d'études ayant été concentrées sur une zone spatiale restreinte (entre les rayons 22 et 30mm) pour minimiser les écarts d'épaisseur. Par ailleurs, il est toujours délicat d'évaluer l'incertitude sur l'épaisseur des couches déposées, celle-ci variant suivant les matériaux déposés et les conditions de dépôt. Nous l'avons évaluée



(a) Schéma de principe du procédé de dépôt par pulvérisation cathodique diode.



(b) Photographie des cibles de la machine de dépôt DP650 de la société Alliance Concept.

**Figure 2.5**

Procédé de dépôt de couches minces par pulvérisation cathodique diode : schéma de principe (a) et photographie des cibles de la machine Alliance Concept DP650 (b). Les ions positifs, provenant d'un plasma généré par ionisation du gaz (argon), bombardent la cible et provoquent l'arrachement d'atomes superficiels qui viennent se déposer sur le substrat pour former une couche mince.

à  $\pm 1$  à 2 nm pour les couches dont l'épaisseur dépasse 20 nm.

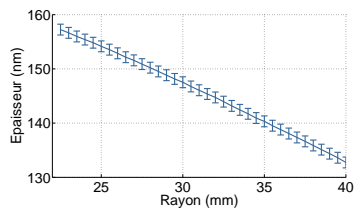
### Topologie de l'empilement de couches minces

Les empilements étudiés comprennent trois couches minces déposées sur un substrat structuré. Puisque, contrairement aux disques ROM conventionnels, le disque ne contient pas de matériau métallique, sa réflectivité est assurée par la seule couche absorbante de l'empilement, c'est-à-dire la couche active. C'est donc cette couche qui contient l'information à détecter, à savoir la périodicité des marques du substrat structuré. Ainsi, il est nécessaire que la topologie de cette couche active reproduise, tout ou partie, celle du substrat en polycarbonate. La couche diélectrique séparant le substrat de la couche active peut potentiellement « boucher » les *pits* et conduire à un « lissage » de la topologie de la couche active.

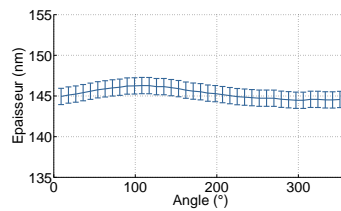
Ce phénomène, d'autant plus marqué que les marques sont courtes, est mis en évidence sur la figure 2.7 dans le cas de l'empilement référence étudié durant cette thèse : ZnS-SiO<sub>2</sub> (50 nm) / InSb



(a) Photographie d'un disque à Super-Résolution au format Blu-Ray, de diamètre 12 cm. Les zones d'études sont concentrées entre les rayons 22 mm et 30 mm.



(b) Variation d'épaisseur de l'empilement en fonction du rayon, mesurées au spectromètre STEAG.



(c) Variation d'épaisseur de l'empilement sur un tour, au rayon 30 mm, mesurées au spectromètre STEAG.

**Figure 2.6**

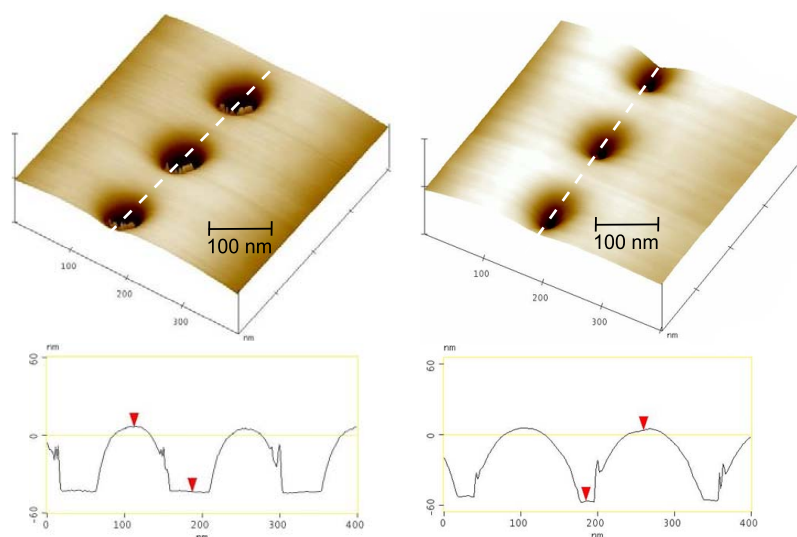
Analyse de l'homogénéité d'un empilement actif typique (ZnS-SiO<sub>2</sub> (50 nm) / InSb (20 nm) / ZnS-SiO<sub>2</sub> (50 nm)) déposé sur un substrat en polycarbonate non structuré. Les variations de teinte du disque (a) traduisent l'inhomogénéité radiale des dépôts de couches minces (b). L'épaisseur varie en revanche peu sur un tour (c).

(20 nm) / ZnS-SiO<sub>2</sub> (50 nm), déposé sur un substrat pré-enregistré comprenant des marques de longueur 80 nm. La figure 2.7(a) représente la topologie de ce substrat dont les *pits* ont une profondeur moyenne de 55 nm<sup>2</sup>. Le dépôt de la première couche diélectrique de ZnS-SiO<sub>2</sub> d'épaisseur 50 nm ne reproduit pas conformément le relief des pits (figure 2.7(b)), la matière ayant tendance à s'accumuler sur l'intérieur des pits, plutôt qu'entre deux *pits*. Le dépôt de 20 nm de InSb accentue cette tendance (figure 2.7(c)) mais la topologie de la couche InSb présente toujours une structuration périodique avec des pits de 55 nm de profondeur. L'empilement complet (figure 2.7(d)) présente lui aussi une structuration, même si l'ajout de la dernière couche de ZnS-SiO<sub>2</sub> fait chuter la profondeur des *pits* à environ 30 nm.

#### 2.2.1.4 Analyse des matériaux constitutifs des disques Super-Résolution

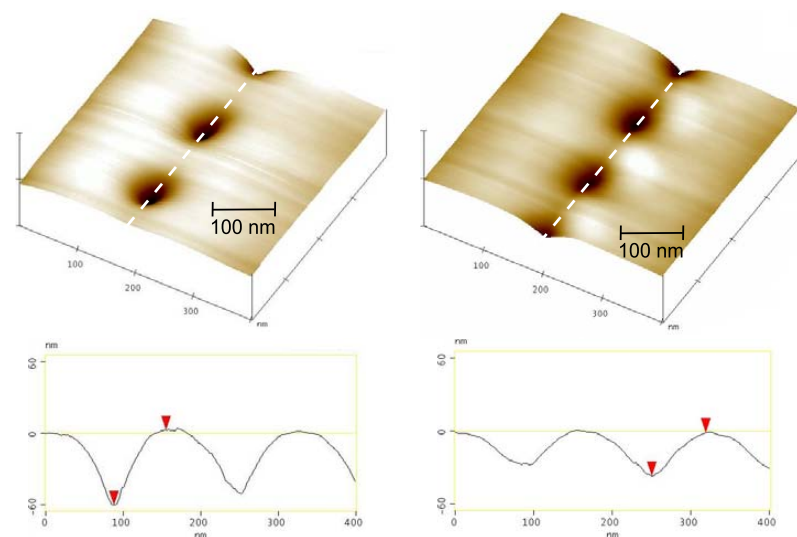
Les matériaux constituant les empilements de couches minces étudiés durant cette thèse peuvent être regroupés en trois catégories : les matériaux utilisés comme réflecteur (alliage AlTi), les matériaux diélectriques (ZnS-SiO<sub>2</sub>, AlN) et les matériaux « actifs ». Ces derniers, proposés pour assurer le rôle de couche active sont les matériaux à changement de phase conventionnels (composés ter-

2. Notons que les marques présentent parfois des pics indésirables (figure 2.7(a)) générés de manière aléatoire lors du pressage par un phénomène d'arrachement du substrat avec la matrice.



(a) Image AFM du substrat comportant des marques de 80 nm et évolution de la profondeur long de la piste.

(b) Image AFM du substrat recouvert par une couche de ZnS-SiO<sub>2</sub> (50 nm) et évolution de la profondeur long de la piste.



(c) Image AFM du substrat recouvert par deux couches minces de ZnS-SiO<sub>2</sub> (50 nm) et InSb (20 nm) et évolution de la profondeur long de la piste.

(d) Image AFM du substrat recouvert par trois couches minces de ZnS-SiO<sub>2</sub> (50 nm), InSb (20 nm) et ZnS-SiO<sub>2</sub> (50 nm), et évolution de la profondeur long de la piste.

**Figure 2.7**

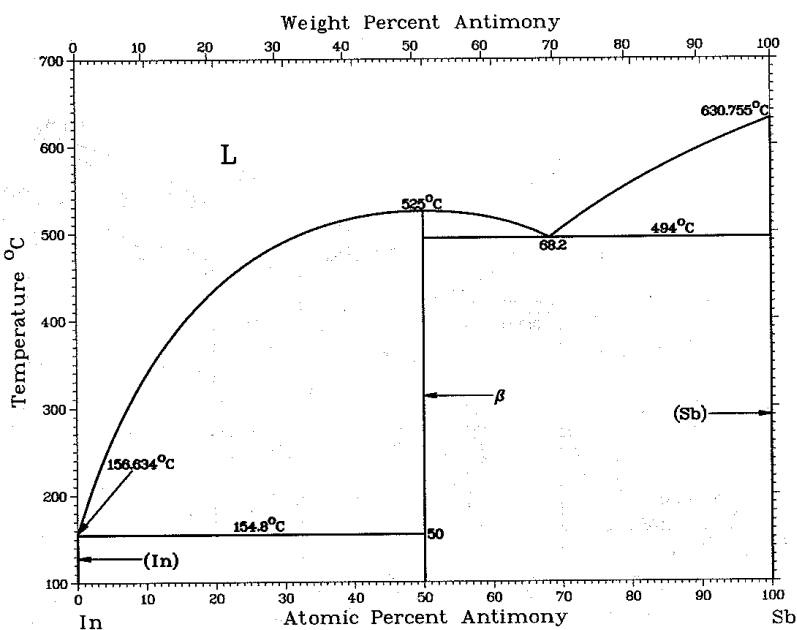
Analyse de la conformité des couches minces recouvrant sur le substrat : clichés AFM du substrat nu (a), du substrat recouvert d'une couche mince de ZnS-SiO<sub>2</sub> (50 nm) (b), du substrat recouvert de deux couches minces de ZnS-SiO<sub>2</sub> (50 nm) et InSb (20 nm) (c), et du substrat recouvert de l'empilement complet ZnS-SiO<sub>2</sub> (50 nm) / InSb (20 nm) / ZnS-SiO<sub>2</sub> (50 nm) (d). La topologie de la couche active, qui recouvre la première couche diélectrique, est lissée par rapport à la topologie du substrat mais son profil le long de la piste présente tout de même une ondulation dont la période est égale à celle des *pits* pré-enregistrés dans le substrat.

naires GeSbTe et quaternaires AgInSbTe), ainsi que les matériaux InSb et GaSb, plus connus pour leur propriétés semiconductrices mais qui présentent également un comportement de matériau à changement de phase. Nous analysons dans cette partie les matériaux constitutifs de l'empilement actif offrant les meilleurs performances, constitué d'une couche mince de matériau semiconducteur InSb encapsulée entre deux couches minces de matériau diélectrique (ZnS)<sub>80</sub>-(SiO<sub>2</sub>)<sub>20 mol%</sub>.

### Analyses des dépôts de couches minces d'antimoniure d'indium (InSb)

L'antimoniure d'indium (InSb) est le matériau qui a le plus retenu notre attention durant ces trois années car il s'agit du meilleur candidat pour assurer le rôle de couche active dans nos disques à Super-Résolution, comme nous le verrons par la suite. Ce semiconducteur III-V à faible gap (0.17 eV à la température ambiante) est un matériau classiquement utilisé pour des applications de détection dans le domaine de l'infrarouge [2.8]. Il est transparent à la longueur d'onde  $10.6 \mu\text{m}$  mais devient opaque lorsque le flux lumineux devient suffisamment intense (quelques  $\text{mW}/\text{mm}^2$ ) pour induire la photogénération d'un plasma de porteurs libres conférant au matériau un comportement métallique. Dans le domaine de l'enregistrement optique, ce matériau a été proposé comme matériau à changement de phase dans les disques optiques ré-inscriptibles au format DVD. Gravesteijn [2.9] a mis en évidence en 1998 sa rapidité de cristallisation, de l'ordre de 15 ns. Plus récemment, Pierterson *et al.* [2.10] et Suzuki *et al.* [2.11] ont montré que les alliages InSb riche en antimoine (domaine de compositions :  $\text{In}_{39}\text{Sb}_{61}$  at% à  $\text{In}_9\text{Sb}_{91}$  at%) présentent une excellente stabilité de la phase amorphe tout en conservant ces propriétés de cristallisation ultra rapide, rendant possible leur utilisation dans les DVD ré-enregistrables haute vitesse (vitesse d'écriture 16X : 50 m/s).

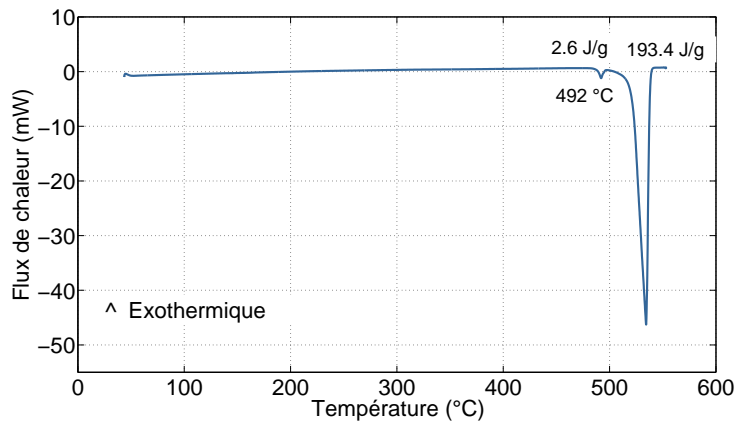
Avant d'étudier en détail les performances de ce matériau comme couche active de disques à Super-Résolution, nous nous proposons d'analyser ses propriétés de cristallisation. La composition de la cible annoncée par le fournisseur (Unaxis) est stoechiométrique. Ce composé  $\text{In}_{50}\text{Sb}_{50}$  at% fond à une température  $T_f$  de  $525^\circ\text{C}$ , comme l'indique le diagramme de phase du système In-Sb présenté sur la figure 2.8.



**Figure 2.8**

Diagramme de phase du système binaire In-Sb. La température de fusion du composé stoechiométrique InSb est  $T_f = 525^\circ\text{C}$ .

L'analyse thermique différentielle (*Differential Scanning Calorimetry* – DSC) [2.12] permet de quantifier avec une grande précision les événements physico-chimiques (température et enthalpie de transformation de phases) se produisant dans un matériau sous l'effet d'une élévation de sa température. Nous avons utilisé cet outil de caractérisation thermique pour observer le comportement du matériau constituant la cible. La figure 2.9 présente les mesures réalisées sur un morceau de cible InSb, chauffé avec une rampe de montée en température de  $10^{\circ}\text{C}/\text{min}$ . La forte réaction endothermique se produisant autour de  $525^{\circ}\text{C}$  traduit la fusion du composé  $\text{In}_{50}\text{Sb}_{50}$  at%. Une réaction endothermique de plus faible amplitude se produisant aux environs de  $492^{\circ}\text{C}$  est également observée. Elle traduit la présence, en très faible quantité, d'un eutectique InSb-Sb ( $\text{In}_{31.81}\text{Sb}_{68.19}$  at%) dans la composition initiale de la cible.



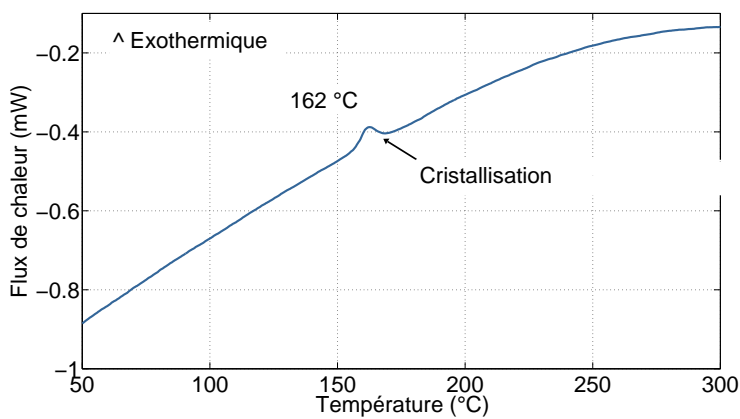
**Figure 2.9**

Analyse thermique différentielle (DSC) sur un morceau de cible InSb, chauffé avec une rampe de montée en température de  $10^{\circ}\text{C}/\text{min}$ . La forte réaction endothermique se produisant autour de  $525^{\circ}\text{C}$  traduit la fusion du matériau. La réaction endothermique de plus faible amplitude se produisant aux environs de  $492^{\circ}\text{C}$  traduit la présence de l'eutectique  $\text{In}_{31.81}\text{Sb}_{68.19}$  at%, en faible quantité, dans la composition initiale de la cible.

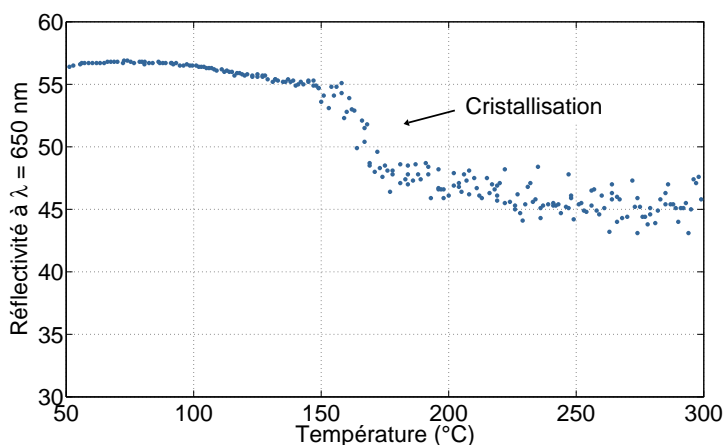
Nous avons également essayé de mesurer les variations de flux de chaleur de InSb en couche mince d'épaisseur 20 nm, déposée sur un substrat en silicium de  $5 \times 5$  mm. La quantité de matière de InSb présente étant trop faible pour observer quelconque signal, nous avons alors analysé un dépôt plus épais (120 nm). La figure 2.10(a) montre la présence d'une réaction exothermique à une température avoisinant  $160^{\circ}\text{C}$ , qui traduit la cristallisation de la couche mince. Nous n'avons pas pu déterminer la température de fusion de cette couche InSb car une transformation fortement exothermique a lieu vers  $485^{\circ}\text{C}$ . Cette transformation pourrait être l'oxydation de la couche mince de InSb, oxydation dont la cinétique peut être accélérée par la fusion de InSb en couche mince, se produisant pour une température inférieure à celle pour le matériau massif ( $525^{\circ}\text{C}$ ). En effet, Okhubo *et.al.* [2.13] ont récemment montré que la température de fusion de InSb en couche mince (10 nm) est de  $485^{\circ}\text{C}$ .

Nous avons ensuite mesuré l'évolution, avec la température, de la réflectivité (à la longueur d'onde  $\lambda$  650 nm) d'une couche mince de InSb (épaisseur 20 nm) chauffée dans les mêmes conditions ( $10^{\circ}\text{C}/$

min), grâce à un dispositif appelé réflectomètre. Cette évolution de réflectivité, présentée sur la figure 2.10(b), montre une chute (de 57% à 45%) confirmant que la cristallisation se produit à cette température. Notons que le matériau InSb présente un comportement surprenant puisque sa réflectivité (i.e. réflectivité du matériau à l'état cristallin inférieure à celle du matériau à l'état amorphe), à la longueur d'onde du réflectomètre ( $\lambda = 650$  nm), est plus faible à l'état cristallin qu'à l'état amorphe. Ce contraste de réflectivité négatif, que nous avons confirmé par le biais de calculs réalisés à partir d'indices optiques mesurés au laboratoire par une méthode d'ellipsométrie, va dans le sens contraire du comportement classique des matériaux à changement de phase qui offrent généralement un contraste de réflectivité positif. Okhubo *et. al.* [2.13] ont observé un comportement similaire sur une couche mince de InSb (10 nm), à la longueur d'onde du format Blu-Ray ( $\lambda = 405$  nm).



(a) Analyse thermique différentielle (DSC) sur une couche mince de 120 nm de InSb déposé par pulvérisation sur un substrat en silicium, chauffé avec une rampe de montée en température de  $10^{\circ}\text{C}/\text{min}$ . La réaction exothermique observée à environ  $160^{\circ}\text{C}$  traduit la cristallisation de la couche InSb.



(b) Evolution de la réflectivité d'une couche mince (20 nm) de InSb avec la température (rampe de montée en température :  $10^{\circ}\text{C}/\text{min}$ ). La chute de réflectivité due à la cristallisation de la couche observée autour de  $T = 160^{\circ}\text{C}$ .

**Figure 2.10**

Mise en évidence de la cristallisation de couches minces de InSb déposées sur un substrat en silicium. La cristallisation, provoquée par un recuit thermique (rampe de montée en température :  $10^{\circ}\text{C}/\text{min}$ ), est observable par calorimétrie différentielle à balayage (DSC) et par réflectométrie (évolution de la réflectivité à  $\lambda = 650$  nm).

Nous avons également analysé les dépôts de InSb par diffraction aux rayons X. Cette caractérisa-

tion fournit de nombreuses informations sur la structure cristalline des couches minces et notamment sur les phases en présence. La figure 2.11 présente les diagrammes de diffraction obtenus pour :

- un morceau de cible InSb,
- une couche mince de InSb (20 nm) n'ayant subi aucun traitement thermique (sortie de machine),
- une couche mince de InSb (20 nm) recuite à 300°C (rampe de montée en température de 10 °C/min, stabilisation à 300°C pendant 10 minutes).

Le spectre de diffraction des rayons X (DRX) de la cible (figure 2.11(a)) montre des pics de diffraction du composé InSb. Notons que, même si l'échantillon contient une très petite quantité de Sb (cf courbes DSC de la figure 2.9), les pics de Sb sont difficiles à détecter.

Le spectre DRX de la couche mince InSb (20 nm) sortie de machine montre une absence de pics de diffraction, indiquant que le matériau est déposé à l'état amorphe (figure 2.11(b)). Après recuit thermique de cette couche à 300°, le spectre de diffraction laisse apparaître des pics ayant la même position que ceux observés pour la cible (fig. 2.11(a)), indiquant ainsi une cristallisation de la couche InSb.

#### **Couches minces diélectriques de $(\text{ZnS})_{80}\text{-(SiO}_2\text{)}_{20}$ mol%**

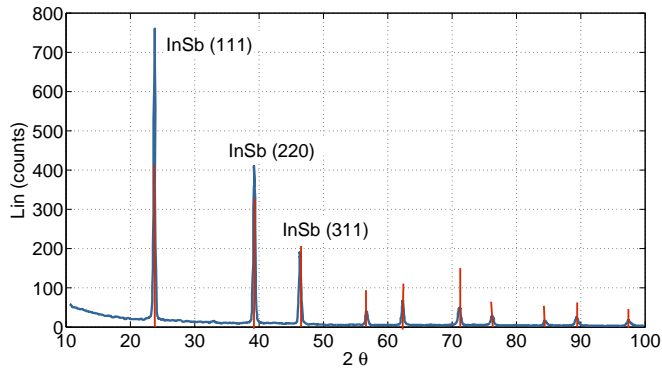
Le matériau  $(\text{ZnS})_{80}\text{-(SiO}_2\text{)}_{20}$  mol%, que nous noterons simplement ZnS-SiO<sub>2</sub> par la suite, a été proposé par Ohta *et. al.* [2.14] en 1995 pour assurer le rôle de barrière diélectrique de protection dans les disques réinscriptibles. Ce matériau diélectrique, transparent dans le domaine visible, est depuis devenu le matériau privilégié pour assurer le rôle de couche diélectrique dans les disques inscriptibles et réinscriptibles, notamment en raison de sa faible conductivité thermique et de sa stabilité à haute température [2.15].

Les couches minces de matériau ZnS-SiO<sub>2</sub> réalisées par pulvérisation cathodique sont constituées un mélange de ZnS et SiO<sub>2</sub>. Il a été montré [2.14] que les couches minces sont constituées de cristallites de ZnS de petite taille (environ 2nm) incrustées dans une matrice de SiO<sub>2</sub>, formant ainsi un mélange « mécanique ».

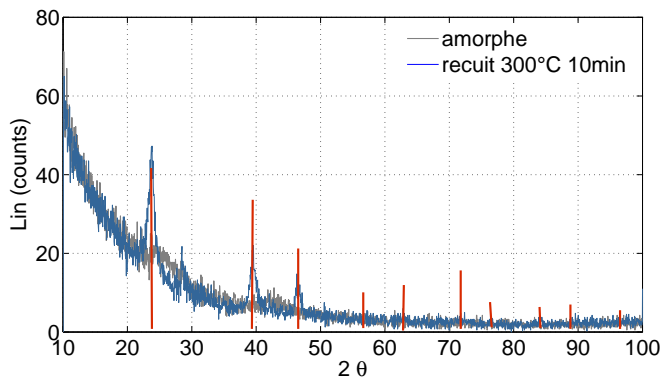
#### **Propriétés optiques et physico-chimiques des matériaux constitutifs des disques**

Les propriétés optiques des matériaux constituant les disques, aux longueurs d'onde qui nous intéressent (650 nm pour le format DVD, 405 nm pour le format Blu-Ray), sont synthétisées dans le tableau 2.1. Ces valeurs ont été mesurées au Léli par une méthode d'ellipsométrie [2.16] pour les





(a) Spectre de diffraction des rayons X d'un morceau de cible InSb.



(b) Spectre d'une couche mince de 20 nm de InSb déposée sur un substrat en silicium par pulvérisation, dans le cas d'une couche amorphe (sortie de machine), et cristallisée par recuit thermique (300°) pendant 10 minutes (rampe de montée : 10°/min).

**Figure 2.11**

Diagramme de diffraction des rayons X (incidence normale) sur le matériau InSb massif (a) et en couche mince de 20 nm amorphe et recuite thermiquement (b).

dépôts de couches minces, et par spectrométrie optique pour les matériaux polymères massifs (substrat). Les indices des couches minces InSb ont été mesurées à l'état amorphe (en sortie de machine) et après cristallisation par recuit thermique (rampe de montée en température de 10°C/min puis stabilisation à 300°C pendant 10 minutes).

Quelques propriétés physico-chimiques de ces matériaux sont présentées sur le tableau 2.2. La conductivité thermique des couches minces de InSb (cristallin) et  $(\text{ZnS})_{80}-(\text{SiO}_2)_{20 \text{ mol\%}}$  ont été évaluées par la méthode dite  $3\omega$  par l'institut RWTH d'Aix La Chapelle. Nous constatons que la conductivité de InSb est plus faible pour le matériau déposé en couche mince (4.45 W/m/°C) que pour InSb massif (environ 18 W/m/°C – valeur déterminée par Briggs *et. al.* [2.19]). Rohde [2.20] a justifié ce comportement, imputable à la quasi-totalité des matériaux, par la diminution de la taille des grains du matériau déposé en couche mince (et donc l'augmentation de la densité des joints de grains).

**Tableau 2.1**

Indices optiques des matériaux constituant le disque de référence : indices de réfraction (n) et coefficient d'absorption (k) mesurés au laboratoire aux longueurs d'onde des formats Blu-Ray ( $\lambda=405$  nm) et DVD ( $\lambda=650$  nm). Les indices des matériaux InSb, ZnS-SiO<sub>2</sub> et AlTi ont été mesurés en couche mince (100 nm) par une méthode d'ellipsométrie, à température ambiante.

		Indices optiques			
		$\lambda=405$ nm		$\lambda=650$ nm	
		n	k	n	k
InSb	Massif [2.17]	3.84	1.99	4.43	1.87
	Couche mince amorphe	2.63	3.01	4.32	2.82
	Couche mince cristallisée	3.01	2.37	4.31	1.51
(ZnS) <sub>80</sub> -(SiO <sub>2</sub> ) <sub>20</sub> mol% (Couche mince)		2.21	< 0.01	2.10	< 0.01
Polycarbonate [2.18]		1.63	< 0.01	1.58	< 0.01

## 2.2.2 Protocole expérimental de lecture des disques

### 2.2.2.1 Test dynamique des disques à Super-Résolution

#### Introduction

Les disques optiques classiques sont lus grâce à un faisceau laser continu de faible puissance. La modulation (en amplitude ou phase, en fonction du type de disque) du flux lumineux réfléchi par le disque est transcrite en signal électrique par le photo-détecteur. La qualité des disques optiques est évaluée en analysant ce signal qui délivre une multitude d'informations tant sur le signal informatif (HF – Hautes Fréquences) que sur les signaux d'asservissements (BF – Basses Fréquences). L'approche classique du développement d'un disque optique consiste dans un premier temps à analyser le signal HF provenant de la lecture de séquences monotones pour diverses longueurs de marques, de la plus courte (2T pour le format Blu-Ray, 3T pour le format DVD) à la plus longue (9T pour le format Blu-Ray, 14T pour le format DVD). Cette étude permet d'optimiser le signal (minimisation de l'asymétrie, maximisation de l'amplitude) par le biais d'ajustements sur la géométrie des marques. Cette première étape franchie, les marques de différentes longueurs sont ensuite associées pour former des séquences aléatoires conformes adoptées pour le codage de l'information. L'analyse des signaux est alors plus complexe car elle demande l'utilisation d'une électronique de traitement de signal spécifique permettant de traiter des signaux multi-fréquentiels.

Dans le cas de disques conventionnels, les marques sont toutes plus longues que la limite de résolution de la tête optique et peuvent à ce titre être lues à basse puissance de lecture, c'est-à-dire sans qu'une modification locale des propriétés optiques ne soit nécessaire. En revanche, dans le cas de

**Tableau 2.2**

Propriétés physico-chimiques des matériaux constituant le disque de référence, à température ambiante. La conductivité thermique de  $\text{ZnS}_{80}\text{-SiO}_2_{20 \text{ mol}\%}$  et InSb cristallin ont été mesurés par l'institut RWTH (Aix La Chapelle) en couches minces de 100 nm. Les autres paramètres sont issus de la littérature.

		Propriétés physico-chimiques		
		Densité $\rho$ ( $\text{kg}/\text{m}^3$ )	Chaleur spécifique C ( $\text{J}/\text{kg}/^\circ\text{C}$ )	Conductivité thermique $\kappa$ ( $\text{W}/\text{m}/^\circ\text{C}$ )
InSb	Massif	5760 [2.21]	210 [2.22]	18 [2.19]
	Couche mince cristallisée			4.45 <sup>a</sup>
$(\text{ZnS})_{80}\text{-}(\text{SiO}_2)_{20 \text{ mol}\%}$ (couche mince)		3775 <sup>b</sup>	560 <sup>c</sup>	1 <sup>d</sup> / 0.66 [2.25]
Polycarbonate [2.18]		1000	1300	0.23

a. Mesurée par l'institut RWTH.

b. La densité de ZnS est  $4000 \text{ kg}/\text{m}^3$  [2.23], celle de  $\text{SiO}_2$  est  $2320 \text{ kg}/\text{m}^3$  [2.24]. La densité du mélange « mécanique », égale à la somme des densités pondérées par leur fraction massique respective (86.64% pour ZnS, 13.35% pour  $\text{SiO}_2$ ), est de  $3775 \text{ kg}/\text{m}^3$ .

c. La chaleur spécifique du mélange mécanisue est égale à la somme des chaleurs spécifiques de ZnS et  $\text{SiO}_2$  ( $465 \text{ J}/\text{kg}/^\circ\text{C}$  et  $748 \text{ J}/\text{kg}/^\circ\text{C}$ , respectivement [2.22]) pondérées par leur fraction massique respective (86.64% pour ZnS, 13.35% pour  $\text{SiO}_2$ )

d. Mesurée par l'institut RWTH.

disques à Super-Résolution, seules les plus petites marques requièrent la génération d'une zone aux propriétés optiques modifiées pour être détectées, les autres pouvant être lues même à basse puissance de lecture. Le processus de lecture de séquences aléatoires associant ces deux types de marques peut ainsi s'avérer plus complexe car impliquant deux processus de lectures complémentaires.

Durant cette thèse, nos travaux se sont principalement concentrés sur l'étude du processus de lecture de séquence monotones. Les signaux mono-fréquentiels obtenus peuvent être analysés simplement en observant le rapport signal sur bruit. L'étude de ces séquences s'avère ainsi idéale pour extraire un maximum d'informations sur la nature physique et/ou physico-chimique des phénomènes à l'origine des variations de propriétés optiques de la couche active, comparer les matériaux et tester de nouveaux empilements. Nous avons également pu obtenir en milieu de thèse une matrice permettant d'étudier le phénomène de Super-Résolution sur disques au format Blu-Ray comportant des séquences multi-fréquentielles, que nous présenterons ultérieurement.

### Protocole de test

Le protocole de test dynamique d'un disque pré-enregistré conventionnel comporte les étapes suivantes :

- mise en rotation du disque de manière à ce que la tête optique balaye une piste à une vitesse constante  $v$ ,<sup>3</sup>

3. Les disques optiques sont généralement lus à vitesse linéaire constante (CLV – *Constant Linear Velocity*). La vitesse

- focalisation du spot laser sur l'empilement de couches minces,
- enclenchement du suivi de piste,
- analyse du signal HF.

Le protocole de test mis au point pour les disques à Super-Résolution reprend ces fondamentaux, si ce n'est que le faisceau laser est porté à haute puissance de manière à générer une modification locale des propriétés optiques de l'empilement actif, requise pour obtenir l'effet de Super-Résolution. Cette spécificité implique toutefois une complexification des réglages car elle nécessite un ajustement permanent des gains du testeur. Les substrats testés conservant le *track pitch* de la norme, un suivi de piste acceptable a pu être obtenu pour la majorité des disques testés.

Par ailleurs, une particularité de nos empilements réside dans le fait qu'ils ne possèdent pas de couche réfléchissante, généralement constituée par des composés métalliques présentant des propriétés de puits thermique. L'utilisation de puissances laser élevées, requises pour induire une variation des propriétés optiques de la couche active, induit pour la totalité des matériaux actifs testés une élévation de leur température aboutissant systématiquement à la cristallisation du matériau lorsque la puissance de lecture augmente. L'absence de puits thermique rend théoriquement impossible toute ré-amorphisation de cette couche, si bien que le matériau reste cristallin même après passage éventuel à sa température de fusion. Lors du test dynamique des disques, nous observons une phase transitoire lors de la lecture sur les premiers tours, traduisant ce processus de cristallisation.

Les résultats expérimentaux présentés par la suite ont été obtenus à partir de trois testeurs dynamiques :

- un testeur TMM (Thomson Multimédia) pour le format DVD,
- un testeur TMM pour le format Blu-Ray,
- un testeur Toptica au format Blu-Ray.

Les résultats au format Blu-Ray présentés sont ceux qui ont été obtenus sur le testeur Toptica utilisé comme testeur principal au laboratoire depuis le milieu de thèse.

La plage d'excursion en puissance de la diode laser de lecture s'étend entre 0.7 mW et 6 mW pour le testeur DVD, et entre 0.4 mW et 2.5 mW pour les testeurs Blu-Ray.

Notons qu'une attention particulière a été apportée à la qualité des asservissements en suivi de piste sans lesquels il est impossible de tester les disques ROM. Deux méthodes sont traditionnellement utilisées pour assurer le suivi de piste :

---

de rotation du moteur entraînant le disque en rotation est ainsi ajustée en fonction la position de la tête optique.

- la méthode dite *Push-Pull* qui est fondée sur une analyse différentielle des déséquilibres d'amplitude entre les lobes de diffraction d'ordre  $\pm 1$ ,
- la méthode dite DPD (*Differential Phase Tracking*), fondée sur une analyse différentielles des déséquilibres de phase entre les lobes de diffraction d'ordre  $\pm 1$ ,

Cette dernière méthode apporte plus de robustesse aux asservissements en suivi de piste. Nous n'avons toutefois pas pu l'utiliser, les testeurs dynamiques du laboratoire ne disposant pas d'un module *DPD* pouvant fonctionner à haute puissance de lecture. Ceci n'a pas représenté un handicap majeur pour notre étude, les substrats que nous utilisons ayant un *track pitch* identiques à celui des normes DVD (*track pitch* = 740 nm) et Blu-Ray (*track pitch* = 320 nm). Dans cette configuration, la méthode *Push Pull* offre des performances acceptables.

### 2.2.2.2 Rapport signal sur bruit dans les disques optiques

#### Origine du bruit dans les disques optiques

Dans notre étude, la notion de bruit sous entend toute composante du signal qui ne contient pas d'information sur la séquence de marques lues. L'analyse spectrale du signal provenant de la lecture d'un disque optique montre que la densité spectrale de bruit évolue en « en  $1/f$  » (figure 2.12(b)). Le bruit observé lors de la lecture d'un disque optique provient de plusieurs sources [2.26, 2.27, 2.28, 2.29] :

- rugosité du substrat et de l'empilement de couches minces,
- changements locaux de réflectivité liés à l'orientation des cristallites, dans le cas des disques à changement de phase,
- bruits électroniques du photo-détecteur et de l'électronique de traitement de signaux,
- bruit de la source laser.

#### Evaluation de la qualité du signal : mesure du CNR

Pour notre étude nous avons été amenés à observer l'évolution du rapport signal sur bruit avec la puissance de lecture, pour différentes vitesses de lecture. Le signal obtenu lors de la lecture à une vitesse  $v$  d'une séquence monotone de marques de longueur  $L$  est modulé à la fréquence  $f_p = v/2L$ . Ce signal peut être observé directement à l'oscilloscope (figure 2.12(a)), mais une analyse spectrale (figure 2.12(b)) permet de le quantifier plus précisément. L'analyseur de spectre est un appareil de mesure qui balaie un filtre passe-bande étroit sur un large spectre et détermine la puissance du signal pour chaque fréquence. Cette mesure permet de qualifier les performances des disques optiques par

la mesure du rapport porteuse à bruit (CNR – *Carrier to Noise Ratio*), défini ainsi :

$$\text{CNR (en dB)} = 20 \log_{10} \frac{C \text{ (en mV)}}{N \text{ (en mV)}} \quad (2.1)$$

C étant la porteuse (signal HF filtré sur une bande passante de 30 kHz autour de la fréquence porteuse  $f_p$ ) et N le niveau de bruit mesuré à la même fréquence (en l'absence de signal). Dans une représentation logarithmique les signaux sont exprimés en dBm, la relation entre un dBm et un mV s'exprime ainsi :

$$\begin{cases} C \text{ (en dBm)} = 20 \log_{10} C \text{ (en mV)} \\ N \text{ (en dBm)} = 20 \log_{10} N \text{ (en mV)} \end{cases} \quad (2.2)$$

Le CNR se calcule alors simplement<sup>4</sup> à l'analyseur de spectre par une mesure différentielle :

$$\boxed{\text{CNR (en dB)} = C \text{ (en dBm)} - N \text{ (en dBm)}} \quad (2.3)$$

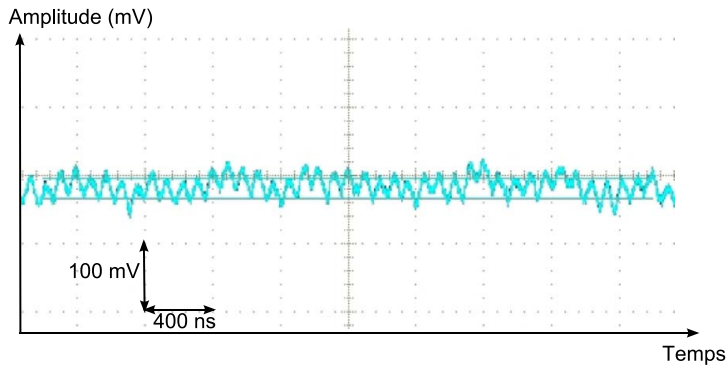
Un CNR de 45 dB minimum est généralement requis pour que les disques optiques puissent être exploités commercialement. Le signal est généralement visible à l'oscilloscope lorsque le CNR dépasse 38 dB ; en dessous, il est noyé dans le bruit.

## 2.3 Résultats du test dynamique : lecture de disques pré-enregistrés

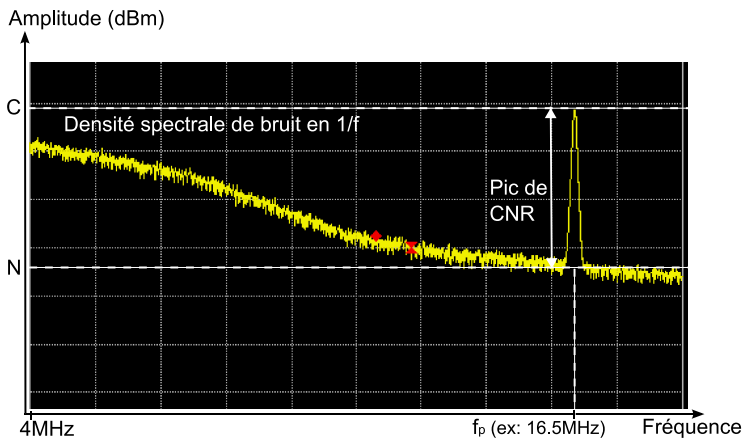
Dans cette partie, nous allons présenter les résultats expérimentaux obtenus lors de la lecture de disques Super-Résolution.

Dans un premier temps, nous mettons en évidence le phénomène de Super-Résolution obtenu lors de la lecture de séquences monotones de disques pré-enregistrés aux formats DVD et Blu-Ray. Cette étude préliminaire nous permettra de déterminer l'empilement actif offrant les meilleures performances en terme de qualité de signal. Nous montrerons également que la thermique joue un rôle important dans le phénomène de Super-Résolution. Nous discuterons de l'existence d'un lien entre les propriétés optiques de l'empilement et le signal mesuré, puis mettons en évidence l'existence d'un phénomène de dégradation inattendue pour les disques optiques comprenant les matériaux actifs InSb et GaSb.

4. La mesure du CNR à l'analyseur de spectre requiert quelques précautions particulières sur les réglages de l'appareil, en particulier sur la résolution (*Resolution Band Width – RBW*) qui doit être de l'ordre d'un centième de la plage de fréquences sur laquelle est réalisée l'acquisition (notée *SPAN*). En pratique nous avons fixé *RBW* à 30 kHz, *SPAN* à 3 MHz.



(a) Observation du signal à l'oscilloscope, laissant apparaître une oscillation de faible amplitude (30 mV) et présentant une oscillation à basse fréquence de part et d'autre de la valeur moyenne.



(b) Observation du signal à l'analyseur de spectre, laissant apparaître un pic de signal à la fréquence porteuse  $f_p$ , dont l'amplitude par rapport au niveau de bruit est définie comme le CNR (*Carrier to Noise Ratio*).

**Figure 2.12**

Signal typique obtenu lors de la lecture d'une séquence monotone de marques de 80 nm (limite de résolution : 120 nm) à une puissance de lecture permettant de générer l'effet de Super-Résolution : observation à l'oscilloscope (a) et à l'analyseur de spectre (b). La fréquence  $f_p$  de l'harmonique principale de ce signal est liée à la longueur des marques  $L$  et à la vitesse de lecture  $v$  par la relation :  $f_p = v/2L$ .

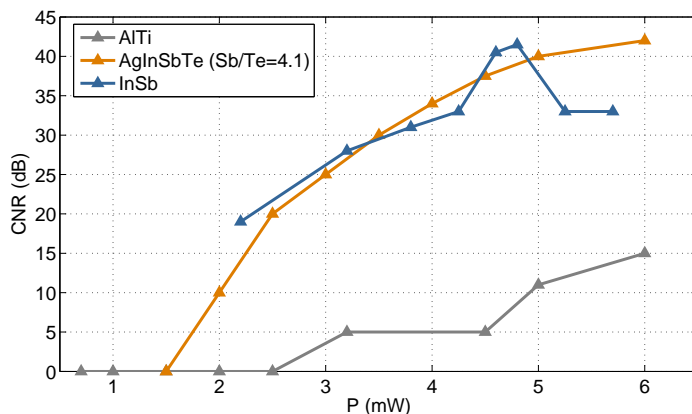
Nous présenterons ensuite les résultats obtenus lors de la lecture de disques contenant des séquences multi-fréquentielles de disques Blu-Ray ROM.

### 2.3.1 Première approche : mise en évidence du phénomène sur séquences monotones

#### 2.3.1.1 Format DVD ROM

L'évolution du CNR avec la puissance du laser, obtenue lors de la lecture de séquences monotones de marques de 250 nm (limite de résolution : 270 nm) à une vitesse de 3.5 m/s (vitesse standard de lecture du format DVD), pour divers matériaux actifs, est présentée sur la figure 2.13. Lorsque l'empilement actif se limite à une simple couche d'alliage AlTi (épaisseur 80nm), l'effet de Super-Résolution est faible, le CNR ne dépassant pas 15 dB. Avec une couche mince de matériau à changement de phase AgInSbTe(Sb/Te=4.1) d'épaisseur 20 nm encapsulée entre deux couches de ZnS-SiO<sub>2</sub> (épaisseur 95 nm), le CNR atteint 43 dB pour une puissance de 6 mW. En remplaçant ce matériau par une

couche mince du semiconducteur InSb d'épaisseur 20 nm on obtient un signal de même amplitude, mais à une puissance plus faible. Ce matériau, qui offre une meilleure sensibilité, nous est apparu comme le meilleur candidat pour assurer le rôle de couche active au format DVD.



**Figure 2.13**

Format DVD ROM : lecture de séquence monotones de marques de 250 nm à une vitesse de 3.5 m/s. Evolution du CNR avec la puissance de lecture pour les matériaux actifs indiqués en légende, encapsulés entre deux couches minces du matériau diélectrique ZnS-SiO<sub>2</sub> (excepté AlTi : monocouche de 80nm). Les matériaux InSb et AgInSbTe permettent tous deux d'obtenir un CNR de 43 dB.

Notons que les marques du substrat d'étude, de longueur 250 nm, sont à peine plus petites que la limite de résolution de la tête optique (270 nm). Dans ces conditions, une faible variation des propriétés optiques de la couche active pourrait être suffisante pour permettre l'obtention d'un signal d'amplitude significative. Ainsi nous constatons que l'alliage AlTi, qui n'est pas connu dans la littérature comme un matériau présentant des variations de ses propriétés optiques à la longueur d'onde d'étude, permet l'obtention d'un signal, même s'il est de faible amplitude (15 dB). Le substrat d'étude au format DVD ROM nous est donc rapidement apparu comme insuffisant pour étudier du phénomène de Super-Résolution dans la mesure où il ne permet pas de discriminer les performances des matériaux testés.

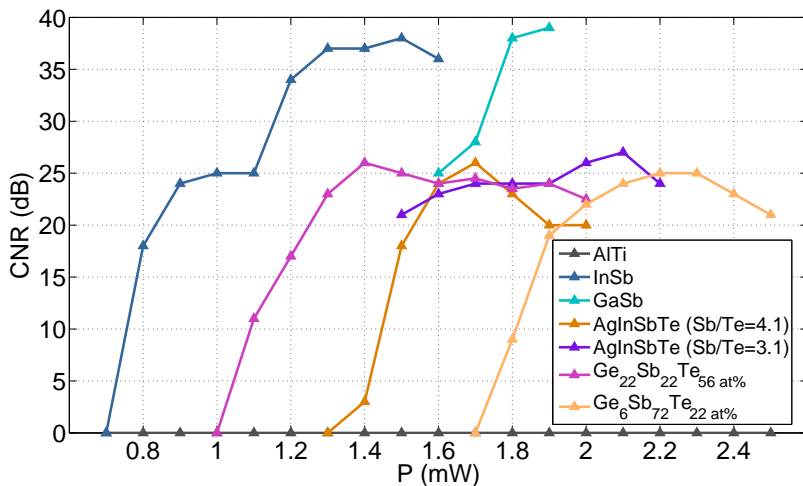
Quelques mois après le début de la thèse, nous avons eu la possibilité d'obtenir la matrice au format Blu-Ray ROM (présentée précédemment sur la figure 2.3) comportant des marques de 80 nm, nettement plus petites que la limite de résolution (120 nm). Nous avons donc naturellement basculé notre étude du phénomène sur le format Blu-Ray ROM.

### 2.3.1.2 Format Blu-Ray ROM

L'évolution du CNR avec la puissance du laser, obtenue lors de la lecture de séquences monotones de marques de 80 nm (limite de résolution : 120 nm) à une vitesse de 2.65 m/s, pour divers matériaux actifs, est présentée sur la figure 2.14. Lorsque l'empilement actif se limite à une monocouche AlTi, nous n'obtenons aucun signal. Nous avons testé diverses couches minces (épaisseur : 20 nm) de ma-



tériaux actifs encapsulées entre deux couches minces du matériau diélectrique ZnS-SiO<sub>2</sub> (épaisseurs : 70 nm pour la couche déposée sur le substrat, 50 nm pour la couche adjacente à la couche de protection). Pour les matériaux à changement de phase « conventionnels » AgInSbTe (rapport Sb/Te=3.1 et 4.1), Ge<sub>22</sub>Sb<sub>22</sub>Te<sub>56</sub> at% et Ge<sub>6</sub>Sb<sub>72</sub>Te<sub>22</sub> at%, le CNR ne dépasse pas 28 dB. Le matériau InSb, qui permet d'atteindre un CNR à une puissance de 1.5 mW, apparaît comme le meilleur candidat pour assurer le rôle de matériaux actifs de disques à Super-Résolution à cette longueur d'onde (405 nm).



**Figure 2.14**

Format Blu-Ray ROM : lecture de séquence monotones de marques de 80 nm à une vitesse de 2.65 m/s. Evolution du CNR avec la puissance de lecture pour les matériaux actifs indiqués en légende, encapsulés entre deux couches minces du matériau diélectrique ZnS-SiO<sub>2</sub>. Le semiconducteur InSb offre la meilleure sensibilité et, avec le matériau GaSb, le meilleur CNR ( $\approx 38$  dB). Le CNR obtenu avec les matériaux à changement de phase « classiques » ne dépasse pas 28 dB dans les mêmes conditions.

### 2.3.1.3 Optimisation de l'empilement actif

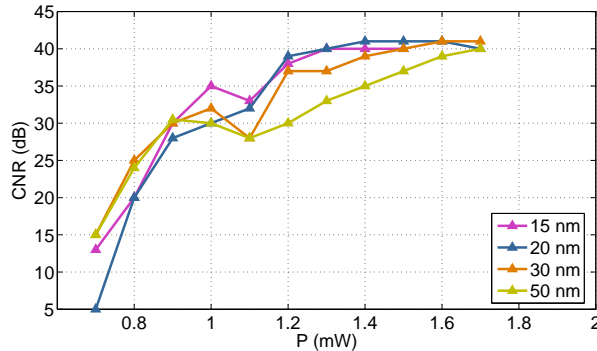
#### Influence de l'épaisseur de la couche active

Nous avons étudié l'influence de l'épaisseur de la couche d'antimoniure d'indium sur le signal obtenu lors de la lecture de marques de 100 nm. La figure 2.15 présente l'évolution du CNR avec la puissance de lecture lorsque l'épaisseur de la couche active varie entre 15 nm et 50 nm, celle-ci étant encapsulée entre deux couches minces du matériau diélectrique ZnS-SiO<sub>2</sub> (épaisseurs : 70 nm pour la couche déposée sur le substrat, 50 nm pour la couche adjacente à la couche de protection). Les amplitudes de CNR maximales étant équivalentes quelque soit l'épaisseur de la couche de InSb, une analyse du signal à l'oscilloscope (figure 2.15(b)) permet de déterminer le meilleur compromis entre sensibilité et amplitude de signal, obtenu lorsque la couche InSb a une épaisseur comprise entre 20 et 30 nm.

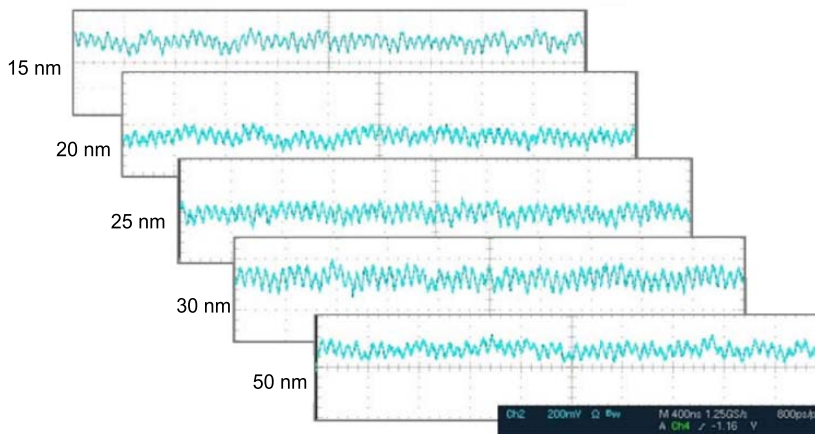
#### Influence de l'épaisseur des diélectriques

La figure 2.16 représente l'influence de l'épaisseur de la couche diélectrique située entre la couche

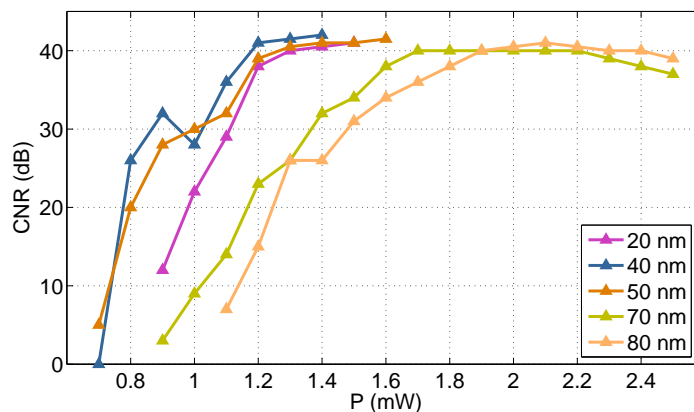
active InSb et la *cover layer*, sur l'évolution du CNR avec la puissance, lors de la lecture de marques de 100 nm. Il apparaît que l'épaisseur de cette couche, que nous avons fait varier entre 20 et 80 nm influe sur l'amplitude du signal d'une part, mais surtout sur la sensibilité de l'empilement. Ce phénomène est imputable aux variations d'absorption de l'empilement, synthétisées dans le tableau 2.3. Les empilements offrant la meilleure sensibilité sont ceux qui absorbent le plus. En effet, l'épaisseur optimale de la deuxième couche diélectrique se situe donc entre 40 nm et 50 nm.



(a) Evolution du CNR avec la puissance de lecture.



(b) Signaux temporels



**Figure 2.15**

Test dynamique d'un disque Blu-Ray ROM Substrat/ ZnS-SiO<sub>2</sub> (70 nm) / InSb (x nm) / ZnS-SiO<sub>2</sub> (50 nm) / *cover layer* : influence de l'épaisseur x de la couche active d'InSb, variée entre 15 nm et 50 nm, sur le signal obtenu lors de la lecture de marques de longueur 100 nm (limite de résolution : 120 nm). L'observation couplée de l'évolution du CNR avec la puissance de lecture (a) et du signal temporel (b) permet de déterminer le meilleur compromis entre sensibilité de l'empilement et amplitude du signal, obtenue lorsque la couche InSb a une épaisseur comprise entre 20 et 30 nm.

**Figure 2.16**

Test dynamique d'un disque Blu-Ray ROM Substrat/ ZnS-SiO<sub>2</sub> (70 nm) / InSb (20 nm) / ZnS-SiO<sub>2</sub> (x nm) / *cover layer* : évolution du CNR avec la puissance de lecture pour des empilements ayant une couche ZnS-SiO<sub>2</sub> (entre la couche InSb et la *cover layer*) comprise entre 20 nm et 80 nm.

**Tableau 2.3**

Propriétés optiques de l'empilement substrat / ZnS-SiO<sub>2</sub> (70 nm) / InSb (20 nm) / ZnS-SiO<sub>2</sub> (x nm), calculées à partir de la méthode d'Abélès [2.6]. L'absorption est maximale lorsque l'épaisseur de la couche de ZnS-SiO<sub>2</sub> supérieure est comprise entre 20 et 80 nm.

x (nm)	Réfectivité (%)	Transmission (%)	Absorption (%)
20	20	29	51
40	13	31	56
50	16	30	54
70	26	27	47
80	29	27	44

#### 2.3.1.4 Importance de la thermique dans le phénomène

De nombreuses études [2.30, 2.31, 2.32, 2.33] ont montré que, pour la plupart des matériaux actifs utilisés dans les disques Super-Résolution, les variations des propriétés optiques sont induites par une élévation de température. En particulier, Okhubo *et.al.* [2.13] ont montré que les propriétés optiques d'une couche mince de InSb, matériau qui offre dans notre étude les meilleures performances en terme de qualité de signal, varient lorsque la température augmente. Afin d'étudier l'influence de la thermique sur le phénomène de Super-Résolution, nous avons réalisé deux expériences consistant à :

- faire varier la vitesse de lecture du disques,
- introduire un puits thermique transparent dans l'empilement actif.

#### Influence de la vitesse de lecture

La figure 2.14 présente, pour six matériaux actifs, l'évolution du CNR avec la puissance de lecture, obtenu lors de la lecture de séquences monotones de marques de 80 nm à une vitesse de 2.65 m/s. Nous avons tenté de lire ces mêmes disques à la vitesse plus élevée de 4.9 m/s (vitesse standard du format Blu-Ray). Lus à une vitesse de 5 m/s, les disques ont non seulement une capacité doublée par rapport au format Blu-Ray mais également un taux de transfert plus élevé, atteignant 70.5 Mo/s contre 36 Mo/s pour la norme Blu-Ray. La figure 2.17 montre l'évolution du CNR avec la puissance du laser, pour les disques utilisant les matériaux InSb (fig. 2.17(a)), AgInSbTe (Sb/Te=3.1 – fig. 2.17(b)), Ge<sub>22</sub>Sb<sub>22</sub>Te<sub>56at%</sub> (fig. 2.17(c)), Ge<sub>6</sub>Sb<sub>72</sub>Te<sub>22at%</sub> (fig. 2.17(d)) pour des vitesses de lecture de 2.65 m/s et 4.9m/s. Pour ces matériaux actifs, une augmentation de la vitesse provoque une perte de sensibilité des disques : une puissance plus importante est requise pour que le CNR atteigne sa valeur maximale. Ce phénomène laisse penser que la thermique joue un rôle important dans le phénomène de Super-Résolution. En effet, lorsque la vitesse diminue, la température locale atteinte sous le spot augmente.

Il est intéressant de noter que cette tendance semble plus marquée pour le semiconducteur InSb que pour les autres matériaux.

### **Influence de l'introduction d'un puits thermique dans la structure**

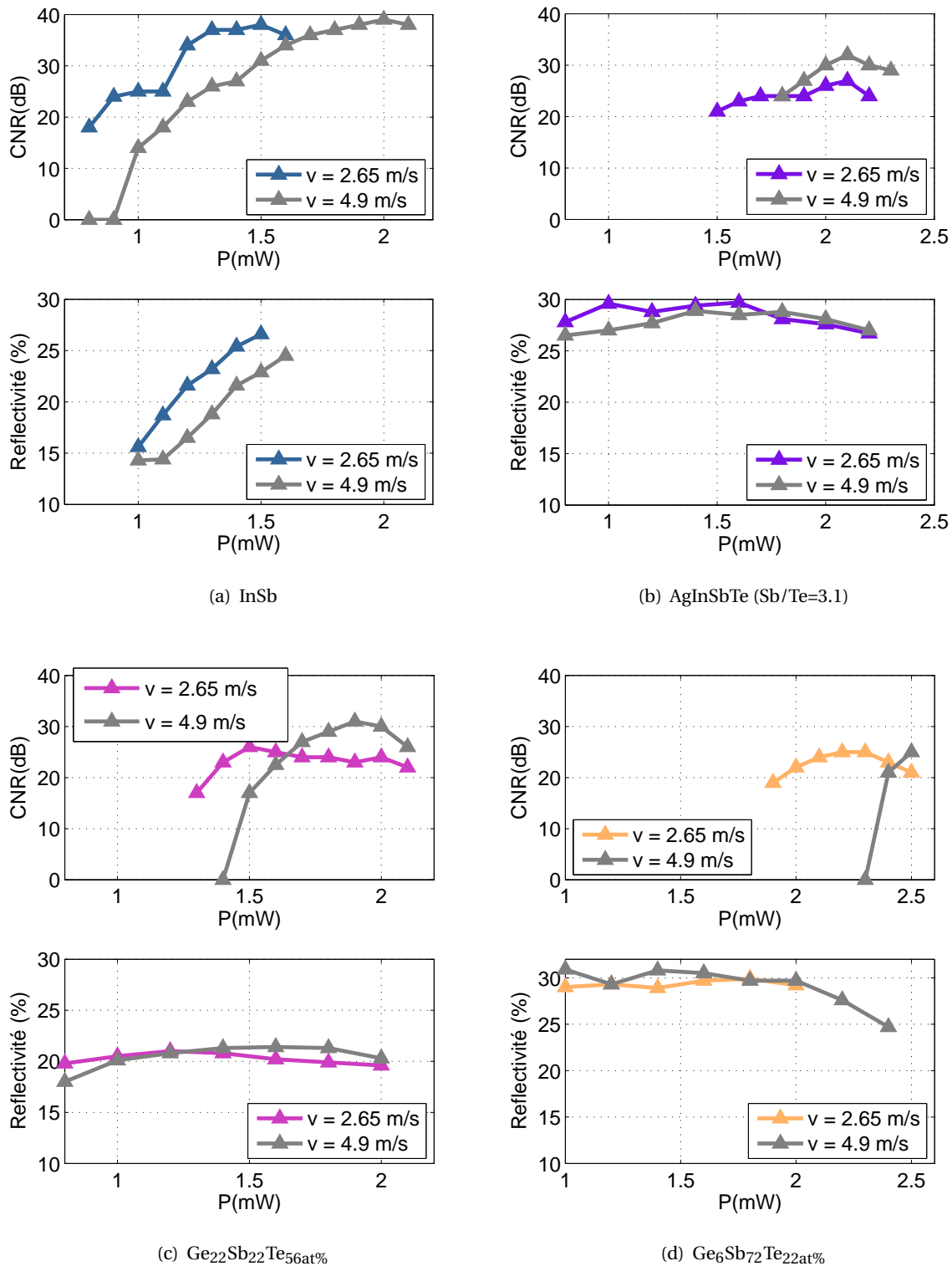
Afin de confirmer l'hypothèse selon laquelle il est nécessaire de provoquer une élévation de température dans la couche active pour générer le phénomène de Super-Résolution, nous avons introduit un puits thermique dans l'empilement de manière à dissiper plus efficacement, par conduction thermique, la chaleur accumulée sous le spot. Le matériau classiquement utilisé en enregistrement optique pour assurer ce rôle dans les disques à changement de phase<sup>5</sup> est l'alliage AlTi. Toutefois, l'introduction d'une couche réfléchissante dans l'empilement tri-couche modifierait l'absorption de l'empilement, si bien qu'il nous faudrait revoir complètement le design de nos empilements sous peine de perturber le processus optique de lecture des disques. Pour éviter ce problème, nous avons décidé d'utiliser le matériau céramique AlN en lieu et place du diélectrique ZnS-SiO<sub>2</sub>. Le tableau 2.4 dresse un comparatif des propriétés optiques et thermiques de ces deux matériaux. Il apparaît que AlN n'absorbe pas de rayonnement à la longueur d'onde d'étude ( $\lambda = 405$  nm). En revanche, sa conductivité thermique est bien plus élevée que celle de ZnS-SiO<sub>2</sub>. Ainsi nous pouvons considérer AlN comme un puits thermique à cette longueur d'onde. Nous avons comparé trois empilements afin de mettre en évidence l'influence de ce puits thermique sur le signal :

- l'empilement standard : ZnS-SiO<sub>2</sub> (70 nm) / InSb (20 nm) / ZnS-SiO<sub>2</sub> (50 nm)
- un empilement comportant deux couches d'encapsulation en AlN épais : AlN (70nm) / InSb (20 nm) / AlN (60 nm)
- un empilement comprenant deux couches AlN de plus faible épaisseur : ZnS-SiO<sub>2</sub> (60nm) / AlN (10 nm) / InSb (20 nm) / AlN( 10 nm) / ZnS-SiO<sub>2</sub> (50 nm). Les couches de ZnS-SiO<sub>2</sub> ont rajoutées de part et d'autres pour conserver des propriétés optiques proches des autres empilements.

La figure 2.18 montre l'évolution du CNR avec la puissance de lecture pour ces trois empilements. Analysons le comportement de ces empilements lorsqu'ils sont lus à une vitesse de 2.65 m/s (courbes en traits pleins). Nous remarquons une perte de sensibilité lorsque l'empilement comporte deux couches d'AlN, d'autant plus importante que les couches sont épaisses. De plus, nous observons une diminution de l'amplitude maximale du CNR lorsque l'épaisseur d'AlN augmente. La chaleur étant dissipée de manière plus efficace lorsque l'épaisseur du puits thermique AlN augmente, cette étude

---

5. Dans les disques à changement de phase, le puits thermique permet de réaliser une trempe rapide du matériau à changement de phase chauffé au delà de sa température de fusion, de manière à former une marque amorphe.

**Figure 2.17**

Influence de la vitesse de lecture sur l'amplitude du signal et les propriétés optiques des empilements : évolution du CNR mesuré de la lecture de séquences monotones de marques de 80 nm avec la puissance de lecture, et de la réflectivité des empilements mesurée sur zone miroir (sans marques), pour quatre empilements comprenant les matériaux InSb (a), AgInSbTe (Sb/Te=3.1) (b),  $\text{Ge}_{22}\text{Sb}_{22}\text{Te}_{56\text{at}\%}$  (c) et  $\text{Ge}_6\text{Sb}_{72}\text{Te}_{22\text{at}\%}$  (d).

**Tableau 2.4**

Propriétés optiques et physico-chimiques de ZnS-SiO<sub>2</sub> et AlN. Les propriétés de ZnS-SiO<sub>2</sub> ont été présentées précédemment (tableaux 2.1 et 2.2). Les propriétés optiques de AlN ont été mesurées par ellipsométrie au laboratoire. Ses propriétés physico-chimiques sont issues de la littérature.

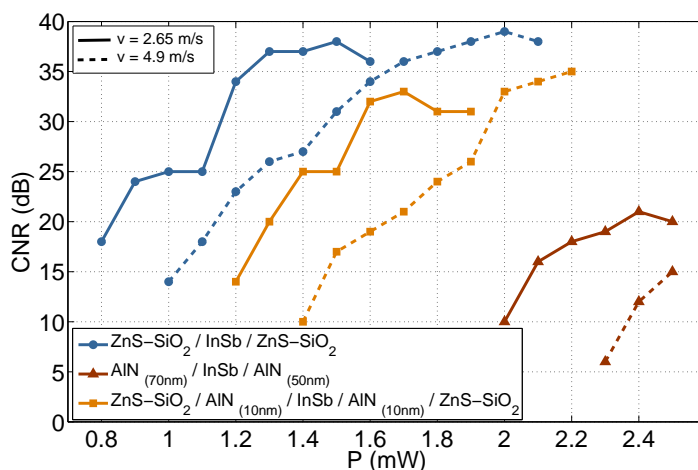
	Indices optiques à $\lambda = 405 \text{ nm}$	Propriétés physico-chimiques		
		Densité $\rho$ (kg/m <sup>3</sup> ) [2.24]	Chaleur spécifique C (J/kg/°C) [2.22]	Conductivité thermique $\kappa$ (W/m/°C)
ZnS-SiO <sub>2</sub>	2.21-0.01i	3775	560	1 <sup>a</sup> / 0.66 [2.25]
AlN	1.93-0.01i	3620	740	15 <sup>b</sup>

a. Mesurée par l'institut RWTH

b. Dettmer *et. al.* [2.34] ont mesuré une conductivité thermique comprise entre 150 et 180 W/m/°C pour AlN massif. En couche mince, la conductivité de ce matériau est plus faible [2.35] en raison d'une augmentation de la densité des joints de grains [2.20]. Nous avons divisé la plus faible valeur du matériau AlN massif par 10 pour obtenir une estimation de la conductivité thermique de AlN en couche mince, qui reste malgré tout supérieure à celle de ZnS-SiO<sub>2</sub>.

comparative suggère que l'amplitude du signal est d'autant plus grande que la température atteinte dans l'empilement est élevée.

Nous observons les mêmes tendances pour une vitesse de lecture plus élevée, de 4.9 m/s (courbes en traits pointillés), si ce n'est que les courbes d'évolution du CNR avec la puissance de lecture sont décalées vers de plus hautes puissances.

**Figure 2.18**

Influence de l'introduction du puits thermique AlN à la place de ZnS-SiO<sub>2</sub> : évolution du CNR avec la puissance lors de la lecture de séquences monotones de marques de 80 nm (limite de résolution : 120 nm) à une vitesses (i) 2.65 m/s (traits pleins) et (ii) 4.9 m/s (traits pointillés), pour trois empilements : ZnS-SiO<sub>2</sub> (70 nm) / InSb (20 nm) / ZnS-SiO<sub>2</sub> (50 nm), AlN (70nm) / InSb (20 nm) / AlN (60 nm), ZnS-SiO<sub>2</sub> (60nm) / AlN (10 nm) / InSb (20 nm) / AlN(10 nm) / ZnS-SiO<sub>2</sub> (50 nm).

Nous avons montré, en testant les disques à deux vitesses (2.65 m/s et 4.9 m/s), et en introduisant dans l'empilement un matériau transparent (à  $\lambda = 405 \text{ nm}$ ) ayant dans notre étude des propriétés de puits thermique, que la température atteinte sous le spot joue un rôle important pour la génération le phénomène de Super-Résolution dans les disques optiques comprenant le matériau actif InSb.

### 2.3.1.5 Discussion sur les origines du phénomène de Super-Résolution

Dans cette partie nous allons tenter d'établir un lien entre l'évolution du signal et les propriétés optiques des empilements actifs. Nous présenterons également un phénomène inattendu se produisant à une puissance intermédiaire, appelée puissance critique, pour les disques comprenant les matériaux actifs GaSb.

#### Lien entre l'évolution du signal et celle des propriétés optiques de l'empilement

Analyser le signal délivré lors de la lecture d'un disque Super-Résolution est la seule manière d'évaluer le potentiel d'un matériau pour assurer le rôle de couche active. Les courbes d'évolution du CNR avec la puissance ne fournissent toutefois que peu d'indications sur les mécanismes impliqués dans le phénomène de Super-Résolution. Le test de disques à différentes vitesses de lecture et l'insertion d'un puits thermique dans l'empilement nous ont néanmoins permis de mettre en évidence l'importance de la thermique dans les mécanismes de génération du phénomène de Super-Résolution.

Le testeur dynamique peut également être utilisé comme un outil de caractérisation de l'empilement actif lorsque le laser est focalisé sur une zone non structurée (sans marques), appelée zone « miroir ». Dans le but de déterminer les origines du phénomène, nous avons caractérisé l'évolution des propriétés optiques de l'empilement sur une telle zone vierge en mesurant l'évolution de sa réflectivité avec la puissance, lorsque le spot parcourt le disque à une vitesse de 2.65 m/s, puis à une vitesse de 4.9 m/s.

Pour l'empilement comprenant InSb comme matériau actif (figure 2.17(a)), une élévation de la réflectivité, passant de 15% à 27%, est observée lorsque la puissance augmente de 1 à 1.5 mW. Nous pouvons supposer que ce gain en réflectivité (de l'ordre de 80%), qui traduit une variation des propriétés optiques du disque, induit par le spot haute puissance, est à l'origine du signal observé de forte amplitude observé pour ce matériau. Notons que cette courbe d'évolution de la réflectivité se décale vers les hautes puissances lorsque la vitesse augmente. Cette perte de sensibilité laisse penser que la température atteinte dans la couche active joue un rôle important dans les mécanismes de génération des variations de propriétés optiques de InSb, la température atteinte sous le spot en déplacement étant, pour une puissance donnée, nécessairement plus faible lorsque la vitesse augmente.

En revanche, pour les empilements incluant les autres matériaux actifs (figures 2.17(b), 2.17(c), 2.17(d)), il ne semble pas exister de corrélation évidente entre l'évolution du CNR avec la puissance

et celle de la réflectivité de ces empilements. En effet, aucune tendance claire n'est observée lorsque la puissance augmente, la réflectivité des empilements présentant des fluctuations de faible amplitude (variations ne dépassant pas 15% de la réflectivité mesurée à basse puissance).

Notons toutefois que le testeur dynamique ne permet de mesurer que la réflectivité du disque, et non sa transmission. Il est ainsi envisageable que, pour les matériaux actifs  $\text{AgInSbTe}$  ( $\text{Sb/Te}=3.1$ ),  $\text{Ge}_{22}\text{Sb}_{22}\text{Te}_{56}$  at% et  $\text{Ge}_6\text{Sb}_{72}\text{Te}_{22}$  at%, les variations de propriétés optiques se traduisent principalement par une modification de la transmission de l'empilement ne pouvant pas être évaluée par le testeur.

En conclusion, la caractérisation dynamique des propriétés optiques des empilements actifs ne permet pas d'établir une corrélation directe entre l'évolution des propriétés optiques de l'empilement et l'évolution du signal obtenu lors de la lecture de séquences monotones de marques de 80 nm. Ce point particulier sera étudié en détail dans le troisième chapitre, dans lequel sera présentée une méthode de caractérisation statique des variations de propriétés optiques des empilements actifs étudiés ici.

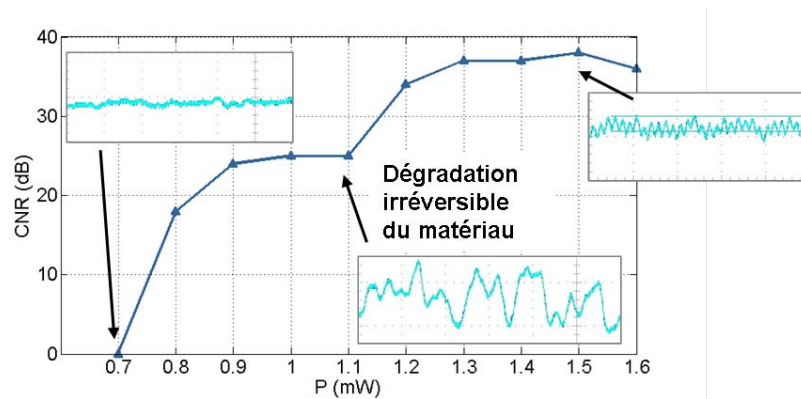
### **Phénomène de dégradation irréversible du disque**

La lecture de disques comprenant les matériaux actifs InSb et GaSb présente un comportement inattendu lorsqu'ils sont lus à une puissance particulière, que nous appellerons puissance critique. La figure 2.19 présente ce phénomène dans le cas de l'empilement actif comprenant le matériau InSb.

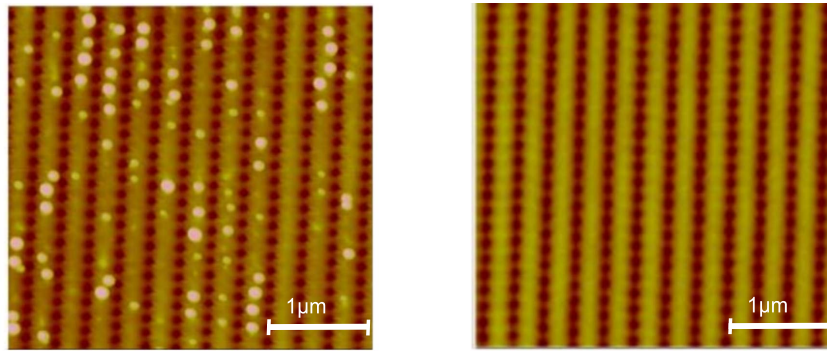
L'évolution du signal avec la puissance, mesuré lors de la lecture de séquences monotones de marques de 80 nm obtenues à partir d'un empilement « standard »  $\text{ZnS-SiO}_2$  (50 nm) / InSb (20 nm) /  $\text{ZnS-SiO}_2$  (50 nm) montre en effet une dégradation irréversible et quasi-instantanée à la puissance critique (1.1 mW), comprise entre la puissance de lecture des disques ROM conventionnels (0.7 mW) et la puissance permettant d'obtenir un signal optimum (1.5 mW). A cette puissance intermédiaire de 1.1 mW, la courbe de CNR présente un méplat (fig. 2.19(a)) et le signal temporel est anormalement bruité.

L'analyse au microscope à force atomique (AFM) des pistes lues (fig. 2.19(c)) permet d'expliquer la dégradation irréversible du signal observée à l'oscilloscope à la puissance critique (1.1 mW). En effet, les clichés AFM d'une zone lue à cette puissance révèle la présence de déformations topologiques importantes du disque, pouvant atteindre une hauteur de 35 nm. Notons que ce phénomène de dégradation irréversible ne se produit pas si le disque est lu directement à la puissance donnant le maximum de signal (1.5 mW), comme le confirme l'analyse conjointe des signaux et de la topologie

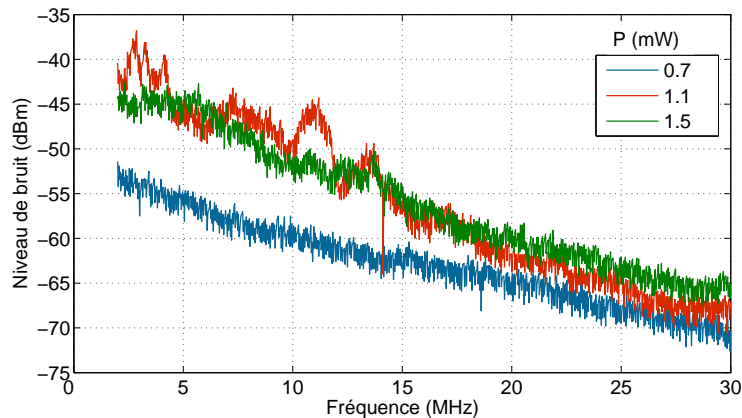




(a) Évolution du signal (CNR et signal temporel) avec la puissance de lecture. Le passage à la puissance critique (1.1 mW) provoque une dégradation irréversible du disque, ce qui se traduit par de fortes fluctuations basses fréquences sur le signal temporel. Ce phénomène n'apparaît pas lorsque le disque est lu directement à une puissance plus élevée (1.5 mW par exemple).



(b) Observation du disque au microscope à force atomique (AFM). Les pistes lues à la puissance critique (1.1 mW – à gauche) présentent des déformations topologiques (bulles), tandis que les pistes lues directement à la puissance optimale sont intactes (1.5 mW – à droite).



(c) Analyse du bruit de l'empilement (sur zone miroir) sur toute la bande spectrale pour un disque lu à basse puissance (0.7 mW), à la puissance critique (1.1 mW) et à la puissance optimale (1.5 mW). Le bruit basses fréquences augmente fortement lorsque le disque est lu à la puissance critique (1.1 mW).

**Figure 2.19**

Analyse du phénomène de dégradation irréversible provoqué par la lecture du disque ZnS-SiO<sub>2</sub> (70 nm) / InSb (20 nm) / ZnS-SiO<sub>2</sub> (50 nm) à la puissance critique (1.1 mW) : évolution du signal avec la puissance (a), observation de la topologie du disque lu à la puissance critique (1.1 mW) et à la puissance optimale (1.5 mW) (b), et analyse la densité spectrale de bruit, provenant d'une zone vierge (sans marques) du disque à ces trois puissances (c).

du disque après lecture.

Afin de déterminer si ce phénomène est une caractéristique intrinsèque de l'empilement, ou bien s'il est une conséquence de la structuration de l'empilement par le substrat (cf. figure 2.7), nous avons analysé le niveau de bruit provenant d'une zone miroir du disque (zone sans marques). Pour cela nous avons mesuré la densité spectrale de bruit (fig. 2.19(c)) provenant d'une zone miroir du disque (i.e. ne comportant pas de marques), le spot focalisé balayant la surface du disque à une vitesse de 2.65 m/s. Ces mesures, réalisées pour trois puissances (0.7 mW, 1.1 mW et 1.5 mW) révèlent que l'empilement non structuré présente une dégradation irréversible à la puissance critique (1.1 mW), mais ne présente pas de dégradation perceptible aux puissances 0.7 mW et 1.5 mW. Ce résultat suggère que la structuration de l'empilement n'intervient pas dans le phénomène de dégradation irréversible et qu'il s'agit d'une caractéristique intrinsèque à l'empilement.

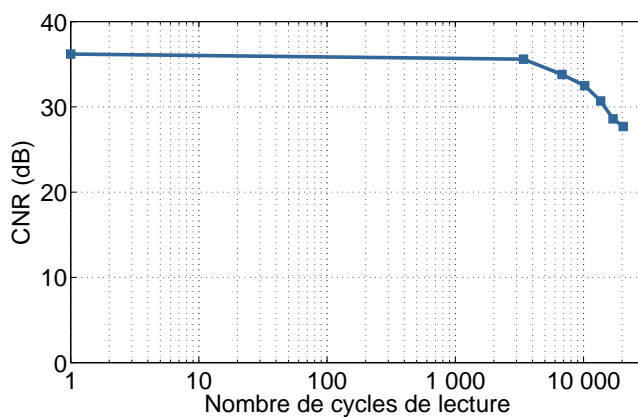
Le phénomène de dégradation irréversible est reproductible et difficile à expliquer. Il pourrait peut-être s'agir d'un phénomène d'absorption exceptionnelle se produisant autour de la puissance critique, qui provoquerait un échauffement important de l'empilement sur cette plage de puissance restreinte. Ce phénomène, qui reste à étudier dans le futur, suggère que des effets autres que thermiques interviennent dans les mécanismes de variation des propriétés optiques des matériaux actifs InSb et GaSb.

#### **2.3.1.6 Reproductibilité du phénomène : évaluation de la stabilité en lecture des disques**

Il est généralement souhaitable qu'un disque optique puisse être lu à plusieurs reprises. Toutefois, aucune norme de disque ROM n'impose de spécifications sur le nombre de cycles de lecture que doit pouvoir supporter un disque puisque les disques ROM conventionnels, contenant une couche réfléchissante métallique et lus avec un laser basse puissance (0.7 mW pour le format Blu-Ray), ne sont pas susceptibles de subir une dégradation par un échauffement excessif des matériaux. Ces disques peuvent donc théoriquement être lus « à l'infini ».

La question se pose en revanche pour les disques à Super-Résolution dont le processus de lecture repose sur la modification locale des propriétés optiques de l'empilement actif, rendue possible par l'absorption du flux laser intense (puissance supérieure à 1.5 mW) par la couche active. L'élévation de température irrémédiablement induite à chaque passage du spot est ainsi susceptible de provoquer des changements structurels au cœur du disque (décollement des couches, diffusion d'espèces entre la couche active et les couches diélectriques, déformation de la topologie du substrat en polycarbonate).

Nous avons cherché à évaluer la reproductibilité du phénomène Super-Résolution sur un disque comportant l'empilement actif ZnS-SiO<sub>2</sub> (50 nm) / InSb (20 nm) / ZnS-SiO<sub>2</sub> (50 nm), en mesurant l'évolution du CNR obtenu lors de la lecture d'une seule et unique piste constituée d'une séquence monotones de marques de longueur 80 nm. La figure 2.20 présente l'évolution de ce signal lorsque la piste est lue à une puissance constante de 1.5 mW. L'amplitude du signal reste sensiblement constante (CNR = 37 dB) jusqu'à environ 3 000 cycles de lectures, moment à partir duquel le signal se dégrade pour finalement atteindre 28 dB au bout de 20 000 cycles. Après 20 000 cycles, la tête optique ne parvient plus à suivre la piste, ce qui témoigne d'une dégradation irréversible de la piste.



**Figure 2.20**

Etude de la stabilité en lecture de disques à Super-Résolution : évolution du CNR avec le le nombre de cycles de lecture d'une même séquence monotone de marques 2T de 80 nm, lue à puissance constante (1.5 mW).

### 2.3.2 Performances des disques ROM : résultats sur séquences multi-fréquentielles

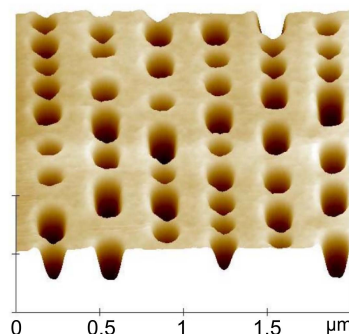
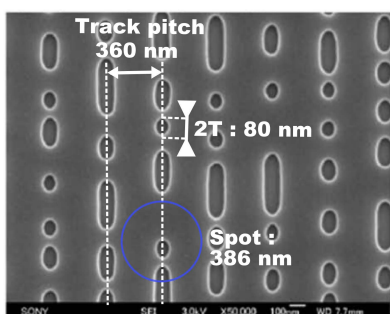
Les résultats présentés précédemment ont été obtenus lors de la lecture de séquences monotones de marques dont la longueur (80 nm) est plus petite que la limite de résolution de la tête optique de lecture (120 nm). Ces séquences renferment uniquement une information mono-fréquentielle, insuffisante pour décrire un contenu numérique. Aini, l'information contenue dans un disque optique est incluse sous la forme de marques et d'espaces de longueur variables, associés en séquences multi-fréquentielles selon un algorithme de codage défini par la norme.

L'étude menée sur des séquences monotones de marques a permis de mettre en évidence le potentiel du matériau semi-conducteur InSb pour assurer le rôle de couche active. Les résultats prometteurs nous ont ainsi rapidement encouragé à tester le potentiel de l'empilement actif pour lire des séquences multi-fréquentielles.

### 2.3.2.1 Substrats spécifiques comportant des séquences multi-fréquentiels

En milieu de thèse, nous avons pu obtenir une matrice spécifique au format Blu-Ray, réalisée par Sony sur la base d'un cahier des charges établi par nos soins. Cette matrice, présentée sur la figure 2.21, comprend des séquences aléatoires codées selon l'algorithme (1,7)RLL adopté par la norme Blu-Ray, ce qui signifie que les plus petites et plus grandes marques ont une longueur de 2T et 9T, respectivement.

Dans le cas du format Blu-Ray, les marques (et espaces) 2T ont une longueur de 160 nm, les marques (et espaces) 9T une longueur de 720 nm. Ainsi, toutes les marques sont plus longues que la limite de résolution de la tête optique (120 nm). Afin d'étudier le phénomène de Super-Résolution sur séquences multi-fréquentielles, nous avons choisi de compresser les données dans la direction de la piste d'un facteur deux. Les substrats pré-enregistrés, pressés par la société MPO et présentés sur la figure 2.21, contiennent des séquences aléatoires de marques et espaces, les plus courts (2T) ayant une longueur de 80 nm, et les plus longs (9T) ayant une longueur de 360 nm. Ainsi, seules les marques et espaces de longueur 2T et 3T requièrent un effet de Super-Résolution pour être détectées par la tête optique.



**Figure 2.21**

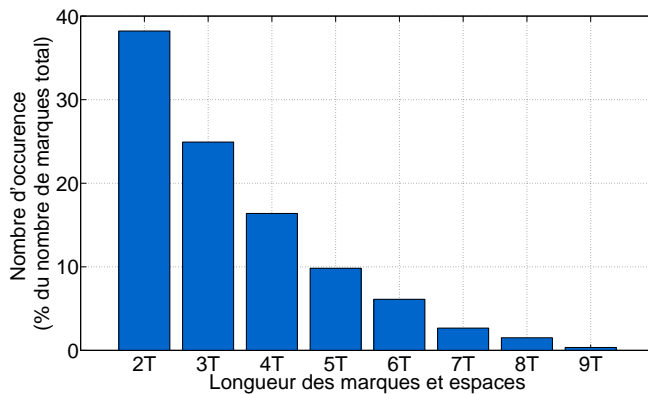
Support d'étude du phénomène de Super-Résolution sur séquences aléatoires, comprenant des marques 2T de 80 nm (norme Blu-Ray : 160 nm) : image MEB de la matrice réalisée par Sony (à gauche) et image AFM sur substrat pressé à partir de cette matrice par la société MPO (à droite).

La largeur des marques n'avait pas été spécifiée sur le cahier des charges, ce paramètre dépendant essentiellement des limitations de l'outil de *mastering*. Nous observons que les marques de longueur 2T et 3T ont une largeur de 80 nm environ, tandis que les marques de longueur 4T à 9T ont une largeur de 100 nm environ. La profondeur des marques choisie est la même que celle adoptée sur les séquences monotones : 60nm. Par ailleurs, nous avons choisi d'espacer les pistes de 360 nm, *track pitch* légèrement plus important que celui de la norme Blu-Ray (320 nm), de manière à assurer une grande souplesse sur l'asservissement en suivi de piste qui se doit d'être le plus robuste afin de permettre une bonne testabilité du disque.

### 2.3.2.2 Lecture de séquences multi-fréquentielles

#### Problématique : processus de lecture hybride

La figure 2.22 présente la répartition statistique, par longueur, des marques et espaces d'une séquence codée selon l'algorithme (1,7)RLL. Nous observons que les marques et espaces 2T et 3T représentent à eux seuls environ 62% de l'ensemble des symboles. La fréquence d'occurrence des longs symboles (de 4T à 9 T) décroît avec leur longueur (de 16% pour le 4T à 0.5% pour le 9T).



**Figure 2.22**

Histogramme de répartition des marques et espaces, par longueur, pour une séquence codée de manière pseudo-aléatoire selon l'algorithme (1,7)RLL utilisé dans la norme Blu-Ray.

Dans le cas de séquences Blu-Ray « classiques » ( $2T = 160$  nm), tous les symboles ont une longueur plus importante que la limite de résolution de la tête optique qui est ainsi en mesure de les détecter naturellement (i.e. sans qu'un effet de Super-Résolution soit nécessaire). En revanche, dans les cas de séquences comportant des marques 2T de 80 nm, seules les petites marques (2T et 3T) nécessitent un effet de Super-Résolution pour être détectées. Le processus de lecture de séquences associant ces deux types de marques (plus petites et plus grandes que la limite de résolution) implique a priori deux mécanismes de lecture distincts. La façon dont allaient cohabiter ces deux processus était donc l'inconnue majeure associée à la lecture de séquences aléatoires comprenant des petites marques.

#### Résultats : analyse visuelle des signaux

Avant d'étudier les signaux issus de séquences haute densité ( $2T = 80$  nm), nous avons analysé les signaux provenant de séquences Blu-Ray standard ( $2T = 160$  nm), mesurés sur une zone d'étude du substrat spécifique recouvert d'une couche mince (80 nm) de matériau AlTi. La figure 2.23(a) présente le signal obtenu lors de la lecture d'une séquence caractéristique, que nous qualifierons de signal de référence. L'analyse visuelle de ce type de signaux multi-fréquentiels peut s'avérer complexe. Il est simplement utile de noter que les grandes marques produisent des oscillations de longue durée et

de fort amplitude, tandis que les petites marques produisent des oscillations de plus courte durée et de plus faible amplitude. Nous constatons que, sur ce signal de référence, toutes les transitions sont clairement marquées par une oscillation, même si celle-ci est de très faible amplitude lorsque plusieurs marques et espaces de faible longueur (2T et 3T) se succèdent.

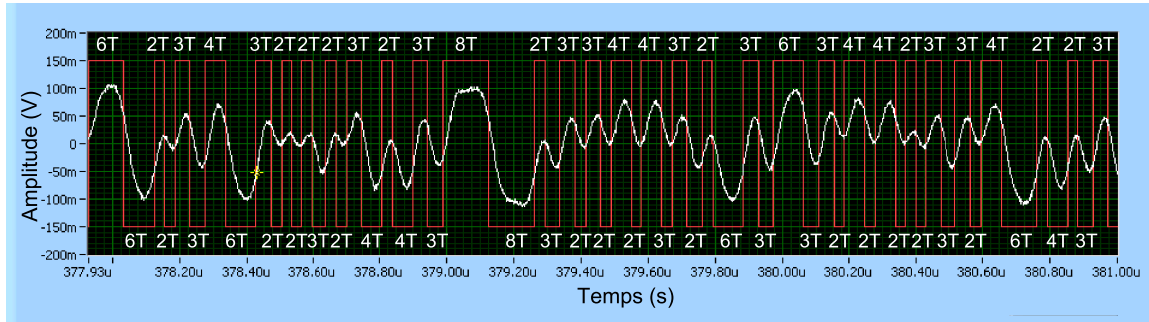
Nous avons ensuite étudié les signaux provenant d'une zone haute densité (2T = 80 nm) du substrat spécifique, recouverte de l'empilement actif offrant les meilleures performances sur séquences monotones : ZnS-SiO<sub>2</sub> (50 nm) / InSb (20 nm) / ZnS-SiO<sub>2</sub> (50 nm). La procédure de test adoptée pour la lecture de séquences multi-fréquentielles comportant des petites marques est identique à celle précédemment utilisée pour la lecture de séquences monotones. Nous avons cherché à comparer les signaux obtenus en provenance de séquences de densité doublée par rapport à celle de séquences au format Blu-Ray standard. Pour cela nous avons choisi de lire les séquences à une vitesse de 2.65 m/s, c'est à dire à une vitesse deux fois moins élevée, de manière à garder un vitesse de transfert de données constant (36 Mo/s), ce qui permet une comparaison visuelle des signaux sur une même base temporelle.

La figure 2.23(b) présente le signal obtenu lors de la lecture d'une séquence « double densité » par rapport au format Blu-Ray, lues à une vitesse de 2.65 m/s, à basse puissance de lecture (0.7 mW). Nous pouvons observer des oscillations en provenance des longues marques (5T à 8T). En revanche, les marques 2T et 3T ne semblent pas être détectées. Tout se passe comme si le signal Blu-Ray de référence (figure 2.23(a)) avait été filtré « passe-bas ». Notons par ailleurs que les marques 4T comprises entre des marques 2T ou 3T ne présentent pas d'oscillations aussi prononcées que celles visible sur la séquence de référence (séquence 4T-2T-4T située au milieu, par exemple).

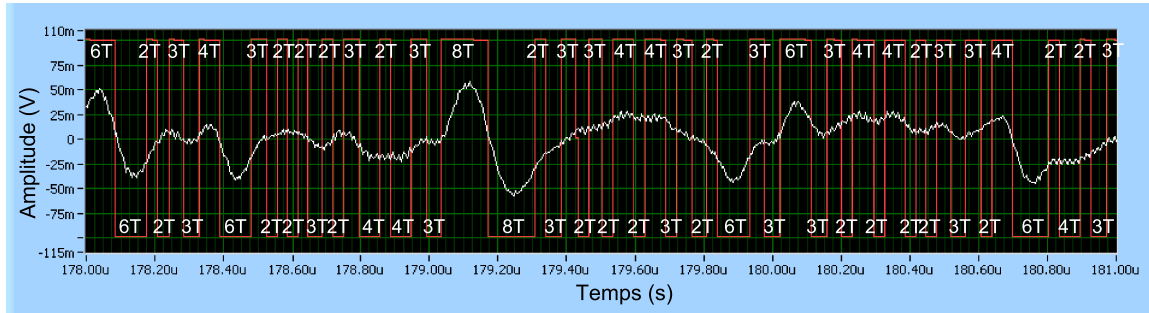
La même séquence haute densité, lue à une puissance suffisamment élevée (1.5 mW) pour induire une variation des propriétés optiques de l'empilement actif, délivre le signal présenté sur la figure 2.23(c). Nous pouvons observer des oscillations en provenance des marques 2T et 3T, plus courtes que la limite de résolution, ce qui témoigne de l'existence d'un phénomène de Super-Résolution. La lecture à haute puissance semble également amplifier le signal provenant des grandes marques. L'allure du signal s'apparente globalement à celle du signal provenant d'une séquence Blu-Ray standard. Néanmoins, l'amplitude des oscillations correspondant aux petites marques apparaît plus faible.

#### Évaluation de la qualité des signaux : mesure de *bit Error Rate* (bER)

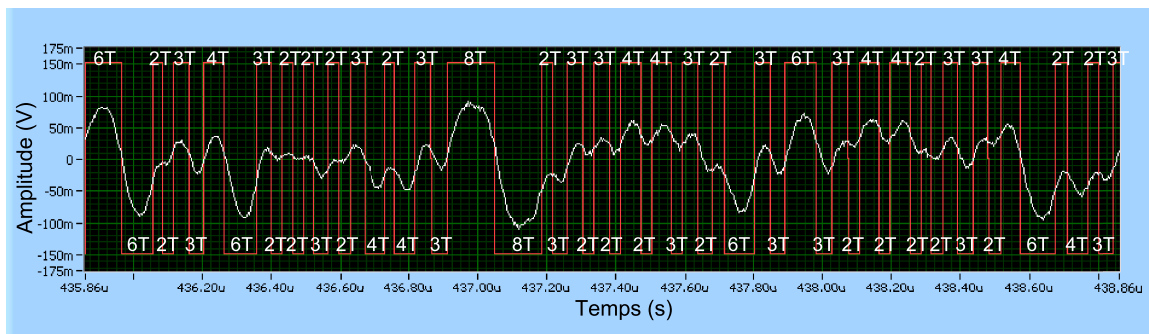
L'électronique de traitement de signal du format Blu-Ray, fondée sur une égalisation du signal



(a) Séquence Blu-Ray ROM standard ( $2T = 160$  nm) lue à une vitesse 5.3 m/s.



(b) Séquence Blu-Ray ROM Super-Résolution ( $2T = 80$  nm) lue à une vitesse 2.65 m/s et à faible puissance (0.7 mW). Aucun effet de Super-Résolution ne se produit et seules les grandes marques sont visibles.



(c) Séquence Blu-Ray ROM Super-Résolution ( $2T = 80$  nm) lue à une vitesse 2.65 m/s et à haute puissance (1.5 mW). L'effet de Super-Résolution permet à la fois l'apparition d'un signal en provenance des petites marques, mais améliore également le signal en provenance des grandes marques.

### Figure 2.23

Observation de signaux provenant d'une même séquence aléatoires de marques (codage (1,7)RLL), dans le cas d'un disque Blu-Ray ROM standard ( $2T = 160$  nm) lu à une vitesse de 5,3 m/s (a), et dans le cas d'un disque Blu-Ray ROM Super-Résolution ( $2T = 80$  nm) lu à une vitesse de 2.65 m/s à basse puissance (0,7 mW) (b) et à haute puissance (1,5 mW) (c).

(étape consistant à amplifier le signal provenant des petites marques) par un module appelé *Limit Equalizer* [2.36], s'est rapidement avérée inappropriée pour traiter les signaux dégradés provenant de nos disques Super-Résolution. Nous avons donc été amenés à rechercher une solution alternative pour traiter nos signaux et avons finalement opté pour un traitement de signal adaptatif, appelé PRML (*Partial Response Maximum Likelihood*) [2.37] qui repose sur une approche radicalement différente. Cet outil, proposé initialement pour traiter les signaux de disques au format HD DVD, utilise de

manière avantageuse un phénomène d'interférence entre symboles, appelé ISI (*Inter Symbol Interference*) afin de déterminer la séquence binaire la plus probable associée au signal analysée, à partir d'une table de données contenant toutes les séquences autorisées par la codage du format Blu-Ray ((1,7)RLL). Le laboratoire de Stockage Optique ne dispose pas encore de cet outil de traitement des signal avancé, mais nous avons eu la possibilité de faire évaluer la qualité des signaux extraits de nos disques par les sociétés Ricoh [2.38] et Thomson, qui ont développé une PRML spécifique pour traiter les signaux de disques Super-Résolution.

L'indicateur final de la qualité d'un disque optique est le taux d'erreurs (bER – *bit Error Rate*), grandeur définie comme la probabilité qu'un bit issu du module de traitement de signal soit erroné. Il est d'usage d'affirmer qu'un signal est acceptable si le bER associé est inférieur à  $6 \cdot 10^{-3}$ . Les évaluations de la qualité des signaux extraits de nos disques<sup>6</sup>, réalisées par les sociétés Ricoh et Thomson, ont donné des bER compris entre  $10^{-4}$  et  $10^{-2}$ . Nous pouvons donc considérer que les signaux provenant de nos disques Super-Résolution sont de bonne qualité, et tout du moins comparables aux meilleurs résultats publiés dans la littérature par J. Kim *et al.* (Samsung) [2.15] (bER de l'ordre de  $10^{-3}$  en provenance de séquences multi-fréquentielles contenant des marques de 75 nm).

## 2.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons à plusieurs reprises mis en évidence expérimentalement le phénomène de Super-Résolution sur disques optiques aux formats DVD ROM et Blu-Ray ROM. Dans un premier temps, l'étude du phénomène sur séquences monotones a permis de comparer le potentiel de divers matériaux actifs. Nous avons pu optimiser les empilements de couches minces afin de maximiser l'amplitude du signal en provenance de séquences de marques de 80 nm, plus courtes que la limite de résolution de la tête optique de lecture (120 nm), et de minimiser la puissance de lecture permettant de générer le signal optimum.

Ainsi, il a été montré qu'une couche mince du matériau semi-conducteur InSb, d'épaisseur 20 nm, encapsulée entre deux couches minces de matériau diélectrique ZnS-SiO<sub>2</sub>, d'épaisseur 50 nm, permet d'obtenir un signal d'amplitude élevée (CNR > 37 dB) lors de la lecture de séquences monotones de marques à des vitesses de 2.65 m/s et 4.9 m/s. La reproductibilité du phénomène a été mise

---

6. Les signaux ont été acquis *via* un oscilloscope Tektronix TDS7054 avec un taux d'échantillonnage élevé (2 ns / point) afin de pouvoir être traités convenablement par le module PRML. Cette contrainte a conduit à une limitation de la durée d'acquisition des signaux sur une longueur de  $1 \cdot 10^6$  échantillons, ce qui correspond à une acquisition sur une longueur de environ 65 000 T.



en évidence en lisant une même piste à plusieurs reprises. Il a ainsi été montré que le signal reste stable (CNR = 37dB) sur environ 3 000 cycles de lecture.

L'utilisation de l'empilement actif décrit ci-dessus a permis l'extraction d'un signal de bonne qualité (taux d'erreurs BER <  $6.10^{-3}$ ) en provenance de séquences multi-fréquentielles comprenant des marques 2T de 80 nm (norme Blu-Ray : 2T = 160 nm), ce qui confirme le haut potentiel du matériau InSb pour assurer le rôle de couche active de disques Super-Résolution.

Par ailleurs, nous avons pu, à partir des mesures réalisées au testeur dynamique, mettre en évidence l'importance de la thermique dans la génération du phénomène de Super-Résolution, en testant les disques à différentes vitesses d'une part, et en insérant dans le disque un puits thermique transparent (matériau céramique AlN) en lieu et place des couches diélectriques ZnS-SiO<sub>2</sub> d'autre part.

L'étude de l'évolution de la réflectivité des empilements avec la puissance de lecture, mesurée au testeur dynamique sur zone miroir (sans marques), a permis de mettre en évidence l'existence d'une modification des propriétés optiques des empilements actifs sous excitation laser intense. Cette étude n'a toutefois pas permis d'établir un lien clair entre les variations de réflectivité et celles du signal, si bien que des expériences complémentaires s'avèrent nécessaires pour investiguer les mécanismes de génération des variations de propriétés optiques des matériaux actifs de disques Super-Résolution.

## Références du deuxième chapitre

- [2.1] H. Kim, I. Hwang, J. Kim, C. Park, M. Ro, J. Lee, M. Jung, and I. Park. Phase Change Super Resolution Near Field Structure ROM. *Japanese Journal Of Applied Physics Part 1-Regular Papers Short Notes & Review Papers*, 44(5B) :3605–3608, May 2005.
- [2.2] E. Meinders, R. Rastogi, M. Van Der Veer, P. Peeters, H. El Majdoubi, H. Bulle, A. Millet, and D. Bruls. Phase-transition mastering of high-density optical media. *Japanese Journal of Applied Physics*, 46(6B) :3987–3992, 2007.
- [2.3] M. Furuki, M. Takeda, M. Yamamoto, K. Saito, M. Shinoda, T. Fujiki, Y. Aki, M. Koizumi, T. Miyokawa, and M. Muto. Recent progress in electron beam mastering for 100Gb/in<sup>2</sup> and beyond. In *Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering*, volume 5380, pages 47–55, Advanced Technology Div., JEOL Ltd., 3-1-2, Musashino, Akishima-shi, Tokyo 196-8558, Japan, 2004.
- [2.4] T. Kikukawa, T. Kato, H. Shingai, and H. Utsunomiya. High-density read-only memory disc with super resolution reflective layer. *Japanese Journal of Applied Physics, Part 2 : Letters*, 40(3 B) :1624–1628, 2001.

- [2.5] K. Kurihara, Y. Yamakawa, T. Shima, T. Nakano, P. Fons, and J. Tominaga. Read-out enhancement of super-resolution near-field structures using the pit shape. *Nanotechnology*, 17(5) :1481–1483s, 2006.
- [2.6] F. Abélès. *Methods for determining optical parameters of thin films*, pages 249–288. Progress in optics, 1963.
- [2.7] Jean-Jacques Bessot. Dépôts par pulvérisation cathodique. *Techniques de l'Ingénieur*, M1657, 1985.
- [2.8] D.G. Avery, D.W. Goodwin, and A.E. Rennie. New infra-red detectors using Indium Antimonide. *Journal of Scientific Instruments*, 34 :394–395, 1957.
- [2.9] D.J. Gravesteijn. Materials development for write-once and erasable phase-change optical recording. *Applied Optics*, 27(4) :736–738, 1988.
- [2.10] L. van Pierterson, van Schijndel.M., and J.C.N. Rijpers. Te-free, Sb-based phase-change materials for high-speed rewritable optical recording. *Applied Physics Letters*, 83(7) :1373–1375, 2008.
- [2.11] E. Suzuki, H. Miura, M. Harigaya, K. Ito, N. Iwata, and A. Watada. In-Sb phase-change material for 16x rewritable digital versatile disk. *Japanese Journal Of Applied Physics Part 1-Regular Papers Short Notes & Review Papers*, 44(5B) :3598–3600, May 2005.
- [2.12] C. Eyraud and A. Accary. Analyse thermique et caloriques différentielles. *Techniques de l'ingénieur*, PE-1295, 1992.
- [2.13] S. Ohkubo and D. Eto. Temperature dependence of optical constants for InSb films including molten phases. *Applied Physics Letters*, page 011919, 2008.
- [2.14] T. Ohta, N Akahira, S Ohara, and I Satoh. High-density phase-change optical recording. *Optoelectronics-Devices and Technologies*, 10(3) :361–380, 1995.
- [2.15] H. Kim, J. Kim, C. Park, M. Jung, M. Ro, and I. Park. Random signal characteristics of super resolution near field structure read-only memory disc. *Japanese Journal of Applied Physics, Part 1 : Regular Papers and Short Notes and Review Papers*, 45(2 B) :1374–1378, 2006.
- [2.16] F. Bernoux, J-P. Piel, B. Castellon, P. Boher, J-L. Stehlé, C. Defranoux, and J-H. Lecat. Ellipsométrie. *Techniques de l'ingénieur*, R6490, 2003.
- [2.17] Edward D. Palik, editor. *Handbook of Optical Constants of Solids Vol.1*. 1998.
- [2.18] M. Kuwahara, O. Suzuki, Y. Yamakawa, N. Taketoshi, T. Yagi, P. Fons, T. Fukaya, J. Tominaga, and T. Baba. Temperature dependence of the thermal properties of optical memory materials. *Japanese Journal Of Applied Physics*, 46(6B) :3909–3911, 2007.
- [2.19] A.G. Briggs, L.J. Challis, and F. W. Sheard. The thermal conductivity of GaSb-InSb alloys at 300 k. *Journal of Physics C : Soli States Physics*, 3 :687–695, 1970.
- [2.20] M. Rohde. Reduction of thermal conductivity in thin films and microstructures. *Journal of Wide Bandgap Materials*, 7(4) :282–293, 2000.
- [2.21] X. Chen, Q. Wang, and K. Lu. Temperature and time dependence of the density of molten indium antimonide measured by an improved archimedean method. *Journal of Physics Condensed Matter*, 11(50) :10335–10341, 1999.

- [2.22] O. Kubaschewski, C.B. Alcock, and P.J. Spencer. *Materials Thermochemistry (Sixth Edition)*, chapter The Estimation of Thermochemical Data. 1993.
- [2.23] David R. Lide, editor. *CRC Handbook of Chemistry and Physics (77th Edition)*. CRC Press, 1996.
- [2.24] E.A Brandes and G.B. Brook, editors. *Smithells metals reference book (7ème édition)*. Butterwoth - heinemann, 1998.
- [2.25] E.-K. Kim, S.-I. Kwun, S.-M Lee, and H. Seo. Heat conduction in ZnS-SiO<sub>2</sub> composite films. *Physical Review B*, 61(9) :6036–6040, 2000.
- [2.26] G. Bouwhuis, J. Braat, A. Huijser, J. Pasman, G. van Rosmalen, and K. Schouhamer Immink. *Principles of Optical Disc Systems*. Adam Hilger, Bristol/New York, 1985.
- [2.27] K. Saito, N. Miyagawa, and M. Mansuripur. Optical disk analysis using rigorous vector diffraction calculations. *Optical Data Storage topical meeting*, page TuA4, 2000.
- [2.28] C. Peng, M. Mansuripur, M. Ikenishi, and M. Miura. Substrate noise in optical data-storage systems. *Applied Optics*, 40 :3379–3386, 2001.
- [2.29] X. Xun, C. Peng, K. Saito, and M. Mansuripur. Scattering measurements on optical disks and their relation to media noise. *Applied Optics*, 40 :4728–4737, 2001.
- [2.30] K. Yasuda, M. Ono, K. Aratani, A. Fukumoto, and M. Kaneko. Premastered optical disk by super-resolution. *Japanese Journal of Applied Physics, Part 1 : Regular Papers and Short Notes and Review Papers*, 32(11 B) :5210–5213, 1993.
- [2.31] J. Tominaga, T. Shima, M. Kuwahara, T. Fukaya, A. Kolobov, and T. Nakano. Ferroelectric catastrophe : beyond nanometre-scale optical resolution. *Nanotechnology*, 15(5) :411–415, May 2004.
- [2.32] M. Kuwahara, T. Shima, P. Fons, T. Fukaya, and J. Tominaga. On a thermally induced readout mechanism in super-resolution optical disks. *Journal of Applied Physics*, 100 :04316, 2006.
- [2.33] G. Mori, M. Yamamoto, H. Tajima, N. Takamori, and A. Takahashi. Energy-gap-induced super-resolution (EG-SR) optical disc using ZnO interference film. *Japanese Journal Of Applied Physics Part 1-Regular Papers Short Notes & Review Papers*, 44(5B) :3627–3630, May 2005.
- [2.34] E.S. Dettmer, B.M. Romenesko, H.K. Charles, B.G. Carkhuff, and D.J. Merrill. Steady-state thermal conductivity measurements of AlN and SiC substrate materials. *IEEE Transactions on Components and Manufacturing Technology*, 12(4) :543–546, 1989.
- [2.35] Sun Rock Choi, Dongsik Kim, Sung-Hoon Choa, Sung-Hoon Lee, and Jong-Kuk Kim. Thermal conductivity of AlN and SiC thin films. *International Journal of Thermophysics*, 27(3) :896–905, 2006.
- [2.36] S. Miyanabe, H. Kuribayashi, and K. Yamamoto. New equalizer to improve signal-to-noise ratio. *Japanese Journal Of Applied Physics Part 1-Regular Papers Short Notes & Review Papers*, 38(3B) :1715–1719, March 1999.
- [2.37] Jan W.M. Bergmans. *Digital Baseband Transmission and Recording*. Kluwer Academic Publishers, 1996.
- [2.38] R. Kasahara, T. Ogata, T. Kawasaki, H. Miura, and Yokoi K. Decision feedback partial response maximum likelihood for super-resolution media. *Japanese Journal Of Applied Physics*, 46(6B) :3878–3881, 2007.

## **Chapitre 3**

# **Caractérisation des variations de réflectivité des empilements actifs**

---

**Sommaire**

<b>3.1 Introduction</b>	<b>91</b>
<b>3.2 Dispositif expérimental : le testeur statique</b>	<b>92</b>
3.2.1 Description du banc de mesure	93
3.2.2 Établissement du protocole expérimental	95
3.2.2.1 Conception des échantillons : choix d'un substrat en verre	95
3.2.2.2 Étalonnage : obtention des valeurs de réflectivité	96
3.2.2.3 Protocole de test et exploitations des mesures de réflectivité pour les échantillons Super-Résolution	97
3.2.2.4 Détermination des paramètres d'excitation	98
<b>3.3 Résultats : mesure des variations de réflectivité des empilements</b>	<b>99</b>
3.3.1 Réponse d'une couche mince d'AlTi	99
3.3.2 Étape préliminaire : cristallisation des empilements actifs	100
3.3.3 Variation de réflectivité des empilements contenant les matériaux actifs InSb, GaSb et $\text{Ge}_6\text{Sb}_{72}\text{Te}_{22}$ at%	101
3.3.4 Reproductibilité des variations de réflectivité réversibles : étude pour l'empilement ZnS-SiO <sub>2</sub> / InSb / ZnS-SiO <sub>2</sub>	105
3.3.5 Influence de l'introduction du puits thermique AlN dans l'empilement actif	106
3.3.6 Conclusion sur les mesures de réflectivité des empilements actifs	110
<b>3.4 Corrélation entre les variations de réflectivité des empilements actifs (test statique) et le phénomène de Super-Résolution sur disques optiques (test dynamique)</b>	<b>111</b>
<b>3.5 Conclusion</b>	<b>116</b>
<b>Références du troisième chapitre</b>	<b>117</b>

---

### 3.1 Introduction

Dans le chapitre précédent, nous avons présenté les résultats obtenus lors de la lecture de disques Super-Résolution de double capacité par rapport au format Blu-Ray. Nous avons montré que plusieurs matériaux actifs sont en mesure de délivrer un effet de Super-Résolution, mais que le meilleur candidat pour assurer ce rôle est incontestablement le matériau semiconducteur InSb, qui offre à la fois un signal de bonne qualité et une très bonne sensibilité. L'empilement actif offrant les meilleures performances, constitué d'une couche mince (20 nm) de InSb encapsulée entre deux couches minces (50 nm) de ZnS-SiO<sub>2</sub>, permet d'obtenir un signal de bonne qualité lors de la lecture de disques proches du format Blu-Ray mais comprenant des marques de longueur 80 nm, plus petites que la limite de résolution de la tête optique Blu-Ray (120 nm). Nous avons également pu montrer que le phénomène est reproductible en lisant une même piste du disque à plus de 3 000 reprises.

En testant les disques à diverses vitesses de lecture et en remplaçant les couches ZnS-SiO<sub>2</sub> par des couches de AlN, matériau céramique que nous avons considéré comme un puits thermique transparent, nous avons pu émettre l'hypothèse selon laquelle la thermique joue un rôle important dans la mécanismes à l'origine des variations des propriétés optiques rendant possible le phénomène de Super-Résolution. Les résultats du test dynamique, qu'il s'agisse de la lecture de séquences de marques inscrites dans le substrat ou de la mesure de réflectivité de l'empilement à haute puissance laser, ont permis de montrer que les propriétés optiques des empilements actifs varient sous l'influence du spot laser haute puissance, en déplacement sur les disques. Ces caractérisations dynamiques n'ont toutefois pas permis de statuer sur le degré d'importance de la thermique dans le phénomène de Super-Résolution, et en particulier si la température atteinte dans la couche mince de InSb peut s'élever au delà de sa température de fusion (485 °C en couche mince). Ainsi, la réalisation d'expériences discriminantes visant à caractériser plus précisément le phénomène s'avère nécessaire.

Dans ce troisième chapitre, nous nous attacherons à caractériser les variations de propriétés optiques des empilements actifs, à l'origine du phénomène de Super-Résolution, dans une configuration statique plus simple que celle du testeur dynamique car permettant de s'affranchir des effets liés au déplacement du spot.

Nous analyserons les résultats obtenus lors de la caractérisation statique des variations de propriétés optiques des empilements actifs excités par des impulsions laser, et montrerons que la réflectivité de ces empilements croît de manière réversible et reproductible dans des proportions variables

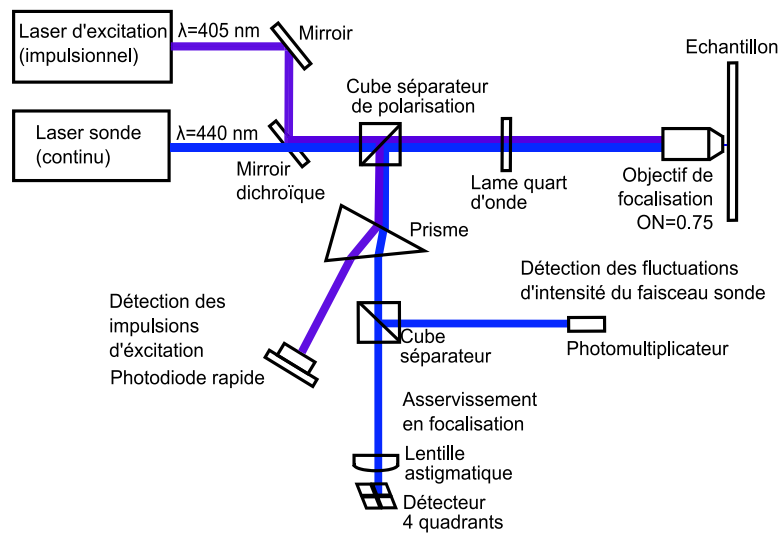
suivant les matériaux étudiés. Nous chercherons à extraire davantage d'informations sur les mécanismes impliqués dans la modification des propriétés optiques des empilements excités optiquement, en analysant plus particulièrement l'importance de la thermique dans ce phénomène. Enfin, nous tenterons d'établir une corrélation entre les variations de réflectivité mesurées en configuration statique et le processus dynamique de lecture des disques à Super-Résolution.

## 3.2 Dispositif expérimental : le testeur statique

Nous avons vu dans le chapitre précédent que le testeur dynamique permet de mesurer la réflectivité d'un disque placé en rotation, même si ce n'est pas sa vocation première. Toutefois, le testeur dynamique ne permet de sonder les niveaux de réflectivité qu'en provenance d'une zone du disque illuminée par la spot focalisé qui, dans cette configuration, joue à la fois un rôle d'excitation, et un rôle de sonde. Il n'est donc pas possible, avec le testeur dynamique, de mesurer la réflectivité de l'empilement avant et après le passage du spot focalisé.

Mansuripur *et. al.* [3.1] ont proposé en 1999 un dispositif expérimental permettant de caractériser l'évolution de la réflectivité de matériaux excités par des impulsions laser de puissance et de durée paramétrables. Cette expérience, appelée testeur statique, était à l'origine destinée à optimiser le contraste de réflectivité de matériaux utilisés pour l'enregistrement optique et présentant deux états de réflectivité distincts (*dyes* pour les disques enregistrables une fois, matériaux à changement de phase pour les disques ré-enregistrables – cf chapitre 1).

Cette expérience a été reproduite au Laboratoire de Stockage Optique pour les besoins de projets liés au stockage optique de données. Nous l'avons, dans le cadre de cette thèse, détournée de sa configuration standard de manière à observer des variations de réflectivité réversibles des empilements actifs. Dans un premier temps, nous présenterons l'expérience dans ses grandes lignes ainsi que le protocole expérimental adopté pour observer et quantifier les variations de réflectivité des empilements actifs. Nous analyserons ensuite les résultats obtenus pour les empilements actifs étudiés dans le chapitre précédent. Nous tenterons enfin d'établir une corrélation entre les gain de réflectivité mesurés au testeur statique et l'amplitude du signal mesuré lors de la lecture de séquences monotones de disques Super-Résolution.

**Figure 3.1**

Représentation schématique du testeur statique, dispositif expérimental utilisé pour caractériser l'évolution des propriétés optiques d'empilements de couches minces de matériaux excités par des impulsions laser. Une diode laser ( $\lambda = 405 \text{ nm}$ ) émet des impulsions d'excitation, de puissance  $P$  et de durée  $\Delta t$ , focalisées sur le disque par un objectif d'ouverture numérique  $ON$  ( $ON = 0.75$ ). Un faisceau sonde continu ( $\lambda = 440 \text{ nm}$ ), confondu avec le faisceau d'excitation, sonde les fluctuations de réflectivité du disque qui se traduisent par des fluctuations de l'intensité du faisceau réfléchi, détectées grâce à un photo-multiplicateur. Ce dernier les transcrit en fluctuations de courant électrique acquises grâce à un oscilloscope.

### 3.2.1 Description du banc de mesure

Le banc de caractérisation que nous avons utilisé est représenté de manière schématique sur la figure 3.1. Une diode laser d'excitation, de longueur d'onde  $405 \text{ nm}$  (identique à celle utilisée par le testeur dynamique de disques au format Blu-Ray) émet des impulsions qui, après avoir été polarisées circulairement par une lame quart-d'onde, sont focalisées sur l'échantillon par un objectif d'ouverture numérique  $ON$  de  $0.75$ , plus faible que celle de l'objectif d'une tête optique Blu-Ray ( $ON = 0.85$ ). Ces impulsions, de puissance  $P$  et de durée  $\Delta t$  paramétrables, sont destinées à provoquer un changement structurel (cristallisation, amorphisation, déformation topologique – cf. chapitre 1) de l'échantillon. Un faisceau sonde de longueur d'onde  $440 \text{ nm}$ , continu et de faible puissance, se superpose au faisceau d'excitation grâce à une lame dichroïque<sup>1</sup>, puis est polarisé et focalisé sur l'échantillon, de telle manière que les spots focalisés soient superposés. La puissance de cette sonde est suffisamment faible pour que l'énergie qu'elle fournit soit considérée comme négligeable.

Le tableau 3.1 dresse un comparatif des paramètres optiques de la tête optique du testeur statique et de celle du testeur dynamique de disques Blu-Ray. Du fait de la plus faible ouverture numérique utilisée en configuration statique, le spot d'excitation est plus large (diamètre efficace :  $443 \text{ nm}$ ) que

1. La lame dichroïque réfléchit le faisceau de longueur d'onde  $\lambda = 405 \text{ nm}$ , et transmet le faisceau de longueur d'onde  $\lambda = 440 \text{ nm}$ .



celui du spot du tester dynamique (diamètre efficace : 386 nm). Le spot focalisé correspondant au faisceau sonde (diamètre efficace : 481 nm) est également plus large que le spot du faisceau d'excitation.

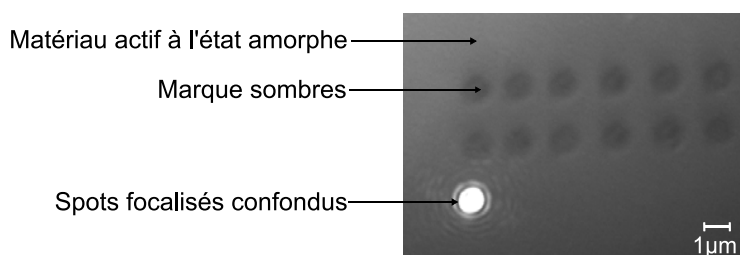
**Tableau 3.1**

Tableau comparatif des paramètres optiques des testeurs statique et dynamique

Paramètres des têtes optiques	Testeur dynamique	Testeur statique	
		Excitation	Sonde
Longueur d'onde $\lambda$ (nm)	405	405	440
Ouverture numérique de l'objectif ON	0.85	0.75	0.75
Diamètre efficace du spot $\phi_{\text{eff}}$ (nm)	386	443	481
Plage de puissance (mW)	0.7 – 2.5	1.25 – 13	0.5 – 3

L'objectif collecte le flux optique réfléchi par l'échantillon et l'achemine vers le cube séparateur de polarisation. Les faisceaux, ayant subi une inversion de polarisation en se réfléchissant sur l'échantillon, sont aiguillés vers un prisme permettant leur séparation. Les impulsions d'excitation sont détectées par une photodiode rapide (« temps de montée » < 1 ns) tandis que les fluctuations d'intensité du faisceau sonde sont détectées grâce à un photomultiplicateur. Les signaux électriques émis par ces transducteurs opto-électroniques sont ensuite acheminés à un oscilloscope permettant à la fois la visualisation et l'acquisition des signaux, le signal émis par la photodiode rapide permettant d'assurer leur synchronisation.

Une correction dynamique de la focalisation est assurée grâce à un système autofocus [3.2] semblable à celui adopté au testeur dynamique, fondé sur un bloc de détection de la défocalisation et une correction de la position de l'objectif (actionneur piézoélectrique).



**Figure 3.2**

Photographie de l'échantillon placé perpendiculairement à l'axe optique montrant les spots laser confondus et deux séries de marques sombres inscrites pas le spot laser d'écriture.

Un système d'imagerie (caméra numérique) permet de contrôler le bon alignement des spots et de visualiser les changements structurels induits dans l'échantillon (formation d'une marque cristalline, par exemple). La figure 3.2 présente une photographie caractéristique du plan du disque, imagée par cette caméra *via* l'objectif de focalisation.

Un système de platines de translation permet d'assurer un déplacement pas à pas de l'échantillon. L'expérience est pilotée par une application développée sous le logiciel LabView, permettant

de synchroniser l'émission des impulsions, le déplacement des platines, l'acquisition des signaux et la gestion de l'autofocus.

### 3.2.2 Établissement du protocole expérimental

#### 3.2.2.1 Conception des échantillons : choix d'un substrat en verre

Nous cherchons à caractériser les variations réversibles des propriétés optiques d'empilements actifs de couches minces, responsables du phénomène de Super-Résolution (cf. chapitre 2). Pour y parvenir nous devons nous assurer que la surface du substrat utilisé soit aussi plane que possible (zone miroir). En effet, si nous cherchions à caractériser les empilements sur une zone structurée, une perte de flux optique par diffraction du spot focalisé sur le réseau formé par les pistes pourrait intervenir, ce qui serait susceptible de fausser la mesure.

Par ailleurs, le polycarbonate constituant les substrats pour disques optiques a une température de fusion relativement basse (environ 120°C). Lors d'une excitation optique en configuration statique, nous pouvons craindre qu'il subisse une élévation locale de sa température, provenant de l'absorption des impulsions laser par l'empilement actifs. Le substrat en polycarbonate serait ainsi sujet à une déformation topologique locale susceptible de perturber la mesure de réflectivité. Ce phénomène est d'autant plus probable que les empilements étudiés dans cette thèse ne contiennent pas de couche métallique puits thermique permettant de dissiper efficacement la chaleur accumulée dans la couche absorbante, contrairement aux disques à changement de phase conventionnels.

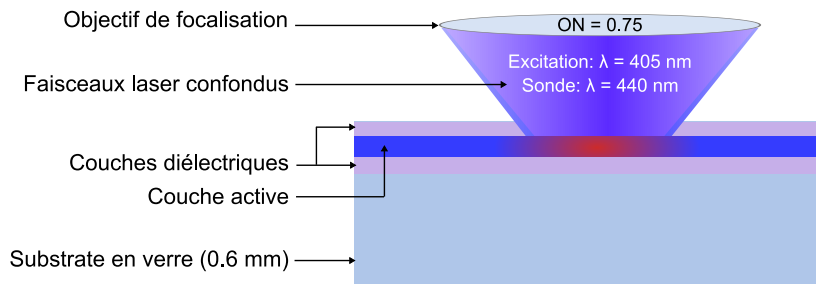
Afin d'éviter ce problème, nous avons choisi de déposer les empilements actifs sur des substrats en verre (figure 3.3) d'épaisseur 0.6 mm. Ainsi, nous pouvons considérer que le substrat ne subit pas de déformation topologique et que toute variation de réflectivité observée est la conséquence directe d'une variation des propriétés optiques de l'empilement de couches minces. Cette affirmation implique toutefois que nous négligeons les déformations topologiques des couches minces induites par une élévation de température (déformations liées aux contraintes, à la dilatation des couches, ou même à une modification de la densité des matériaux).

Les empilements que nous avons analysés au testeur statique sont les suivants<sup>2</sup> :

- verre / AlTi (100 nm),
- verre / ZnS-SiO<sub>2</sub> (70 nm) / InSb (20 nm) / ZnS-SiO<sub>2</sub> (50 nm),

---

2. Notons que ces empilements ont été définis fin 2006, période durant laquelle les échantillons ayant une première couche diélectrique (côté laser) d'épaisseur 70 nm offraient les meilleurs résultats. Depuis, nous avons montré que les meilleurs disques sont obtenus avec une couche diélectrique de 50 nm (cf. chapitre 2).

**Figure 3.3**

Représentation schématique des échantillons utilisés pour mesurer les variations de propriétés optiques de l'empilement actif. L'empilement, constitué d'une couche mince de matériau actif encapsulé entre deux couches minces de matériau diélectrique, est déposé sur un substrat en verre.

- verre / ZnS-SiO<sub>2</sub> (70 nm) / GaSb (20 nm) / ZnS-SiO<sub>2</sub> (50 nm) ,
- verre / ZnS-SiO<sub>2</sub> (70 nm) / Ge<sub>6</sub>Sb<sub>72</sub>Te<sub>22</sub> at% (20 nm) / ZnS-SiO<sub>2</sub> (50 nm),
- verre / ZnS-SiO<sub>2</sub> (60 nm) / AlN (10 nm) / InSb (20 nm) / AlN (10 nm) / ZnS-SiO<sub>2</sub> (50 nm),
- verre / AlN (70 nm) / InSb (20 nm) / AlN (60 nm).

### 3.2.2.2 Étalonnage : obtention des valeurs de réflectivité

Dans le cadre d'une utilisation conventionnelle, le testeur statique est destiné à observer des changements de phases d'un échantillon (écriture d'un point cristallin ; par exemple), quantifiables *a posteriori* par une mesure de réflectivité « à froid ». Les mesures, réalisées avant et après l'impulsion laser à l'aide d'une photodiode de faible bande passante, ne renferment pas d'information quant à la cinétique des changements de phase intervenant pendant la durée de l'impulsion.

En revanche, dans le cas d'empilements actifs de disques Super-Résolution, nous savons que les variations de propriétés optiques sont de nature réversible, ce qui signifie que les propriétés optiques de l'empilement sont identiques avant et après l'impulsion d'excitation. Le phénomène ne laisse donc aucune signature visible permettant son observation *a posteriori*, si bien que la méthode conventionnelle évoquée si dessus n'est pas adaptée pour notre étude.

Nous avons ainsi été amenés à développer une méthode d'étalonnage afin d'obtenir, à chaque instant  $t$ , les valeurs de réflectivité  $R(t)$  de l'échantillon à partir de la tension mesurée en sortie du photomultiplicateur utilisé en régime de fonctionnement linéaire. Cette procédure, reposant sur la connaissance de la réflectivité de l'échantillon aux états amorphe et cristallin, est détaillée en annexe B. La marge d'erreur absolue sur la valeur de réflectivité mesurée est estimée à  $\pm 2\%$ .

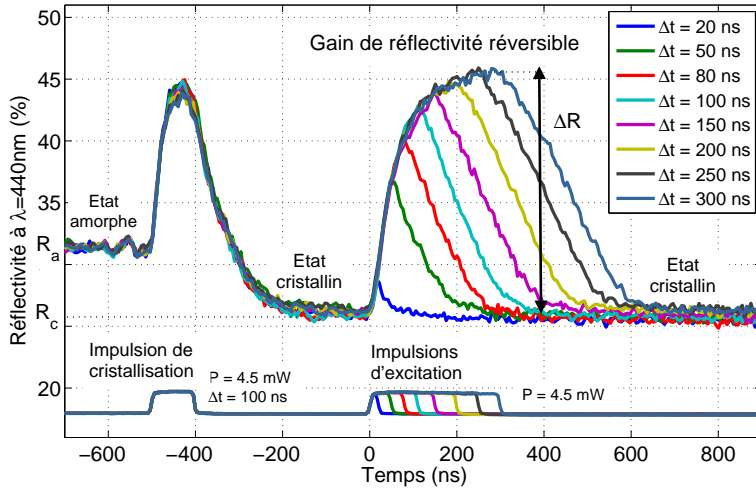
### 3.2.2.3 Protocole de test et exploitations des mesures de réflectivité pour les échantillons Super-Résolution

Lors du test dynamique des disques optiques au format Blu-Ray ROM, nous avons systématiquement observé une diminution de la réflectivité des disques optiques, et tout particulièrement des disques utilisant InSb comme matériau actif, lors des premiers cycles de lecture. Ce phénomène suggère que la couche de matériau actif se cristallise le long de la piste sous l'effet d'une élévation de la température induite par l'absorption, dans la couche active, du flux optique intense apporté par le spot laser. C'est seulement après cette phase transitoire que le disque offre les meilleures performances en terme de qualité de signal.

Pour les caractérisations statiques, nous avons donc cherché en premier lieu à cristalliser les empilements actifs, grâce à une première impulsion que nous appellerons impulsion de cristallisation, dont la puissance et la durée sont choisies suffisamment faibles pour ne pas dégrader l'échantillon. Nous avons ensuite cherché, grâce à une deuxième impulsion (impulsion d'excitation), à provoquer une variation réversible de la réflectivité, supposée être à l'origine de l'effet de Super-Résolution observé sur les disques optiques.

La figure 3.4 représente une évolution temporelle caractéristique de réflectivité de l'empilement actif verre / ZnS-SiO<sub>2</sub> (70 nm) / InSb (20 nm) / ZnS-SiO<sub>2</sub> (50 nm), excité par une série de deux impulsions laser consécutives. Dans le cas présent, seule la durée de l'impulsion d'excitation a été changée, les paramètres (durée, puissance) de l'impulsion de cristallisation ainsi que la puissance de l'impulsion d'excitation étant figées. Les signaux correspondant à la détection des impulsions sont systématiquement représentés sur la figure afin de donner un aperçu rapide des conditions d'excitation de l'empilement.

La réflectivité initiale, notée  $R_a$ , est mesurée sur l'échantillon amorphe (sorti de machine). La première impulsion produit un accroissement de la réflectivité du disque pendant la durée de l'impulsion. La réflectivité chute ensuite pour se stabiliser à une valeur  $R_c$ , plus faible que  $R_a$ . Nous pouvons donc supposer que l'échantillon subit une élévation locale de température, qui aboutit à la formation d'un point cristallin visible sur la figure 3.2. En effet, Ohkubo *et. al.* [3.3] ont montré expérimentalement que la réflectivité (à  $\lambda = 405$  nm) d'une couche mince de InSb (10 nm) encapsulée entre deux couches minces de matériau diélectrique (matériau non précisé) est plus élevée lorsque le matériau est à l'état amorphe que lorsqu'il est cristallin. Nous avons par ailleurs observé cette tendance à une longueur d'onde plus élevée ( $\lambda = 650$  nm – cf. chapitre 2).

**Figure 3.4**

Évolution temporelle de la réflectivité d'un point de l'empilement actif verre / ZnS-SiO<sub>2</sub> / InSb / ZnS-SiO<sub>2</sub> excité par deux impulsions laser consécutives. La première impulsion ( $P = 4.5\text{mW}$ ,  $\Delta t = 100\text{ ns}$ ) provoque la cristallisation de InSb, se traduisant par une chute de réflectivité de l'empilement. La seconde impulsion ( $P = 4.5\text{mW}$ ,  $\Delta t$  variable entre 20 ns et 300 ns) provoque un accroissement réversible de sa réflectivité.

La seconde impulsion, émise après que la réflectivité de l'empilement se soit stabilisé, produit un accroissement de la réflectivité de l'empilement, qui atteint une valeur maximale  $R_{\text{max}}$  variable suivant les conditions d'excitation (ici : durée de l'impulsion).

Afin de comparer les variations de réflectivité entre divers échantillons, qui ne présentent pas nécessairement le même niveau de réflectivité cristallin  $R_c$ , nous avons utilisé une grandeur, que nous appellerons gain de réflectivité, défini à chaque instant  $t$  comme l'amplitude de la variation de réflectivité  $\Delta R(t)$ , normalisée par la réflectivité  $R_c$  de l'empilement à l'état cristallin :

$$\frac{\Delta R(t)}{R_c} = \frac{R(t) - R_c}{R_c} \quad (3.1)$$

La marge d'erreur absolue sur ces valeurs de contrastes mesurées est évaluée à  $\pm 6\%$  (calcul en annexe B).

### 3.2.2.4 Détermination des paramètres d'excitation

Nous avons cherché à caractériser les variations des propriétés optiques des empilements étudiés dans le chapitre 2, dans des conditions proches de celles du test dynamique de disques à Super-Résolution. En premier lieu, nous avons cherché à déterminer l'ordre de grandeur du temps de passage du spot laser, en déplacement à une vitesse  $v$ , sur un point du disque.

La distribution spatiale de l'intensité du spot focalisé, qui n'est autre que la tâche d'Airy présentée dans le premier chapitre (paragraphe 1.3.1.1), peut être représentée par une gaussienne :

$$I(\rho) = I_0 \cdot e^{-2\left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^2} = I_0 \cdot e^{-2\left(\frac{2\rho}{\phi_{\text{eff}}}\right)^2} \quad (3.2)$$

où  $I$  est l'intensité,  $\rho$  la distance par rapport à l'axe optique,  $\rho_0 = \phi_{\text{eff}}/2 = 0.41\lambda/\text{ON}$  le rayon en  $1/e^2$  de la gaussienne (cf. figure 1.5), et  $I_0$  la valeur maximale du champ telle que :

$$I_0 = \frac{\pi P \cdot \text{ON}^2}{\lambda^2} \quad (3.3)$$

où  $P$  est la puissance du faisceau focalisé,  $\lambda$  la longueur d'onde du rayonnement et  $\text{ON}$  l'ouverture numérique de l'objectif de focalisation.

Le disque se déplaçant à une vitesse constante  $v$ , nous pouvons déterminer l'évolution temporelle de l'intensité vue par un point du disque à l'aide d'un simple changement de variable  $v=\rho/t$  :

$$I(t) = I_0 \cdot e^{-2\left(\frac{t}{\phi_{\text{eff}}/2v}\right)^2} \quad (3.4)$$

Cette gaussienne a un « durée » efficace de  $\Delta t_{\text{eff}} = \phi_{\text{eff}}/v$ , qui correspond en première approximation à la durée d'éclairement d'un point du disque par le spot. Dans le cas d'un disque lu à une vitesse de 2.65 m/s par une tête optique Blu-Ray (spot de diamètre efficace  $\phi_{\text{eff}} = 386$  nm), on obtient une durée  $\Delta t_{\text{eff}}$  de 145 ns.

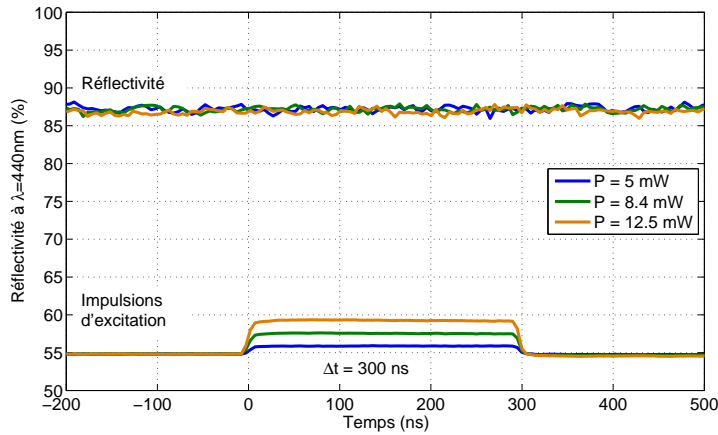
L'approche adoptée au test statique consiste à exciter le matériau avec des impulsions de puissance constante  $P$  dans le temps, pendant une durée  $\Delta t$ . Nous avons particulièrement cherché à caractériser les variations de propriétés optiques induites par des impulsions de puissance variable entre 1.25 mW et 13 mW, et de durée 100 ns et 200 ns (c'est-à-dire du même ordre de grandeur que  $\Delta t_{\text{eff}}$ ).

### 3.3 Résultats : mesure des variations de réflectivité des empilements

#### 3.3.1 Réponse d'une couche mince d'AlTi

Avant de caractériser les empilements actifs, nous avons observé la réponse d'un échantillon constitué d'une couche mince d'alliage AlTi d'épaisseur 80 nm. Rappelons que le test dynamique d'un disque Super-Résolution comprenant une simple couche AlTi ne révélait pas d'effet de Super-Résolution au test dynamique (CNR nul – cf. figure 2.14). La figure 3.5 représente l'évolution de la réflectivité de cet échantillon soumis à des impulsions de durée 200 ns, pour des puissances comprises entre 5 mW et 12.5 mW. Nous constatons que ces impulsions de forte puissance ne produisent pas de variation perceptible de la réflectivité de l'échantillon à la longueur d'onde du faisceau sonde (440

nm).



**Figure 3.5**

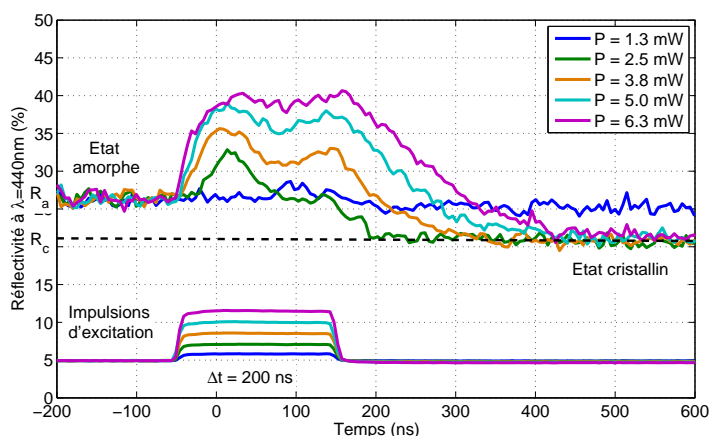
Évolution temporelle de la réflectivité ( $\lambda = 440$  nm) d'une couche mince (épaisseur 80 nm) d'alliage AlTi excitée par des impulsions de durée  $\Delta t = 200$  ns, de puissance variable entre 5 et 12.5 mW.

### 3.3.2 Étape préliminaire : cristallisation des empilements actifs

Avant d'étudier en détail les variations de réflectivité réversibles, nous avons cherché à optimiser les conditions de cristallisation des empilements actifs. La démarche adoptée a consisté à faire varier les paramètres d'impulsion pour finalement sélectionner l'impulsion de plus faible énergie permettant de provoquer la cristallisation de la couche active.

Nous étudions ici le cas d'empilement ZnS-SiO<sub>2</sub> (70 nm) / InSb (20 nm) / ZnS-SiO<sub>2</sub> (50 nm). La figure 3.6 représente l'évolution temporelle de réflectivité de cet empilement excité par des impulsions de durée 200 ns et de puissance comprise entre 1.3 mW et 6.3 mW. Nous observons un accroissement de la réflectivité de l'empilement pendant l'impulsion lorsque la puissance de l'impulsion est supérieure à 2.5 mW. La réflectivité décroît dès la fin de l'impulsion pour finalement se stabiliser à une valeur  $R_c$  plus faible que la réflectivité  $R_a$  de l'échantillon amorphe. Cet écart de réflectivité traduit la cristallisation de la couche active induite par une élévation locale de la température de InSb. L'impulsion de puissance 1.3 mW n'est, quant à elle, pas assez énergétique pour cristalliser la couche active sur une surface suffisamment importante pour être détectée par le faisceau sonde.

La démarche adoptée pour cristalliser l'empilement avec InSb est la même pour les autres empilements actifs étudiés. Le tableau 3.2 synthétise les paramètres de cristallisation déterminés pour chacun des empilements, excités par une impulsion de même durée (200 ns) afin de permettre la comparaison. Nous pouvons remarquer que l'empilement ZnS-SiO<sub>2</sub> (70 nm) / InSb (20 nm) / ZnS-SiO<sub>2</sub> (50 nm) est celui qui requiert le minimum de puissance pour se cristalliser, ce qui traduit sa bonne sensibilité en comparaison des empilements contenant les matériaux actifs GaSb et Ge<sub>6</sub>Sb<sub>72</sub>Te<sub>22</sub> at%.

**Figure 3.6**

Évolution temporelle de la réflectivité ( $\lambda = 440 \text{ nm}$ ) de l'empilement ZnS-SiO<sub>2</sub> (70 nm) / InSb (20 nm) / ZnS-SiO<sub>2</sub> (50 nm) cristallisé par des impulsions de durée 200 ns et de puissance comprise entre 1.3 mW et 6.3 mW.

**Tableau 3.2**

Paramètres de cristallisation des empilements actifs.

Empilements	Réflectivité ( $\pm 0.3\%$ ) à $\lambda = 440 \text{ nm}$		Paramètres de cristallisation	
	Etat amorphe ( $R_a$ )	Etat cristallin ( $R_c$ )	P (mW)	$\Delta t$ (ns)
ZnS-SiO <sub>2</sub> / InSb / ZnS-SiO <sub>2</sub>	26.4	20.6	2.5	200
ZnS-SiO <sub>2</sub> / GaSb / ZnS-SiO <sub>2</sub>	30.4	27.0	3.5	200
ZnS-SiO <sub>2</sub> / Ge <sub>6</sub> Sb <sub>72</sub> Te <sub>22</sub> at% / ZnS-SiO <sub>2</sub>	23.8	24.8	4.2	200
ZnS-SiO <sub>2</sub> / AlN <sub>10nm</sub> / InSb / AlN <sub>10nm</sub> / ZnS-SiO <sub>2</sub>	32.7	26.7	2.8	200
AlN <sub>70nm</sub> / InSb / AlN <sub>60nm</sub>	22.5	19.1	5.6	200

Notons également que l'introduction du diélectrique AlN à la place du diélectrique ZnS-SiO<sub>2</sub> provoque une perte de sensibilité, d'autant plus importante que les couches AlN sont épaisses. Cette étude sommaire de la sensibilité des empilement nous permet ainsi d'établir un corrélation avec les résultats obtenus lors du test dynamique de disques au format Blu-Ray étudiés dans le chapitre précédent. Nous y reviendrons plus en détail par la suite en étudiant la réponse des empilements aux impulsions d'excitation.

### 3.3.3 Variation de réflectivité des empilements contenant les matériaux actifs InSb, GaSb et Ge<sub>6</sub>Sb<sub>72</sub>Te<sub>22</sub> at%

Intéressons nous maintenant aux variations de réflectivité réversibles, obtenues pour les empilements contenant les matériaux actifs InSb, GaSb et Ge<sub>6</sub>Sb<sub>72</sub>Te<sub>22</sub> at% encapsulés entre deux couches de ZnS-SiO<sub>2</sub> et cristallisés au préalable par une première impulsion dans les conditions présentées précédemment. La figure 3.7 représente l'évolution de la réflectivité des ces empilements, excités par des impulsions de durée 200 ns et de puissance variable. Dans un souci de lisibilité, l'impulsion ayant



permis la cristallisation des échantillons n'est pas représentée. Par ailleurs, l'évolution temporelle de réflectivité est tracée en traits pointillés lorsque l'impulsion d'excitation a conduit à une dégradation irréversible de l'empilement.

### Observation des signaux

Pour les trois matériaux actifs étudiés, nous observons un comportement similaire qui se traduit par une phase de croissance de la réflectivité durant l'impulsion, puis par une phase de décroissance de la réflectivité vers le niveau de réflectivité initial (état cristallin de réflectivité  $R_c$ ) intervenant dès la fin de l'impulsion. Pour un échantillon donné, le niveau de réflectivité maximal  $R_{\max}$  atteint est d'autant plus élevé que l'impulsion est énergétique, tout comme la pente de la réflectivité à l'origine ( $t=0$  – début de l'impulsion d'excitation).

Pour l'empilement référence verre / ZnS-SiO<sub>2</sub> / InSb / ZnS-SiO<sub>2</sub> (figure 3.7(a)), la réflectivité initiale ( $R_c$ ) est de l'ordre de 20%. La réflectivité maximale, de l'ordre de 45%, est atteinte pour une impulsion de puissance 4.5 mW. Les impulsions de puissance plus élevée (5 mW et 6.7 mW) provoquent une dégradation irréversible de l'échantillon, dont la signature est visible sur le signal sous la forme d'un rebond se produisant avant la fin de l'impulsion puis d'une stabilisation de la réflectivité différente de  $R_c$ . Cette dégradation irréversible est également visible sur les clichés acquis *via* le système d'imagerie.

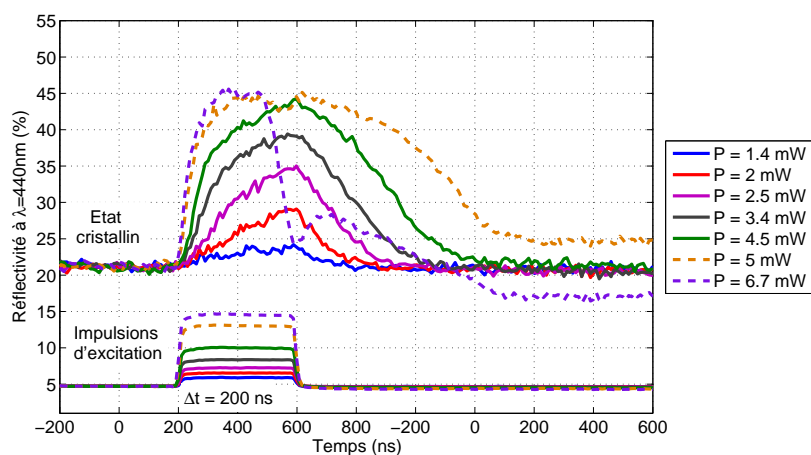
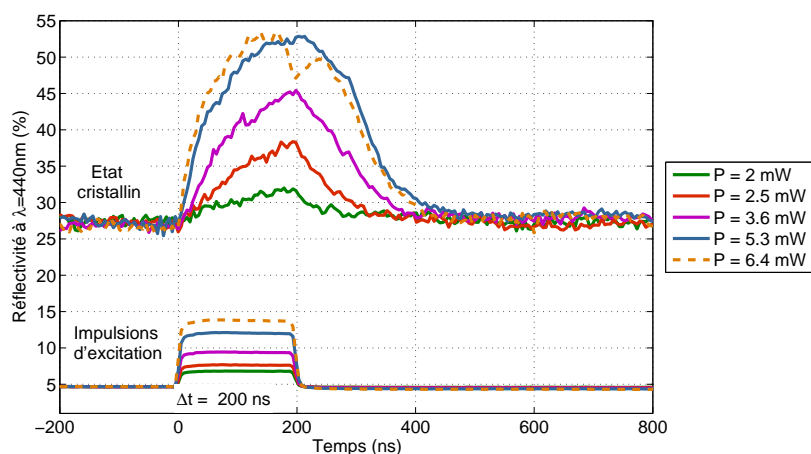
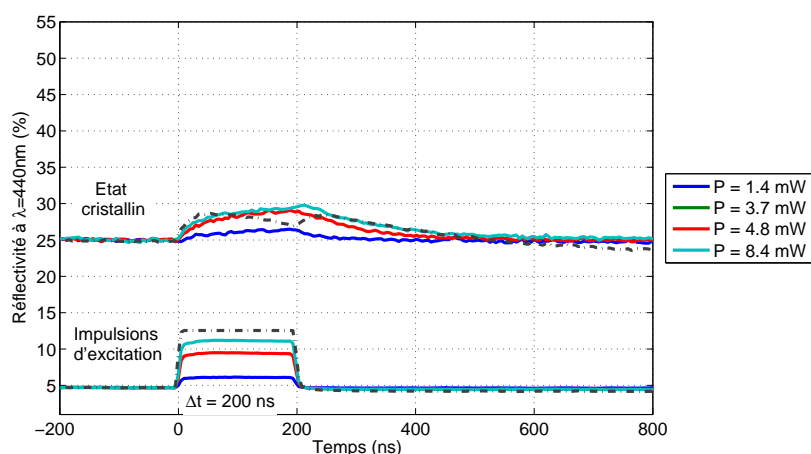
L'empilement verre / ZnS-SiO<sub>2</sub> / GaSb / ZnS-SiO<sub>2</sub> (figure 3.7(b)) présente un comportement similaire, sa réflectivité évoluant de 27% à 54% pour des puissance s'échellonnant entre 1.4 mW et 5.3 mW. L'empilement subit une dégradation irréversible pour des puissances supérieures à 6.4 mW.

L'empilement verre / ZnS-SiO<sub>2</sub> / Ge<sub>6</sub>Sb<sub>72</sub>Te<sub>22at%</sub> / ZnS-SiO<sub>2</sub> (figure 3.7(c)) offre lui aussi un gain réversible de réflectivité, d'amplitude nettement plus faible que celui délivré par les empilements contenant InSb et GaSb. Il se dégrade au delà de 8.4 mW environ.

### Analyse quantitative

Les trois empilements étudiés n'ont pas la même réflectivité de départ ( $R_c$  – état cristallin). Afin de comparer les variations de réflectivité pour ces trois empilements, nous avons calculé deux grandeurs pour chaque empilement à partir des courbes d'évolution temporelle de réflectivité :

- le gain de réflectivité maximal  $\Delta R_{\max}/R_c = \Delta R/R_c$  à  $t = 200$  ns,
- la pente du gain de réflectivité  $\Delta R(t)/R_c$ , au début de l'impulsion d'excitation (temps  $t=0$ ), qui traduit la rapidité avec laquelle les variations s'établissent,

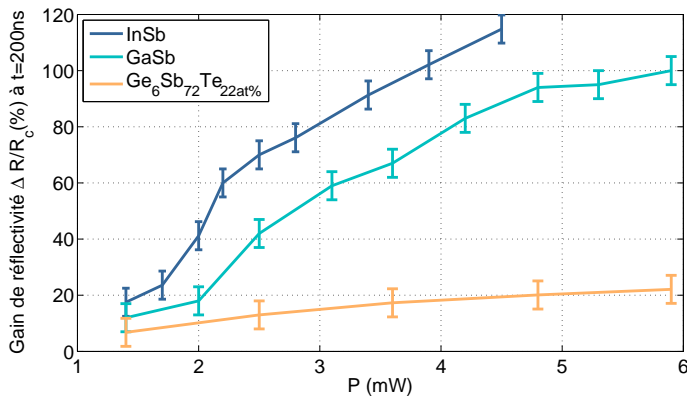
(a) Empilement ZnS-SiO<sub>2</sub> (70 nm) / InSb (20 nm) / ZnS-SiO<sub>2</sub> (50 nm).(b) Empilement ZnS-SiO<sub>2</sub> (70 nm) / GaSb (20 nm) / ZnS-SiO<sub>2</sub> (50 nm).(c) Empilement ZnS-SiO<sub>2</sub> (70 nm) / Ge<sub>6</sub>Sb<sub>72</sub>Te<sub>22at%</sub> (20 nm) / ZnS-SiO<sub>2</sub> (50 nm).**Figure 3.7**

Évolution temporelle de la réflectivité des empilements comprenant une couche mince des matériaux actifs InSb (a), GaSb (b) et Ge<sub>6</sub>Sb<sub>72</sub>Te<sub>22 at%</sub> (c), encapsulée entre deux couches minces de matériau diélectrique ZnS-SiO<sub>2</sub>, excités par des impulsions d'excitation de puissance variable et de durée  $\delta t = 200$  ns et de puissance variable. Les empilements ont été cristallisés au préalable par une première impulsion laser (non représentée) dans les conditions présentées dans le tableau 3.2. Les courbes tracées en traits pointillés correspondent au cas où les empilements subissent une dégradation irréversible.

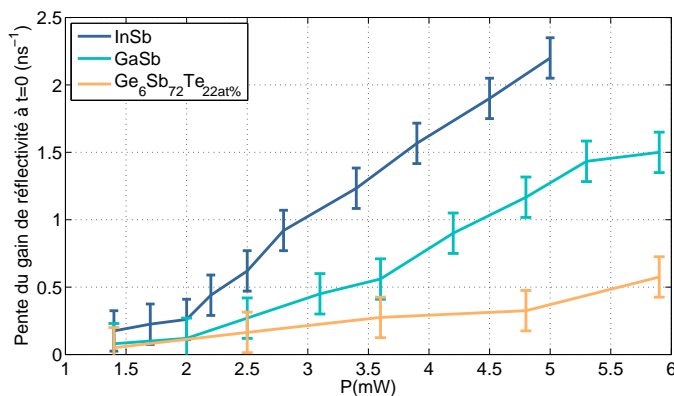
dont les évolutions avec la puissance des impulsions d'excitation sont présentées sur la figure 3.8.

La comparaison de l'évolution du gain de réflectivité (figure 3.8(a)) pour les trois empilements montre que le matériau InSb offre à la fois le gain le plus élevé et la meilleure sensibilité (110% pour une puissance de 4.5mW). L'empilement contenant GaSb offre un gain d'amplitude proche (100%), mais pour une puissance plus élevée de 5.9 mW. L'empilement contenant  $\text{Ge}_6\text{Sb}_{72}\text{Te}_{22\text{at}\%}$  offre un gain de réflectivité très faible (20% pour une puissance de 5.9 mW).

La figure 3.8(b) montre que l'empilement contenant le matériau InSb est celui pour lequel le gain de réflectivité  $\Delta R(t)/R_c$  a la pente de plus élevée (2.2%/ns à une puissance de 4.5 mW), ce qui traduit la rapidité avec laquelle les propriétés optiques de InSb varient sous excitation laser en comparaison des empilements contenant les matériaux GaSb et  $\text{Ge}_6\text{Sb}_{72}\text{Te}_{22\text{at}\%}$ .



(a) Évolution du gain de réflectivité maximal  $\Delta R_{\text{max}}/R_c$  ( $=\Delta R/R_c$  à  $t = 200\text{ns}$ ) avec la puissance de l'impulsion d'excitation.



(b) Évolution de la pente du gain de réflectivité  $\Delta R(t)/R_c$ , au début de l'impulsion ( $t=0$ ), avec la puissance des impulsions d'excitation.

**Figure 3.8**

Évolution, avec la puissance des impulsions d'excitation, du gain de réflectivité maximal  $\Delta R_{\text{max}}/R_c$  (a) et de la pente du gain de réflectivité au début de l'impulsion (b) pour les empilements contenant une couche mince (épaisseur 20 nm) de InSb, GaSb et  $\text{Ge}_6\text{Sb}_{72}\text{Te}_{22\text{at}\%}$  encapsulée entre deux couches de ZnS-SiO<sub>2</sub> (épaisseur : 70 nm côté substrat, 50 nm côté laser).

Ainsi, il apparaît que le matériau InSb offre le gain d'amplitude le plus élevé (110%), que celui-ci s'établit pour une puissance relativement faible (4.5 mW) dans les temps les plus brefs.

Nous tenterons par la suite d'établir un lien entre les configurations statiques et dynamiques, afin de déterminer dans quelle mesure les performances des disques Super-Résolution sont liées à ces variations de réflectivité des empilements actifs.

### 3.3.4 Reproductibilité des variations de réflectivité réversibles : étude pour l'empilement ZnS-SiO<sub>2</sub> / InSb / ZnS-SiO<sub>2</sub>

Dans le chapitre précédent, nous avons mis en évidence la reproductibilité du phénomène de Super-Résolution, par le biais de mesures dites de cyclabilité, consistant à mesurer l'évolution de l'amplitude du signal d'une piste lue à vitesse et puissance constante. Nous avons mis en évidence la stabilité de l'empilement ZnS-SiO<sub>2</sub> / InSb / ZnS-SiO<sub>2</sub>, offrant un signal d'amplitude constante (37 dB) sur plus de 3 000 cycles de lecture.

Nous avons étudié la reproductibilité des variations de réflectivité réversibles par le biais de caractérisations statiques. Pour cela, nous avons développé un protocole expérimental spécifique afin de mesurer l'évolution de l'amplitude du gain de réflectivité maximal  $\Delta R_{\max}/R_c$  ( $= \Delta R(t)/R_c$  à  $t = 200\text{ns}$ ) avec le nombre d'impulsions d'excitations, émises sur un même point de l'échantillon et dans les mêmes conditions (puissance  $P$  et durée  $\Delta t$ ). Ce protocole consiste à :

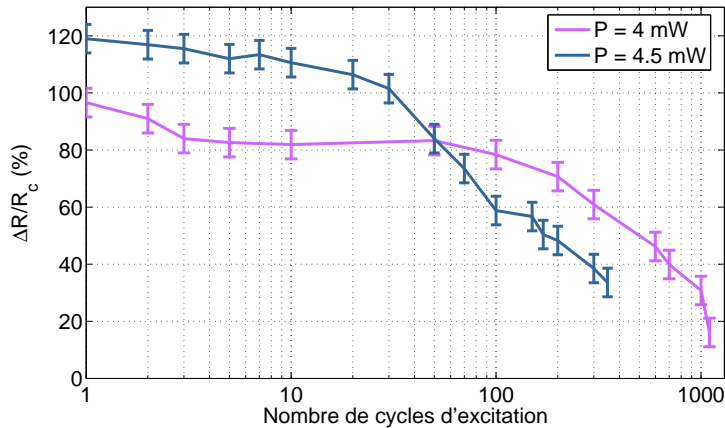
- cristalliser localement le matériau actif à l'aide d'une première impulsion,
- émettre  $N$  impulsions d'excitations de puissance et durée fixées, espacées d'une durée  $\Delta t'$ ,
- réaliser une acquisition du signal moyenné sur les derniers cycles (généralement 5 à 10 impulsions) de manière à minimiser l'incertitude de la mesure de  $\Delta R_{\max}/R_c$ ,
- répéter la mesure pour un nombre de cycles d'excitation  $N$  différent, sur une zone vierge (amorphe) de l'échantillon.

En configuration dynamique, les données de disques que nous avons étudiées sont situées au rayon 30 mm (cf. chapitre 2, §2.3.1.6). La longueur de la piste, égale à la circonférence à ce rayon, est alors d'environ 18.8 cm. Le disque étant lu à une vitesse de 2.65 m/s, il s'écoule environ 70 ms entre deux passages de la tête optique. Nous avons donc choisi, en configuration statique, d'introduire un délai  $\Delta t'$  de 70 ms entre deux impulsions consécutives.

La figure 3.9 représente l'évolution du gain de réflectivité de l'empilement ZnS-SiO<sub>2</sub> (70 nm) / InSb (20 nm) / ZnS-SiO<sub>2</sub> (50 nm) avec le nombre de cycles d'excitation  $N$ , pour des impulsions de durée 200 ns, espacées de 70 ms, et de puissance 4 mW et 4.5 mW.

Pour une puissance d'excitation de 4.5 mW, le gain de réflectivité est maximal (120%) pour les

tous premiers cycles d'excitation, puis il décroît progressivement pour finalement atteindre 32% au bout de 350 impulsions environ. Au delà, nous observons une évolution de la réflectivité  $R_c$  de l'empilement qui peut traduire une dégradation locale de l'empilement, rendant impossible toute mesure du gain de réflectivité dans les mêmes conditions. Pour une puissance d'excitation de 4 mW, le gain de réflectivité, de l'ordre de 98% pour les premières cycles, diminue lui aussi progressivement pour finalement atteindre 17% au bout de 1050 impulsions environ.



**Figure 3.9**

Évolution du gain de réflectivité  $\Delta R_{\max}/R_c$  ( $= \Delta R(t)/R_c$  à  $t = 200$  ns) de l'empilement verre / ZnS-SiO<sub>2</sub> (70 nm) / InSb (20 nm) / ZnS-SiO<sub>2</sub> (50 nm) excité par des impulsions de durée  $\Delta t = 200$  ns, espacées de  $\Delta t' = 70$  ms, de puissance 4 mW et 4.5 mW. L'empilement a été cristallisé au préalable par une première impulsion.

Nous observons donc une diminution progressive de l'amplitude des variations de réflectivité, se produisant d'autant plus rapidement que la puissance des impulsions d'excitation est élevée. Nous pouvons expliquer ce phénomène en supposant que la température atteinte dans la couche active est plus élevée lorsque la puissance d'excitation est plus élevée (4.5 mW), accélérant ainsi la dégradation de l'empilement dont les causes peuvent être multiples. En particulier nous pouvons envisager que cette dégradation progressive de l'amplitude des variations de réflectivité soit induite par :

- un processus d'interdiffusion de matière entre les différentes couches minces,
- un décollement progressif des couches minces constituant l'empilement (délamination),
- une évolution de la micro structure cristalline de InSb.

### 3.3.5 Influence de l'introduction du puits thermique AlN dans l'empilement actif

Nous avons cherché à mettre en évidence l'importance de la thermique dans le mécanisme de génération des variations de réflectivité des empilements contenant le semiconducteur InSb en introduisant, dans l'empilement actif, des couches minces d'encapsulation constituées du matériau AlN. Nous avons vu dans le chapitre précédent (tableau 2.2) que ce matériau, transparent à la longueur d'onde d'étude (405 nm), a une conductivité thermique (en couche mince) de l'ordre de 15 W/m/°C, plus élevée que celle du diélectrique ZnS-SiO<sub>2</sub> ayant une conductivité thermique (en couche mince)

de l'ordre de  $1\text{W}/\text{m}/^\circ\text{C}$ , si bien que nous pouvons le considérer dans notre étude comme un puits thermique transparent.

Les empilements dont nous avons cherché à comparer les variations de réflectivité sont identiques à ceux utilisés pour mettre en évidence l'importance de la thermique sur le phénomène de Super-Résolution (cf. chapitre 2, §2.3.1.4), à savoir :

- l'empilement de référence : verre / ZnS-SiO<sub>2</sub> (70 nm) / InSb (20 nm) / ZnS-SiO<sub>2</sub> (50 nm)
- un empilement contenant des couches fines de matériau AlN : verre / ZnS-SiO<sub>2</sub> (60 nm) / AlN (10 nm) / InSb (20 nm) / AlN (10 nm) / ZnS-SiO<sub>2</sub> (50 nm)
- un empilement contenant des couches épaisses de matériau AlN : verre / AlN (70 nm) / InSb (20 nm) / AlN (60 nm).

### Observation des signaux

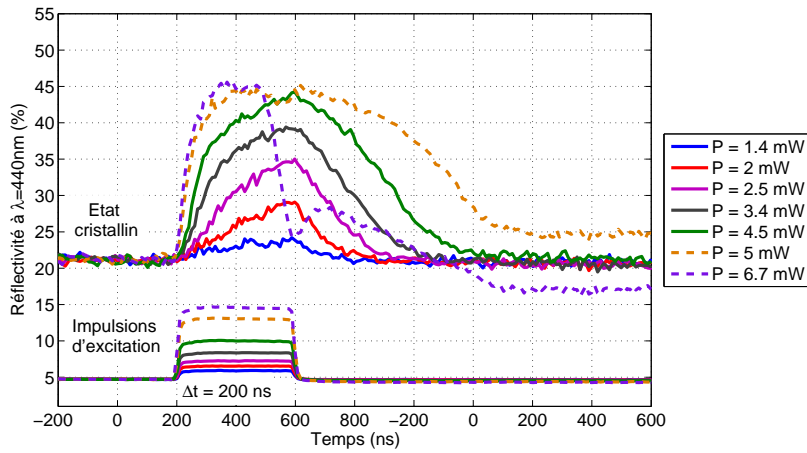
La figure 3.10 présente l'évolution temporelle de la réflectivité des empilements mentionnés ci-dessous, excités par des impulsions de durée 200 ns, de puissance variable, et cristallisés au préalable par une première impulsion (non représentée dans un souci de lisibilité). En comparaison de l'empilement de référence, que nous avons étudié précédemment, nous observons que l'introduction de couches minces de AlN ne modifie pas l'allure de la variation réversible de réflectivité qui croît pendant l'impulsion, puis décroît dès la fin de l'impulsion pour revenir au niveau de réflectivité vers l'état initial (état cristallin de réflectivité  $R_c$ ).

L'empilement standard (diélectrique d'encapsulation : ZnS-SiO<sub>2</sub>) et celui comportant des couches AlN fines (10 nm de part et d'autre de la couche active InSb) présentent la signature d'une dégradation pour des impulsions de puissance supérieure à 5 mW et 8 mW, respectivement. L'empilement comprenant des couches épaisses d'AlN (70 nm côté substrat, 60 nm côté laser) ne présente aucune trace de dégradation, même pour des puissances élevées (13.3 mW). Tout se passe comme si les couches AlN épaisses protégeaient la couche InSb des phénomènes de dégradation.

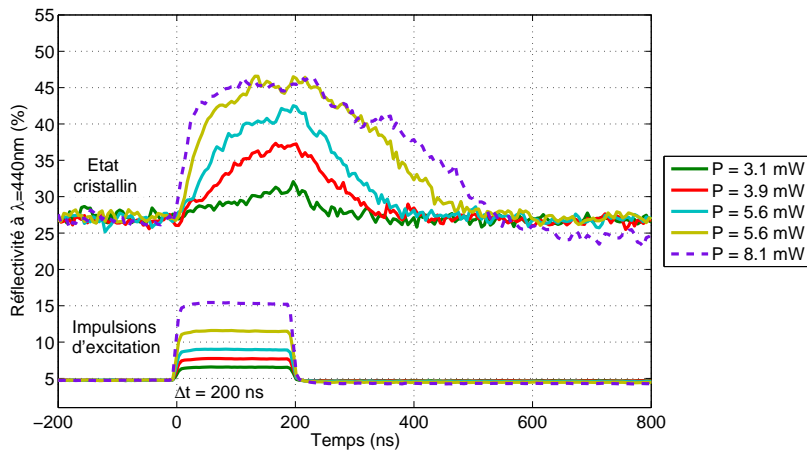
### Analyse quantitative

Afin de comparer les variations de réflectivité de ces trois empilements qui n'ont pas la même réflectivité initiale ( $R_c$  – état cristallin), nous avons calculé à partir des courbes d'évolution de réflectivité l'évolution avec la puissance de l'impulsion :

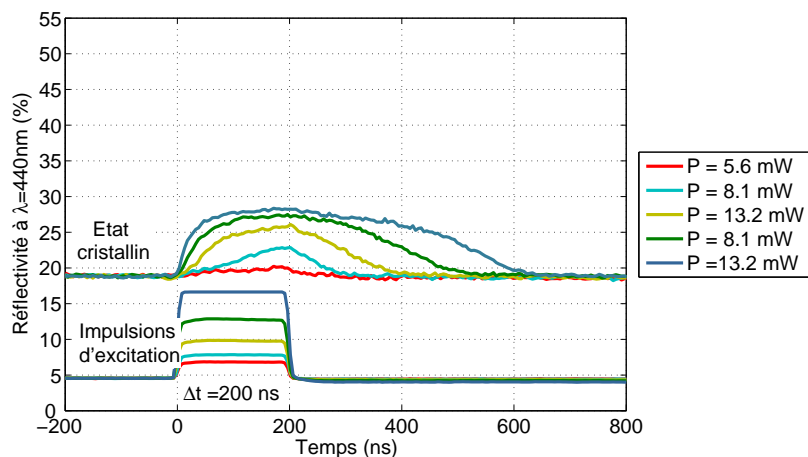
- du gain de réflectivité maximal  $\Delta R_{\text{max}}/R_c$  ( $= \Delta R(t)/R_c$  à  $t = 200\text{ns}$ ),
- de la pente du gain de réflectivité  $\Delta R/R_c(t)$ , au début de l'impulsion d'excitation (temps  $t=0$ ),



(a) ZnS-SiO<sub>2</sub> (70 nm) / InSb (20 nm) / ZnS-SiO<sub>2</sub> (50 nm)



(b) ZnS-SiO<sub>2</sub> (60 nm) / AlN (10 nm) / InSb (20 nm) / AlN (10 nm) / ZnS-SiO<sub>2</sub> (50 nm)



(c) AlN (70 nm) / InSb (20 nm) / AlN (60 nm)

**Figure 3.10**

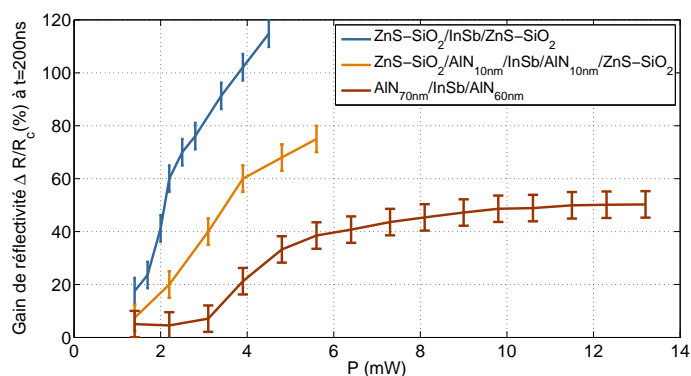
Évolution temporelle de la réflectivité des empilements comprenant le matériau actif InSb encapsulé entre deux couches de ZnS-SiO<sub>2</sub>(a), deux couches fines (10 nm) de AlN (b) et deux couches plus épaisses (60 à 70 nm) de AlN (c), excités avec la puissance des impulsions d'excitation de durée  $\Delta t = 200$  ns et de puissance variable. Les empilements ont été cristallisés au préalable par une première impulsion laser (non représentée) dans les conditions présentées dans le tableau 3.2 Les courbes tracées en traits pointillés correspondent au cas où les empilements subissent une dégradation irréversible.

qui traduit la rapidité avec laquelle les variations s'établissent,

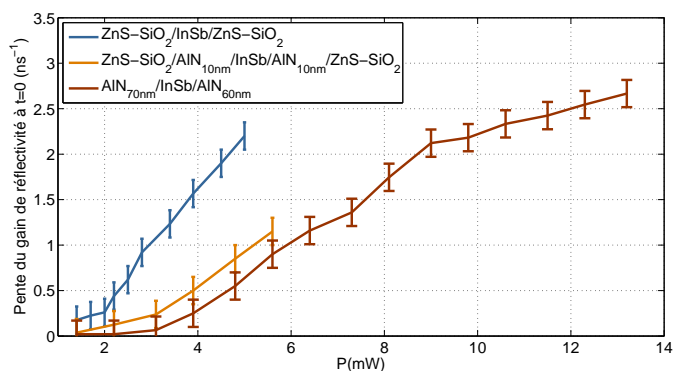
dont l'évolution avec la puissance des impulsions d'excitation est présentée sur la figure 3.11.

La figure 3.11(a) montre que le gain de réflectivité, est pour une puissance d'excitation donnée, d'autant plus faible que l'épaisseurs des couches d'encapsulation AlN est importante.

La figure 3.11(b) montre, quant-à-elle, que la pente du gain de réflectivité, calculée au début de l'impulsion (temps  $t=0$ ), est d'autant plus faible que l'épaisseur des couches AlN est élevée. Les variations de réflectivité s'établissent donc d'autant plus lentement que l'épaisseur des couches AlN encapsulant la couche InSb est importante.



(a) Évolution du gain de réflectivité maximal  $\Delta R_{\max}/R_c = \Delta R(t)/R_c$  à  $t = 200\text{ns}$  avec la puissance de l'impulsion d'excitation.



(b) Évolution de la pente du gain de réflectivité  $\Delta R(t)/R_c$ , au début de l'impulsion ( $t=0$ ), avec la puissance des impulsions d'excitation.

**Figure 3.11**

Évolution, avec la puissance des impulsions d'excitation, du gain de réflectivité maximal  $\Delta R_{\max}/R_c$  (a) et de la pente du gain de réflectivité au début de l'impulsion (b) pour les empilements contenant une couche mince (épaisseur 20 nm) de InSb encapsulée entre (i) deux couches minces de ZnS-SiO<sub>2</sub>, (ii) deux couches fines (10 nm) de AlN et (iii) deux couches plus épaisses de AlN (70 nm côté substrat, 60 nm côté laser).

L'empilement comportant des couches AlN est particulier dans le sens où il ne présente aucune trace de dégradation, contrairement à tous les autres empilements étudiés. Dans ce cas, le gain de réflectivité maximal 50% est atteint pour une puissance de 13.3 mW (puissance maximale du laser d'excitation).

Ces résultats expérimentaux suggèrent que l'introduction de couches minces de matériau AlN, de conductivité thermique supérieure à celle de ZnS-SiO<sub>2</sub>, provoque une dissipation plus efficace de



la chaleur générée dans la couche active par absorption du flux laser. De ce fait, pour une puissance d'excitation donnée, la température atteinte dans l'empilement actif à la fin de l'impulsion (durée 200 ns) serait d'autant plus faible que l'épaisseur des couches AlN est importante.

A partir de ces considérations, nous pouvons émettre l'hypothèse que le gain maximal délivré par les empilements contenant InSb est dépendant de la température atteinte dans cette couche mince. Nous tenterons de valider cette hypothèse dans le prochain chapitre, par le biais d'une modélisation thermo-optique.

### 3.3.6 Conclusion sur les mesures de réflectivité des empilements actifs

Les mesures de réflectivité des empilements actifs, réalisées au testeur statique, ont permis d'observer et de quantifier les variations de propriétés optiques des empilements actifs étudiés dans cette thèse.

Les caractérisations statiques ont ainsi montré que l'empilement actif constitué d'une couche mince de InSb (20nm) encapsulée entre deux couches minces de ZnS-SiO<sub>2</sub> (70 nm côté substrat, 50 nm côté laser) est celui qui offre le gain de réflectivité de plus forte amplitude, en comparaison des empilements comportant les matériaux actifs GaSb et Ge<sub>6</sub>Sb<sub>72</sub>Te<sub>22</sub> at%. En outre, les variations de réflectivité s'établissent plus rapidement pour l'empilement contenant InSb, et pour des puissances plus faibles.

Nous avons montré par ailleurs que l'introduction de couches minces de matériau AlN affecte les variations de propriétés optiques des empilements contenant le matériau actif InSb, dans des proportions d'autant plus importantes que l'épaisseur des couches de AlN est élevée, ce qui suggère que la thermique joue un rôle important dans les mécanismes de variation des propriétés optiques de InSb.

Nous allons à présent tenter de déterminer dans quelle mesure ces variations de réflectivité peuvent être corrélées avec le phénomène de Super-Résolution dans les disques optiques.

### **3.4 Corrélation entre les variations de réflectivité des empilements actifs (test statique) et le phénomène de Super-Résolution sur disques optiques (test dynamique)**

Dans le cas des disques ré-inscriptibles, il existe un lien entre les variations locales de réflectivité du disque et l'amplitude du signal qui en est extrait lors de la lecture [3.4]. Rappelons que, pour cette catégorie de disques, les marques sont matérialisées par des changements locaux de la structure du matériau à changement de phase (points amorphes dans une matrice cristalline, ou le contraire) générés lors d'une phase d'écriture. L'amplitude du signal est ainsi d'autant plus grande que l'écart de réflectivité du disque entre ces deux états, usuellement caractérisé par une grandeur appelée contraste de réflectivité, est élevé.

Dans le cas des disques à Super-Résolution, l'approche est différente. En effet, nous n'avons pas cherché, dans le deuxième chapitre, à détecter des variations de réflectivité de l'empilement, mais une information sur la périodicité des marques, contenue dans la topologie de l'empilement actif structuré par le substrat pré-enregistré. Nous avons vu dans le premier chapitre que, dans ce cas, l'obtention d'un signal en provenance de marques de petite taille (inférieures à la limite de résolution de la tête optique) est permise par la présence d'une zone aux propriétés optiques modifiées par le spot laser porté à haute puissance. Nous avons montré, dans ce troisième chapitre, que les variations de propriétés optiques des empilements actifs peuvent être générées de manière réversible par spot laser. Nous allons, dans cette section, tenter de déterminer dans quelle mesure les variations de réflectivité des empilements actifs mesurées au testeur statique peuvent, d'une façon générale, être reliées au signal mesuré au testeur dynamique sur des séquences monotones de disques Super-Résolution. Pour cela, nous :

- comparerons l'amplitude maximale  $\Delta R_{\max}/R_c$  du gain de réflectivité (test statique) et le CNR maximal mesuré (test dynamique),
- comparerons les densités de puissance nécessaire pour obtenir ce gain de réflectivité maximal et la valeur maximale du CNR,
- évaluerons s'il existe un lien entre la rapidité d'établissement des variations de réflectivité des empilements actifs et la qualité du signal mesuré au test dynamique,
- évaluerons l'impact de la durée de décroissance du gain de réflectivité sur le signal (test dynamique),

- déterminerons enfin si la diminution progressive de l'amplitude du signal (test dynamique) avec le nombre de cycles de lecture peut être attribué à la diminution du gain de réflectivité.

Les objectifs de focalisation utilisés pour ces deux expériences n'ont pas la même ouverture numérique (0.85 en dynamique, 0.75 en statique), la taille des spots est différente (diamètre efficace  $\phi_{\text{eff}}$  : 386 nm en dynamique, 443 nm en statique) et, par voie de conséquence, la densité de puissance  $D_p = P/\phi_{\text{eff}}$  l'est également. Nous avons donc choisi de comparer les résultats entre les configurations statique et dynamique en termes de densité de puissance.

Le tableau 3.3 synthétise les gains de réflectivité maximum mesurés pour chacun des empilements étudiés dans cette thèse, l'amplitude maximale du CNR obtenu lors de la lecture de séquences monotones (marques de 80 nm, limite de résolution 120 nm) de disques optiques Blu-Ray ROM utilisant ces mêmes empilements actifs, et les densités de puissance requises pour produire ces effets.

**Tableau 3.3**

Tableau récapitulatif des performances des empilements en configuration statique (gain de réflectivité maximal  $\Delta R_{\text{max}}/R_c$ ) et dynamique (CNR maximal mesuré lors de la lecture de séquences de marques de 80 nm par une tête optique Blu-Ray (limite de résolution 120 nm)), et densités de puissance  $D_p$  correspondantes.

Empilements	Test statique		Test dynamique	
	$D_p$ (MW/m <sup>2</sup> )	$\Delta R_{\text{max}}/R_c$ (± 6%)	$D_p$ (MW/m <sup>2</sup> )	CNR <sub>max</sub> (dB)
ZnS-SiO <sub>2</sub> / InSb / ZnS-SiO <sub>2</sub>	10.1	110	3.9	37
ZnS-SiO <sub>2</sub> / GaSb / ZnS-SiO <sub>2</sub>	13.3	100	4.7	37
ZnS-SiO <sub>2</sub> / Ge <sub>6</sub> Sb <sub>72</sub> Te <sub>22</sub> at%	13.3	21	5.7	25
ZnS-SiO <sub>2</sub> /AlN <sub>10nm</sub> /InSb/AlN <sub>10nm</sub> / ZnS-SiO <sub>2</sub>	12.5	72	4.4	33
AlN <sub>70nm</sub> / InSb / AlN <sub>60nm</sub>	30	49	6.2	21

### Recherche d'un lien entre le gain de réflectivité maximal (test statique) et le CNR maximal (test dynamique)

Le tableau 3.3 révèle que les empilements contenant une couche mince des matériaux GaSb et InSb, encapsulée entre deux couches de ZnS-SiO<sub>2</sub>, sont ceux qui délivrent le meilleur gain de réflectivité (environ +100%) et le meilleur CNR (37 dB). L'empilement contenant Ge<sub>6</sub>Sb<sub>72</sub>Te<sub>22</sub> at% offre à la fois un faible gain de réflectivité et un faible CNR, mais il est cependant intéressant de noter qu'un faible gain de réflectivité (de l'ordre de 21%) permet d'obtenir un CNR de 25 dB, valeur qui est loin d'être négligeable. Il en est de même pour les empilements contenant des couches AlN, la diminution du gain de réflectivité et du CNR étant d'autant plus importantes que l'épaisseur de AlN est élevée.

Cette comparaison simple suggère que les empilements ayant un gain de réflectivité élevé sont les meilleurs candidats pour délivrer un signal d'amplitude élevée lors de lecture de disques Super-

Résolution. Notons toutefois que le CNR maximal obtenu pour l'empilement contenant le matériau actif InSb encapsulé entre deux couches épaisses d'AlN (70 nm côté substrat, 60 nm côté laser), est plus faible que celui obtenu avec l'empilement contenant le matériau  $\text{Ge}_6\text{Sb}_{72}\text{Te}_{22}$  at% offrant pourtant un contraste plus faible. Il est important de noter que, pour l'empilement contenant les couches AlN épaisses, nous avons atteint les limites de puissance du testeur dynamique (2.5 mW, soit une densité de puissance équivalente de  $6.2 \text{ MW/m}^2$  bien inférieure à celles atteintes au testeur statique –  $30 \text{ MW/m}^2$ ). Nous pouvons imaginer que, si nous avons pu le tester à une puissance plus élevée, cet empilement aurait délivré un CNR supérieur au CNR maximum obtenu avec le matériau actif  $\text{Ge}_6\text{Sb}_{72}\text{Te}_{22}$  at%.

### Densités de puissance requises en configuration statique et dynamique

Le tableau 3.3 révèle que l'empilement contenant le matériau actif InSb encapsulé entre deux couches de ZnS-SiO<sub>2</sub> requiert une densité de puissance plus faible que les empilements contenant les matériaux actifs GaSb et  $\text{Ge}_6\text{Sb}_{72}\text{Te}_{22}$  at% pour délivrer son gain de réflectivité maximal et un CNR maximal. Notons que les gains de réflectivité maximum sont obtenus aux mêmes densités de puissance ( $13.3 \text{ MW/m}^2$ ) pour ces deux derniers empilements. Par contre, l'empilement contenant  $\text{Ge}_6\text{Sb}_{72}\text{Te}_{22}$  at% est légèrement moins sensible au test dynamique ( $5.7 \text{ MW/m}^2$  contre  $4.7 \text{ MW/m}^2$  pour l'empilement contenant GaSb). Cet écart de densité de puissance non-négligeable suggère que d'autres paramètres doivent être pris en considération pour corrélérer les configurations statique et dynamique.

Nous constatons par ailleurs qu'il existe un écart important entre la densité de puissance nécessaire en configuration statique pour provoquer la variation de réflectivité maximale (de 10 à  $12 \text{ W/m}^2$ ) et celle requise au test dynamique pour obtenir un CNR maximum lors de la lecture des disques (de  $3.9$  à  $5.7 \text{ W/m}^2$ ), d'un facteur 2.5 environ<sup>3</sup>. Ainsi, nous pouvons nous demander si, en configuration dynamique, le CNR maximum est obtenu lorsque le gain de réflectivité est maximum, ou bien si le gain atteint pour une densité de puissance 2.5 fois plus faible est suffisant pour délivrer le signal d'amplitude maximale. Dans le cas présent, cela reviendrait à affirmer qu'un gain de réflectivité de l'ordre de 40% (valeur déterminé à partir de la figure 3.8(a) pour les empilements contenant InSb et GaSb pour des densités de puissance 2.5 fois plus faible que la densité de puissance donnant le gain maximal) est suffisamment élevé pour que les disques délivrent le CNR maximal (37 dB).

---

3. Ce facteur est de 5 pour le disque contenant deux couches AlN épaisses, mais serait plus faible si la puissance du testeur dynamique pouvait dépasser 2.5 mW

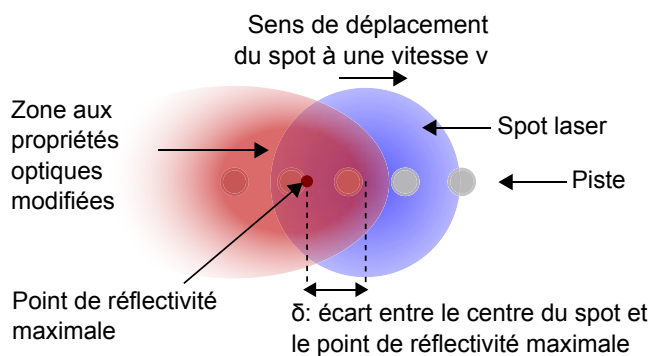
### Lien entre la rapidité d'établissement des variations de réflectivité des empilements actifs et l'amplitude du signal mesuré au testeur dynamique

Nous avons précédemment calculé l'évolution de la pente (au début de l'impulsion –  $t = 0$ ) du gain de réflectivité avec la puissance pour chaque empilement (figure 3.8(b) et figure 3.11(b)). Cette grandeur permet de déterminer la rapidité d'établissement variations de réflectivité des empilements actifs, que nous pouvons qualifier de « temps de montée ». Nous avons ainsi montré que la réflectivité de l'empilement contenant une couche mince de InSb encapsulée entre deux couches de ZnS-SiO<sub>2</sub> croît plus rapidement que celle des empilements contenant les matériaux GaSb et Ge<sub>6</sub>Sb<sub>72</sub>Te<sub>22</sub> at%.

Par ailleurs, nous avons également montré que l'ajout de couches minces de AlN provoque une diminution de la pente de croissance du gain de réflectivité des empilements contenant une couche mince de InSb, dans des proportions d'autant plus importantes que l'épaisseur des couches AlN est élevée.

Dans notre étude, les variations de réflectivité des empilements actifs ne s'établissent pas de manière instantanée, le « temps de montée » étant du même ordre de grandeur que la « durée efficace » du spot ( $\Delta t_{\text{eff}} = 145 \text{ ns}$  – cf §3.2.2.4).

En configuration dynamique, le spot est en déplacement sur le disque à une vitesse constante  $v$ . Ainsi, il existe nécessairement un décalage, noté  $\delta$ , entre le centre du spot et le point de réflectivité maximal du disque. Ce décalage  $\delta$  entre le spot focalisé et la distribution spatiale de la zone aux propriétés optiques modifiées par le spot laser porté à haute puissance, représenté de manière schématique sur la figure 3.12, est une fonction de la vitesse  $v$  de déplacement du spot, de la puissance laser et de l'amplitude des variations de propriétés optiques de l'empilement actif.

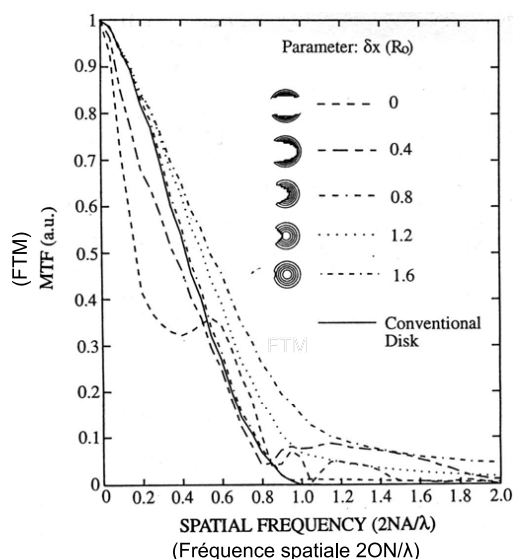


**Figure 3.12**

Représentation schématique du décalage  $\delta$  entre le spot focalisé balayant le disque à une vitesse  $v$  et la zone optique aux propriétés optiques modifiées par le spot laser, en retard par rapport au spot en raison de la durée d'établissement des variations de propriétés optiques.

L'écart mesuré au testeur statique entre les « temps de montée » de la réflectivité est un élément clef intervenant dans le processus de disques à Super-Résolution. En effet, Wu *et. al.* [3.5] (figure 3.13) ont montré par simulation (méthode : diffraction scalaire) que, d'un point de vue purement op-

tique, l'écart  $\delta$  affecte de manière significative la fonction de transfert de modulation du système disque - tête optique et, par voie de conséquence, l'amplitude du signal provenant des disques Super-Résolution.



**Figure 3.13**

Influence du décalage entre la zone aux propriétés optiques modifiées et le spot en déplacement sur le disque lorsque les variations de propriétés optiques sont d'origine thermique. Wu *et. al.* [3.5] montrent par calcul que l'allure de la Fonction de Transfert de Modulation (FTM) (cf. §1.3.3.2), définissant la capacité du système à fournir un signal pour différentes taille de marques, est affectée par le décalage entre le spot focalisé et la zone aux propriétés optiques modifiées par le spot laser.

#### **Influence de la durée de décroissance de la réflectivité sur la qualité du signal**

La durée de décroissance de réflectivité, que nous avons évaluée au testeur statique (annexe B), n'a *a priori* aucun impact sur le processus de lecture de séquences monotones. En effet, étant donné que pour ces empilements le « temps de montée » est de l'ordre de la durée efficace  $\Delta t_{\text{eff}}$  (145 ns) du spot balayant le disque à une vitesse  $v$  (2.65 m/s), il ne peut y avoir de recouvrement entre le spot focalisé, et la partie « arrière » de la zone aux propriétés optiques modifiées.

#### **Évolution du gain de réflectivité avec le nombre d'impulsions et cyclabilité des disques Super-Résolution**

En configuration dynamique (figure 2.20), nous avons montré que l'amplitude du signal (CNR provenant de la lecture de séquences monotones de marques de 80 nm) est stable (37 dB) sur environ 3 000 cycles de lecture pour le disque comportant l'empilement de référence ( $\text{ZnS-SiO}_2/\text{InSb}/\text{ZnS-SiO}_2$ ), puis se dégrade pour atteindre 27 dB à environ 20 000 cycles, moment à partir duquel les asservissements en suivi de piste deviennent instables en raison d'une dégradation présumée de l'empilement ou de la structuration du substrat.

En configuration statique (cf. §3.3.4), un même point de l'empilement standard soumis à des excitations similaires (puissance  $P = 4$  mW et 4.5 mW, durée  $\Delta t = 200$  ns), espacées d'une durée  $\Delta t' = 70$

ms (durée équivalent à celle nécessaire pour que le spot balaye un tour du disque à une vitesse de 2.65 m/s, au rayon 30 mm) a délivré un gain de réflectivité sur 300 et 1 000 cycles pour des puissances d'impulsion de 4.5 et 4 mW, respectivement, l'amplitude du gain de réflectivité diminuant progressivement jusqu'à dégradation de l'empilement.

Il serait hasardeux de chercher à comparer rigoureusement les résultats obtenus en configuration statique avec ceux obtenus au testeur dynamique dans la mesure où les conditions d'excitation d'un point de l'empilement sont différentes (impulsion constante de puissance constante pendant 200 ns en statique, impulsion gaussienne de durée efficace  $\Delta t_{\text{eff}} = 145$  ns en configuration dynamique). Nous pouvons néanmoins supposer que la dégradation du signal après 3 000 cycles de lecture est tout ou partie liée à la diminution de gain observée au testeur statique.

### **Conclusion sur la corrélation entre le test statique et le test dynamique**

Nous avons montré que les empilements offrant des variations de réflectivité de forte amplitude (gain de réflectivité de l'ordre de 100%) sont également ceux qui donnent un signal de forte amplitude (CNR de l'ordre de 37 dB). Nous avons aussi montré que les empilements actifs présentent une variation de réflectivité pour des densités de puissance environ 2.5 fois plus élevées que celle requise pour que les disques délivrent un signal de forte amplitude au test dynamique. Nous avons également vu que les écarts de « temps de montée » de la réflectivité des empilements sont susceptibles d'affecter significativement l'amplitude du signal mesuré en configuration dynamique.

## **3.5 Conclusion**

La caractérisation statique des variations de propriétés optiques des empilements actifs a permis de montrer que les empilements étudiés présentent un gain de réflectivité réversible lorsqu'ils sont excités par des impulsions laser à une longueur d'onde de 405 nm, et que ce phénomène est reproductible. L'empilement offrant les meilleures performances, en terme de gain de réflectivité maximum, de rapidité d'établissement des variations de réflectivité, et de sensibilité, est celui qui contient le matériau InSb. L'empilement contenant le matériau GaSb offre des performances proches, en tout cas bien supérieures à celles offertes par le matériau  $\text{Ge}_6\text{Sb}_{72}\text{Te}_{22}$  at% classiquement utilisé comme matériau actif de disques à Super-Résolution.

Nous avons observé une forte corrélation entre les configurations statique et dynamique, par le biais d'une étude comparative entre les variations de réflectivité délivrées par les empilements actifs,

et le signal mesuré sur les disques optiques à Super-Résolution. Cette étude nous a permis de montrer que la qualité du signal dépend de plusieurs paramètres, parmi lesquels l'amplitude du gain de réflectivité, la puissance de l'excitation optique et la rapidité d'établissement des variations de réflectivité. Ces paramètres influent directement sur la distribution spatiale de la zone aux propriétés optiques modifiées, en retard par rapport au spot focalisé en configuration dynamique. Même si cette étude qualitative ne nous a pas permis d'établir précisément la distribution spatiale idéale de la zone aux propriétés optiques modifiées, elle a cependant permis de montrer que l'empilement offrant le plus fort gain de réflectivité et le « temps de montée » le plus faible est également celui qui offre les meilleurs performances en terme de qualité de signal dans les disques à Super-Résolution.

Nous avons également évalué la reproductibilité du phénomène optique non-linéaire, pour l'empilement référence de cette thèse ( $\text{ZnS-SiO}_2/\text{InSb}/\text{ZnS-SiO}_2$ ), et montré que le gain de réflectivité diminue progressivement avec le nombre d'impulsions d'excitation, dans des proportions dépendant de la puissance des impulsions d'excitation. La répétabilité des variations de réflectivité permet ainsi d'expliquer la stabilité du signal mesurée au test dynamique sur les disques constitués du même empilement.

Enfin, nous avons également montré, en introduisant des couches minces de matériau AlN (considéré ici comme un puits thermique) que la température atteinte dans la couche active joue un rôle important dans les mécanismes à l'origine des variations de propriétés optiques de InSb.

Dans le prochain chapitre, nous tenterons de déterminer la nature des mécanismes physiques et/ou physico-chimiques impliqués dans la génération des variations de réflectivité observées pour les empilements contenant le matériau actif InSb. En particulier, nous estimerons les températures atteintes dans ces empilements, dans une configuration semblable à celle utilisée pour les caractérisations statiques, afin de déterminer dans quelle mesure la thermique est impliquée dans les variations de réflectivité observées expérimentalement. Enfin, nous proposerons une modélisation thermo-optique des variations de réflectivité observées au testeur statique.

## Références du troisième chapitre

- [3.1] M. Mansuripur, J. K. Erwin, W. Bletscher, P. Khulbe, K. Sadeghi, X. Xun, A. Gupta, and S.B. Mendes. Static tester for characterization of phase-change, dye polymer, and magneto-optical media for optical data storage. *Applied Optics*, 38(34) :7095–7103, 1999.
- [3.2] D.K. Cohen, W.H. Gee, M. Ludekee, and J. Lewkowicz. Automatic focus control : the astigmatic lens approach. *Applied Optics*, 23(4) :565–570, 1984.



- [3.3] S. Ohkubo and D. Eto. Temperature dependence of optical constants for InSb films including molten phases. *Applied Physics Letters*, page 011919, 2008.
- [3.4] C. Peng and M. Mansuripur. Sources of noise in phase-change disk data storage. In *Optical Data Storage Topical Meeting*, 2007.
- [3.5] Y. Wu and Chong. C.T. Theoretical analysis of a thermally induced superresolution optical disk with different readout optics. *Applied Optics*, 36 :6668–6677, 1997.

## **Chapitre 4**

# **Modélisation thermo-optique des variations de réflectivité des empilements actifs contenant le matériau InSb**

---

**Sommaire**

<b>4.1 Introduction</b>	<b>121</b>
<b>4.2 Origines possibles des variations de propriétés optiques du semiconducteur InSb</b>	<b>122</b>
4.2.1 Variations de propriétés optiques d'origine photo-induite	123
4.2.1.1 Transitions électroniques dans les semiconducteurs	123
4.2.1.2 Variations de propriétés optiques induites par la présence d'un plasma d'électrons libres	125
4.2.2 Variations de propriétés optiques d'origine thermique	128
4.2.2.1 Influence de la température sur les propriétés optiques de semicon- ducteurs	128
4.2.2.2 Évolution des propriétés optiques d'une couche mince de InSb avec la température	128
4.2.3 Conclusion	130
<b>4.3 Modélisation thermo-optique des variations de réflectivité des empilements actifs</b>	<b>131</b>
4.3.1 Implémentation du modèle par la Méthode des Éléments Finis	131
4.3.1.1 Dissipation de chaleur par conduction	132
4.3.1.2 Détermination de la source de chaleur : absorption du flux optique par l'empilement actif	133
4.3.1.3 Résumé : résolution d'un système d'équations couplées	138
4.3.1.4 Conditions initiales, paramètres de résolution et calcul des propriétés optiques de l'empilement	138
4.3.2 Première étape : estimation approximative des températures atteintes dans l'empilement	139
4.3.2.1 Paramètres de simulation à température ambiante	140
4.3.2.2 Résultats : estimation des températures atteintes dans la couche InSb	140
4.3.2.3 Conclusion sur les estimations de température	144
4.3.3 Deuxième étape : modélisation prenant en compte l'évolution des propriétés optiques et physico-chimiques des matériaux avec la température	144
4.3.3.1 Paramètres de simulation	145
4.3.3.2 Résultats de simulation : étude des variations de réflectivité des empi- lements actifs	148
<b>4.4 Conclusion</b>	<b>156</b>
<b>Références du quatrième chapitre</b>	<b>157</b>

---

## 4.1 Introduction

Dans le chapitre précédent, nous avons caractérisé les variations des propriétés optiques d'empilements actifs, dont la signature se traduit par un accroissement réversible de leur réflectivité lorsqu'ils sont soumis à une excitation optique. Nous avons montré que le semiconducteur InSb est le matériau actif qui délivre les variations de réflectivité de plus forte amplitude, et que celles-ci s'établissent plus rapidement que pour les empilements contenant d'autres matériaux actifs. Nous avons suggéré que l'association de ces particularités permettrait d'expliquer les bonnes performances, en termes de qualité de signal, des disques incluant l'empilement actif ZnS-SiO<sub>2</sub> / InSb / ZnS-SiO<sub>2</sub>.

Par ailleurs, nous avons montré que l'introduction d'un puits thermique dans l'empilement a une influence majeure sur l'amplitude des variations de réflectivité des empilements contenant le matériau InSb. Ces résultats expérimentaux suggèrent que la thermique joue un rôle important dans les variations de propriétés optiques du matériau InSb.

Dans ce chapitre, nous allons tenter d'approfondir notre compréhension des mécanismes optiques et physico-chimiques impliqués dans ces variations de propriétés optiques du semiconducteur InSb, à la longueur d'onde d'étude ( $\lambda = 405$  nm).

Dans un premier temps, nous décrirons l'état de l'art afin d'identifier les origines possibles des variations de propriétés optiques de InSb. Nous verrons qu'elles peuvent être induites par un changement de la structure électronique du matériau, cette modification pouvant être la conséquence :

- de la présence d'un plasma d'électrons libres photo-générés dans sa bande de conduction,
- d'une élévation de sa température,

ces deux phénomènes pouvant intervenir de manière indépendante ou couplée. Nous verrons toutefois que la thermique intervient nécessairement dans notre étude puisque les constantes de temps mises en jeu aux testeurs statique et dynamique (échelle de la centaine de nanoseconde) sont bien plus élevées que la durée des phénomènes de transitions électroniques athermique (échelle de la picoseconde).

Nous investiguerons ensuite, de manière plus approfondie, les origines thermiques des variations de propriétés optiques de InSb.

Pour cela, nous chercherons en premier lieu à estimer les températures atteintes dans l'empilement actif, dans une configuration semblable à celle du testeur statique (chapitre 3). Nous tenterons en particulier de déterminer si la température de fusion du matériau InSb peut être atteinte.

Nous présenterons enfin une modélisation thermo-optique statique prenant en compte l'évolu-

tion des propriétés optiques et physico-chimiques des matériaux de l'empilement actif avec la température. Nous comparerons les variations de réflectivité simulées et celles mesurées expérimentalement au testeur statique pour les empilements contenant une couche mince de InSb.

## 4.2 Origines possibles des variations de propriétés optiques du semiconducteur InSb

Le semiconducteur InSb, de faible gap (0.18 eV à la température ambiante [4.1]), a été proposé pour la première fois en 1957 [4.2] pour des applications de détection dans le domaine de l'infrarouge. Les propriétés d'absorption de ce matériau ont été largement étudiées sur cette gamme spectrale [4.3, 4.4], mais relativement peu dans le domaine visible dans lequel nous travaillons. Par ailleurs, l'évolution des propriétés optiques et électriques de ce matériau ont principalement été étudiées aux très basses températures (de  $-253^{\circ}\text{C}$  à  $20^{\circ}\text{C}$ ), les détecteurs devant impérativement être refroidis afin de minimiser le bruit de détection.

Dans cette partie, nous allons tenter d'identifier, à partir des données de la littérature, quels mécanismes sont susceptibles d'intervenir dans les variations de propriétés optiques du semiconducteur InSb, observées expérimentalement au test dynamique (chapitre 2) et statique (chapitre 3). Nous nous intéresserons donc à la gamme spectrale correspondant au rayonnement visible, et plus particulièrement aux longueurs d'onde 405 nm (longueur d'onde du format Blu-Ray) et 650 nm (longueur d'onde du format DVD).

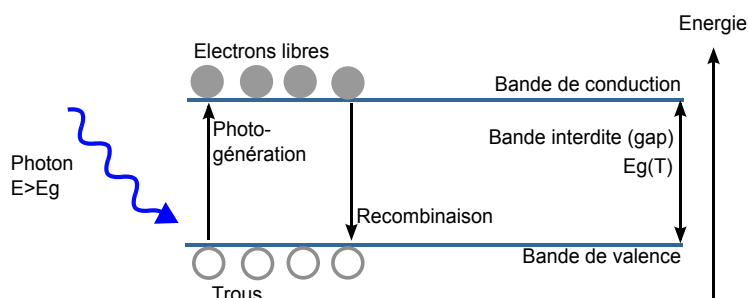
Dans un premier temps, nous présentons de manière très simplifiée les phénomènes de transitions électroniques induites par une excitation optique et montrerons en quoi ils peuvent affecter les propriétés optiques des matériaux, sous fort flux laser. Nous tenterons de déterminer dans quelle mesure ces phénomènes peuvent être impliqués dans notre cas.

Dans un deuxième temps, nous présenterons les conséquences d'une augmentation de la température sur les propriétés optiques des semiconducteurs. Nous présenterons en particulier les travaux de Ohkubo *et. al.* [4.5] qui traitent de l'évolution des propriétés optiques, à la longueur d'onde 405 nm, d'une couche mince (10 nm) de InSb avec la température, jusqu'à la fusion ( $485^{\circ}\text{C}$  en couche mince).

## 4.2.1 Variations de propriétés optiques d'origine photo-induite

### 4.2.1.1 Transitions électroniques dans les semiconducteurs

Nous présentons ici, de manière très simplifiée, les mécanismes de transitions électroniques intervenant lors de l'interaction rayonnement-matière dans les semiconducteurs [4.6,4.7], en nous appuyant sur la figure 4.1. Nous nous intéressons particulièrement au cas des semiconducteurs à gap direct, ce qui est le cas du semiconducteur InSb.



**Figure 4.1**

Représentation simplifiée de la structure de bandes d'un semiconducteur à gap direct.

Un matériau semiconducteur excité par un rayonnement optique peut transiter par diverses étapes de relaxation avant de retourner à l'équilibre. L'apport énergétique lié aux photons est d'abord transféré aux électrons, puis au réseau. Cette interaction rayonnement-matière peut se décomposer en quatre processus distincts.

- **Excitation des porteurs.** Un photon incident (énergie  $E=h\nu$ ,  $\nu=c_0/\lambda$  étant la fréquence du rayonnement de longueur d'onde  $\lambda$  et  $c_0$  la célérité de la lumière dans le vide) peut transférer son énergie à un électron de la bande de valence, qui peut lui-même être hissé dans la bande de conduction si l'énergie du photon est supérieure à l'énergie de bande interdite (gap, noté  $E_g$ ), en laissant derrière lui un trou dans la bande de valence. Dans le cas contraire, il est nécessaire que deux photons (ou plus) cumulent leur énergie pour provoquer la transition électronique (absorption à deux photons). Dans le cas où le photon a une énergie bien supérieure au gap, l'électron photo-généré peut céder une partie de son énergie ( $E-E_g$ ) pour permettre la formation d'une nouvelle paire électron-trou (ionisation par impact). Par ailleurs, un électron de la bande de conduction peut également absorber un photons incident, ce qui lui confère une énergie plus élevée (absorption par porteurs libres). Ces phénomènes de photo-génération d'électrons libres se produisent sur de très courtes durées (typiquement : de 10 fs à 5 ps)<sup>1</sup>.
- **Thermalisation.** Après excitation, les électrons et trous se distribuent dans les bandes de valence et de conduction au gré de collisions entre porteurs ou entre porteur et phonon, pour

1. 1 ps =  $10^{-12}$ s, 1 fs =  $10^{-15}$ s.

finale-ment atteindre un équilibre. Dans le cas d'une collision entre porteurs, les électrons ne perdent pas d'énergie (il s'agit d'une interaction de nature électrostatique). Dans le cas de collision porteur-phonon, les porteurs peuvent céder ou gagner de l'énergie par émission ou absorption d'un phonon. Lors de l'émission d'un phonon, l'énergie est transférée au réseau. La durée de ces processus, qui interviennent de manière concurrentielle, est comparable à celles mis en jeu pour l'excitation des porteurs (de 10 fs à 5 ps).

- **Retrait des porteurs.** Après thermalisation, les porteurs libres et le réseau sont à l'équilibre et la température du matériau est bien déterminée. Les porteurs libres peuvent être retirés de la zone excitée par le biais de processus de recombinaison ou de diffusion. Les porteurs peuvent se recombiner de différentes manières : par émission spontanée d'un photon, ou par le biais de processus non radiatifs. Parmi eux, la recombinaison Auger consiste en ce qu'un électron se recombinant avec un trou de la bande de valence transfère l'excès d'énergie à un électron de la bande de conduction. Les électrons peuvent également se recombiner par le biais de collisions avec le réseau, avec des défauts (joints de grains et impuretés, par exemple), ou à la surface du matériau. Généralement, les processus de retrait des porteurs ont une durée comprise 5 ps et 10  $\mu$ s, bien supérieure aux processus liés à l'excitation des matériaux (de 10 fs à 5 ps).
- **Effets thermiques et structurels.** Lorsque les porteurs libres et le réseau atteignent une température d'équilibre et que les porteurs en excès ont été retirés par des processus de recombinaison ou diffusion évoqués précédemment, le matériau est dans le même état que s'il avait été chauffé par des moyens conventionnels. Si la température du réseau dépasse la température de fusion du matériau, celui-ci peut fondre (à condition que la chaleur latente de fusion du matériau soit supplée). D'autres phénomènes, comme la vaporisation, la sublimation, ou même des changements de phase peuvent se produire. Ces processus se produisent typiquement pour des échelles de temps de l'ordre de la nanoseconde, bien supérieure à la durée des phénomènes d'excitation des porteurs libres (de 10 fs à 5 ps).

L'ensemble de ces processus constituent une chaîne continue d'évènements se chevauchant dans le temps, ce qui dénote la complexité de l'interaction rayonnement-matière dans les semiconducteurs. L'avènement des lasers pouvant émettre des impulsions dont la durée est de l'ordre de grandeur de « femtoseconde » a récemment ouvert de nouvelles perspectives pour l'étude des transitions électroniques [4.7, 4.8], ces lasers permettant de sonder les évènements sur des échelles de temps suffisamment faibles pour ne pas induire d'effets thermiques et structurels.

Pour les expériences menées dans cette thèse, nous avons excité le matériau InSb avec des rayonnements monochromatiques de longueur d'onde 405 nm (longueur d'onde du testeur dynamique au format Blu-Ray et du testeur statique) et 650 nm (longueur d'onde du format format DVD). Dans les deux cas, l'énergie apportée par chaque photon, égale à 3.06 eV et 1.91 eV pour les longueurs d'onde 405 nm et 650nm, respectivement, est donc très nettement supérieure au gap de ce matériau (0.18 eV à température ambiante), si bien que l'excès d'énergie des électrons photogénérés, par rapport au gap, est élevé (2.88 eV et 1.73 eV, respectivement). Ainsi, il est probable que les processus de ionisation par impact, pouvant provoquer un emballement du phénomène de peuplement de la bande de conduction en électrons libres [4.9] (phénomène d'« avalanche ») occupe une place non négligeable dans la dynamique de génération des porteurs, tout comme les processus liés à la thermalisation des électrons.

Par ailleurs, la littérature montre [4.4,4.10,4.11] que le processus de recombinaison Auger est celui qui prédomine pour InSb à température ambiante et au delà. La durée de vie des porteurs est dans ce cas considérable puisqu'elle atteindrait 50 ns environ [4.10].

Il est difficile de déterminer avec précision dans quelles proportions interviennent, dans nos configurations expérimentales, les différents processus liés aux transitions électroniques, et ceci d'autant plus que nous travaillons à diverses puissances d'excitation optique. Toutefois, la durée des excitations optiques est de l'ordre de la centaine de nanosecondes, supérieure à la durée des processus d'excitation, de thermalisation et de recombinaison. Les effets électroniques et thermiques sont donc nécessairement couplés dans notre cas.

#### 4.2.1.2 Variations de propriétés optiques induites par la présence d'un plasma d'électrons libres

Lorsque un semiconducteur est éclairé par un rayonnement intense, le flux de photons peut générer une population importante de porteurs libres dans la bande de conduction dans la mesure où la durée des processus de recombinaison et de diffusion des porteurs libres (5 ps et 10  $\mu$ s) est bien supérieure à la durée des processus d'excitation (de 10 fs à 5 ps). Cette population de porteurs libres dans la bande de conduction peut produire une variation significative sur les propriétés optiques du semiconducteur [4.6, 4.12, 4.13, 4.14].

Plusieurs modèles ont été proposés pour décrire la dynamique des porteurs et leur interaction avec le rayonnement incident. Le plus simple d'entre eux est le modèle de Drude [4.15] qui assimile la population de porteurs libres à un gaz de particules chargées, ces particules se déplaçant en ligne droite jusqu'à ce qu'elles entrent en collision les unes avec les autres. Les atomes sont considé-



rés comme immobiles et jouent le rôle de particules chargées positivement. Ce modèle simple a été initialement proposé pour décrire la conductivité des métaux, mais peut être appliqué aux semiconducteurs liquides et photoexcités [4.16, 4.17].

Selon Drude, la variation  $\Delta\tilde{n}$  des indices optiques d'un matériau photo-excité est fonction de la concentration en électrons libres et s'exprime ainsi :

$$\Delta\tilde{n} = \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega - i/\tau)}\right)^{\frac{1}{2}} - 1, \quad (4.1)$$

où  $\tau$  est la durée de vie des porteurs libres,  $\omega = 2\pi c_0/\lambda$  la pulsation de l'onde d'excitation ( $c_0$  étant la célérité de l'onde dans le vide et  $\lambda$  la longueur d'onde du rayonnement), et  $\omega_p$  la fréquence de résonance du plasma d'électrons libres définie par :

$$\omega_p = \sqrt{\frac{Nq_e^2}{m^* \epsilon_0}} \quad (4.2)$$

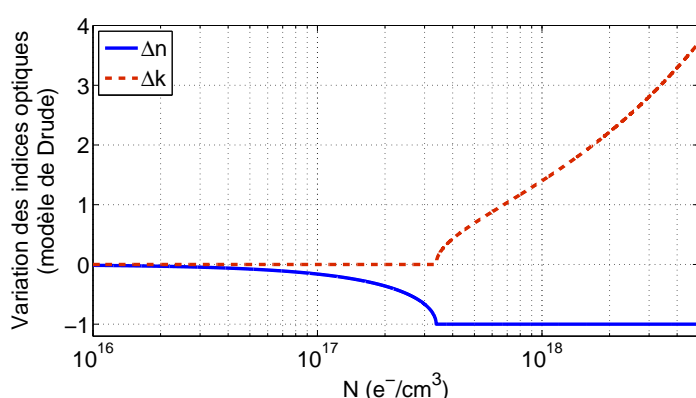
où  $N$  est la concentration en électrons libres (en  $e^-/m^3$ ),  $q_e$  est la charge de l'électron ( $q_e = 1.6 \cdot 10^{-19} C$ ),  $m^*$  la masse effective de l'électron,  $\epsilon_0$  la permittivité électrique du vide ( $\epsilon_0 \approx 8.85 \cdot 10^{-12} F/m$ ).

Les propriétés optiques du matériau peuvent ainsi varier de manière significative si la concentration en électrons libres  $N$  atteint une valeur suffisamment élevée pour que le rayonnement incident, de pulsation  $\omega$  puisse faire entrer en résonance le plasma d'électrons libres. Les variations de propriétés optiques de InSb induites par la présence d'un plasma d'électrons libres photo-générés ont été largement étudiées dans la littérature [4.3, 4.9, 4.13, 4.18, 4.19, 4.20, 4.21, 4.22] dans le domaine du rayonnement infrarouge, c'est-à-dire pour des rayonnement dont l'énergie est proche du gap (0.18 eV à température ambiante). Dans ce cas, Paskov *et. al.* ont montré [4.20] que le modèle de Drude ne surestime les variations d'indices que de 15%.

Nous nous proposons ici de calculer les variations d'indices de InSb, à la longueur d'onde de  $6.2\mu m$  (0.2 eV, légèrement supérieure au gap – 0.18 eV), à température ambiante. La figure 4.2 représente la variation de l'indice de réfraction,  $\Delta n$ , et du coefficient d'extinction,  $\Delta k$ , du semiconducteur InSb, à cette longueur d'onde, avec la concentration en électrons libres  $N$ . Cette contribution sur les indices a été calculée à partir de l'équation de Drude 4.1. La masse effective des électrons, choisie pour ce calcul, est égale à  $0.0116 \cdot m_0$  ( $m_0 = 9.11 \cdot 10^{-31} kg$  étant la masse de l'électron) [4.20] et est considérée ici comme indépendante de la concentration en électrons libres.

La variation de l'indice de réfraction,  $\Delta n$ , est négative. Elle diminue progressivement lorsque

la concentration en électrons libres  $N$  jusqu'à atteindre son valeur minimale,  $-1$ , lorsque  $N$  atteint  $10^{17.52} \text{e}^-/\text{m}^3$ , puis reste constante pour de plus fortes concentrations en électrons libres. La variation du coefficient d'excitation,  $\Delta k$ , est nulle jusqu'à ce que la concentration atteigne  $10^{17.52} \text{e}^-/\text{m}^3$ , puis croît pour atteindre  $+3.2$  pour une concentration de  $4 \cdot 10^{18} \text{e}^-/\text{m}^3$  ( $\Delta k$  continue d'augmenter au delà de cette concentration). Les variations d'indices optiques induites par la présence d'électrons photo-générés peut donc être très importante si la concentration en électrons libres dépasse la valeur seuil de  $10^{17.52} \text{e}^-/\text{m}^3$  (valeur qui varie avec la longueur d'onde du rayonnement incident).



**Figure 4.2**

Évolution des variations de l'indice de réfraction,  $\Delta n$ , et du coefficient d'extinction,  $\Delta k$ , du matériau InSb avec la concentration en électrons libres, selon le modèle de Drude [4.15], à une longueur d'onde de  $6.2 \mu\text{m}$  (infrarouge).

Nous venons de voir que les variations d'indices induites par la présence d'un plasma d'électrons libres photo générés peuvent être importante. Il aurait été intéressant, dans l'optique de la réalisation d'une modélisation des variations de réflectivité des empilements contenant InSb, de pouvoir appliquer le modèle de Drude pour déterminer la loi de variations des indices de InSb aux longueurs d'ondes qui nous intéressent, à savoir  $405 \text{ nm}$  et  $650 \text{ nm}$ . Néanmoins, nous n'avons pas trouvé dans la littérature d'indications sur la validité du modèle Drude dans le cas où le rayonnement incident est beaucoup plus énergétique que le gap des matériaux semiconducteurs.

Une modélisation dynamique du processus de lecture des disques Super-Résolution, fondée sur cette loi de variation des indices de Drude, a néanmoins été réalisée au laboratoire [4.23, 4.24, 4.25]. Cette modélisation a permis de montrer que, dans une première approche négligeant les effets thermiques, les variations d'indices induites par la photo-génération d'électrons libres permettent d'expliquer l'apparition d'un signal lors de la lecture de disques de Super-Résolution. Cette simulation est détaillée en annexe C.

## 4.2.2 Variations de propriétés optiques d'origine thermique

### 4.2.2.1 Influence de la température sur les propriétés optiques de semiconducteurs

Les semiconducteurs, comme bon nombre de matériaux, sont sensibles à la température. Ainsi, par exemple, une variation de température induit la modification du paramètre de la maille cristalline. Les effets sont essentiellement de deux natures : dilatation du matériau et modification de sa structure électronique.

Une élévation de température provoque une modification de l'énergie de bande interdite (gap  $E_g$ ) du semiconducteur, selon la relation [4.26] :

$$E_g(T) = E_g(0) - \frac{aT^2}{b+T} \quad (4.3)$$

où  $T$  est la température en Kelvin,  $a$  et  $b$  sont des constantes du matériau et  $E_g(0)$  le gap à  $T=0K$ . Pour InSb,  $E_g(0)$  est égal à 0.23 eV. Aux basses température (0K–300K),  $a = 0.6$  meV/K et  $b = 500$  K [4.27]. Pour  $T$  compris entre 300 K et 600 K :  $a = 0.27$  meV/K et  $b = 237$  K [4.28].

Une telle variation du gap avec la température a une influence directe sur les propriétés optiques des semiconducteurs [4.14, 4.29, 4.30]. En effet, il existe une relation entre le gap du matériau et son coefficient d'absorption, noté  $\alpha(h\nu)$ , pour un rayonnement véhiculant des photons d'énergie  $h\nu$ . Cette relation s'exprime, dans le cas des semiconducteurs à gap direct, par la relation :

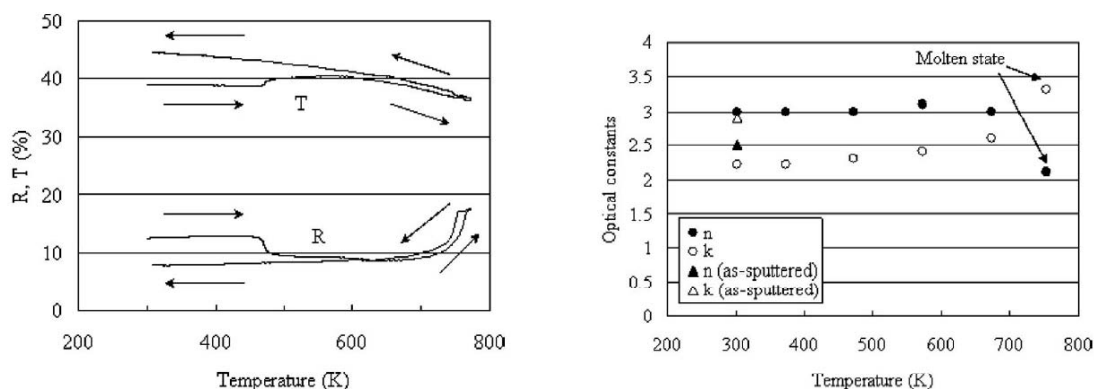
$$\alpha(h\nu) \propto \alpha_0 (h\nu - E_g(T))^{\frac{1}{2}} \quad (4.4)$$

où  $\alpha_0$  est une constante du matériau et  $T$  la température en Kelvin.

### 4.2.2.2 Évolution des propriétés optiques d'une couche mince de InSb avec la température

Ohkubo *et. al.* (NEC) [4.5] ont récemment mesuré les variations des propriétés optiques, à la longueur d'onde 405 nm, d'un empilement contenant une couche mince (10 nm) de matériau InSb encapsulée entre deux couches diélectriques (matériau non précisé), chauffé jusqu'à la température de fusion de la couche mince ( $T_f = 485^\circ C$ ). L'expérience utilisée consiste à sonder les variations de flux optique réfléchi et transmis par l'échantillon recuit thermiquement, le faisceau laser servant de sonde étant de puissance suffisamment faible pour ne pas provoquer d'échauffement du matériau.

L'évolution de la réflectivité et de la transmission de cet empilement chauffé avec une rampe de montée en température de  $100^\circ C$  par minute, est présentée sur la figure 4.3(a). Une chute de réflec-



(a) Évolution de la réflectivité (R) et de la transmission (T) d'un empilement contenant une couche mince (10 nm) de InSb encapsulée entre deux couches minces de matériau diélectrique (non précisé) [4.5].

(b) Évolution des indices optiques (indice de réfraction  $n$ , coefficient d'extinction  $k$ ) avec la température, déduites des mesures de réflectivité et transmission par une méthode graphique [4.5].

### Figure 4.3

Évolution, avec la température, des propriétés optiques ( $\lambda = 405$  nm) d'une couche mince (10 nm) de matériau InSb, échauffée avec une rampe de montée en température est de  $100^\circ\text{C}$  par minute jusqu'à la fusion ( $T_f = 485^\circ\text{C} - 758\text{K}$ ) [4.5] (a), et évolution des indices optiques de InSb qui en a été déduite par Ohkubo *et. al.* [4.5] (b).

tivité de l'empilement est observée à une température de  $197^\circ\text{C}$  (470 K). Nous avons précédemment observé (figure 2.10) un comportement similaire au réflectomètre (à une longueur d'onde de 650 nm), pour une couche mince de InSb (épaisseur 20 nm) échauffée avec une rampe de montée de  $10^\circ\text{C}/\text{min}$  et avons montré, par le biais de caractérisations DSC, que ce phénomène peut être attribué à la cristallisation de InSb qui a lieu à  $162^\circ\text{C}$ . L'écart de température, de  $35^\circ\text{C}$ , entre la température de cristallisation mesurée par Ohkubo *et. al.* [4.5] et nos mesures DSC peut s'expliquer par la différence entre les vitesses de montée en température choisies ( $100^\circ\text{C}/\text{min}$  pour l'étude de Ohkubo *et. al.*,  $10^\circ\text{C}/\text{min}$  dans notre étude).

Après cristallisation, la réflectivité se stabilise puis croît brusquement pour atteindre son maximum à la température de fusion de InSb ( $485^\circ\text{C}$  en couche mince, soit 758 K). Notons que cette température de fusion d'une couche mince de InSb d'épaisseur 10 nm ( $T_f = 485^\circ\text{C}$ ) est bien inférieure à la température de fusion de InSb massif ( $525^\circ\text{C}$ ), ce qui est en accord avec la théorie sur les températures de transformation de phase dans les systèmes de taille nanométrique. Lors du refroidissement, le matériau reste liquide jusqu'à une température de  $480^\circ\text{C}$  (753 K) en raison du phénomène de surfusion se traduisant par une stabilisation de la réflectivité, puis décroît pour revenir à la réflectivité de l'état cristallin ce qui traduit la réversibilité du phénomène. La transmission suit la tendance inverse. D'après Ohkubo *et. al.* [4.5], ces variations de réflectivité et transmission sont réversibles et reproductibles.

Les variations des indices avec la température des indices de la couche mince InSb à la longueur d'onde 405 nm (figure 4.3), calculées par Ohkubo *et. al.* [4.5] à partir d'une méthode graphique [4.31], montrent que l'indice de réfraction chute d'environ une unité pour atteindre son minimum à la température de fusion de la couche mince InSb ( $T_f = 485^\circ\text{C} - 758\text{K}$ ), tandis que le coefficient d'extinction suit la tendance inverse.

Ces caractérisations thermo-optiques indiquent que la couche mince de InSb transite, de manière réversible et reproductible, entre un état semiconducteur et un état métallique. Ohkubo *et. al.* [4.5] ont attribué cette variation d'indices à un effondrement de du gap lorsque la température augmente.

### 4.2.3 Conclusion

La littérature montre que les propriétés optiques du semiconducteur InSb peuvent varier sous l'influence :

- de porteurs libres photo-générés dans la bande de conduction ;
- d'une élévation de la température.

Ces phénomènes, qui peuvent agir de manière couplée, occasionnent un bouleversement de la structure électronique du matériau et peuvent même conduire à des changements structurels importants si la température est suffisamment élevée pour provoquer la cristallisation voire la fusion du matériau (par exemple).

Dans notre étude, compte tenu de la durée des excitations optiques (200 ns) utilisées pour caractériser expérimentalement les variations de propriétés optiques de InSb (cf. chapitre 3), il apparaît indispensable de prendre en considération les effets thermiques dans l'optique d'une modélisation des variations de réflectivité. Étant donné que la littérature ne fournit que peu d'indications quant aux variations d'indices de InSb d'origine photo-induite dans le cas où les photons ont une énergie très supérieure au gap, nous avons choisi de modéliser les variations de réflectivité des empilements actifs en ne prenant en considération que les variations de InSb induites par une élévation de la température du matériau [4.5]. L'analyse des résultats de simulations obtenus dans cette première approche, qui néglige la contribution sur les variations d'indices liée à la présence éventuelle d'un plasma d'électrons libres photogénérés, nous permettra de déterminer si le phénomène est uniquement lié à une augmentation de la température du matériau ou bien si d'autres effets peuvent être impliqués.

### 4.3 Modélisation thermo-optique des variations de réflectivité des empilements actifs

Dans notre étude, que ce soit en configuration dynamique (cf. chapitre 2) ou statique (cf. chapitre 3), les empilements actifs contenant une couche mince de InSb sont susceptibles de subir un échauffement local consécutif à l'absorption du faisceau laser focalisé par la couche active. Les propriétés optiques de InSb peuvent alors varier de manière importante, et d'autant plus que la température de la couche InSb s'élève jusqu'à la température de fusion. Par ailleurs, les propriétés physico-chimiques des matériaux constituant les empilements actifs sont elles aussi susceptibles d'évoluer.

Dans cette partie, nous allons tenter de déterminer, par le biais d'une modélisation thermo-optique, si la température de l'empilement augmente sous l'effet du faisceau focalisé et si de telles élévations (éventuelles) de température peuvent conduire à des variations importantes des propriétés optiques observées lors des caractérisations statiques des empilements actifs (cf. chapitre 3).

Dans un premier temps, nous présentons en détail la manière dont a été implémentée le modèle thermo-optique par la Méthode des Éléments Finis, dans une configuration identique à celle du testeur statique.

Puis, nous estimerons de manière très approximative les températures atteintes dans la couche InSb, sans prendre en compte la dépendance des propriétés optiques et physico-chimiques des empilements actifs avec la température. Nous montrerons ainsi que les températures atteintes dans la couche InSb peuvent dépasser très largement la température de fusion de la couche active.

Ensuite, nous prendrons en compte la dépendance, avec la température, des propriétés optiques et physico-chimiques des matériaux constituant l'empilement actif. Nous comparerons l'évolution de réflectivité simulée avec celle mesurée au testeur statique, lorsque InSb est encapsulé par des couches de matériaux ZnS-SiO<sub>2</sub>, deux fines couches de matériau AlN fin (10 nm) et deux couches plus épaisses de matériau AlN (60 nm), et discuterons enfin de la validité du modèle.

#### 4.3.1 Implémentation du modèle par la Méthode des Éléments Finis

L'estimation de température requière nécessairement l'implémentation d'une simulation en trois dimensions (3D) afin de prendre en compte de manière réaliste la dissipation de chaleur dans le volume d'empilement. Dans le cas d'une configuration dynamique, l'implémentation d'une simulation 3D nécessite la mobilisation des ressources informatiques considérables, et s'avère à ce titre quasiment irréalisable. En configuration statique en revanche, le problème est invariant par rotation

autour de l'axe optique (direction de propagation du flux optique). Ce cas particulier permet la résolution de l'équation de la chaleur en deux dimensions (2D), à condition que l'axe de symétrie soit confondu avec l'axe optique. Cette configuration convient particulièrement à notre étude puis que nous cherchons à réaliser des estimations de températures dans des conditions en tout point similaires aux caractérisation statiques présentées précédemment.

Les simulations présentées dans cette section ont été réalisées par la méthode des éléments finis (FEM - *Finite Element Method*) [4.32] et implémentées sous le logiciel Comsol Multiphysics. Ce logiciel offre, entre autres, l'avantage de pouvoir résoudre un système d'équations couplées.

#### 4.3.1.1 Dissipation de chaleur par conduction

##### Résolution de l'équation de la chaleur en symétrie axiale 2D

Dans notre étude, nous négligeons la diffusion de chaleur par rayonnement et convection. Dans ces conditions, l'équation de dissipation de la chaleur s'écrit, en coordonnées cylindriques  $(r, \theta, z)$  [4.33] :

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( \kappa r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \kappa \frac{\partial T}{\partial \theta} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \kappa \frac{\partial T}{\partial z} \right) + Q \quad (4.5)$$

où :

- T est la température (en °C),
- $\rho$  la densité du milieu (en kg/m<sup>3</sup>),
- $C_p$  sa chaleur spécifique (en J/kg/°C),
- $\kappa$  sa conductivité thermique (en W/m/°C),
- Q la source de chaleur (en W/m<sup>3</sup>),

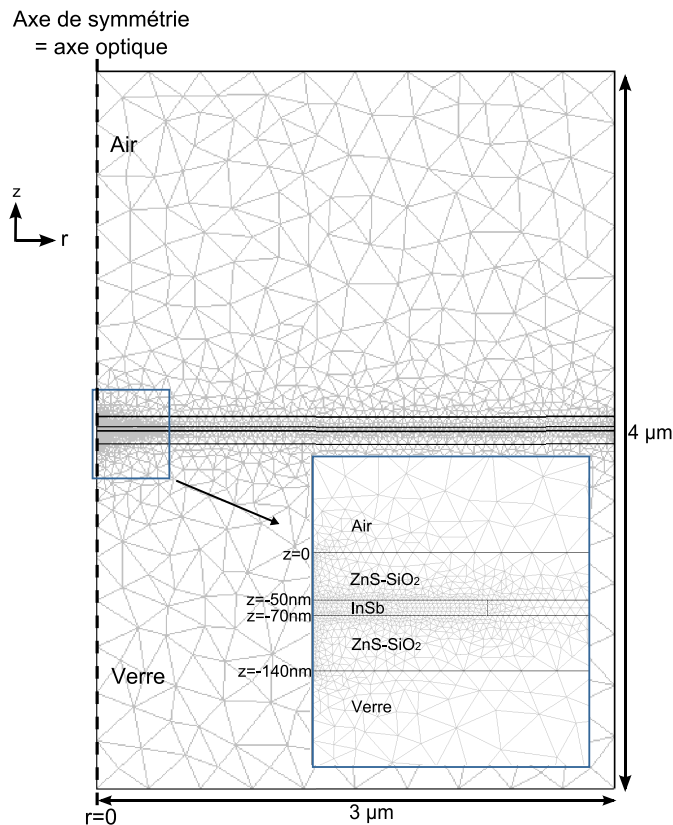
au point de coordonnées  $(r, \theta, z)$  à l'instant t.

##### Maillage du domaine de calcul et conditions aux limites

La figure 4.4 représente le domaine de calcul adopté pour les calculs de dissipation thermique par conduction. Un nombre de mailles important est alloué autour du point chaud de l'empilement ( $r=0$ ,  $z=-50$  nm), de manière à ne pas sous-évaluer le terme source de l'équation de la chaleur provenant de l'absorption d'un flux optique, comme nous le verrons par la suite. Nous avons pu nous permettre d'agrandir la taille des mailles en nous éloignant du point chaud dans la mesure où le gradient de température devient négligeable [4.34].

Les dimensions du domaine de calcul thermique ( $r = 3 \mu\text{m}$ ,  $-2 \mu\text{m} \leq z \leq 2 \mu\text{m}$ ) ont été choisies de

telle manière que le flux de chaleur parvenant jusqu'aux frontières sont considéré comme négligeable au dernier pas de temps du calcul transitoire (typiquement : 400 ns). Dans ces conditions nous pouvons nous permettre d'imposer comme condition aux limites une température constante ( $T = 25^{\circ}\text{C}$ ) sur les frontières.



**Figure 4.4**

Maillage du domaine de calcul de diffusion de chaleur par conduction. Une densité élevée de mailles est allouée autour du terme source de l'équation de la chaleur ( $r=0$ ).

#### 4.3.1.2 Détermination de la source de chaleur : absorption du flux optique par l'empilement actif

##### Propagation du champ électrique dans l'empilement

La source de chaleur est la résultante de l'échauffement par effet Joule produit par l'absorption du spot laser focalisé par la couche absorbante de l'empilement, c'est-à-dire la couche active.

Il est en général d'usage [4.35, 4.36] de construire le terme source de l'équation de la chaleur à partir :

- de la distribution de l'intensité du spot laser dans le plan de la couche (tâche d'Airy),
- du profil d'absorption du flux optique dans la direction de propagation de l'empilement déterminé à partir du formalisme d'Abélès [4.37].

Pour notre modélisation, nous avons choisi de calculer le terme source de l'équation de la chaleur par une autre méthode, en prenant en compte le caractère focalisé du faisceau d'excitation (ce qui n'est pas le cas pour la méthode d'Abélès). Ainsi, le spot laser focalisé est représenté par une onde



plane monochromatique (longueur d'onde  $\lambda$ ) polarisée TE (transverse électrique). En réalité, le faisceau focalisé est une onde sphérique polarisée circulairement car provenant de la focalisation d'une onde plane par l'objectif de focalisation. Il a été montré dans la littérature [4.38, 4.39] que l'approximation consistant à implémenter le spot au foyer par une onde plane (approximation scalaire) offre des résultats acceptables même lorsque le faisceau est focalisé avec un objectif d'ouverture numérique ON aussi élevée que 0.75 (voire même jusqu'à 0.85 – cas du testeur dynamique).

Pour les calculs d'électromagnétisme, nous avons été confrontés à un problème lié à la propagation du champ électromagnétique en symétrie axiale 2D. En effet, la condition aux limites sur l'axe de symétrie, qui coïncide dans notre cas avec l'axe optique, impose nécessairement que le champ  $E_y$  soit nul sur l'axe optique. Or, dans notre étude, c'est justement sur l'axe optique que le champ électrique doit être maximal. Pour contourner ce problème nous avons procédé à un calcul de champ sur un domaine 2D (non axi-symétrique), le logiciel Comsol offrant la possibilité d'établir une projection (fonction d'extrusion) de la grandeur calculée (source de chaleur  $Q(x,z)$  en coordonnées cartésiennes) dans le domaine 2D vers le domaine 2D axi-symétrique (source de chaleur  $Q(r,z)$  en coordonnées cylindriques). Cette projection permet ainsi d'obtenir une distribution volumique du terme source de l'équation de la chaleur, le problème étant invariant par rotation autour de l'axe optique.

L'équation de propagation d'une onde plane monochromatique dans l'empilement de couches minces, s'exprime en tout point du domaine de calcul par (annexe D) :

$$\Delta E_y - \frac{4\pi^2}{\lambda^2} (n - ik)^2 E_y = 0 \quad (4.6)$$

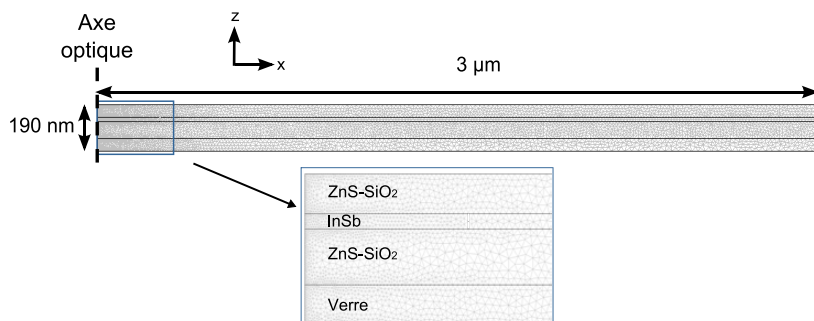
où :

- $E_y = E_y(x,z)$  est l'expression du champ électromagnétique (en V/m) au point de coordonnées  $(x,z)$ ,
- $n$  et la partie réelle de l'indice (indice de réfraction) et  $k$  sa partie imaginaire (coefficient d'extinction) de telle manière que  $\tilde{n} = n - ik$  forme l'indice complexe du milieu à la longueur d'onde  $\lambda$  (en m) et au point de coordonnées  $(x,z)$ .

### Maillage du domaine de calcul et conditions aux limites

La figure 4.5 représente le domaine de calcul électromagnétique, que nous avons restreint à quatre couches (empilement actif constitué de trois couches et une partie du substrat en verre) en raison du nombre de mailles important qui doit être alloué à ce calcul électromagnétique. Il est en effet d'usage

de choisir une taille de mailles inférieure à  $\lambda/10n$ ,  $n$  étant l'indice de réfraction local du milieu, ce qui génère un nombre de mailles élevé. Notons que la largeur ( $3 \mu\text{m}$ ) du domaine de calcul a été choisie identique à celle du domaine de calcul de la dissipation de chaleur par conduction.



**Figure 4.5**

Maillage du domaine de calcul de propagation du champ électrique. La taille des mailles est choisie inférieure à  $\lambda/10n$ , où  $n$  est l'indice local du milieu. La source de champ électromagnétique à distribution spatiale gaussienne est insérée sur la frontière supérieure du domaine (gaussienne centrée sur la frontière gauche).

La restriction du calcul à un domaine de dimension réduite a imposé le choix de conditions aux limites particulières :

- condition « conducteur magnétique parfait », pour la frontière colinéaire avec l'axe optique (à gauche sur la figure 4.5),
- condition « faible réflecteur » pour les autres frontières. Avec cette condition aux limites, tout ce passe comme si la frontière n'existait pas pour l'onde électromagnétique. Cette condition doit être utilisée avec précaution car une fraction infime du champ électrique est réfléchi sur la frontière. Nous avons dans notre cas vérifié que cette condition a une influence minimale sur l'échauffement par effet Joule dans la couche active, en variant l'épaisseur du domaine représentant le substrat en verre, de manière à éloigner la frontière inférieure de la couche active et minimiser ainsi l'absorption provenant du flux réfléchi sur cette frontière.

La source de champ électromagnétique, représentant le spot laser focalisé, est introduite sur la frontière supérieure du domaine (interface air/diélectrique)<sup>2</sup>, sous la forme d'une source de champ électrique à répartition gaussienne dans la direction  $x$ , s'exprimant :

$$E(x) = E_0 e^{-\left(\frac{x}{r_0}\right)^2} \quad (4.7)$$

où  $E_0$  est la valeur maximale du champ électrique sur l'axe optique, définie après normalisation de

2. La source de champ représentant le spot focalisé devrait en théorie être insérée à l'interface entre la couche diélectrique située côté laser et la couche absorbante. Nous nous permettons de l'insérer sur la frontière supérieure du domaine dans la mesure où l'épaisseur de la couche diélectrique (50 nm) est inférieure à la profondeur de champ du spot focalisé, estimée à  $\pm 160$  nm.

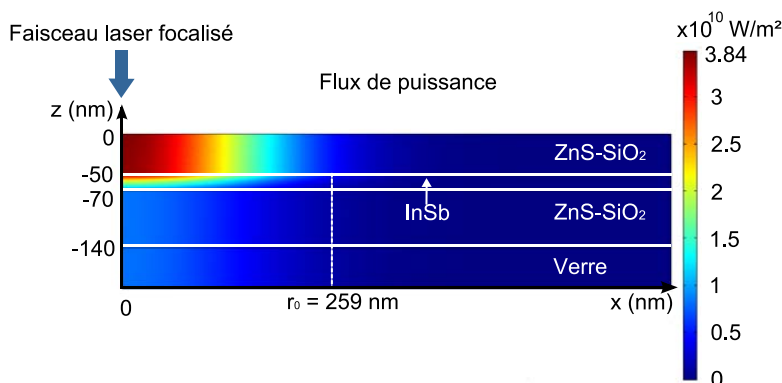
telle manière que l'intégrale de l'intensité du faisceau soit égale à P (calcul en annexe D) :

$$E_0 = \frac{2}{r_0} \sqrt{\frac{P}{\pi n \epsilon_0 c_0}} \quad (4.8)$$

où P est la puissance du faisceau focalisé (en W),  $\epsilon_0$  la permittivité du vide (en F/m),  $c_0$  la célérité de la lumière dans le vide (en m/s),  $r_0$  le rayon du spot focalisé (en m) et n l'indice de réfraction du milieu incident.

Le diamètre du spot est un paramètre important pour nos estimations de température, dans la mesure où il régit le degré de confinement du terme source de l'équation de la chaleur. Lorsque la pupille de l'objectif de focalisation est éclairée uniformément,  $r_0$  est égal à  $0.41 \lambda / ON$ , ON étant l'ouverture numérique l'objectif de focalisation. Toutefois, nous savons en pratique que la distribution d'intensité du faisceau émis par une diode laser à semiconducteur est de nature gaussienne, ce qui a pour effet de produire un élargissement du spot focalisé [4.40]. Compte tenu de la dimension de la pupille d'entrée de l'objectif par rapport à la largeur du faisceau, nous avons estimé ce facteur d'élargissement à 1.17. Le diamètre efficace du spot ( $\phi_{\text{eff}} = 2r_0$ ) provenant de la focalisation d'un faisceau de longueur d'onde 405 nm par l'objectif d'ouverture numérique 0.75 est alors de 518 nm ( $r_0 = 259$  nm), contre 442 nm ( $r_0 = 221$  nm) dans le cas où l'on ne tient pas compte de la répartition gaussienne de l'éclairage de la pupille de l'objectif.

La figure 4.6 représente la distribution typique du flux de puissance, mettant en évidence l'absorption partielle du champ électromagnétique par la couche InSb (seule couche absorbante de l'empilement).



**Figure 4.6**  
Distribution du flux de puissance dans l'empilement verre / ZnS-SiO<sub>2</sub> (70 nm) / InSb (20 nm) / ZnS-SiO<sub>2</sub> (70 nm) éclairé par un spot focalisé de puissance 4.5 mW et de rayon en  $1/e^2$   $r_0 = 259$  nm.

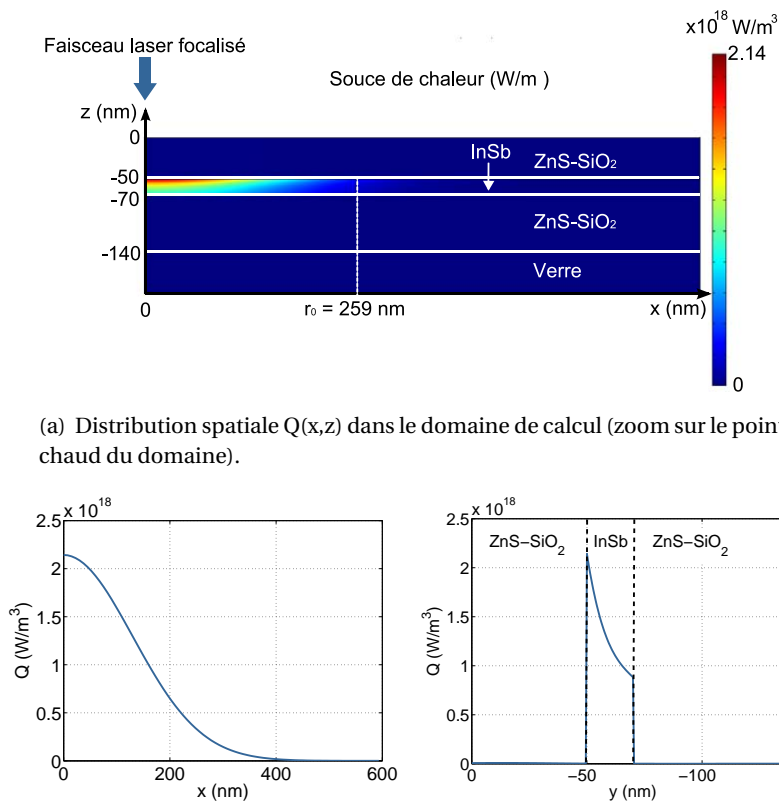
Dans ce modèle, nous négligeons la contribution des effets photo-induits sur les propriétés optiques de l'empilement, bien que nous ayons montré précédemment que ce mécanisme puisse être impliqué. Par voie de conséquence, nous négligeons la contribution de chaleur consécutive à la re-

combinaison des électrons photo-générés. Ainsi, l'échauffement par effet Joule  $Q = Q(x,z)$ , provenant de l'absorption de l'onde plane par le milieu d'indice  $\tilde{n}$  s'exprime dans notre cas (calcul en annexe D) :

$$Q = 2nk \frac{\pi}{\lambda} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \|E_y\|^2 \tag{4.9}$$

où  $\epsilon_0$  est la permittivité du vide,  $\mu_0$  la perméabilité magnétique du vide ;  $n$  l'indice de réfraction du milieu ;  $k$  son coefficient d'extinction,  $\lambda$  la longueur d'onde et  $E_y = E_y(x,z)$  le champ électrique au point de coordonnées  $(x,z)$ .

Les empilements que nous étudions ne contiennent qu'une couche absorbante : la couche active InSb. La source de chaleur provient donc uniquement de l'absorption du flux optique dans cette couche. La figure 4.7 représente la distribution spatiale de l'échauffement par effet Joule  $Q$  dans l'empilement verre / ZnS-SiO<sub>2</sub> (70 nm) / InSb (20 nm) / ZnS-SiO<sub>2</sub> (70 nm) excité par une impulsion laser de puissance 4.5 mW. Nous observons que le terme source de l'équation a une allure gaussienne (figure 4.7(b)) dans le plan de la couche ( $z = -50$  nm) tandis qu'il présente une décroissance exponentielle (figure 4.7(c)) dans la couche active le long de l'axe optique ( $x = 0$ ).



**Figure 4.7** Distribution spatiale du terme d'échauffement par effet Joule  $Q(x,z)$  dans l'empilement verre / ZnS-SiO<sub>2</sub> (70 nm) / InSb (20 nm) / ZnS-SiO<sub>2</sub> (70 nm) éclairé par un spot focalisé de puissance 4.5 mW et de rayon en  $1/e^2$   $r_0 = 259$  nm.

(b)  $Q(x)$  à la première interface ZnS-SiO<sub>2</sub>/InSb ( $z = -50$  nm).

(c)  $Q(z)$  sur l'axe optique ( $x = 0$ )

#### 4.3.1.3 Résumé : résolution d'un système d'équations couplées

Les équations de dissipation de chaleur par conduction (équation 4.5), dans laquelle le terme source est donné par l'équation 4.9) et de propagation du champ électromagnétique (équation 4.6) forment un système d'équations couplées s'exprimant ainsi :

$$\left. \begin{aligned} \rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} &= \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( \kappa r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \kappa \frac{\partial T}{\partial \theta} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \kappa \frac{\partial T}{\partial z} \right) + 2nk \frac{\pi}{\lambda} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \|E_y\|^2 \\ \Delta E_y - \frac{4\pi^2}{\lambda^2} (n - ik)^2 E_y &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (4.10)$$

où :

- $E_y$  est l'expression du champ électrique (en V/m),
- $n - ik$  l'indice du milieu à la longueur d'onde  $\lambda$ ,
- $T$  la température (en °C),
- $\rho$  la densité du milieu (en kg/m<sup>3</sup>),
- $C_p$  sa chaleur spécifique (en J/kg/°C),
- $\kappa$  sa conductivité thermique (en W/m/°C).

Rappelons que l'équation de propagation du champ électromagnétique est résolue en 2D (coordonnées cartésiennes (x,z)), tandis que l'équation de la chaleur en 2D avec symétrie axiale (coordonnées cylindriques (r,z)), c'est-à-dire en 3D car dans notre cas le problème est invariant par rotation autour de l'axe de symétrie confondu avec l'axe optique. La projection, à chaque instant, des grandeurs calculées entre les deux repères est permise par la fonctionnalité d'extrusion du logiciel Comsol.

L'équation de variation de température au cours du temps peut ainsi être exprimée, de façon générale, comme suit :

$$\boxed{\frac{\partial T}{\partial t} = f(\rho, C_p, \kappa, T, n, k, \lambda, P, r, z)} \quad (4.11)$$

#### 4.3.1.4 Conditions initiales, paramètres de résolution et calcul des propriétés optiques de l'empilement

##### Conditions initiales

Au temps initial  $t_0=0$ , le champ électrique est nul en tout point du domaine de calcul électromagnétique ; la température est égale à 20°C en tout point du domaine de calcul thermique.

##### Paramètres de résolution

La source de champ électromagnétique (impulsion laser) est appliquée pendant une durée de

200 ns (conditions d'excitation identiques à celles adoptées pour les caractérisations statiques), puis éteinte pendant 200 ns.

### Calcul des propriétés optiques de l'empilement

À chaque instant, nous avons calculé :

- la puissance  $P_R$  sortant du domaine de calcul électromagnétique par la frontière supérieure,
- la puissance  $P_T$  sortant du domaine de calcul électromagnétique par la frontière inférieure,
- la puissance  $P_A$  absorbée dans l'empilement.

Connaissant la puissance incidente  $P$  injectée dans le système, égale à  $P_R + P_T + P_A$ , constante pendant la durée de l'impulsion d'excitation (200 ns), nous avons pu calculer une estimation, à chaque instant  $t$ , de la réflectivité  $R$ , la transmission  $T$  et l'absorption  $A$  de l'empilement actif :

$$\left. \begin{aligned} R(t) &= \frac{P_R(t)}{P} \\ T(t) &= \frac{P_T(t)}{P} \\ A(t) &= \frac{P_A(t)}{P} \end{aligned} \right\} \quad (4.12)$$

Pendant la phase de désexcitation ( $t > 200$  ns), les propriétés optiques de l'empilement sont calculées en appliquant une source de champ électrique de très faible puissance ( $P = 10^{-6}$  mW), apportant un flux de chaleur négligeable. Le spot de faible puissance a donc un comportement identique au faisceau sonde du testeur statique.

Nous nous intéresserons en particulier à l'évolution des valeurs de réflectivité, comparables à celles mesurées aux testeur statique (cf. chapitre 3).

#### 4.3.2 Première étape : estimation approximative des températures atteintes dans l'empilement

Dans cette partie, nous réaliserons des estimations ne prenant pas en compte les variations des propriétés optiques et physico-chimiques des matériaux avec la température, l'objectif étant de déterminer très approximativement si les températures atteintes dans l'empilement excité optiquement, dans des conditions comparables à celles adoptées au testeur statique, sont susceptibles de dépasser la température de fusion de la couche InSb ( $T_f = 485$  °C).

#### 4.3.2.1 Paramètres de simulation à température ambiante

##### Empilements simulés

Les empilements simulés reposent tous sur une couche active constitué du matériau InSb, encapsulée entre deux couches de diélectrique :

- l'empilement de référence : verre / ZnS-SiO<sub>2</sub> (70 nm) / InSb (20 nm) / ZnS-SiO<sub>2</sub> (50 nm)
- un empilement contenant des couches fines AlN : verre / ZnS-SiO<sub>2</sub> (60 nm) / AlN (10 nm) / InSb (20 nm) / AlN (10 nm) / ZnS-SiO<sub>2</sub> (50 nm)
- un empilement contenant des couches épaisses de AlN : verre / AlN (70 nm) / InSb (20 nm) / AlN (60 nm).

##### Propriétés physiques et physico-chimiques des matériaux constituant les empilements actifs

Le tableau 4.1 synthétise les paramètres optiques et physico-chimiques des matériaux utilisés dans ces empilements, que nous avons déjà présenté précédemment (tableaux 2.2 et 2.4). Dans une première approche nous n'introduirons pas de dépendance des paramètres optiques et physico-chimiques des matériaux avec la température, afin d'obtenir une estimation rapide de l'évolution de la température dans l'empilement.

Les propriétés optiques des couches minces de matériaux ont été mesurées au laboratoire par une méthode d'ellipsométrie.

#### 4.3.2.2 Résultats : estimation des températures atteintes dans la couche InSb

##### Empilement verre / ZnS-SiO<sub>2</sub> / InSb / ZnS-SiO<sub>2</sub>

La figure 4.8 représente la distribution de température dans l'empilement verre / ZnS-SiO<sub>2</sub> / InSb / ZnS-SiO<sub>2</sub> à la fin d'une impulsion d'excitation de puissance 5 mW de durée 200 ns. La température de l'empilement est maximale à l'interface entre la première couche diélectrique et la couche active InSb, sur l'axe optique (point de coordonnées ( $r=0, z = -50$  nm)), au même endroit où le terme source de l'équation de la chaleur, généré par absorption du spot laser focalisé, est maximal. Nous observons que la température diminue lorsque l'on s'éloigne de ce point chaud, mais qu'elle reste quasiment homogène dans la profondeur de la couche InSb, quelque-soit l'éloignement par rapport à l'axe optique.

La figure 4.9 représente l'évolution temporelle de la température maximale atteinte dans l'empilement verre ZnS-SiO<sub>2</sub> / InSb / ZnS-SiO<sub>2</sub>, au point chaud de l'empilement de coordonnées ( $r=0, z=-50$ nm), en réponse à une excitation optique par des impulsion de durée 200 ns et de puissance com-

**Tableau 4.1**

Paramètres de simulation : propriétés optiques et physico-chimiques, à température ambiante, des matériaux constituant les empilements actifs. Ce tableau reprend les paramètres présentés dans les tableaux 2.2 et 2.4.

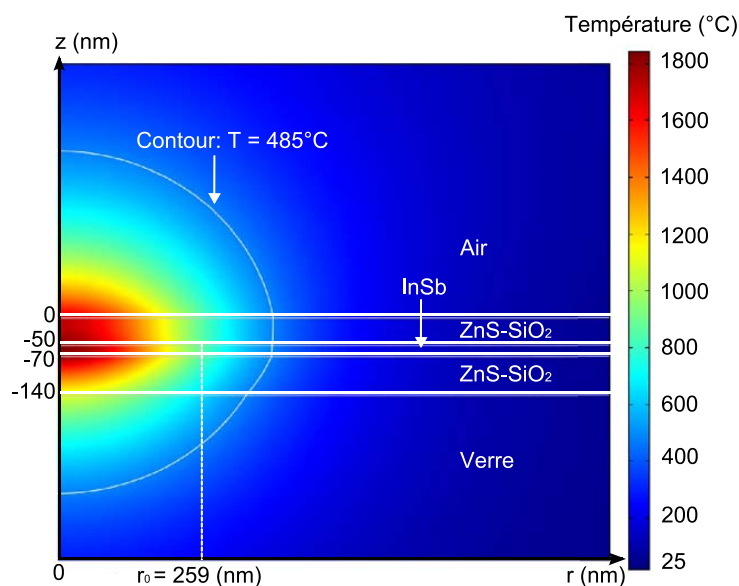
	Indices optiques		Propriétés physico-chimiques		
	n	k	Densité $\rho$ (kg/m <sup>3</sup> )	Chaleur spécifique $C_p$ (J/kg/°C)	Conductivité thermique $\kappa$ (W/m/°C)
InSb (couche mince)	3	2.37	5760 [4.41]	210 [4.42]	4.45 <sup>a</sup>
(ZnS) <sub>80</sub> -(SiO <sub>2</sub> ) <sub>20</sub> mol% (couche mince)	2.21	0.01	3775 <sup>b</sup>	560 <sup>c</sup>	1 <sup>c</sup>
AlN (couche mince)	1.93	0.01	3620 [4.44]	740 [4.42]	15 <sup>d</sup>
verre	1.55	0	2203	703	1.38
air	1	0	1.2	1005	0.026

a. Mesurée par l'institut RWTH

b. La densité de ZnS est 4000 kg/m<sup>3</sup> [4.43], celle de SiO<sub>2</sub> est 2320 kg/m<sup>3</sup> [4.44]. La densité du mélange mécanique, égale à la somme des densités pondérées par leur fraction massique respective (86.64% pour ZnS, 13.35% pour SiO<sub>2</sub>), est de 3775 kg/m<sup>3</sup>.

c. La chaleur spécifique du mélange est égale à la somme des chaleurs spécifiques de ZnS et SiO<sub>2</sub> (465 J/kg/°C et 748 J/kg/°C, respectivement [4.42]) pondérées par leur fraction massique respective (86.64% pour ZnS, 13.35% pour SiO<sub>2</sub>)

d. Dettmer *et al.* [4.45] ont mesuré une conductivité thermique comprise entre 150 et 180 W/m/°C pour AlN massif. En couche mince, la conductivité de ce matériau est plus faible [4.46] en raison d'une augmentation de la densité des joints de grains [4.47]. Nous avons divisé la plus faible valeur du matériau AlN massif par 10 pour obtenir une estimation de la conductivité thermique de AlN en couche mince, qui reste malgré tout supérieure à celle de ZnS-SiO<sub>2</sub>.

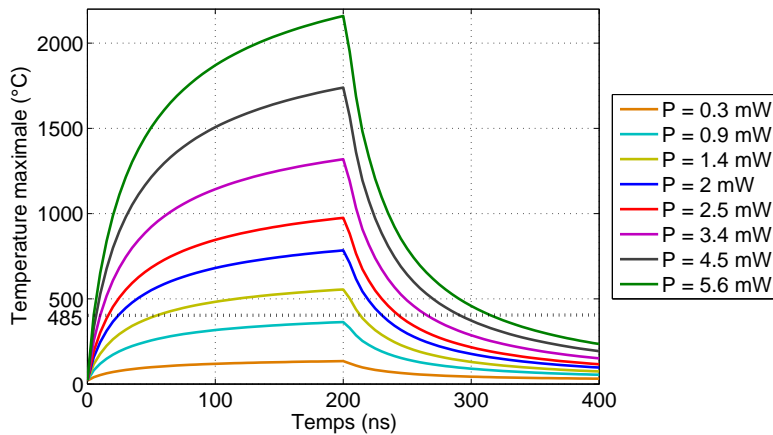
**Figure 4.8**

Distribution de la température dans l'empilement verre / ZnS-SiO<sub>2</sub> (70nm) / InSb (20 nm) / ZnS-SiO<sub>2</sub> (50 nm) excité par une impulsion de puissance 5 mW et de durée 200 ns : cartographie de température à l'instant t=200 ns (zoom sur le point chaud du domaine de calcul).

prise entre 0.1 et 5.6 mW. Quelque soit la puissance de l'impulsion, nous observons une phase de croissance de la température qui atteint son maximum à la fin de l'impulsion. La température décroît ensuite dès la fin de l'impulsion pour revenir vers son niveau initial. Notons que l'échauffement est d'autant plus rapide que la puissance est élevée. Ainsi, la température de fusion de la couche mince InSb ( $T_f = 485^\circ\text{C}$ ) est atteinte au bout de 120 ns pour une puissance de 1.4 mW, contre seulement 10 ns pour la puissance maximale 5.6 mW.



Nous pouvons d'ores et déjà tenter d'établir un parallèle entre cette évolution temporelle de la température et celle de la réflectivité de l'empilement que nous avons mesurée expérimentalement (cf. chapitre 3), qui présentent de fortes similitudes durant la phase d'excitation (allure générale, évolution de la pente de croissance à  $t=0$ , avec la puissance). En revanche, la chute de températures se produisant après excitation apparaît plus rapide que la chute de réflectivité observée lors des caractérisations statiques des propriétés optiques de l'empilement.



**Figure 4.9** Évolution de la température au point chaud (coordonnées  $(r=0, z = -50 \text{ nm})$ ) de l'empilement verre / ZnS-SiO<sub>2</sub> / InSb / ZnS-SiO<sub>2</sub> soumis à de excitations de puissance variable entre 0.1 mW et 5.6 mW.

Afin de confirmer ces tendances, nous avons fait varier deux paramètres particulièrement susceptibles d'influer sur les températures atteintes dans la couche InSb, et dont la valeur est difficile à évaluer avec précision, à savoir :

- le diamètre du spot focalisé  $\phi_{\text{eff}} = 2 r_0$ ,
- la conductivité thermique  $\kappa_{\text{InSb}}$  de la couche InSb.

Les figures traçant l'évolution de la température maximale avec la valeur de ces deux paramètres, présentées en annexe D, montrent une diminution de la température maximale atteinte dans l'empilement lorsque  $\phi_{\text{eff}}$  et  $\kappa_{\text{InSb}}$  augmentent mais dans des proportions relativement faibles. Ainsi à titre d'exemple, la température maximale atteinte au point chaud de l'empilement diminue d'environ 30% dans les cas extrêmes où  $\phi_{\text{eff}}$  augmente de 50% d'une part, et lorsque  $\kappa_{\text{InSb}}$  est multipliée par 4 d'autre part.

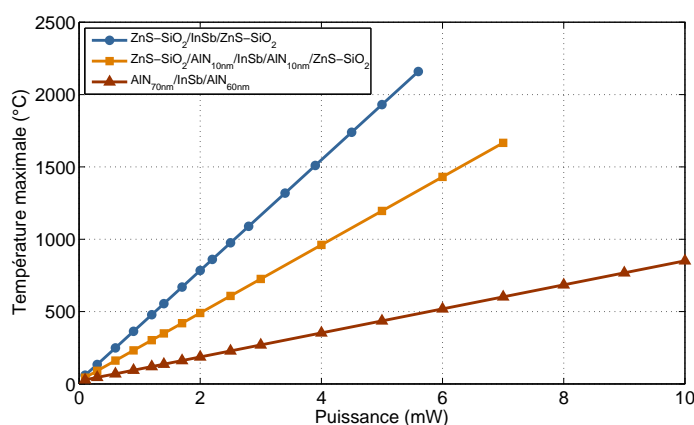
Ces premières estimations suggèrent que les températures atteintes sous le spot focalisé, dans la couche active de l'empilement verre / ZnS-SiO<sub>2</sub> / InSb / ZnS-SiO<sub>2</sub>, sont élevées, en tout cas bien supérieures à la température de fusion de la couche InSb ( $T_f = 485^\circ\text{C}$ ).

#### Influence de l'introduction de couches AlN

La figure 4.10 présente l'évolution, avec la puissance d'excitation, de la température atteinte dans

la couche InSb, moyennée sur le volume d'un cylindre de rayon  $r_0$  (259 nm), de hauteur 20 nm (épaisseur de la couche InSb) et centré sur l'axe optique. Les températures sont calculées à la fin de l'impulsion de durée 200 ns, pour trois empilements : l'empilement standard contenant deux couches minces de ZnS-SiO<sub>2</sub>, l'empilement contenant deux interfaces fines (10 nm) de AlN et l'empilement contenant deux interfaces épaisses (70 nm côté substrat, 60 nm côté laser) de AlN. Pour ces deux derniers empilements, les valeurs de température moyenne sont calculées pour une conductivité de AlN de 15 W/m/°C, très inférieure à celle du matériau massif (180 W/m/°C)<sup>3</sup>.

Nous observons que, pour une puissance d'excitation donnée, la température atteinte dans la couche InSb est d'autant plus faible que l'épaisseur des couches AlN est élevée. Les couches AlN remplissent donc bien le rôle de puits thermique que nous attendions d'elles. Même s'il est prématuré de chercher à établir une corrélation avec les résultats expérimentaux, nous pouvons noter que les évolutions, avec la puissance d'excitation optique, de la température atteinte dans la couche InSb, du CNR (figure 2.18) et du contraste de réflectivité maximal (figure 3.11(a)) présentent une similitude : l'empilement standard est celui qui requiert le moins de puissance pour s'échauffer et offrir le contraste de réflectivité maximal. Vient ensuite l'empilement contenant deux interfaces fines (10 nm) de AlN, puis l'empilement comportant deux couches plus épaisses de AlN (70 nm côté laser, 60 nm côté substrat).



**Figure 4.10**

Évolution, avec la puissance d'excitation, de la température atteinte dans la couche InSb, moyennée sur le volume du cylindre de rayon  $r_0$  (259 nm), de hauteur 20 nm (épaisseur de la couche InSb) et centré sur l'axe optique. Les températures sont calculées à la fin de l'impulsion de durée 200 ns, pour l'empilement standard contenant deux couches minces de ZnS-SiO<sub>2</sub>, l'empilement contenant deux couches fines (10 nm) de AlN et l'empilement contenant deux couches épaisses (70 nm côté substrat, 60 nm côté laser) de AlN.

3. Le calcul n'est pas présenté pour une conductivité de AlN de 180 W/m/°C (conductivité thermique du matériau massif), car dans ce cas les conditions aux limites du domaine de calcul, somme tout limité à 3 $\mu$ m, risquent de fausser le calcul, les flux de chaleur aux frontières du domaine ne devenant plus négligeables.

#### 4.3.2.3 Conclusion sur les estimations de température

Ces premières estimations, qui ne prennent pas en compte l'évolution des propriétés optiques et physico-chimiques des matériaux avec la température, suggèrent que les températures atteintes dans l'empilement sont susceptibles de dépasser la température de fusion de la couche mince InSb ( $T_f = 485^\circ\text{C}$ ), et donc que le matériau peut potentiellement, dans notre étude, transiter d'un état semiconducteur à un état métallique. De ce fait, il faut tenir compte de la chaleur latente de fusion de InSb.

De plus, la littérature fait état de variations importantes des propriétés optiques de InSb et, comme nous le verrons par la suite, des propriétés physico-chimiques des matériaux constituant les disques, il apparaît clairement que nous devons prendre en compte l'évolution de ces paramètres avec  $T$  dans notre modèle.

Néanmoins, ces estimations approximatives ont permis d'établir un certain nombre de similitudes avec la caractérisation statique de propriétés optiques de l'empilement actif, présentée précédemment. En particulier, il apparaît que l'évolution de la température avec la puissance d'excitation est significativement modifiée par l'introduction de couches AlN qui permettent de dissiper la chaleur accumulée dans la couche mince InSb de manière plus efficace que les couches minces de matériau ZnS-SiO<sub>2</sub>.

#### 4.3.3 Deuxième étape : modélisation prenant en compte l'évolution des propriétés optiques et physico-chimiques des matériaux avec la température

Dans une première approche, nous avons montré que les températures atteintes dans l'empilement pouvaient dépasser la température de fusion du matériau InSb ( $T_f = 485^\circ\text{C}$  en couche mince). Dans cette partie, nous allons présenter les résultats de simulations prenant en compte l'évolution avec  $T$  des propriétés optiques et physico-chimiques des matériaux constituant les empilements actifs.

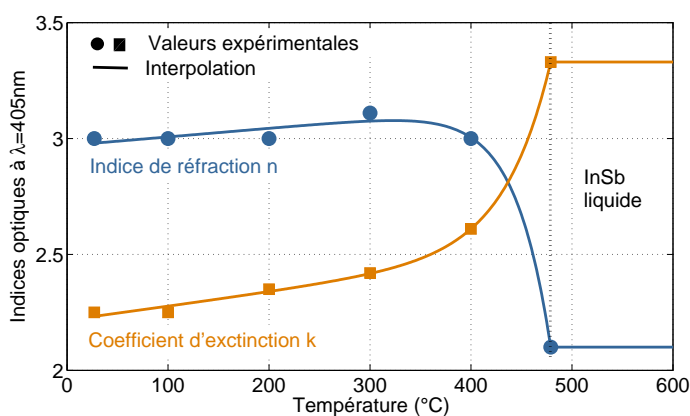
Dans un premier temps, nous présenterons les paramètres de simulation choisis à partir de la littérature. Ensuite, nous présenterons les résultats de simulation obtenus pour les trois empilements étudiés dans ce chapitre. Nous tenterons enfin d'établir une corrélation entre l'évolution de réflectivité observée au test statique et celle mesurée expérimentalement.

#### 4.3.3.1 Paramètres de simulation

##### Détermination de la loi de variation des propriétés optiques de InSb avec la température

Nous avons vu précédemment que Ohkubo *et. al.* [4.5] ont calculé les indices optiques de InSb pour différentes températures, à partir de l'évolution de la réflectivité et de la transmission d'un empilement contenant une couche mince (épaisseur : 10 nm) de InSb. Ohkubo *et. al.* ont pu mesurer l'évolution des propriétés optiques de InSb jusqu'à 500°C, soit 15°C au delà de la température de fusion de la couche mince ( $T_f = 485$  °C), mais n'ont pas présenté de résultats au delà, probablement en raison d'une dégradation irréversible se produisant à plus haute température. Néanmoins, ils nous délivrent l'information selon laquelle la réflectivité stagne sur cette plage de 15°C. De ce fait, nous avons fait l'hypothèse que les indices de InSb restent constants au delà de la température de fusion. Cette hypothèse est confortée par Aster [4.48], qui indique que les propriétés optiques des métaux liquides ne varient quasiment pas avec la température<sup>4</sup>.

Nous avons décrit la loi de variation des indices optiques d'une couche mince de InSb, représentée sur la figure 4.11, en interpolant les valeurs calculées par Ohkubo *et. al.* jusqu'à la température de fusion de la couche mince (485 °C). Notons que l'absence de valeur pour les indices entre 400 °C et 485 °C pourrait rendre difficile l'interpolation. Néanmoins, la continuité des courbes d'évolution de la réflectivité et de la transmission (figure 4.3(a)) suggère que celle des indices  $n$  et  $k$  ne présente pas de discontinuité.



**Figure 4.11**

Loi de variation d'indices avec la température choisie pour une couche mince de matériau InSb cristallin, déterminée à partir des valeurs d'indices optiques calculées par Ohkubo *et. al.* [4.5]. Les propriétés optiques sont choisies constantes au delà de la température de fusion.

Notons également que nous négligeons la contribution des effets photo-induits sur les constantes optiques de InSb, bien que nous ayons montré précédemment que ce mécanisme puisse être impliqué. Par voie de conséquence, nous négligeons également l'échauffement du matériau InSb pouvant être induit par la recombinaison des électrons photo-générés.

4. Aster [4.48] a en effet montré que l'évolution, avec la température, des constantes optiques des métaux Sn, Pb, Hg, Bi et Cd est infime lorsqu'ils sont à l'état liquide.

### Évolution des propriétés physico-chimiques de InSb avec la température

Les propriétés physico-chimiques des matériaux constituant nos empilements évoluent avec la température, et particulièrement lorsqu'ils subissent une transformation de phase.

Le tableau 4.2 présente l'évolution avec la température de la chaleur spécifique des matériaux (massifs) constituant nos empilements, déterminée à partir de la littérature [4.42]. Les chaleurs spécifiques des matériaux InSb,  $(\text{ZnS})_{80}\text{-(SiO}_2\text{)}_{20 \text{ mol}\%}$ <sup>5</sup> et AlN varient de manière significative puisqu'elles s'élèvent respectivement de 38%, 30% et 70% lorsque T varie de 25° à 525°, 1000° et 1800°. Nous avons donc choisi de prendre en compte ces variations de chaleur spécifique dans notre modèle thermique.

**Tableau 4.2**

Évolution, avec la température, de la chaleur spécifique  $C_p$  des matériaux constituant les empilements actifs et des enthalpies de transformations de phases  $\Delta H$  [4.42].

Matériaux	Phase	$C_p$ (J/kg/°C)				$\Delta H$ (kJ/kg)
		T (°C)	$C_p=A+B.(T-273)+C.(T-273)^2$			
			A	B	C	
InSb	cubique liquide	25	189.3	$63.6 \cdot 10^{-3}$	–	– 201.6
		525	261.6	–	–	
ZnS	cubique hexagonale	25	505.4	$55.4 \cdot 10^{-3}$	$-49.8 \cdot 10^5$	– 137.5
		1020	507.4	$45.5 \cdot 10^{-3}$	$-44.6 \cdot 10^5$	
SiO <sub>2</sub>	$\alpha$	25	780.6	$525.4 \cdot 10^{-3}$	$-167.8 \cdot 10^5$	– 21.6 159.7
	$\beta$	273	1192.1	$31.3 \cdot 10^{-3}$	$-650.1 \cdot 10^5$	
	liquide	1727	1434.4	–	–	
AlN	hexagonale	25	787.0	$553.3 \cdot 10^{-3}$	$-193.0 \cdot 10^5$	– – –
	hexagonale	327	1124.9	$28.5 \cdot 10^{-3}$	$-636.0 \cdot 10^5$	
	hexagonale	727	1222.7	$9.5 \cdot 10^{-3}$	$-424.7 \cdot 10^5$	

La chaleur latente de fusion du matériau InSb (notée  $\Delta H_f$ ), d'environ 202 kJ/kg [4.42], est particulièrement élevée et ne peut donc pas être négligée dans notre cas. Dans notre modèle, nous avons pris en compte la chaleur latente de fusion de InSb en introduisant une contribution, notée  $C_l$ , à la chaleur spécifique  $C_p$  du matériau, selon la méthode proposée par Bonacina *et. al.* [4.49]. La somme de ces contributions, que nous appellerons chaleur spécifique effective de InSb (notée  $C_{\text{eff}}$ ), est ainsi définie par :

$$C_{\text{eff}} = C_p + \delta \cdot C_l \quad (4.13)$$

où  $C_p$  est la chaleur spécifique de InSb, dont l'évolution avec la température est donnée dans le ta-

5. La chaleur spécifique massique du « mélange mécanique »  $(\text{ZnS})_{80}\text{-(SiO}_2\text{)}_{20 \text{ mol}\%}$  est égale, à chaque température, à la somme des chaleurs spécifiques de ZnS et SiO<sub>2</sub> pondérées par leur fraction massique respective (86.64% pour ZnS, 13.35% pour SiO<sub>2</sub>)

bleau 4.2, et  $C_l$  la contribution liée à la chaleur latente de fusion de InSb, de telle manière que :

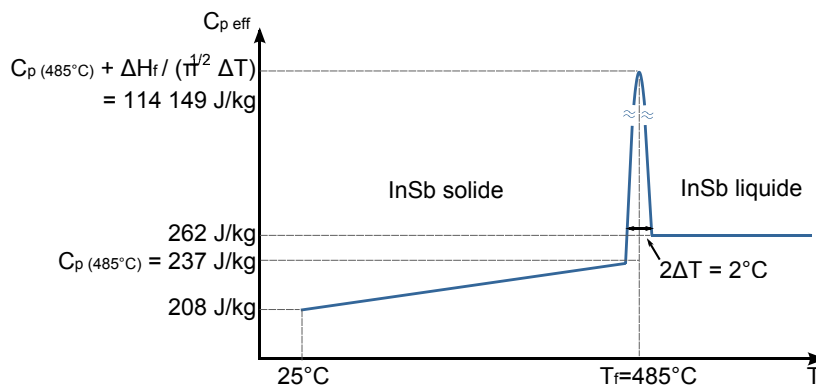
$$\Delta H_f = \int_{T_f - \Delta T}^{T_f + \Delta T} C_l \quad (4.14)$$

$\Delta H_f$  étant une constante égale à la chaleur latente de fusion de InSb et  $\delta$  la fonction Dirac que nous avons choisi d'implémenter par une fonction gaussienne de rayon en  $1/e^2$  noté  $\Delta T$ , centrée sur la température de fusion, notée  $T_f$  :

$$\delta = \frac{\exp\left(-2\left(\frac{T-T_f}{\Delta T}\right)^2\right)}{\sqrt{\pi}\Delta T} \quad (4.15)$$

L'évolution de la chaleur spécifique efficace  $C_{\text{eff}}$  de InSb avec la température est représentée de manière schématique sur la figure 4.12. En théorie, la fonction Dirac a une amplitude infinie et une largeur infinitésimale. Nous avons en pratique choisi une gaussienne de rayon  $\Delta T = 1^\circ\text{C}$ , suffisamment faible pour être considérée comme infinitésimale et suffisamment large pour assurer la convergence du calcul numérique. Nous montrons en annexe D que, dans notre étude, ce paramètre a une influence négligeable sur la température atteinte à la fin de l'impulsion, bien qu'il influence l'évolution de la température lorsque celle-ci avoisine la température de fusion de InSb en couche mince ( $T_f = 485^\circ\text{C}$ ).

Notons que nous n'avons pas pris en compte la chaleur latente de solidification du matériau, lors de la phase de refroidissement ( $t > 200$  ns) afin de pouvoir assurer la convergence du calcul numérique, tout comme les phénomènes de surfusion pouvant intervenir dans le processus de solidification.



**Figure 4.12**

Représentation schématique de l'évolution de la chaleur spécifique  $C_p$  du matériau InSb avec la température (voir tableau 4.2). La méthode de Bonacina *et. al.* [4.49] a été utilisée pour décrire la variation de  $C_p$  autour de la température de fusion afin de prendre compte la chaleur latente de fusion de InSb, implémentée par une gaussienne de rayon en  $1/e^2 = \Delta T$  dont l'intégrale est égale est la chaleur de fusion  $\Delta H_f$  du matériau.

La littérature ne fournit que très peu d'information sur l'évolution, avec la température, de la

conductivité thermique des matériaux constituant nos disques, et particulièrement pour les matériaux en couche mince. Nakamura *et. al.* [4.50] ont toutefois mesuré l'évolution de la conductivité thermique de InSb massif et montré qu'elle croît à la fusion (525°C en massif), passant brusquement de 4 W/m/°C à environ 18 W/m/°C). Néanmoins, ces données expérimentales ne sont pas exploitables dans la mesure où les valeurs de conductivité thermique à basse température présentent une incohérence avec les autres données de la littérature. Nous avons donc choisi de conserver les conductivités thermiques des matériaux à température ambiante (tableau 4.1).

De même, très peu de données sont disponibles dans la littérature sur l'évolution, avec la température, de la densité des matériaux. Notons toutefois que la variation de la densité des phases condensées avec la température est faible [4.44]. De ce fait, nous avons choisi de conserver les densités des matériaux à température ambiante (tableau 4.1) et négligé la variation de densité de InSb pendant la fusion (+12.5% [4.41]).

Par ailleurs, nous devons prendre en considération le fait que, dans notre étude, le matériau ZnS peut se sublimer à des températures avoisinant 1000°C [4.51]. En effet, puisque les empilements contenant le matériau ZnS-SiO<sub>2</sub> ne sont pas recouverts d'une couche de protection, la couche mince supérieure de ZnS-SiO<sub>2</sub> est directement en contact avec l'air et peut se sublimer. Pour cette raison nous ne présentons pas de résultats lorsque la température maximale atteinte dans l'empilement dépasse environ 1000°C.

#### 4.3.3.2 Résultats de simulation : étude des variations de réflectivité des empilements actifs

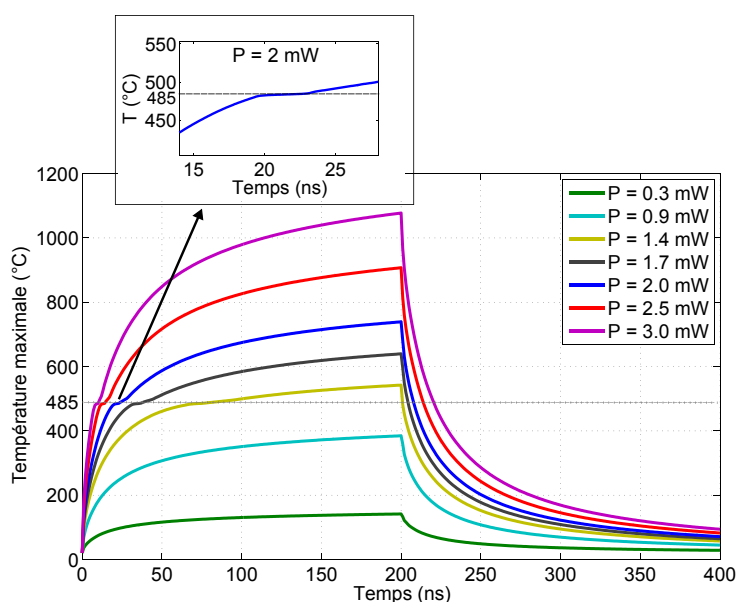
##### Évolution de la température atteinte dans l'empilement ZnS-SiO<sub>2</sub> / InSb / ZnS-SiO<sub>2</sub>

La figure 4.13 représente l'évolution temporelle de la température maximale atteinte au point chaud de coordonnées ( $r=0$ ,  $z=-50$ nm) de l'empilement ZnS-SiO<sub>2</sub> / InSb / ZnS-SiO<sub>2</sub>, calculées pour des impulsions d'excitation de durée 200 ns et de puissance variable entre 0.1 mW et 3 mW. Nous observons une évolution d'allure semblable à celle calculée précédemment (cf. figure 4.9), dans le cas où les variations des propriétés des matériaux n'étaient pas prises en compte.

Pendant la phase d'excitation ( $t \leq 200$  ns), les courbes présentent une rupture de pente à la température de fusion de la couche mince ( $T_f = 485^\circ\text{C}$ ) que nous pouvons attribuer à la prise en compte de la chaleur latente de fusion de InSb. L'énergie nécessaire pour fondre InSb est ainsi apportée d'autant plus promptement que la puissance de l'impulsion est élevée. Notons que, même si la prise en compte de la chaleur latente de fusion de InSb, des variations des propriétés physico-chimiques des matériaux avec la température, et des variations des propriétés optiques de InSb a peu d'effet sur la

température maximale atteinte dans l'empilement (-10% environ par rapport au cas précédent où ces paramètres étaient considérés indépendants de la température – figure 4.9), elle a en revanche un effet important sur la température moyenne atteinte dans le volume de la couche InSb délimité par le spot, comme nous le verrons ultérieurement.

Lors de la phase de désexcitation ( $t > 200$  ns), la chaleur accumulée dans l'empilement se dissipe librement par conduction thermique. Comme dans le cas où on ne prend pas en compte la dépendance des propriétés des matériaux avec la température, nous observons une décroissance rapide de la température au point de coordonnées ( $r=0$ ,  $z=-50$ nm). Nous pouvons légitimement supposer que, compte tenu de l'impact limité de la prise en compte de la chaleur latente de fusion pendant la phase d'excitation, la durée de décroissance de la température serait peu modifiée si nous avions pris en compte la chaleur latente de solidification de InSb.



**Figure 4.13**

Évolution temporelle simulée de la température maximale au point chaud de l'empilement (point de coordonnées ( $r=0$ ,  $z=-50$ nm)) pour l'empilement ZnS-SiO<sub>2</sub>(70 nm) / InSb (20 nm) / ZnS-SiO<sub>2</sub> (50 nm) excité par des impulsions de durée 200 ns et de puissance variable entre 0.1 mW et 3 mW.

#### Évolution des indices optiques de la couche InSb de l'empilement ZnS-SiO<sub>2</sub> / InSb / ZnS-SiO<sub>2</sub>

L'évolution temporelle de la température de l'empilement permet de calculer  $n(T)$  et  $k(T)$  (donc  $n(t)$  et  $k(t)$ ) à partir de la loi de variations des indices avec la température donnée sur la figure 4.11.

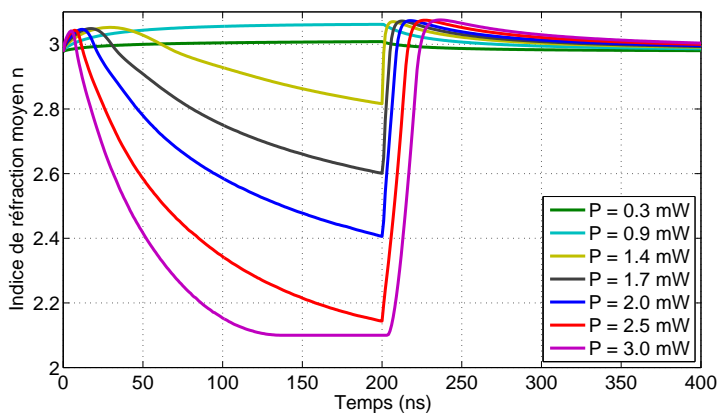
La figure 4.14 représente l'évolution temporelle simulée de l'indice de réfraction moyen  $n$  et du coefficient d'extinction moyen  $k$  de la couche InSb, lors de l'excitation de l'empilement actif par des impulsions de durée 200 ns et de puissance variable entre 0.1 mW et 3 mW. Les valeurs moyennes de  $n$  et  $k$  sont calculées par intégration des indices sur le volume correspondant à un cylindre de rayon  $r_0 = 259$  nm et de hauteur 20 nm (épaisseur de la couche InSb) et centré sur l'axe optique.

Durant la phase d'excitation ( $t \leq 200$  ns), nous observons une décroissance de l'indice de réfrac-

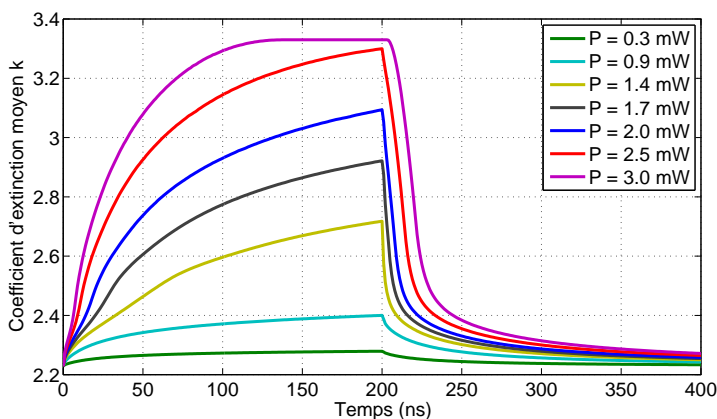


tion  $n$  moyen lorsque la puissance de l'impulsion d'excitation est suffisamment élevée pour échauffer la couche InSb au delà de  $350^{\circ}\text{C}$  environ ; il se stabilise à 2.1 lorsque la température atteint la température de fusion de InSb en couche mince ( $T_f = 485^{\circ}\text{C}$ ) sur toute la zone considérée (pour  $P = 3\text{ mW}$ ). Le coefficient d'extinction  $k$ , qui suit la tendance inverse, croît progressivement lorsque la température augmente ; il se stabilise à sa valeur maximale, 3.3, lorsque la température moyenne de la couche InSb dépasse  $T_f = 485^{\circ}\text{C}$  (pour  $P = 3\text{ mW}$ ).

Durant la phase de désexcitation ( $t > 200\text{ ns}$ ), les indices  $n$  et  $k$ , dont la valeur est liée à la température atteinte dans la couche (figure 4.11), retrouvent rapidement leur niveau initial.



(a) Indice de réfraction moyen  $n$ , à  $\lambda = 405\text{ nm}$ .



(b) Coefficient d'absorption moyen  $k$ , à  $\lambda = 405\text{ nm}$ .

**Figure 4.14**

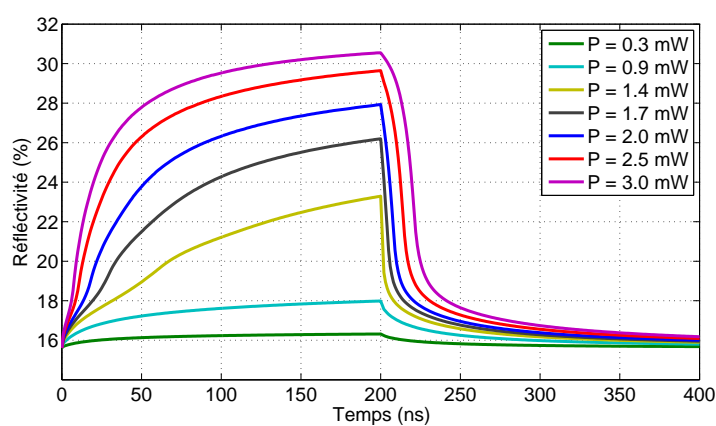
Évolution temporelle simulée de l'indice de réfraction moyen  $n$  (a) et du coefficient d'extinction moyen  $k$  (b) de la couche InSb, lors de l'excitation de l'empilement actif ZnS-SiO<sub>2</sub> (70 nm) / InSb (20 nm) / ZnS-SiO<sub>2</sub> (50 nm) par des impulsions de durée 200 ns et de puissance variable entre 0.1 mW et 3 mW. Les valeurs moyennes de  $n$  et  $k$  sont calculées par intégration des indices sur le volume correspondant à un cylindre de rayon  $r_0 = 259\text{ nm}$ , de hauteur 20 nm (épaisseur de la couche InSb) et centré sur l'axe optique.

### Évolution de la réflectivité simulée de l'empilement standard ZnS-SiO<sub>2</sub> / InSb / ZnS-SiO<sub>2</sub>

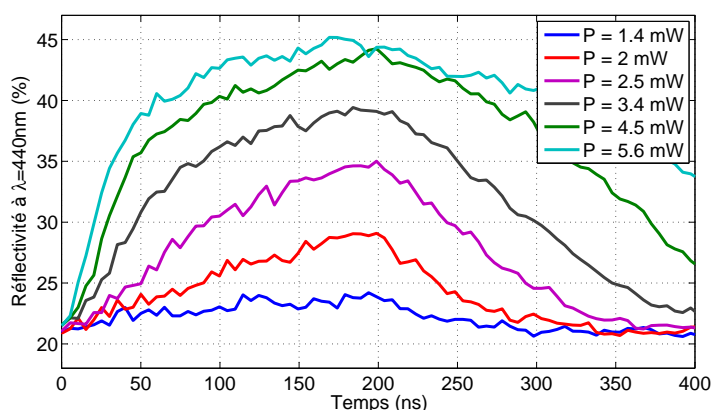
La figure 4.15 représente l'évolution temporelle simulée (figure 4.15(a)) et expérimentale (figure 4.15(b), zoom de la figure 3.7(a)) de la réflectivité, à la longueur d'onde  $\lambda = 405\text{ nm}$ , de l'empilement ZnS-SiO<sub>2</sub> / InSb / ZnS-SiO<sub>2</sub> excité par des impulsions de durée 200 ns et de puissance variable.

Nous observons une forte similitude entre la simulation et l'expérience durant la phase d'excita-

tion ( $t \leq 200$  ns). En effet, dans les deux cas nous observons une croissance de la réflectivité, dont la pente est d'autant plus élevée que la puissance de l'impulsion est élevée. La réflectivité simulée, initialement à 16% (réflectivité de l'empilement à température ambiante) tend vers une valeur asymptotique de l'ordre de 31%. La réflectivité initiale de l'empilement (état cristallin), mesurée au testeur statique, est plus élevée (20.6%), et tend vers une valeur maximale de 45%. L'écart de réflectivité, à température ambiante ( $t=0$ ) entre la simulation et l'expérience peut s'expliquer par l'écart entre les valeurs d'indices calculées par Ohkubo *et. al.* [4.5] et celles que nous avons mesuré au laboratoire ( $\tilde{n}=3-2.25i$  contre  $\tilde{n}=3-2.37i$ , respectivement), mais également par les inhomogénéités de nos dépôts, une variation de l'épaisseur des couches pouvant affecter sensiblement les propriétés optiques initiales de l'empilement. Nous reviendrons sur ce point ultérieurement en comparant de gain de réflectivité, cette grandeur permettant une comparaison directe des performances des empilements puisqu'elle normalise les variations de réflectivité à leur réflectivité initiale.



(a) Réflectivité simulée.



(b) Réflectivité mesurée expérimentalement au testeur statique (zoom à partir de la figure 3.7(a))

**Figure 4.15**

Evolution temporelle simulée (a) et expérimentale (b) de la réflectivité de l'empilement verre / ZnS-SiO<sub>2</sub> (70 nm) / InSb (20 nm) / ZnS-SiO<sub>2</sub> (50 nm) excité par des impulsions de durée 200 ns et de puissance variable.

En revanche, nous pouvons observer que la simulation et l'expérience ne concordent pas durant

la phase de désexcitation ( $t > 200$  ns). En effet, la réflectivité simulée décroît en quelques dizaines de nanosecondes, en raison du retour rapide des indices optiques à leur valeur d'origine observée précédemment (figure 4.14). La durée de décroissance de la réflectivité mesurée expérimentalement est, quant-à-elle, beaucoup plus élevée puisqu'elle dépasse 200 ns pour des puissances d'excitation supérieures à 2.5 mW.

Cet écart entre simulation et expérience, en ce qui concerne la phase de désexcitation, est difficile à expliquer. En particulier, l'absence de prise en compte de la chaleur latente de solidification de InSb ne saurait expliquer cette décroissance lente de la réflectivité vu le faible effet de la fusion de InSb sur l'allure de l'évolution temporelle de la température (cf. figure 4.13) – palier de quelques nanosecondes seulement. Néanmoins, nous pouvons émettre deux hypothèses pour tenter d'expliquer ce phénomène :

- Nous avons utilisé la loi de variations d'indices optiques  $n(T)$  et  $k(T)$  établie à partir de mesures expérimentales de réflectivité et transmission réalisées avec une vitesse de chauffe de  $10^\circ\text{C}/\text{min}$ . Or, dans notre cas, les vitesses locales de chauffe sont de plusieurs ordres de grandeur plus élevées ( $10^9$   $^\circ\text{C}/\text{min}$ ). En adoptant cette loi de variation d'indices donnée par Ohkubo *et. al.* [4.5] (cf. figure 4.3), nous faisons l'hypothèse selon laquelle les variations d'indices optiques se produisent quasi-instantanément (hypothèse non vérifiée dans la littérature à notre connaissance). Notons par ailleurs que cette remarque est aussi valable pour l'étape d'excitation (montée en température).
- Nous n'avons pas pris en compte, dans ce modèle, la contribution aux variations d'indices optiques de InSb, relative aux phénomènes de transitions électroniques dans ce matériau. Dans le cas où la densité de porteurs libres photo-générés est suffisamment élevée pour contribuer de manière significative aux variations de propriétés optiques du matériau, nous devrions prendre en considération les constantes de temps nécessaires aux électrons pour se recombiner et/ou diffuser hors de la région d'excitation. En effet, nous avons vu au début de ce chapitre que les processus de recombinaison des électrons libres de InSb font principalement intervenir le phénomène de recombinaison Auger<sup>6</sup>, pour des températures supérieures ou égales à la température ambiante [4.4, 4.10, 4.11]. Compte tenu du fait que ce processus de recombinaison Auger peut se produire en 50 ns pour InSb [4.10], nous pouvons imaginer que le temps nécessaire pour que la majorité des électrons libres se recombinent soit supérieur à la durée nécessaire

---

6. Rappelons que, lors d'une recombinaison Auger, un électron de la bande de conduction se recombine avec un trou de la bande de conduction, et que l'excès d'énergie est transféré à un autre électron de la bande de conduction.

pour refroidir la couche InSb par dissipation thermique (c'est-à-dire supérieure à 100 ns environ – cf figure 4.13), et ce malgré le fait que les électrons puissent diffuser dans le plan de la couche. La décroissance lente de la réflectivité pourrait alors provenir soit de la diminution progressive de la contribution aux variations d'indices optiques due aux électrons photogénérés, soit du fait que les électrons, qui transfèrent *in fine* leur énergie sous forme de chaleur (collision avec le réseau et les joints de grains, émission de phonons, principalement) apportent une source de chaleur non négligeable qui provoque un ralentissement de la chute de température du matériau, et par voie de conséquences des indices optiques.

Il apparaît donc nécessaire de réaliser des expériences et/ou simulations complémentaires pour comprendre les mécanismes à l'origine de cette décroissance lente de la réflectivité de l'empilement.

#### **Évolution de la température maximale, du diamètre de la zone fondue et du gain de réflectivité avec la puissance d'excitation**

Nous avons procédé à des calculs similaires pour les empilements suivants, contenant des couches de matériau AlN :

- un empilement contenant des couches fines AlN : verre / ZnS-SiO<sub>2</sub> (60 nm) / AlN (10 nm) / InSb (20 nm) / AlN (10 nm) / ZnS-SiO<sub>2</sub> (50 nm),
- un empilement contenant des couches épaisses de AlN : verre / AlN (70 nm) / InSb (20 nm) / AlN (60 nm).

Nous allons à présent comparer les résultats de simulation pour les trois empilements, et tenter d'établir une corrélation avec les données expérimentales (chapitre 3).

La figure 4.16(a) présente l'évolution de la température moyenne, calculée par intégration sur le volume de la couche InSb délimité par la taille du spot (rayon  $r_0 = 259$  nm) au temps  $t = 200$  ns, avec la puissance des impulsions d'excitation. Nous observons que la prise en compte de l'évolution des propriétés optiques de InSb d'une part, et des propriétés physico-chimiques des empilements actifs d'autre part, a une influence non négligeable sur l'évolution de la température moyenne avec la puissance par rapport au cas où nous négligeons la dépendance des propriétés des matériaux avec la température (figure 4.10), pour les trois empilements actifs. Par exemple, pour  $P = 4$  mW les températures moyennes à la fin de l'impulsion d'excitation sont de 1100°C, 650°C et 300°C pour les empilements sans AlN, avec AlN fin et avec AlN épais, respectivement, contre 1500°C, 950°C et 380°C dans le cas où les variations des propriétés des matériaux avec la température n'étaient pas prises en compte (figure 4.10). Cette influence limitée de la prise en compte des variations de  $n$ ,  $k$  et  $C_p$  avec la

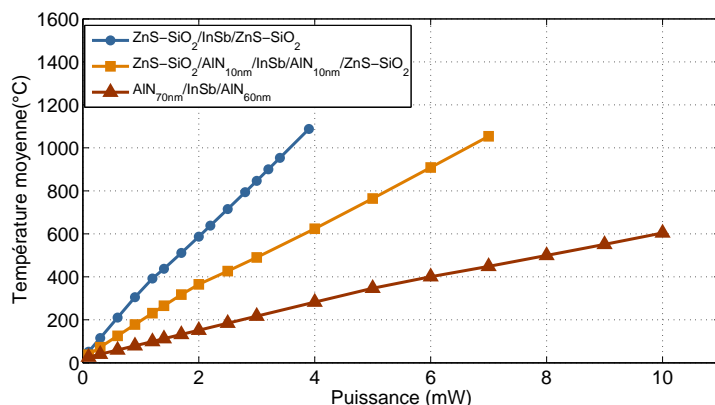
température, ainsi que de la chaleur latente de fusion de InSb  $\Delta H_f$ , peut être expliquée par le fait que :

- $C_p$  augmente avec la température, mais pas suffisamment pour avoir une influence considérable sur l'évolution de la température dans les empilement.
- $\Delta H_f$  de InSb est considérable ( $\Delta H_f \approx C_p \cdot 1000^\circ\text{C}$ ), mais la taille de la zone fondue est très inférieure à celle dans laquelle le phénomène de diffusion de la chaleur se produit (cf. figure 4.16(b)).
- La source de chaleur provenant de l'absorption du flux optique est proportionnelle au produit  $n \cdot k$  de la couche InSb, que nous avons choisi de conserver constant au delà de la température de fusion du matériau (figure 4.11).

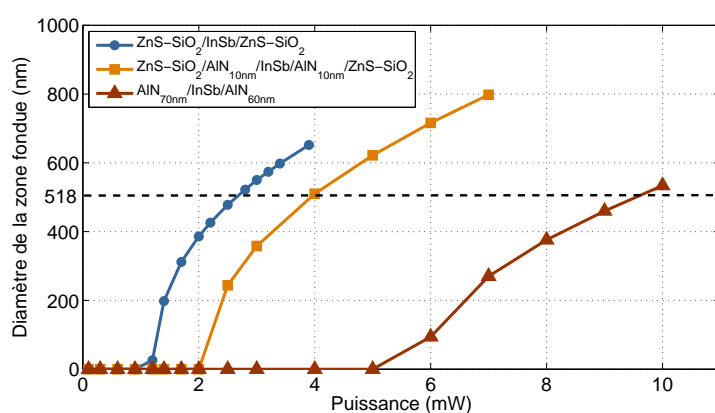
La figure 4.16(b) présente l'évolution du diamètre de la zone fondue ( $T_f > 485^\circ\text{C}$ ) avec la puissance de lecture, calculé à la fin des impulsions de durée 200 ns pour chacun des empilements actifs. Il apparaît que la puissance requise pour fondre les matériau InSb est d'autant plus élevée que l'épaisseur des couches AlN est élevée. Le diamètre de la zone fondue atteint le diamètre efficace du spot  $\phi_{\text{eff}} = 2 r_0 = 518 \text{ nm}$  pour des puissances de 2.7 mW pour l'empilement ne contenant pas de matériau AlN , 4mW pour l'empilements contenant deux couches fines (10 nm) de AlN et 9.7mW pour l'empilement contenant deux couches plus épaisses d'ALN (70 nm côté substrat, 60 nm côté laser).

La figure 4.16(c) présente l'évolution, avec la puissance des impulsions d'excitation, du gain de réflectivité  $\Delta R/R_c$  simulé (réflectivité calculée à  $\lambda = 405 \text{ nm}$ , en traits pleins) et expérimental (réflectivité mesurée à  $\lambda = 440 \text{ nm}$ , en pointillés), pour les trois empilements évoqués précédemment.  $\Delta R/R_c$  est égal à  $(R_{\text{max}} - R_c)/R_c$ ,  $R_{\text{max}}$  étant la valeur de réflectivité à l'instant  $t = 200\text{ns}$  et  $R_c$  la réflectivité à l'état cristallin (état initial). Nous observons une bonne concordance entre l'évolution du gain de réflectivité expérimental et simulé, tant sur l'amplitude maximale du gain, atteinte pour chaque empilement, que pour la gamme de puissance sur laquelle les variations de propriétés optiques se produisent.

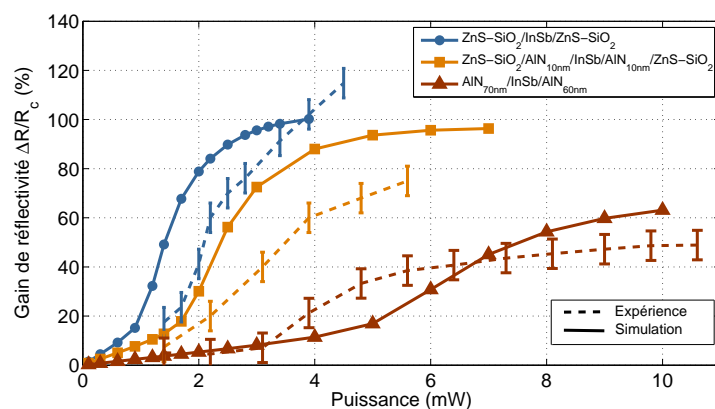
Les gains de réflectivité simulés tendent vers une valeur asymptotique, atteinte lorsque le diamètre de la zone fondue dépasse le diamètre efficace du spot focalisé. En effet, dans ce cas tout se passe comme si le spot focalisé « voyait » une couche mince infinie dont les indices sont ceux de InSb à l'état liquide. Nous avons également observé expérimentalement que, pour chaque empilement, les gains de réflectivité mesurés au testeur statique tendent vers une valeur asymptotique, bien que nous n'ayons tracé les valeurs de gain de réflectivité uniquement pour les puissances n'engendrant une dégradation perceptible de l'empilement (signature caractéristique sur le signal mesuré au testeur statique, et observation d'un point blanc au centre du point sur le système d'imagerie).



(a) Évolution de la température moyenne dans la couche InSb (cylindre de rayon  $r_0 = 259$  nm et de hauteur 20 nm centré sur l'axe optique).



(b) Évolution du diamètre de la zone fondue.



(c) Evolution du contraste de réflectivité de l'empilement actif.

**Figure 4.16**

Évolution, avec la puissance d'excitation, de la température moyenne atteinte dans la couche InSb, calculée par intégration sur le volume de la couche InSb délimité par la taille du spot (a), du diamètre de la zone fondue ( $T > 485^\circ\text{C}$ ) et du gain de réflectivité simulé et expérimental (c), à la fin des impulsions d'excitation de durée 200 ns pour les empilements contenant une couche mince de matériau actif InSb encapsulée entre deux couches de ZnS-SiO<sub>2</sub>, entre deux couches fines (10 nm) de matériau AlN, et entre deux couches plus épaisses de matériau AlN (70 nm côté substrat, 60 nm côté laser).

Par ailleurs, nous n'avons observé aucune dégradation pour l'empilement actif ne contenant que le matériau d'encapsulation AlN, alors qu'une dégradation irréversible de l'empilement intervient à haute puissance pour les empilements contenant le matériau ZnS-SiO<sub>2</sub>. Nous pouvons donc supposer que ZnS-SiO<sub>2</sub> est en partie responsable de la dégradation des empilements actifs, et émettre l'hypothèse selon laquelle il se détériore lorsque la température devient trop élevée. Selon nos estima-

tions de température, il est probable que la température atteinte dans les couches ZnS-SiO<sub>2</sub> s'élèvent au delà de 1000 °C, température à partir de laquelle le matériau peut se sublimer [4.51].

#### 4.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons passé en revue la littérature afin de déterminer les mécanismes qui, dans notre étude pourrait expliquer les variations de propriétés optiques de InSb, observées dans le troisième chapitre par le biais de mesures de variations de réflectivité des empilements actifs contenant ce matériau actif, en configuration statique. Nous avons ainsi conclu que les variations de propriétés optiques du matériau InSb peuvent trouver leur origine dans des mécanismes photo-induits (photogénération d'électrons libres affectant la structure électronique du matériau et provoquant une modification de ses propriétés optiques) et des mécanismes thermiques (variations des indices avec la température et lors de la transition semiconducteur-liquide à la fusion), ces deux mécanismes pouvant intervenir de manière couplée.

Nous avons ensuite cherché à déterminer dans quelle mesure les effets thermiques, qui interviennent nécessairement dans notre étude, compte tenu de la durée des impulsions d'excitation (typiquement : 200 ns), sont impliqués dans les variations de réflectivité optiques observées expérimentalement. En particulier, nous avons cherché à déterminer si les températures atteintes dans les empilements actifs, excités par des impulsions laser, sont susceptibles de dépasser la température de fusion de InSb. Pour cela nous avons réalisé une modélisation thermo-optique de nos empilements reproduisant le plus fidèlement possible la configuration du testeur statique et fondée sur la résolution couplée de l'équation de propagation de champ électromagnétique (décrivant la propagation du faisceau focalisé dans l'empilement) et de l'équation de la chaleur (décrivant la dissipation de chaleur générée au point chaud de l'empilement).

En premier lieu, nous avons montré, par des estimations de température, que la couche mince de InSb peut localement s'échauffer au delà de sa température de fusion de ce matériau ( $T_f = 485^\circ\text{C}$  en couche mince). Cette première étape a permis de montrer qu'il est nécessaire de prendre en compte l'évolution, avec la température, des propriétés optiques et physico-chimiques des matériaux constituant les empilements actifs et en particulier qu'il faut tenir compte de la chaleur latente de fusion de InSb.

A partir des données disponibles dans la littérature, et particulièrement en ce qui concerne l'évolution des indices de InSb avec la température, nous avons pu calculer l'évolution temporelle de

réflectivité des empilements actifs, et montré qu'elle concorde, pendant la phase d'excitation, avec l'évolution temporelle de la réflectivité mesurée expérimentalement (chapitre 3). Nous avons en revanche observé, durant la phase de désexcitation, un écart significatif entre les valeurs de réflectivité mesurées expérimentalement et celles simulées, ces dernières revenant plus rapidement à la valeur initiale. Cet écart, qui pourrait être la signature de la présence d'effets photo-induits, reste à étudier dans le futur.

## Références du quatrième chapitre

- [4.1] I. Vurgaftman, J.R. Meyer, and L.R. Ram-Mohan. Band parameters for III-V compound semiconductors and their alloys. *Journal of Applied Physics*, 89(11) :5815–5875, 2001.
- [4.2] D.G. Avery, D.W. Goodwin, and A.E. Rennie. New infra-red detectors using Indium Antimonide. *Journal of Scientific Instruments*, 34 :394–395, 1957.
- [4.3] S. Krishnamurthy, Z.G. Yu, L.P. Gonzales, and S. Guha. Accurate evaluation of nonlinear absorption coefficients in InAs, InSb and HgCdTe alloys. *Journal of Applied Physics*, 101(113104) :1–12, 2007.
- [4.4] V. Dubikovskiy, D. J. Hagan, and E. W. Van Stryland. Large nonlinear refraction in InSb at 10  $\mu\text{m}$  and the effects of auger recombination. *Journal Of the optical society of America B*, 25(2) :223–235, 2008.
- [4.5] S. Ohkubo and D. Eto. Temperature dependence of optical constants for InSb films including molten phases. *Applied Physics Letters*, page 011919, 2008.
- [4.6] J.R Meyer, E.J Bartoli, and M.R. Kruer. Optical heating in semiconductors. *Physical Review B*, Vol. 21(4) :1559–1568, 1980.
- [4.7] S.K. Sundaram and E. Mazur. Inducing and probing non-thermal transitions in semiconductors using femtosecond laser pulses. *Nature Materials*, 1(4) :217–224, 2002.
- [4.8] J.P. Callan, A.M.-T. Kim, C.A.D Roeser, and E. Mazur. Universal dynamics during and after ultrafast laser-induced semiconductor-to-metal transitions. *Physical Review B*, 64 :073201–1–073201–4, 2001.
- [4.9] T. Grave, E. Scholl, and H. Wurz. Optically induced avalanche in InSb. *Journal of Physics C : Solid State Physics*, 16 :1693–1711, 1983.
- [4.10] A. Rogalski, K. Adamiec, and J. Rutkowski. *Narrow-Gap Semiconductor Photodiodes*, chapter 3, pages 97–100. SPIE Press, 2000.
- [4.11] A.A. Almazov, V.K. Malyutenk, and L.L. Fedorenko. Recombination and diffusion of a non-equilibrium plasma in InSb at high excitation rates. *Soviet Physics Semiconductor*, 17(7) :765–767, 1983.
- [4.12] D.A.B. Miller, C.T. Seaton, M.E. Prise, and S.D. Smith. Bang-gap-resonant nonlinear refraction of III-V semiconductors. *Physical Review Letters*, 47(3) :197–200, 1981.



- [4.13] Z.G. Yu, S. Krishnamurthy, and S. Guha. Photoexcited-carrier-induced refractive index change in small bandgap semiconductors. *Journal of The Optical Society of America B*, 23(11) :2356–2360, 2006.
- [4.14] S.S. Mitra, R.A. Narducci, L.M. an Shatas, Y.F. Tsay, and A. Vaidyanathan. Nonlinear absorption in direct-bandgap semiconductors. *Applied Optics*, 14(12) :3038, 1975.
- [4.15] N.W. Aschcroft and N.D. Mermin. *Solid State Physics*. Saunders College Publishing., 1976.
- [4.16] J. M. Liu, H. Kurz, and N. Bloembergen. *Material Research Symposium Proceeding*, 13(3), 1983.
- [4.17] P. M. Fauchet and K. D. Li. *Material Research Symposium Proceeding*, 100 :477, 1988.
- [4.18] T.W. Nee, C.D. Cantrell, J.F. Scott, and M.O. Scully. Nonlinear optical properties of InSb : hot-electron effects. *Physical Review B*, 17(10) :3936–3945, 1978.
- [4.19] P.P. Paskov and L.I. Pavlov. Calculation of the carrier-induced change in InSb. *Applied Physics B*, B54 :113–118, 1992.
- [4.20] P.P. Paskov and K.R. Koynov. A theoretical analysis of absorption and refractive index changes in optically excited  $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{Sb}$ . *Semiconductor Science and Technology*, 9 :1584–1590, 1994.
- [4.21] P. P. Paskov. Refractive indices of InSb, InAs, GaSb,  $\text{InAs}_x\text{Sb}_{1-x}$ , and  $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{Sb}$  : Effects of free carriers. *JOURNAL OF APPLIED PHYSICS*, 81(4) :1890–1898, February 1997.
- [4.22] I. L. Shumay and U. Hofer. Phase transformations of an InSb surface induced by strong femto-second laser pulses. *PHYSICAL REVIEW B*, 53(23) :15878–15884, June 1996.
- [4.23] S. Gidon and al. A model of superrenns effect to describe future generation optical data storage. In *COMSOL MULTIPHYSICS Conference Proceedings*, 2005.
- [4.24] B. Hyot, S. Gidon, M-F Armand, L. Poupinet, J. Pichon, R. Anciant, J-M. Bruneau, G. Pilard, and H. Richter. Phase change materials and superrenns. In *EPCOS'05 proceedings*, 2005.
- [4.25] J. Pichon, R. Anciant, J-M. Bruneau, B. Hyot, S. Gidon, M-F Armand, and L. Poupinet. Multi-physics simulation of super-resolution BD rom optical disk readout. *Proceedings of SPIE*, 6282, 2006.
- [4.26] Y.P. Varshini. Temperature dependence of the energy gap in semiconductors. *Physica status solidi*, 34(1) :149, 1967.
- [4.27] C.L. Littler and D.G. Seiler. Temperature dependence of the energy gap of InSb using nonlinear optical techniques. *Applied Physics Letters*, 46(10) :986–988, 1985.
- [4.28] P.Y. Liu and J.C. Maan. Optical properties of InSb between 300 and 700 k. temperature dependence of the ernergy gap. *Physical Review B*, 47(24) :16274–16278, 1993.
- [4.29] V.B. Bogdanov, A.N. Pikhtin, and A.D. Prokopenko, V.T. znd Yas'kov. Temperature dependence of the refractive indices in semiconductors. *Journal of Applied Spectroscopy*, 51(4) :1097–1100, 1989.
- [4.30] T.S. Moss. Relations between the refractive index and energy gap of semiconductors. *Physica status solidi*, 131(2) :415–427, 1985.
- [4.31] David V. Tsu. Obtaining optical constants of thin  $\text{Ge}_x\text{Sb}_y\text{Te}_z$  films from measurements of reflection and transmission. *The Journal of Vacuum Science and Technology A*, 17(4) :1854, 1999.

- [4.32] D.W. Pepper and J.C. Heinrich. *The Finite Element Method : Basic Concepts and Applications*. Taylor & Francis, 1992.
- [4.33] F.P. Incropera and D.P. DeWitt. *Fundamentals of Heat and Mass Transfer – 5ème édition*. John Wiley and Sons, New York., 2001.
- [4.34] J.N Reddy and D.K. Gartking. *The Finite Element Method in heat transfer and fluid dynamics (second edition)*. CRC press, 2001.
- [4.35] H. Koyanagi, T. Ito, N. Miyamoto, Y. Sato, and H. Ando. Optical and thermal analyses on multilayered thin films of a phase-change optical recording disk. *Journal of Applied Physics*, 66(3) :1045–1050, 1989.
- [4.36] C. Peng, L. Cheng, and M. Mansuripur. Experimental and theoretical investigations of laser-induced crystallisation and amorphization in phase-change optical recording media. *Journal Of Applied Physics*, 82(9) :4183–4191, 1997.
- [4.37] F. Abélès. *Methods for determining optical parameters of thin films*, pages 249–288. Progress in optics, 1963.
- [4.38] S-S. Kim, Y-K. Kim, I-S. Park, and S-C Shin. Optical properties of thin-film stack illuminated by a focused field. *Journal of The Optical Society of America A*, 17(8) :1454–1460, 2000.
- [4.39] A. Lagrange, L. Poupinet, and R. Perrier. Vectorial high NA computation of the light electric field near the focus and inside the thin film stack of optical discs. *Optical Data Storage proceedings.*, WP5, 2002.
- [4.40] P. Belland and J.P. Crenn. Changes in the characteristics of a gaussian beam weakly diffracted by a circular aperture. *Applied Optics*, 21 :522, 1982.
- [4.41] X. Chen, Q. Wang, and K. Lu. Temperature and time dependence of the density of molten indium antimonide measured by an improved archimedean method. *Journal of Physics Condensed Matter*, 11(50) :10335–10341, 1999.
- [4.42] O. Kubaschewski, C.B. Alcock, and P.J. Spencer. *Materials Thermochemistry (Sixth Edition)*, chapter The Estimation of Thermochemical Data. 1993.
- [4.43] David R. Lide, editor. *CRC Handbook of Chemistry and Physics (77th Edition)*. CRC Press, 1996.
- [4.44] E.A Brandes and G.B. Brook, editors. *Smithells metals reference book (7ème édition)*. Butterworth - heinemann, 1998.
- [4.45] E.S. Dettmer, B.M. Romenesko, H.K. Charles, B.G. Carkhuff, and D.J. Merrill. Steady-state thermal conductivity measurements of AlN and SiC substrate materials. *IEEE Transactions on Components and Manufacturing Technology*, 12(4) :543–546, 1989.
- [4.46] Sun Rock Choi, Dongsik Kim, Sung-Hoon Choa, Sung-Hoon Lee, and Jong-Kuk Kim. Thermal conductivity of AlN and SiC thin films. *International Journal of Thermophysics*, 27(3) :896–905, 2006.
- [4.47] M. Rohde. Reduction of thermal conductivity in thin films and microstructures. *Journal of Wide Bandgap Materials*, 7(4) :282–293, 2000.
- [4.48] A.K. Aster. The optical properties of molten metals. *Physical Review*, 20(4) :349–357, 1922.

- [4.49] C. Bonacina, G. Comini, A. Fasano, and M. Primicerio. Numerical solution of phase change problems. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 16 :1825–1832, 1973.
- [4.50] S. Nakamura, T. Hibiya, and F. Yamamoto. Thermal-conductivity of Gasb and Insb in solid and liquid states. *Journal Of Applied Physics*, 68(10) :5125–5127, November 1990.
- [4.51] O. Kubaschewski and C. B. Alcock. *Metallurgical ThermoChemistry, Fifth Edition*. Pergamon Press, 1979.

# Conclusion générale et perspectives

## Conclusion générale

Cette thèse a été consacrée à l'étude d'une technologie innovante visant à accroître la capacité des disques optiques : la Super-Résolution. Les disques Super-Résolution sont destinés à être lus par les testeurs conventionnels des formats de disques optiques existants ; ils contiennent des informations théoriquement trop petites pour être détectées par la tête optique, mais peuvent néanmoins être lus grâce à un empilement de couches minces déposé au cœur du disque et dont les propriétés optiques peuvent varier de manière réversible et reproductible sous l'influence du faisceau laser de lecture porté à haute puissance.

Les mécanismes optiques permettant de contourner la limite de résolution du testeur dynamique de disques optiques sont fondés sur l'existence d'une zone aux propriétés modifiées, sous le spot laser, qui affecte le processus de diffraction du spot focalisé et permet la détection d'un signal en provenance d'informations de petite taille.

Après avoir présenté les différentes familles de matériaux proposées dans la littérature pour assurer le rôle de couche active, nous avons à plusieurs reprises mis en évidence expérimentalement le phénomène de Super-Résolution sur disques optiques aux formats DVD ROM et Blu-Ray ROM.

Dans une première approche, nous avons cherché à maximiser les performances de ces disques. Pour cela, nous avons étudié le phénomène sur disques Blu-Ray ROM comportant des séquences monotones de marques de 80 nm (limite de résolution du testeur : 120 nm), et montré que le semi-conducteur InSb offre les meilleures performances en termes de qualité de signal et de sensibilité. La reproductibilité du phénomène a été évaluée en lisant une même séquence monotone à plus de 3000 reprises. L'utilisation d'un empilement actif contenant une couche mince de InSb a par ailleurs permis l'extraction d'un signal de bonne qualité (taux d'erreurs – bER <  $6.10^{-3}$ ) lors de la lecture de

disques de capacité 43 Go, deux fois plus élevée que les disques de la norme Blu-Ray (23 Go). Ces performances ont mis en évidence le haut potentiel du matériau InSb pour assurer le rôle de couche active de disques Super-Résolution.

Parallèlement, nous avons utilisé le testeur dynamique comme un outil de caractérisation dynamique afin de déterminer, dans une première approche, quels mécanismes sont à l'origine du phénomène de Super-Résolution. Nous avons tout d'abord mis en évidence l'importance de la thermique dans la génération du phénomène pour les disques contenant le matériau actif InSb, en testant les disques à différentes vitesses d'une part, et en insérant dans le disque un puits thermique transparent dans les empilements actifs d'autre part. Nous avons également caractérisé les variations de propriétés optiques des empilements actifs au testeur dynamique, par le biais de mesures de réflectivité de l'empilement sur zone plane (non structurée). Ces expérimentations ne nous ont toutefois pas permis d'établir une corrélation entre l'amplitude des variations de réflectivité et la qualité du signal mesuré sur disques Super-Résolution.

Nous avons ensuite cherché à caractériser plus précisément les variations de propriétés optiques des empilements actifs utilisés dans les disques Super-Résolution. Pour cela, nous avons utilisé un banc de caractérisation, appelé testeur statique, permettant de mesurer l'évolution transitoire de la réflectivité des empilements actifs, excités par des impulsions de puissance et durée comparables aux conditions d'excitation du test dynamique. Cette étude a permis de montrer que les empilements étudiés présentent un gain de réflectivité réversible lorsqu'ils sont excités par des impulsions laser à la longueur d'onde du format Blu-Ray ( $\lambda=405$  nm). L'empilement offrant les meilleures performances, en terme de gain de réflectivité et de rapidité d'établissement des variations de propriétés optiques, et de sensibilité, est celui qui contient le matériau actif InSb. La reproductibilité de ces variations de propriétés optiques a pu être mise en évidence pour ce même empilement. Nous avons également confirmé, en introduisant un puits thermique transparent dans la structure que la température atteinte dans la couche active InSb joue un rôle important dans les mécanismes de variations des propriétés optiques du semiconducteur InSb.

D'une manière générale, une forte corrélation a été observée entre les configuration statique et dynamique. Cette étude nous a permis de montrer que la qualité du signal dépend de plusieurs paramètres, parmi lesquels l'amplitude du gain de réflectivité, la puissance de l'excitation optique et la rapidité d'établissement de des variations de propriétés optiques des empilements actifs. Ces para-

mètres influent directement sur la distribution spatiale de la zone aux propriétés optiques modifiées, en retard par rapport au spot focalisé en configuration dynamique. Toutefois, cette étude qualitative ne nous a pas permis d'établir précisément le profil idéal de cette zone aux propriétés optiques modifiées dont la connaissance peut s'avérer essentiel dans l'optique d'une optimisation des performances des disques Super-Résolution.

Nous avons enfin réalisé une modélisation thermo-optique des variations de réflectivité des empilements actifs étudiés dans cette thèse, reproduisant fidèlement la configuration du testeur statique et fondée sur la résolution couplée de l'équation de propagation de champ électromagnétique (décrivant la propagation du faisceau focalisé dans l'empilement) et de l'équation de la chaleur (décrivant la dissipation de chaleur générée au point chaud de l'empilement).

En premier lieu, nous avons montré, par des estimations de température (sans tenir compte de la variation, avec la température, des propriétés optiques et physico-chimiques des matériaux), que la couche mince de InSb peut localement s'échauffer au delà de sa température de fusion, indiquant ainsi que dans notre modèle il faut tenir compte de la chaleur latente de fusion de InSb (puits de chaleur).

En second lieu, nous avons calculé les variations de réflectivité des empilements actifs contenant InSb en tenant compte de l'évolution, avec la température, des propriétés optiques et physico-chimiques des matériaux constituant les empilements actifs, mais aussi de la chaleur latente de fusion de InSb. Ces calculs ont montré qu'il existe, pendant la phase d'excitation, une bonne corrélation entre l'évolution de la réflectivité simulée et celle mesurée expérimentalement. Un écart important avec les valeurs de réflectivité mesurées a en revanche été observé pendant la phase de désexcitation, phénomène que nous avons supposé être la signature de la présence d'électrons libres, ces derniers ayant une durée de recombinaison élevée pour InSb.

## Perspectives

Certains phénomènes observés expérimentalement n'ont pas pu être clairement expliqués. C'est particulièrement le cas du phénomène de dégradation irréversible survenant pour une puissance dite intermédiaire lors du test dynamique ainsi que pendant les mesures de réflectivité du disque sur zone plane (§2.3.1.5). Ce phénomène, qui s'est révélé être une caractéristique intrinsèque à l'empilement, pourrait être dû à une absorption exceptionnelle induite par la présence du plasma d'électrons libres

photo-générés, mais reste à étudier dans le futur.

Les disques au format Blu-Ray ROM double capacité délivre une bonne qualité de signal (BER  $< 6.10^{-3}$ ), mais qui doit être encore améliorée en vue de la commercialisation éventuelle de disque Super-Résolution. En particulier, il apparaît essentiel de pouvoir maintenir un signal d'aussi bonne qualité sur un nombre de cycles élevé (typiquement : 1 million). Une optimisation de l'empilement actif s'avère indispensable pour atteindre cet objectif, d'autant plus qu'il est fort probable que le matériau actif InSb passe à l'état liquide à chaque passage du spot focalisé lors de la lecture des disques à haute puissance.

Sur le plan de l'amélioration des performances des empilements actifs, il semble indispensable à ce stade de mieux comprendre le lien existant entre la qualité du signal mesuré (test dynamique) et l'évolution transitoire des propriétés optiques des empilements actifs (test statique). Le développement d'outils de simulation prenant en compte le décalage du spot dans le processus de diffraction du spot focalisé par les disque Super-Résolution pourra s'avérer utile pour déterminer la configuration optique permettant de maximiser l'amplitude du signal. Par ailleurs, il semble essentiel de pouvoir caractériser expérimentalement la distribution spatiale de la zone aux propriétés optiques modifiées afin d'envisager l'intégration de techniques de Super-Résolution dans les futures générations de disques optiques haute densité (enregistrement optique « champ proche » utilisant une lentille à haute ouverture numérique, en particulier).

Enfin, nous avons concentré nos efforts, dans cette thèse, sur la densification des données dans la direction tangentielle, c'est-à-dire le long de la piste. Nous avons ainsi gagné un facteur deux sur la capacité des disques en divisant par deux la longueur des marques. Étant donné la bonne qualité de signal obtenu dans cette configuration, et compte tenu de l'amélioration constante des algorithmes de traitement de signal utilisés pour la détection (PRML), il semble envisageable de compresser davantage les marques le long de la piste. Toutefois, un gain conséquent en capacité ne pourra être obtenu qu'en resserrant les pistes (densification dans la direction radiale) ou en multipliant les niveaux de stockage de données (enregistrement multi-niveaux).

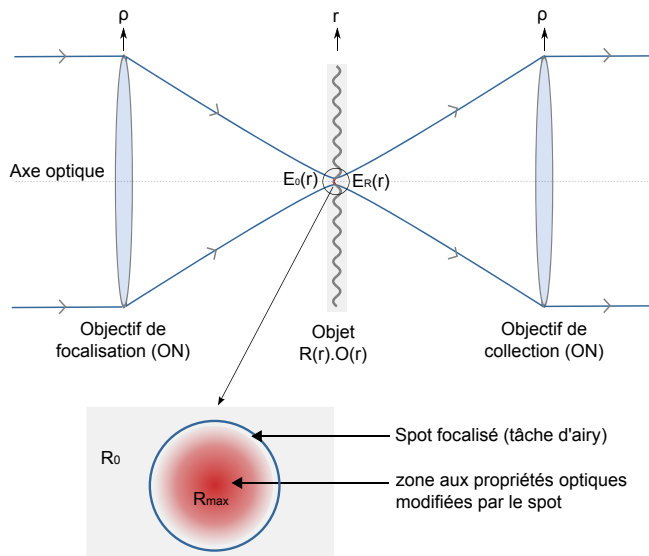
# **Annexes**



## A Théorie optique de la Super-Résolution : calcul de l'élargissement des lobes de diffraction induit par la présence d'une zone aux propriétés optiques modifiées, sous le spot de lecture

Cette annexe vient en complément du paragraphe 1.3.3.2. Nous détaillons ici le calcul qui permet d'aboutir à l'élargissement des lobes de diffraction intervenant spécifiquement dans le cas spécifique des disques à Super-Résolution. Ce calcul a été réalisé sur la base des travaux de Bouhwhuis et Spruit [A.1].

Le champ électrique au niveau du disque peut ainsi être exprimé en coordonnées polaires dans l'espace réel (variable  $r$  : distance par rapport à l'axe optique). Le champ au niveau de l'objectif et du collecteur sont eux exprimés dans l'espace fréquentiel (variable  $\rho$ ), comme indiqué sur la A.1.



**Figure A.1**

Représentation schématique du microscope confocal à balayage fonctionnant en transmission. Le spot focalisé provoque une modification locale des propriétés optiques du disque, qui se traduit dans cet exemple par une élévation de la réflectivité du disque ( $R_0$  pour le matériau non-excité,  $R_{\max}$  au centre du spot).

Soit  $E_0(r)$  l'expression du champ électrique incident (spot focalisé – tâche d'Airy) au niveau du plan focal et  $O(r)$  une fonction représentant l'objet (disque) qui contient l'information à détecter (réseau de phase de pas  $p_r$  inférieur à la limite de résolution, par exemple). Dans le cas où les variations de propriétés optiques se traduisent par une modification de la réflectivité  $R$  du disque, celle-ci est de la forme :

$$R(r) = R_0 [1 + \chi \cdot g(E_0)] \quad (4.16)$$

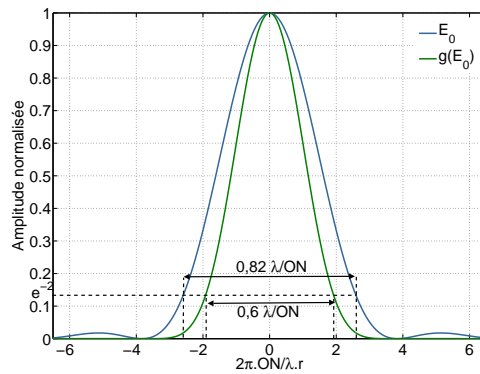
où  $R_0$  est la réflectivité de l'empilement à la longueur d'onde d'étude,  $\chi$  un facteur définissant l'amplitude et la nature de des variations (diminution de réflectivité si  $\chi$  est négatif, augmentation dans le cas contraire) et  $g$  une fonction définissant la dépendance de la partie non-linéaire de  $R(r)$  avec le

champ électrique incident  $E_0$ . Notons que ce formalisme général permet d'envisager une grande diversité en ce qui concerne la nature (diminution ou augmentation de réflectivité ou de transmission de l'objet) et l'allure (distribution spatiale) de la zone aux propriétés optiques modifiées, sans prendre en compte les mécanismes physiques et physico-chimiques qui pourraient y être associés.

Nous traitons ici le cas où les propriétés optiques des matériaux varient proportionnellement avec l'énergie apportée par le faisceau focalisé, ce qui est le cas pour la grande majorité des effets recensés [B.1]. Cette dépendance quadratique sur l'amplitude du champ électrique peut être décrite par la fonction  $g(E_0)$  définie par :

$$g(E_0(r)) = \alpha E_0(r) \cdot E_0^*(r) \quad (4.17)$$

où  $\alpha$  est un coefficient de proportionnalité et  $E_0^*$  le conjugué du champ  $E_0$ . La figure A.2 représente la distribution spatiale de ce terme, qui s'étend sur un diamètre plus faible que la tâche d'Airy ( $0.6\lambda/ON$  contre  $0.82\lambda/ON$ , respectivement).



**Figure A.2**

Distribution spatiale du spot focalisé ( $E_0$  – tâche d'Airy) et de la fonction ( $gE_0$ ).

Le champ électrique  $E_R(r)$  réfléchi par l'objet s'exprime simplement, dans le plan de l'objet, par :

$$E_R(r) = E_0(r) \cdot R(r) \cdot O(r) \quad (4.18)$$

Le champ  $E_R(r)$  réfléchi par l'objet se propage en champ lointain jusqu'à l'objectif de collection<sup>7</sup>. Le champ électrique au niveau de cette pupille, noté  $\tilde{E}_R(\rho)$ , s'obtient en réalisant la transformée de Fourier de  $E_R(r)$  :

$$\tilde{E}_R(\rho) = \text{TF}(E_R(r)) \quad (4.19)$$

En reprenant l'expression de  $E_R(r)$  (équation 4.18) et en utilisant les propriétés du produit de convo-

7. L'objectif de collection est en réalité confondu avec l'objectif de focalisation, le système fonctionnant en réflexion.

lution (noté  $\otimes$ ),  $\tilde{E}_R(\rho)$  devient :

$$\tilde{E}_R(\rho) = \tilde{E}_0(\rho) \otimes \tilde{R}(\rho) \otimes \tilde{O}(\rho) = [\tilde{E}_0(\rho) \otimes \tilde{R}(\rho)] \otimes \tilde{O}(\rho) \quad (4.20)$$

Soit, en reprenant l'expression de la réflectivité de l'objet (équation 4.16) :

$$\tilde{E}_R(\rho) = [\tilde{E}_0(\rho) \otimes R_0(\delta(\rho) + \chi\tilde{g}(\rho))] \otimes \tilde{O}(\rho), \quad (4.21)$$

où  $\tilde{g}(\rho)$  représente la transformée de Fourier de  $g(E_0(r))$ . Il vient :

$$\tilde{E}_R(\rho) = R_0[\tilde{E}_0(\rho) + \chi\tilde{g}(\rho) \otimes \tilde{E}_0(\rho)] \otimes \tilde{O}(\rho), \quad (4.22)$$

Prenons le cas le plus simple, où l'objet est un réseau d'amplitude sinusoïdal, de période  $p_r$ . L'expression de la fonction  $O(r)$  le représentant peut s'écrire simplement :

$$O(r) = 1 + \cos\left(\frac{2\pi}{p_r}r\right) \quad (4.23)$$

Sa transformée de Fourier  $\tilde{O}(\rho)$  s'écrit :

$$\tilde{O}(\rho) = \delta(\rho) + \frac{1}{2}\delta\left(\rho - \frac{2\pi}{p_r}\right) + \frac{1}{2}\delta\left(\rho + \frac{2\pi}{p_r}\right) \quad (4.24)$$

En utilisant les propriétés de distribution du produit de convolution, l'équation 4.22 devient :

$$\begin{aligned} \tilde{E}_R(\rho) &= \underbrace{R_0[\tilde{E}_0(\rho) + \chi\tilde{g}(\rho) \otimes \tilde{E}_0(\rho)]}_{\text{Ordre 0}} \\ &+ \underbrace{\frac{1}{2}R_0\left[\tilde{E}_0\left(\rho - \frac{2\pi}{p_r}\right) + \chi\tilde{g}\left(\rho - \frac{2\pi}{p_r}\right) \otimes \tilde{E}_0\left(\rho - \frac{2\pi}{p_r}\right)\right]}_{\text{Ordre +1}} \\ &+ \underbrace{\frac{1}{2}R_0\left[\tilde{E}_0\left(\rho + \frac{2\pi}{p_r}\right) + \chi\tilde{g}\left(\rho + \frac{2\pi}{p_r}\right) \otimes \tilde{E}_0\left(\rho + \frac{2\pi}{p_r}\right)\right]}_{\text{Ordre -1}}. \end{aligned} \quad (4.25)$$

Cette équation fait apparaître l'expression du champ électrique pour chacun des trois lobes de diffraction contenant chacun un terme linéaire et un terme non linéaire. Analysons en détail l'expression du champ  $\tilde{E}_R^0(\rho)$  relatif au lobe d'ordre 0 afin de déterminer l'influence du terme non linéaire sur

sa distribution spatiale :

$$\tilde{E}_R^0(\rho) = R_0 [\tilde{E}_0(\rho) + \chi \tilde{g}(\rho) \otimes \tilde{E}_0(\rho)] \quad (4.26)$$

La transformée de Fourier de  $g(E_0(r))$ , notée  $\tilde{g}(\rho)$ , s'écrit :

$$\tilde{g}(\rho) = \alpha \tilde{E}_0(\rho) \otimes \tilde{E}_0^*(\rho), \quad (4.27)$$

L'expression du champ  $\tilde{E}_R^0(\rho)$  relatif au lobe d'ordre 0 devient alors :

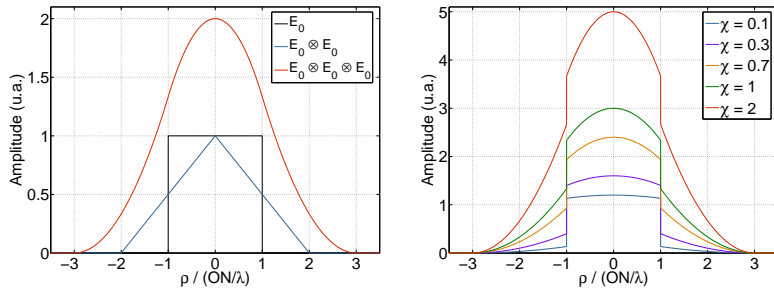
$$\boxed{\tilde{E}_R^0(\rho) = R_0 [\tilde{E}_0(\rho) + \alpha \chi \tilde{E}_0(\rho) \otimes \tilde{E}_0^*(\rho) \otimes \tilde{E}_0(\rho)]} \quad (4.28)$$

Considérons le cas le plus simple pour lequel l'objectif est uniformément éclairé<sup>8</sup>. La distribution de champ  $E_0(r)$  dans le plan de l'objet est dans ce cas, la tâche d'Airy. Sa transformée de Fourier  $\tilde{E}_0(\rho)$  n'est autre que la fonction pupille :

$$\tilde{E}_0(\rho) = \begin{cases} 1 & \rho \leq ON/\lambda \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (4.29)$$

Le produit de convolution  $\tilde{E}_0(\rho) \otimes \tilde{E}_0^*(\rho) \otimes \tilde{E}_0(\rho)$  conduit à un terme d'allure gaussienne trois fois plus étalé que  $\tilde{E}_0(\rho)$  (figure A.3(a)). En sommant ce terme, modulé par l'amplitude  $\chi$  du terme non-linéaire de  $R(r)$ , avec le terme  $E_0(\rho)$ , nous obtenons la distribution spatiale  $\tilde{E}_0(\rho)$  du lobe d'ordre 0 dans le plan du collimateur (figure A.3(b)), qui s'étale sur un diamètre trois fois plus important que le lobe d'ordre 0 obtenu dans le cas classique (sans variation des propriétés optiques de l'objet). Nous observons que la contribution non linéaire permet non seulement d'obtenir un champ de la zone annulaire du lobe ( $\rho > ON/\lambda$ ), mais aussi de mettre en surbrillance la zone centrale ( $\rho \leq ON/\lambda$ ), dans une proportion variable suivant l'amplitude  $\chi$  du terme non-linéaire de  $R(r)$ . Les lobes de diffraction  $\pm 1$ , qui sont des clones du lobe d'ordre 0 (de plus faible amplitude) sont impactés de la même manière par la modification locale des propriétés optiques de l'objet, et subissent aussi un élargissement.

8. En pratique la distribution d'amplitude du faisceau incident sur la pupille d'entrée de l'objectif de focalisation est une Gaussienne tronquée en raison de la nature Gaussienne du faisceau émis par la diode laser. Il en résulte un élargissement du spot au foyer dont l'influence ne sera pas étudiée ici.



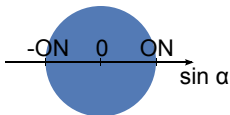
(a) Distribution du produit de convolution  $\tilde{E}_0(\rho) \otimes \tilde{E}_0^*(\rho) \otimes \tilde{E}_0(\rho)$ . Le terme résultant s'étale sur une distance trois fois plus importante que le terme  $\tilde{E}_0(\rho)$ .

(b) Distribution du champ  $\tilde{E}_R^0(\rho)$  relatif au lobe d'ordre 0, pour diverses amplitudes de *chi*, terme non-linéaire de  $R(r)$ .

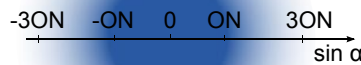
**Figure A.3**

Influence de l'introduction d'une zone aux propriétés optiques modifiées dans l'objet : distribution spatiale de la contribution non linéaire du champ  $\tilde{E}_0(\rho)$  (a), du champ  $\tilde{E}_R^0(\rho)$  au niveau de la pupille du collecteur (b), et visualisation de l'élargissement des lobes induit par la variation locale des propriétés optiques de l'objet (c).

Cas classique:



Super-Résolution:  
Présence d'une d'une zone aux propriétés optiques modifiées dans l'objet



(c) Représentation schématique du lobe de diffraction d'ordre 0 dans le plan du collecteur, dans le cas classique (à gauche) et dans le cas où l'objet contient une zone aux propriétés optiques modifiées (à droite).

## Références de l'annexe A

- [A.1] G. Bouwhuis and J.H.M. Spruit, Optical storage read-out of nonlinear disks. *Applied optics*, 29(26) :3766–3768,1990.
- [B.1] Robert W. Boyd. *Nonlinear Optics*. Academic Press, 2003.

## **B Caractérisations statiques : étalonnage des valeurs de réflectivité, incertitudes de mesures et résultats complémentaires**

Dans cette annexe nous allons :

- détailler le protocole expérimental nous ayant permis de réaliser l'étalonnage des valeurs de réflectivité  $R(t)$  à partir de la tension mesurée aux bornes du photomultiplicateur,
- présenter les calculs d'incertitudes sur ces valeurs de réflectivité,
- présenter quelques résultats complémentaires sur la durée de décroissance de la réflectivité mesurée pour les différents empilements actifs.

### **B.1 Étalonnage prenant en compte les contraintes liées à la détection**

Lors des caractérisations statiques réalisées dans cette thèse (chapitre 3), nous avons cherché à quantifier l'amplitude des variations de réflectivité provoquée par une excitation optique (impulsions laser de puissance et durée variable). Une telle quantification ne peut être réalisée qu'en obtenant la valeur absolue, à chaque instant  $t$ , de la réflectivité  $R(t)$  de l'échantillon.

#### **Détection des variations de réflectivité de l'échantillons : recherche d'un compromis entre sensibilité, bande passante et bruit.**

Nous avons cherché à détecter des fluctuations d'intensité du faisceau sonde de longueur d'onde 440 nm, de faible puissance ( $< 10 \mu W$ ), qui traduisent les variations de réflectivité du disque soumis à une excitation optique (longueur d'onde 405 nm). Les phénomènes que nous souhaitons observer sont de courte durée (typiquement : 500 ns) et peuvent avoir des temps de montée faibles (de l'ordre de la nanoseconde). Ainsi la chaîne de détection (transducteur opto-electronique associée à l'oscilloscope utilisé pour l'acquisition du signal) doit avoir une bande passante élevée (plusieurs centaines de MHz).

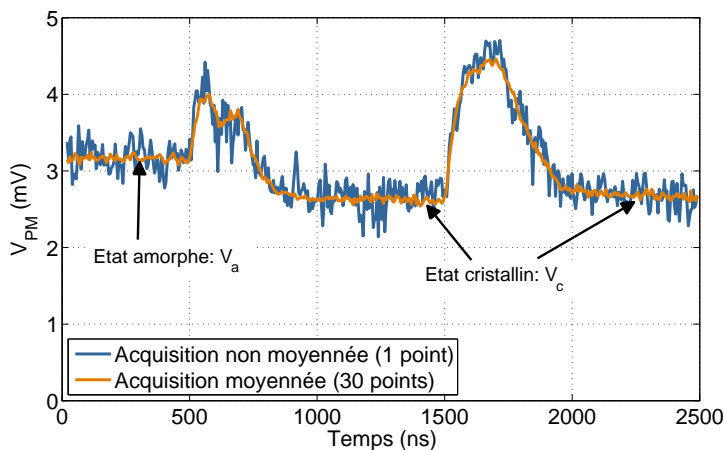
Le choix du transducteur opto-électronique répondant à ces exigences est peu évident et a nécessité un inventaire des photodétecteurs disponibles sur le marché, afin de trouver le meilleur compromis entre sensibilité, bande passante, temps de montée et bruit.

Les photodiodes rapides de dernière génération proposent une bande passante élevée ( $>1$  GHz) et des temps de montée très faibles ( $< 500$  ps), mais leur sensibilité est trop faible à 440 nm ( $< 0,2$  A/W) pour délivrer un signal d'amplitude suffisante. En effet, le courant délivré en sortie d'une telle pho-

todiode illuminée par un faisceau de puissance  $10 \mu\text{W}$  ne dépasse pas  $2 \mu\text{A}$ , ce qui se traduit par une tension de  $100 \mu\text{V}$  aux bornes de l'oscilloscope, dont le plus petit calibre est  $1 \text{ mV}$ . L'utilisation d'un amplificateur de courant à bande passante élevée pourrait être envisagée pour amplifier ce signal, mais la sensibilité de cette détection ne serait pas améliorée pour autant.

Nous avons opté pour un autre type de photodétecteur : le photomultiplicateur (noté PM), généralement utilisé pour des applications de comptage de photons. Il présente la particularité d'offrir une bonne sensibilité à la longueur d'onde de travail et un temps de montée acceptable ( $1.5 \text{ ns}$ ) pour nos besoins. Il présente toutefois deux inconvénients majeurs :

- contrainte de linéarité : le courant sortant du PM ne doit pas dépasser  $100 \mu\text{A}$  pour s'assurer d'un fonctionnement en régime linéaire. La tension  $v_{\text{PM}}$  mesurée par l'oscilloscope (impédance d'entrée :  $50 \text{ Ohm}$ ) ne doit pas dépasser  $5 \text{ mV}$  dans ces conditions. Autrement dit les variations de réflectivité du disque se traduisent au final par des variations de tension sur une faible plage d'excursion ( $0 - 5 \text{ mV}$ ).
- contrainte de bruit : le signal mesuré est fortement bruité (amplitude du bruit  $\approx 0.3 \text{ mV}$  dans le meilleur des cas), ce qui risque d'engendrer une incertitude importante sur les valeurs de réflectivité obtenues après étalonnage. Nous avons résolu ce problème grâce à un protocole expérimental intégrant la répétition de la mesure sur plusieurs points physiques du disque. Ces acquisitions sont ensuite moyennées par l'oscilloscope qui délivre au final un signal suffisamment lisse pour être exploité. La figure B.1 montre qu'une acquisition unique (courbe bleue) est difficilement exploitable, contrairement au signal obtenu après une acquisition moyennée sur une trentaine de points (courbe orange).



**Figure B.1**

Réduction du bruit des signaux générés par le photomultiplicateur : évolution temporelle d'un signal non moyenné (acquisition sur 1 point) et d'un signal moyenné (acquisition sur 30 points).

### Obtention des valeurs de réflectivité $R(t)$ à partir de la tension $v_{PM}(t)$ mesurée en sortie du photo-multiplicateur

Le photo-multiplicateur ne permet pas de réaliser pas une mesure absolue de la puissance d'un faisceau. Autrement dit il est impossible, dans notre cas, de remonter directement à une valeur de réflectivité à partir d'une valeur de tension  $v_{PM}(t)$  mesurée à l'oscilloscope, car cette valeur dépend du gain du PM, qui peut être ajusté en fonction de l'intensité du faisceau à détecter. Pour remonter aux valeurs de réflectivité de manière rigoureuse, et envisager de réaliser une étude comparative entre divers échantillons, nous avons dû établir une méthode d'analyse des signaux obtenus en provenance d'empilements actifs de disques Super-Résolution, et qui s'appuie sur les propriétés de basculement des propriétés des matériaux à changement de phase. Le signal, consistant en l'évolution temporelle de la tension en sortie du PM, notée  $v_{PM}(t)$  (figure B.1), laisse apparaître deux paliers correspondant à l'état amorphe (tension  $v_a$ , correspondant à un niveau de réflectivité noté  $R_a$ ) et cristallin (tension  $v_c$ , correspondant à un niveau de réflectivité noté  $R_c$ ). Ces niveaux de réflectivité sont déterminées au préalable à l'aide d'une photodiode à faible basse passante (étalonnage « à froid », qui présente l'avantage de délivrer un niveau de tension continu peu bruité. Connaissant ces valeurs, nous pouvons alors procéder à l'étalonnage des valeurs de réflectivité à partir des fluctuations de tension aux bornes du PM.

En régime de fonctionnement linéaire, il existe une relation affine entre la tension  $v_{PM}(t)$  mesurée à en sortie du PM et la puissance  $P(t)$  incidente sur le PM à un instant  $t$  :

$$v_{PM}(t) = a \cdot P(t) + b, \quad (4.30)$$

où  $a$  et  $b$  sont des constantes dépendant du gain du PM (ajusté pour chaque échantillon de telle manière que la valeur absolue du signal ne dépasse pas 5 mV pendant la durée de l'acquisition – condition de linéarité du PM à respecter impérativement) et de la longueur d'onde du faisceau incident. Sachant que la puissance du faisceau sonde est invariante dans le temps, nous pouvons affirmer que les variations du flux lumineux à l'entrée du PM sont imputables aux variations du flux réfléchi par le disque, et donc aux variations de la réflectivité  $R$  de ce dernier.

Ainsi il existe une relation affine entre la réflectivité du disque  $R(t)$  et la tension  $v_{PM}(t)$  :

$$R(t) = \alpha \cdot v_{PM}(t) + \beta, \quad (4.31)$$



où  $\alpha$  et  $\beta$  sont des constantes.

Pour obtenir une relation univoque entre  $R(t)$  et  $v_{PM}(t)$ , nous pouvons nous appuyer sur la connaissance des niveaux de réflectivité de l'empilement aux états amorphe ( $R_a$ ) et cristallin ( $R_c$ ), mesurés au préalable par une autre méthode (étalonnage « à froid » évoqué auparavant). Sachant que la tension  $v_a$  correspond à  $R_a$ , et que  $v_c$  correspond à  $R_c$  (cf. figure 2), nous pouvons écrire les relations suivantes :

$$R_a = \alpha \cdot v_a + \beta \quad (4.32)$$

$$R_c = \alpha \cdot v_c + \beta \quad (4.33)$$

Nous pouvons ainsi déduire les relations suivantes :

$$R(t) - R_c = \alpha \cdot (v_{PM} - v_c) \quad (4.34)$$

$$R(t) - R_a = \alpha \cdot (v_{PM} - v_a) \quad (4.35)$$

Enfin, nous obtenons les variations de réflectivité  $R(t)$  en fonction de  $v_{PM}(t)$ ,  $v_a$ ,  $v_c$ ,  $R_a$  et  $R_c$ , indépendantes du gain du photomultiplicateur :

$$R(t) = \frac{R_c (v_{PM}(t) - v_c) - R_a (v_{PM}(t) - v_a)}{v_c - v_a} \quad (4.36)$$

Il est donc possible de calculer la réflectivité  $R(t)$  à condition de disposer, dans le signal analysé, de ces références  $V_a$  et  $V_c$  correspondant aux états amorphe (réflectivité  $R_a$ ) et cristallin (réflectivité  $R_c$ ) du matériau à changement de phase.

## B.2 Calculs d'incertitudes sur les valeurs de réflectivité

### Incertitude sur les valeurs de réflectivité $R_a$ et $R_c$ obtenues après étalonnage « à froid »

La réflectivité  $R_a$  de l'échantillon à l'état amorphe (ou  $R_c$  lorsque l'échantillon est à l'état cristallin) est obtenue en mesurant le niveau de tension continu provenant de la détection du faisceau continu, *via* une photodiode lente. La valeur de réflectivité  $R_a$  est obtenue en mesurant le niveau de tension  $v_a$ , tension provenant de la détection du flux réfléchi par l'échantillon amorphe, et le niveau de tension  $V_{AlTi}$  provenant de la détection du flux réfléchi par un étalon en alliage AlTi, de réflectivité connue

$R_{AITi}$  connue (87.0%). Une simple relation de proportionnalité permet d'obtenir  $R_a$  :

$$R_a = \frac{V_a}{V_{AITi}} \cdot R_{AITi} \quad (4.37)$$

L'incertitude absolue sur  $R_a$  s'exprime donc ainsi :

$$\Delta R_a = \left| \frac{\partial R_a}{\partial V_a} \right| \cdot \Delta V_a + \left| \frac{\partial R_a}{\partial V_{AITi}} \right| \cdot \Delta V_{AITi} \quad (4.38)$$

Or,  $V_{AITi}$ ,  $V_a$  et  $V_c$  sont mesurés par la même méthode, dans les mêmes conditions expérimentales ; l'incertitude absolue sur leur mesure est donc la même :

$$\Delta V_{AITi} = \Delta V_a = \Delta V_c = \pm 5 \text{ mV} \quad (4.39)$$

$$\Delta R_a = \Delta V_a \left[ \left| \frac{R_{AITi}}{V_{AITi}} \right| + \left| -\frac{V_a}{V_{AITi}^2} \cdot R_{AITi} \right| \right] \quad (4.40)$$

Application numérique :

$$R_{AITi} = 87\% (\text{Etalon})$$

$$V_{AITi} = (1930 \pm 5) \text{ mV} \quad (4.41)$$

$$V_a = (585 \pm 5) \text{ mV}$$

L'incertitude absolue sur la valeur mesurée de  $R_a$  s'exprime par :

$$\Delta R_a = \pm 0.2\% \quad (4.42)$$

L'incertitude relative sur la valeur mesurée de  $R_a$  est donc :

$$\frac{\Delta R_a}{R_a} = \pm 0.7\% \quad (4.43)$$

### **Incertitude sur la valeur de réflectivité $R(t)$ obtenue après étalonnage**

Nous avons précédemment établi la relation donnant les valeurs absolues de réflectivité  $R(t)$  de l'échantillon (4.36) :

$$R(t) = \frac{R_c (v_{PM}(t) - v_c) - R_a (v_{PM}(t) - v_a)}{v_c - v_a} \quad (4.44)$$

où  $v_{PM}(t)$  est la tension mesurée aux bornes du PM,  $R_a$  et  $R_c$  les valeurs de réflectivité le l'échantillon aux états amorphe et cristallin et  $v_a$  et  $v_c$  les valeurs de tension mesurées au PM et correspondant à ces états. L'incertitude absolue sur  $R$  s'exprime ainsi :

$$\Delta R = \left| \frac{\partial R}{\partial v_{PM}} \right| \cdot \Delta v_{PM} + \left| \frac{\partial R}{\partial R_c} \right| \cdot \Delta R_c + \left| \frac{\partial R}{\partial R_a} \right| \cdot \Delta R_a + \left| \frac{\partial R}{\partial v_a} \right| \cdot \Delta v_a + \left| \frac{\partial R}{\partial v_c} \right| \cdot \Delta v_c \quad (4.45)$$

Or,  $R_a$  et  $R_c$  sont mesurés par la même méthode, dans les mêmes conditions expérimentales ; l'incertitude absolue, évaluée dans la section précédent, est donc la même pour ces deux grandeurs. Il en est de même pour les grandeurs  $v_a$ ,  $v_c$  et  $v_{PM}$ , dont l'incertitude est évaluée à partir de l'écart type mesuré sur le signal acquis, après un moyennage sur une trentaine de points.

$$\Delta R_c = \Delta R_a = \pm 0.2 \% \quad (4.46)$$

$$\Delta v_c = \Delta v_a = \Delta v_{PM} = \pm 0.02 \text{mV}$$

$$\Delta R = \left[ \left| \frac{R_c - R_a}{v_c - v_a} \right| + \left| \frac{v_{PM} - v_c}{(v_a - v_c)^2} \cdot (R_c - R_a) \right| + \left| \frac{v_a - v_{PM}}{(v_a - v_c)^2} \cdot (R_c - R_a) \right| \right] \cdot \Delta v_{PM} + \left[ \left| -\frac{v_{PM} - v_a}{v_c - v_a} \right| + \left| \frac{v_{PM} - v_c}{v_c - v_a} \right| \right] \cdot \Delta R_c \quad (4.47)$$

Application numérique :

$$R_a = (26.4 \pm 0.3) \%$$

$$R_c = (20.4 \pm 0.3) \%$$

$$v_a = (4.15 \pm 0.02) \text{ mV} \quad (4.48)$$

$$v_c = (3.69 \pm 0.02) \text{ mV}$$

$$v_{PM} = (5.00 \pm 0.02) \text{ mV}$$

L'incertitude absolue sur la valeur mesurée de  $R(t)$  s'exprime par :

$$\Delta R = \pm 2\% \quad (4.49)$$

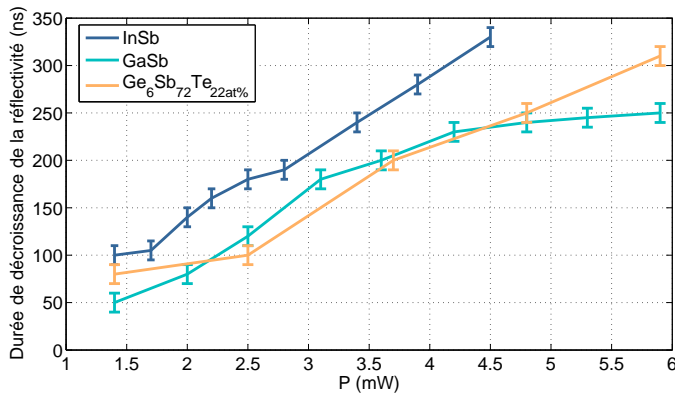
$$R(t) = (39.4 \pm 2)\% \quad (4.50)$$

L'incertitude relative sur la valeur mesurée de  $R(t)$  est donc :

$$\boxed{\frac{\Delta R}{R} = \pm 6\%} \quad (4.51)$$

### B.3 Résultats complémentaire des caractérisations statiques : mesure de la décroissance de la réflectivité

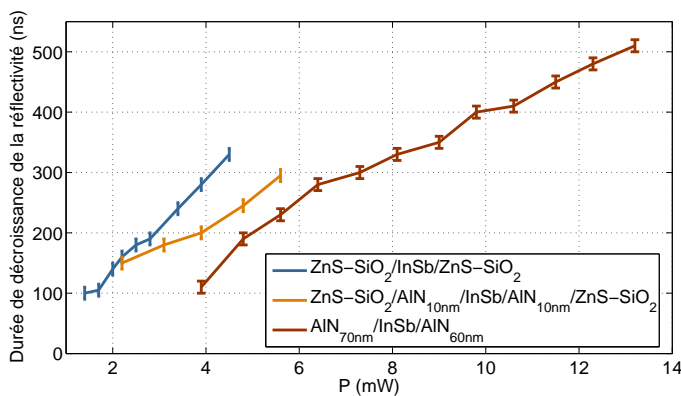
La figure B.2 présente l'évolution de la durée de décroissance de la réflectivité avec la puissance de l'impulsion d'excitation, pour les empilements contenant les matériaux actifs InSb, GaSb et  $\text{Ge}_6\text{Sb}_{72}\text{Te}_{22\text{at}\%}$ . Pour ces trois empilements, la durée de désexcitation est d'autant plus importante que la puissance est élevée, i.e. que le gain est maximal. Il apparaît que, quelque soit la puissance de l'impulsion d'excitation, la réflectivité de l'empilement contenant le matériau InSb décroît plus lentement (330 ns pour une puissance de 4.5mW) que celle des empilements contenant les matériaux actifs GaSb et  $\text{Ge}_6\text{Sb}_{72}\text{Te}_{22\text{at}\%}$  (305 ns et 250 ns pour une puissance de 5.9 mW, respectivement).



**Figure B.2**

Évolution de la durée de décroissance du gain de réflectivité avec la puissance des impulsions d'excitation de durée 200 ns, pour les empilements contenant une couche mince (épaisseur 20 nm) de InSb, GaSb et  $\text{Ge}_6\text{Sb}_{72}\text{Te}_{22\text{at}\%}$  encapsulée entre deux couches de  $\text{ZnS-SiO}_2$  (épaisseur : 70 nm côté substrat, 50 nm côté laser).

La figure B.3 présente l'évolution de la durée de décroissance de la réflectivité avec la puissance de l'impulsion d'excitation. Pour les trois empilements, la durée de désexcitation est d'autant plus importante que la puissance est élevée, i.e. que le gain est maximal. Il apparaît que, quelque soit la puissance de l'impulsion d'excitation, la réflectivité de l'empilement ne contenant pas de couches AlN décroît plus lentement que celle de l'empilement contenant des couches fines de AlN.



**Figure B.3**

Évolution de la durée de décroissance du gain de réflectivité avec la puissance des impulsions d'excitation de durée 200 ns, pour les empilements contenant une couche mince (épaisseur 20 nm) de InSb encapsulée entre deux couches minces de  $\text{ZnS-SiO}_2$ , deux couches fines (10 nm) de AlN et deux couches AlN plus épaisses (70 nm côté substrat, 60 nm côté laser).

## C Modélisation dynamique du phénomène de Super-Résolution

### Multiphysics Simulation of Super-Resolution BD ROM Optical Disk Readout

J. Pichon<sup>a</sup>, R. Anciant<sup>a</sup> and J.M. Bruneau<sup>a</sup>  
B. Hyot<sup>b</sup>, S. Gidon<sup>b</sup>, M.F. Armand<sup>b</sup> and L. Poupinet<sup>b</sup>

<sup>a</sup>MPO INTERNATIONAL, Domaine de l'Orgerie, 53700 Averton, France

<sup>b</sup>CEA - Leti, 17 rue des Martyrs, 38054 Grenoble cedex 9, France

#### ABSTRACT

In this paper we propose a multiphysics simulation of Super-Resolution BD ROM disk readout. Local metallization of the thin semiconductive layer deposited on a ROM substrate comprising a monotone sequence of 100 nm pits has been modeled by applying a Drude nonlinearity to the optical properties of the material. The photo-induced creation of free carriers lifted to the conduction band is assumed to be responsible for a local change in the optical properties of the active layer, making possible the detection of a far-field signal corresponding to pits smaller than the diffraction limit at a high readout power.

**Keywords:** Super-Resolution, BD, ROM, Drude model

#### 1. INTRODUCTION

In the never ending quest for higher data storage capacity, several solutions are under investigation. Among them, Super-Resolution optical data storage has been proposed by Tominaga *et al.*<sup>1</sup> as a credible candidate for the next generation of high-density optical disks. This technology takes advantage of the nonlinear properties of active materials to generate near-field light within the heart of the disk in order to overcome the resolution limit of the optical head. If recording processes mainly based on thermal effects seem to be well elucidated, readout mechanisms of marks beyond the diffraction limit still remain unclear at this time. Thus the physical understanding of the Super-Resolution readout process seems to be open to discussion. To explain this Super-Resolution effect, we propose a model based on optically-induced metallization of the active layer in BD read-only disks.

#### 2. SIMULATION OF SUPER-RESOLUTION DISK READOUT

Hyot *et al.*<sup>2,3</sup> recently proposed an opto-electronic model of Super-Resolution optical disk readout, based on photogeneration, diffusion and recombination of free carriers in the active layer. The simulation, initially designed for DVD ROM disks, has been upgraded to confirm the detection of far-field signal from Super-Resolution BD ROM disks. Temperature reached during readout has also been calculated to evaluate the possibility of implementing a global nonlinear model of Super-Resolution ROM optical disks readout.

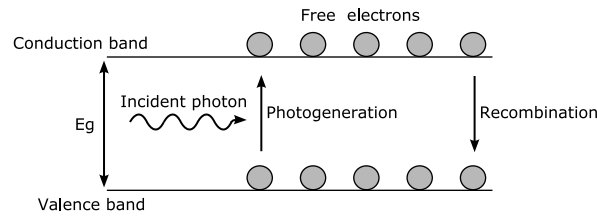
##### 2.1. Opto-electronic model

###### 2.1.1. Phenomenological analysis

A photon incident on a semiconductive material can excite an electron from the valence band and lift it to the conduction band if its energy  $E = h\nu$  exceeds the band gap  $E_g$  of the semiconductor (figure 1). When a monochromatic laser beam hits a semiconductive thin film, the flux of photons can induce the photogeneration of free electrons at a rate  $G$  (in  $s^{-1}$ ). Those excited carriers can return to the valence band at a recombination rate  $R$  (in  $s^{-1}$ ) either by collision with the lattice, inducing an increase of the material temperature, or by

---

Further author information: Please contact J. Pichon (MPO INTERNATIONAL. E-mail: joseph.pichon@cea.fr, Telephone: +33 (0)4 38 78 25 54)

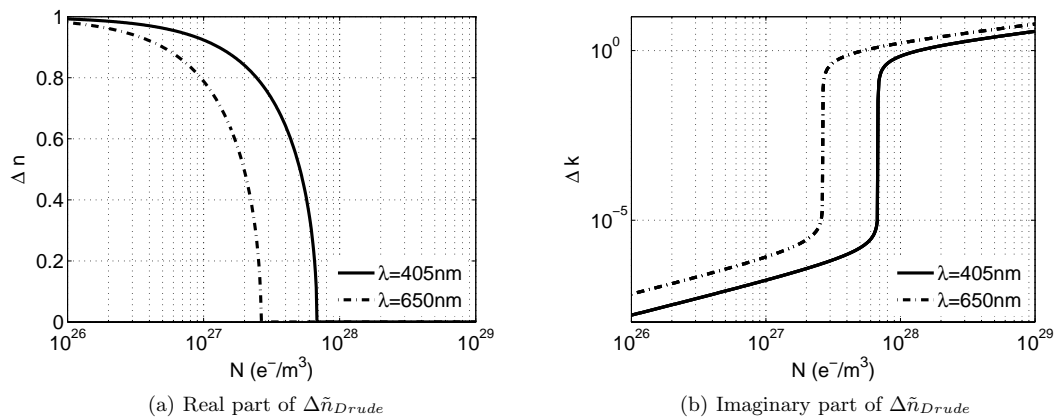


**Figure 1.** Simplified representation of the band diagram of a semiconductive material

emission of another photon. If the incident flux of photons is sufficient to get  $G$  much higher than  $R$  then the conduction band contains a plasma of free carriers, making the material change from a semiconductive behavior to a metallic one. According to the Drude theory<sup>4</sup>, this metallization induces a change on the optical properties of the material. The law referring to this metallization behavior is given in equation (1):

$$\Delta \tilde{n}_{Drude}^2 = 1 + \frac{Nq_e^2}{m\epsilon_0} \frac{1}{i\gamma\omega - \omega^2}, \quad (1)$$

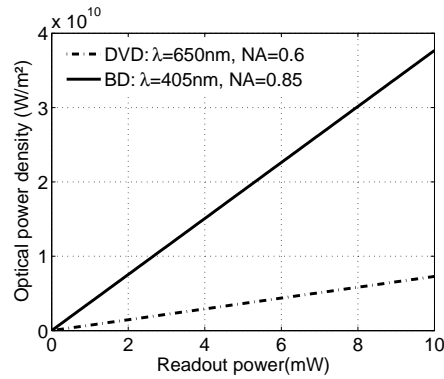
where  $\Delta \tilde{n}_{Drude}$  is the nonlinear complex contribution on the refractive index of the material,  $N$  the density of photogenerated free carriers,  $q_e$  and  $m$  the electron charge and mass,  $\omega = 2\pi/\lambda$  the excitation frequency and  $\gamma = 1/\tau$  the relaxation time of those free carriers. One can see from figures 2(a) and 2(b) that the optically-induced switching effect occurs for a higher concentration of free electrons in blue wavelength than in red wavelength.



**Figure 2.** Optical properties as a function of the free carriers concentration in a semiconductive material described by the Drude model. Switching phenomenon of the absorption coefficient occurs for a free carriers concentration of  $2,7.10^{27} e^- .m^{-3}$  in red wavelength and  $7.10^{27} e^- .m^{-3}$  in blue wavelength.

To obtain a significant variation on the optical properties, especially on the extinction coefficient of the material, a free electrons density as high as  $2,7.10^{27} e^- .m^{-3}$  in red wavelength and  $7.10^{27} e^- .m^{-3}$  in blue wavelength is required. Those high densities of electrons can be achieved by focusing the laser beam with a high numerical aperture objective lens. Figure 3 represents the theoretical optical power density as a function of the power of the laser beam focused by the objective lens in the case of both DVD and BD optical heads. It clearly appears that the high numerical aperture ( $NA = 0.85$ ) of the BD's objective lens focusing a blue laser beam leads to a higher optical power density for the BD optical head compared to the DVD optical head. It can then be assumed that the gap  $\Delta N = 4,3.10^{27} e^- .m^{-3}$  observed between the switching threshold of free electrons densities for DVD

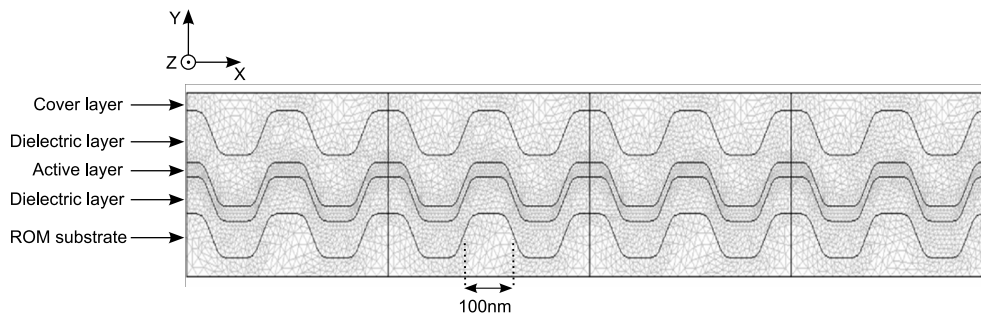
and BD configurations (figure 2(b)) can be filled, and in consequence that the switching effect of the extinction coefficient resulting in the local metallization of the semiconductive material can be obtained in both DVD and BD configurations.



**Figure 3.** Optical power density as a function of the power of the laser beam in the case of DVD ( $\lambda = 650 \text{ nm}$ ,  $NA = 0.6$ ) and BD ( $\lambda = 405 \text{ nm}$ ,  $NA = 0.85$ ) optical heads.

### 2.1.2. Simulation program

On the basis of this phenomenological analysis we used Comsol Multiphysics software to build a simulation program of Super-Resolution BD ROM optical disk readout, using the Finite Element Method. Figure 4 shows how the Super-Resolution ROM disk has been implemented in 2D. A 3-layer stack comprised of one active layer sandwiched between two dielectric thin films has been designed on a ROM substrate comprising a monotone sequence of  $100 \text{ nm}$  2T pits, smaller than the resolution limit of the simulated optical head (estimated at  $120 \text{ nm}$ ).



**Figure 4.** 2D representation of the Super-Resolution BD ROM disk. The substrate made of  $100 \text{ nm}$  2T pits (resolution limit:  $120 \text{ nm}$ ) is the lowest domain represented in the figures. The 3 domains designed above the substrate represent the 3-layer stack (2 dielectric layers encapsulating the active thin layer) and the top domain represents the cover layer. The focused laser beam is implemented as a gaussian-shaped TE-polarized plane wave moving on top boundary at a speed of  $5 \text{ m.s}^{-1}$ .

The thin active layer takes into account the Drude contribution, modeled as a nonlinearity on the optical properties of the material:

$$\tilde{n} = \tilde{n}_0 + \underbrace{\alpha(\Delta\tilde{n}_{Drude} - 1)}_{\text{Drude nonlinearity}}, \quad (2)$$

where  $\tilde{n}$  is the complex refractive index of the material,  $\tilde{n}_0$  its initial optical properties at low power (when no Drude contribution is induced) and  $\alpha(\Delta\tilde{n}_{Drude} - 1)$  the nonlinear Drude contribution previously detailed in section 2.1.1.

Two coupled equations were solved in a time-dependent solver: the electromagnetic field propagation equation and the free carriers diffusion equation:

$$\left. \begin{aligned} \nabla \times (\nabla \times E_z) - \frac{4\pi^2}{\lambda^2} \tilde{n}^2 E_z &= 0 \\ \frac{\partial N}{\partial t} - \nabla \cdot (D \cdot \nabla N) &= G - R \end{aligned} \right\} \text{Opto-electronics coupled equations}$$

where  $E_z = E_z(x, y)$  represents the electromagnetic field computed at the position  $(x, y)$  in the stack,  $\tilde{n}$  the local refractive index at this position,  $\lambda$  the wavelength of the laser beam,  $N = N(x, y)$  the free electrons concentration,  $G$  the free electrons photogeneration term,  $D$  the diffusion coefficient of those free carriers, and  $R$  their recombination rate. The first equation refers to the propagation of light within the disk and calculates the electromagnetic field distribution at each time step. The second equation modelizes the photogeneration, diffusion and recombination of free carriers in the active layer and gives a distribution map of the free electrons density at each time step.

**Table 1.** Simulation parameters.

$\lambda$	405 nm
NA	0.85
Waist of the focused laser beam	228 nm
Scanning speed	5 m.s <sup>-1</sup>
Pit length	100 nm
Pit depth	60 nm

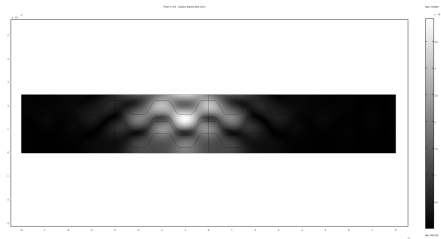
The simulation parameters are given in table 1. The focused laser spot scanning the structure is implemented as a gaussian-shaped TE-polarized electromagnetic plane wave moving on the top boundary at a speed of 5 m.s<sup>-1</sup>. The waist of the blue focused laser beam is  $w = 228$  nm. After the solving process the distribution map of electromagnetic field is obtained at each time step. The electromagnetic field computed in the vicinity of the top boundary is propagated to a detection pupil (numerical aperture of 0.85) located at a far-field distance (100  $\mu$ m) where a representative value of the far-field signal is computed at each time step through a Sommerfeld integral.<sup>5</sup> This signal is normalized by the incident flux of electromagnetic field injected in the structure by the moving source. Finally, the readout power of the focused laser beam is slowly increased as the spot scans the structure, so that the far-field signal dependence on readout power can be observed during the readout process.

### 2.1.3. Simulation results

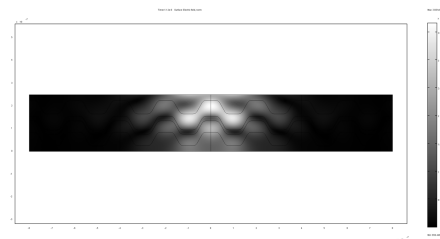
Figures 5 gives an overview of the spatial distributions of the electromagnetic field, the free electrons concentration and the optical properties computed at the readout power  $P_{read} = 1,5$  mW, when the spot is centered between two pits on the one hand (figures 5(a), 5(c), 5(e) and 5(g)), and when it is centered on a pit on the other hand (figures 5(b), 5(d), 5(f) and 5(h)). One can see that in both cases a local variation of the optical properties of the active layer is induced by the photogenerated plasma of free electrons moving in the active layer with the scanning spot.

A more detailed analysis of this reversible switching effect of the optical properties is depicted in figure 6. The evolution of the free carriers concentration on top of a pit of the active layer as the spot scans the disk is plotted on figure 6(a) for a readout power varying between 0,4 mW (BD standard) and 5 mW. The density of free carriers increases as the spot gets closer to the probed point, reaches a maximum when the spot is centered

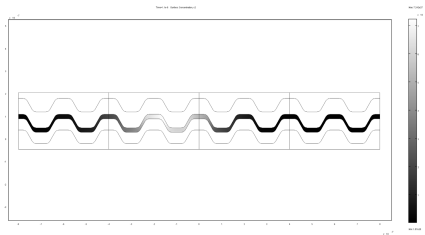




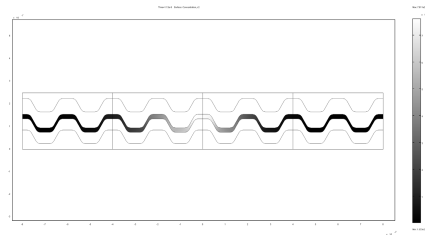
(a) Electromagnetic field distribution  $\|E_z\|$  when spot is centered between two pits



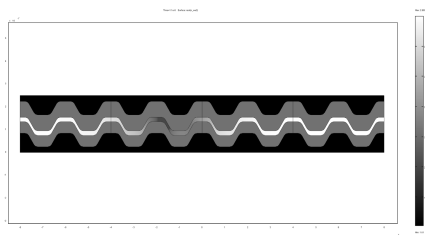
(b) Electromagnetic field distribution  $\|E_z\|$  when spot is centered on the central pit



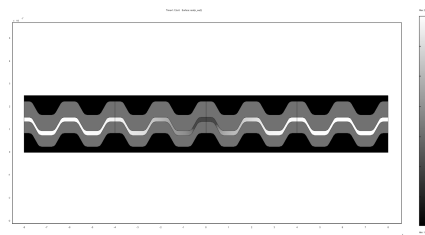
(c) Free carriers concentration  $N$  when spot is centered between two pits



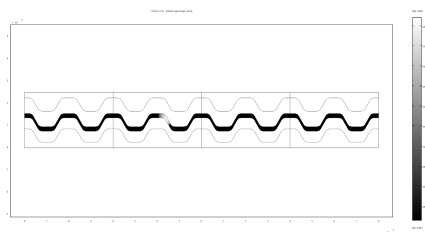
(d) Free carriers concentration  $N$  when spot is centered on the central pit



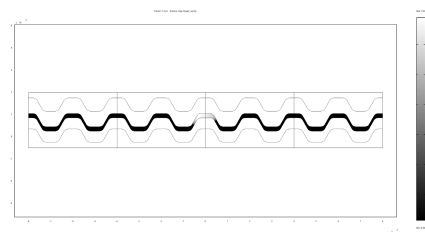
(e) Real part of the refractive index when spot is centered between two pits



(f) Real part of the refractive index when spot is centered on the central pit

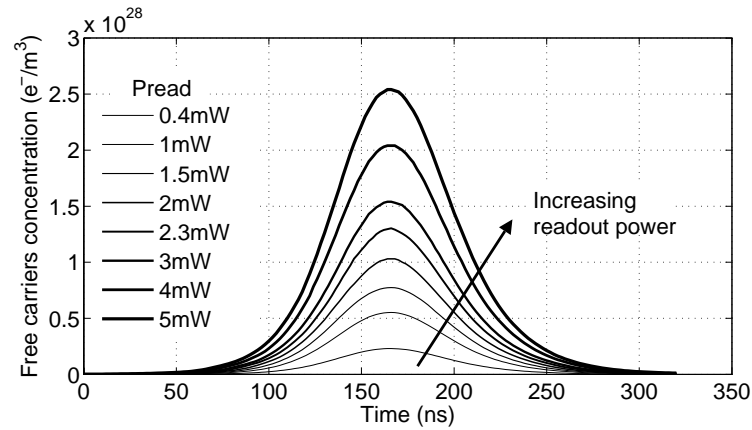
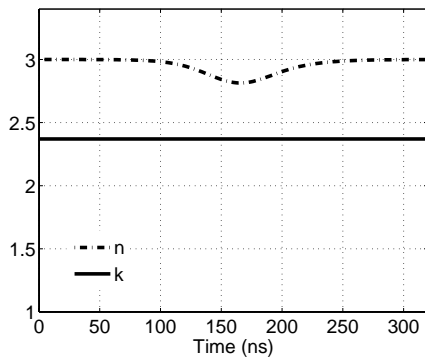
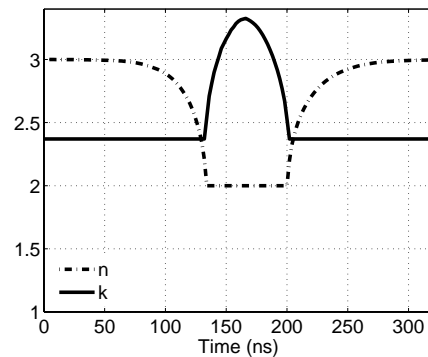


(g) Imaginary part of the refractive index when spot is centered between two pits (logarithmic scale)



(h) Imaginary part of the refractive index when spot is centered on the central pit (logarithmic scale)

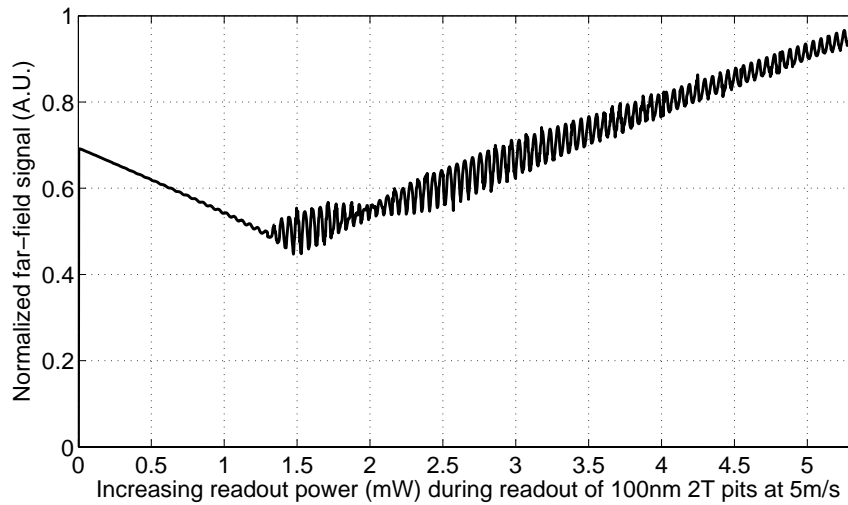
**Figure 5.** Distribution maps of electromagnetic field, free electrons concentration, real part and imaginary part of the refractive index during a scan at a velocity of  $5 \text{ m.s}^{-1}$  and a readout power of  $1.5 \text{ mW}$ , in two configurations : when spot is centered on the central pit (left images) and when the spot is centered between two pits (right images).

(a) Evolution of the free electrons density  $N$  in the active layer(b) Evolution of the optical properties of the active layer at  $P_{read} = 0,4 mW$ (c) Evolution of the optical properties of the active layer at  $P_{read} = 1,5 mW$ 

**Figure 6.** Temporal evolution of the free electrons density (subfigure 6(a)) observed on top of a pit during a scan at a velocity of  $5 m.s^{-1}$  for a readout power varying between  $0,4 mW$  and  $5 mW$ . The optically-induced modifications of the optical properties (refractive index  $n = real(\tilde{n})$  and extinction coefficient  $k = imag(\tilde{n})$ ) at this point of the active layer are plotted at low readout power ( $P_{read} = 0,4 mW$ ) and optimum readout power ( $P_{read} = 1,5 mW$ ) on subfigures 6(b) and 6(c).

exactly on it and decreases to the initial value as the spot goes away. We know from figure 2 that a concentration of free carriers higher than  $7.10^{27} e^{-}.m^{-3}$  is required to induce the metallization of the material. This threshold concentration is obtained for a readout power of about  $1,5 mW$ . While only a slight decrease of the refractive index is observed at low power (figure 6(b)), a drastic variation of the optical properties is optically induced at the high power of  $1,5 mW$  (figure 6(c)). The real part of the refractive index decreases while its extinction coefficient increases, resulting in the metallization of a local area of the semiconductive active layer. The optical properties return to their initial value as the focused spot goes away, clearly exhibiting the ultrafast reversibility of this switching phenomenon.

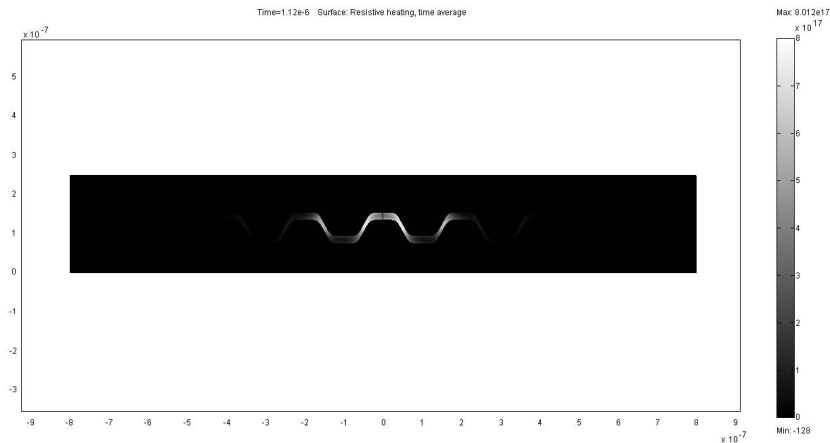
Figure 7 represents the temporal evolution of the normalized far-field signal computed in the detection pupil during the readout process of the simulated BD ROM disk. The power of the laser beam is slowly and continuously increased from  $0,4 mW$  to  $5,5 mW$  in order to observe the far-field signal dependence on readout power, which is commonly used as a way to characterize the Super-Resolution phenomenon (CNR dependence on readout



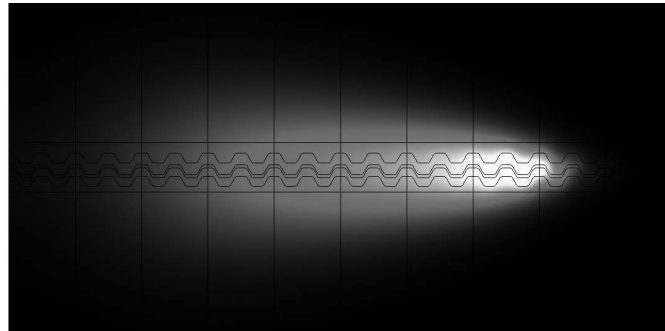
**Figure 7.** Temporal evolution of the far-field signal computed in the detection pupil, retrieved from a Super-Resolution BD ROM disk scanned with a continuously increasing readout power. This signal is normalized by the flux of electromagnetic field injected in the structure by the focused spot. At a low readout power ( $P_{read} < 1,5 \text{ mW}$ ) no signal is observed whereas a signal corresponding to the  $100 \text{ nm}$  pits appears when readout power is sufficient to induce a local modification of the optical properties ( $P_{read} > 1,5 \text{ mW}$ ), clearly exhibiting a Super-Resolution effect.

power). At a low readout power (between  $0,4 \text{ mW}$  and  $1,3 \text{ mW}$ ) no signal corresponding to the  $100 \text{ nm}$  marks can be retrieved since the flux of photons is not sufficient to generate the plasma of electrons necessary to induce modification of the extinction coefficient (but sufficient to decrease the real part of the refractive index). The nonlinearity, required to obtain a Super-Resolution effect, is not sufficient in this case. Moreover, one can see that the average value of the signal decreases. This phenomenon is related to an increase of the absorption of the active layer. When the readout power reaches a value of around  $1,4 \text{ mW}$ , the extinction coefficient drastically increases, making possible the apparition of a far-field signal corresponding to the pre-recorded  $100 \text{ nm}$  2T pits. The Super-Resolution effect is then clearly exhibited. In addition, one can see that the average value of the normalized signal increases for a power higher than  $1,5 \text{ mW}$ . This tendency indicates an increase of the reflectivity of the active layer, directly induced by the metallic behavior of the material.

The apparition of the far-field Super-Resolution signal is thought to be a consequence of the difference observed between the electromagnetic field distribution maps when the spot is centered on a pit and when it is centered between two pits (figures 5(b) and 5(a)). Since the optical properties of the active layer are directly implied in the electromagnetic field calculations, we may basically assume that the contrast of electromagnetic field observed between those two configurations is optimized for a certain spatial dimension of the metallized area, generated at a certain readout power. Nevertheless, a signal can be detected even at a readout power as high as  $5 \text{ mW}$ . In this case the size of the scanning spot is small compared to the dimensions of the metallized area which exceeds three pits. Moreover, the diminution of the signal amplitude at around  $2 \text{ mW}$  is another point of interest under investigation. Then the readout mechanisms associated to the Super-Resolution phenomenon, making possible the detection of a far-field signal from pits smaller than the resolution limit, are still open to discussion.



**Figure 8.** Distribution map of the resistive heating the readout power of  $1,5 \text{ mW}$ . Calculated during the solving process, it used as the source term of the heat equation.



**Figure 9.** Distribution map of temperature obtained after scanning 15 pits of the Super-Resolution BD ROM disk at a linear velocity of  $5 \text{ m.s}^{-1}$  when  $P_{read} = 1,5 \text{ mW}$ . Light areas correspond to a temperature of  $1083^\circ\text{C}$  and dark areas to the ambient temperature  $T_0 = 20^\circ\text{C}$ .

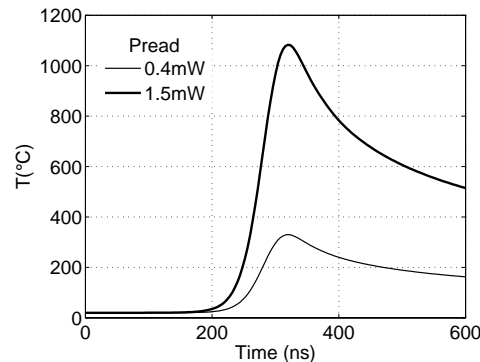
## 2.2. Thermal model

In addition to the previous depicted opto-electronic model, we may basically assume that the use of high power during the readout process induces, *via* a thermal way, optical modifications of the active material. Heat generated in the active layer can be diffused through conduction within the structure<sup>6</sup>, according to the heat diffusion equation:

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} - \nabla \cdot (k \nabla T) = Q, \quad (3)$$

where  $\rho$ ,  $C_p$  and  $k$  represent respectively the density, specific heat and thermal conductivity of the materials, and  $Q$  the source term. Absorption of the electromagnetic wave by the active layer is the main source of heat. One can see from equation (3) that radiative and convective contributions to heat diffusion are neglected in a first approximation.

A thermal module has been included in the simulation to calculate the temperature distribution in the structure during the readout process and to evaluate the possibility of coupling *in fine* electromagnetic wave propagation, electron diffusion and heat diffusion equations in a global nonlinear model. We solved the heat diffusion equation



**Figure 10.** Temporal evolution of temperature in a central point of the active layer during a scan at  $5 \text{ m.s}^{-1}$ .

by using the resistive heating term previously calculated in the opto-electronic model and depicted in figure 8. The polycarbonate domains acting like thermal resistances have been enlarged on both sides of the stack so that the Dirichlet condition (constant temperature  $T_0 = 20^\circ\text{C}$ ) imposed on the boundaries does not influence the thermal kinetics of materials (maximum temperature in the layer, cooling time of the material). The moving spot induces a displacement of the resistive heating source term in the active layer and the temperature distribution on the whole stack is calculated at each time step. Figure 9 represents the temperature distribution map obtained after scanning fifteen 2T pits, and figure 10 represents the temporal evolution of temperature at a point located at the center of the active layer. The temperature reaches  $330^\circ\text{C}$  at the standard readout power and  $1080^\circ\text{C}$  at the optimal readout power ( $P_{read} = 1,5 \text{ mW}$ ). These values seem to be overevaluated, and the cooling time is too long. This is due to the 2D implementation which does not allow a realistic dissipation of heat. These calculations may then be seen as a first step used to make a global evaluation of temperature, and an upgrade of the model to a 3D version is required to get a better heat dissipation and give more accurate results.

### 3. EXPERIMENTAL RESULTS

A Super-Resolution BD ROM disk has been realized on the basis of our analysis. The stamper from which substrates were molded has been realized by electron beam mastering<sup>7</sup> and comprises 2T pits of  $80 \text{ nm}$ ,  $100 \text{ nm}$  and  $160 \text{ nm}$  arranged in monotone sequences spaced with a track pitch of  $320 \text{ nm}$ , as depicted on figure 11. A 3-layer stack comprised of an active layer sandwiched between two dielectrics has been deposited on the substrate by RF-magnetron sputtering (figure 12). A reference sample disk comprising a simple AlTi reflective layer, not supposed to give any Super-Resolution effect, has also been realized to compare the carrier-to-noise ratio (CNR) retrieved with and without active layer. Those two disks have been read out using a Thomson pickup at the linear velocity of  $5 \text{ m.s}^{-1}$  and the carrier-to-noise ratio has been measured using a spectrum analyser (figure 13). The  $160 \text{ nm}$  marks, which are the standard 2T pits of the BD format, are supposed to be resolved even at low readout power. This is confirmed for the reference sample disk which gives a CNR higher than  $45 \text{ dB}$  (figure 13(a)). Regarding the Super-Resolution disk, only a poor CNR of  $38 \text{ dB}$  is obtained at standard readout power, but it reaches a suitable value of  $50 \text{ dB}$  at a higher readout power of  $P_{read} = 1.5 \text{ mW}$  (figure 13(b)). This behavior is thought to be a consequence of the metallization of the active layer resulting in an increase of the disk reflectivity, in accordance with the phenomenological analysis previously detailed.

The resolution limit of the BD optical head is estimated at about  $120 \text{ nm}$ , so the  $80 \text{ nm}$  and  $100 \text{ nm}$  marks cannot be resolved (figure 13(a)) using a simple reflective layer and then require a Super-Resolution effect to give a good CNR. With the active stack (figure 13(b)), carrier-to-noise ratios as high as  $40 \text{ dB}$  for the  $80 \text{ nm}$  pits and  $43 \text{ dB}$  for  $100 \text{ nm}$  pits have been obtained at the readout power  $P_{read} = 1.5 \text{ mW}$ , clearly exhibiting a Super-Resolution effect.

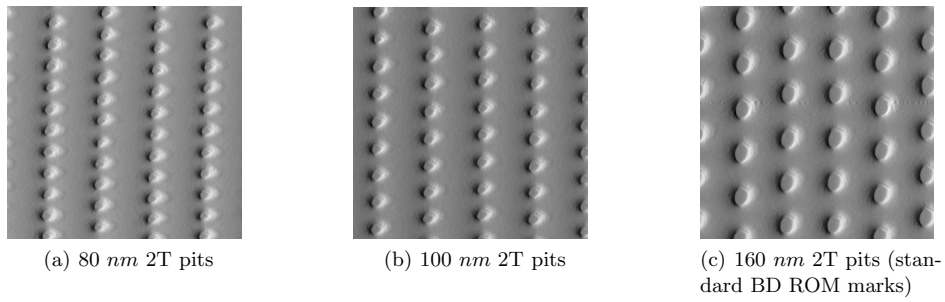


Figure 11. AFM images of the 3 areas of the specific BD ROM substrate.

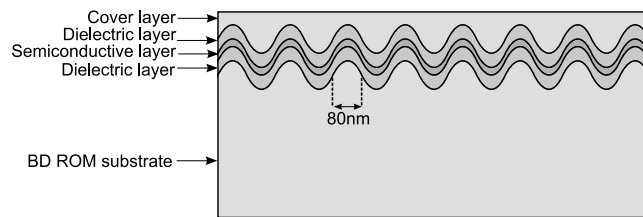


Figure 12. Schematic cross-sectional view of the Super-Resolution BD ROM disk.

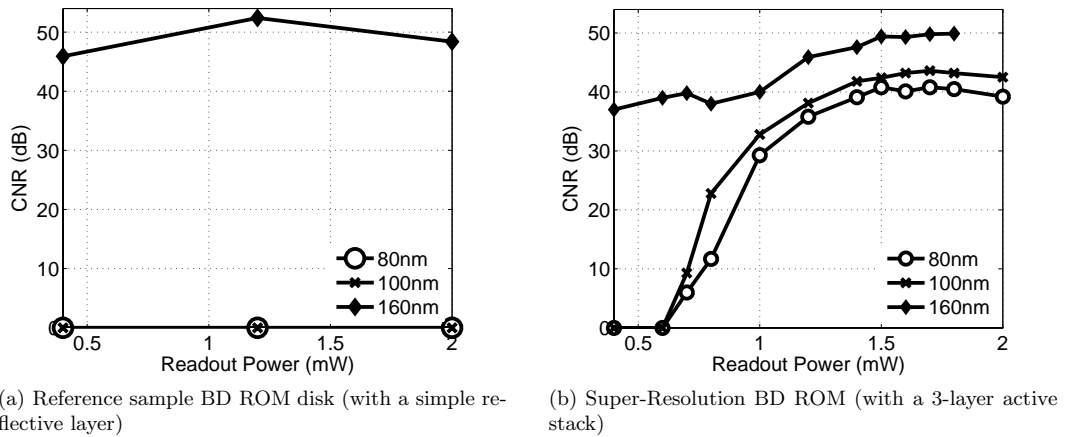


Figure 13. CNR dependence on readout power obtained during readout at a linear velocity of  $5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ .

#### 4. CONCLUSION

The simulation of the Super-Resolution BD ROM disk readout presented here is based on the photogeneration, diffusion and recombination of free carriers across the band gap (plasma creation) of the active layer. A local change of the optical properties of the active layer, optically-induced by the high-power focused laser beam, made possible the detection of a far-field signal from pits smaller than the resolution limit. Then the hypothesis of the local metallization of the active layer, based on the Drude theory, gives an explanation of the Super-Resolution phenomenon. The experimental results obtained on a Super-Resolution BD ROM optical disk reproducing the simulated stack gives a carrier-to-noise ratio as high as 43 dB for 100 nm and seems to fit with the hypothesis of the metallization of the semiconductive layer implemented in the opto-electronic model. Some temperature calculations were also made to obtain information on the thermal kinetics of the materials during the readout process, but an implementation in 3D seems necessary to give more accurate results. Nevertheless, this simulation program must be seen as a tool which will be used to evaluate the influence of parameters such as the substrate geometry (pit length, pit shape, pit depth, track pitch), the thickness of layers, the nature of materials used in the stack and the thermal effects at the origin of the degradation of signal during readout process of the Super-Resolution BD ROM disks.

#### ACKNOWLEDGMENTS

The authors would like to thank Dr. Minoru Takeda *et al.*<sup>7</sup> from Sony Corporation for providing the stamper realized with an EBR (Electron Beam Recorder).

#### REFERENCES

1. J. Tominaga *et al.*, "An Approach for Recording and Readout Beyond the Diffraction Limit with an Sb Thin Film", *Appl. Phys. Lett.* **73**, p.2078, 1998.
2. B. Hyot *et al.*, "Phase Change Materials and Superrens", *E\*PCOS 05 Technical Digest*, Cambridge, 2005.
3. S. Gidon *et al.*, "A Model of SuperRens Effect to Describe Future Generation Optical Data Storage", *COMSOL MULTIPHYSICS™ Conference Proceedings*, Paris, November 15<sup>th</sup> 2005.
4. N. W. Ashcroft and N. D. Mermin, "Solid State Physics", Saunders College Publishing.
5. M. Born and E. Wolf, "Principles of optics, 4<sup>th</sup> Edition", Pergamon Press, 1970.
6. F. P. Incropera and D. P. DeWitt, "Fundamentals of Heat and Mass Transfer, 5<sup>th</sup> Edition", John Wiley & Sons, New York, 2001.
7. M. Takeda *et al.*, "Progress in Electron Beam Mastering of 100 Gbit/inch<sup>2</sup> Density Disc", *Jpn. J. Appl. Phys.* **43**, p.5044, 2004.

## D Modèle thermo-optique statique

### D.1 Implémentation du modèle

Dans le modèle thermo-optique que nous avons réalisé sous Comsol, nous faisons l'approximation selon laquelle le spot au foyer peut être décrit comme une onde plane électromagnétique polarisée TE (transverse électrique). En réalité, le spot au foyer est une onde sphérique, polarisée circulairement dans notre cas. Il a toutefois été montré dans la littérature [D.1,D.2] que cette approximation est justifiée lorsque l'ouvertures numérique de l'objectif de focalisation est inférieure à 0.85.

Nous allons dans cette partie déterminer l'expression :

- de l'équation de propagation de lu champ électrique décrivant l'onde TE,
- de la source de champ électrique représentant le spot focalisé,
- du terme source de l'équation de la chaleur, provenant de l'absorption de l'onde dans l'empilement.

### Équation de propagation d'une onde plane en milieu homogène isotrope [D.3]

Maxwell a établi en 1873 les fondements de l'électromagnétisme. La lumière peut être assimilée à une onde électromagnétique constitué d'un champ électrique et d'un champ magnétique couplés, qui se propage dans une direction orthogonale au plan formé par ces deux composantes.

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho \quad (4.52)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (4.53)$$

$$\nabla \times \vec{\xi} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (4.54)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (4.55)$$

où  $\vec{D}$  est l'induction électrique,  $\vec{B}$  l'induction magnétique,  $\vec{\xi}$  le champ électrique,  $\vec{H}$  l'excitation magnétique,  $\vec{j}$  la densité de courant et  $\rho$  la densité de charges du milieu considéré. Les équations constitutives du milieu s'écrivent :

$$\vec{D} = \epsilon \vec{\xi} \quad (4.56)$$

$$\vec{B} = \mu \vec{H} \quad (4.57)$$

$$\vec{j} = \sigma \vec{\xi} \quad (4.58)$$



où  $\epsilon$  est la constante diélectrique du milieu,  $\mu$  sa perméabilité magnétique, et  $\sigma$  sa conductivité.

En appliquant l'opérateur rotationnel à l'équation 4.54 et en utilisant les relations constitutives du milieu, nous obtenons l'expression de la divergence du champ électrique :

$$\Delta \vec{\xi} = \mu\sigma \frac{\partial \vec{\xi}}{\partial t} + \mu\epsilon \frac{\partial^2 \vec{\xi}}{\partial t^2} \quad (4.59)$$

Nous considérons ici le cas du rayonnement émis par une diode laser, représenté par un champ électrique monochromatique s'exprimant au point de coordonnées spatiales cartésiennes  $\vec{r}=(x,y,z)$  et à l'instant  $t$  par :

$$\vec{\xi}(x,y,z,t) = \vec{E} \cdot \exp(i\vec{k}\vec{r} + i\omega t), \quad (4.60)$$

où  $\vec{k}$  est le vecteur d'onde imposant la direction de propagation de l'onde électromagnétique et  $\omega$  sa pulsation,  $c$  étant la célérité de la lumière dans le vide. La dérivée temporelle du champ électrique  $\xi$  s'exprime simplement par :

$$\frac{\partial \vec{\xi}}{\partial t} = i\omega \vec{\xi}, \quad (4.61)$$

ce qui simplifie l'équation 4.59 :

$$\Delta \vec{E} = \mu\omega^2 \left( \epsilon - i\frac{\sigma}{\omega} \right) \vec{E} \quad (4.62)$$

En notant  $\epsilon_c = \epsilon - i\frac{\sigma}{\omega}$  la constante diélectrique généralisée, nous obtenons l'équation de Helmholtz imposée à tout champ électromagnétique monochromatique en milieu continu :

$$\boxed{\Delta \vec{E} - \mu\omega^2 \epsilon_c \vec{E} = \vec{0}} \quad (4.63)$$

Dans le domaine de l'optique, il est d'usage d'introduire une grandeur, appelée indice de réfraction complexe  $\tilde{n}$ , défini par :

$$\tilde{n} = \epsilon_r^{\frac{1}{2}} \quad (4.64)$$

où  $\epsilon_r$  est la permittivité relative définie par :

$$\epsilon = \epsilon_r \epsilon_0 \quad (4.65)$$

$\epsilon_0$  étant la permittivité électrique du vide.

L'indice optique complexe du milieu est généralement décomposé en :

– sa partie réelle  $n$ , appelée indice par abus de langage, qui permet de définir la vitesse de propa-

gation de l'onde dans le milieu  $v = c/n$ ,

– sa partie imaginaire  $k$ , appelée coefficient d'extinction.

et s'exprime généralement par :

$$\tilde{n} = n - ik \quad (4.66)$$

Ainsi, en l'absence de courant ( $\sigma=0$ ) et pour un milieu de perméabilité magnétique  $\mu$  égale à la perméabilité magnétique du vide  $\mu_0$ , l'équation de propagation de l'onde plane dans un milieu d'indice  $\tilde{n}$  s'écrit :

$$\Delta \vec{E} - \epsilon_0 \mu_0 \tilde{n}^2 \frac{\omega^2}{c^2} \vec{E} = \vec{0} \quad (4.67)$$

Sachant que la pulsation de l'onde s'exprime par :

$$\omega = \frac{2\pi c}{\lambda} \quad (4.68)$$

$\lambda$  étant la longueur d'onde et  $c$  la célérité de la lumière dans le vide définie par :

$$c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \quad (4.69)$$

L'équation de propagation de l'onde plane s'exprime simplement par :

$$\Delta \vec{E} - \frac{4\pi^2}{\lambda^2} \tilde{n}^2 \vec{E} = \vec{0} \quad (4.70)$$

Le coefficient d'absorption  $\alpha$  de cette onde dans le milieu est liée au coefficient d'extinction  $k$  par la relation :

$$\alpha = \frac{4\pi k}{\lambda} \quad (4.71)$$

Ainsi, l'amplitude de l'onde s'atténue exponentiellement dans sa direction de propagation (axe  $z$ ) :

$$E(z) \propto e^{-\alpha z} \quad (4.72)$$

### Implémentation de la source de champ électrique représentant le spot focalisé

Il est en général d'usage d'exprimer la distribution du faisceau focalisé dans le plan du foyer ( $z=0$ ), par une distribution d'intensité pouvant être exprimée par une gaussienne centrée sur l'axe de pro-

pagation ( $\rho=0$ ), en coordonnées polaires  $(\rho, \theta, z)$  :

$$I(\rho, \theta, t) = I_0 \cdot e^{-2\left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^2} \quad (4.73)$$

où  $I_0$  est la valeur maximale de l'intensité, et  $\rho_0$  le rayon en  $1/e^2$  de la gaussienne tel que le diamètre efficace du spot focalisé s'exprime par  $\phi_{\text{eff}}=2\rho_0$ .

$$I(\rho, \theta, t) = E_z(\rho, \theta, t) \cdot E_z^*(\rho, \theta, t) \quad (4.74)$$

où  $E_z^*$  est le conjugué de  $E_z$ .

Le spot peut ainsi être décrit en amplitude par une gaussienne de rayon en  $1/e$   $\rho_0$ , dans le plan du foyer ( $z=0$ ) :

$$E(\rho, \theta, t) = E_0 e^{-\left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^2} e^{i\omega t} \quad (4.75)$$

ou  $\omega = 2\pi c/\lambda$  est la pulsation du champ électromagnétique de longueur d'onde  $\lambda$  et  $c$  la célérité de la lumière dans le vide.

Nous cherchons ici à normaliser  $E_0$  de telle manière que la puissance totale du faisceau, répartie dans le plan perpendiculaire à l'axe optique, soit égale la puissance totale du faisceau focalisé, notée  $P$ .

La valeur moyenne du vecteur de Poynting, notée  $\langle \Pi \rangle$ , de l'onde se propageant dans un milieu homogène non absorbant d'indice  $n$  s'écrit simplement, dans notre cas :

$$\langle \Pi \rangle(\rho, \theta) = \frac{1}{2} n \epsilon_0 c_0 E_0^2 e^{-2\left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^2} \quad (4.76)$$

ou  $\epsilon_0$  est la permittivité du vide.

Le théorème de Poynting, assurant la conservation de conservation de l'énergie, stipule que la puissance totale du faisceau traversant une surface  $S$ , perpendiculaire à sa direction de propagation, est égale à l'intégrale de la valeur moyenne du vecteur de Poynting :

$$P = \iint_S \langle \Pi \rangle dS, \quad (4.77)$$

En choisissant cette surface  $S$  comme le plan perpendiculaire à l'axe optique, et en se plaçant en coordonnées cylindriques (l'axe de propagation étant située au rayon  $\rho=0$ ), nous pouvons écrire

cette intégrale en coordonnées cylindriques :

$$P = \iint_S \frac{1}{2} n \epsilon_0 c_0 E_0^2 e^{-2\left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^2} \rho d\rho d\theta \quad (4.78)$$

Le problème étant invariant selon  $\theta$ , nous pour écrire :

$$P = \frac{1}{2} n \epsilon_0 c_0 E_0^2 \int_0^{+\infty} \rho e^{-2\left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^2} d\rho \cdot \int_0^{2\pi} d\theta \quad (4.79)$$

soit :

$$P = \pi n \epsilon_0 c_0 E_{\max}^2 \left[ -\frac{\rho_0^2}{4} e^{-2\left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^2} \right]_0^{\infty} \quad (4.80)$$

Nous obtenons finalement la valeur normalisée de  $E_0$  :

$$E_0 = \frac{2}{\rho_0} \sqrt{\frac{P}{\pi n \epsilon_0 c_0}} \quad (4.81)$$

La source de champ électromagnétique permettant de matérialiser a profondeur de champ a donc pour expression en coordonnées polaires :

$$E(\rho, t) = \frac{2}{\rho_0} \sqrt{\frac{P}{\pi n \epsilon_0 c_0}} e^{-\left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^2} e^{i\omega t} \quad (4.82)$$

### Détermination du terme source de l'équation de la chaleur

Dans le cas d'une onde plane monochromatique polarisée TE et se propageant dans un milieu non conducteur ( $\sigma=0$ ) d'indice  $\tilde{n}=n-ik$ , l'échauffement par effet Joule s'écrit :

$$Q = \frac{1}{2} Re \left( \sigma |E_y|^2 - i\omega E_y D_y^* \right) \quad (4.83)$$

où  $\omega$  la pulsation de l'onde,  $D_y=D_y(x,z)$  le déplacement électrique.

Dans un milieu non conducteur ( $\sigma=0$ ), et sachant que  $D_y(x,z)=\epsilon_0 \epsilon_r E_y(x,z)$ , l'expression de Q se simplifie :

$$Q = -\frac{1}{2} Re \left( i\omega \epsilon_0 \epsilon_r \|E_y\|^2 \right) \quad (4.84)$$

Or :

$$\omega = \frac{2\pi c}{\lambda} = \frac{2\pi}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0} \lambda} \quad (4.85)$$

$c$  étant la célérité de la lumière dans le vide et  $\lambda$  la longueur d'onde. Sachant en outre que la permittivité relative complexe du milieu  $\epsilon_r$  est reliée aux indices  $\tilde{n}=n-ik$  milieu par la relation :  $\tilde{n} = \epsilon_r^{\frac{1}{2}}$ ,  $Q$  devient :

$$Q = -\frac{1}{2} Re \left( 2i\pi \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} (n-ik)^2 \|E_y\|^2 \right) \quad (4.86)$$

Mais encore :

$$Q = -\frac{1}{2} Re \left( -4i\pi nk \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \|E_y\|^2 \right) \quad (4.87)$$

L'échauffement par effet Joule  $Q = Q(x,z)$ , provenant de l'absorption du flux optique s'exprime donc ainsi :

$$Q = 2nk \frac{\pi}{\lambda} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \|E_y\|^2 \quad (4.88)$$

où  $\epsilon_0$  est la permittivité du vide et  $\mu_0$  la perméabilité magnétique du vide.

## D.2 Résultats de simulation complémentaires

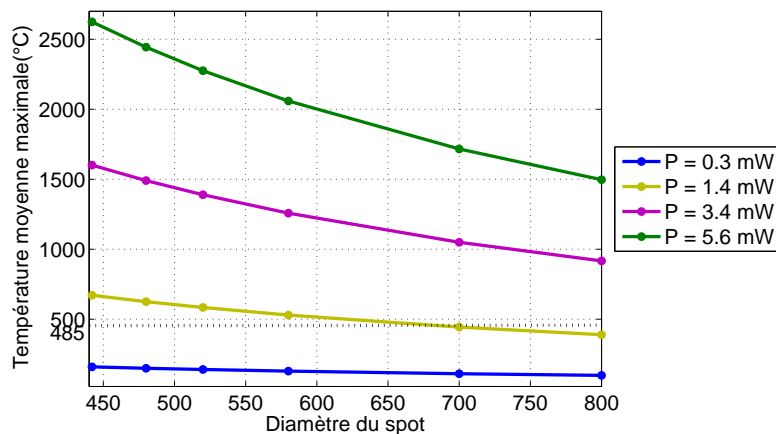
### Estimation des températures atteinte dans l'empilement : influence de la taille du spot et de la conductivité thermique de la couche InSb

Dans le cadre des estimations de température réalisées dans le quatrième chapitre (§4.3.2), nous avons montré que les puissances utilisées étaient susceptibles de provoquer un échauffement important de la couche InSb, au delà de la température de fusion (485°C en couches minces). Nous avons fait varier deux paramètres particulièrement susceptibles d'influer de manière significative sur les valeurs de température calculées :

- la taille du spot (rayon en  $1/e^2$  :  $r_0$ ),
- la conductivité thermique de la couche mine de InSb cristallisée.

Lors des caractérisations statiques, nous n'avons pas été en mesure de mesurer précisément la taille du spot focalisé. Dans nos calculs, nous avons pris en compte l'élargissement estimé le diamètre efficace du spot induit par un éclairage non uniforme de la pupille de l'objectif, sans pour autant pouvoir affirmer avec certitude que le facteur d'élargissement choisi (=1.17) soit le bon. Par ailleurs, les infimes (quelques nanomètres) fluctuations de la tête optique suivant l'axe optique, induites par la correction dynamique de l'asservissement en focalisation, peut également produire un élargissement du spot et modifier ainsi la distribution spatiale de terme source de l'équation de la chaleur. Nous avons donc cherché à évaluer l'influence de ce paramètre sur les estimations de température. La figure D.1 représente l'évolution, avec le diamètre du spot focalisé, de la température maximale calculée au

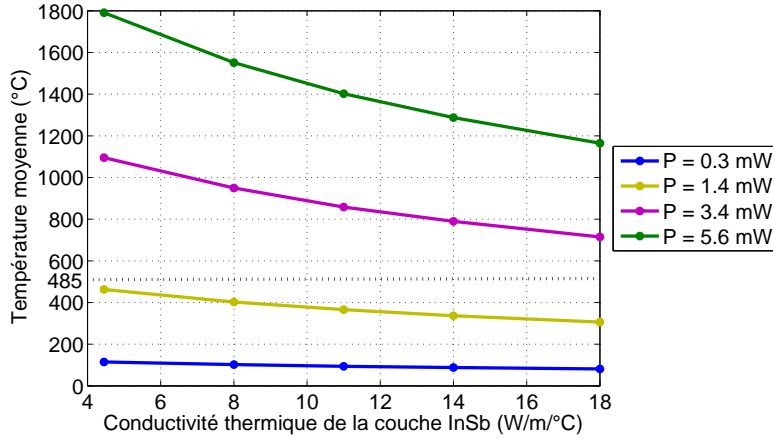
point chaud de l'empilement ZnS-SiO<sub>2</sub> / InSb / ZnS-SiO<sub>2</sub> à la fin de l'impulsion d'excitation de durée 200 ns et de puissance variable entre 0.1 et 5.6 mW. Le diamètre correspondant aux calculs présentés précédemment est de 518 nm. Nous observons une décroissance de la température maximale lorsque la dimension du spot focalisé augmente, qui peut être expliquée par une diminution de la densité de puissance du spot focalisé. Cette diminution de température se produit dans des proportions faibles (diminution de la température d'environ 30% lorsque la taille du spot augmente de 50%). Autrement dit, même si le diamètre efficace du spot était de l'ordre de 800 nm, les estimations laissent penser que la température de fusion de la couche InSb serait atteinte pour des puissances supérieures à 2.5 mW, nettement inférieure à la puissance maximale (4.5 mW) provoquant une variation réversible de réflectivité d'amplitude maximale (sans dégradation irréversible).



**Figure D.1**

Évolution de la température au point chaud de l'empilement ZnS-SiO<sub>2</sub> / InSb / ZnS-SiO<sub>2</sub> avec le diamètre du spot focalisé. Les valeurs de température sont extraites à la fin des impulsions de 200 ns et de puissance variable entre 0.1 et 5.6 mW.

La figure D.2 représente l'évolution de la température maximale, calculée au point chaud de l'empilement ZnS-SiO<sub>2</sub> / InSb / ZnS-SiO<sub>2</sub> à la fin d'une impulsion d'excitation de durée 200 ns et de puissance variable entre 0.1 et 5.6 mW, avec la conductivité thermique de la couche InSb. Nous avons fait varier cette grandeur entre la valeur mesurée en couche mince (4.45 W/m<sup>2</sup>°C) et la valeur publiée dans la littérature pour le matériau InSb massif (18 W/m<sup>2</sup>°C). Nous observons une décroissance de la température maximale lorsque la conductivité thermique de InSb augmente, que nous pouvons expliquer par une dissipation plus efficace de la chaleur accumulée sous le spot, dans le plan de la couche InSb. Toutefois, cette diminution de température est faible (diminution de 30% lorsque la conductivité thermique de InSb est quadruplée). Autrement dit, même si nous sous-estimons la conductivité thermique de InSb, les estimations de température laissent penser que la température de fusion de la couche InSb peut-être atteinte dans notre configuration.

**Figure D.2**

Évolution de la température au point chaud de l'empilement ZnS-SiO<sub>2</sub> / InSb / ZnS-SiO<sub>2</sub> avec la conductivité thermique de la couche InSb. Les valeurs de température sont extraites à la fin des impulsions de 200 ns et de puissance variable entre 0.1 et 5.6 mW.

### Modélisation prenant en compte l'évolution des paramètres avec la température : influence de la largeur du pic de chaleur spécifique permettant la prise en compte de la chaleur de fusion de InSb

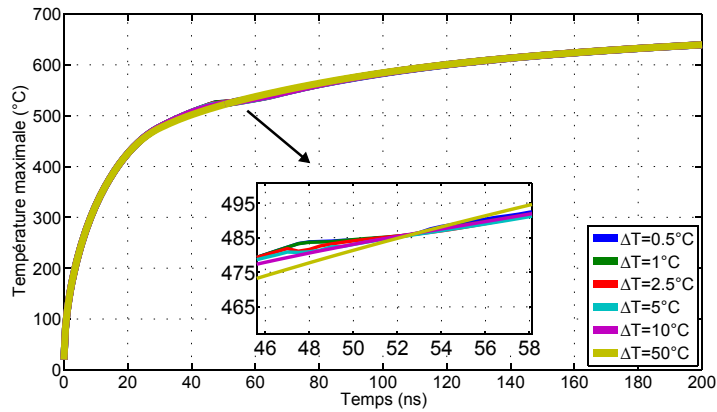
Dans notre modèle thermo-optique (cf. §4.3.3), nous avons en compte la chaleur latente de fusion de InSb, qui a été implémentée sous la forme d'un pic de chaleur spécifique centré sur la température de fusion,  $T_f$  dont l'intégrale est égale à la chaleur latente  $\Delta H_f$  de InSb. Ce pic  $\delta$  a été implémenté par une fonction gaussienne de rayon en  $1/e^2$  noté  $\Delta T$ , centrée sur la température de fusion : notée  $T_f$  :

$$\delta = \frac{\exp\left(-2\left(\frac{T-T_f}{\Delta T}\right)^2\right)}{\sqrt{\pi}\Delta T} \quad (4.89)$$

La figure D.3 représente l'évolution transitoire de la température au point chaud de l'empilement ZnS-SiO<sub>2</sub> / InSb / ZnS-SiO<sub>2</sub> excité par une impulsion de puissance 2.7 mW et de durée 200 ns, pour des valeurs  $\Delta T$  (demi-largeur de la gaussienne du pic de chaleur spécifique à la température de fusion), comprises entre 0.5°C et 50°C. Nous observons que, bien que ce paramètre a une influence sur l'allure de l'évolution de température quand elle atteint la température de fusion de InSb (485°C), il a en revanche une influence négligeable sur la température atteinte au bout de 200 ns. Cette tendance générale est égale, ent vérifié pour des puissances d'excitation plus élevées. Dans les calculs réalisés au chapitre 4, nous avons choisi  $\Delta T=2^\circ\text{C}$ .

### Références de l'annexe D

- [D.1] A. Lagrange, L. Poupinet, and R. Perrier. Vectorial high NA computation of the light electric field near the focus and inside the thin film stack of optical discs. Optical Data Storage

**Figure D.3**

Évolution temporelle de la température au point chaud de l'empilement ZnS-SiO<sub>2</sub> / InSb / ZnS-SiO<sub>2</sub> excité par une impulsion de puissance 2.7mW et de durée 200 ns, pour des valeurs  $\Delta T$ , demi-largeur de la gaussienne du pic de chaleur spécifique à la température de fusion (485°C), comprises entre 0.5°C et 50°C.

proceedings,WP5, 2002

- [D.2] S-S. Kim, Y-K. Kim, I-S. Park, and S-C Shin. Optical properties of thin-film stack illuminated by a focused field. *Journal of The Optical Society of America A*, 17(8) :1454-1460, 2000.
- [D.3] J.D. Jackson. *Classical Electrodynamics (Third Edition)*. John Wiley & Sons, 1998.





# Communications

## Participation aux congrès internationaux

### Présentations orales

- **Optical Data Storage Topical Meeting 2006**, Montréal, Avril 2006.  
J. Pichon, R. Anciant, J-M. Bruneau, M. des Rieux (MPO), B. Hyot, S. Gidon, M-F Armand et L.Poupinet (CEA-Léti).  
*Multiphysics Simulation of Super-Resolution BD ROM Optical Disk Readout.*
- **International Symposium on Optical Memory 2007**, Singapour, Octobre 2007.  
J. Pichon (MPO), M-F Armand, F. Laulagnet et B. Hyot (CEA-Léti).  
*Thermo-optical origins of the Super-Resolution effect : real-time characterization of the huge and reversible optical nonlinearity of InSb.*  
Récompense reçue : prix du meilleur papier en catégorie étudiant (« Excellent Student Award »).

### Poster

- **Joint International Symposium on Optical Memory and Optical Data Storage 2008 (ISOM/ODS 2008)**, Hawaï, Juillet 2008.  
J. Pichon, F. Laulagnet, M-F Armand, O. Lemmonier, B. Hyot et B. André (CEA-Léti).  
*Cyclability improvement on super-resolution BD-like ROM disks based on the high-contrast semiconductor InSb*

## Publication

- **Proceedings of SPIE**, Volume 6282  
J. Pichon, R. Anciant, J-M. Bruneau (MPO), B. Hyot , S. Gidon, M-F Armand and L. Poupinet (CEA-Léti).  
*Multiphysics Simulation of Super-Resolution BD ROM Optical Disk Readout.*

*Enregistrement optique haute densité : étude physique et physico-chimique  
du phénomène de Super-Résolution*

RÉSUMÉ

Ce travail de thèse s'inscrit dans la thématique du stockage de données sur disques optiques haute densité. Il porte plus précisément sur une technologie visant à accroître la capacité des disques optiques, fondée sur l'emploi de techniques dites de Super-Résolution. Ces disques, qui comprennent des informations théoriquement trop petites pour être détectables, peuvent néanmoins être lus si leurs propriétés optiques varient localement sous l'influence du faisceau laser de lecture. Nous avons mis en évidence ce phénomène dans cette thèse, en insérant un empilement actif de couches minces au cœur des disques. En particulier, nous avons montré que l'introduction d'une couche mince du matériau semiconducteur InSb permet de doubler la densité des disques optiques au format Blu-Ray, portant ainsi leur capacité à 46 Go. Nous avons également montré, par le biais de caractérisations optiques statiques, que la réflectivité de ce matériau augmente de manière réversible et reproductible sous excitation laser intense. Nous avons évalué l'importance de la thermique dans les mécanismes physiques et physico-chimiques associés à ces variations de propriétés optiques et avons réalisé une modélisation thermo-optique de l'évolution transitoire de la réflectivité des empilements actifs, fondée sur la variation des propriétés optiques de InSb avec la température.

MOTS CLÉS : Disque optique, Super-Résolution, transformation de phase, couches minces.

---

*High density optical data storage : physical study of the Super Resolution phenomenon*

SUMMARY

This work has been realized in the field of high density optical data storage. More precisely, this thesis deals with a technology that makes possible a substantial increase in the capacity of optical disks, owing to Super-Resolution techniques. These disks, comprised of marks theoretically too small to be detected, can nevertheless be read out if the optical properties of the disk vary locally under the influence of a high-power laser beam. In this thesis, we have demonstrated this phenomenon by inserting an active thin-films stack into the disks. In particular, we have shown that use of a thin InSb film creates an increase in the areal data density of Blu-Ray disks by a factor of two, consequently enlarging the disks' capacity to 46 GB. We have also shown, by way of optical static characterization of the active stacks, that the reflectance of InSb increases in a reversible and reproductible way under high-fluence laser excitation. Additionally, we have evaluated the importance of thermal effects in the physical mechanisms associated with the variations of the optical properties of InSb. Lastly, we have built a thermo-optical simulation of the transient evolution of the thin films stack reflectance, based on the evolution of InSb optical properties with temperature.

KEYWORDS : Optical disk, Super-Resolution, phase transition, thin films.

---

Spécialité : Science et génie des matériaux

Thèse préparée au Laboratoire d'Électronique et des Technologies de l'Information  
(Léti – CEA Grenoble)