

N° d'ordre : 3295

THESE

Présentée à

L'UNIVERSITE BORDEAUX 1

Ecole Doctorale de Science Physique et de l'Ingénieur

Par Mohamed Amine SALHI

pour obtenir le grade de

DOCTEUR

Spécialité : Laser et Matière Dense

Imagerie thermique et thermoélastique de circuits intégrés : Application à l'analyse de défaillances.

Soutenue le 11/12/2006

Après avis de :

M.M. A.Cornet	Professeur IISN, Université de Louvain la Neuve	Rapporteur
J.Altet	Professeur, Université polytechnique de Catalogne	Rapporteur

Devant la commission formé de :

M.M. B.Audoin	Professeur, LMP université de Bordeaux I	Président
W.Claeys	Professeur, CPMOH Université de Bordeaux I	Examineurs
G.Tessier	Maître de conférence, ESPCI	
D.Trias	Ingénieur, SERMA	
S.Dilhaire	Maître de conférence, CPMOH Université de Bordeaux I	
S.Grauby	Maître de conférence, CPMOH Université de Bordeaux I	

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier Messieurs Alain Cornet et Josep Altet d'avoir accepté d'être les rapporteurs de ce manuscrit, Messieurs G.Tessier, D.Trias et B.Audoin pour leur participation à ce jury.

Mon travail de thèse a été très enrichissant autant sur le plan professionnel que sur le plan personnel. Depuis mon arrivée au sein du groupe COX pour mon stage de DEA, voilà déjà quelques années, j'ai "touché" autant à l'électronique et à l'optique qu'à la mécanique (sans oublier le montage de meubles, la tapisserie et la peinture !!). J'ai pu ainsi goûter concrètement à tout le plaisir qu'on peut avoir à effectuer un travail de recherche expérimental. Je tiens donc à remercier vivement Monsieur Wilfrid Claeys pour ses encouragements, pour l'excellente ambiance de travail qu'il a su instaurer, et pour la riche expérience que j'ai pu avoir grâce à la confiance qu'il m'a accordée en m'accueillant au sein de son équipe. Je remercie Stefan Dilhaire, mon directeur de thèse, pour sa qualité d'écoute et d'encadrement, ses précieux conseils, et pour tous les efforts qu'il a déployés pour que je puisse rester jusqu'à maintenant. Je remercie aussi Stéphane Grauby, co-directeur de ma thèse, pour ses conseils, sa disponibilité, et pour toutes les corrections qu'il a apportées à ma thèse. Je remercie Jean Michel, pour sa précieuse aide dans tous les domaines. Je tiens à remercier particulièrement super Luis, qui est pour beaucoup dans le fait que j'ai pu démarrer cette thèse, pour toute la patience et la pédagogie dont il a fait preuve pendant mon stage de DEA, pour son aide tout au long de ma thèse, et surtout pour ses grandes qualités humaines. Je remercie mes compagnons de thèse, qui ne sont plus là maintenant, Younes le casanier et Imad le voyageur, pour toutes les riches expériences que nous avons pu partager ensemble, ainsi que nos différents voyages, du snow à Aussois à la course avec les taureaux dans les arènes de Pampelune, leur départ se fait sentir surtout le vendredi. Je remercie les autres thésards, Hélène pour la touche de féminité qu'elle a su apporter au groupe et pour son côté attentionné envers tout le monde, Gilles pour tous les petits services qu'il m'a rendus et pour nos parties de PES5. Je leur souhaite à tous les deux de la réussite dans leurs travaux de recherches.

Je n'oublie pas de remercier le personnel du CPMOH de façon générale et plus particulièrement

- Les autres thésards du CPMOH pour nos parties de foot hebdomadaires et pour nos soirées occasionnelles.
- Laurence et les filles de la gestion, qui font tout pour faciliter notre travail.
- Les mécaniciens, Eddie et mon compatriote et non moins ami Touati, pour toutes les pièces qu'ils ont pu me fabriquer.
- Les électroniciens, spécialement Philippe, dit Francky, pour la générosité dont il fait preuve chaque fois qu'on fait appel à lui, et aussi pour nos rires et papotages de couloir.
- L'informaticien "qui vient d'ailleurs" Richard et son vocabulaire singulier, spécialement pour l'attention qu'il porte au choix du menu pendant la journée du CPMOH.

Je ne remercierai jamais assez mes parents pour tout, mes frères et sœurs, spécialement « boufou », ma famille à Bordeaux pour m'avoir tendu la main quand j'en avais besoin, mon cousin hména et ses précieux conseils.

Je remercie aussi mes amis pour tous les bons moments que nous avons passé ensemble durant ces 4 ans, spécialement Ghani, Imad, Rachid, Rafik et Saficou.

Choukra Lamia pour tout.

Sommaire

Introduction.....	9
-------------------	---

Chapitre I Etat de l'art : méthodes de caractérisation de circuits intégrés	13
-----------------------------------------------------------------------------------	----

1. Introduction.....	14
2. Méthodes de mesures thermiques	14
2.1 Méthodes optiques	15
2.1.1 Méthodes nécessitant un traitement de surface	15
2.1.2 Méthodes non invasives	18
2.2 Méthodes à sonde locale	22
2.3 Méthodes à sonde intégrée.....	24
2.3.1 Mesure absolue de température.....	24
2.3.2 Mesure différentielle de température.....	24
2.4 Comparaison des différentes techniques.....	25
3. Méthodes de mesures thermoélastiques.....	26
3.1 Technique de Moiré	26
3.2 Interférométrie face arrière	27
3.3 Interférométrie en lumière blanche.....	29
4. Autres méthodes de caractérisations.....	31
4.1 Techniques utilisant l'émission lumineuse	31
4.1.1 Emission de lumière statique	31
4.1.2 Emission de lumière dynamique	32
4.2 Méthodes utilisant le laser comme source d'excitation	33
4.2.1 Effets photoélectriques induits par laser	33
4.2.2 Effets photothermiques induits par laser	34
5. Conclusion	35

Chapitre II Interférométrie Ponctuelle	37
----------------------------------------------	----

1. Introduction.....	38
2. Interférométrie ponctuelle.....	38
2.1 Introduction à l'interférométrie.....	38
2.2 Contenu du signal interférométrique	40
2.2.1. Contribution de la dilatation thermique	40
2.2.2. Contribution de la lentille thermique.....	41
2.2.3. Contribution du coefficient de réflexion	42
2.2.4 Comparaison des différentes contributions	44
2.2.5 Conclusion	46
2.3 Interféromètre de Michelson stabilisé.....	47
2.3.1 Principe.....	47
2.3.2 Montage expérimental	50
2.3.3 Résultats.....	56

a) résultats sur la structure Van der Pauw	56
b) résultats sur les portes logiques	58
2.3.4 Conclusion	66
2.4 Sonde hétérodyne	67
2.4.1 Principe	67
2.4.2 Montage expérimental	70
2.4.3 Résultats sur les portes logiques	71
2.4.4 Conclusion	73
3. Conclusion générale	75

Chapitre III Imagerie thermique par thermoréfectance

..... 77

1. Introduction	79
2. Imagerie thermique par thermoréfectance face avant	79
2.1 Etude statique	80
2.1.1 Principe	80
2.1.2 Montage expérimental	82
a) le microscope	82
b) la caméra	82
c) les DEL	84
d) la carte d'acquisition vidéo	85
Description du montage	85
2.1.3 Sensibilité du montage	86
2.1.4 Résultats expérimentaux	88
2.1.5 Conclusion	95
2.2 Etude dynamique	96
2.2.1 Principe	96
2.2.2 Montage expérimental	99
a) Générateur	100
b) Carte électronique	100
Rappel sur les signaux vidéo	100
Fonctionnement de la carte	101
Acquisition des données	102
2.2.3 Résultats	102
a) résultats sur le MEMS	103
b) résultats sur des résistances en polysilicium	106
2.2.4 Conclusion	117
3. Imagerie thermique par thermoréfectance face arrière	118
3.1 Principe	118
3.2 Montage expérimental	122
3.3 Résultats	125
3.3.1 Résolution du système imageur	125
3.3.2 Résultats sur le MEMS	126
a) Image optique par la face arrière	126
b) Image thermique	128
3.3.3 Résultats sur la Van Der Pauw	129
a) image optique par la face arrière	129
b) Image thermique due à l'effet joule	130

c) Image thermique due à l'effet Peltier	133
3.4 Conclusion	135
4. Conclusion générale.....	136

Chapitre IV Imagerie thermique et thermoélastique par microscopie à balayage laser 137

1. Introduction.....	138
2. Descriptif du principe de fonctionnement de la microscopie à balayage laser..	139
2.1. Rappel sur le principe de fonctionnement d'un microscope optique.....	140
2.2 Fonctionnement du scanner	142
2.2.1 Conception optique	142
2.2.2 Conception électronique	143
2.2.3 Montage expérimental	151
2.2.4 Acquisition des images.....	152
2.2.5 Calibration du scanner	155
3. Utilisation en thermoréflexance	163
3.1 Montage expérimental utilisé.....	164
3.2 Résultats expérimentaux	165
3.2.1 Premier échantillon	166
<i>Présentation de l'échantillon et résolution latérale</i>	<i>166</i>
<i>Imagerie thermique.....</i>	<i>167</i>
3.2.2 Deuxième échantillon.....	170
3.3 Conclusion :	177
4. Utilisation en interférométrie	178
4.1 Montage utilisé.....	178
4.2 Résultats expérimentaux	179
4.3 Conclusion	186
5. Conclusion générale.....	187

Conclusion et perspectives..... 189

Références bibliographiques..... 193

Introduction

En 1980, Moore, un des deux fondateurs d'Intel, énonce une loi selon laquelle le nombre de transistors sur un microprocesseur doublera tous les deux ans. Cette prédiction s'est révélée exacte (figure 1). Ainsi, avec le développement incessant des technologies de fabrication des circuits intégrés, la densité d'intégration n'a cessé d'augmenter depuis l'apparition des premiers microprocesseurs, pour atteindre plus de 10^8 transistors par puce sur les derniers Pentiums.

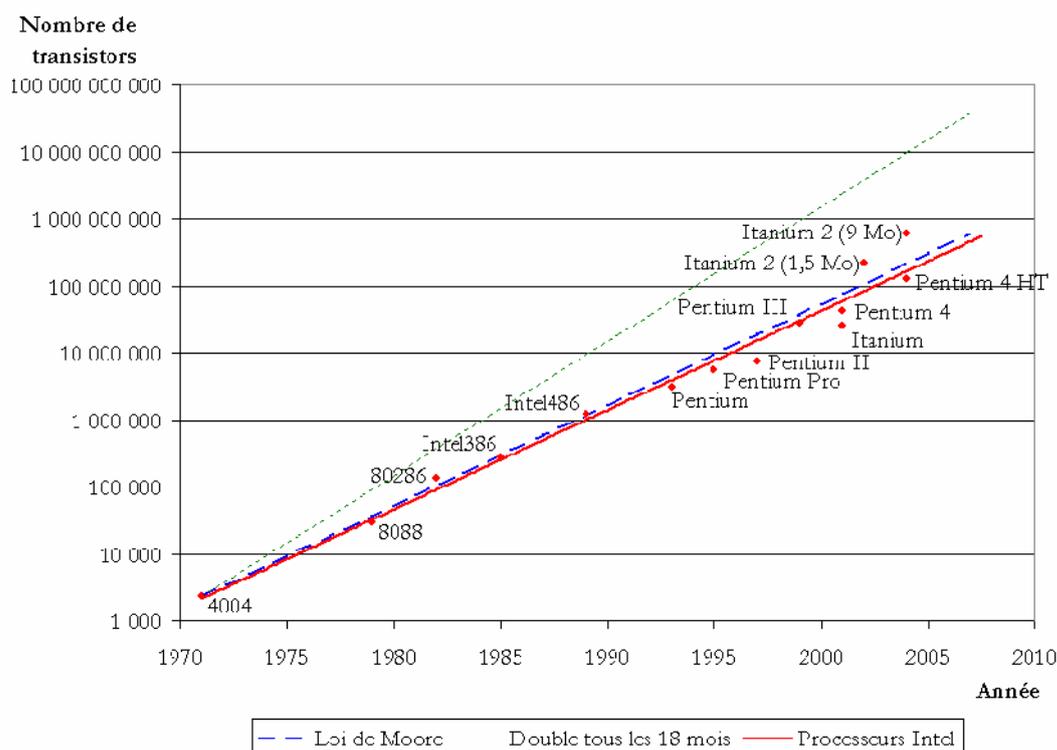


Figure 1. Evolution de la densité d'intégration

Ce développement se traduit par :

- la diminution de la taille des composants élémentaires (diodes, résistances, transistors dont la taille de grille atteint 65 nm sur les dernières technologies de fabrication).
- la multiplication des couches de métallisations.
- l'apparition d'une nouvelle technique d'assemblage appelée flip chip qui consiste à assembler le semi-conducteur face contre la carte ce qui rend l'accès à la face active difficile.

Ceci rend les méthodes d'analyse de défaillances existantes de plus en plus difficilement applicables. Il s'avère donc indispensable de les faire évoluer pour s'adapter aux nouveaux composants, ou de développer de nouvelles méthodes, telles

que les approches par la face arrière. Le travail effectué pendant cette thèse s'inscrit dans cette optique, avec l'adaptation de techniques interférométriques sur des bancs de mesures automatisés et le développement d'une nouvelle méthode d'analyse de défaillances : la thermoréfectance large champ par la face arrière.

Cette thèse se divise en quatre chapitres, dans le premier nous allons dresser une liste non exhaustive des méthodes de caractérisation et d'analyse de défaillances. Nous aborderons d'une part les méthodes qui se basent sur les mesures de températures et de déformations, et d'autre part celles qui se basent sur les mesures d'émission lumineuse ou les mesures électriques en exploitant d'autres phénomènes physiques tels que les effets thermoélectriques. Ce petit passage en revue va nous permettre de mieux situer les méthodes développées durant cette thèse.

Dans le deuxième chapitre nous allons étudier deux techniques interférométriques ponctuelles, l'interféromètre de Michelson stabilisé, et l'interféromètre hétérodyne Mach Zender. Ces méthodes interférométriques analysent les déplacements de surface dans les circuits engendrés par l'apparition de points chauds qui créent une dilatation du composant au niveau de la défaillance. Nous aborderons autant leur aspect théorique que le montage expérimental utilisé pour chacune d'elles, ainsi que leur application pour l'analyse de défaillances dues à des décharges électrostatiques.

La thermoréfectance est abordée au troisième chapitre. Cette technique se base sur la mesure de température au niveau de la surface du composant, sachant que les défaillances se traduisent par une élévation anormale de la température. Nous discuterons l'application de cette méthode pour des mesures statiques et dynamiques, ainsi qu'une application entièrement originale qui consiste dans la mesure de thermoréfectivité par face arrière, pour accéder à la face active du composant à travers le substrat du silicium. Cette méthode est particulièrement adaptée aux circuits actuels pour lesquels la face avant est entièrement métallisée.

Au dernier chapitre nous exposerons une nouvelle méthode que nous avons développée, qui consiste dans des mesures de température et de déplacement de surface par microscopie à balayage laser. Cette méthode répond à une attente des industriels qui exprimaient le besoin d'une méthode d'analyse de défaillances

Introduction

performante, rapide, et facile à mettre en oeuvre. Nous décrirons : son principe de fonctionnement, le montage expérimental utilisé, ainsi que la validation de la méthode sur des échantillons tests.

Chapitre I

Etat de l'art : méthodes de caractérisation de circuits intégrés

Sommaire

1. Introduction.....	14
2. Méthodes de mesures thermiques	14
2.1 Méthodes optiques	15
2.1.1 Méthodes nécessitant un traitement de surface.....	15
2.1.2 Méthodes non invasives.....	18
2.2 Méthodes à sonde locale	22
2.3 Méthodes à sonde intégrée.....	24
2.3.1 Mesure absolue de température	24
2.3.2 Mesure différentielle de température	24
2.4 Comparaison des différentes techniques.....	25
3. Méthodes de mesures thermoélastiques.....	26
3.1 Technique de Moiré	26
3.2 Interférométrie face arrière	27
3.3 Interférométrie en lumière blanche.....	29
4. Autres méthodes de caractérisations.....	31
4.1 Techniques utilisant l'émission lumineuse	31
4.1.1 Emission de lumière statique	31
4.1.2 Emission de lumière dynamique.....	32
4.2 Méthodes utilisant le laser comme source d'excitation	33
4.2.1 Effets photoélectriques induits par laser	33
4.2.2 Effets photothermiques induits par laser.....	34
5. Conclusion	35

1. Introduction

Différentes techniques existantes pour la détection et la caractérisation de défauts dans les circuits intégrés vont être abordées dans ce chapitre, le but étant de ne pas les lister toutes, mais d'avoir une idée générale de l'état de l'art, pour mieux situer le travail effectué durant cette thèse.

Ces techniques utilisent de nombreux phénomènes physiques, leur choix d'utilisation dépend de la grandeur à mesurer (température, déplacement, tension, etc..), et de la nature de l'échantillon à tester : par exemple certains composants microélectroniques vont nécessiter l'utilisation de méthodes de caractérisation optiques par la face arrière, en éclairant à travers le substrat pour atteindre la zone active. Ceci est lié aux technologies de fabrication actuelles qui multiplient les niveaux de métallisation, et l'apparition de composants flip-chips (le semi-conducteur est assemblé à l'envers, face contre la carte), ce qui rend les couches actives difficilement accessibles par la face avant.

Les premières méthodes qui vont être abordées dans ce chapitre sont les méthodes optiques de mesures thermiques, les sondes locales, et les sondes intégrées.

Seront ensuite abordées les méthodes de mesures topographiques, de déplacement, de contraintes thermomécaniques, qui sont essentiellement des méthodes optiques.

Enfin seront abordées d'autres méthodes de détection de défauts qui se basent sur l'émission de lumière qui a lieu dans les composants, ou sur les effets d'une excitation optique sur le fonctionnement des composants.

2. Méthodes de mesures thermiques

La température est une grandeur importante à connaître dans les systèmes électroniques. Utilisée comme un paramètre de caractérisation des circuits intégrés, elle peut être exploitée pour le test de défaillance, de fiabilité et pour la détection de défauts.

Un échauffement trop grand des circuits dégrade leur fonctionnement électrique et diminue leur durée de vie.

Les mesures de température peuvent être divisées en trois catégories [1] : méthodes optiques, méthodes thermomécaniques, et sondes intégrées de température.

2.1 Méthodes optiques

Parmi les méthodes optiques existantes nous allons distinguer les méthodes invasives qui nécessitent une préparation préalable de l'échantillon avec un traitement de la surface des méthodes non-invasives.

2.1.1 Méthodes nécessitant un traitement de surface

Imagerie thermique par fluorescence microphotographique FMT (Fluorescence MicroThermography)

Cette technique exploite la dépendance en température de la luminescence des terres rares. Ces terres rares émettent de la lumière sous l'effet d'une excitation optique, et cette luminescence est dépendante de la température. Plusieurs types de terres rares sont utilisables pour le FMT, mais celle qui est le plus souvent utilisée est l'Europium Thenoly|TrifluoroAcetonate EuTTA parce qu'elle correspond le mieux aux applications à température ambiante.

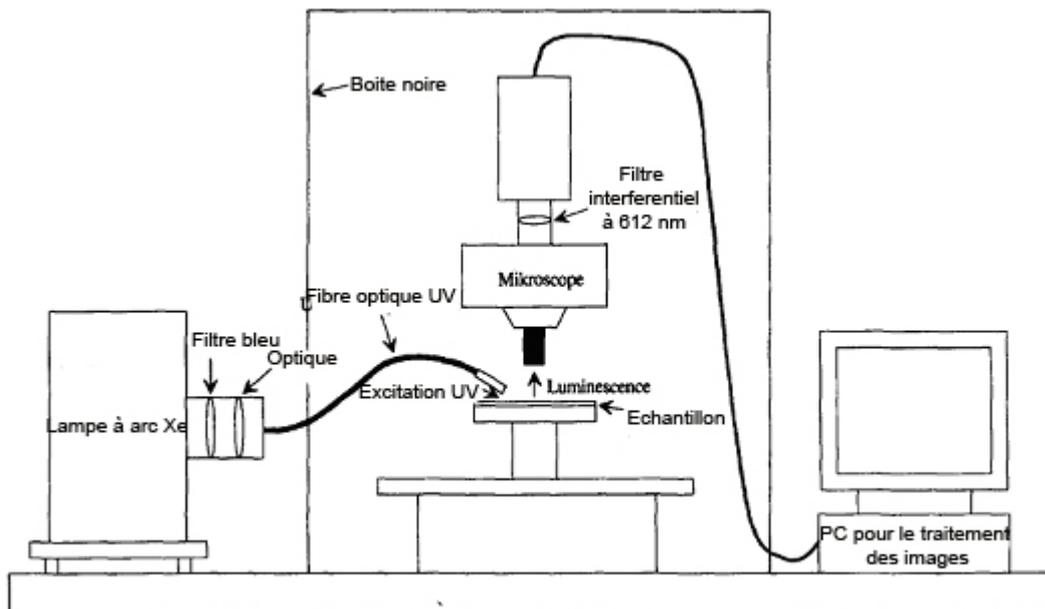


Figure 2. Schéma de principe du FMT [2]

La figure 2 décrit le schéma de principe de la méthode. Une lampe à arc Xe est utilisée pour exciter UV la couche de l'EuTTA qui a été déposée sur l'échantillon. L'échantillon

est mis en fonctionnement, sa température va donc être modifiée. Sous l'effet de l'excitation en UV, l'EuTTA va émettre à 612 nm, et sa fluorescence dépend de la température. Cette fluorescence est capturée par une caméra CCD placée après un filtre interférentiel à 612 nm. L'image thermique, qui est liée à l'amplitude de la fluorescence, est reconstituée sur ordinateur.

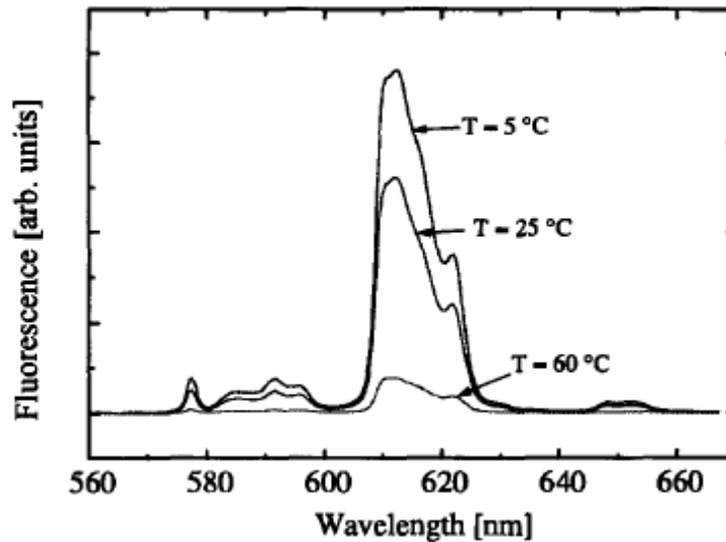


Figure 3. Spectre d'émission de l'EuTTA pour différentes températures [2]

Cette technique possède une bonne sensibilité de l'ordre du mK, mais son utilisation est limitée à des températures inférieures à 100° car la fluorescence de l'EuTTA décroît exponentiellement avec la température (figure 3).

La répétitivité de cette méthode pose problème car il faut enlever et remettre la couche de terre rare pour chaque nouvelle caractérisation [2].

Imagerie thermique par cristaux liquides LCT (Liquid Cristal Thermography)

Les cristaux liquides ont la particularité d'avoir leurs structures moléculaires, et leurs propriétés optiques dépendantes de la température. Ceci est exploité dans la technique LCT pour faire de la cartographie thermique.

Au dessous d'une certaine température T_1 , ces cristaux liquides sont en phase solide et sont transparents. A partir de cette température leur structure moléculaire va commencer à changer, ils ne sont alors plus transparents, et vont réfléchir une lumière monochromatique s'ils sont soumis à un éclairage en lumière blanche. La longueur d'onde

de la lumière réfléchié dépend de la température. A partir d'une température T_2 ils deviennent à nouveau transparents, mais en phase liquide cette fois ci. Les température T_1 et T_2 dépendent du type des cristaux liquides.

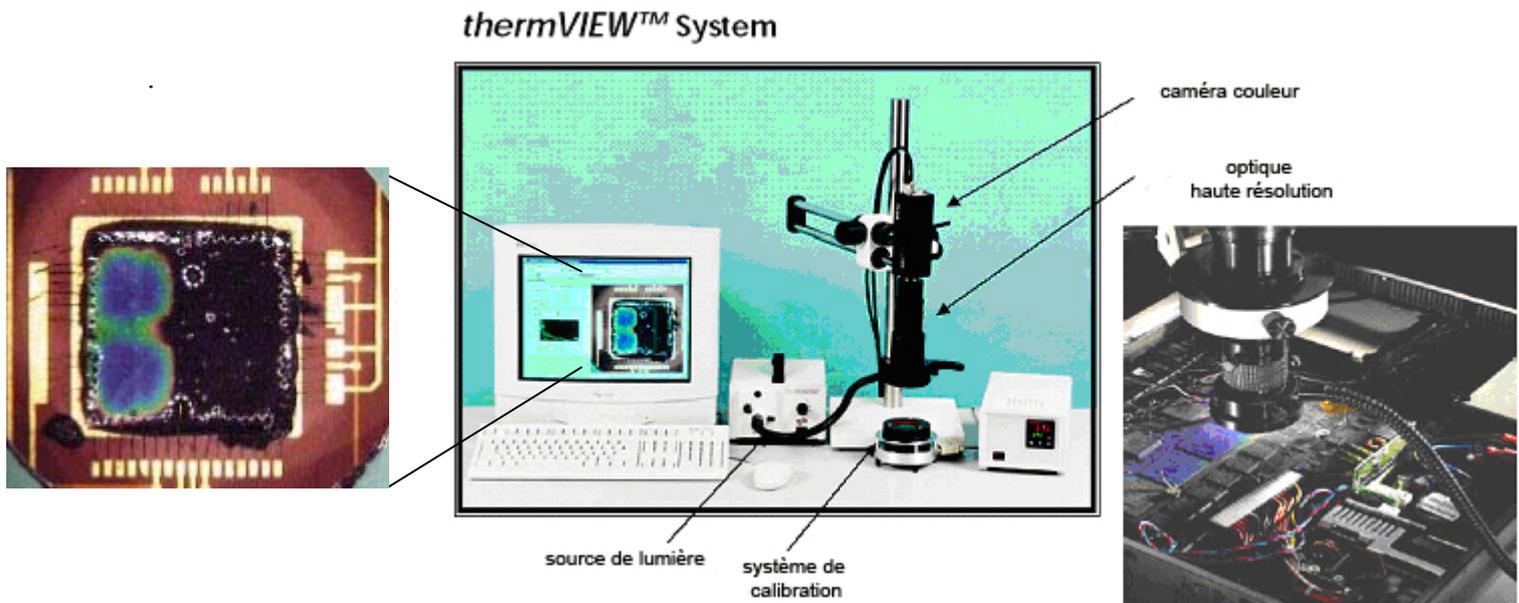


Figure 4. Système commercial LCT [3]

La technique consiste en un dépôt d'une couche de cristaux liquides sur l'échantillon, une couche mince noire est appliquée entre les cristaux liquides et l'échantillon pour augmenter le contraste. L'échantillon est mis en fonctionnement, et sous l'effet du courant qui le parcourt, sa température augmente. L'échantillon est éclairé en lumière blanche, et la longueur d'onde de la lumière réfléchié, qui est fonction de la température de la surface de l'échantillon, est envoyée sur une caméra couleur. L'information recueillie est analysée pour remonter à la température (figure 4).

Le choix des cristaux liquides se fait suivant la gamme de température voulant être observée, qui peut aller de -30 à 300°C , mais un même cristal liquide ne peut donner accès à toute cette gamme de température.

Une calibration préalable de la caméra et des cristaux liquides est nécessaire. La sensibilité atteinte avec cette technique est de 0.05°C [4] [3].

2.1.2 Méthodes non invasives

Nous retrouvons dans les méthodes non invasives celles utilisant l'émission lumineuse des matériaux pour faire une cartographie thermique, et d'autres qui observent les changements dans les propriétés de la lumière réfléchiée par les matériaux (e.g intensité, longueur d'onde).

Thermographie infrarouge

Tout matériau à une température T différente du zéro absolu émet un rayonnement qui dépend directement de cette température. L'émission spectrale d'un corps noir est donnée par la loi de Planck

$$M_{CN}(\lambda, T) = \frac{2\pi hc^2 \lambda^{-5}}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda kT}\right) - 1}$$

Avec $M_{CN}(\lambda, T)$ l'émittance spectrale c'est-à-dire la puissance rayonnée par unité de surface et par unité de longueur d'onde donnée en $W.m^{-3}$.

L'intégration de la loi de Planck pour toutes les longueurs d'onde depuis $\lambda=0$ jusqu'à λ infini donne l'emittance en fonction de la température qui est la loi de Stefan-Boltzmann [5]

$$M = \sigma T^4$$

Avec M l'émittance donnée en $W.m^{-2}$, et σ la constante de Stefan donnée en $W.m^{-2}.K^{-4}$.

La courbe de distribution spectrale de l'émission d'un corps noir obtenue pour une température T, passe par un maximum (figure 5). Ce maximum est donné par la relation :

$$\lambda_{\max} = \frac{2898 (\mu m.K)}{T}$$

Où λ_{\max} est en μm .

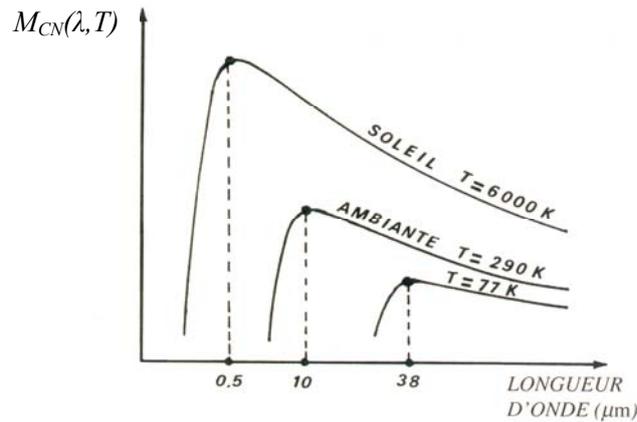


Figure 5. Emittance spectrale d'un corps noir en fonction de la longueur d'onde pour différentes températures [5]

Un petit calcul rapide nous permet de voir qu'à température ambiante le maximum d'émission se trouve autour de 10 μm . Ceci implique l'utilisation de caméra infrarouge pour la mesure d'émission, pour avoir la meilleur sensibilité.

La difficulté majeure de cette technique réside dans le fait que l'émission des matériaux est fonction de leur température et de leur émissivité. Cette émission est donnée en fonction de l'émission d'un corps noir par :

$$M(\lambda, T) = \varepsilon(\lambda) M_{CN}(\lambda, T)$$

$\varepsilon(\lambda)$ est l'émissivité et $M_{CN}(\lambda, T)$ l'émission d'un corps noir.

Cette dépendance nécessite une calibration préalable des échantillons, calibration d'autant plus difficile que l'émissivité d'un matériau dépend elle-même de son état de surface, de la température (Tableau 1), et de la longueur d'onde.

A cause de ces difficultés et de la faible résolution spatiale due aux longueurs d'onde mises en jeu la thermographie infrarouge est peu appliquée en microélectronique [6] [7] [8].

Matériau	Température (°c)	Emissivité totale-normale
<i>Aluminium poli</i>	0	0.03
<i>Aluminium poli</i>	100	0.05
<i>Aluminium anodisé</i>	100	0.55
<i>Or poli</i>	100	0.02
<i>Fer poli</i>	40	0.21
<i>Fer oxydé</i>	100	0.64
<i>Acier poli</i>	100	0.07
<i>Acier oxydé (à 800 °c)</i>	100	0.79
<i>Noir de fumée</i>	20	0.95
<i>Papier blanc</i>	20	0.93
<i>Bois</i>	20	0.90
<i>Verre poli</i>	20	0.94
<i>Peau humaine</i>	32	0.98
<i>Eau</i>	1	0.92
<i>Neige</i>	0	0.80

Tableau 1 Emissivité de certains matériaux en fonction de la température et de l'état de la surface [5]

Techniques de thermoréfectance

Dans ce paragraphe la thermoréfectance ne sera abordée que d'une façon sommaire. Elle sera traitée plus en détail dans les chapitres suivants.

La thermoréfectance exploite la dépendance de la réflectivité en fonction de la température :

$$\Delta T = \kappa^{-1}(\lambda) \frac{\Delta R}{R}$$

Où R est la réflectivité, et $\kappa(\lambda)$ le coefficient de thermoréfectance.

Son application première est de faire une cartographie de température des composants en fonctionnement, afin de détecter les points chauds [9], identifier les différentes grandeurs

physiques exploitables à partir de la mesure de température et analyser les propriétés électroniques et thermiques [10] [11].

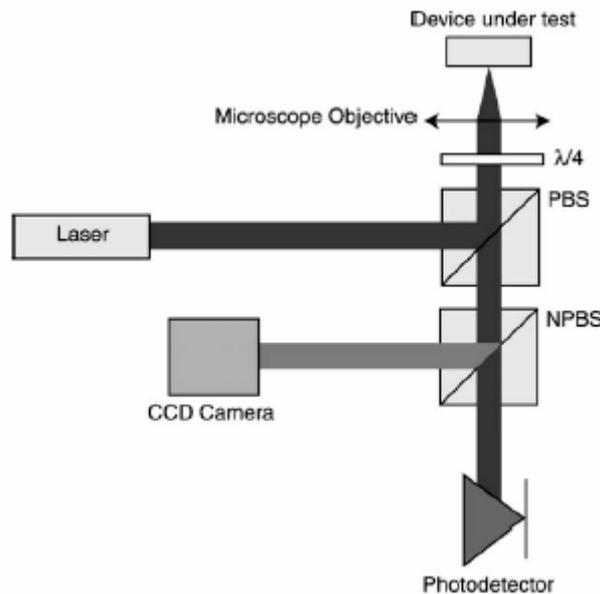


Figure 6. Schéma de principe de thermoréflexance [10]

Le schéma de principe est expliqué sur la figure 6. Un laser est envoyé sur l'échantillon en fonctionnement, le changement de réflectivité est mesuré par un photodétecteur (photodiode ou caméra CCD, suivant l'approche utilisée : ponctuelle ou plein champ). La caméra CCD est utilisée pour imager la zone sondée avec le laser.

Cette technique peut être aussi bien utilisée pour une cartographie thermique du composant par la face avant [12] que par la face arrière [13], et au regard de sa simplicité de mise en œuvre, elle connaît un développement considérable en vue de l'amélioration de sa sensibilité et de sa résolution spatiale [14] [15] [16] [17] [18] [19] [20].

La sensibilité atteint le mK pour des mesures ponctuelles, et le degré pour des mesures plein champ.

Son inconvénient majeur réside dans la nécessité de calibrer le coefficient de thermoréflexance qui dépend de la nature des matériaux et de la longueur d'onde utilisée.

2.2 Méthodes à sonde locale

Les microscopes à sonde locale SPM (Scanning Probe Microscopy) ont permis une observation directe de phénomènes physiques avec une excellente résolution spatiale. Une variété de nouvelles techniques basées sur les sondes locales est développée pour étudier les propriétés électroniques, optiques, thermiques, mécaniques, chimiques, et acoustiques dans les circuits à nano échelles.

Etant donné les technologies actuelles d'intégration dans les circuits microélectroniques, les tailles de grilles des transistors MOS atteignant 65 nm pour les derniers Pentium 4 [21], les méthodes à sonde locale constituent un outil puissant pour l'étude et la caractérisation des circuits intégrés [22] [23] [24] [25] [26] et des MEMS (Micro Electro Mechanical System) [27] [28] [29] [30] [31].

La méthode utilisée pour les mesures thermiques est le SThM (Scanning Thermal Microscopy). Le SThM peut mesurer la température et les propriétés thermophysiques avec une résolution spatiale nanométrique. Cette possibilité a permis au SThM de devenir un outil très performant pour l'étude fondamentale des composants et leur caractérisation à ces échelles.

Un microscope à force à atomique dédié aux mesures thermiques a été introduit en 1993 [32] et n'a cessé de connaître un intérêt et un développement croissant. Utilisant le principe de l'AFM pour contrôler la distance pointe échantillon, ce qui servira à faire une topographie de la surface, le transfert de chaleur entre la pointe et l'échantillon permet de faire une mesure thermique. La cartographie thermique peut être acquise de différentes manières, suivant le type de pointes utilisées [33], thermocouples, pointe intégrée dans des diodes Schottky, ou pointe thermorésistive.

Les pointes à thermocouple utilisent l'effet Seebeck, la mesure de température est faite en mesurant la tension du thermocouple [34].

Les pointes à base de diode Schottky [35] exploitent la dépendance des caractéristiques électriques des jonctions métal-semiconducteur en température. Ces pointes sont beaucoup plus sensibles que les pointes thermocouples, mais leur inconvénient majeur est leur sensibilité à la température ambiante.

Les pointes thermorésistives utilisent la relation reliant la résistance à la température, la pointe est reliée à un pont de Wheatstone [36], la mesure est faite sur la tension à la sortie du pont (figure 7). Cette tension est due à un déséquilibre induit par le changement de résistance de la pointe dont la température change lorsqu'elle entre en contact avec l'échantillon [37] [38].

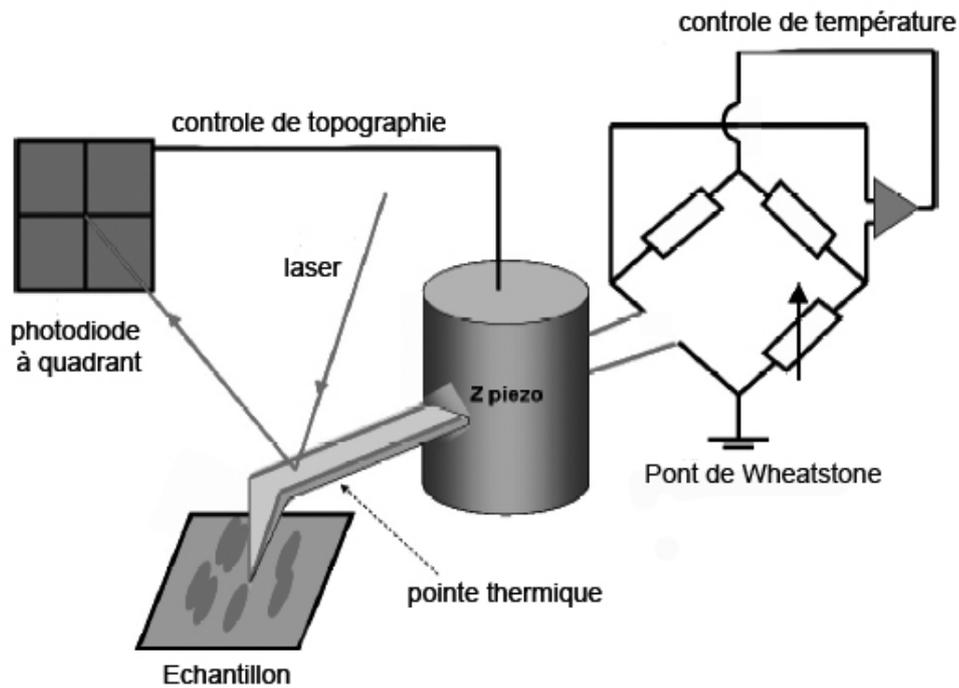


Figure 7. Schéma d'un SThM avec pointe thermoresistive

La sensibilité de ces pointes thermiques atteint le mK. Mais les inconvénients majeurs résident dans :

- la difficulté de calibrer les mesures, calibration nécessaire pour remonter à la température. Cette calibration se fait par l'étude de transfert de chaleur entre la pointe et l'échantillon.
- la dépendance de la sensibilité des mesures avec l'état de la surface de l'échantillon. Une préparation des échantillons est parfois nécessaire pour l'obtention de mesures thermiques.

2.3 Méthodes à sonde intégrée

La température peut être mesurée avec des sondes électroniques intégrées dans le circuit même [39]. Ces sondes sont basées sur la dépendance en température des caractéristiques électriques des dispositifs à semi-conducteur. Le signal en sortie de ces capteurs peut être proportionnel soit à la température absolue soit à la différence de température entre deux endroits du circuit. Ceci amène à différencier en deux groupes de sondes : absolues et différentielles [40].

2.3.1 Mesure absolue de température

$$S = S_A T + C$$

S est le signal mesuré en volt, S_A la sensibilité absolue en température du capteur, T la température et C est une constante d'offset.

Ces capteurs sont utilisés pour contrôler la température de fonctionnement des circuits, et éventuellement corriger leur point de fonctionnement en dessous des limites de fiabilité.

2.3.2 Mesure différentielle de température

$$S = S_D (T_2 - T_1)$$

S est le signal mesuré, S_D la sensibilité différentielle en température du capteur, T_1 et T_2 les températures en deux points différents du circuit.

Cette méthode différentielle est utilisée pour détecter les altérations dans le fonctionnement du circuit dues à l'apparition d'un point chaud local. Ces capteurs sont sensibles à un gradient de température et donc insensibles à une éventuelle hausse de température de tout le circuit due à une hausse de la température ambiante.

2.4 Comparaison des différentes techniques

Technique	Sensibilité (K)	Résolution	Avantages	Type de mesure	Bande passante	Inconvénients
FMT	$\sim 10^{-3}$	$\sim 0.5 \mu\text{m}$	Sensibilité	Absolue	DC	Nécessité de la préparation de l'échantillon.
LCT	~ 0.05	$\sim 1 \mu\text{m}$		Absolue	DC	Nécessité de la préparation de l'échantillon.
Thermographie Infrarouge	~ 0.2	$\sim 5 \mu\text{m}$	Non invasive	Absolue	DC jusqu'à 1kHz	Calibration de l'émissivité. Faible résolution latérale.
Thermoréfectance	$\sim 10^{-3}$ en ponctuel ~ 1 en imagerie	$\sim 0.5 \mu\text{m}$	Non invasive	Relative	DC jusqu'au THz	Calibration de coefficient de thermoréfectance.
SThM	$\sim 10^{-3}$	$\sim 50 \text{nm}$	Très bonne résolution latérale.	Relative	DC jusqu'à 1kHz	Sensibilité dépendant de l'état de la surface. Difficulté de la calibration de la pointe
Sonde intégrée	$< 10^{-3}$		Excellente sensibilité	Absolue Et relative	DC jusqu'au maximum de la technologie de fabrication	Impossibilité de choisir l'endroit sondé

3. Méthodes de mesures thermoélastiques

L'interférométrie optique est une technique largement utilisée en métrologie. Son plus grand avantage réside dans sa capacité à faire des mesures absolues non destructives, non invasives aussi bien de topographie, vibration, déplacement, contraintes thermomécaniques, etc [41] [42] [43] [44] [45].

Il existe une multitude de méthodes interférométriques, certaines exploitent directement le changement d'intensité en mesurant ses variations [46] ou en comptant les franges [47], d'autres se placent dans l'espace de Fourier [48] ; mais le principe fondamental reste le même : faire interférer plusieurs ondes entre elles.

La limitation principale de ces techniques reste la résolution latérale qui est fixée par la limite de diffraction, malgré les recherches qui sont menées pour l'améliorer, telle que l'utilisation d'éclairage hors axes, en dehors de l'ouverture numérique du système avec de multiples longueurs d'ondes et la détection de l'ordre zéro de diffraction qui passe par l'axe optique, technique qui permet de recouvrir les fréquences spatiales élevées [49].

Nous allons aborder dans ce qui suit certaines de ces méthodes, deux méthodes seront développées dans les chapitres suivants qui sont l'interféromètre de Michelson et l'interféromètre Mac Zender.

3.1 Technique de Moiré

L'interférométrie de Moiré est une puissante technique expérimentale pour l'analyse de déplacement dans le plan et hors du plan en imagerie, elle procure une bonne sensibilité et un bon contraste. Elle est largement utilisée pour la mesure de déformations thermomécaniques dans les composants [50] et dans les boîtiers des circuits électroniques [51] [52].

Dans cette technique un réseau à haute fréquence spatiale est formé sur l'échantillon (figure 8), et se déforme en même temps que l'échantillon. Deux faisceaux A et B symétriques par rapport à la normale de l'échantillon sont envoyés sur celui-ci avec un angle θ : $\theta = \sin^{-1}(f_r \lambda)$ où f_r est la fréquence spatiale du réseau et λ la longueur d'onde du faisceau. Cet angle θ est choisi de telle façon à avoir le premier ordre de diffraction des faisceaux A et B perpendiculaire à l'échantillon, afin d'avoir un recouvrement des deux faisceaux diffractés.

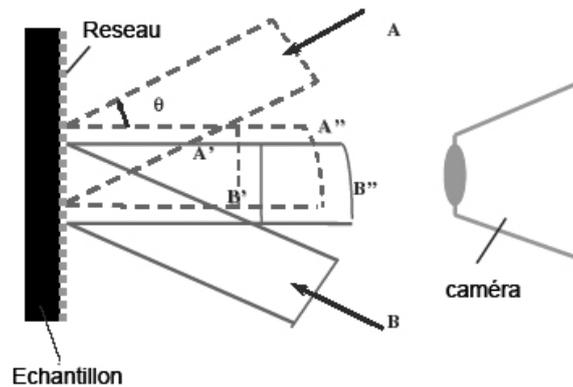


Figure 8. Principe de l'interférométrie Moiré [51]

Des interférences entre les deux faisceaux diffractés A' et B' vont se former et l'image ainsi obtenue constitue l'image au repos.

Puis, le réseau se déforme en raison de la déformation de l'échantillon due aux contraintes thermomécaniques qui apparaissent après excitation de l'échantillon. La déformation de l'échantillon modifie la fréquence spatiale du réseau, ainsi les directions de diffraction de A et B changent et deviennent A'' et B''. Les faisceaux A'' et B'' produisent une nouvelle image de franges de moiré. Les deux images ainsi obtenues sont analysées en utilisant des algorithmes appropriés [53] pour remonter aux grandeurs pertinentes telles que le déplacement dans le plan ou le déplacement normal au plan.

3.2 Interférométrie face arrière

BLI (Backside Laser Interferometry) est une technique interférométrique par la face arrière sur des circuits subissant des décharges électrostatiques ESD (ElectroStatic Discharge).

Pendant les décharges ESD la densité de courant atteint des valeurs élevées, typiquement de 20-70 mA/ μm^2 valeur 100 à 1000 fois supérieure à celle atteinte pendant le fonctionnement normal des circuits. Ce courant induit une élévation de température qui peut atteindre la température de fusion du silicium ou des pistes métalliques du circuit. D'où l'intérêt d'une technique qui étudie le comportement des circuits pendant les décharges pour développer des protections ESD.

La technique BLI se base sur le changement d'indice de réfraction du silicium dû à l'élévation de la température et au changement de densité de porteurs [54] [55] [56]. Ce

changement d'indice induit un déphasage entre une onde laser envoyée sur la partie active de l'échantillon et une onde référence comme illustré sur la figure 9.

Ce déphasage est proportionnel à l'intégrale de la température et de la densité des porteurs le long du trajet du laser, il est donné par la relation suivante :

$$\Delta\varphi(t) = \frac{4\pi}{\lambda} \int \left\{ \frac{dn}{dT} \Delta T(z,t) + \alpha_n \Delta n(z,t) + \alpha_p \Delta p(z,t) \right\} dz$$

Où dn/dT est le coefficient de température de l'indice de réfraction, ΔT est l'élévation de température le long du trajet du laser (direction z), α_n et α_p sont les coefficients optiques de plasma pour les électrons libres et les trous respectivement, $\Delta n(z,t)$ et $\Delta p(z,t)$ le changement de concentration des électrons libres et des trous respectivement dans la direction z .

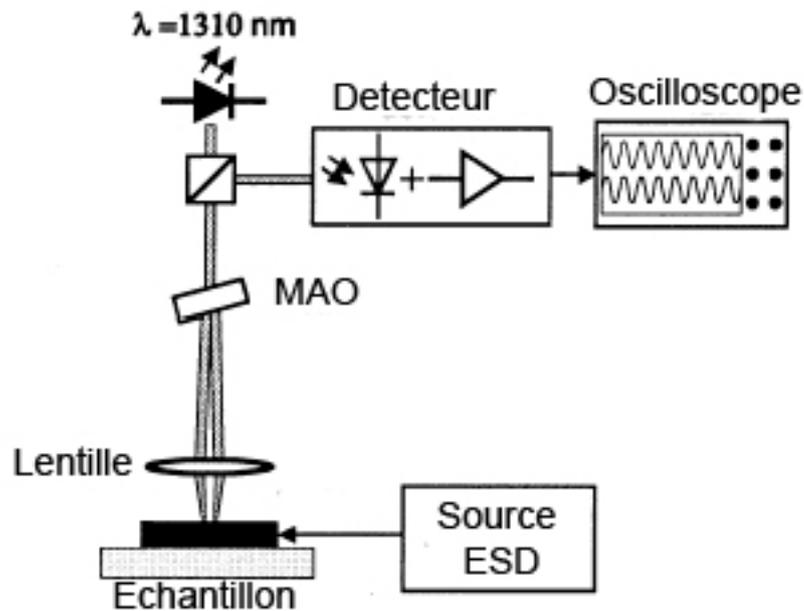


Figure 9. Schéma de principe de BLI [54]

La figure 9 représente le schéma de principe de BLI. Une diode laser qui émet autour de $1.3 \mu\text{m}$ est utilisée pour traverser le substrat de silicium. Un Modulateur Acousto-optique (MAO) divise le faisceau en deux, l'un va servir de sonde, et l'autre de référence (figure 10). Le faisceau référence est focalisé sur une partie non alimentée de l'échantillon et subit par conséquent un déphasage constant. Le faisceau sonde est focalisé sur la partie

subissant les décharges électrostatiques. Les deux faisceaux ont des trajets communs sur la quasi-totalité du parcours, dans ce cas de figure la température, les instabilités mécaniques et les conditions de mesure affectent les deux faisceaux de la même façon, ainsi le bruit de mesure est diminué. Le signal interférométrique recueilli sur une photodiode est envoyé sur un oscilloscope synchronisé avec les décharges envoyées sur l'échantillon. Ce signal donne le déphase induit par la décharge ESD.

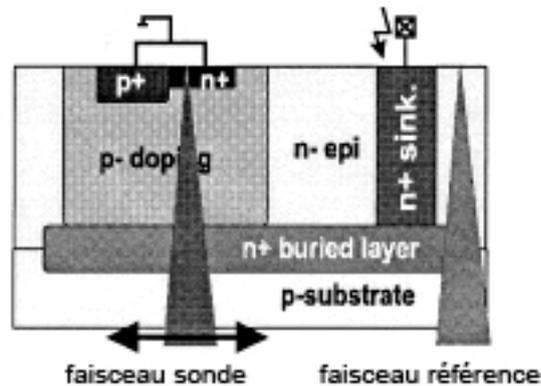


Figure 10. Faisceaux sonde et référence sur l'échantillon [54]

3.3 Interférométrie en lumière blanche

Les techniques interférométriques en lumière blanche sont largement utilisées en imagerie pour les mesures de topographie et de déplacement [48]. Ces techniques sont rapides, simples de mise en œuvre, non destructives et ne nécessitent aucune préparation de l'échantillon.

Elles se basent sur la détection des franges sur des caméras CCD dans des montages interférométriques. Dans le principe général le faisceau de lumière utilisé est divisé en deux : un faisceau référence et un faisceau sonde. La sonde est envoyée sur l'échantillon qui peut être alimenté ou non suivant le type de mesures que l'on veut effectuer. La sonde et la référence sont capturées sur un plan image où une caméra CCD haute résolution est placée. A cause de la variation de distance entre l'objet et la référence des franges apparaissent. Le signal interférométrique qui donne accès au déphasage entre la sonde et la référence est donné sous la forme :

$$I = \frac{I_0}{2} (1 + V \cos(\phi))$$

I est l'intensité du signal interférométrique, I_0 l'intensité moyenne de la lumière qui arrive sur la caméra, V le contraste, et Φ la différence de phase entre les deux bras de l'interféromètre.

Il faut générer au minimum trois équations (pour différencier les trois grandeurs inconnues I_0 , V et Φ). Ceci est fait en changeant la longueur d'un des bras de l'interféromètre, et en faisant l'acquisition d'interférogrammes à des phases prédéfinies. Un algorithme est utilisé pour extraire la phase à partir de ces images et mesurer la topographie de la surface.

Grâce à l'utilisation d'objectifs interférométriques tel que les objectifs de Michelson ou de Mirau (figure 11), cette technique est de plus en plus souvent intégrée à des microscopes optiques [48] [57] [58].

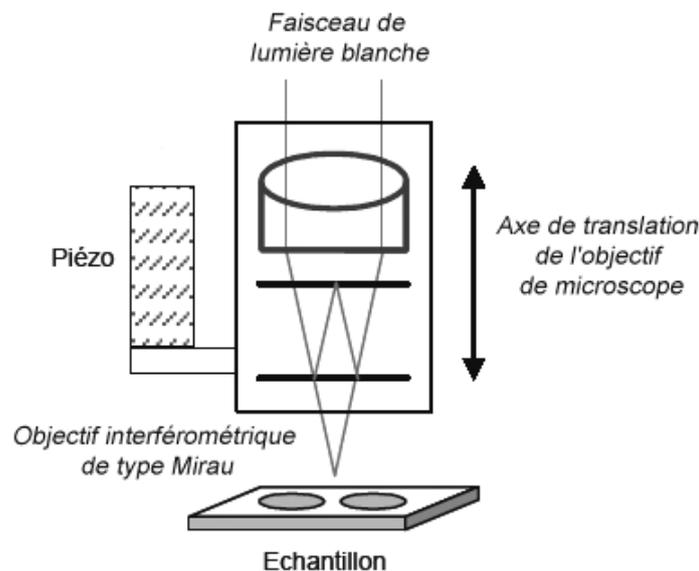


Figure 11. Schéma de principe de l'interférométrie face avant utilisant un objectif interférométrique [58]

La figure 11 représente un objectif interférométrique de type Mirau. Le faisceau est divisé en deux sur un miroir semi réfléchissant monté dans l'objectif. Les interférences ont lieu entre le bras référence qui se trouve dans l'objectif lui-même et le bras sonde. L'objectif est mis sur un transducteur piézoélectrique. Ce piézo scanne l'objectif dans la direction perpendiculaire à la surface d'éclairage, pendant que la caméra enregistre instantanément les données d'intensité pour chaque pixel ; les données acquises de cette façon présentent une variation d'intensité en fonction de la position du scanner. Ces données sont exploitées pour le calcul de la phase par un algorithme approprié.

Dans la pratique le piézo présente une réponse non linéaire, en dehors de ces non linéarités il y a plusieurs erreurs, parmi lesquelles l'erreur de calibration, les vibrations mécaniques durant les translations du piézo etc, ce qui affecte la précision des mesures de phase. Plusieurs algorithmes ont été proposés pour minimiser ces erreurs [59] [60].

La sensibilité atteinte pour ces mesures est nanométrique, avec une résolution latérale limitée par la diffraction.

4. Autres méthodes de caractérisations

4.1 Techniques utilisant l'émission lumineuse

Ces techniques exploitent l'émission naturelle de lumière qui a lieu dans les circuits intégrés. Ces émissions ont lieu aussi bien lorsque les circuits fonctionnent de manière statique que dynamique.

4.1.1 Emission de lumière statique

Apparue au milieu des années 80, l'émission de photon PEM (Photon Emission Microscopy) est une des techniques les plus largement utilisées pour la détection de défauts (figure 12).

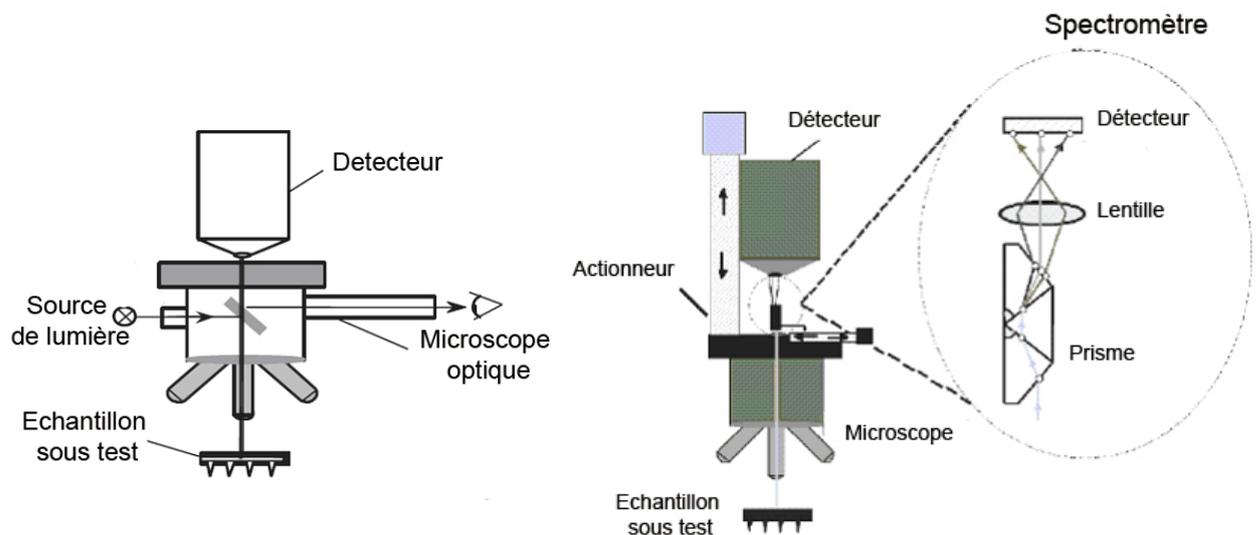


Figure 12. a) schéma d'un PEM, b) schéma d'un PEM avec spectromètre [61]

Elle se base sur la détection de l'électroluminescence qui a lieu dans les jonctions p-n et qui est due au processus de recombinaison ou relaxation radiative de paires électrons-trous [62].

L'émission de lumière n'indique par forcément un dysfonctionnement des circuits, pour cela ils doivent être comparés avec des circuits non défaillants, puisque l'émission peut avoir lieu dans les deux cas. De plus cette technique ne permet pas de caractériser forcément la cause du défaut ; pour remédier à cela, l'idée est née d'analyser la longueur d'onde de la lumière émise, qui peut renseigner sur la nature du défaut, en utilisant un spectromètre [61] [63].

4.1.2 Emission de lumière dynamique

La technique PICA (Picosecond Imaging Circuit Analysis) est une méthode résolue en temps TRE (Time Resolved Techniques) [64] développée par IBM [65]. Cette technique exploite l'émission de lumière qui a lieu pendant le basculement de transistors CMOS. Emission due aux transitions interbandes des porteurs chauds dans la bande de conduction. Cette émission est très élevée quand la tension de la grille est égale à la moitié de la tension de polarisation du drain (ce qui est le cas au cours d'une transition logique niveau haut \rightarrow niveau bas ou inversement figure 13).

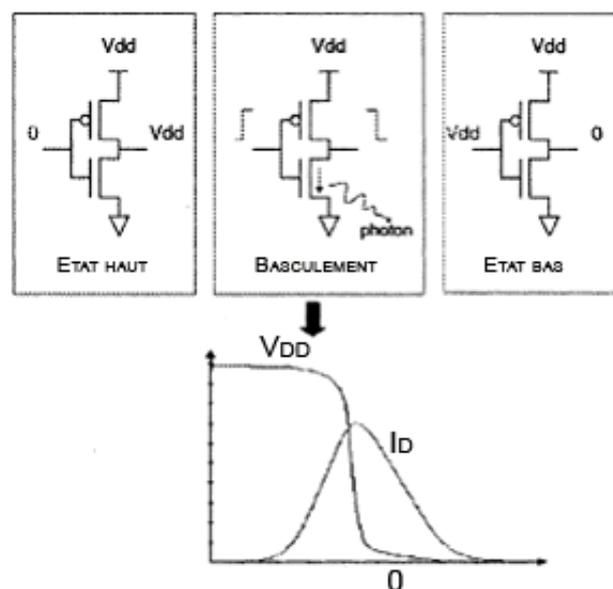


Figure 13. Le courant et l'émission de lumière n'existent que pendant le basculement des transistors

Cette technique est appliquée par la face arrière sur des substrats amincis jusqu'à moins de 100 μm , tout en gardant le fonctionnement normal de l'échantillon, pour minimiser l'atténuation de l'émission infrarouge, longueur d'onde à laquelle la lumière est émise.

PICA utilise des détecteurs résolus en temps en faisant l'acquisition de la lumière émise en synchronisation avec l'excitation envoyée sur les transistors. En raison du faible taux d'émission, cette acquisition est faite d'une façon répétitive pour améliorer le rapport signal à bruit [66] [67]. La lumière est envoyée sur un photomultiplicateur PMT (Photo-Multiplier Tube). L'image ainsi acquise est superposée à l'image optique pour pouvoir identifier les zones défectueuses [68].

4.2 Méthodes utilisant le laser comme source d'excitation

Ces méthodes dites "pompe" consistent à utiliser le laser comme source d'énergie qui modifie le fonctionnement du circuit à tester. Le circuit lui-même est utilisé pour détecter le défaut.

Toutes les techniques de contraste d'image qui exploitent l'interaction entre les faisceaux optiques et la tension ou le courant sont utilisées aussi bien pour la localisation de défauts que pour leur caractérisation [24] [69] [70] [71]; ces techniques sont parfois implantées dans des microscopes optiques équipés de scanner.

Ces méthodes se divisent en deux, celles utilisant le laser pour générer des porteurs libres, et celles utilisant le laser pour exciter thermiquement l'échantillon.

4.2.1 Effets photoélectriques induits par laser

Cette méthode est basée sur l'effet photoélectrique, qui met à profit la génération de paires électrons-trous induites par l'absorption de photons, dont l'énergie est supérieure à la largeur de la bande interdite du matériau. Dans les technologies à base silicium la longueur d'onde doit être inférieure à 1.1 μm à cause du gap du silicium.

Un photocourant est généré dans les régions de transition entre deux matériaux, jonction p-n ou jonction Schottky. La réponse électrique de l'échantillon est étudiée en terme de courant (OBIC, SCOBIC), tension (TIVA), ou d'autres paramètres qui dérivent des mesures électriques.

OBIC (Optical Beam Induced Current) est la méthode conventionnelle de caractérisation de défauts, l'échantillon est polarisé en tension et le courant est mesuré en même temps

que le faisceau balaye l'échantillon, cela peut se faire par la face avant ou par la face arrière [36] [72] [73] [74]. Cependant cette technique nécessite un contact des deux côtés de la jonction à étudier, ce qui limite beaucoup son utilisation.

SCOBIC (Single Contact Optical Beam Induced Current) [75] [76] a été développé spécialement pour pallier les limitations de la technique précédente. SCOBIC [77] n'utilise qu'un contact souvent le substrat, pour imager toutes les jonctions reliées au contact. Le second niveau de jonctions qui ne sont pas reliées directement au contact est aussi observable.

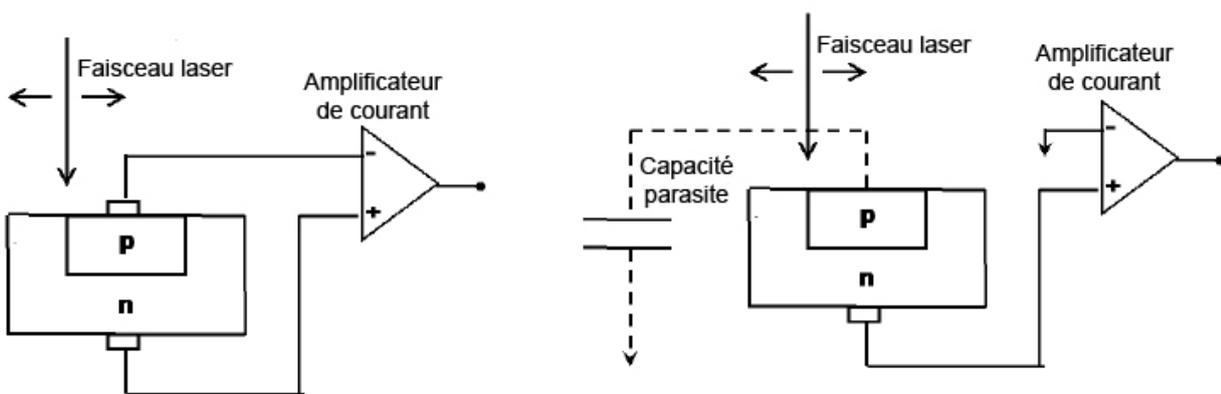


Figure 14. Configuration conventionnelle OBIC (à gauche), SCOBIC (à droite) [36].

LIVA est une technique inverse à OBIC, elle consiste à mesurer les variations de tension aux bornes des jonctions induites par effet photoélectrique, le courant étant maintenu constant.

4.2.2 Effets photothermiques induits par laser

Un faisceau laser focalisé balaie une région de l'échantillon. L'énergie incidente du faisceau est transformée en chaleur. Il en résulte une augmentation de température et une variation locale des propriétés physiques du conducteur électrique.

Cette technique utilise un laser qui émet vers 1300 nm, pour amener une excitation thermique sans générer des porteurs libres en se plaçant à des énergies inférieures au gap du silicium. Elle procure une variation d'énergie dissipée dans le circuit, qui peut être détectée par différentes méthodes, OBIRCH (Optical Beam Induced Resistance Change) [78] [79] [80], TIVA (Thermally Induced Voltage Alteration) [81] ou SEI (Seebeck

Effect Imaging). Ces techniques sont utilisées pour la localisation de défauts résistifs ou de circuits ouverts.

OBIRCH utilise une polarisation constante de l'échantillon et les variations du courant qui parcourt l'échantillon dues à l'excitation thermique sont mesurées. Cette technique est utilisée pour détecter les variations locales de résistance que présentent les interconnexions, les jonctions ou les vias.

TIVA utilise une technique inverse, elle induit un courant constant et mesure la tension.

Une nouvelle technique a été développée récemment RIL (Resistance Interconnection Localisation) [82], qui a ensuite été généralisée pour devenir SDL (Soft Defect Localisation), elle a pour but de détecter les défauts soft. Elle utilise un testeur pour localiser les dysfonctionnements induits par un gradient de température dû au laser. Pour chaque pixel qui correspond à une position du laser sur l'échantillon, une séquence de test pass/fail est envoyée sur l'échantillon, la réponse est ensuite analysée, le faisceau ne se déplace vers le pixel suivant qu'après la fin de la séquence. La réponse ainsi obtenue est superposée à chaque pixel.

SEI exploite l'effet Seebeck. Cet effet thermoélectrique se traduit par l'apparition d'une force électromotrice dans un matériau ou un couple de matériaux soumis à un gradient de température. Dans cette technique, la présence de défauts est détectée en mesurant la différence de potentiel électrique sur les jonctions induite par un gradient de température [83].

5. Conclusion

Nous avons établi dans ce chapitre une liste non exhaustive des différentes techniques utilisées pour la caractérisation et la détection de défauts dans les circuits intégrés.

Etant donné la diversité des techniques abordées, leur champ d'application est assez large :

- Mesures thermiques en prenant avantage de la dépendance de phénomènes physiques avec la température.
- Mesures de déplacements dans le plan et hors du plan, et de profil de surface en utilisant des méthodes interférométriques.
- Détection de défauts en exploitant l'émission qui a lieu dans les composants, ou par mesure électrique en utilisant le laser comme source perturbatrice.

Nous allons particulièrement nous intéresser à deux de ces techniques dans les chapitres suivants, la réflectométrie pour les cartographies thermiques, et l'interférométrie pour la mesure de déplacements.

Chapitre II

Interférométrie Ponctuelle

Sommaire

1. Introduction	38
2. Interférométries ponctuelles :	38
2.1 Introduction à l'interférométrie	38
2.2 Contenu du signal interférométrique	40
2.2.1 Contribution de la dilatation thermique	40
2.2.2 Contribution de la lentille thermique	41
2.2.3 Contribution du coefficient de réflexion	42
2.2.4 Comparaison de la contribution des différents paramètres	44
2.2.5 Conclusion	46
2.3 Interféromètre de Michelson stabilisé :	47
2.3.1 Principe :	47
2.3.2 Montage expérimental :	50
2.3.3 Résultats :	56
a) résultats sur la structure Van der Pauw :	56
b) résultats sur les portes logiques	58
2.3.4 Conclusion :	66
2.4 Sonde hétérodyne :	67
2.4.1 Principe :	67
2.4.2 Montage expérimental :	70
2.4.3 Résultats sur les portes logiques :	71
2.4.4 Conclusion :	73
3. Conclusion générale	75

1. Introduction

Nous avons abordé au premier chapitre certaines méthodes interférométriques larges champ. Dans ce chapitre nous allons décrire deux méthodes interférométriques ponctuelles, l'une homodyne utilisant un interféromètre de Michelson stabilisé, l'autre hétérodyne, basée sur un interféromètre Mach Zender.

Nous allons commencer par étudier le signal interférométrique de façon générale, la forme de ce signal ainsi que des différentes contributions à ce signal, en particulier le déplacement de l'échantillon, la lentille thermique, la couche de passivation, et le coefficient de réflexion.

Nous aborderons ensuite l'interféromètre de Michelson stabilisé, en présentant son principe, la stabilisation active, et le montage expérimental utilisé, ainsi que les résultats obtenus sur différents échantillons. Nous allons comparer la sensibilité de la méthode avec celle de la microscopie à émission.

Dans la dernière partie, nous allons décrire le principe de l'interféromètre hétérodyne, ainsi que le montage expérimental utilisé. Nous finirons par la présentation de résultats, et leur comparaison avec ceux obtenus avec l'interféromètre de Michelson.

2. Interférométrie ponctuelle

Dans ce qui suit, nous allons nous intéresser aux mesures interférométriques pour un déplacement normal de la surface en régime permanent.

2.1 Introduction à l'interférométrie

Le passage de courant dans un circuit intégré provoque une dissipation pouvant être due à différents phénomènes tels que les effets thermoélectriques (effet Joule, effet Peltier).

Un courant périodique a pour effet une élévation périodique de la température. Cette élévation de température se propage dans le volume du composant et par couplage thermoélastique crée des ondes élastiques qui mettent en vibration la surface de la puce.

L'interférométrie est sensible à ces vibrations qui ont pour effet de moduler la phase de l'onde laser envoyée sur le composant.

Un courant sinusoïdal va provoquer un déplacement sinusoïdal au niveau de la surface de l'échantillon de la forme

$$d(t) = D \cos(2\pi f_d t + \psi) \quad (1)$$

avec f_d la fréquence des ondes thermiques induites par le courant sinusoïdal.

Le champ électrique d'un faisceau laser réfléchi par l'échantillon s'écrit alors :

$$E = E_0 \exp(i(2\pi f_l t + \varphi + 2kd(t))) \quad (2)$$

Avec $k = \frac{2\pi}{\lambda}$, f_l la fréquence de l'onde laser, et φ la phase de l'onde laser qui est la somme du déphasage dû à son trajet optique et du déphasage induit par la réflexion sur l'échantillon.

Si l'amplitude de déplacement est faible par rapport à la longueur d'onde optique, le champ électrique peut être considéré comme une modulation de phase à faible indice. Dans ces conditions le spectre de E sera constitué d'une raie centrale de fréquence f_l et deux raies latérales décalées de f_d .

L'amplitude de ces raies latérales est donnée par la fonction de Bessel de premier ordre $J_1(2kD)$ qui est approximée dans les conditions de faible indice de modulation

$$J_1(2kD) \cong kD$$

Dans ces conditions le champ électrique E prend la forme suivante

$$E = E_0 \begin{bmatrix} \exp(i(2\pi f_l t + \varphi)) \\ +kD \exp\left(i\left(2\pi(f_l + f_d)t + \varphi + \psi + \frac{\pi}{2}\right)\right) \\ -kD \exp\left(i\left(2\pi(f_l - f_d)t - \varphi - \psi - \frac{\pi}{2}\right)\right) \end{bmatrix} \quad (3)$$

L'amplitude D de déplacement de la surface d(t) est contenue dans les bandes latérales.

Les interféromètres que nous allons utiliser par la suite vont nous permettre d'accéder à l'amplitude de déplacement et de la phase.

2.2 Contenu du signal interférométrique

A partir de l'équation (2) nous remarquons que la variation de la phase de l'onde laser est contenue dans deux termes :

- Un terme dû au déplacement du composant, qui a pour effet de changer la longueur du trajet optique de l'onde laser. Dans ce terme l'influence de l'indice de l'air doit être prise en compte. La variation de température au niveau du composant aura pour effet de créer un gradient d'indice de l'air localisé au niveau de la source de chaleur. Ce gradient d'indice modifiera le trajet optique du faisceau.

- Un terme dû au déphasage induit par la réflexion de l'onde laser sur un milieu absorbant. Ce déphasage est étroitement lié à la température, à cause de la dépendance du coefficient de réflexion avec la température, qui est elle-même lié à la variation de l'indice du matériau avec la température, et à l'influence de la couche de passivation présente sur le matériau.

La variation du coefficient de réflexion influence aussi l'amplitude du signal interférométrique (elle est contenue dans E_0 qui représente l'amplitude du champ électrique réfléchi), et peut être interprétée comme une variation de phase du faisceau laser, cette variation est liée de la même façon à la température que le déphasage induit par la réflexion du faisceau laser sur la surface.

Dans ce qui suit nous allons détailler la contribution de ces différents termes dans le signal interférométrique.

2.2.1 Contribution de la dilatation thermique

Dans un premier temps nous n'allons considérer que la contribution du déplacement dû à la dilatation du composant sans tenir compte de l'influence de la variation de l'indice de l'air.

La variation de trajet optique due à la dilatation pour une variation dT de température est donnée par la relation suivante :

$$d\varphi_{kL} = -2 \frac{2\pi}{\lambda} \alpha(e + \mu) dT \quad (4)$$

L étant la longueur du trajet du faisceau laser, α le coefficient de dilatation du matériau, e l'épaisseur de la source de chaleur, μ est la longueur de diffusion thermique qui est donnée par la relation :

$$\mu = \sqrt{\frac{D}{\pi f}} \quad (5)$$

D est la diffusivité thermique du matériau, et f la fréquence de l'onde thermique.

En tenant compte de (5) dans (4) nous obtenons :

$$d\varphi_{KL} = -2 \frac{2\pi}{\lambda} \alpha \left(e + \sqrt{\frac{D}{\pi f}} \right) dT \quad (6)$$

2.2.2 Contribution de la lentille thermique

Une élévation de la température de la surface aura pour effet de diminuer la densité de l'air au niveau de la source de chaleur, ce qui diminuera l'indice optique de l'air. Ainsi une lentille thermique ayant la forme de la distribution de la température dans l'air va se former, et va changer la phase de l'onde du faisceau laser.

L'ordre de grandeur de l'étendue du gradient d'indice de l'air est de l'ordre de la longueur de diffusion donnée par(5).

En tenant compte du fait que la variation de phase engendrée par l'onde thermique dans l'air est inférieure à la variation de phase engendrée pas une élévation de température supposée constante dans une lame d'air d'épaisseur μ_{air} nous obtenons l'expression suivante :

$$\frac{d\varphi_{\text{air}}}{dT} = 2 \frac{2\pi}{\lambda} \mu_{\text{air}} \frac{dn_{\text{air}}}{dT} = 2 \frac{2\pi}{\lambda} \frac{dn_{\text{air}}}{dT} \sqrt{\frac{D_{\text{air}}}{\pi f}} \quad (7)$$

n_{air} étant l'indice optique de l'air, D_{air} la diffusivité thermique de l'air.

Nous ne tenons pas compte de la déviation subie par le faisceau laser qui est due à la lentille thermique, étant donné la configuration optique utilisée. En effet le faisceau réfléchi repasse par l'objectif du microscope, et est recueilli sur de larges photodiodes. Nous sommes donc peu sensibles à cette déviation dans les deux interféromètres que nous utilisons.

2.2.3 Contribution du coefficient de réflexion

Dans un premier temps nous n'allons pas tenir compte de l'influence de la couche de passivation sur le coefficient de réflexion, nous rajouterons cette contribution par la suite.

Variation de l'intensité de l'onde réfléchie sans présence de couche de passivation

Le coefficient de réflexion est donné par :

$$R = \left| \frac{\tilde{n} - 1}{\tilde{n} + 1} \right|^2 \quad (8)$$

où \tilde{n} est l'indice complexe du matériau, il s'écrit sous la forme suivante :

$$\tilde{n} = n_1 - in_2 \quad (9)$$

En tenant compte de (9) dans (8) on obtient :

$$R = \frac{(n_1 - 1)^2 + n_2^2}{(n_1 + 1)^2 + n_2^2} \quad (10)$$

A cause de la dépendance de l'indice \tilde{n} avec la température, le module du coefficient de réflexion dépend lui aussi de la température.

En différenciant R et en tenant compte du fait que $n_2 \ll n_1$, $n_2 \ll 1$ et que $dn_2 \cong dn_1$ nous obtenons l'expression suivante :

$$dR \cong 4 \frac{(n_1 - 1)}{(n_1 + 1)^3} \frac{\partial n_1}{\partial T} dT \quad (11)$$

D'où la variation de réflectivité par unité de température :

$$\frac{1}{R} \frac{dR}{dT} = 4 \frac{1}{R} \frac{(n_1 - 1)}{(n_1 + 1)^3} \frac{\partial n_1}{\partial T} \quad (12)$$

Variation de la phase de l'onde réfléchie sans présence de couche de passivation

La phase du coefficient de réflexion définie par :

$$\varphi_R = \arctan\left(\frac{2n_2}{1-n_1^2-n_2^2}\right) \quad (13)$$

En tenant compte du fait que $n_2 \ll 1$, que $n_2 \ll n_1$ et que $dn_2 \cong dn_1$, la différentiation de (13) donne :

$$d\varphi_R \cong \frac{2}{1-n_1^2} \frac{\partial n_2}{\partial T} \quad (14)$$

La variation de phase par unité de température donne :

$$\frac{d\varphi_R}{dT} = \frac{2}{1-n_1^2} \frac{\partial n_2}{\partial T} \quad (15)$$

On remarque dans cette expression que la variation de la phase du coefficient de réflexion dépend uniquement de la partie absorbante de l'indice de réfraction.

En présence d'une couche de passivation

La valeur du coefficient de réflexion se trouve modifiée en présence d'une couche de passivation. La couche de passivation se comporte comme une cavité Fabry-Perot, et le faisceau laser envoyé sur l'échantillon subit des réflexions multiples. Donc le coefficient de réflexion dépend de l'épaisseur de la couche de passivation.

Or, l'épaisseur de la couche de passivation dépend de la température, ainsi le coefficient de réflexion est doublement dépendant de la température, via l'indice optique, et via l'épaisseur de la couche de passivation.

Le coefficient de réflexion en présence d'une couche de passivation prend la forme suivante :

$$R = \left(\frac{r_{12} + r_{23} \exp(2i\beta)}{1 + r_{12}r_{23} \exp(2i\beta)}\right)^2 \quad (16)$$

avec $r_{12} = \frac{n_{air} - n_p}{n_{air} + n_p}$ et $r_{23} = \frac{n_p - \tilde{n}}{n_p + \tilde{n}}$ et $\beta = \frac{2\pi}{\lambda} n_p \varepsilon$, où ε l'épaisseur de la couche d'oxyde, et n_p l'indice optique de la couche de passivation.

Ainsi le module et la phase du coefficient de réflexion se trouvent dépendant de l'épaisseur de la couche de passivation.

Cette épaisseur dépend de la température par dilatation thermique. L'expression de cette dépendance est donnée par :

$$\varepsilon = \varepsilon_0(1 + \alpha_p T) \quad (17)$$

où ε_0 est l'épaisseur de la couche de passivation à température ambiante, α_p le coefficient de dilatation de la couche de passivation.

2.2.4. Comparaison des différentes contributions

Nous avons vu que la phase de l'onde laser est sensible à la température à travers de trois contributions : la première $\frac{d\varphi_{kl}}{dT}$ correspond à la dilatation thermique, la deuxième correspond à la lentille thermique, la dernière à la phase du coefficient de réflexion.

$$\frac{d\varphi}{dT} = \frac{d\varphi_{kl}}{dT} + \frac{d\varphi_{air}}{dT} + \frac{d\varphi_R}{dT} \quad (18)$$

Le terme prépondérant dans cette expression est $\frac{d\varphi_{kl}}{dT}$, nous allons le comparer à la contribution aux deux autres contributions en fonction de la fréquence.

Nous avons tracé sur la figure 15 le rapport entre la contribution de la lentille thermique

$\frac{d\varphi_{air}}{dT}$ et la contribution de la dilatation $\frac{d\varphi_{kl}}{dT}$ en utilisant les expressions (6) et (7).

Nous remarquons que la contribution de la lentille thermique est autour de 20% pour les basses fréquences, pour diminuer jusqu'à 4% autour de 10 MHz.

Etant donné que la lentille thermique a pour conséquence la diminution du chemin optique du faisceau, son effet vient se rajouter à l'effet de la dilatation qui a aussi pour conséquence la diminution du trajet optique.

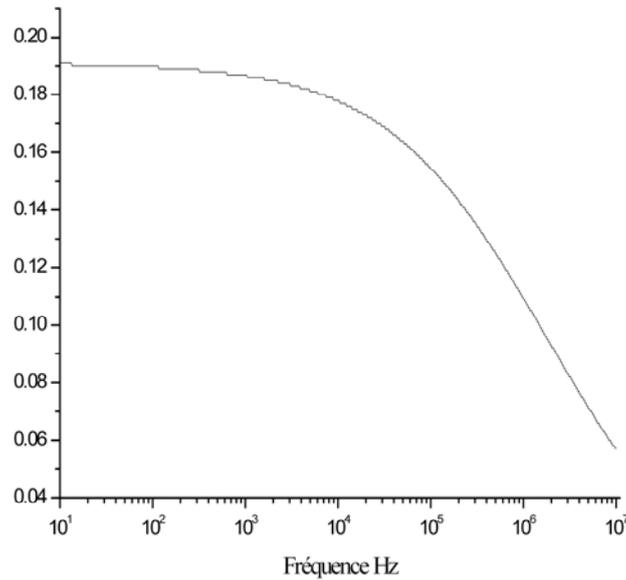


Figure 15. Contribution de la lentille thermique par rapport à la contribution de la dilatation

Sachant que nous n'utilisons pas le déplacement pour identifier des paramètres physiques, nous ne tenons pas compte de la différentiation entre les deux contributions.

Sur la figure 16 nous avons tracé le rapport entre la contribution due à la phase du coefficient de réflexion en présence de couche de passivation et la contribution due à la dilatation, à partir des expressions (6), (15), (16) et (17) (nous avons pris la contribution moyenne de la phase du coefficient de réflexion en présence d'une couche de passivation [84] à partir des expressions (15), (16) et (17)).

Nous remarquons que la contribution de la phase du coefficient de réflexion est négligeable à basse fréquence, et devient plus importante à haute fréquence ou elle atteint 16% à 10 MHz.

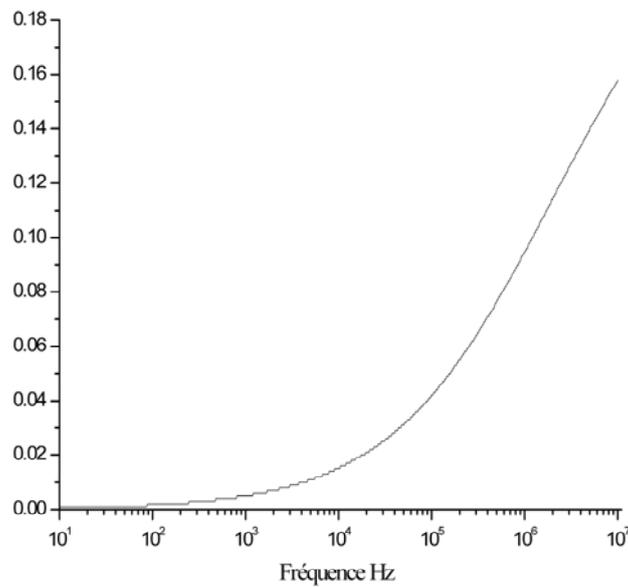


Figure 16. Contribution de la phase du coefficient de réflexion par rapport à la contribution de la dilatation

En prenant en considération que nos mesures sont effectuées pour des fréquences inférieures à 50 kHz, où la contribution de la phase est de l'ordre de 3%, nous ne tenons pas compte de la contribution de la phase.

2.2.5 Conclusion

Nous avons étudié le signal interférométrique dans le cas d'un déplacement normal de la surface en régime permanent dû à une excitation thermique.

Nous avons spécifié les différentes contributions à ce signal interférométrique (qui sont la dilatation du composant, la lentille thermique, et la phase du coefficient de réflexion), et nous les avons comparées entre elles.

Nous constatons qu'environ 20% du signal interférométrique n'est pas dû au déplacement de la surface. Ceci n'est pas gênant étant donné que ces contributions ont la même origine, une élévation de température, et que nous n'utilisons pas les mesures de déplacement pour effectuer une identification de paramètres physiques.

2.3 Interféromètre de Michelson stabilisé

Dans ce qui suit nous allons décrire le principe du premier interféromètre que nous avons utilisé, qui est l'interféromètre de Michelson stabilisé.

2.3.1 Principe

L'interféromètre de Michelson est un interféromètre homodyne, c'est-à-dire qu'une onde sonde est mélangée avec une onde référence à la même fréquence.

Dans l'interféromètre de Michelson le faisceau laser est divisé en deux faisceaux (faisceau sonde et faisceau référence) sur un élément séparateur qui peut être une lame ou un cube. Le faisceau sonde est envoyé sur l'échantillon, et le faisceau référence sur un miroir. Ces deux faisceaux sont mélangés, et les interférences créées sont recueillies sur un détecteur (figure 17). Le résultat obtenu est une intensité électrique proportionnelle au carré du champ électrique.

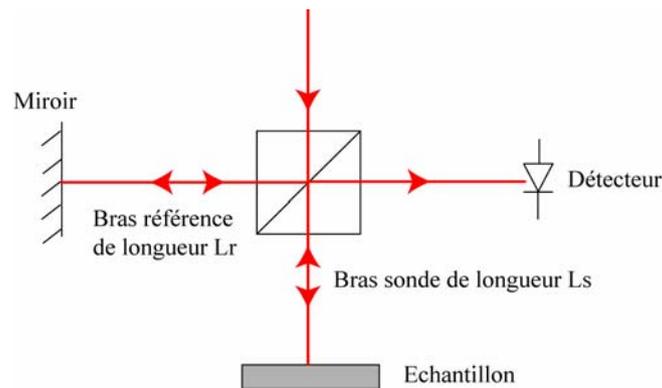


Figure 17. Schéma de principe de l'interféromètre de Michelson

Nous avons vu précédemment que le faisceau laser réfléchi sur un échantillon est de la forme :

$$E_s = E_0 \exp(i(2\pi f_l t + \varphi_s + 2kd(t))) \quad (19)$$

Ce faisceau sera mélangé avec le faisceau référence de la forme :

$$E_r = E_0 \exp(i(2\pi f_l t + \varphi_r)) \quad (20)$$

L'intensité recueillie sur le détecteur est :

$$I = S (E_s + E_r)(E_s + E_r)^* = \frac{I_0}{2} (1 + \cos(\varphi_s - \varphi_r + 2kd(t))) \quad (21)$$

Avec $I_0 = 4SE_0^2$, et S la sensibilité du détecteur.

Nous remarquons que l'intensité est sensible à la différence du chemin optique entre l'onde référence et l'onde sonde. Cette sensibilité est maximale pour :

$$\cos(\varphi_s - \varphi_r + 2kd(t)) = 0 \quad (22)$$

Etant donné que nous voulons mesurer de faibles déplacements, $2kd(t) \ll 1$, la sensibilité sera donc maximale pour :

$$\varphi_s - \varphi_r = \frac{\pi}{2} (2m + 1) \quad (23)$$

m étant un entier, en prenant en compte le fait que :

$$\varphi_s - \varphi_r = 2 \frac{2\pi}{\lambda} (L_s - L_r) \quad (24)$$

L_s et L_r sont les longueurs du bras sonde et du bras référence respectivement, la différence de chemin sera maximale pour :

$$(L_s - L_r) = (2m + 1) \frac{\lambda}{8} \quad (25)$$

Le résultat est illustré sur la figure 18.

Pour se mettre dans la condition maximale de sensibilité, afin de pouvoir mesurer de très faibles déplacements, nous utilisons une stabilisation active qui maintient les deux ondes E_s et E_r en quadrature de phase. Le miroir du bras référence est fixé sur un transducteur piézoélectrique qui maintient le point de fonctionnement à mi-frange (figure 18) grâce à un asservissement de position. Le miroir de référence va suivre les fluctuations basses fréquences du signal interférométrique.

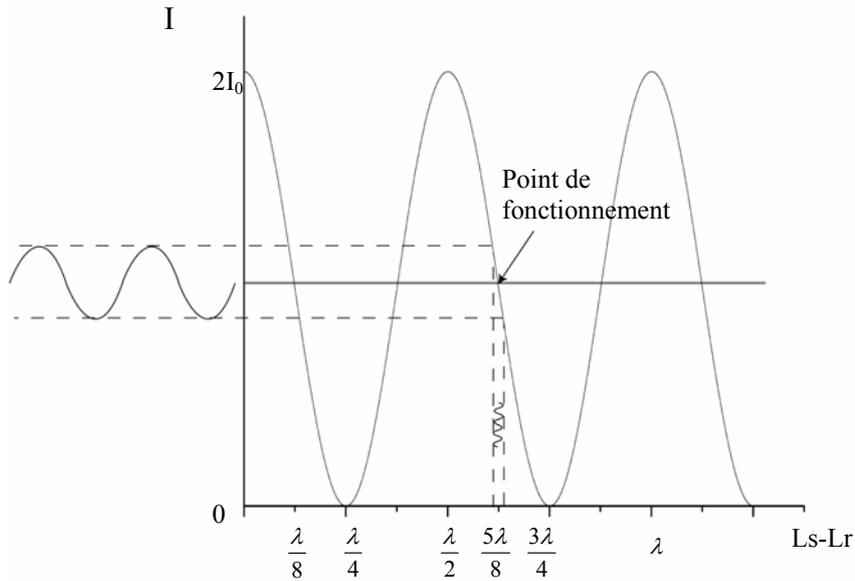


Figure 18. Intensité de sortie de l'interféromètre en fonction de la différence de longueur des deux bras

Après stabilisation à mi-frange le signal interférométrique devient en utilisant le fait que $kd(t) \ll 1$ et (23)

$$I(t) \cong \frac{I_0}{2} \left(1 + (-1)^{m+1} 2kd(t) \right) \quad (26)$$

Ceci est dû au fait que :

$$\cos \left((2m+1) \frac{\pi}{2} + 2kd(t) \right) = (-1)^{m+1} \sin(2kd(t))$$

Nous constatons donc qu'à mi-frange pour des petits déplacements le signal interférométrique est proportionnel au déplacement.

Dans le cas d'un déplacement sinusoïdal de fréquence f_d de la forme(1), (26) donne :

$$I(t) = \frac{I_0}{2} \left(1 + (-1)^{m+1} 2kD \cos(2\pi f_d t + \psi) \right) \quad (27)$$

Il suffit donc de mesurer la variation du signal $I(t)$ à la fréquence f_d et de connaître I_0 pour avoir l'amplitude du déplacement D . Une calibration est nécessaire pour l'obtention de I_0 , ceci sera expliqué dans la suite du chapitre.

2.3.2 Montage expérimental

Nous allons commencer par décrire les différents éléments utilisés dans le montage expérimental présentés sur la figure 20.

a) Laser

Nous avons utilisé un laser HeNe monomode, de polarisation rectiligne, stabilisé en intensité, qui a pour caractéristiques :

- la puissance de sortie est de 1.5 mW
- la divergence du faisceau est de 1.6 mrad, et son diamètre à la sortie du laser est de 500 μm
- la stabilité en intensité de $\pm 0,4$ % par heure
- la longueur de cohérence est de plusieurs mètres.

b) Electronique de stabilisation active

Comme nous l'avons abordé précédemment nous utilisons une stabilisation active, en mettant le miroir de référence sur un transducteur piézoélectrique, et en changeant ainsi la longueur du bras de référence.

La stabilisation active utilisée comprend un alimentation haute tension, et une électronique d'asservissement dont le principe est le suivant : Nous appliquons une tension en triangle au piézoélectrique de telle façon à avoir un déplacement de plusieurs fois la longueur d'onde, et nous obtenons ainsi, plusieurs interfranges d'interférences que nous visualisons à la sortie de détecteur sur un oscilloscope. Le but de cette manœuvre est double : mesurer l'interfrange ce qui va nous permettre une calibration des mesures, mesurer la tension qui correspond au niveau du signal à mi-frange et qui va nous servir de consigne pour l'asservissement.

Nous appliquons maintenant la tension à la sortie de l'asservissement au transducteur piézoélectrique. L'intensité à la sortie du détecteur est envoyée sur l'asservissement, cette

intensité est comparée à une tension référence qui est la consigne, et suivant les fluctuations de cette intensité, la boucle de contre réaction assurée par le PID (Proportionnel Intégrateur Dérivateur) agit sur le signal envoyé sur le transducteur piézoélectrique afin de minimiser au maximum ces fluctuations et minimiser ainsi le signal d'erreur qui résulte de la soustraction du signal du détecteur à la consigne (figure 19).

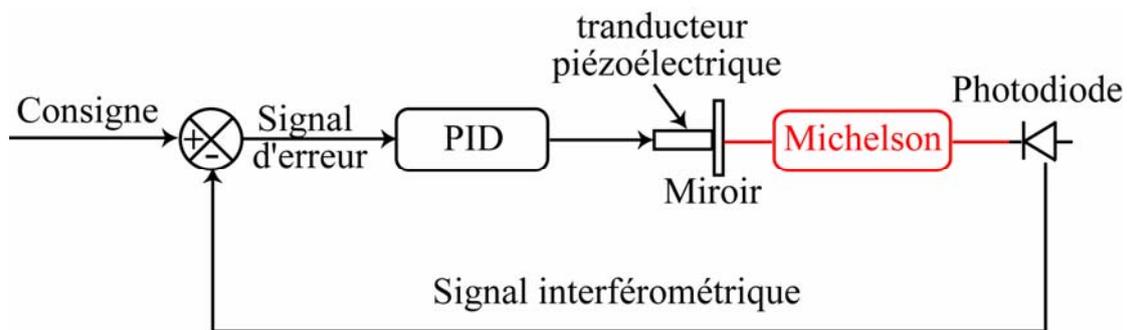


Figure 19. Schéma de principe de l'asservissement

c) Générateur

Le générateur de fonction utilisé pour l'alimentation de l'échantillon est un générateur Agilent 33210A.

Il peut délivrer des signaux périodiques jusqu'à 15 MHz, et une tension qui peut atteindre 20 V crête-crête.

d) Oscilloscope

Nous utilisons un oscilloscope pour la visualisation et la mesure de l'interfrange et le niveau de tension à mi-frange, lorsque nous mettons le transducteur piézoélectrique en balayage.

Nous l'utilisons aussi pour visualiser le signal d'erreur lorsque nous travaillons en boucle fermée, c'est-à-dire lorsque l'asservissement est utilisé pour rattraper les fluctuations de phase, et que le transducteur piézoélectrique n'est plus en balayage. Nous nous assurons ainsi du bon fonctionnement de l'asservissement, sachant que le signal d'erreur doit être quasi nul.

L'oscilloscope que nous avons utilisé est un Lecroy ayant pour référence 9310A, possédant une bande passante de 400 MHz.

e) Détection synchrone

Les détections synchrones sont utilisées pour détecter et mesurer des signaux périodiques très petits, jusqu'à quelques nanovolts. Des mesures précises peuvent être faites même si le signal est noyé dans des sources de bruit dont l'amplitude est plusieurs ordres de grandeur plus grande que le signal.

Par exemple supposons que nous voulions mesurer un signal sinusoïdal de 1 μV d'amplitude à 10 MHz. Une amplification est nécessaire pour effectuer la mesure. Un bon amplificateur faible bruit aura un niveau de bruit en entrée de 3 $\text{nV}/\sqrt{\text{Hz}}$. Si la bande passante de l'amplificateur est de 200 MHz et le gain de 1000, dans ce cas l'amplitude du signal à mesurer sera de 1 mV et celle du bruit sera de 43 mV ($3 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}} \times \sqrt{200 \text{ MHz}} \times 1000$). Nous ne pourrions pas mesurer le signal sauf si on isole la fréquence du signal.

Si nous utilisons une détection synchrone qui peut détecter le signal à 10 MHz avec un filtre passe bande d'une largeur de 1 Hz, le niveau de bruit ne sera que de 3 μV ($3 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}} \times \sqrt{1 \text{ Hz}} \times 1000$) qui est beaucoup moins grand que le niveau de signal qui est de 1 mV.

Nous allons décrire dans ce qui suit le principe de fonctionnement de la détection synchrone.

Les mesures avec la détection synchrone nécessitent une référence de fréquence. Typiquement un échantillon est excité à une fréquence fixe d'un générateur de fonction, et la détection synchrone détecte la réponse de l'échantillon à cette fréquence.

Si on suppose que la référence de fréquence est une fonction sinusoïdale de pulsation ω_R , et qu'on utilise un signal sinusoïdal pour exciter l'échantillon, la réponse qu'on va détecter peut être de la forme $V_I \sin(\omega_R t + \theta_I)$, ou V_I est l'amplitude du signal et θ_I sa phase.

La détection synchrone multiplie le signal par la référence $V_R \sin(\omega_R t + \theta_R)$, en utilisant un multiplicateur, le produit obtenu est V_{M1}

$$V_{M1} = V_I V_R \sin(\omega_R t + \theta_I) \sin(\omega_R t + \theta_R) \quad (28)$$

$$= \frac{1}{2} V_I V_R \cos(\theta_R - \theta_I) + \frac{1}{2} V_I V_R \sin(2\omega_R t + \theta_R + \theta_I) \quad (29)$$

Etant donné que les deux signaux sont à la même fréquence, le premier terme de la multiplication est continu. Et le deuxième terme est à une fréquence 2ω , qui est une fréquence haute, et peut être enlevée en utilisant un filtre passe bas. Après le filtre le signal devient

$$V_{M1} = \frac{1}{2} V_I V_R \cos(\theta_R - \theta_I) \quad (30)$$

qui est proportionnel au cosinus de la différence de phase entre les deux signaux référence et signal.

Pour différencier le terme V_I et le terme de phase, la détection synchrone utilise deux multiplications. Dans la deuxième multiplication la référence est déphasée de $\pi/2$ et devient $V_R \sin(\omega_R t + \theta_R - \pi/2)$. Elle est multipliée par le signal en entrée ce qui donne

$$V_{M2} = \frac{1}{2} V_I V_R \cos(\theta_R - \theta_I - \frac{\pi}{2}) + \frac{1}{2} V_I V_R \sin(2\omega_R t + \theta_R + \theta_I - \frac{\pi}{2}) \quad (31)$$

Et après avoir filtré le signal

$$V_{M2} = \frac{1}{2} V_I V_R \cos(\theta_R - \theta_I - \frac{\pi}{2}) \quad (32)$$

$$= \frac{1}{2} V_I V_R \sin(\theta_R - \theta_I) \quad (33)$$

L'amplitude et la phase du signal peuvent être déterminées à partir des équations (30) et (33) V_R étant connu

$$R = \left(\frac{2}{V_R} \right) \sqrt{[(V_{M1})^2 + (V_{M2})^2]}$$

$$\theta_R - \theta_I = \tan^{-1} \left(\frac{V_{M2}}{V_{M1}} \right)$$

L'amplitude ainsi mesurée correspond à l'amplitude efficace du signal.

La détection synchrone que nous avons utilisée a pour référence MODEL 5302 de chez EG&G.

f) Système de visualisation

Pour visualiser le point sondé avec le faisceau laser et ajuster la focalisation, nous utilisons une caméra CCD, branchée sur un moniteur. L'image est reformée à travers le même objectif qui est utilisé pour la focalisation du faisceau. Nous utilisons un miroir amovible pour intercepter le faisceau envoyé sur le détecteur, et l'envoyer sur la caméra. Nous utilisons une lentille pour projeter l'image sur la caméra.

g) Détecteur différentiel

L'utilisation d'un détecteur différentiel permet dans le fait de s'affranchir des fluctuations dues au laser, en soustrayant le signal provenant de l'échantillon à une partie du faisceau provenant du laser. Les fluctuations du laser vont se répercuter de la même façon sur les deux faisceaux, et leur soustraction les éliminera pour ne conserver que les variations provenant de l'échantillon.

Le détecteur utilisé possède une bande passante de 300 kHz et un rapport signal à bruit de $1.5 \times 10^7 \sqrt{\text{Hz}}$.

Description du montage

Le montage expérimental est illustré sur la figure 20. Le faisceau à la sortie du laser passe à travers un isolateur de Faraday qui empêche tout retour du faisceau dans la cavité laser qui risquerait de perturber le fonctionnement du laser. Après alignement sur deux miroirs, il est envoyé à travers une lame demi-onde sur un Cube Séparateur de Polarisation (CBS). Celui-ci sert à envoyer une partie du faisceau sur le détecteur différentiel, la lame demi-onde, permettant d'ajuster l'intensité envoyée sur le Michelson par rapport à l'intensité envoyée sur le détecteur.

Le faisceau passe ensuite à travers une lame demi-onde qui sert à équilibrer l'intensité entre les deux bras de l'interféromètre, un CBS divisant le faisceau en deux, faisceau sonde et faisceau référence. Le faisceau référence passe à travers une lame quart d'onde et un objectif de microscope L_2 , est réfléchi sur le miroir monté sur le transducteur piézoélectrique, et après son double passage sur la lame quart d'onde est envoyé sur le détecteur. Le faisceau sonde passe à travers une lame quart-d'onde, un objectif de microscope L_1 et est réfléchi sur l'échantillon ; après son double passage à travers la lame quart d'onde, il voit sa polarisation tourner de 90° et est dévié sur le CBS pour être envoyé sur le détecteur.

Les deux faisceaux référence et sonde ont leurs polarisations croisées, et ne peuvent interférer. Pour remédier à cela, les deux faisceaux passent à travers un polariseur qui va projeter leur polarisation à 45°. Les interférences ainsi obtenues sont recueillies sur le détecteur.

Sur le trajet des faisceaux nous avons mis un miroir amovible sur des rails. Ce miroir nous sert à envoyer le faisceau sonde sur le système de visualisation.

Le signal à la sortie de détecteur est envoyé sur une détection synchrone et sur l'asservissement.

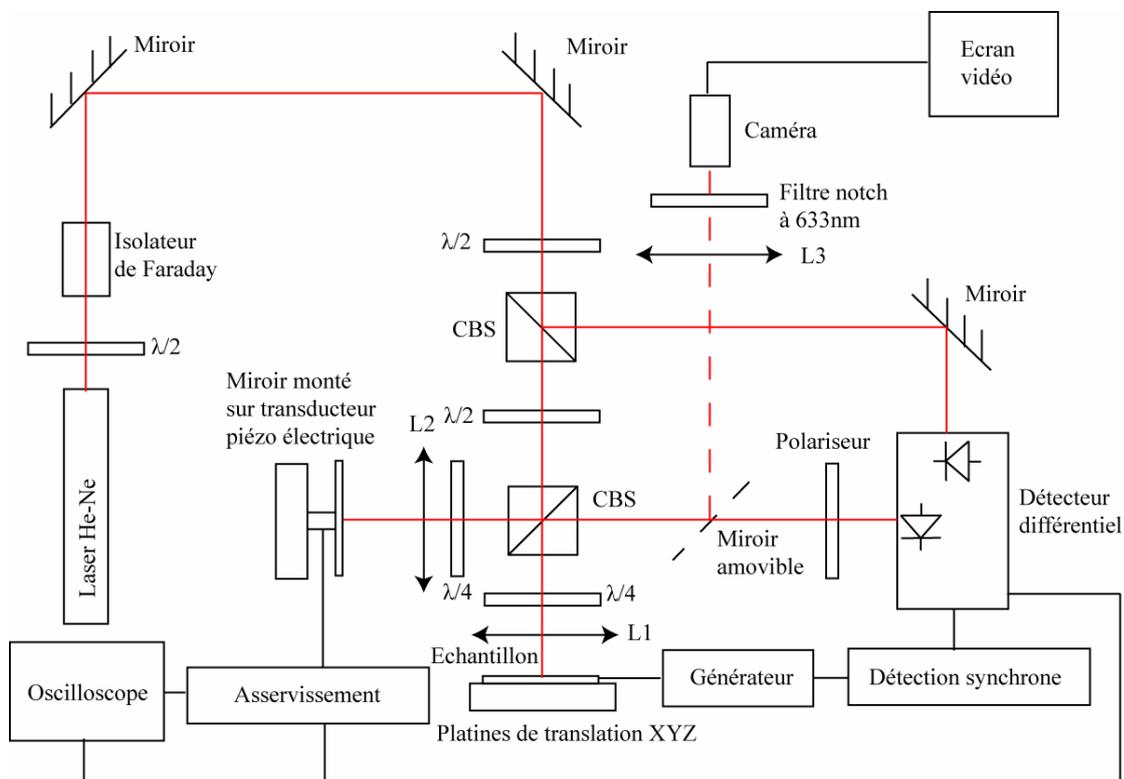


Figure 20. Schéma du montage expérimental de l'interféromètre de Michelson stabilisé

2.3.3 Résultats

Nous avons effectué des mesures interférométriques sur deux échantillons différents, une structure Van Der Pauw, et un circuit logique.

a) résultats sur la structure Van der Pauw .

Nous allons commencer par présenter l'échantillon.

Présentation de l'échantillon

La méthode de Van der Pauw est une méthode utilisée pour faire des mesures de résistivité et de mobilité à quatre sondes, ce qui permet de mesurer la densité de porteurs, et donc le dopage dans les semiconducteurs.

Les mesures avec cette méthode nécessitent quatre contacts ohmiques sur le bord de l'échantillon.

Notre échantillon est composé d'une résistance en silicium de forme carrée de $65\mu\text{m}$ de côté. Les quatre contacts ohmiques sont sur les côtés du carré (figure 21). La distance entre deux plots métalliques symétriques par rapport au carré de la résistance est de $120\mu\text{m}$. La résistance a pour valeur 76Ω .

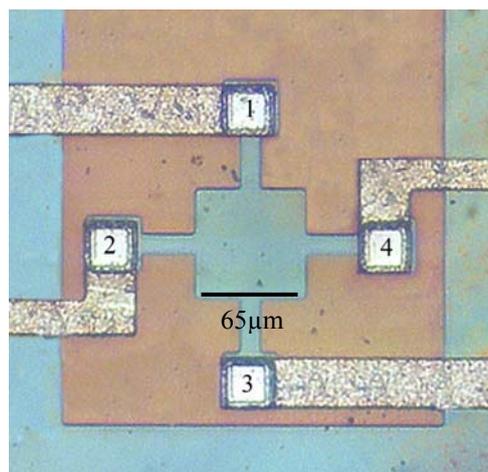


Figure 21. Image optique de la résistance Van Der Pauw

Résultats

Nous avons excité la résistance avec une tension sinusoïdale sans offset entre les deux contacts ohmiques 2 et 4 (figure 21). L'amplitude du signal est de 5 Vpp et la fréquence f de 10 kHz. Nous voulons mesurer l'amplitude de déplacement due à l'effet Peltier, pour cela nous allons observer le signal au fondamental (l'effet Peltier est expliqué dans le chapitre suivant).

Nous avons utilisé un objectif de microscope X50 pour focaliser le laser, et un objectif de microscope X20 sur le bras référence, pour que les fronts d'ondes du faisceau référence et le faisceau sonde subissent la même déformation, et avoir ainsi un meilleur contraste interférométrique.

Nous avons scanné toute la résistance, en déplaçant l'échantillon avec les platines de translation et en effectuant des mesures point par point.

Pour chaque point, nous faisons vibrer le miroir référence avec une amplitude qui fait plusieurs fois la longueur d'onde du laser pour avoir plusieurs franges d'interférences (figure 18), nous mesurons ainsi l'amplitude de ces franges pour la calibration des mesures.

Nous prenons la valeur de la tension à mi-frange comme valeur de consigne pour l'asservissement.

Pour effectuer la mesure nous utilisons la stabilisation active, le miroir n'est plus en vibration, et la tension envoyée sur le transducteur piézoélectrique est fixée par l'asservissement pour que le signal d'erreur soit minimal.

Le signal à la sortie de détecteur est envoyé sur la détection synchrone qui est synchronisée sur la fréquence d'excitation. Nous mesurons ainsi l'amplitude et la phase des variations de tension du signal interférométrique à la fréquence f (équation(27)).

Nous utilisons la mesure de l'interfrange I_n pour faire correspondre la tension à un déplacement. La relation reliant le déplacement d à la tension mesuré v et à l'interfrange est

$$d = \frac{\lambda}{2\pi} \frac{v}{I_n} \quad (34)$$

Nous avons effectué une cartographie de toute la résistance en prenant 25×25 points avec un pas de $5 \mu\text{m}$, la surface cartographiée est de $125 \times 125 \mu\text{m}^2$.

La mesure d'un point prend en moyenne 1 minute, ce qui donne comme temps global de mesure de 11 heures. Nous avons illustré les résultats obtenus sur la figure 22.

Nous remarquons clairement l'apparition de deux sources de chaleur au niveau des contacts ohmiques sur la figure 22 a), ce qui correspond au résultat attendu puisque l'effet Peltier a lieu au niveau des jonctions entre deux matériaux.

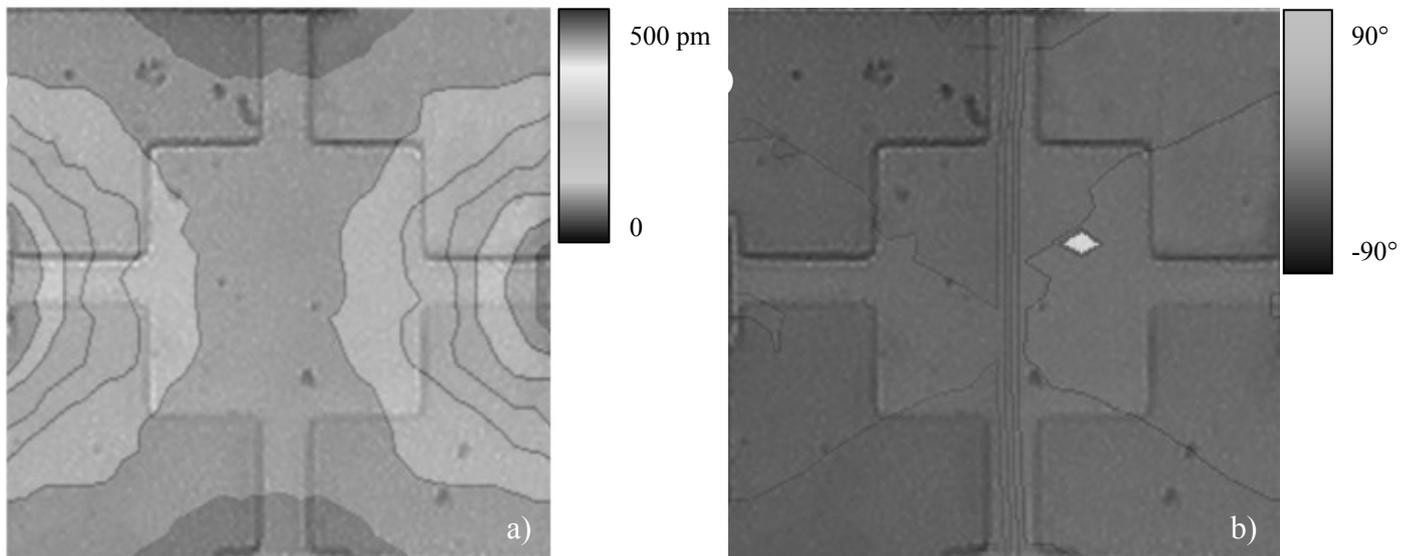


Figure 22. Cartographie de déplacement due à l'effet Peltier a) Amplitude b) phase, superposée à l'image optique

Le saut de phase de 180° qui a lieu entre la partie gauche et la partie droite de la figure b) démontre qu'une source chauffe tandis que l'autre refroidit, ce qui correspond au fait que dans un cas les porteurs traversent la jonction du métal vers le semi-conducteur et dans l'autre cas du semi-conducteur vers le métal.

b) résultats sur les portes logiques

Présentation de l'échantillon

Les échantillons que nous avons testés sont des composants logiques 74LS10 composés de trois triples entrées NAND (figure 23).

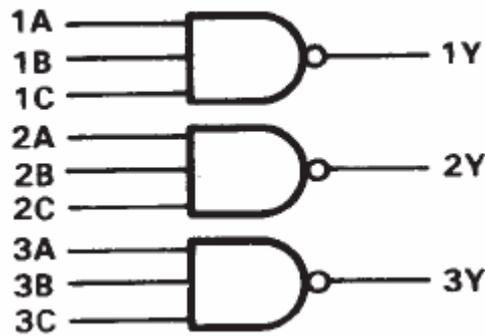


Figure 23. Schéma logique du 74LS10

Ces échantillons ont été fournis et préparés par la société SERMA Technologies, dans le cadre d'une collaboration pour le développement de techniques de caractérisation de défauts dans les circuits microélectroniques.

Les échantillons fournis étaient au nombre de trois, deux de ces échantillons ayant subi des décharges électrostatiques sur différentes portes d'entrées. La valeur de ces décharges variait de 2 kV à 4 kV. Le dernier échantillon n'a subi aucune décharge et va nous servir d'échantillon référence.

Sur les échantillons ayant subi des décharges électrostatiques, nous voyons apparaître un courant de fuite, qui démontre la présence de défauts.

Sur un des deux échantillons qui ont subi un stress, SERMA a observé une émission de lumière à l'aide du microscope à émission de lumière, et a ainsi pu localiser les défauts. Par contre sur l'autre échantillon aucune émission de lumière n'a pu être observée.

Pour différencier les trois échantillons nous allons appeler l'échantillon ayant subi des décharges sur lequel une émission a été observée "échantillon 1", l'échantillon ayant subi des décharges sur lequel aucune émission n'a été observée "échantillon 2", et "échantillon 3" l'échantillon référence.

Le but de notre travail consistait à comparer les résultats obtenus avec notre méthode interférométrique avec les résultats obtenus en microscopie à émission, et voir si nous pouvions localiser les défauts sur l'échantillon 2.

Sur les échantillons 1 et 2, les portes ayant subi des décharges sont les trois portes A (figure 23).

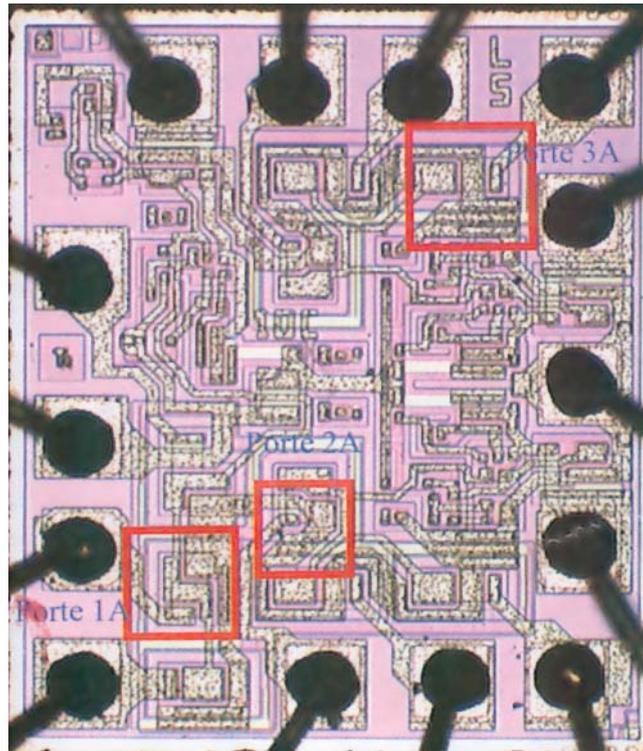


Figure 24. Image optique du composant logique 74LS10

La figure 24 représente l'image optique de tout l'échantillon. Les parties encadrées en rouge représentent les 3 portes A ayant subi des décharges électrostatiques.

La figure 25 représente un schéma électrique d'une triple entrée NAND. Nous remarquons la présence de diodes de protection Zener au niveau des entrées.

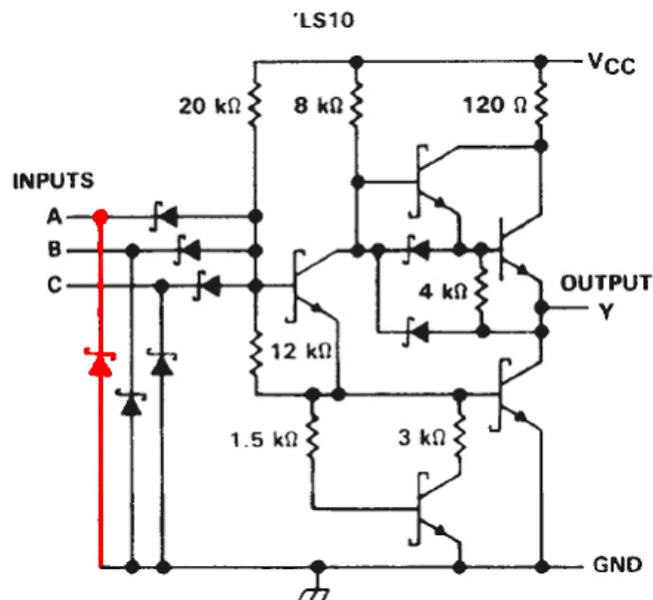


Figure 25. Schéma électrique d'une triple entrée NAND

Nous allons démontrer par la suite que la décharge a endommagé la diode Zener qui se trouve entre l'entrée et la masse (diode en rouge sur la figure 25), ce qui donne lieu à une consommation de courant lorsque la diode est alimentée en inverse.

Sur la figure 26, nous avons tracé les caractéristiques courant-tension de la porte 1A de l'échantillon 1, où nous observons la consommation anormale de courant que nous avons comparée avec une consommation nulle de l'échantillon test.

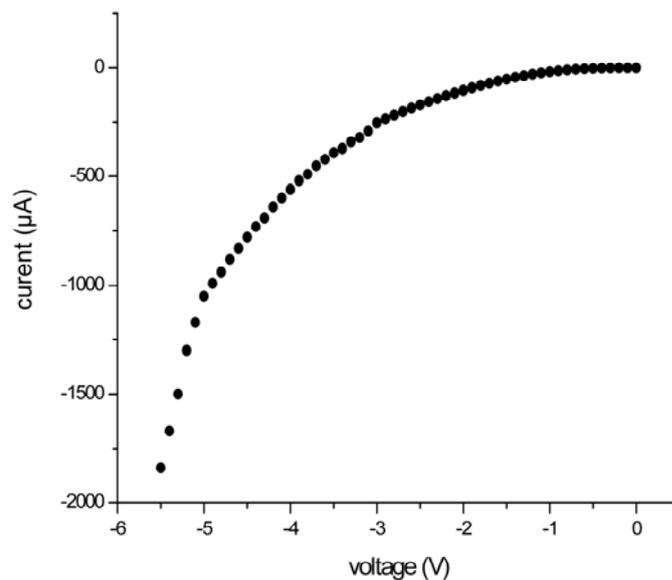


Figure 26. Caractéristique inverse courant tension de la diode Zener, porte 1A de l'échantillon 1

Résultats

1- Porte 1A de l'échantillon 1

La porte 1A de l'échantillon 1 a subi une décharge de 4 kV. Le cercle rouge sur la figure 27 présente l'endroit où l'émission de photon a été observée en microscopie à émission.

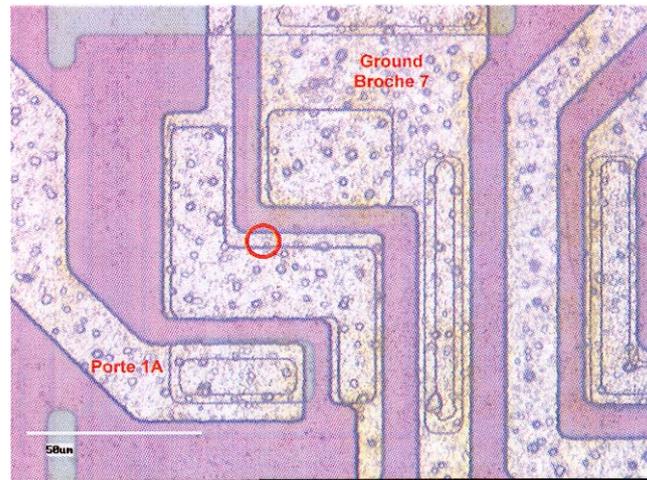


Figure 27. Image optique de la porte 1A

La zone cartographiée fait $100 \times 100 \mu\text{m}^2$, centrée autour de la zone où l'émission a été observée en prenant un pas de $5 \mu\text{m}$.

Les conditions expérimentales sont les mêmes que pour les mesures sur les Van der Pauw. L'échantillon est alimenté par un signal sinusoïdal entre 0 et -5 V à une fréquence de 6 kHz. Nous mesurons l'amplitude et la phase du signal dû à l'effet Joule au fondamental pour chaque point. Nous avons illustré les résultats sur la figure 28 en superposant l'amplitude et la phase du déplacement à l'image optique de la porte 1A.

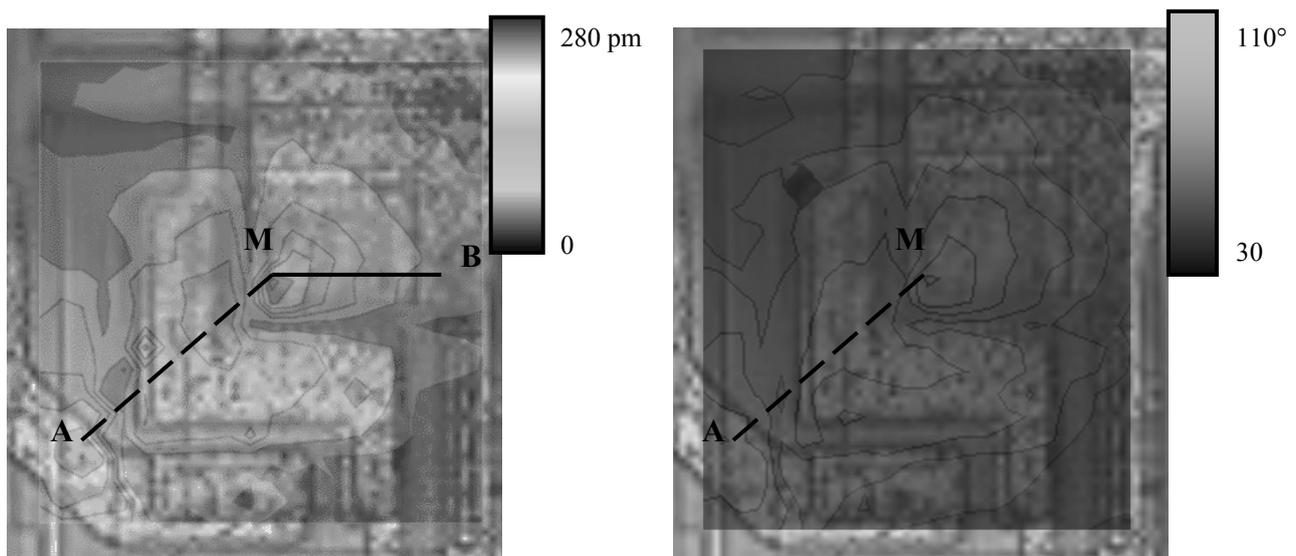


Figure 28. Cartographie de a) amplitude du déplacement b) phase du déplacement, superposée à l'image optique de la porte 1A

La puissance que les diodes de protection dissipent anormalement se traduit par l'apparition d'une source de chaleur qui génère des ondes thermoélastiques, ce qui a pour effet d'engendrer un déplacement normal à la surface.

Nous remarquons que l'amplitude de ce déplacement atteint plusieurs centaines de pm. Nous arrivons à localiser parfaitement le défaut qui se situe sur le point M de la figure 28 a).

Nous avons tracé sur la figure 29 l'amplitude de déplacement le long de la ligne [MB]. Nous remarquons que la courbe présente décroissance exponentielle, illustrée par la courbe rouge. Cette décroissance exponentielle traduit le comportement d'une source de chaleur.

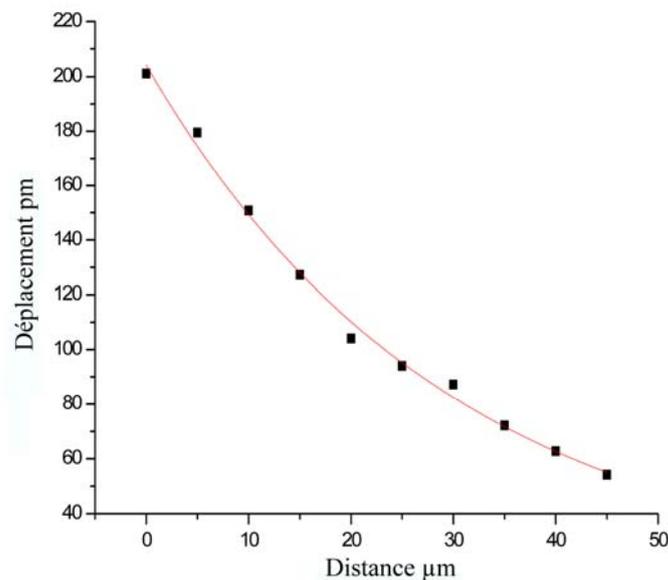


Figure 29. Amplitude de déplacement le long de la ligne [MB]

Nous remarquons aussi sur la figure 28 a) que l'amplitude de déplacement baisse en s'éloignant du M pour augmenter de nouveau au point A. La ligne en pointillés [AM] représente la ligne de courant qui parcourt l'échantillon, qui se situe entre l'entrée 1A et la masse, ce qui confirme que le défaut a lieu au niveau de la diode Zener de protection.

Nous avons vérifié sur l'échantillon 3, dans les mêmes conditions expérimentales (même tension d'alimentation et même fréquence que pour l'échantillon 1), que nous ne mesurons aucun déplacement au niveau de la porte 1A. Ce qui confirme que le déplacement a bien pour origine le défaut induit par la décharge électrostatique.

2-Porte 2A de l'échantillon 2

Sur la porte 2A de l'échantillon 1, deux émissions lumineuses ont été localisées dans les deux zones repérées par les deux cercles rouges sur la figure 30. Nous supposons donc que les défauts vont apparaître autour du même endroit pour l'échantillon 2.

La porte 2A de l'échantillon 1 a subi une décharge de 4 kV, et celle de l'échantillon 2 a subi une décharge de 2 kV. Ainsi la consommation de courant au niveau la porte 2A pour l'échantillon 1 est plus élevée que pour l'échantillon 2 (580 μ A et 150 μ A respectivement, pour une tension de polarisation de -5 V).

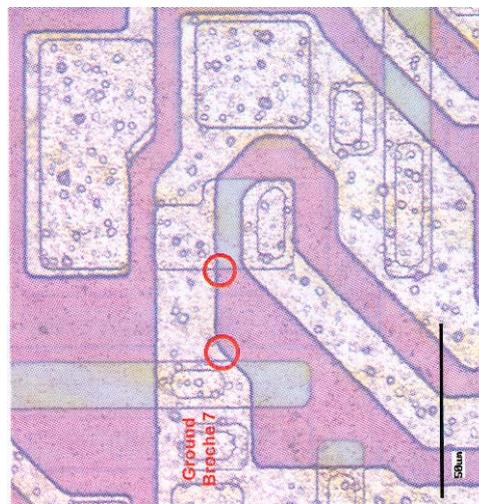


Figure 30. Image optique de la porte 2A

Pour l'échantillon 2 nous avons cartographié la zone autour des endroits où le défaut est supposé se trouver, sachant qu'aucune émission lumineuse n'a été détectée sur cet échantillon.

L'échantillon est alimenté par un signal sinusoïdal entre 0 et -5 V à une fréquence de 6 kHz. Nous mesurons l'amplitude et la phase de déplacement dues à l'effet Joule au fondamental, en les superposant à l'image optique, ceci est illustré sur la figure 31.

La zone noire qu'on voit apparaître vient d'une poussière qui est venue se déposer sur l'échantillon et que nous n'avons pas pu enlever.

L'amplitude de déplacement sur cet échantillon atteint ici 50 pm. Nous arrivons à localiser le défaut qui se trouve au niveau de l'amplitude maximale de déplacement au point M'.

En s'éloignant du point M' l'amplitude de déplacement baisse pour augmenter de nouveau sur le point A', ce qui correspond au trajet parcouru par le courant (ligne en traits discontinus

[M'A']). Sachant que M' se trouve sur la masse et A' sur la porte 2A, le défaut viendrait donc de la diode Zener de protection en entrée qui aurait été endommagée, ce qui confirme les résultats obtenus sur la porte 1A du premier échantillon.

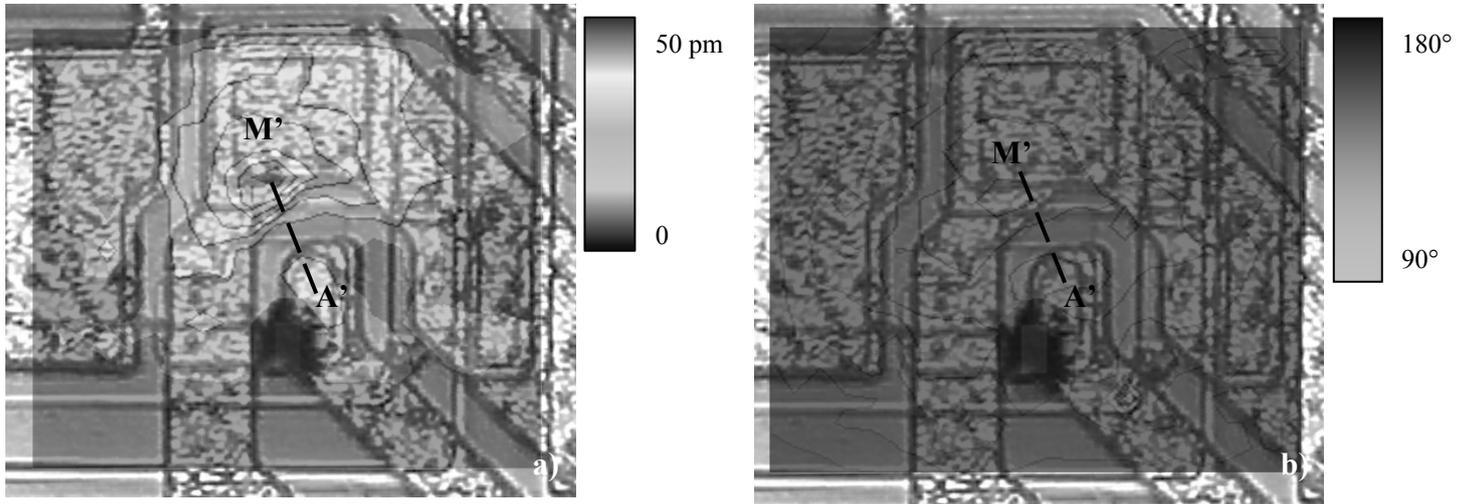


Figure 31. Cartographie de a) amplitude du déplacement b) phase du déplacement, superposée à l'image optique de la porte 2A

Nous nous sommes placés ensuite à côté du point M' et nous avons mesuré l'amplitude de déplacement pour différentes tensions sinusoïdales appliquées.

Nous avons tracé sur la figure 32 l'amplitude de déplacement en fonction de l'amplitude du courant efficace consommé par l'échantillon.

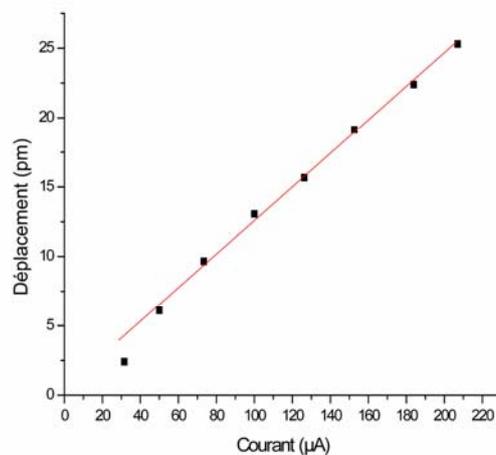


Figure 32. Déplacement de la surface en fonction du courant d'alimentation

Nous remarquons que nous arrivons à mesurer des déplacements pour une amplitude du courant qui descend jusqu'à $30 \mu\text{A}$, qui correspond à une puissance dissipée de $10 \mu\text{W}$. Des défauts avec des puissances consommées aussi faibles ne peuvent être détectés par la microscopie à émission.

Nous avons aussi vérifié, comme pour sur la porte 1A de l'échantillon 1, qu'aucun déplacement n'a été observé sur l'échantillon 3.

2.3.4 Conclusion

Dans cette première partie, nous avons décrit l'interféromètre de Michelson stabilisé.

Pour comparer la méthode avec d'autres méthodes utilisées dans l'industrie nous avons cartographié des échantillons dans lesquels des défauts sont présents.

Nous arrivons parfaitement à localiser les défauts, même sur des échantillons où aucune émission lumineuse n'a été observée en microscopie à émission.

L'inconvénient de cette méthode vient du temps de mesure prohibitif qui atteint une dizaine d'heures pour faire des mesures sur des surfaces qui font $100 \times 100 \mu\text{m}^2$ avec une résolution de $5 \mu\text{m}$.

2.4 Sonde hétérodyne

Nous avons utilisé une sonde hétérodyne commerciale SH-140 développée par BMI, pour effectuer les mesures interférométriques.

Nous allons commencer par décrire le principe de la sonde hétérodyne, avant d'aborder le dispositif expérimental, et la présentation de quelques résultats.

2.4.1 Principe

Principe optique

La sonde hétérodyne se compose d'une tête optique, d'un boîtier électronique de traitement du signal et d'alimentation.

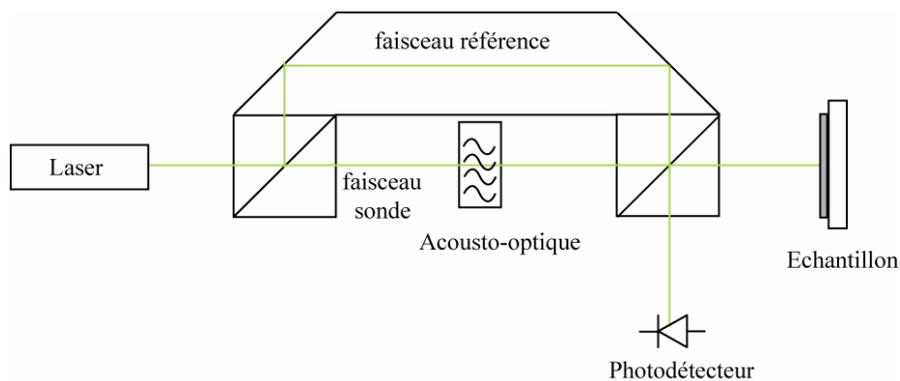


Figure 33. Schéma de principe de l'interféromètre Mach Zender

La tête optique comprend la source laser et un interféromètre Mach Zender dont nous avons illustré un schéma sur la figure 33.

Le faisceau sonde envoyé sur l'échantillon passe par un modulateur acousto-optique et subit un décalage de fréquence optique égal à la fréquence f_B de l'onde élastique créée dans le modulateur. L'équation (3) devient alors pour un déplacement sinusoïdal de l'échantillon :

$$E_S = E_0 \begin{bmatrix} \exp(i(2\pi(f_l + f_B)t + \varphi_s)) \\ +kD \exp\left(i\left(2\pi(f_l + f_B + f_d)t + \varphi_s + \psi + \frac{\pi}{2}\right)\right) \\ -kD \exp\left(i\left(2\pi(f_l + f_B - f_d)t + \varphi_s - \psi - \frac{\pi}{2}\right)\right) \end{bmatrix} \quad (35)$$

Ce faisceau sonde est mélangé à un faisceau référence qui n'a subi aucun changement dans sa fréquence

$$E_r = E_0 \exp(i(2\pi f_l t + \varphi_r)) \quad (36)$$

Le signal interférométrique obtenu sur le photodétecteur est le suivant :

$$I(t) = I_0 \begin{pmatrix} \cos(2\pi f_B t + (\varphi_S - \varphi_R)) \\ +kD \cos(2\pi(f_B + f_d)t + \psi + \varphi_S - \varphi_R) \\ -kD \cos(2\pi(f_B - f_d)t - \psi + \varphi_S - \varphi_R) \end{pmatrix} \quad (37)$$

Le spectre du signal I(t), présente une raie centrale à la fréquence f_B entourée de deux raies latérales espacées de f_D par rapport à la raie centrale.

Le rapport des hauteurs de la raie centrale et d'une des raies latérales donne l'amplitude de déplacement kD .

L'avantage de cette méthode réside dans le fait que les fluctuations de phase $\varphi_S - \varphi_R$ due au bruit affectent de la même manière la raie centrale et les raies latérales. Ces fluctuations seront éliminées avec une chaîne de traitement de signal appropriée.

Electronique de traitement du signal

Le schéma de principe de traitement du signal est présenté sur la figure 34.

A la sortie du photodétecteur, le signal est envoyé vers un étage préamplificateur.

Pour éliminer les fluctuations dues à l'état de surface de l'échantillon ou au changement de réflectivité, le signal est appliqué à un contrôle automatique de gain (CAG), dont le niveau de sortie est fixé à 0 dBm.

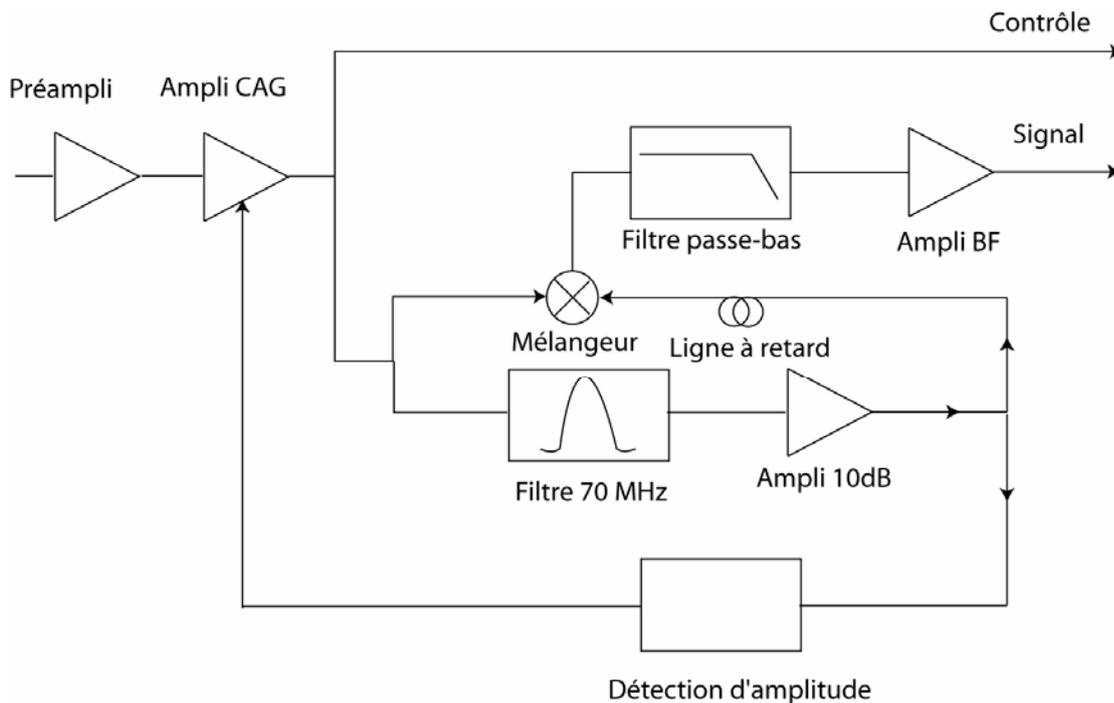


Figure 34. Schéma de principe du traitement du signal

Ce signal passe par un filtre passe bande qui ne garde que la porteuse $f_B=70$ MHz, ensuite le signal est amplifié et envoyé sur un détecteur d'amplitude qui commande le CAG et garde ainsi l'amplitude de la porteuse constante.

Après la sortie de CAG, le signal est séparé en deux voies. Sur la première voie il est filtré à la fréquence f_B , amplifié et déphasé de 90° (ligne à retard), puis multiplié dans un mélangeur par le signal de l'autre voie. Ce signal passe ensuite par un filtre passe bas pour éliminer les termes hautes fréquences, et ne garder que la fréquence due au déplacement de l'échantillon. Le signal sera de la forme

$$S(t) \cong 2kD \cos(2\pi f_d t + \psi) \quad (38)$$

Ce signal avant sa sortie passe par un étage amplificateur.

La sortie contrôle sur la figure 33 sert à s'assurer du bon fonctionnement de l'interféromètre en visualisant les franges à la sortie de du CAG, ces franges doivent rester constantes.

2.4.2 Montage expérimental

Le montage expérimental est illustré sur la figure 35.

Le faisceau à la sortie de laser passe par un cube séparateur de polarisation qui le divise en deux faisceaux, un faisceau sonde et un faisceau référence. Le faisceau référence réfléchi par le CSP passe par le prisme de Dove où il subit une double réflexion. Un passage à travers un deuxième CSP lui permet d'atteindre le photodétecteur (faisceau en rouge sur la figure 34).

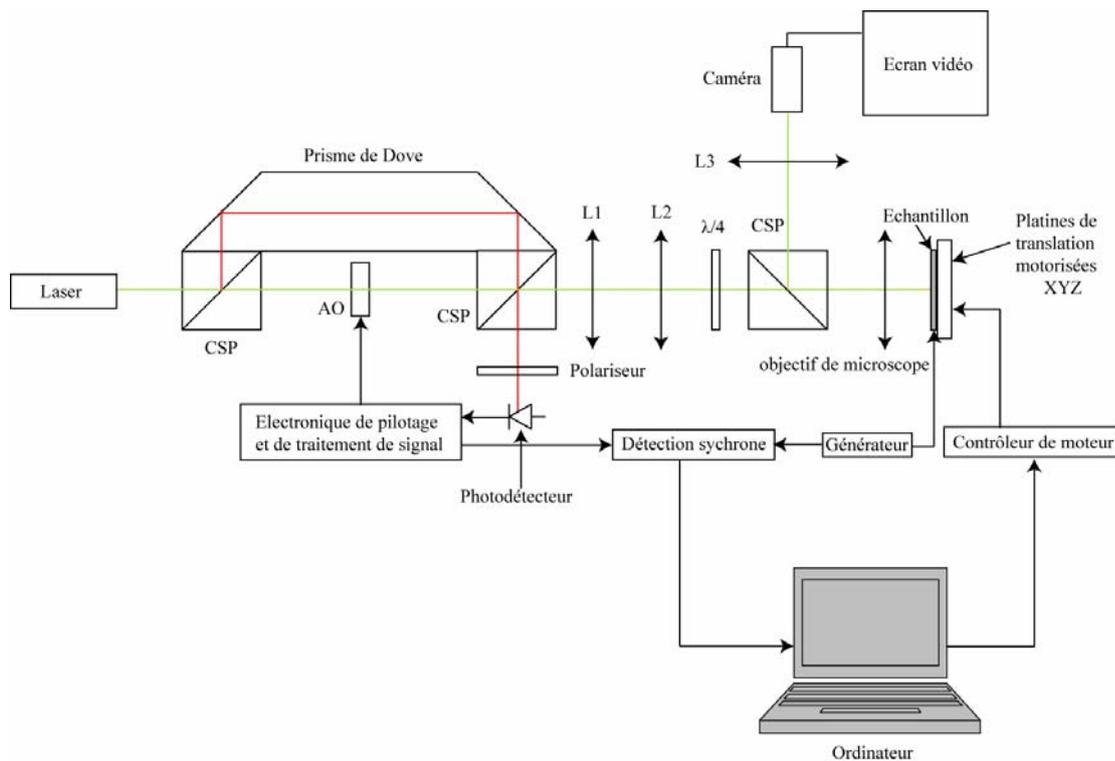


Figure 35. Schéma du montage expérimental de l'interféromètre hétérodyne

Le faisceau sonde, transmis par le CSP passe à travers un acousto-optique où sa fréquence optique est décalée. Il est ensuite transmis à travers le deuxième CSP, passe à travers deux lentilles L1 et L2 qui ont pour rôle de collimater le faisceau fortement divergeant. Il passe ensuite à travers une lame quart d'onde, un troisième CSP, un objectif de microscope, pour être réfléchi sur l'échantillon. Après son double passage sur la lame quart d'onde sa polarisation est tournée de 90° , le faisceau est alors réfléchi par le second CSP pour être envoyé sur le photodétecteur.

Le troisième CSP a pour rôle de prélever une partie du faisceau après sa réflexion sur l'échantillon pour l'envoyer sur une lentille L3 qui projette l'image de l'échantillon sur une caméra, afin de pouvoir ainsi visualiser le point sondé.

Les faisceaux référence et sonde à la sortie du deuxième CSP ont leur polarisation orthogonale et ne peuvent interférer, ils sont envoyés donc sur un polariseur pour projeter leur polarisation à 45° et les interférences ainsi obtenues sont recueillies sur le photodétecteur.

Le signal à la sortie du détecteur est envoyé sur l'électronique de traitement de signal.

Le signal récupéré à la sortie de la chaîne de traitement du signal, qui est proportionnel aux déplacements(38), est envoyé sur la détection synchrone. La détection synchrone est synchronisée sur la fréquence f_d d'alimentation de l'échantillon.

L'échantillon est mis sur un porte échantillon équipé de platines de translation motorisées, pilotées par un contrôleur de moteur.

Pilotage de l'expérience par ordinateur

Nous avons automatisé l'acquisition des données en utilisant un ordinateur.

Les signaux d'amplitude et de phase à la sortie de la détection synchrone sont récupérés par l'ordinateur qui pilote en même temps le contrôleur de moteur, pour déplacer l'échantillon en synchronisation avec l'acquisition des données.

Nous fixons avec l'ordinateur le nombre de points à acquérir, le pas sur les deux axes X et Y, la vitesse d'acquisition des données, ainsi que la constante de temps de la détection synchrone qui est choisie en conséquence.

2.4.3 Résultats sur les portes logiques

1-Porte 1A de l'échantillon 1

Nous avons alimenté la porte 1A avec un signal sinusoïdal entre 0 et -5 V à une fréquence de 30 kHz. Nous avons détecté l'amplitude de déplacement due à l'effet Joule au fondamental.

En supposant ne pas connaître la zone défectueuse sur l'échantillon nous avons cartographié tout le composant qui fait $900 \times 800 \mu\text{m}^2$, en prenant un pas de 50 μm .

Le temps de mesure par point était d'une seconde, le temps nécessaire pour effectuer toute la cartographie était de moins d'une dizaine de minutes.

Nous avons superposé l'amplitude de déplacement avec l'image de l'échantillon sur la figure 36.

Sur la figure nous remarquons clairement que le défaut est localisé au niveau de la porte 1A, même si la détection se fait à 50 μm près.

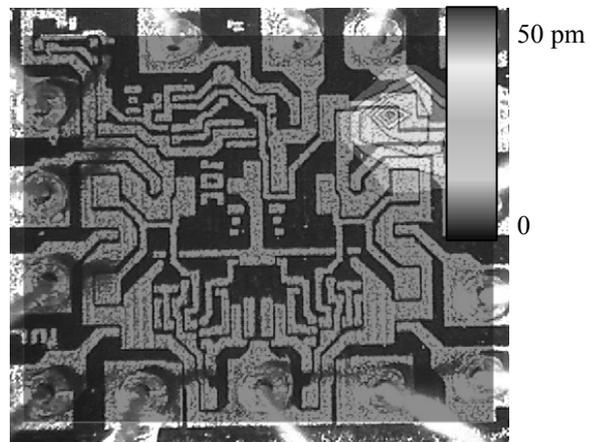


Figure 36. Superposition de l'image optique de tout l'échantillon avec l'amplitude de déplacement en alimentant la porte 1A

2-Porte 2A de l'échantillon 2

Nous avons alimenté la porte 2A de l'échantillon 2 avec un signal sinusoïdal entre 0 et -5 à une fréquence de 30 kHz. Et nous avons détecté l'amplitude de déplacement due à l'effet joule au fondamental.

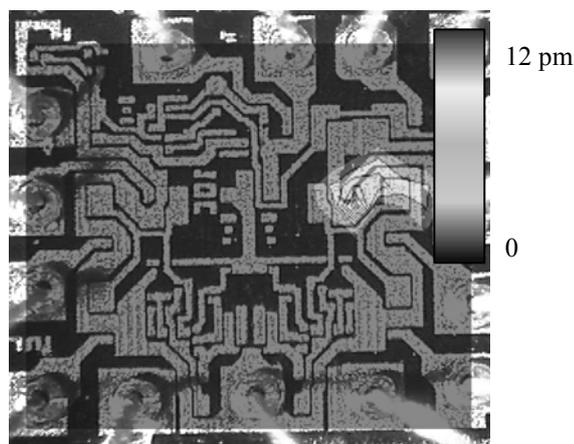


Figure 37. Superposition de l'image optique de tout l'échantillon avec l'amplitude de déplacement en alimentant la porte 2A

Comme pour l'échantillon 1 nous avons cartographié tout le composant, et nous avons superposé l'amplitude de déplacement avec l'image optique. Ceci est illustré sur la figure 37.

Nous remarquons sur la figure que le défaut est localisé au niveau de la porte 2A.

Nous avons effectué une deuxième cartographie juste autour de la zone où le défaut a été localisé sur la première mesure.

La zone cartographiée fait $100 \times 100 \mu\text{m}^2$, le pas de déplacement est de $5 \mu\text{m}$. Le temps de mesure est d'un peu plus d'une dizaine de minutes.

Nous avons superposé l'image de l'amplitude et la phase de déplacement à l'image optique (figure 38).

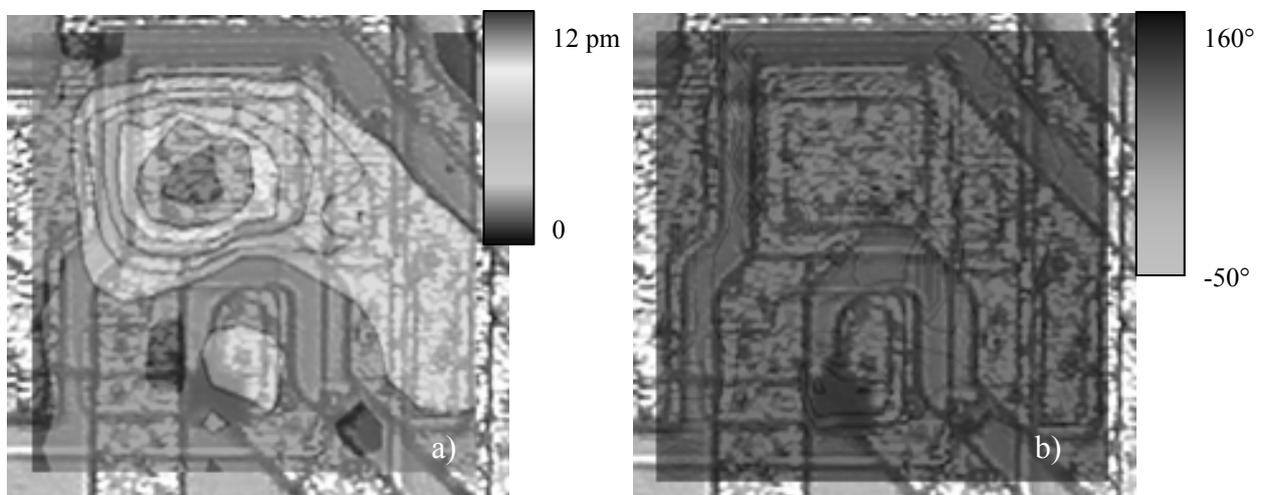


Figure 38. Cartographie de a) amplitude du déplacement b) phase du déplacement, superposée à l'image optique de la porte 2A

Les résultats concordent avec ceux obtenus précédemment avec l'interféromètre de Michelson stabilisé.

Le défaut est localisé au même endroit, c'est-à-dire sur la masse. A cause de la fréquence qui est plus élevée pour ces mesures, l'amplitude de déplacement est plus petite et l'image de phase est aussi légèrement différente.

2.4.4 Conclusion

Dans cette deuxième partie nous avons décrit l'interférométrie hétérodyne.

Nous avons développé un montage expérimental piloté par ordinateur, ce qui a ramené le temps de mesure de 10 heures à quelques minutes.

Nous avons comparé les résultats obtenus avec ceux obtenus en interférométrie homodyne.

3. Conclusion générale

Nous avons abordé dans ce chapitre deux méthodes interférométriques ponctuelles.

La première méthode est une méthode homodyne utilisant un interféromètre de Michelson stabilisé. Cette méthode possède une excellente sensibilité, puisque nous arrivons à localiser des défauts pour des puissances dissipées autour de dizaines de microwatts, sachant que les méthodes conventionnelles telles que les cristaux liquides, détectent des défauts pour des puissances consommées de quelques milliwatts. L'inconvénient majeur de cette méthode vient du temps de mesure qui atteint plusieurs dizaines d'heures, ce qui rend la méthode peu attractive pour l'industrie.

La deuxième méthode que nous avons abordée est une méthode hétérodyne basée sur l'utilisation d'un interféromètre de Mach Zender.

Cet interféromètre, tout en possédant une bonne sensibilité, permet de concevoir des bancs de mesures automatisés et de ramener les temps de mesures à une dizaine de minutes.

Nous avons utilisé cet interféromètre pour développer un banc de mesure qui utilise des miroirs galvanométriques. Avec ce banc de mesure nous avons diminué encore plus le temps de mesure tout en augmentant la résolution obtenue. Ce banc est expliqué au chapitre IV.

Chapitre III

Imagerie thermique par thermoréfectance

Sommaire

1. Introduction	79
2. Imagerie thermique par thermoréfectance face avant	79
2.1 Etude statique	80
2.1.1 Principe.....	80
2.1.2 Montage expérimental.....	82
a) le microscope	82
b) la caméra	82
c) les DEL.....	84
d) la carte d'acquisition vidéo	85
<i>Description du montage</i>	85
2.1.3 Sensibilité du montage	86
2.1.4 Résultats expérimentaux	88
2.1.5 Conclusion.....	95
2.2 Etude dynamique.....	96
2.2.1 Principe.....	96
2.2.2 Montage expérimental.....	99
a) Générateur	100
b) Carte électronique	100
<i>Rappel sur les signaux vidéo</i>	100
<i>Fonctionnement de la carte</i>	101
Acquisition des données	102
2.2.3 Résultats	102
a) résultats sur le MEMS.....	103
b) résultats sur des résistances en polysilicium	106
2.2.4 Conclusion.....	117
3. Imagerie thermique par thermoréfectance face arrière	118
3.1 Principe.....	118
3.2 Montage expérimental.....	122
3.3 Résultats	125
3.3.1 Résolution du système imageur.....	125

3.3.2 Résultats sur le MEMS.....	126
a) <i>Image optique par la face arrière</i>	126
b) <i>Image thermique</i>	128
3.3.3 VDP	129
a) <i>image optique par la face arrière</i>	129
b) <i>Image thermique due à l'effet joule</i>	130
c) <i>Image thermique due à l'effet Peltier</i>	133
3.4 Conclusion.....	135
4. Conclusion générale	136

1. Introduction

Dans le premier chapitre nous avons abordé d'une façon sommaire la thermoréfectance, en évoquant la simplicité de la technique ainsi que le principe général.

Dans ce qui suit nous allons exposer le principe de la méthode plus en détail, en nous intéressant particulièrement aux méthodes d'imagerie de thermoréfectance utilisant une caméra CCD.

Ce chapitre se divise en deux parties

1- La première partie se compose d'une étude statique et dynamique de la thermoréfectance.

Tout d'abord nous allons effectuer une étude statique de la thermoréfectance par la face avant. Cette étude statique va comprendre le principe général, une description du montage expérimental, une étude de sensibilité, l'amélioration du rapport en signal à bruit en optimisant la longueur d'onde, et en utilisant l'accumulation d'image, la validation du banc de mesure avec la présentation de résultats pour différentes amplitudes d'alimentation.

Nous aborderons ensuite la thermoréfectance en régime dynamique. L'étude va comprendre le principe de la méthode, la description de : la détection synchrone multiplexée utilisée, l'algorithme à 4 images, les signaux vidéo, le montage expérimental, et la présentation de résultats sur différents échantillons pour différentes fréquences et différentes amplitudes pour valider le banc de mesure avec l'utilisation de différents objectifs de microscope et différentes LED.

2- Dans la deuxième partie du chapitre nous allons aborder une nouvelle technique de thermoréfectance : la thermoréfectance par face arrière, nous exposerons le principe de la méthode avec un rappel sur l'optique non linéaire, ainsi qu'une description du montage expérimental, et nous terminerons par la présentation de résultats sur différents échantillons.

2. Imagerie thermique par thermoréfectance face avant

Le principe de la thermoréfectance consiste dans la mesure de la variation relative du coefficient de réflexion, cette variation étant directement proportionnelle à la variation de température de la surface de l'échantillon étudié. Etant donné que la mesure de température se fait sur la face active du composant qui se trouve sur la face avant, nous l'appelons thermoréfectance face avant.

2.1 Etude statique

Nous allons étudier la thermoréflectance lors du fonctionnement statique des composants, c'est-à-dire dans le cas où un courant constant y est injecté.

2.1.1 Principe

Une source lumineuse éclaire l'échantillon, qui est caractérisé par une température T_0 .

L'intensité réfléchi par l'échantillon est donnée en fonction de la réflectivité par :

$$\phi_R = R \phi_0 \quad (39)$$

R étant la réflectivité de l'échantillon à la température T_0 , ϕ_R et ϕ_0 l'intensité réfléchi et incidente respectivement (figure 39).

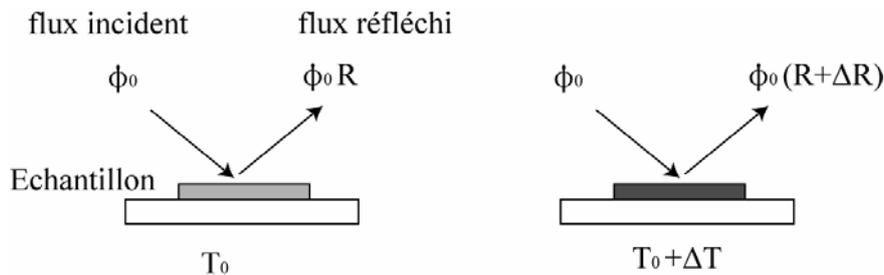


Figure 39. Schéma de principe de thermoréflectance

Quand la température de l'échantillon change, sa réflectivité change aussi et devient $R(T+\Delta T)=R+\Delta R$, l'intensité réfléchi donnée par (39) devient

$$\phi_{R+\Delta R} = (R + \Delta R) \phi_0 \quad (40)$$

La relation entre la réflectivité et la température est la suivante :

$$\Delta R = \frac{\partial R}{\partial T} \Delta T \quad (41)$$

Ce qui donne :

$$\frac{\Delta \phi}{\phi_R} = \frac{\phi_{R+\Delta R} - \phi_R}{\phi_R} = \frac{1}{R} \frac{\partial R}{\partial T} \Delta T = \kappa \Delta T \quad (42)$$

Avec :

$$\kappa = \frac{1}{R} \frac{\partial R}{\partial T} \quad (43)$$

K est appelé coefficient de thermoréfectance.

Cette dépendance entre température et coefficient de réflexion dans les métaux est due à plusieurs phénomènes physiques [85] :

- La diminution de la fréquence plasma due à la dilatation du matériau, décale les niveaux d'énergie des électrons. Ce changement dans les niveaux d'énergies a pour effet un décalage du niveau de Fermi.
- La dilatation peut engendrer aussi des contraintes mécaniques qui peuvent avoir pour effet d'affecter le niveau de Fermi.
- la largeur du saut dans la distribution de Fermi s'élargit, ceci affecte les transitions interbandes qui ont eu lieu près du niveau de Fermi.
- La population de phonon augmente, ce qui cause via l'interaction électron-phonon la diminution du temps de relaxation et décale les niveaux d'énergie.

Pour les semi-conducteurs cette dépendance est due à la largeur du gap qui varie avec la température. Le gap peut s'élargir ou diminuer lorsque la température augmente suivant les matériaux.

Un composant soumis à un courant constant voit sa température changer. Cette variation de température peut être extraite en soustrayant deux images, une à la température T_0 qui représente l'image du composant au repos et une autre à la température $T_0 + \Delta T$ qui représente l'image du composant alimenté. La soustraction va donner $\Delta\Phi$, qui après un calcul de $\frac{\Delta\phi}{\phi_R}$

nous permet de déduire ΔT (équation(42)), mais ceci nécessite la connaissance de K, ce qui représente la difficulté première de la technique parce que ce coefficient dépend des caractéristiques des matériaux et de la longueur d'onde d'illumination. Il faut donc calibrer la valeur de ce coefficient pour chaque échantillon et pour chaque longueur d'onde utilisée.

Les valeurs du coefficient de thermoréfectance se situent en général entre 10^{-6} et 10^{-3} et peuvent être positives ou négatives. Ces faibles valeurs de K sont responsables du manque de sensibilité des mesures effectuées en thermoréfectance, surtout en large champ, à cause du faible rapport signal à bruit des caméras. En général ce rapport se situe autour de 10^{-3} ce qui donne pour une valeur de K de 10^{-4} une sensibilité qui est de l'ordre d'une dizaine de degrés.

La sensibilité peut être améliorée en exploitant la dépendance de K avec la longueur d'onde d'illumination. Ceci va être traité dans la suite de ce chapitre.

Le Tableau 2 représente quelques valeurs de K pour différents matériaux utilisés en microélectronique pour différentes longueurs d'onde.

Matériau	Illumination	κ mesuré
Or	Bleu	3.29×10^{-4}
Silicium	Vert	1.36×10^{-4}
Silicium polycristallin	Vert	10.1×10^{-4}
Bi_2Te_3 cristal	Bleu	15.0×10^{-4}
Bi_2Te_3 polycristallin	Blanc (large)	3.78×10^{-4}

Tableau 2. Valeur mesurée du coefficient de thermoréfectance pour quelques matériaux [86]

2.1.2 Montage expérimental

Nous allons décrire dans ce qui suit les différents éléments utilisés dans le montage expérimental

a) le microscope

Nous utilisons dans notre montage un microscope inversé Olympus IX70. L'avantage d'utiliser un microscope réside dans la flexibilité du montage. Un changement de grossissement ou d'échantillon se fait d'une façon simple et rapide.

Nous utilisons avec le microscope différents objectifs qui ont pour grossissement commercial X10, X20, X50 et X100 et pour ouvertures numériques 0.25, 0.30, 0.55 et 0.80 respectivement.

Nous avons doté le microscope d'un porte échantillon à force d'insertion nulle pour composant électronique, qui minimise les contraintes mécaniques subies par l'échantillon.

Nous avons également équipé le microscope d'un support de LED qui vient remplacer la lampe du microscope. Nous pouvons ainsi commuter facilement entre différentes longueurs d'onde d'éclairage.

b) la caméra

La caméra utilisée qui vient se fixer directement sur le microscope est une caméra CCD (Charge Coupled Device) commerciale analogique noir et blanc de chez Sony ayant pour référence XC-ST50CE.

Pour rappel les caméras CCD sont des dispositifs à transfert de charges, composées d'une matrice 2D de détecteurs photosensibles qui accumulent des charges électriques en proportion de la quantité de lumière reçue.

La caméra que nous utilisons est une caméra à transfert interligne. Dans ce mode de transfert le capteur CCD comprend des colonnes de stockage qui sont entrelacées avec des colonnes d'acquisition où se trouvent les pixels proprement dits. A la fin de l'accumulation, les capteurs sont vidés de leurs charges dans la ligne de transfert (figure 40). Ces charges sont ensuite transférées à la sortie vidéo selon un mode parallèle série. Le transfert est commandé par trois signaux d'horloge, le premier sert à commencer les décharges. Le deuxième sert à décaler toutes les lignes d'un cran vers la ligne de transfert. Le dernier signal d'horloge sert à décaler d'un cran vers la sortie le signal présent sur la ligne de transfert.

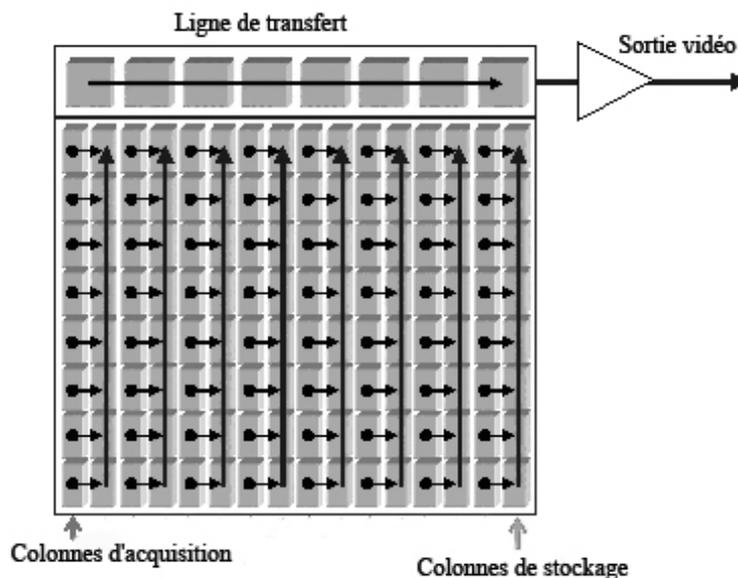


Figure 40. Capteur CCD à transfert interligne

La caméra que nous avons utilisée possède un rapport signal à bruit théorique de 58 dB ce qui correspond à une résolution de 10 bits. Elle est composée d'une matrice CCD de 752(H) X 582 (V) pixels et peut fonctionner avec une fréquence qui monte jusqu'à 50 Hz.

Avec cette caméra nous avons la possibilité de :

- travailler en gain manuel ou automatique, le gain manuel varie de 0 à 18 dB.
- Fixer la vitesse de l'obturateur entre 1/125 à 1/10000.

- Synchroniser la caméra sur un signal externe qui permet de déclencher l'acquisition d'images sur des tops précis.
- Travailler en mode non entrelacé c'est-à-dire réduire la résolution verticale de moitié et doubler la fréquence de fonctionnement de la caméra qui passe de 25 Hz à 50 Hz.

c) les DEL

Longueur d'onde (nm)	400	450	525	615	660
couleur	Violet	Bleu	Vert	Orange	Rouge
Puissance (μW)	800	1000	2400	3000	1600

Tableau 3. DEL utilisées dans le montage expérimental

Les diodes électroluminescentes ont l'avantage d'être peu coûteuses et d'avoir une faible cohérence temporelle ce qui nous affranchit du speckle, qui serait présent dans le cas d'utilisation de diode laser. L'autre avantage sur les diodes laser réside dans leur simplicité d'utilisation (puisque une LED n'exige pas de régulation en courant ou en température).

Nous avons utilisé 5 LED (Tableau 3) qui couvrent une large partie du spectre visible avec des longueurs d'ondes qui vont de 400 nm pour une diode qui émet dans le violet, jusqu'à 660 nm pour une diode qui émet dans le rouge. Les LED utilisées arrivent à saturer la caméra malgré leur relative faible puissance.

Nous avons intérêt à utiliser les LED qui ont une longueur d'onde la plus petite possible, violet ou bleu, pour avoir une meilleure résolution spatiale.

La limite de résolution spatiale L est liée à la longueur d'onde λ et à l'ouverture numérique NA de l'objectif de microscope utilisée par la relation suivante :

$$L = \frac{\lambda}{2NA}$$

Nous allons constater dans la suite de ce chapitre que l'emploi des longueurs d'ondes les plus petites n'est pas toujours judicieux, leur choix d'utilisation est lié à la valeur du coefficient de thermoréfectance. Des valeurs de coefficient de thermoréfectance trop faibles pour ces longueurs d'onde dégradent le rapport signal à bruit. Dans ce cas nous aurons plutôt intérêt à travailler avec des longueurs d'onde pour lesquelles nous aurons une valeur plus grande de ce coefficient et ainsi un meilleur rapport signal à bruit. Un compromis devra être trouvé suivant les échantillons entre résolution spatiale et sensibilité.

d) la carte d'acquisition vidéo

Nous avons utilisé une carte d'acquisition vidéo analogique de chez National instrument la PCI1409. C'est une carte monochrome qui possède une résolution de 10 bits. Cette carte acquiert les images en temps réel et peut les garder dans sa mémoire interne de 16 Mo ou les transférer vers la mémoire de l'ordinateur.

Elle présente l'avantage d'accepter des signaux vidéo personnalisés en utilisant des signaux de synchronisation externes en plus de travailler avec les formats vidéo standard tels que RS-170, CCIR, NTSC.

L'autre avantage réside dans le fait de pouvoir la piloter directement par ordinateur et notamment en utilisant le langage de programmation Labview.

Description du montage

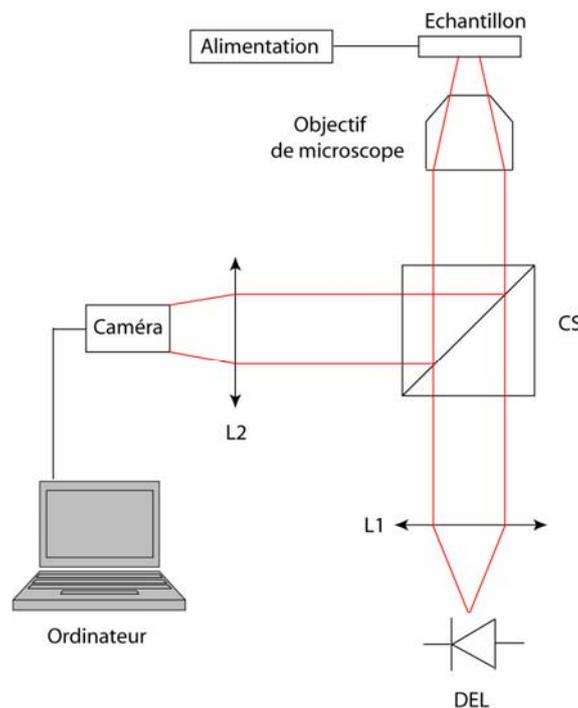


Figure 41. Schéma expérimental de thermoréflectance en continue

Le montage expérimental est un montage relativement simple (figure 41). Tout le montage est compris dans le bâti du microscope, sur lequel nous fixons notre échantillon. Nous avons remplacé la lampe du microscope par un support de LED sur lequel nous avons fixé 5 LED. Le flux à la sortie de la LED passe à travers une lentille L1, qui sert à rendre l'éclairage

uniforme de l'échantillon, et à travers un objectif de microscope. Après réflexion sur l'échantillon, le flux est dévié à travers un cube séparateur CS et passe à travers une lentille L2 qui projette l'image de l'échantillon sur une caméra fixée sur le microscope. L'image ainsi obtenue sur la caméra est envoyée sur l'ordinateur via la carte d'acquisition vidéo.

Le principe optique du fonctionnement du microscope est expliqué plus en détail dans le chapitre suivant.

2.1.3 Sensibilité du montage

La sensibilité du montage dépend du rapport signal à bruit obtenu, qui est surtout fixé par le rapport signal à bruit de la caméra.

Le bruit de la caméra a différentes origines :

- bruit thermique

Appelé aussi bruit d'obscurité, il provient de la génération spontanée de porteurs de charge dans les composants à semi-conducteurs qui composent la matrice CCD de la caméra. Ce bruit dépend de la température et du temps d'exposition. Il est égal à la racine carrée du nombre d'électrons N_e générés

$$B_{Thermique} = \sqrt{N_e}$$

- bruit de photon

Ce bruit provient de la nature corpusculaire de la lumière, c'est une caractéristique intrinsèque à la source observée, mais il est comptabilisé avec les bruits de la caméra. Les photons qui arrivent d'une façon désordonnée suivent la statistique de poisson. Ce bruit $B_{photons}$ est proportionnel au temps de pose, et égal à la racine carrée du nombre de photons reçus N_p .

$$B_{photons} = \sqrt{N_p}$$

Ce bruit vient se rajouter au bruit d'obscurité pour former le bruit de saturation.

- bruit de lecture

Il a pour origine la perte des électrons pendant le transfert de charges de proche en proche dans la matrice CCD. Une partie des charges d'un pixel peut être ainsi perdue et récupérée par le pixel adjacent. Ce bruit est donné par la formule suivante :

$$B_{lecture} = \sqrt{2 e n N_s}$$

Avec e l'inefficacité de transfert (taux de pertes par transfert), n le nombre de transferts nécessaires pour amener les charges d'un pixel donné à l'étage de sortie, et N_s le nombre d'électrons cumulés dans un pixel.

Le bruit total de la caméra est la moyenne quadratique des différents bruits qui la compose

$$B_{Total}^2 = B_{photons}^2 + B_{lecture}^2 + B_{thermique}^2$$

Estimation du bruit de la caméra

Pour estimer le bruit de la caméra il faut suivre les fluctuations d'un pixel au cours du temps et calculer l'écart type. Ceci revient à calculer l'écart type sur l'ensemble des pixels d'une image éclairée uniformément grâce à la propriété d'ergodicité du bruit.

Nous avons éclairé une surface uniforme par une LED en se mettant au bord de la saturation. Nous prenons deux images que nous soustrayons entre elles. Nous calculons l'écart type de l'image obtenue, qui est le bruit de saturation. Le bruit étant additif gaussien nous divisons le résultat par $\sqrt{2}$.

La mesure donne 3.2 ce qui correspond à un rapport signal à bruit de 50 dB

($20 \log \left(\frac{2^{10}}{3.2} \right) = 50 \text{ dB}$), qui est largement en deçà de la valeur donnée par le constructeur.

2.1.4 Résultats expérimentaux

Nous allons commencer par décrire l'échantillon avant de discuter l'amélioration de la sensibilité, en terme d'optimisation de longueur d'onde ainsi que l'accumulation d'images, et nous finirons par la présentation de quelques résultats.

a) Présentation de l'échantillon

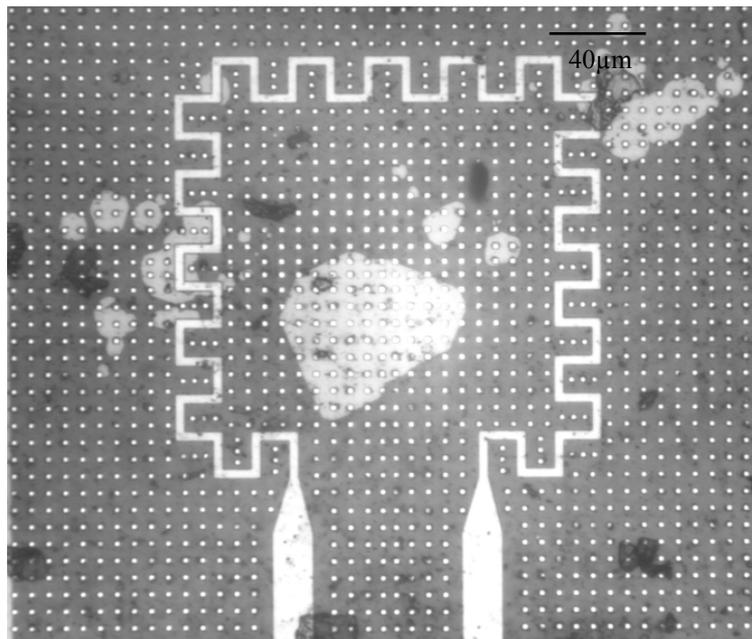


Figure 42. Image optique de l'échantillon

L'échantillon que nous avons choisi pour faire nos premières mesures de thermoréfectance est un MEMS. Il est constitué d'une résistance en polysilicium en serpentins de dimension $240 \times 240 \mu\text{m}^2$ (figure 42). Cette résistance repose sur une membrane diélectrique de $1 \mu\text{m}$ d'épaisseur et le substrat de silicium sous la résistance a été supprimé par attaque chimique (figure 43), ainsi la chaleur ne peut pas s'évacuer par le substrat et cette résistance a la particularité d'atteindre de grandes températures de fonctionnement pour des puissances consommées relativement faibles.

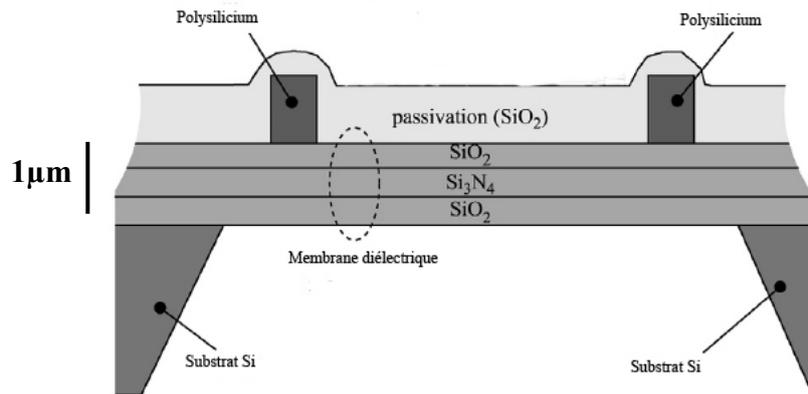


Figure 43. Coupe latérale dans l'échantillon

b) Amélioration de la sensibilité du montage

La sensibilité du montage dépend du rapport signal à bruit de la caméra, et de la valeur du coefficient de thermoréfectance. Pour améliorer cette sensibilité nous pouvons d'un côté choisir une valeur de longueur d'onde d'éclairage pour laquelle nous avons une valeur de K maximale pour augmenter le niveau du signal, et d'un autre côté faire une accumulation d'images pour diminuer le niveau de bruit.

Influence de la longueur d'onde sur le coefficient de thermoréfectance

Il y a deux facteurs responsables de la dépendance entre la variation relative de réflectivité et la longueur d'onde. D'une part, l'indice optique du matériau dépend de la longueur d'onde, et d'autre part la présence d'une couche de passivation sur les composants en électronique qui a pour rôle d'assurer une stabilisation mécanique et une isolation électrique, influencent fortement sur cette dépendance. Cette couche de passivation crée une cavité de type Fabry Pérot et, suivant la longueur d'onde et l'épaisseur de cette couche, les interférences qui ont lieu dans la cavité peuvent être constructives ou destructives.

Détermination de la longueur d'onde optimale pour les mesures

Afin de déterminer la longueur d'onde pour laquelle nous obtenons le meilleur rapport signal à bruit nous avons effectué un test sur les 5 diodes décrites précédemment.

Le test consiste à prendre une image au repos du MEMS, une autre en l'alimentant avec une tension continue. Nous calculons le rapport $\frac{\Delta R}{R}$ en éclairant à chaque fois avec une LED différente. Pour chaque LED nous avons fixé sa tension d'alimentation de telle sorte à être au bord de la saturation au niveau de la caméra.

Nous avons ainsi obtenu 5 images de variation relative de réflectivité. La valeur de la puissance dissipée dans les 5 images étant la même, les 5 images représentent la même variation de température, et la différence dans les amplitudes du signal provient de la différence dans la valeur du coefficient de thermoréflectance pour chacune des LED.

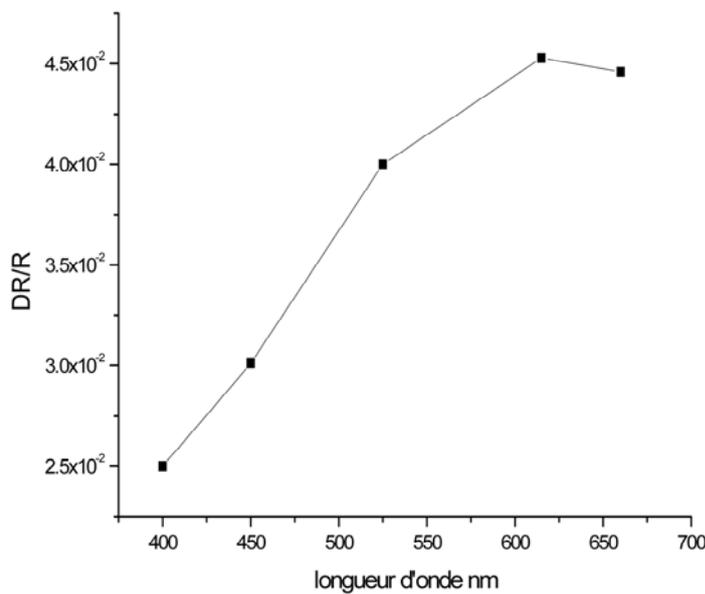


Figure 44. Amplitude du signal de thermoréflectance en fonction de la longueur d'onde d'éclairage

Pour chaque image nous avons effectué une moyenne sur une dizaine de pixels d'une partie de l'image thermique qui correspond à la résistance en serpentin, le résultat est donné sur la figure 44. Nous remarquons que les longueurs d'onde pour lesquelles nous avons le plus de signal sont les LED orange à 615 nm et rouge à 660 nm.

Etant donné les résultats obtenus, nous avons choisi d'utiliser ces deux LED pour le reste des mesures effectuées sur les MEMS.

Influence de l'accumulation d'images

Le niveau de bruit d'une image diminue avec le nombre d'images accumulées, ceci est dû au fait que l'écart type de bruit gaussien varie de manière inversement proportionnelle à la racine carrée du nombre d'images accumulées.

Le rapport signal à bruit après une accumulation de N images s'exprime par :

$$\frac{S_N}{B_N} = \sqrt{N} \frac{S_0}{B_0} \quad (44)$$

avec S_N , B_N le signal et le bruit après une accumulation de N images, S_0 et B_0 le signal et le bruit sur une image.

Pour démontrer l'influence de l'accumulation d'images sur le niveau de bruit, nous avons effectué plusieurs fois la même expérience en gardant l'éclairage constant et en ne faisant varier à chaque fois que le nombre d'images accumulées.

Nous prenons à chaque fois deux fois la même image de l'échantillon en effectuant le même nombre d'accumulation sur les deux images. Après avoir effectué une moyenne normalisée sur chacune des deux images nous les soustrayons entre elles, les deux images devant être identiques, leur soustraction doit donner un résultat pratiquement nul. Le signal présent sur la soustraction représente le niveau de bruit. Nous avons calculé l'écart type sur la soustraction d'images pour les différentes accumulations. Etant donné la formule donnée en (44), on s'attend à ce que le tracé des variations de l'écart type du bruit forme une droite d'une pente $\frac{1}{2}$ sur une échelle logarithmique.

Pour vérifier cela nous avons ajusté les points expérimentaux représentant l'écart type par une droite d'une pente $\frac{1}{2}$ (figure 45).

Cette droite avec un coefficient de régression de 0.988 présente un très bon accord avec la théorie, ce qui valide la diminution du bruit en \sqrt{N} avec l'accumulation d'images.

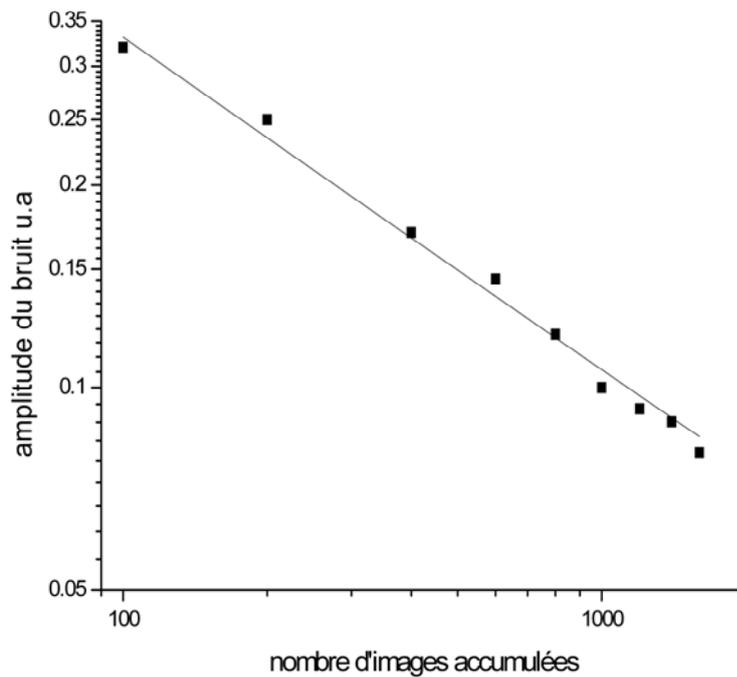


Figure 45. Niveau de bruit en fonction du nombre d'images accumulées

Nous pouvons ainsi choisir d'accumuler un nombre plus ou moins grand d'images, suivant la sensibilité que nous voulons obtenir, l'inconvénient étant évidemment qu'une accumulation trop grande nécessite un temps de mesure important, nous aurons à faire un compromis entre temps de mesure et sensibilité.

c) Image thermique

L'échantillon est éclairé par une LED rouge, nous fixons la tension envoyée sur la LED pour être à la limite de saturation de la caméra avec son gain réglé au minimum.

Nous utilisons un objectif de microscope de grossissement de X10, pour avoir une image de toute la résistance.

Nous effectuons une accumulation de 1000 images de l'échantillon au repos, et une autre accumulation de 1000 images en alimentant l'échantillon avec une tension continue de 9 V. La valeur de la résistance étant de 11 k Ω , la puissance dissipée par l'échantillon qui est due à l'effet Joule est de 7.3 mW.

Nous soustrayons la moyenne des deux images ainsi obtenue et nous divisons le résultat par la moyenne de l'accumulation des images de l'échantillon au repos pour calculer $\frac{\Delta R}{R}$.

L'image thermique obtenue est illustrée sur la figure 46.

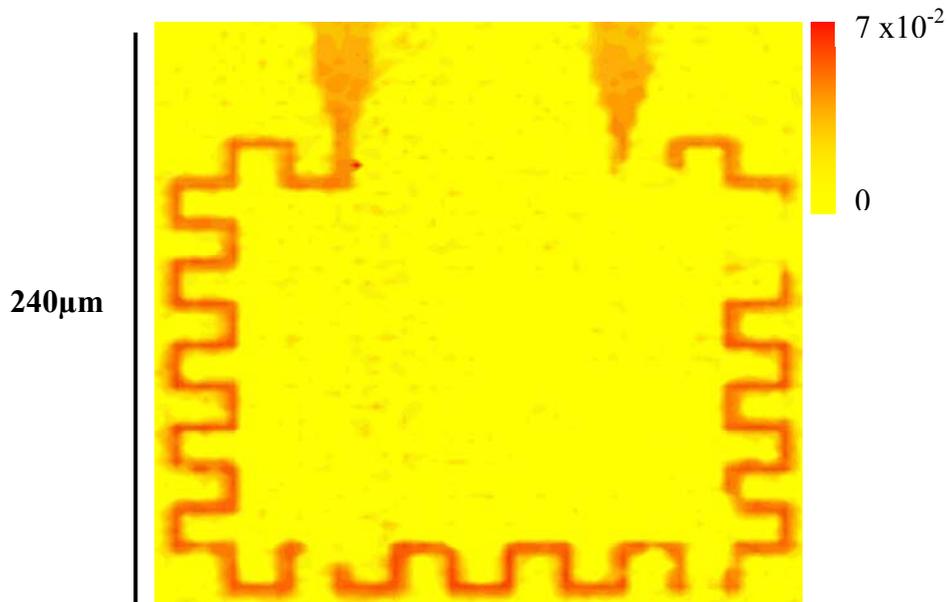


Figure 46. Image large champ de l'amplitude de la variation relative de réflectivité

Sur cette figure nous remarquons parfaitement l'échauffement localisé au niveau de la résistance. La variation relative de réflectivité atteint ici 7×10^{-2} . Étant donné que nous n'avons pas effectué une calibration préalable de l'échantillon pour estimer la valeur du coefficient de thermoréfectance nous ne pouvons faire correspondre cette valeur à une variation de température.

L'image de l'échauffement de la résistance n'apparaît pas sur toute la figure 46, ceci est dû à des taches qui sont sur la résistance. Ces taches qui apparaissent en blanc sur la figure 42 dont nous ignorons l'origine, induisent probablement un coefficient de thermoréfectance plus faible, et donc un signal thermique plus faible, ce qui a pour effet la disparition partielle de la résistance à ces endroits là.

d) Signal thermique en fonction de la tension

Pour valider le fait que le signal observé est bien un signal thermique, nous avons effectué des mesures de ce signal pour différentes valeurs de la tension d'alimentation.

Le signal thermique étant engendré par effet joule, qui est proportionnel au carré de la tension envoyée sur l'échantillon, on s'attend à une variation quadratique du $\frac{\Delta R}{R}$ en fonction de la tension.

Pour chaque valeur de la tension nous avons pris deux accumulations de 1000 images, la première correspond à l'image de l'échantillon au repos, la deuxième à l'image de l'échantillon alimenté par une tension continue. Nous calculons à chaque fois la variation relative de réflectivité.

Pour chaque valeur de tension nous avons évalué la valeur du signal thermique de la résistance en sélectionnant sur les images thermiques la même partie de la résistance et en effectuant une moyenne sur les pixels qui composent cette partie. Les résultats ainsi obtenus sont illustrés sur la figure 47.

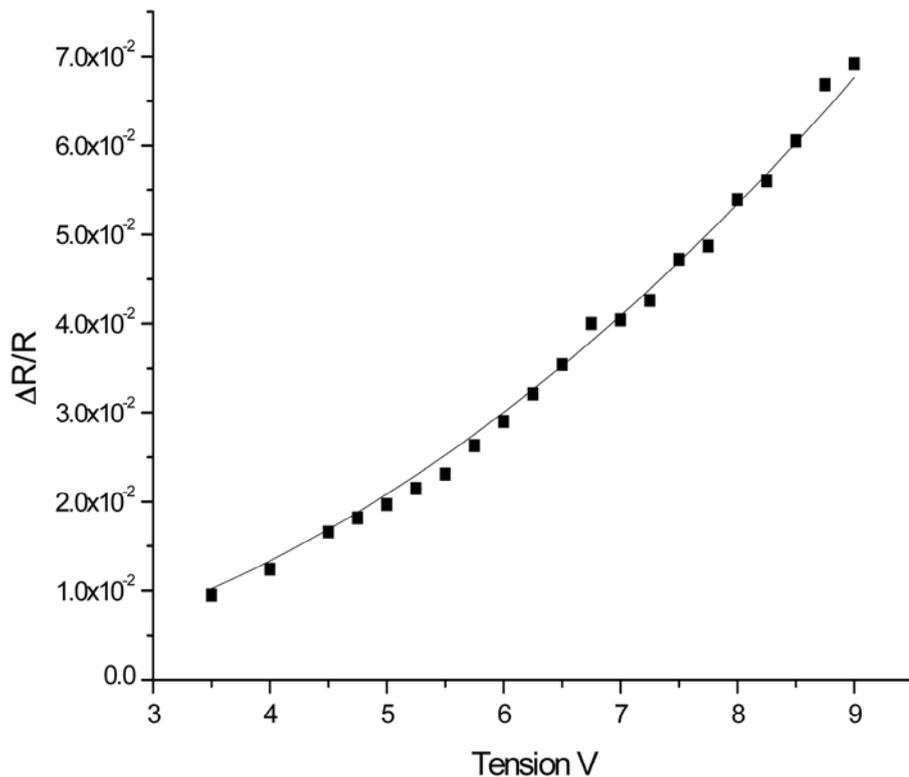


Figure 47. Amplitude de la variation relative de réflectivité en fonction de la tension d'alimentation

La courbe en continu de la figure 47 est un ajustement de la courbe expérimentale qui présente un polynôme d'ordre 2 $y = a x^2$, avec ici $a = 8.3 \times 10^{-4}$ et R le coefficient de

régression est de 0.995. Ce qui confirme que nous avons bien une correspondance quadratique entre le signal thermique et la tension envoyée sur l'échantillon.

Ceci valide que le signal observé est bien un signal d'origine thermique.

2.1.5 Conclusion

Nous avons décrit la technique de thermoréfectance appliquée pour les mesures statiques.

Nous avons étudié l'influence de différents paramètres sur la sensibilité du montage utilisé, ainsi que l'optimisation de la longueur d'onde, et l'amélioration du rapport signal à bruit en effectuant de l'accumulation d'images.

Nous avons validé le fonctionnement du banc en effectuant des mesures thermiques pour différentes tensions envoyées sur l'échantillon.

2.2 Etude dynamique

La thermoréfectance en régime dynamique consiste dans l'étude du comportement thermique des échantillons soumis à des excitations périodiques, ou transitoires.

2.2.1 Principe

Lorsqu'un échantillon est alimenté par une tension sinusoïdale, il apparaît une variation périodique de sa température qui se fait à la même fréquence que celle de la puissance que dissipe l'échantillon. Cette variation peut être due à différents phénomènes physiques tels que l'effet Joule, ou l'effet Peltier.

Pour une variation sinusoïdale de la température à une fréquence f_A sa réflectivité s'écrit :

$$R = R_0 + R_1 \cos(2\pi f_A t + \varphi) \quad (45)$$

avec R_0 la thermoréfectivité continue de l'échantillon et R_1 la variation de réflectivité à la fréquence de chauffage, φ est le déphasage dû à l'effet thermique. Dans l'équation (45) pour des raisons de simplification nous ne mentionnons pas la dépendance spatiale des différents paramètres.

Lorsque l'échantillon est soumis à un flux lumineux Φ , le signal réfléchi recueilli sur un photodétecteur s'écrit

$$S = \phi R_0 + \phi R_1 \cos(2\pi f_A t + \varphi) \quad (46)$$

A cause de la bande passante de la caméra qui ne dépasse pas 50 Hz, et la condition de Shannon qui stipule que la fréquence d'échantillonnage doit être égale ou supérieure à 2 fois la fréquence maximale contenue dans le signal, nous ne pouvons observer des variations de réflectivité que pour des excitations qui ne dépassent pas 25 Hz.

Pour passer outre cette limitation nous allons utiliser un éclairage stroboscopique pour ramener les signaux thermiques à des basses fréquences, en modulant la LED. Nous allons observer les variations thermiques à la fréquence de battement entre l'excitation de l'échantillon, et celle de la modulation de la LED.

Le flux d'une LED modulée sinusoïdalement arrivant sur l'échantillon est de la forme :

$$\phi = \phi_0(1 + \cos(2\pi f_L t + \psi)) \quad (47)$$

En combinant avec l'équation(45), le signal réfléchi qui arrive sur la caméra est :

$$\begin{aligned} S = \phi_0 R_0 + \frac{\phi_0}{2} (R_1 \cos(2\pi(f_L - f_A)t + \psi - \varphi) + R_0 \cos(2\pi f_L + \psi) \\ + R_1 \cos(2\pi f_A t + \varphi) + \frac{R_1}{2} \cos(2\pi(f_L + f_A) + \psi + \varphi)) \end{aligned} \quad (48)$$

Nous remarquons dans l'expression (48) l'apparition d'un terme continu et d'un terme à une fréquence $f_L - f_A$ que nous allons appeler fréquence F, plus des termes aux fréquences f_L , f_A et $f_L + f_A$ que nous appellerons termes hautes fréquence.

Dans le terme qui varie avec la fréquence F, nous remarquons la présence de R_1 qui correspond à la variation de réflectivité à la fréquence de chauffage. Pour extraire ce terme de l'expression (48) nous allons développer une « détection synchrone hétérodyne » en utilisant la caméra. Cette détection nous permet d'estimer l'amplitude et la phase du signal en F, fréquence de battement, que nous choisirons comme nous le verrons plus loin inférieure à 50 Hz.

A cause de la faible bande passante de la caméra, qui fait office de filtre passe-bas, les termes hautes fréquence de (48) seront éliminés, et ne seront gardés que les deux premiers termes : le terme continu et celui à la fréquence F.

Pour pouvoir extraire R_1 , R_0 et la phase de l'onde thermique, nous allons utiliser un algorithme à 4 images.

Cet algorithme consiste à prendre 4 images par période de battement (figure 48). Ainsi la fréquence de la caméra doit être 4 fois supérieure à la fréquence de battement pour cela nous allons fixer la fréquence de battement F à 12.5 Hz, ce qui correspond à $\frac{1}{4}$ de la fréquence maximale de la caméra qui est de 50 Hz.

La caméra va intégrer à chaque fois le signal sur un quart de la période de battement pour prendre 4 images qui correspondent aux 4 intégrales suivantes :

$$I_1 = \int_0^{\frac{T}{4}} S dt \qquad I_2 = \int_{\frac{T}{4}}^{\frac{T}{2}} S dt$$

$$I_3 = \int_{\frac{T}{2}}^{\frac{3T}{4}} S dt \qquad I_4 = \int_{\frac{3T}{4}}^T S dt$$

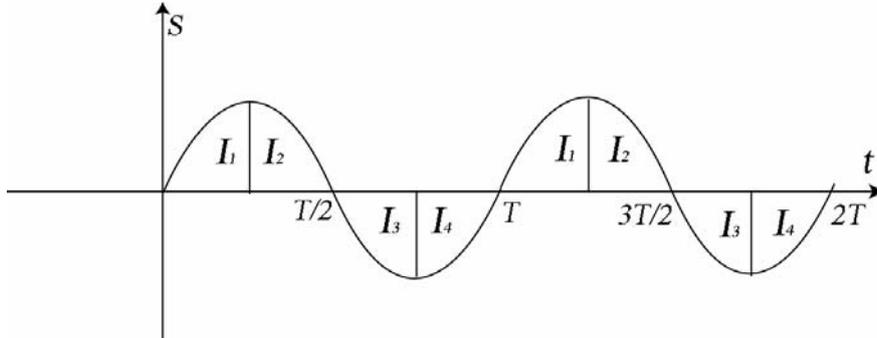


Figure 48. Algorithme à 4 images en synchronisation avec la fréquence de battement

Une combinaison des ces quatre intégrales nous donne l'image au repos, l'amplitude du signal thermique ainsi que sa phase.

Le signal qui correspond à la partie continue de la réflectivité est proportionnel à S_0 qui est donnée par :

$$S_0 = \frac{1}{4}(I_1 + I_2 + I_3 + I_4) \qquad (49)$$

La partie modulée de la réflectivité est proportionnelle à S_F qui est donnée par :

$$S_F = \frac{1}{4}\sqrt{(I_1 - I_3)^2 + (I_2 - I_4)^2} \qquad (50)$$

Et pour la phase :

$$\arg(S_F) = \arctan \frac{I_1 + I_2 + I_3 + I_4}{I_1 - I_2 - I_3 + I_4} \qquad (51)$$

La normalisation de la partie modulée (50) et de la partie continue (49) donne la variation relative de réflectivité après calcul des intégrales I_1 , I_2 , I_3 et I_4

$$\frac{S_F}{S_0} = \frac{\sqrt{2} R_1}{2\pi R_0} \quad (52)$$

Sachant que $\frac{R_1}{R_0} = \frac{\Delta R}{R}$.

L'utilisation de cette technique de détection hétérodyne nécessite une parfaite synchronisation de l'acquisition des images avec les signaux de modulation de la LED et d'alimentation de l'échantillon.

2.2.2 Montage expérimental

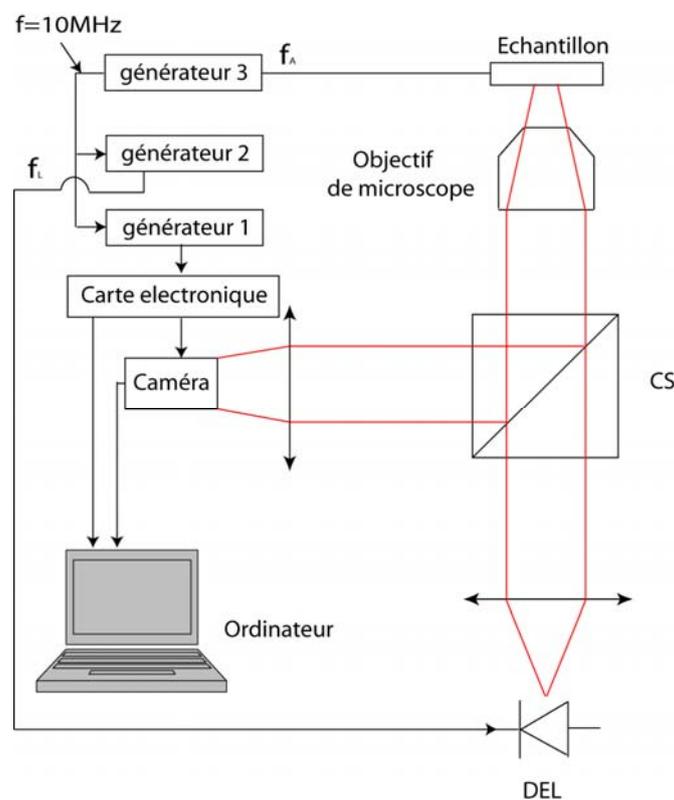


Figure 49. Schéma de principe de thermoréflexance modulée

Le montage expérimental, en ce qui concerne la partie optique, est exactement le même que pour le thermoréflexance continue. Ce qui diffère c'est l'utilisation de générateurs et d'une carte électronique pour la synchronisation de la caméra et de la carte d'acquisition vidéo (figure 49).

Nous avons besoin de générer un signal de battement à 12.5 Hz absolument stable, pour cela nous allons utiliser 3 générateurs que nous allons synchroniser entre eux grâce à une boucle à

verrouillage de phase, et une carte électronique qui va générer les signaux de synchronisations à partir de la même base de temps que les générateurs. Nous allons envoyer ces signaux à la caméra et à la carte d'acquisition vidéo, ces signaux vont astreindre la caméra à fonctionner à 50 Hz en synchronisation avec les signaux envoyés à la LED et à l'échantillon.

a) Générateur

Les générateurs utilisés sont trois générateurs Agilent 33250A avec option de verrouillage de phase. Nous exploitons cette option pour synchroniser les trois générateurs entre eux.

Un premier générateur va servir de base de temps à 10 MHz pour la carte électronique et pour la carte d'acquisition vidéo.

Un deuxième générateur est utilisé pour l'alimentation de la LED, et le troisième pour l'alimentation de l'échantillon.

b) Carte électronique

Rappel sur les signaux vidéo

Pour l'obtention d'une image vidéo nous avons besoin de 4 signaux, en plus du signal vidéo lui-même qui représente l'intensité de chaque pixel. Les trois autres sont des signaux de synchronisation qui servent à reconstituer l'image.

Ces trois signaux sont le pixel clock, le H synchro, et le V synchro. Le pixel clock sert à déclencher l'échantillonnage au niveau des pixels, le H synchro sert à repérer le début de chaque ligne, et le V synchro le début de chaque image.

Nous avons illustré sur les figures 50 et 51 le signal de sortie vidéo avec les signaux de synchronisation. La figure 50 représente le signal vidéo en synchronisation avec le H synchro, et la figure 51 le signal vidéo en synchronisation avec le V synchro en mode entrelacé.

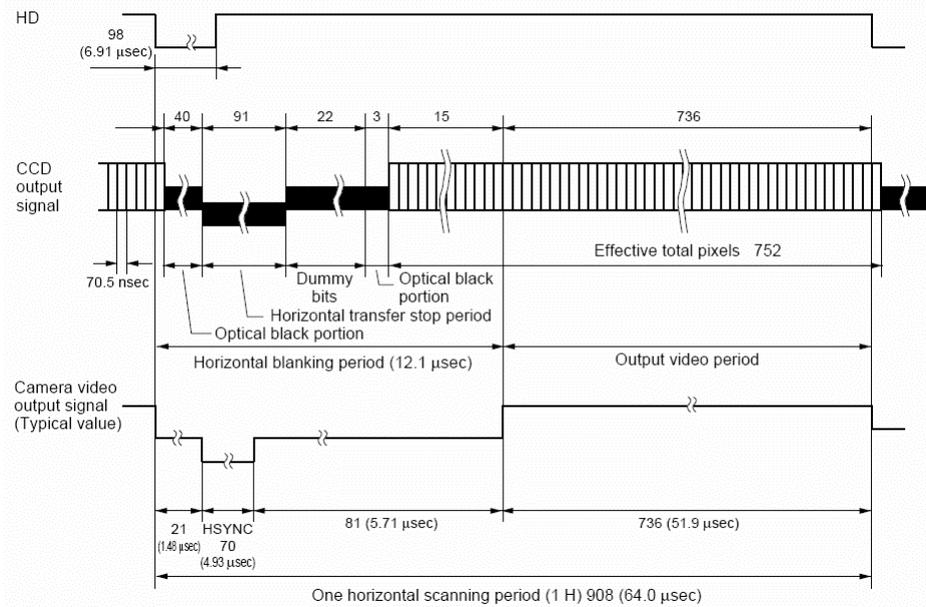


Figure 50. Signal de sortie horizontale variation temporelle

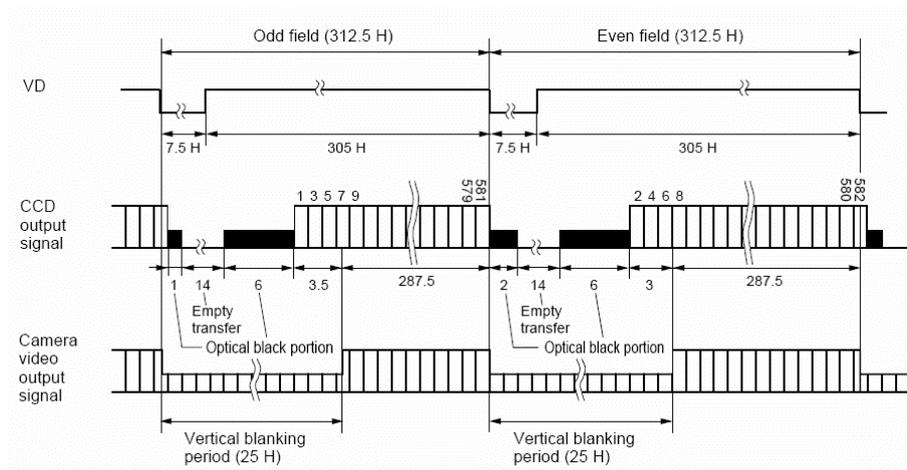


Figure 51. Signal de sortie verticale variation temporelle (mode entrelacé)

Fonctionnement de la carte

Cette carte électronique génère, à partir d'un signal d'horloge à 10 MHz envoyé par un générateur, un pixel clock qui est à la même fréquence que le signal d'horloge, un H synchro, et un V synchro. Les H synchro et le V synchro sont réglés pour faire fonctionner la caméra en mode non entrelacé à une fréquence de 50 Hz.

Les signaux de synchronisation à la sortie de la carte sont envoyés à la fois à la caméra, et à la carte d'acquisition vidéo.

Acquisition des données

L'acquisition des données se faisant par ordinateur, il s'agit ici de s'assurer que les 4 images récupérées correspondent bien aux 4 différents $\frac{1}{4}$ de période. Et dans l'utilisation d'accumulation d'images, que les images 1, 5, 9, ..., $4N+1$ correspondent bien toutes au même quart de période, et ainsi de suite pour les images 2, 3 et 4.

Nous avons rencontré quelques problèmes pour acquérir toutes les images envoyées par la caméra en temps réel, ceci est dû à la limitation physique de la vitesse de transfert des images vers le disque dur de l'ordinateur.

Pour pallier à cela, nous avons deux solutions :

La première consiste à stocker les images dans la RAM de l'ordinateur. Mais dans cette solution nous étions limités à une accumulation de 3000 images, à cause de la taille de la RAM qui était de 1 Go, sachant que la taille d'une image est approximativement 300 Ko.

La deuxième solution consistait à ne pas prendre toutes les images envoyées par la caméra, mais d'en prendre une sur cinq. Nous prenons la première image, nous sautons 5 images, nous prenons la 6^{ème}, nous sautons 5 images, nous prenons la 11^{ème} et ainsi de suite. Dans ce cas la première image acquise correspond au premier quart de période, la deuxième image acquise qui est en fait l'image 6 correspond au deuxième quart de période, la troisième image acquise qui est en fait l'image 11 correspond au troisième quart de période et la quatrième image acquise qui est en fait l'image 16 correspond au dernier quart de période, et ainsi de suite pour les autres images acquises (la cinquième image est l'image 21 et elle correspond au premier quart de période...). L'inconvénient de cette solution réside dans le fait que la fréquence d'acquisition des images n'est que de 10 Hz au lieu des 50 Hz que délivre la caméra, ce qui multiplie les temps de mesure par 5 pour un même nombre N d'accumulation d'images.

Nous avons opté pour cette deuxième solution qui nous permet une accumulation plus grande d'images.

2.2.3 Résultats

Nous avons effectué des expériences sur le MEMS, et sur un composant fabriqué spécialement pour tester les limites des méthodes des mesures thermiques.

a) résultats sur le MEMS

Effet observé

Nous alimentons l'échantillon par une tension sinusoïdale de la forme :

$$V = V_0 \cos(2\pi f t)$$

L'effet que nous voulons observer est l'effet Joule. Le courant injecté dans l'échantillon va créer une température proportionnelle au carré de la tension c'est-à-dire à la puissance dissipée par l'échantillon.

$$P = \frac{V^2}{R} = \frac{V_0^2}{2R} + \frac{V_0^2}{2R} \cos(2\pi 2f t) \quad (53)$$

D'après la formule (53) la variation relative de réflectivité va être composée d'un terme constant et d'un terme proportionnel au double de la fréquence d'alimentation.

C'est ce deuxième terme qui nous intéresse, et que nous allons extraire en utilisant la détection synchrone multiplexée.

Image thermique

Nous alimentons l'échantillon par un signal sinusoïdal centré sur 0 d'amplitude de 10V à une fréquence de 156.25 Hz. La puissance dissipée par l'échantillon est de 18 mW. Nous voulons observer le signal thermique dû à l'effet Joule qui va apparaître au double de la fréquence d'alimentation donc à 312.5 Hz.

Etant donné que la fréquence de battement entre le signal thermique et le signal envoyé à la LED doit être de 12.5 Hz, la LED est modulée à 300 Hz.

Nous utilisons un objectif de microscope de grossissement X50.

Nous accumulons 250 fois chacun des 4 paquets d'images I_1 , I_2 , I_3 et I_4 et après la réalisation d'une moyenne normalisée de chaque paquet d'images, nous effectuons le calcul de l'amplitude et de la phase de la variation relative de réflectivité avec les algorithmes décrits plus haut (formules (51) (52)). Ceci est représenté sur les figures 52 et 53.

Sur la figure 52, nous remarquons que la variation relative de réflectivité atteint une amplitude de 1.4×10^{-1} . Cette amplitude concorde avec les résultats obtenus en mesures statiques présentés sur la figure 46. Pour une puissance injectée 3 fois moins importante nous avons 3 fois moins de signal.

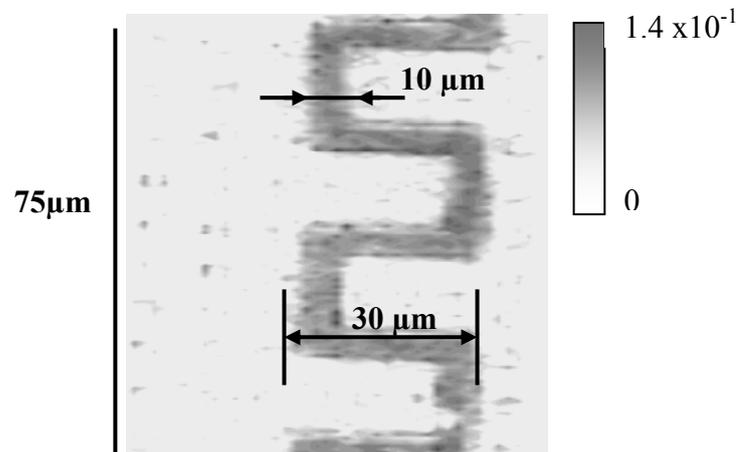


Figure 52. Amplitude de la variation relative de réflectivité à la première harmonique pour une alimentation sinusoïdale 10V et un grossissement de X50

Sur la figure 53, nous remarquons une phase uniforme au niveau de la résistance. Cette phase devient aléatoire en s'éloignant de la résistance, ce qui traduit un rapport signal à bruit trop faible pour être détecté.

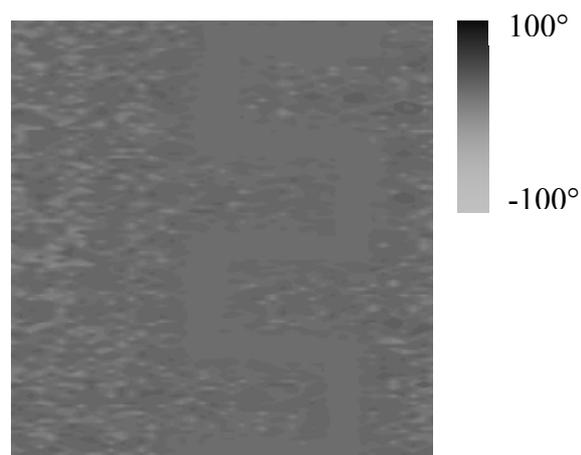


Figure 53. Phase de la variation relative de réflectivité à la première harmonique pour une alimentation sinusoïdale 10V et un grossissement de X50

Résultats pour différentes fréquences

Pour valider le fait que le signal observé est bien d'origine thermique nous avons effectué la même expérience en gardant l'amplitude de la tension constante et en ne changeant que sa fréquence.

Pour chaque fréquence d'alimentation choisie, nous fixons la fréquence de la LED en conséquence pour avoir toujours une fréquence de battement de 12.52 Hz entre cette fréquence et celle de l'effet thermique observé (effet Joule).

Nous accumulons à chaque fois 1000 images au total, ce qui correspond à une accumulation de 250 images pour chaque paquet I_1 , I_2 , I_3 et I_4 .

Nous effectuons à chaque fois une moyenne sur plusieurs pixels de la même partie de la résistance pour les différentes images d'amplitude du signal de thermoréfectance qui correspondent aux différentes fréquences. Les résultats obtenus sont illustrés sur la figure 54.

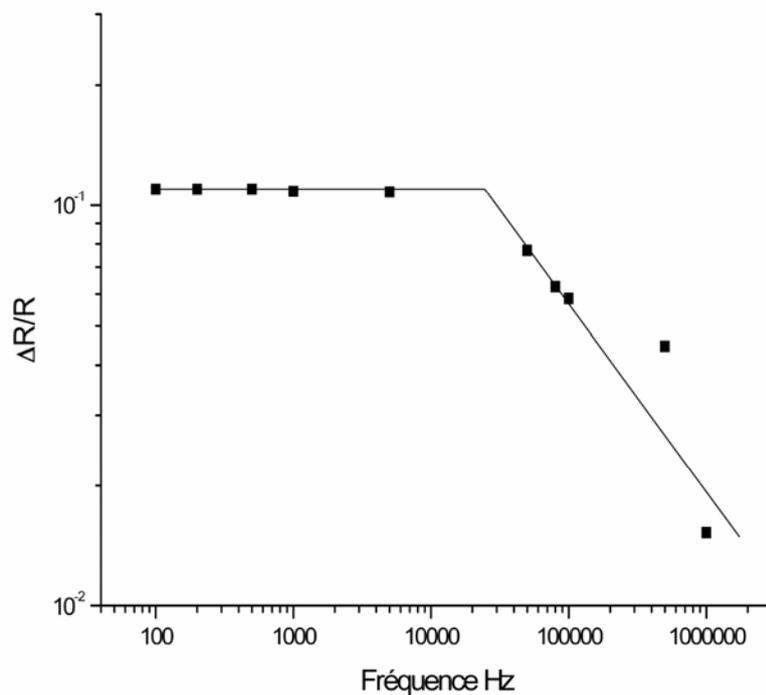


Figure 54. Amplitude de la variation relative de réflectivité en fonction de la fréquence d'alimentations

Sur la figure 54 nous remarquons que l'amplitude du signal thermique reste constante à basse fréquence jusqu'à 5 kHz puis diminue. Ceci traduit un comportement d'un filtre passe bas,

avec une fréquence de coupure qui se situe au tour de 20 kHz. Ceci est expliqué par la théorie :

La relation suivante lie la longueur de diffusion thermique à la fréquence

$$\mu = \sqrt{\frac{D}{\pi f}}$$

Pour les basses fréquences la longueur de diffusion thermique est grande par rapport aux dimensions de la résistance, et donc la température ne dépend pas de la fréquence. Lorsque la fréquence augmente, la longueur de diffusion thermique baisse jusqu'à devenir inférieure aux dimensions de la résistance, et nous observons une diminution de l'amplitude du signal thermique.

Un calcul de la longueur de diffusion thermique à 20 kHz donne 37 μm (en prenant la diffusivité thermique du silicium donnée par la littérature qui est de $D=0.9 \text{ cm}^2/\text{s}$). La largeur de la résistance fait 10 μm , mais il faut tenir compte de la géométrie de résistance qui est en serpent, la largeur du serpent fait 30 μm , ce qui est du même ordre de grandeur que la diffusivité thermique (figure 52).

b) résultats sur des résistances en polysilicium

Présentation des échantillons

Dans ce qui suit, nous allons présenter les résultats de mesures effectuées sur deux échantillons différents faisant partie du même composant microélectronique développé dans le cadre du Groupement De Recherche (GDR) Micro et Nanothermique pour le test de différentes techniques de mesures thermiques.

Les deux échantillons sont composés d'une série de neuf résistances en polysilicium parallèles de 350 nm de large. Pour le premier échantillon que nous appellerons C3 (figure 55) les résistances sont séparées de 800 nm, et chacune a pour valeur 2934 ohms. Ces résistances sont couvertes par une couche de passivation en oxyde de grille.

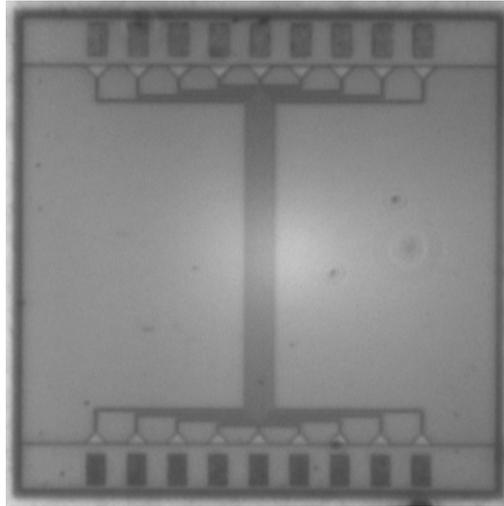


Figure 55. Image optique de C3

Pour le deuxième échantillon que nous appellerons C5 (figure 56) les résistances qui sont séparées entre elles d'une distance de 10 μm ont une valeur de 2178 ohms chacune, et elles sont recouvertes d'une couche de passivation en oxyde de champ.

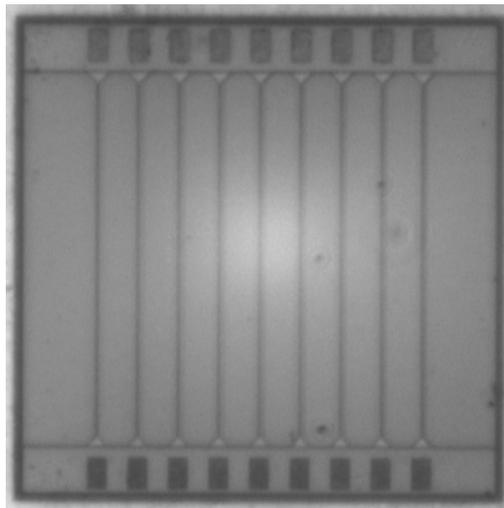


Figure 56. Image optique de C5

Effet observé

Pour alimenter les résistances nous utilisons un signal de la forme :

$$V = V_0(1 + \cos(2\pi f t))$$

L'effet que nous voulons observer étant l'effet Joule, la variation de température va être proportionnelle à la puissance dissipée qui est donnée par :

$$P = \frac{V^2}{R} = \frac{3 V_0^2}{2R} + \frac{2 V_0^2}{R} \cos(2\pi f t) + \frac{V_0^2}{2R} \cos(2\pi 2f t) \quad (54)$$

Nous déduisons ainsi de la relation (54) que la variation de réflectivité se compose de trois termes

- un terme continu proportionnel à $\frac{3 V_0^2}{2R}$,
- un terme proportionnel au fondamental dont l'amplitude est proportionnelle à $\frac{2 V_0^2}{R}$,
- un terme à la première harmonique du signal envoyé dont l'amplitude est proportionnelle à $\frac{V_0^2}{2R}$

Le terme continu ne peut être observable. Par contre les termes en fonction de f et $2f$, sont observables, pour cela il suffit de régler la fréquence la LED de sorte à avoir une fréquence de battement de 12.5 Hz avec la fréquence du terme à observer.

Résultats sur C3

i) LED rouge

Nous allons utiliser la LED rouge pour cette série de mesures avec un objectif de microscope de grossissement X50.

Mesures effectuées à la fréquence $1f$

Pour les premières mesures nous alimentons les résistances par une tension sinusoïdale qui varie entre 0 et 5 V à une fréquence de 312.5 Hz. V_0 est égale donc à 2.5 V.

Nous voulons observer la variation de température au fondamental, étant donné que la puissance dissipée à la fondamentale est 4 fois plus grande que celle dissipée à la première harmonique (9.53 mW et 2.38 mW respectivement).

Les images que nous allons présenter ont été effectuées avec une accumulation de 40000 images, ce qui correspond à 10000 images pour chaque paquet d'image I_1 , I_2 , I_3 et I_4 . La fréquence d'acquisition des images étant de 10 images seconde, le temps nécessaire pour faire cette acquisition est d'environ une heure.

Les figures 57 et 58 représentent l'image de l'amplitude et de la phase du signal de thermoréfectance respectivement.

Nous parvenons à observer parfaitement l'échauffement localisé au niveau des résistances, ceci malgré le fait que nous n'arrivons pas à distinguer les neufs résistances individuellement.

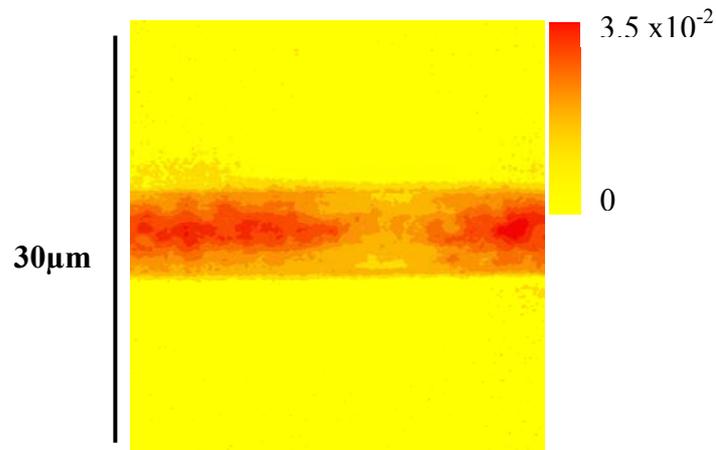


Figure 57. Amplitude de la variation relative de réflectivité au fondamental pour une alimentation sinusoïdale entre 0 et 5 V et un grossissement de X50

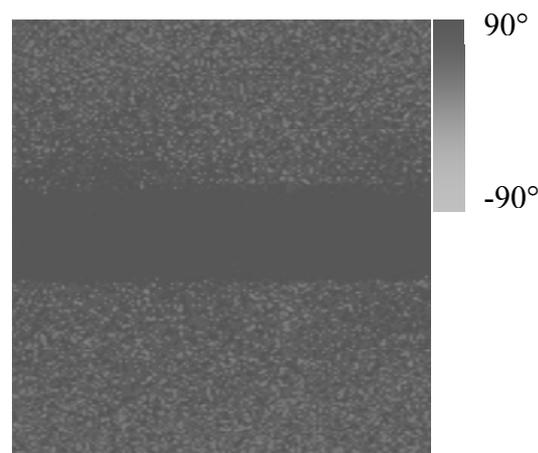


Figure 58. Phase de la variation relative de réflectivité au fondamental pour une alimentation sinusoïdale entre 0 et 5 V et un grossissement de X50

Le maximum du signal dans la figure 57 est de 3.5×10^{-2} . Nous avons effectué une moyenne sur quelques pixels au niveau de la résistance pour évaluer le niveau du signal thermique, ceci

donne 2.54×10^{-2} . Etant donné que nous n'avons effectué aucune calibration pour la mesure du coefficient de thermoréfectance, nous ne pouvons pas faire correspondre cette mesure à une température. Nous pouvons juste faire une estimation en prenant un coefficient de thermoréfectance de 1.5×10^{-4} qui est la valeur donnée dans la littérature pour un κ de silicium. La valeur de la variation de température atteint ici 170°C .

Pour les mesures suivantes nous n'avons changé que l'amplitude V_0 . Cette fois ci nous alimentons l'échantillon entre 0 et 2.8 V, V_0 vaut donc 1.4 V, et la puissance dissipée au fondamental est de 3 mW, ce qui est environ trois fois moins que la puissance dissipée pour les premières mesures. On s'attend donc à avoir un signal thermique 3 fois moins élevé.

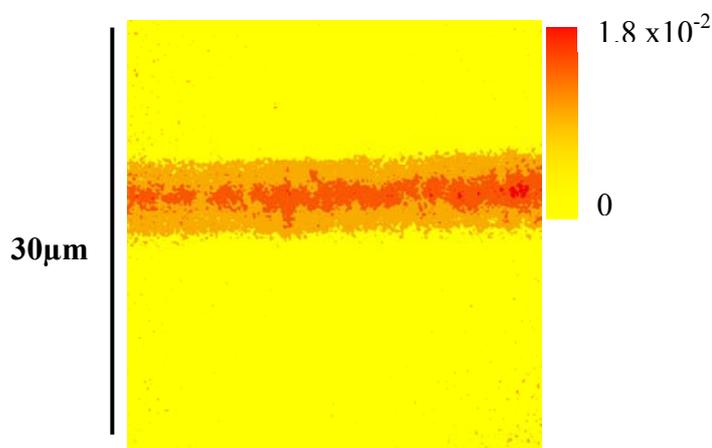


Figure 59. Amplitude de la variation relative de réflectivité au fondamental pour une alimentation sinusoïdale entre 0 et 2.8V et un grossissement de X50

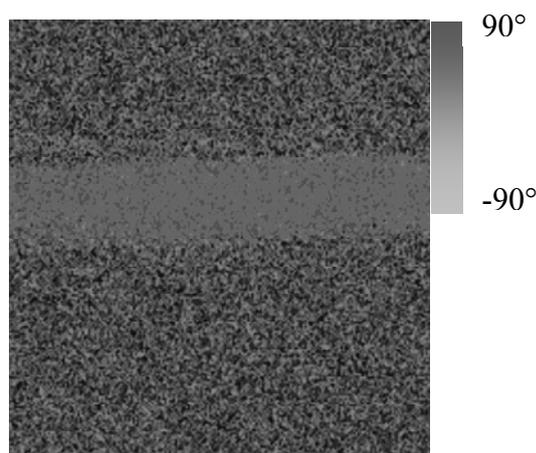


Figure 60. Phase de la variation relative de réflectivité au fondamental pour une alimentation sinusoïdale entre 0 et 2.8V et un grossissement de X50

Les résultats sont présentés sur les figures 59 et 60. Nous remarquons logiquement une baisse du niveau du signal de thermoréfectance, qui atteint ici un maximum de 1.8×10^{-2} . Pour

estimer la valeur du signal au niveau de la résistance nous avons effectué comme pour les mesures précédentes une moyenne sur quelques pixels au niveau de la résistance. Les mesures ont donné 8.9×10^{-3} , ce qui est comme attendu, environ trois fois plus petit que la valeur obtenue dans les premières mesures (le rapport entre les deux moyennes donne 2.85).

Mesures à la première harmonique

Nous avons voulu observer aussi le signal thermique proportionnel à la première harmonique, pour cela nous avons alimenté l'échantillon toujours entre 0 et 2.8 V à une fréquence de 156.25 Hz. L'effet thermique que nous voulons observer étant au double de cette fréquence, c'est-à-dire à 312.5 la fréquence de la LED reste inchangée pour avoir une fréquence de battement de 12.5 Hz. La puissance dissipée à la première harmonique est de 0.75 mW. Cette puissance est quatre fois moins grande que la puissance dissipée à la fondamentale. Les résultats sont illustrés sur les figures 61 et 62.

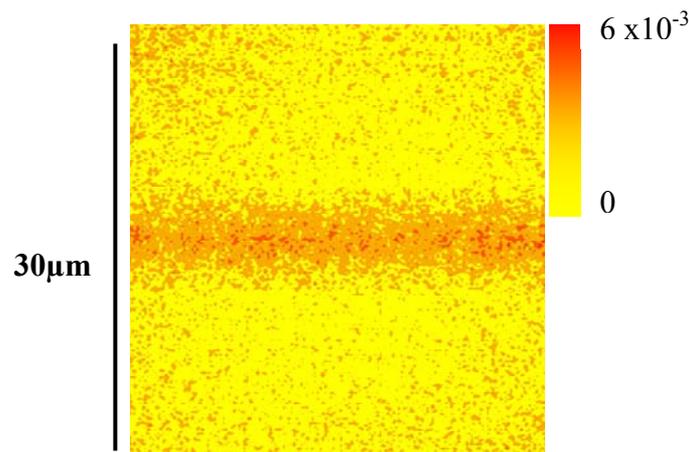


Figure 61. Amplitude de la variation relative de réflectivité à la première harmonique pour une alimentation sinusoïdale entre 0 et 2.8V et un grossissement de X50

L'amplitude maximale du signal de thermoréfectance est de 6×10^{-3} , une moyenne sur quelques pixels au niveau de la résistance donne 2.3×10^{-3} . Cette valeur concorde avec la valeur attendue qui devait être 4 fois moins grande que celle obtenue au fondamental.

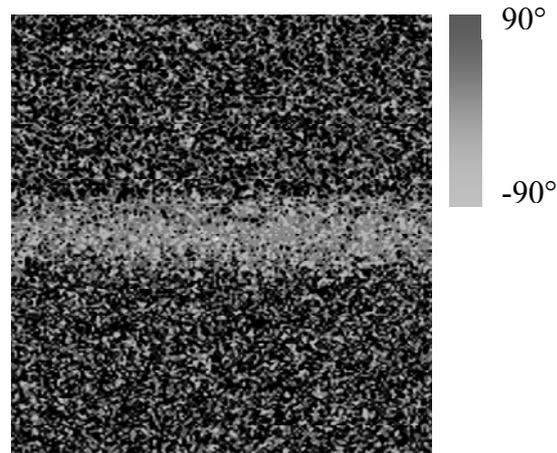


Figure 62. Phase de la variation relative de réflectivité à la première harmonique pour une alimentation sinusoïdale entre 0 et 2.8V et un grossissement de X50

Résultats obtenus avec un objectif de microscope de grossissement X100

Pour pouvoir distinguer les neufs résistances de l'échantillon nous allons utiliser un objectif de microscope de grossissement X100.

Nous alimentons les résistances avec un signal sinusoïdal entre 0 et 5 V à une fréquence de 312.5 Hz, la fréquence de la LED est fixée à 300 Hz.

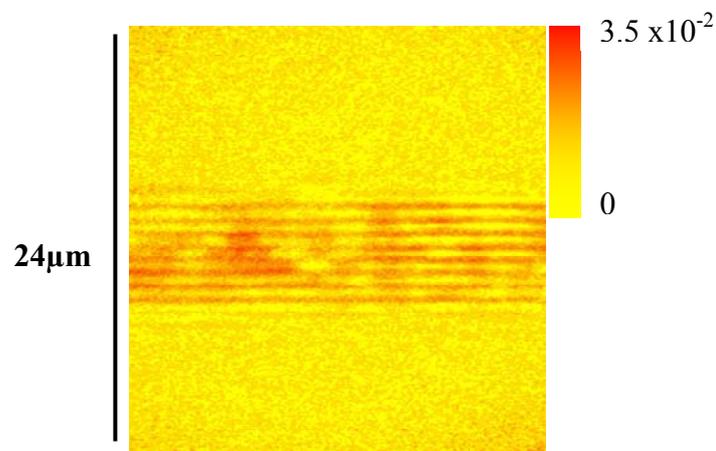


Figure 63. Amplitude de la variation relative de réflectivité au fondamental pour une alimentation sinusoïdale entre 0 et 5V et un grossissement de X100

Nous avons accumulé pour ces mesures 10000 images au total, ce qui donne 2500 images pour chaque paquet d'images. Le temps nécessaire pour ces mesures est d'environ un quart d'heure.

Les résultats sont présentés sur les figures 63 et 64 qui représentent l'image de l'amplitude et de la phase du changement relative de réflectivité respectivement.

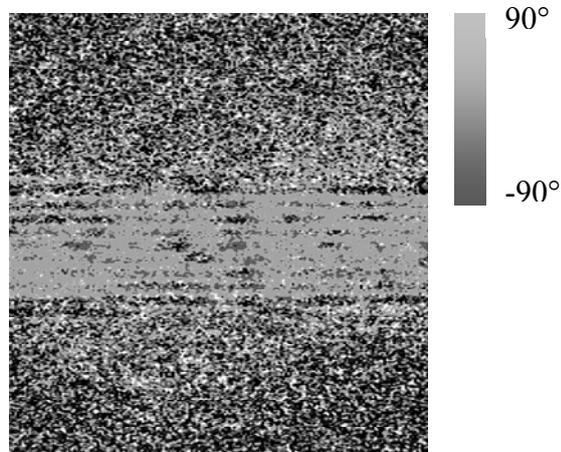


Figure 64. Phase de la variation relative de réflectivité au fondamental pour une alimentation sinusoïdale entre 0 et 5V et un grossissement de X100

Nous remarquons que nous arrivons à différencier les neufs résistances, pour confirmer cette observation, nous avons effectué une moyenne sur les colonnes de l'image de la figure 63, ceci est illustré sur le profil moyen présent sur la figure 65. Sur cette figure nous distinguons parfaitement les neufs résistances (le coefficient de thermoréflectance étant plus petit sur les résistances que sur le substrat ce sont les "creux" sur la figure 65 qui représentent les résistances)

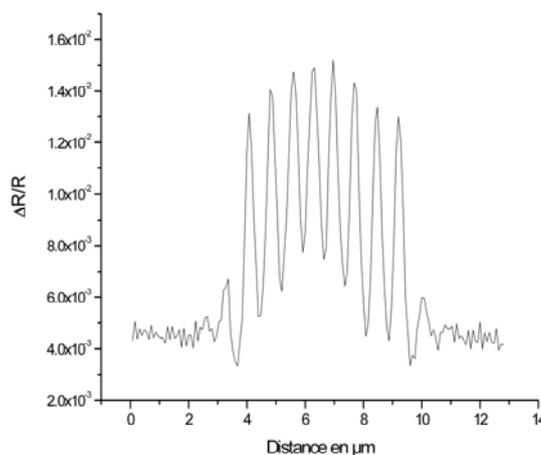


Figure 65. Profil d'une ligne pour une alimentation entre 0 et 5V

ii) LED bleue

Pour la deuxième série de mesures, nous avons effectué avec la LED bleue, pour améliorer la résolution spatiale en utilisant une longueur d'onde plus petite.

Nous avons commencé par alimenter l'échantillon avec une tension sinusoïdale entre 0 et 5 V, à une fréquence de 312.5 Hz. La fréquence de la LED est de 300 Hz et l'amplitude de son alimentation est fixée pour être au bord de la saturation au niveau de la caméra. Nous utilisons un objectif de microscope de grossissement de X50.

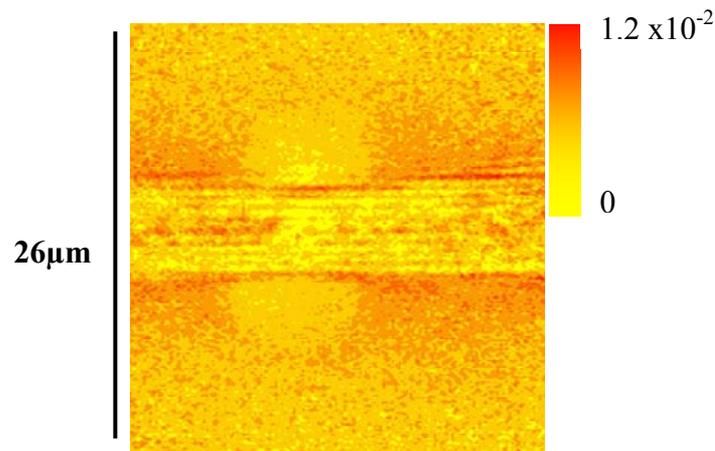


Figure 66. Amplitude de la variation relative de réflectivité au fondamental pour une alimentation sinusoïdale entre 0 et 5V et un grossissement de X50

Nous remarquons que l'amplitude de variation relative de réflectivité est plus faible que pour la diode rouge. La puissance dissipée n'ayant pas varié, la variation de T est inchangée. En revanche, en changeant de longueur d'onde la valeur de κ varie. Il semblerait que le coefficient de thermoréfectance à 400 nm est plus petit que 660 nm.

Nous remarquons aussi que nous arrivons à distinguer les différentes résistances qui composent l'échantillon, ceci nous confirme le gain en résolution obtenu avec une longueur d'onde plus petite. Nous rappelons que pour les mêmes conditions expérimentales nous n'arrivons pas à différencier les résistances avec la LED rouge (figure 57).

Mesures avec un grossissement X100

Nous avons effectué la mesure en gardant les mêmes conditions que pour la mesure précédente. Nous avons uniquement modifié le grossissement de l'objectif, et utilisé un

grossissement de X100. Nous avons effectué une mesure en accumulant 40000 images au total, ceci est illustré sur les figures 67 et 68.

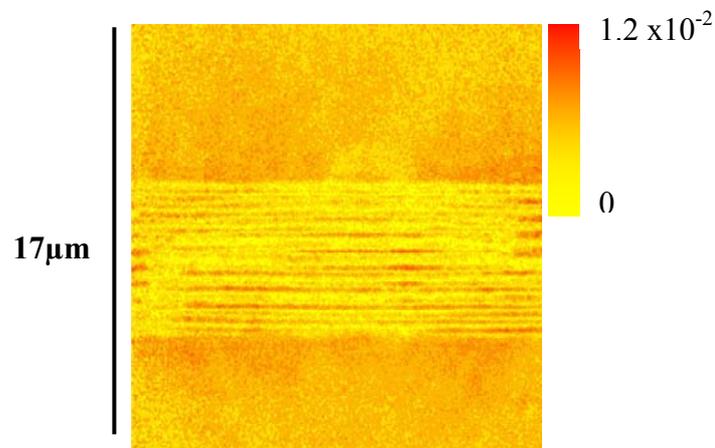


Figure 67. Amplitude de la variation relative de réflectivité au fondamental pour une alimentation sinusoïdale entre 0 et 5 V, une accumulation de 40000 images et un grossissement de X100

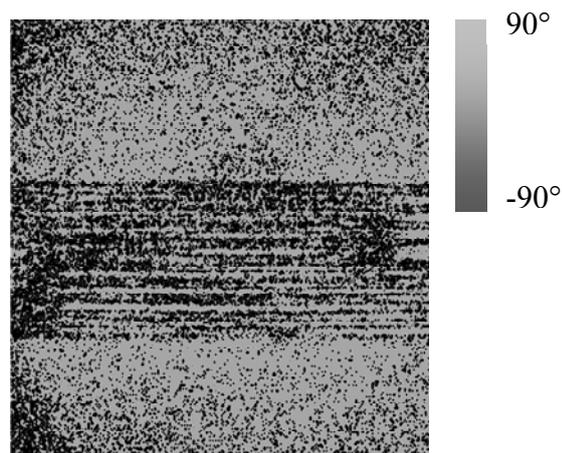


Figure 68. Phase de la variation relative de réflectivité au fondamental pour une alimentation sinusoïdale entre 0 et 5 V, une accumulation de 40000 images et un grossissement de X100

Sur ces figures nous remarquons que logiquement nous arrivons à observer parfaitement les neufs résistances en comparaison avec la figure 66. La limite de résolution théorique avec l'objectif de grossissement X50 pour la LED bleue est de 409 nm, celle de l'objectif de grossissement X100 est de 281 nm.

Mesures sur C5

Pour confirmer la sensibilité obtenue, nous avons effectué une mesure au fondamental en alimentant l'échantillon C5 avec un signal sinusoïdal qui varie entre 0 et 5 V, pour une puissance dissipée de 15.73 mW, à une fréquence de 312.5 Hz. Nous utilisons une LED rouge alimentée à 300 Hz, et un objectif de microscope de grossissement X50.

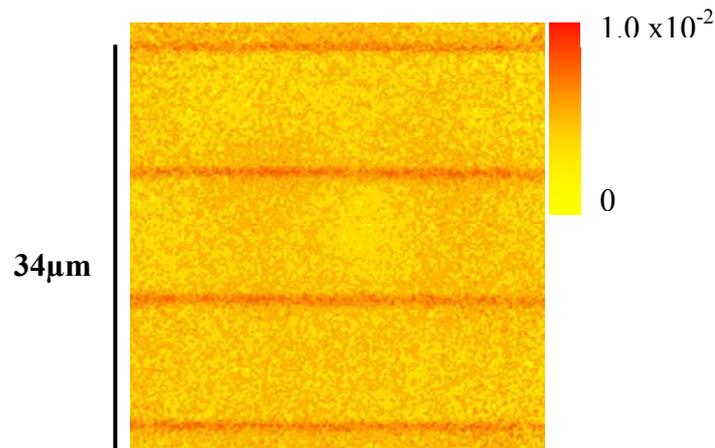


Figure 69. Amplitude de la variation relative de réflectivité au fondamental pour une alimentation sinusoïdale entre 0 et 5V, une accumulation de 80000 images et un grossissement de 50

Nous avons effectué une accumulation de 80000 images, ce qui correspond à un temps de mesure de 2 heures. La difficulté majeure avec des temps d'acquisition aussi longs, est la dérive thermique. La température ambiante peut en effet varier ce qui a pour effet de changer le niveau de réflectivité moyen de l'échantillon. Nous pouvons de plus ne plus être à la focale de l'objectif du microscope. Pour pallier ce problème, la température de la pièce est maintenue constante et nous avons bien vérifié que nous restions focalisé tout au long de la mesure.

Malgré l'accumulation d'un grand nombre d'images, le niveau de bruit reste assez important, en comparaison avec les mesures effectuées sur l'échantillon C3. Ceci est dû au niveau du rapport signal à bruit plus faible, qui est en rapport direct avec la valeur du coefficient de thermoréfectance. Malgré cela nous arrivons à observer parfaitement l'élévation de température localisée au niveau de chaque résistance. Une moyenne sur une partie d'une résistance donne comme valeur de la variation relative de thermoréfectivité de 5.1×10^{-3} .

2.2.4 Conclusion

Nous avons décrit le principe de la thermoréfectance modulée, ainsi que l'algorithme à 4 images, le montage expérimental et la détection synchrone multiplexée utilisée.

Nous avons validé le fonctionnement du montage, en effectuant des mesures sur différents échantillons. Ces mesures concernent une étude du comportement thermique pour différentes fréquences, ainsi que pour différentes amplitudes.

Nous avons aussi évalué la limite de résolution en utilisant différents grossissements ainsi que différentes LED, de même que l'influence de l'accumulation d'images sur le rapport signal à bruit.

3. Imagerie thermique par thermoréfectance face arrière

Le développement actuel dans les circuits à haute densité d'intégration se traduit par la multiplication des couches de métallisations ou l'utilisation de la technique de connexion flip chip pour augmenter les performances dans le cas d'utilisation d'un grand nombre d'interconnexions et d'un fonctionnement à haute fréquence. Ceci rend l'accès à la face active du composant de plus en plus difficile et nécessite l'application de techniques par la face arrière. Dans cette optique, nous avons développé une technique entièrement originale qui se base sur l'utilisation d'une porte optique temporelle pour des mesures de thermoréfectance à travers le substrat de silicium.

Cette technique a fait objet d'une étude préalable dans le cadre du travail de thèse de ABBADI [87] effectué au sein du groupe, avec une validation pour les mesures statiques.

Nous allons l'appliquer pour des mesures dynamiques en utilisant la détection synchrone multiplexée décrite plus haut dans ce chapitre.

3.1 Principe

La technique de thermoréfectance par la face arrière consiste à faire des mesures de température à travers le substrat de silicium sur les composants microélectroniques.

Pour cela nous allons utiliser une longueur d'onde de laser pour laquelle le substrat est partiellement transparent, pour pouvoir traverser le silicium et venir sonder la zone active du composant, en éclairage large champ.

Le gap du silicium est de 1.12 eV de largeur. Les photons possédant une énergie supérieure à la largeur du gap vont être absorbés. L'énergie d'un photon est donnée par la relation

$$E = h \frac{c}{\lambda}$$

avec h la constante de Planck, c la vitesse de la lumière et λ la longueur d'onde du photon. Ainsi les photons qui ont une énergie supérieure au gap sont des photons qui ont une longueur d'onde plus petite que 1.10 μm , nous en déduisons que le silicium absorbe jusqu'au proche infrarouge.

La difficulté d'un éclairage par la face arrière réside dans le fait qu'il y a très peu de signal qui provient des réflexions sur la zone active. Ce signal réfléchi dépend fortement de l'épaisseur de la couche du substrat utilisée, il va être proportionnellement atténué en fonction de l'épaisseur du substrat.

L'atténuation du faisceau laser suivant l'épaisseur du substrat est donnée par la relation suivante :

$$I = I_0 \exp(-\mu z)$$

avec z l'épaisseur du substrat, μ le coefficient d'atténuation, I_0 l'intensité du laser à l'entrée du substrat et I l'intensité atteignant la zone active (figure 70).

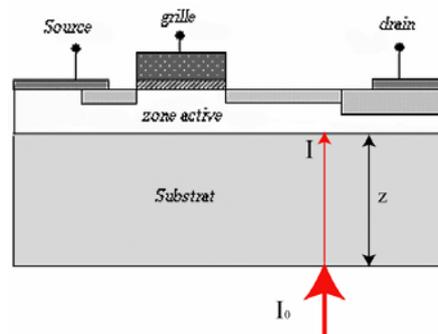


Figure 70. Coupe latérale dans un transistor MOS

Ce signal, qui traverse le substrat et qui est réfléchi par la zone active, en plus de son atténuation, se trouve noyé dans les réflexions parasites qui proviennent des différents éléments optiques utilisés et surtout des réflexions qui ont lieu sur la face arrière.

Pour pouvoir s'affranchir de ces réflexions parasites nous allons utiliser une porte optique dont nous allons décrire le principe maintenant.

Porte optique

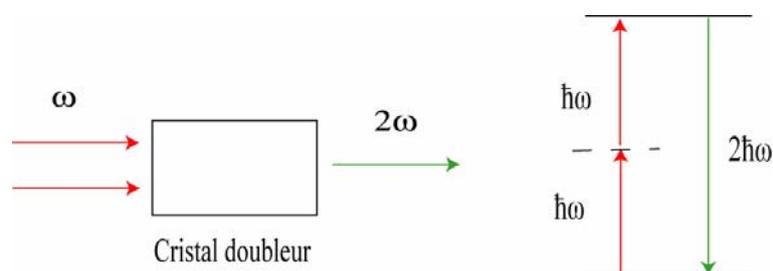


Figure 71. Principe de la génération de seconde harmonique

La porte optique exploite un processus optique non linéaire et plus précisément la génération de seconde harmonique, c'est-à-dire la fabrication d'un photon à la fréquence 2ω à partir de

deux photons d'une fréquence ω , arrivant simultanément sur un cristal non linéaire (figure 71).

Rappel d'optique non linéaire

Sous l'effet d'un champ électrique, les particules chargées qui composent tout matériau se déplacent dans le sens du champ pour les charges positives et dans le sens contraire pour les charges négatives. Dans le cas de diélectriques, ce déplacement n'est que transitoire, et les charges ne s'éloignent que légèrement de leur position d'origine, ceci se traduit par l'apparition d'un moment dipolaire induit.

Si on applique un champ électrique oscillant comme dans le cas d'un faisceau laser, ce moment dipolaire va se mettre à osciller.

Cette polarisation induite présente une réponse non linéaire dans le cas où elle est soumise à un champ électromagnétique intense. Elle est donnée par la forme suivant

$$P = \epsilon_0(\chi^{(1)}E + \chi^{(2)}E^2 + \chi^{(3)}E^3 + \dots) \quad (55)$$

$\chi^{(1)}$ représente le tenseur susceptibilité linéaire. $\chi^{(2)}$ et $\chi^{(3)}$ sont appelées susceptibilités non linéaires du milieu (respectivement d'ordre 2 et 3). Ces tenseurs expriment le lien entre le champ électrique et la polarisation pour un matériau donné.

Ces processus non linéaires ne nécessitent pas nécessairement un champ très intense. Si les dipôles induits oscillent de façon cohérente (avec une relation de phase entre eux), les champs rayonnés peuvent interférer de façon constructive et donner lieu à un champ beaucoup plus intense que dans le cas du même nombre de dipôles oscillants de façon incohérente. Cette condition est appelée accord de phase.

Le couplage entre la polarisation et le champ électrique est décrit par les équations de Maxwell. La résolution de ces équations différentielles nous donne le champ rayonné à la fréquence 2ω .

Considérons un cristal de longueur L soumis au champ électrique du faisceau pompe de la forme

$$E(z, t) = E(\omega) \exp[-i\omega t + ik_{\omega} z] + c.c$$

où $k_{\omega} = n(\omega) \frac{\omega}{c}$ est le vecteur d'onde proportionnel à l'indice de réfraction $n(\omega)$ du cristal à la fréquence ω et $E(\omega)$ est son amplitude.

A cause de la composante à 2ω présente en (55), le matériau va rayonner un champ à la fréquence double du champ électrique qui s'exprime de la manière suivante :

$$E(2\omega) = \left(\frac{2\omega}{c} \right)^2 \frac{\chi^{(2)} E(\omega)^2}{2k_{2\omega}(\kappa_{2\omega} - k_{2\omega})} \{ \exp[i (\kappa_{2\omega} - k_{2\omega}) L] - 1 \}$$

avec $\kappa_{2\omega} = 2k_{\omega} = 2n(\omega)\omega/c$, et $k_{2\omega} = n(2\omega)2\omega/c$.

En utilisant la relation $\Pi(2\omega) = 2n\varepsilon_0 c |E(2\omega)|^2 S$ qui exprime la puissance moyenne Π (flux du vecteur de Poynting à travers la surface S éclairée par le faisceau laser), on trouve l'expression de la puissance de sortie de l'onde de fréquence 2ω , $\Pi(2\omega)$, en fonction de la puissance de l'onde incidente $\Pi(\omega)$ et de sa surface S de focalisation sur le milieu non linéaire

$$\Pi(2\omega) = \frac{4(\chi^{(2)})^2 \omega^5}{\varepsilon_0 c^6 S \kappa_{2\omega}^2 k_{2\omega}} \frac{\sin^2 [(\kappa_{2\omega} - k_{2\omega}) L / 2]}{[(\kappa_{2\omega} - k_{2\omega}) L / 2]^2} \Pi(\omega)^2 L^2$$

Nous remarquons à partir de cette équation que la puissance de génération de seconde harmonique est inversement proportionnelle à la surface éclairée. Cela suggère de focaliser au mieux le faisceau laser pour avoir le meilleur doublage, mais cela est inexact pour deux raisons : on risque d'abord d'endommager le cristal utilisé étant donné les densités de puissance utilisées, de plus, une forte focalisation induit une rapide divergence du faisceau, et le gain obtenu dans la zone de focalisation sera compensé par des pertes ailleurs.

Nous remarquons aussi que le meilleur rendement sera obtenu pour $\kappa_{2\omega} = k_{2\omega}$, ceci est l'accord de phase décrit plus haut. Cela se traduit dans le cas d'un cristal biréfringent par le fait que l'indice extraordinaire de l'onde à 2ω doit être égal à l'indice ordinaire de l'onde à ω .

Ceci est obtenu grâce à des cristaux coupés suivant un certain angle pour satisfaire à cette condition.

Application pour le doublage de fréquence

Nous allons appliquer les principes décrits plus haut pour la génération de seconde harmonique. Pour cela nous allons utiliser un cristal BBO type II. C'est-à-dire qu'il génère une onde à la fréquence double à partir de deux ondes polarisées orthogonales l'une par rapport à l'autre. L'onde ainsi obtenue peut être de polarisation verticale ou horizontale (figure 72).

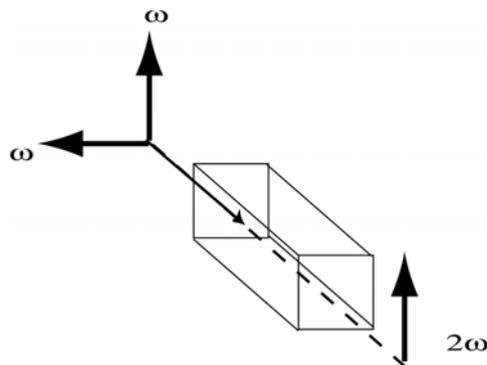


Figure 72. Principe de la génération de seconde harmonique sur un cristal type II

La porte optique est basée sur la génération de seconde harmonique. Il est possible de choisir la position de la fenêtre temporelle est de réaliser ainsi des mesures tomographiques.

3.2 Montage expérimental

Nous allons décrire les différents éléments utilisés dans le montage expérimental qui n'ont pas été décrits plus haut dans le chapitre.

a) Laser

Nous utilisons un laser T-pulse commercial fabriqué par la société Amplitude Systèmes. C'est un laser femtoseconde délivrant des impulsions de 200 fs d'une puissance de 1.2 W avec une longueur d'onde de 1030 nm et un taux de répétition de 50 MHz.

Le diamètre du faisceau à la sortie du laser est de 1200 μm, avec une divergence de 0.46 mrad.

L'intérêt d'utiliser un laser impulsionnel est double :

- une densité de puissance crête très élevée qui peut atteindre 84.10^{12} W/m^2 pour une focalisation de $60 \mu\text{m}$, ce qui facilite la génération de seconde harmonique.
- Sa faible longueur de cohérence qui permet d'effectuer des mesures tomographiques en utilisant le cristal doubleur.

b) Modulateur acousto-optique

Nous avons utilisé un modulateur acousto-optique de chez A.A qui a pour référence AA.MT.110/A1.5-ir. Ce modulateur possède une ouverture de $1.5 \times 2 \text{ mm}^2$, et peut travailler avec une longueur d'onde de laser qui va de 700 nm jusqu'à 1100 nm .

La fréquence de l'onde acoustique créée dans le cristal est de 110 MHz . La fréquence maximale de modulation de l'acousto-optique est de 32 MHz .

Description du montage

Le faisceau à la sortie du laser passe à travers un isolateur de Faraday qui a pour rôle d'éliminer le retour du faisceau dans la cavité qui aurait pour conséquence d'engendrer une instabilité du laser. Après un alignement avec deux miroirs, le faisceau est envoyé sur un modulateur acousto-optique qui est utilisé pour moduler le laser en amplitude. Nous ne pouvons pas dans ce cas le moduler directement au niveau de son alimentation comme pour les DEL utilisées dans la thermoréfectance modulée. Le faisceau passe ensuite à travers une lame $\lambda/2$ pour pouvoir répartir les intensités entre les deux bras de l'interféromètre, et à travers une lentille L1 pour la focalisation sur l'échantillon.

Le faisceau est envoyé ensuite dans un corrélateur constituée par un interféromètre de Michelson composé d'un Cube Séparateur de Polarisation (CSP), de deux lames $\lambda/4$, d'un bras référence avec miroir, et d'un bras sonde à l'extrémité duquel l'échantillon est placé. L'impulsion laser est divisée en deux impulsions sur le CSP. A la sortie du CSP, les deux impulsions sont polarisées orthogonalement entre elles. Une impulsion est envoyée sur le bras référence, et réfléchi sur un miroir, après son double passage sur la lame quart, d'onde elle est déviée sur le CSP et envoyée sur L2. L'autre impulsion est déviée sur le bras sonde et réfléchi sur l'échantillon et après son double passage sur la lame quart d'onde, elle est envoyée à son tour sur L2.

La lentille L2 a pour rôle de reformer l'image de l'échantillon sur le BBO. Cette lentille est fixée sur un platine de translation. Étant donné que l'image formée par L2 dépend de la

position de l'échantillon et de l'épaisseur du substrat de silicium, la platine nous permet de changer d'échantillon et de reformer l'image assez facilement. Elle nous permet aussi de changer de grossissement en jouant sur sa position en même temps que la position de l'échantillon.

Après leur passage à travers L2, les deux impulsions arrivent avec deux polarisations orthogonales sur le cristal doubleur. Nous réglons le cristal doubleur pour être en incidence normale et pour que les axes ordinaire et extraordinaire du cristal soient colinéaires avec les deux polarisations horizontale et verticale.

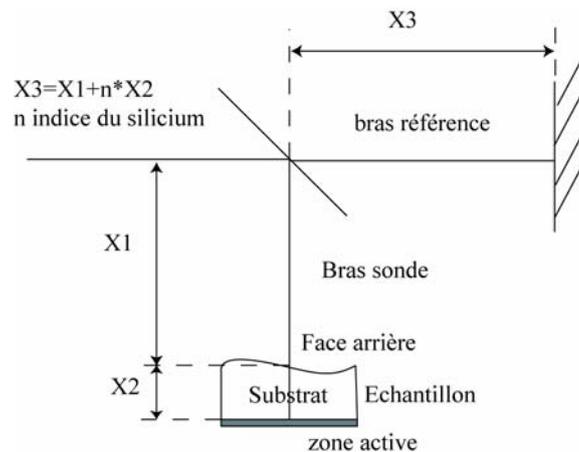


Figure 73. Schéma de principe du corrélateur utilisé pour la porte optique

Le doublage a lieu lorsque les deux impulsions arrivent simultanément sur le cristal. Ceci est obtenu lorsque les deux chemins optiques parcourus par les impulsions sont identiques. Nous exploitons ce paramètre pour n'être sensible qu'aux photons balistiques qui proviennent de la zone active de l'échantillon après avoir effectué un aller retour dans le substrat. Pour cela nous fixons la longueur du bras référence pour qu'elle soit la même que le chemin optique parcouru par l'impulsion sur le bras sonde jusqu'à la zone active (figure 73).

A la sortie du cristal BBO nous avons maintenant deux faisceaux : le reste du faisceau laser qui n'a pas été doublé, et un faisceau vert qui correspond au doublage. Pour ne garder que le faisceau vert nous utilisons un filtre passe bande à 515 nm.

Le faisceau vert passe à travers une lentille L3 qui reforme l'image du cristal et ainsi de l'échantillon sur une caméra CCD.

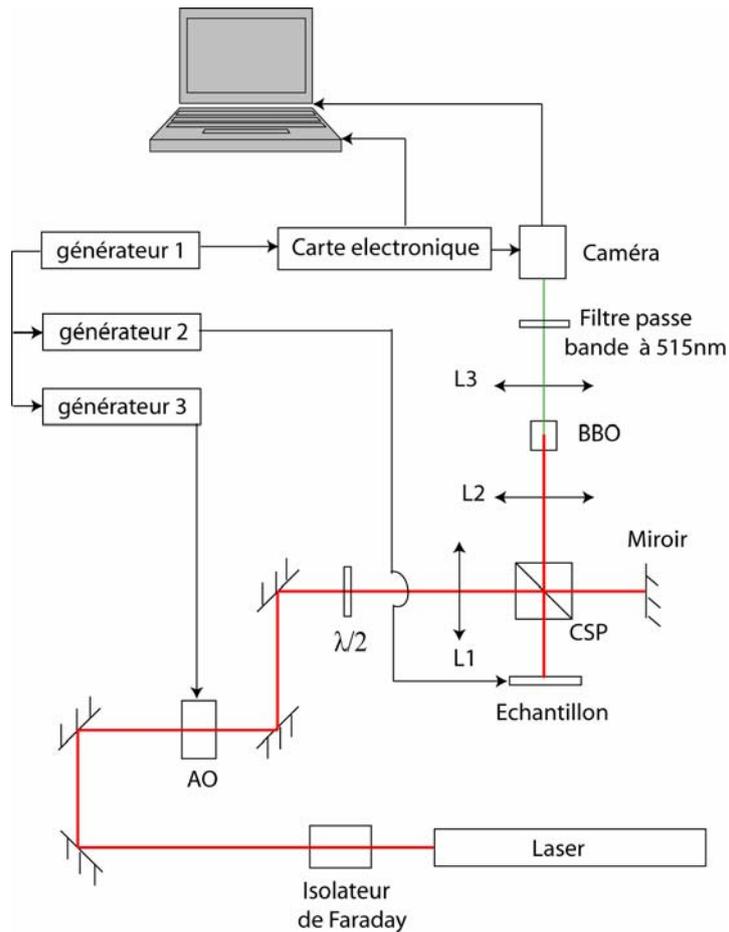


Figure 74. Schéma de principe de la thermoréflectance face arrière

Comme pour la thermoréflectance modulée par la face avant nous utilisons trois générateurs, un premier pour générer la fréquence d'horloge, un deuxième pour l'alimentation de l'échantillon, et le dernier va servir pour la modulation du laser en intensité.

L'acquisition des données et la synchronisation de la caméra se font de la même manière que pour la thermoréflectance modulée.

3.3 Résultats

3.3.1 Résolution du système imageur

Avant de commencer à faire des mesures sur des échantillons, nous avons voulu caractériser la résolution de notre système imageur. Pour cela nous avons utilisé une mire U.S Air Force 1951 que nous avons mis à la place de l'échantillon derrière un wafer de silicium de $690 \mu\text{m}$ (la mire est décrite en détail dans le 4^{ème} chapitre).

L'image ainsi obtenue est illustrée sur la figure 75.

Nous remarquons sur cette figure que nous arrivons à obtenir une image de la mire malgré la grande épaisseur du wafer utilisé, ce qui est satisfaisant sachant que les échantillons que nous allons tester par la suite possèdent des épaisseurs de substrat plus faibles.

Le plus petit motif que nous pouvons distinguer ici est l'élément 3 du groupe 5, ce qui correspond à une largeur de ligne de $12\ \mu\text{m}$. Cette résolution est satisfaisante étant donné que nous utilisons de simples lentilles et aucun objectif de microscope et donc une faible ouverture numérique de notre système imageur.

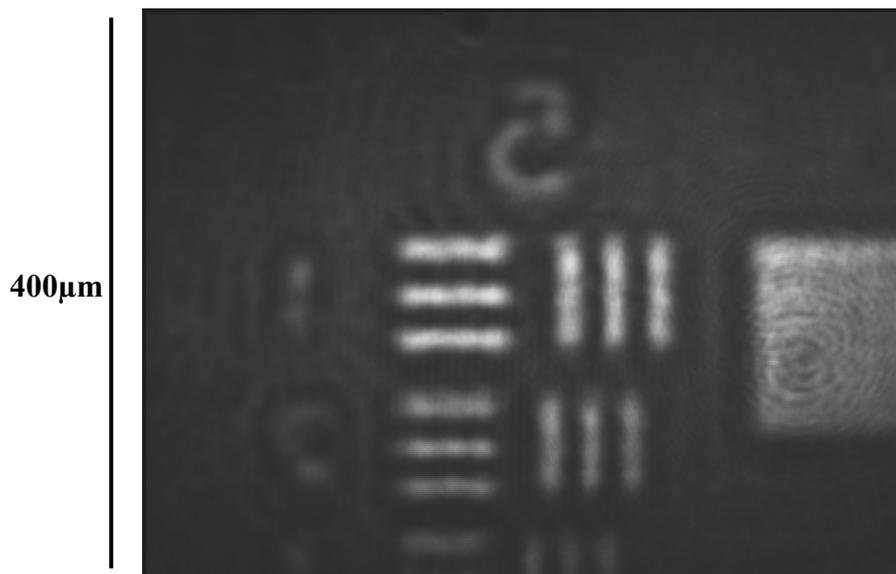


Figure 75. Image de la mire à travers à wafer de silicium de 680µm d'épaisseur

3.3.2 Résultats sur le MEMS

a) Image optique par la face arrière

L'échantillon testé est pratiquement identique à celui testé pour les mesures de thermoréfectance face avant, à la différence que le substrat n'est pas vidé (figure 76).

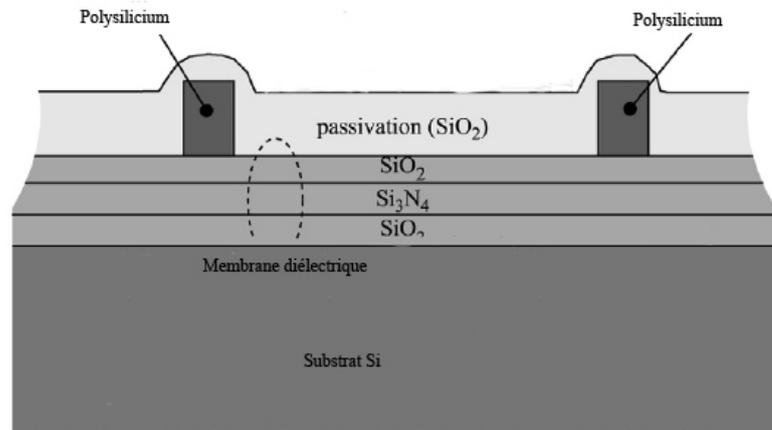


Figure 76. Coupe latérale dans le MEMS

Nous avons commencé par réaliser l'image optique du MEMS à travers le substrat. Ceci est illustré sur la figure 77. L'épaisseur du substrat sur cet échantillon est de 200 μm .

Sur la figure 77 nous arrivons à distinguer parfaitement la résistance en forme de serpent du MEMS.

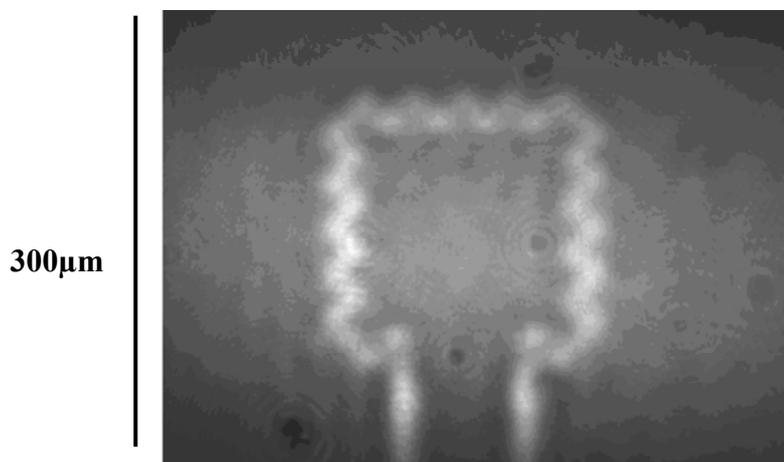


Figure 77. Image optique de l'échantillon par la face arrière

Nous voyons apparaître des figures de diffraction qui viennent se superposer à l'image. Ces taches proviennent de taches sur le cristal BBO. Etant donné le montage optique que nous avons adopté en reformant l'image de l'échantillon sur le cristal avant de reformer cette même image doublée sur la caméra CCD, nous sommes en effet sensibles aux défauts présents sur le cristal.

b) Image thermique

Nous avons alimenté l'échantillon avec un signal sinusoïdal positif à une fréquence de 10 kHz en utilisant deux amplitudes différentes. Nous avons choisi les amplitudes (76 mW et 38 mW respectivement) de telle façon à avoir un rapport de deux entre les puissances dissipées par effet Joule au fondamental.

Nous présentons l'image d'amplitude de la variation relative de réflectivité au fondamental pour les deux puissances dissipées en utilisant la même échelle sur la figure 78. Pour cette mesure nous avons effectué une accumulation sur 5000 images, ce qui correspond à un temps de mesure d'environ 5 minutes.

Comme attendu le niveau de signal est plus élevé pour une puissance dissipée de 76 mW (b) que pour la puissance dissipée de 38 mW (a) sur la figure 41.

Pour estimer le niveau de signal sur chaque image, nous avons effectué une moyenne sur quelques pixels correspondant à la même partie de la résistance pour les deux images, ce qui a donné 13.46×10^{-3} et 7.69×10^{-3} pour les puissances dissipées de 76 mW et 38 mW respectivement. Comme attendu nous avons pratiquement un rapport de deux entre les deux niveaux de signaux.

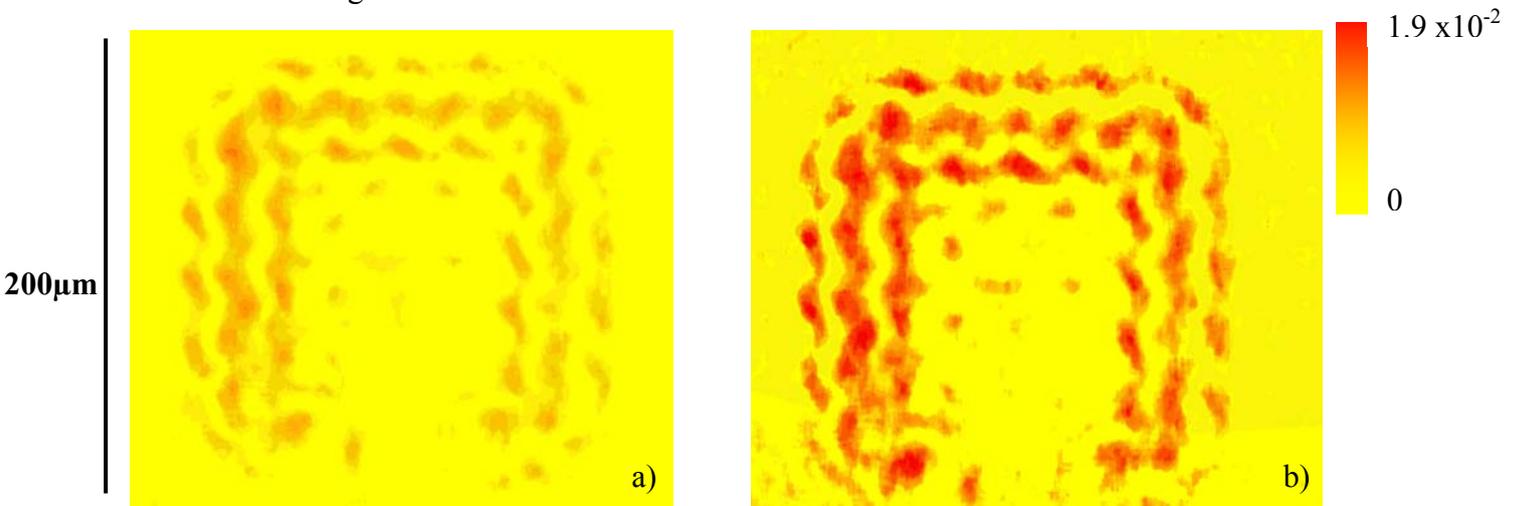


Figure 78. Amplitude de la variation relative de la réflectivité a) puissance dissipée de 38 mW b) puissance dissipée de 76 mW

Nous avons effectué une deuxième série de mesures en changeant la fréquence d'alimentation, et en gardant l'amplitude constante.

Nous alimentons l'échantillon avec un signal sinusoïdal positif qui varie entre 0 et 34 V (ce qui correspond à une puissance dissipée par effet joule au fondamental de 52.5 mW) à deux fréquences différentes 10 kHz et 100 kHz respectivement.

Nous avons illustré l'image de la phase du changement relative de réflectivité sur la figure 79, toujours après une accumulation de 5000 images.

Comme attendu nous remarquons sur la figure un confinement du signal thermique près de la résistance pour les fréquences élevées : la longueur de diffusion thermique étant proportionnelle à $1/\sqrt{f}$.

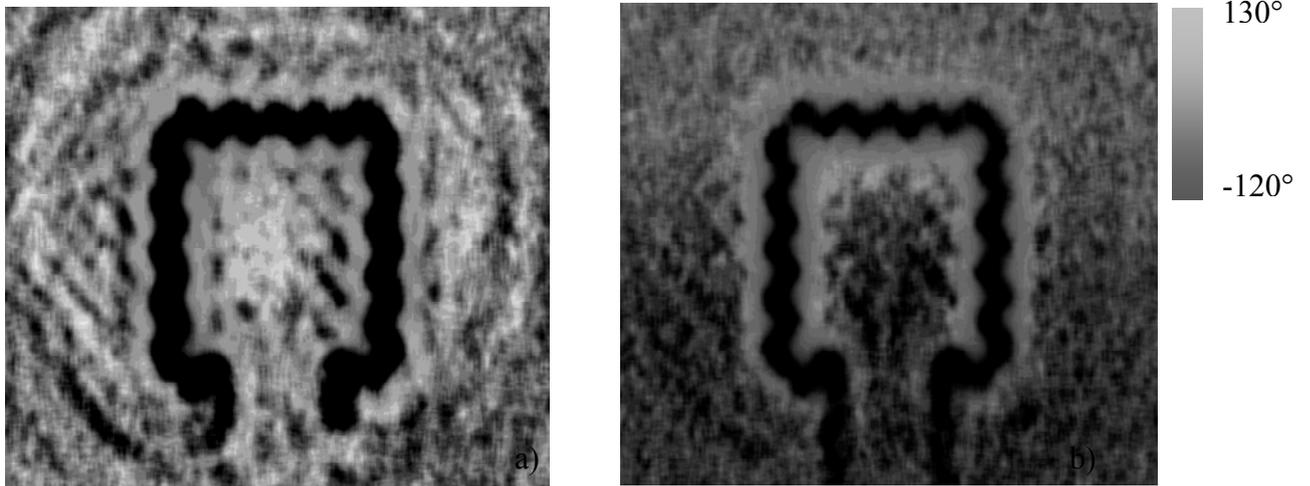


Figure 79.Phase de la variation relative de réflectivité a) 10kHz b) 100 kHz

La valeur du coefficient de thermoréflectance peut être positif ou négatif, suivant le matériau, sur la figure 79 nous remarquons un déphasage de 180° entre la phase sur la résistance en polysilicium et la phase sur le silicium, ce qui correspond à un changement de signe dans le coefficient de thermoréflectance.

3.3.3 Résultats sur la Van Der Pauw

a) image optique par la face arrière

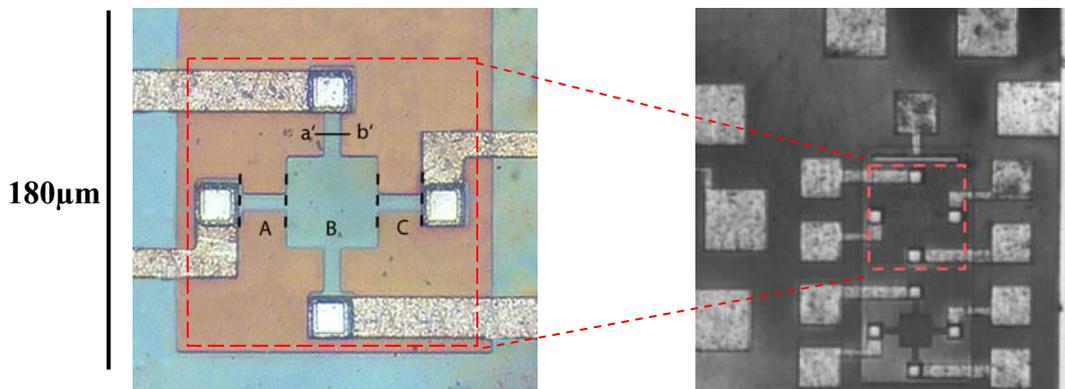


Figure 80. Image optique de la résistance Van Der Pauw

L'échantillon que nous avons testé est le même que pour le deuxième chapitre (figure 80). La partie encadrée en traits discontinus rouges représente la VDP testée.

Nous avons effectué une ouverture dans le boîtier de l'échantillon pour accéder à la face arrière. Nous avons préalablement enrobé l'échantillon dans la résine avant d'effectuer un polissage jusqu'à arriver au substrat de l'échantillon.

L'image obtenue par la porte optique est donnée sur la figure 81. Cette image correspond à la photo de l'échantillon de la figure 80 b).

Nous remarquons de la diffraction sur l'image optique. Ces taches de diffraction proviennent des petites dimensions du circuit (la résistance fait $20\ \mu\text{m}$ de large au niveau du contact avec les connexions métalliques). La partie encadrée sur cette figure représente la VDP testée.

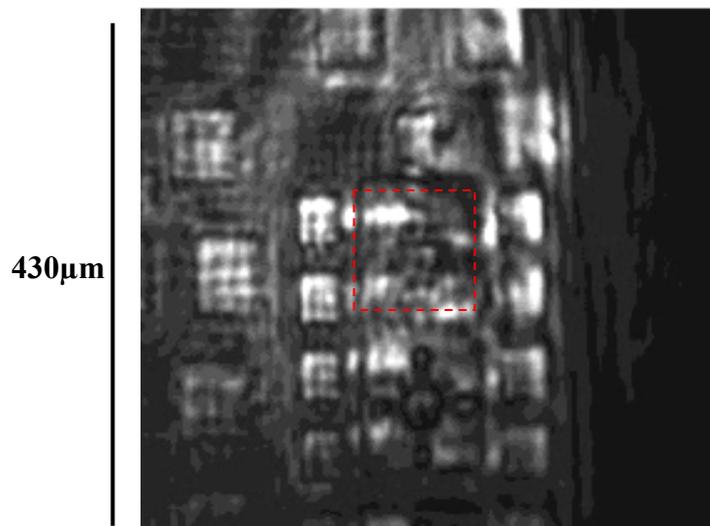


Figure 81. Image optique de l'échantillon par la face arrière

b) Image thermique due à l'effet joule

Nous avons alimenté la VDP par une tension sinusoïdale de $10\ \text{V}$ centrée sur 0 à une fréquence de $1\ \text{kHz}$. La puissance dissipée par l'échantillon par effet Joule à $2\ \text{kHz}$ est donc de $162\ \text{mW}$. La résistance se compose de trois parties A, B et C (figure 80) ; les parties A et C sont identiques et de petites dimensions par rapport à la partie B (elles font $20\ \mu\text{m}$ de large, une coupe latérale au niveau de cette partie entre a' et b' de la figure 80 est représenté sur la figure 82, alors que la partie B fait $65\ \mu\text{m}$ de large). Dans ces conditions la densité de puissance injectée dans ces parties est très grande (de l'ordre de $4.5\ \text{MW}/\text{cm}^3$). On s'attend donc à une élévation de température importante au niveau de ces deux parties de la VDP.

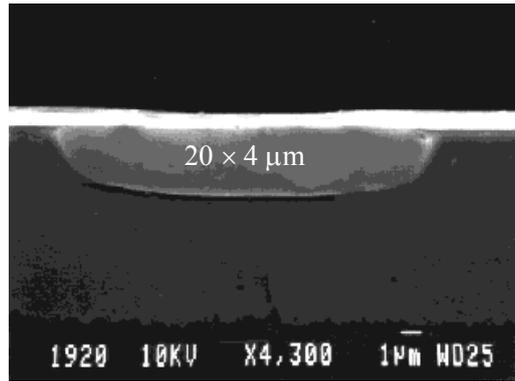


Figure 82. Coupe latérale dans la VDP

Nous avons illustré les résultats sur les figures 83 et 84.

Sur la figure 83 nous arrivons à distinguer l'échauffement localisé au niveau de toute la surface de la VDP. L'allure de cet échauffement n'est pas uniforme, ceci est dû aux phénomènes de diffraction. La même remarque s'applique pour la figure 84 où l'image de la phase de l'onde thermique est modulée par la diffraction.

Nous remarquons que l'image de la phase s'étale sur une grande distance, ce qui concorde avec la théorie. A la fréquence utilisée (1 kHz), la longueur de diffusion thermique à cette fréquence est en effet de $170 \mu\text{m}$.

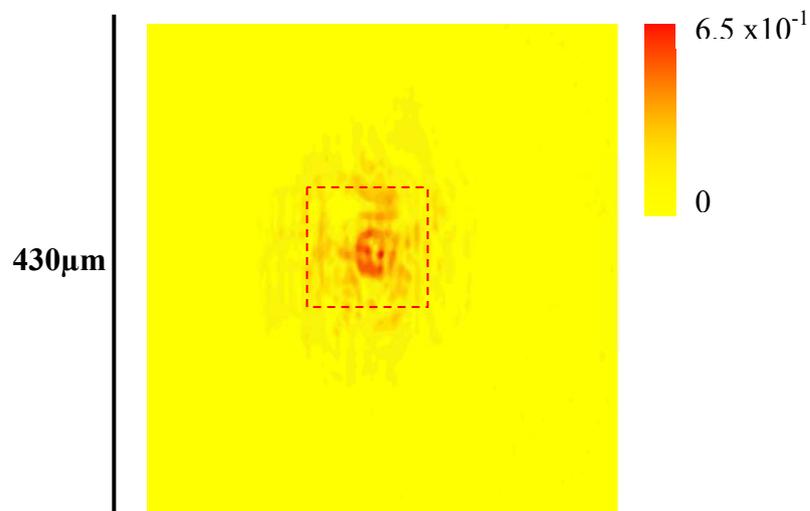


Figure 83. Amplitude de la variation relative de réflectivité pour une amplitude 10Vpp et une fréquence de 1kHz

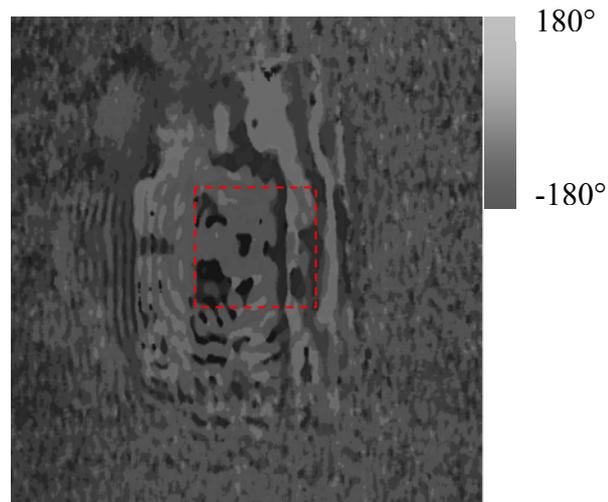


Figure 84. Phase de la variation relative de réflectivité pour une amplitude 10Vpp et une fréquence de 1kHz

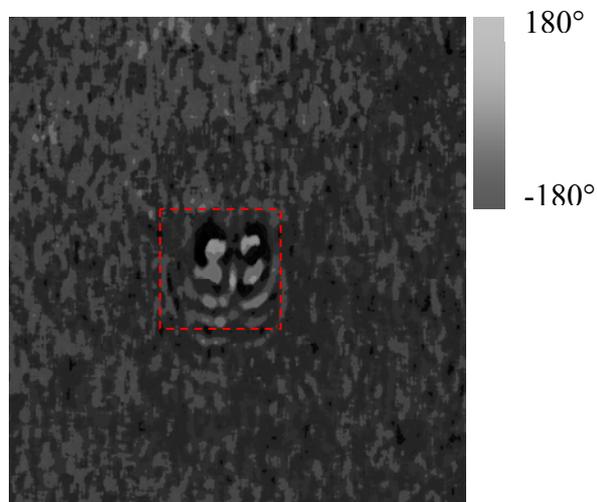


Figure 85. Phase du changement relatif de réflectivité pour une amplitude 5Vpp et une fréquence de 50kHz

Pour confirmer l'origine thermique de l'étalement de la phase nous avons effectué des mesures avec une amplitude de 5 Vpp centrée sur 0 à une fréquence de 50 kHz. L'image de phase obtenue est illustrée sur la figure 85.

Nous remarquons sur l'image de phase un confinement de l'onde thermique près des sources de chaleurs. Comme attendu ces sources de chaleur sont situées au niveau des parties A et C de la VDP.

Nous avons illustré l'amplitude de l'image thermique pour cette fréquence en effectuant un zoom sur la VDP (figure 86). Nous remarquons parfaitement l'apparition de deux sources de chaleur malgré leur déformation due à la diffraction. Sur la figure 87 nous avons superposé la photo de l'échantillon avec l'image thermique pour illustrer les points chauds qui se situent au niveau des contacts.

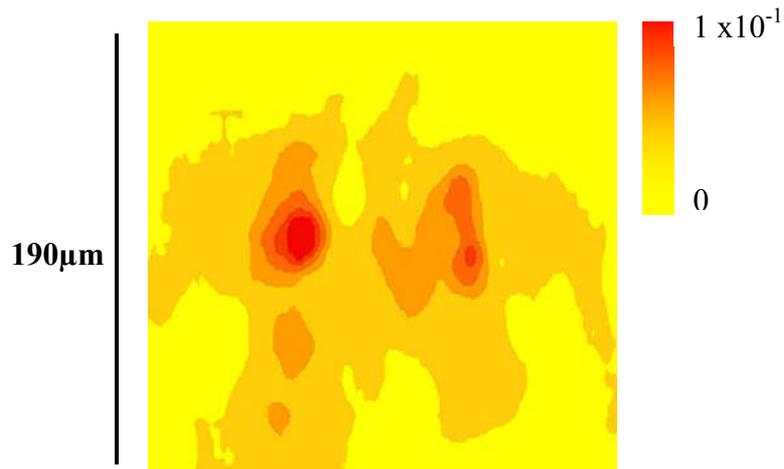


Figure 86. Amplitude de la variation relative de réflectivité pour une amplitude 5Vpp et une fréquence de 50 kHz

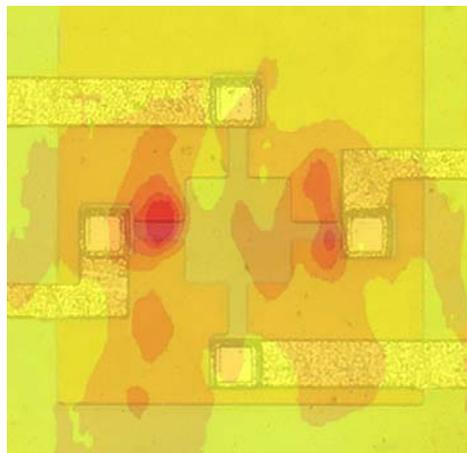


Figure 87. Superposition de l'image thermique et l'image optique

c) Image thermique due à l'effet Peltier

Nous avons voulu explorer la possibilité de mesurer l'effet Peltier par la face arrière. Des mesures précédentes ont démontré la présence de l'effet Peltier sur cet échantillon [83].

Effet observé

L'effet Peltier est un effet qui a lieu au niveau des jonctions entre deux matériaux différents ou un même matériau possédant deux dopages différents. Il se traduit par l'échauffement ou le refroidissement au niveau de cette jonction suivant le sens du courant.

La quantité de chaleur dégagée ou absorbée est donnée par la relation suivante :

$$Q_{Peltier} = \pi I \quad (56)$$

avec π le coefficient de Peltier, et I le courant qui parcourt la jonction.

En tenant compte de la relation (56) nous remarquons que cet effet est linéairement proportionnel au courant. Son observation se fait à la même fréquence que celle du courant et est donc facilement séparable de l'effet Joule.

Résultats

Nous avons alimenté l'échantillon avec un signal sinusoïdal d'une amplitude de 5 Vpp centré sur 0, et nous mesurons le changement relatif de réflectivité au fondamental. Nous avons illustré les résultats sur les figures 88 et 89.

Comme attendu nous remarquons l'apparition de deux sources Peltier sur l'échantillon. L'image de ces sources n'est pas uniforme à cause de la diffraction.

Une observation de la figure 89 nous démontre que les deux sources de chaleurs sont déphasées de 180° (sur les figures ces deux sources sont notées A'' et B'') ce qui confirme l'observation que le signal observé est bien dû à l'effet Peltier.

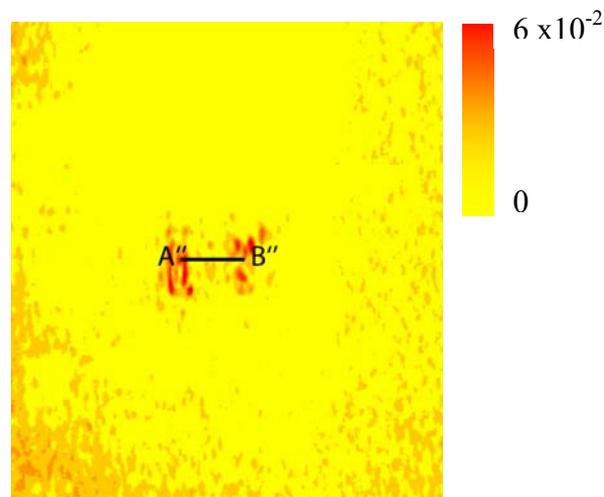


Figure 88. Amplitude de l'effet Peltier pour une alimentation de 5Vpp et une fréquence de 1 kHz

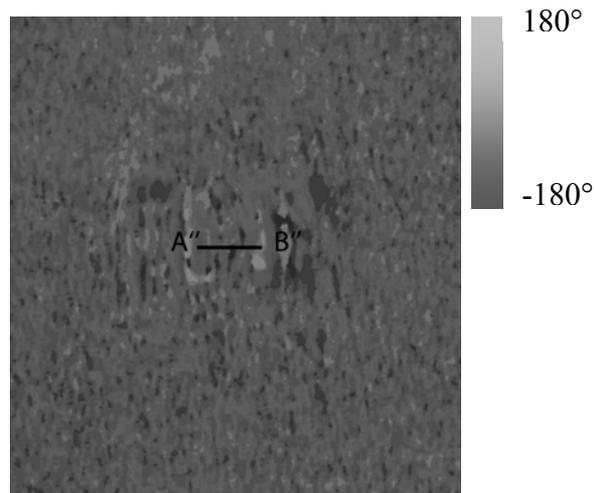


Figure 89. Phase de l'effet Peltier pour une alimentation de 5Vpp et une fréquence de 1 kHz

3.4 Conclusion

Nous avons abordé une technique originale d'imagerie par la face arrière. Nous avons décrit son principe, ainsi que le montage optique utilisé.

Nous avons validé le fonctionnement du banc en effectuant des mesures en régime dynamiques sur différents échantillons, et ceci pour l'effet Joule à différentes amplitudes et différentes fréquences, ainsi que pour l'effet Peltier.

Nous avons observé des figures de diffraction pour les circuits de faibles dimensions. De plus nous avons remarqué l'apparition de franges d'interférences, ce qui suggère que nous avons pas affaire à un signal purement réflectométrique, mais que le signal observé est une superposition d'un signal interférométrique et réflectométrique. Ceci empêche toute étude quantitative des phénomènes observés, et rend la détection de défaillances difficiles, surtout en présence de sources de chaleur de faibles dimensions.

Une étude plus approfondie est nécessaire pour pallier à ces problèmes et rendre ainsi la méthode plus performante.

4. Conclusion générale

Dans ce chapitre nous avons abordé deux méthodes de thermoréflectance. La première classique est largement utilisée et nous l'avons appelée thermoréflectance par face avant pour la différencier de la deuxième technique qui est la thermoréflectance par face arrière.

Nous avons appliqué la thermoréflectance face avant sur différents composants en mesures statiques et dynamiques pour valider le fonctionnement du banc. Nous avons étudié la sensibilité du montage, ainsi que l'amélioration du rapport signal à bruit. Nous avons atteint une sensibilité de 10^{-3} . Cette sensibilité peut être améliorée dans le cas d'utilisation de caméra et de carte d'acquisition vidéo ayant une meilleure résolution.

La thermoréflectance face arrière large champ est une technique originale, que nous avons appliquée sur des composants pour la validation du banc. Les premiers résultats obtenus sont encourageants. Nous avons effectué des mesures de changement relatif de réflectivité à travers des substrats. Nous avons pu localiser les sources de chaleurs. Nous n'avons pas effectué pour le moment une étude de sensibilité, ceci est dû aux figures de diffractions, et aux franges d'interférences qui apparaissent sur les images obtenues. Ceci empêche de faire une étude quantitative.

Chapitre IV

Imagerie thermique et thermoélastique par microscopie à balayage laser

Sommaire

1. Introduction	138
2. Descriptif du principe de fonctionnement de la microscopie à balayage laser	139
2.1. Rappel sur le principe de fonctionnement d'un microscope optique	140
2.2 Fonctionnement du scanner	142
2.2.1 Conception optique	142
2.2.2 Conception électronique	143
2.2.3 Montage expérimental	151
2.2.4 Acquisition des images	152
2.2.5 Calibration du scanner	155
3. Utilisation en thermoréfectance	163
3.1 Montage expérimental utilisé	164
3.2 Résultats expérimentaux	165
3.2.1 Premier échantillon	166
<i>Présentation de l'échantillon et résolution latérale</i>	166
<i>Imagerie thermique</i>	167
3.2.2 Deuxième échantillon	170
3.3 Conclusion :	177
4. Utilisation en interférométrie	178
4.1 Montage utilisé	178
4.2 Résultats expérimentaux	179
4.3 Conclusion	186
5. Conclusion générale	187

1. Introduction

Dans les précédents chapitres nous avons abordé deux différentes approches d'imagerie thermomécanique pour la caractérisation de défauts :

- Une approche ponctuelle qui présente l'avantage d'avoir une excellente sensibilité, mais des temps d'acquisition très longs. Elle est de plus difficilement transférable directement pour une application industrielle, étant donné le type de montage expérimental utilisé. La sensibilité atteinte dans cette approche est de 1 fm pour les mesures de déplacement [84], et de $\frac{\Delta R}{R}=10^{-7}$ pour les mesures de thermoréfectance (ce qui correspond à une élévation de température de 1 mK, pour un K de 10^4).
- Une approche plein champ dont le temps d'acquisition est de l'ordre de la fréquence vidéo, à savoir 20 ms par image, plus le temps nécessaire pour l'accumulation d'images afin d'améliorer le rapport signal à bruit. L'autre avantage de cette approche est son intégration directement dans un microscope et par conséquent sa transférabilité plus facile pour une application industrielle. L'inconvénient majeur est son manque de sensibilité aussi bien en thermoréfectance qu'en interférométrie. La sensibilité de cette technique en thermoréfectance est de $\frac{\Delta R}{R} = 10^{-3}$ (ce qui correspond à une élévation de température de 10 K pour un K de 10^4), et de 1 nm en interférométrie [88].

L'approche idéale consiste en une combinaison des deux afin de conserver la résolution de l'approche ponctuelle et le temps d'acquisition de l'approche imagerie, et ce avec un banc de mesure facilement transférable à l'industrie.

Ceci nous a amenés à l'idée d'utiliser un scanner couplé au microscope, et de faire les mesures en balayant un faisceau laser sur l'échantillon grâce au scanner.

L'image est obtenue en faisant une acquisition pour chaque position des miroirs galvanométriques qui composent le scanner. L'avantage réside dans le fait d'utiliser les mêmes détecteurs qu'en approche ponctuelle, donc pouvoir avoir une meilleure sensibilité que celle obtenue avec une caméra CCD. Le temps nécessaire pour l'obtention d'une image est fixé par la résolution voulue et le temps d'exposition par point.

Dans ce chapitre nous allons commencer par aborder le principe du dispositif, tant du point de vue optique qu'électronique. Nous validerons ensuite le fonctionnement du banc en utilisant une mire, ce qui nous permettra en particulier de déterminer sa résolution latérale.

Nous terminerons par l'application de cette technique pour les mesures en thermoréfectance et en interférométrie, afin d'évaluer la sensibilité du montage.

2. Descriptif du principe de fonctionnement de la microscopie à balayage laser

La difficulté première dans l'utilisation des scanners consiste dans le pilotage et la synchronisation de leurs mouvements avec l'acquisition, pour reformer l'image. De plus notre but était d'avoir un large champ d'application du scanner, pour cela il nous fallait pouvoir modifier facilement :

- les dimensions du champ imagé,
- le temps de pose par point,
- la résolution de l'image obtenue en changeant le nombre de points par image (la résolution dont nous parlons ici est le nombre de pixels qui composent l'image qu'on différencie de la résolution optique).

Nous voulions aussi que le format des signaux corresponde au format vidéo pour pouvoir faire l'acquisition avec une carte d'acquisition vidéo classique. Pour rappel, la formation d'une image vidéo nécessite trois signaux de synchronisations à générer : un pour le pixel clock (pixel clock), un pour chaque début de ligne (H synchro) et un pour chaque début d'image (V synchro).

L'autre difficulté dans l'utilisation des scanners réside dans la nécessité d'un montage optique adapté. En effet il faudrait obtenir un éclairage uniforme de toute la zone scannée, et ceci en utilisant le principe d'éclairage large champ du microscope en réflexion. Sachant que l'éclairage n'est pas obtenu en large champ mais en effectuant un balayage de l'échantillon avec un point lumineux.

Nous allons décrire dans ce qui suit le principe d'éclairage d'un microscope en réflexion, et le fonctionnement du scanner tant sur le plan optique qu'électronique.

2.1. Rappel sur le principe de fonctionnement d'un microscope optique

Nous allons aborder dans ce qui suit le principe optique de fonctionnement d'un microscope en réflexion. Différents types de microscopes optiques existent dans le commerce suivant les domaines d'application : en biologie, métallurgie, microélectronique etc... Ils sont tous constitués :

- d'un statif, qui est le support des optiques de l'échantillon et de tous les mécanismes présents dans le microscope, par exemple le mécanisme de mise au point ou la platine de translation de l'échantillon.
- d'un ensemble de composants optiques : oculaires, objectifs, et différentes lentilles.
- d'une source d'éclairage, le plus souvent une lampe halogène.
- d'autres composants mécaniques comme la tourelle de support d'objectif ou la monture C pour les caméras CCD.

Nous avons opté pour l'utilisation d'un microscope inversé Olympus IX70. Il devait en effet être le plus polyvalent possible, vu la diversité de nos applications. Nous travaillons essentiellement en réflexion donc il fallait un microscope dédié à cette application tout en gardant la possibilité de pouvoir travailler en transmission.

Nous souhaitons aussi pouvoir envoyer un laser ou une autre source d'éclairage aussi bien en réflexion qu'en transmission, ainsi que pouvoir utiliser facilement une caméra pour faire l'acquisition des images.

Nous allons décrire dans ce qui suit (figure 90) le principe d'éclairage du microscope en réflexion, qui est pratiquement identique à celui du microscope en transmission, à la différence près que l'objectif du microscope est utilisé en même temps comme condenseur. Ce schéma d'éclairage est appelé éclairage de Köhler. Cet éclairage a été conçu par Köhler pour avoir la meilleure résolution possible avec un microscope.

Une lampe halogène est utilisée comme source de lumière. La lumière de la lampe est recueillie à travers un collecteur. L'image du filament de la lampe est formée sur le plan focal d'une lentille où un diaphragme d'iris est mis pour éliminer les hautes fréquences spatiales. L'image du filament est ainsi envoyée à l'infini, passe à travers un diaphragme de champ pour limiter la zone éclairée à la zone d'éclairage plein champ, et éviter d'avoir une diminution progressive de l'éclairage sur les pourtours de l'image. Ce diaphragme a pour rôle aussi d'éliminer les réflexions parasites. Le diaphragme de champ et le diaphragme d'iris sont utilisés pour augmenter le contraste et améliorer la résolution du microscope. L'image du

filament est projetée avec une lentille sur le plan focal image de l'objectif, qui correspond à sa pupille de sortie, pour assurer un éclairage uniforme de l'échantillon étant donné que l'image du filament est projetée à l'infini.

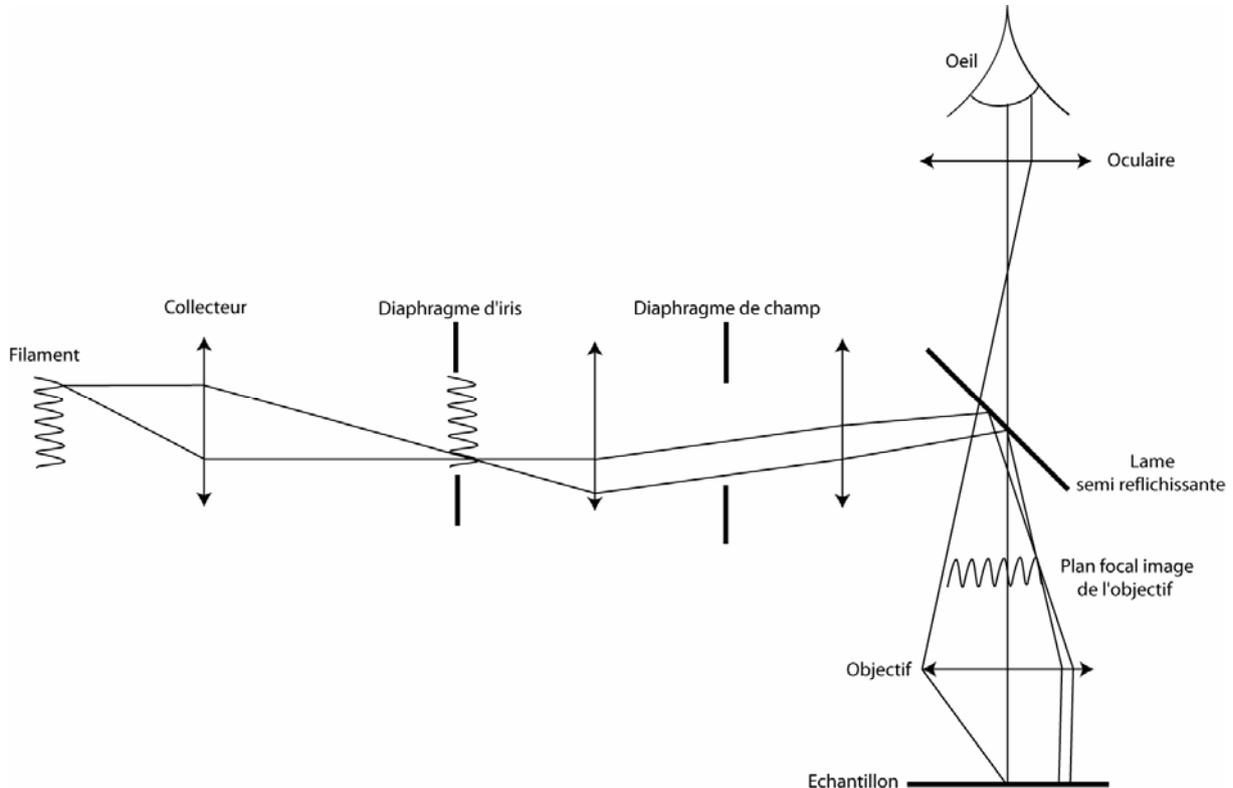


Figure 90. Schéma de l'éclairage du microscope en réflexion

La formation de l'image dans le microscope se fait par le schéma de la figure 91.

L'image de l'échantillon est envoyée par l'objectif du microscope à l'infini. Elle est ensuite projetée avec une lentille de tube sur un plan intermédiaire qui se trouve entre la focale de l'oculaire et l'oculaire. Une image virtuelle est ainsi formée par l'oculaire et cette image se trouve à 25 cm de l'œil ce qui correspond au *punctum proximum* de l'œil. C'est à cet endroit que le plus fort grossissement est obtenu.

Le plan image intermédiaire est utilisé pour récupérer l'image à travers une caméra ou un appareil photo.

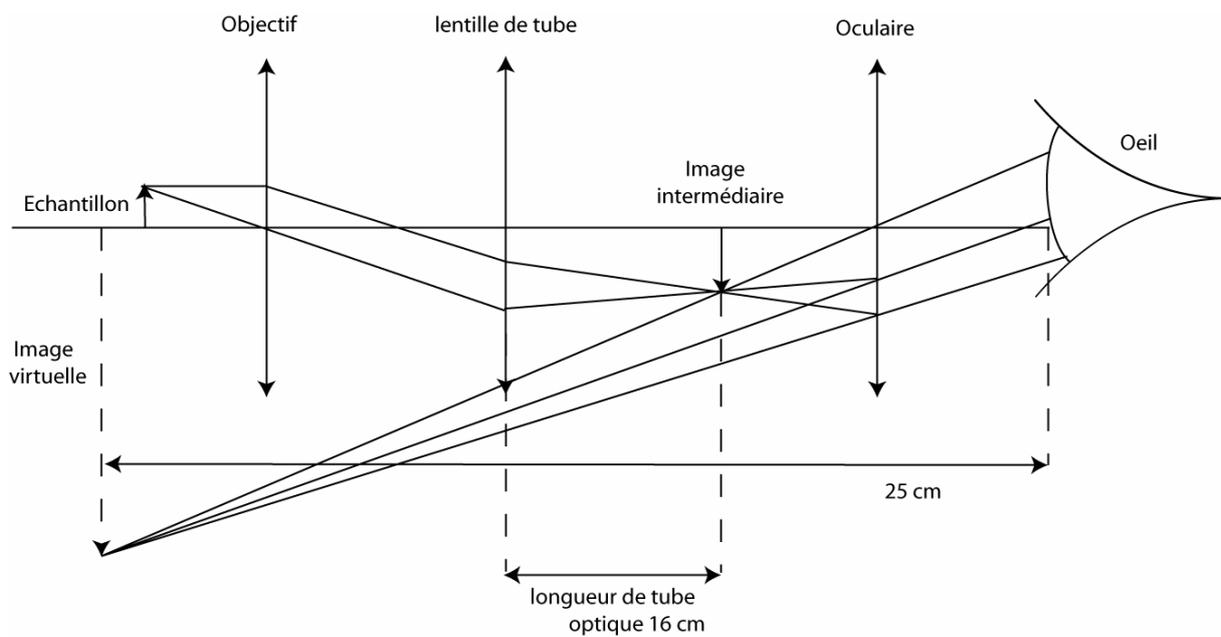


Figure 91. Formation image microscope Olympus

Le microscope IX70 nous offre deux sorties où l'image intermédiaire est projetée, tout en gardant l'utilisation des oculaires. Nous allons utiliser une de ces deux sorties et la transformer en entrée pour envoyer le laser.

2.2 Fonctionnement du scanner

2.2.1 Conception optique

Dans la microscopie optique à balayage, l'échantillon est balayé par l'image d'un point lumineux. L'information sur l'échantillon est obtenue grâce au niveau photométrique en chaque point balayé recueilli sur un photo détecteur unique possédant une dynamique plusieurs ordres de grandeur supérieure à celle d'une caméra CCD.

Le balayage est fait par une double déflexion d'un laser sur deux miroirs galvanométriques qui assurent respectivement un balayage X ou ligne et un balayage Y ou image.

Le système déflecteur doit être conjugué d'un plan pupillaire (figure 92), c'est-à-dire au plan focal image de l'objectif, là où l'image du filament de la lampe est formée (figure 90). Pour cela l'image de la pupille de sortie de l'objectif est projetée sur les miroirs du scanner par une lentille de focalisation. Ceci assure un balayage uniforme du faisceau sur l'échantillon.

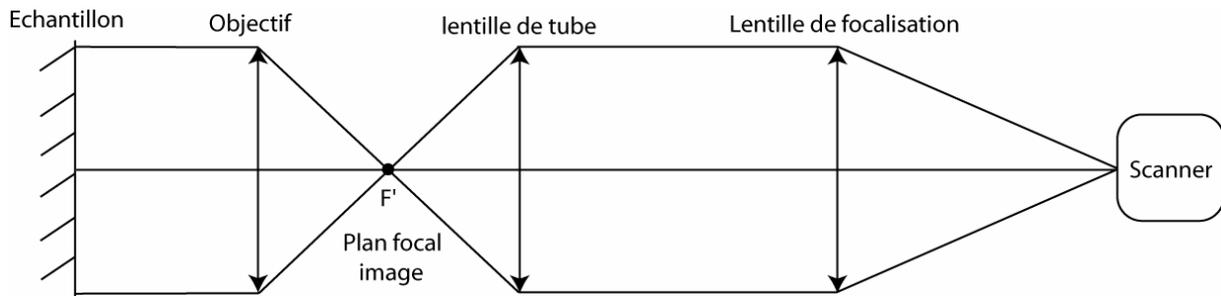


Figure 92. Schéma de la conjugaison du plan pupillaire sur le scanner

2.2.2 Conception électronique

Nous avons conçu l'électronique de pilotage du scanner en prenant en considération les différents critères que nous avons décrits plus haut qui sont pour rappel :

- Une souplesse d'utilisation en terme de fréquence d'échantillonnage (temps de pose par point), résolution de l'image (nombre de points par image), dimension du champ imagé.
- La génération de signaux de synchronisation vidéo, qui sont le pixel clock, Hsynchro et Vsynchro.

Nous avons opté ainsi pour l'utilisation d'un microcontrôleur programmable PIC18F452 pour le pilotage du scanner. Avec le microcontrôleur le passage d'une configuration à une autre se fait en changeant simplement les données envoyées en entrée qui définissent la configuration voulue. Une configuration est définie par une taille de champ scanné, un nombre de points par image, et un temps de pose par point. Ces données correspondent à des niveaux de tension générés comme nous le verrons plus loin dans ce chapitre. L'autre avantage du microcontrôleur réside dans le fait qu'il est aussi bien utilisé pour le pilotage du scanner que pour la génération des signaux de synchronisation vidéo. Les signaux de pilotage des miroirs à la sortie du microcontrôleur sont sous forme numérique codée sur 16 bits. Ils sont convertis en signaux analogiques par deux Convertisseurs Numérique Analogique (CNA) avant d'être envoyés sur les miroirs du scanner (figure 95).

Nous allons différencier les deux miroirs galvanométriques qui composent le scanner en appelant l'un miroir X (balayage horizontal), et l'autre miroir Y (balayage vertical).

Balayage horizontal

Le signal envoyé sur le moteur galvanométrique du miroir X est un signal triangulaire (figure 93), où chaque rampe correspond à une ligne de l'image. La rampe croissante correspond à un balayage gauche droite et la rampe décroissante à un balayage droite gauche.

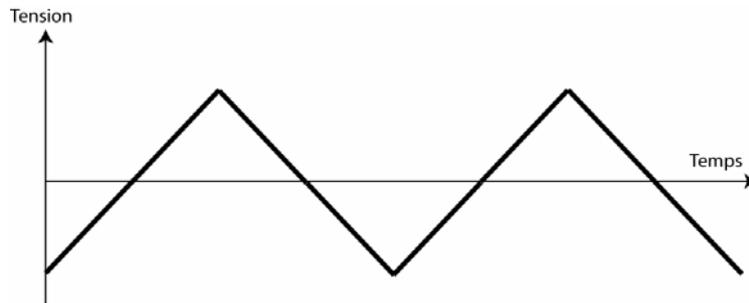


Figure 93. Signal envoyé sur le moteur galvanométrique du miroir X

Balayage vertical

Le signal envoyé sur le moteur galvanométrique du miroir Y est un signal en marches d'escalier (figure 94), où chaque marche correspond à une ligne. Il y a autant de marches que de lignes souhaitées sur une image.

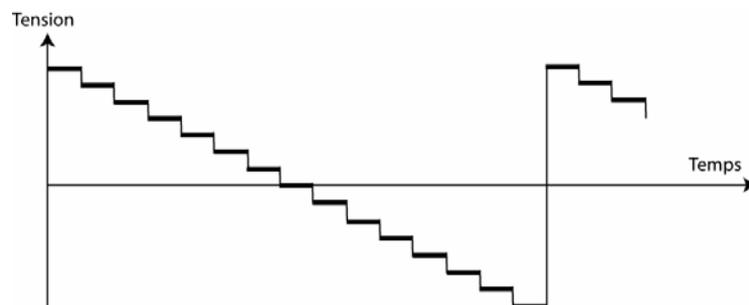


Figure 94. Signal envoyé sur le moteur galvanométrique du miroir Y

Le pilotage des miroirs se fait de la façon suivante :

Tout d'abord on choisit par deux roues codeuses et un potentiomètre numérique dans une gamme de valeurs prédéfinies, la fréquence du pixel clock (temps passé par point), le nombre de points formant une image c'est-à-dire sa résolution et la taille de l'image scannée respectivement (figure 95).

Position de la roue codeuse	Fréquence du pixel clock (kHz)
0	500
1	344
3	243
4	120
5	84
6	59
7	41
8	29
9	20
A	14
B	10
C	7
D	5
E	3
F	2

Tableau 4. Différentes fréquences de pixel clock

Position de la roue codeuse	Résolution de l'image
0	60×60
1	125×60
2	60×125
3	125×125
4	250×125
5	125×250
6	250×250
7	250×500
8	500×250
9	500×500

Tableau 5. Différentes résolutions de l'image

La roue codeuse de pixel clock peut prendre 15 valeurs qui correspondent à des fréquences qui vont de 2 kHz à 500 kHz (Tableau 4). Celle de la résolution de l'image peut prendre 10 valeurs qui vont d'une résolution de 500×500 points à une résolution de 60×60 (Tableau 5). Le potentiomètre numérique qui définit la taille de l'image peut prendre 100 valeurs. La dimension du champ scanné dépend de ces valeurs et du grossissement de l'objectif utilisé. La dimension du plus grand champ scanné obtenu avec l'objectif de grossissement X5 est de 3×3 mm². Celle du plus petit champ scanné obtenu avec l'objectif de grossissement X100 est de 13×13 μm².

Au démarrage ces données sont chargées par le microcontrôleur qui définit ainsi les signaux envoyés sur les miroirs en calculant leur fréquence et amplitude.

La fréquence du signal envoyé sur le moteur galvanométrique du miroir X est calculée par le rapport de la fréquence du pixel clock et du nombre de points par ligne, le temps nécessaire pour le demi-tour du miroir est aussi pris en considération en le rajoutant à l'inverse de cette fréquence.

L'amplitude du signal sur X est définie par la taille de l'image.

La taille de chaque pixel est calculée par le microcontrôleur avec le nombre de points par ligne et la taille de l'image. Ce calcul est utilisé pour définir l'amplitude du signal en marche d'escalier envoyée sur le moteur galvanométrique du miroir Y. Cette amplitude correspond à la largeur d'un pixel.

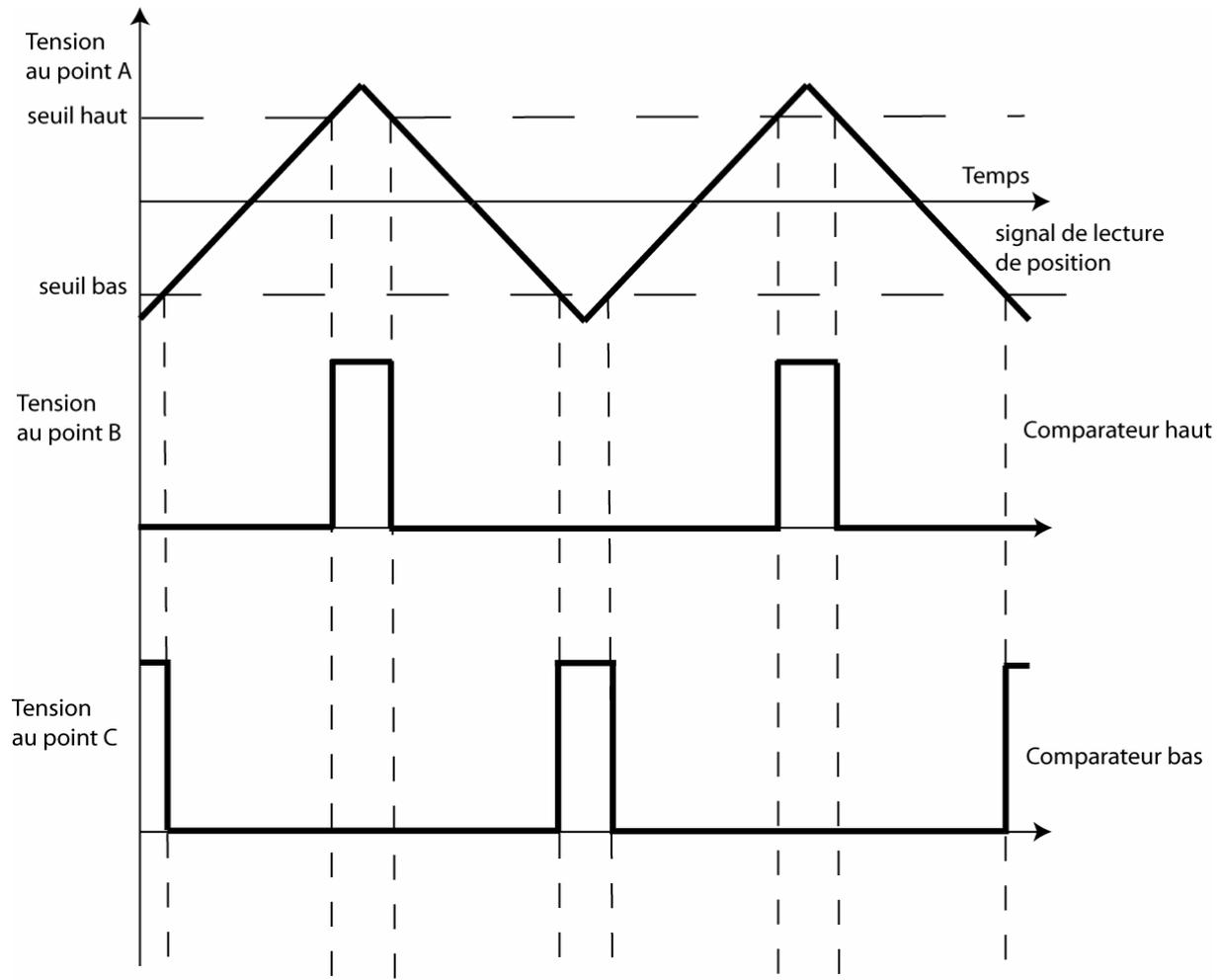


Figure 96. Signaux à la sortie des comparateurs

La figure 96 représente les tensions aux points A, B et C de la figure 95, qui sont les tensions à l'entrée des comparateurs, à la sortie du comparateur haut et du comparateur bas respectivement.

Le signal à la sortie des comparateurs (figure 96) est utilisé par le microcontrôleur pour fabriquer les tops lignes que nous appellerons H synchro, et générer le signal envoyé sur le moteur galvanométrique du miroir Y.

Le seuil des comparateurs est fixé par la taille de l'image choisie, le seuil haut et le seuil bas sont symétriques par rapport à la référence de tension. Ils sont fabriqués à partir de la tension à la sortie du potentiomètre numérique utilisé pour choisir la taille de l'image.

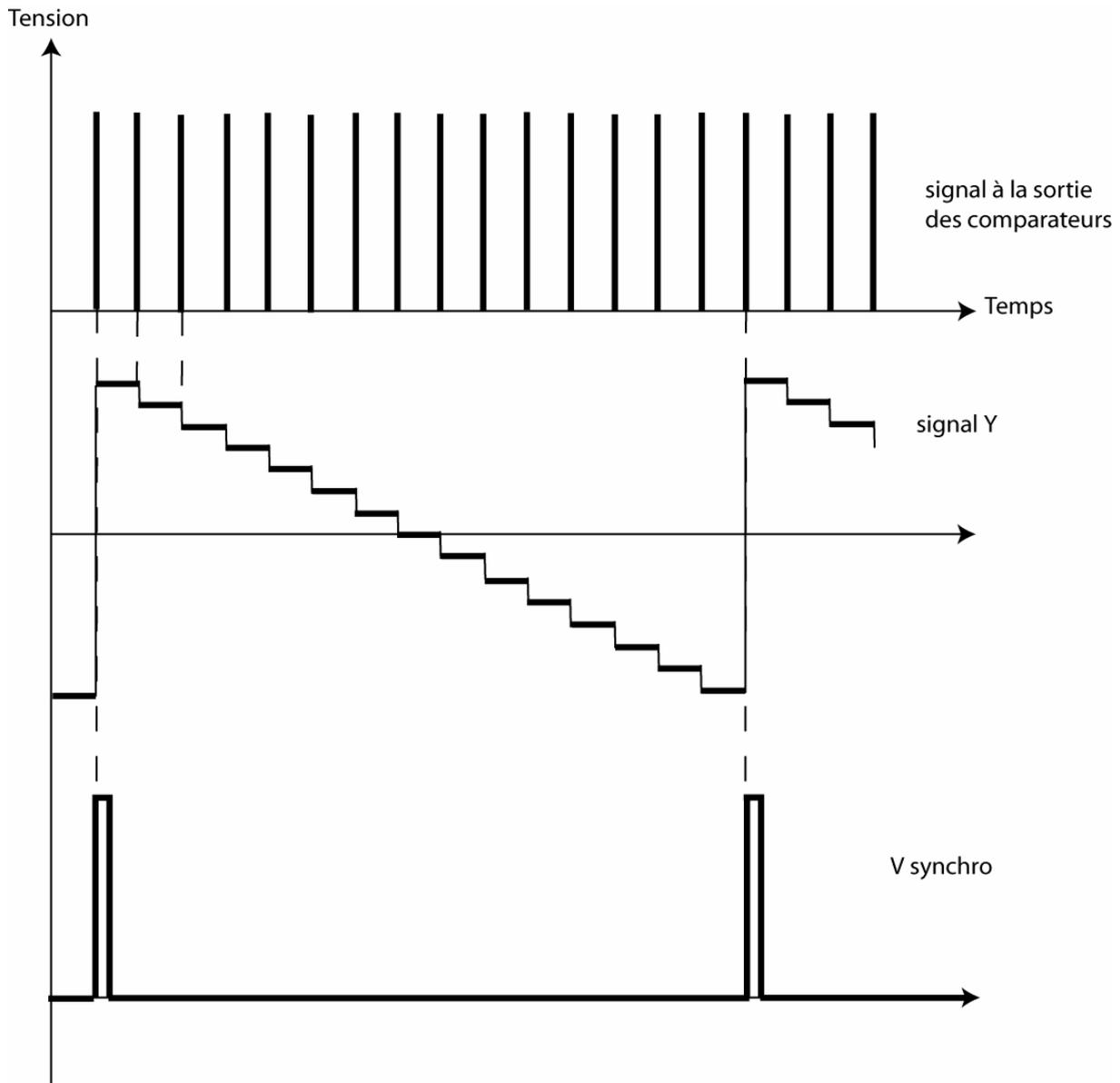


Figure 97. Fabrication du V synchro

Le signal à la sortie des comparateurs est alors envoyé sur le microcontrôleur. A chaque niveau haut de l'un des deux comparateurs, le signal envoyé sur le moteur galvanométrique du miroir Y est décrétementé, et un compteur interne dans le microcontrôleur qui démarre à n (n étant le nombre de lignes souhaité par image) est aussi décrétementé. Une fois arrivé à zéro, le compteur retrouve sa valeur initiale, un top trame (qui marque le début de l'image) est fabriqué que nous appellerons V synchro, et l'image recommence au point de départ en remettant le miroir Y sur sa position initiale en haut de l'image (figure 97).

Un signal de pixel clock est fabriqué par le microcontrôleur entre deux H synchro. Pendant la durée du H synchro, qui correspond au temps nécessaire pour le demi-tour du miroir X avant

de retrouver un trajet linéaire, aucun pixel clock n'est fabriqué (figure 98). Le nombre de pixels générés entre deux H synchro correspond au nombre de points par ligne.

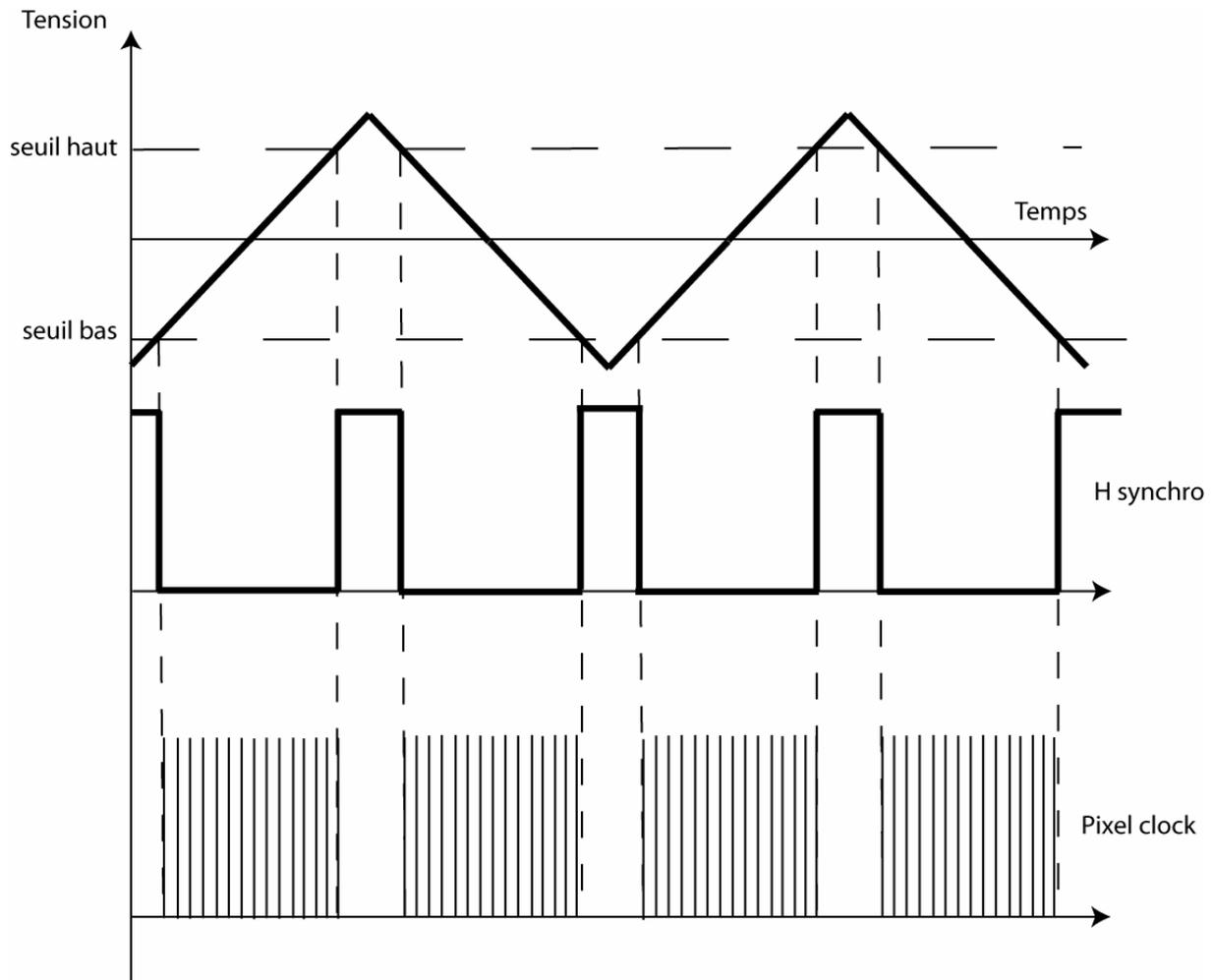


Figure 98. Chronogramme du pixel clock et du H synchro

Les signaux H synchro, V synchro et pixel clock à la sortie du microcontrôleur sont envoyés sur une carte d'acquisition vidéo (figure 95).

2.2.3 Montage expérimental

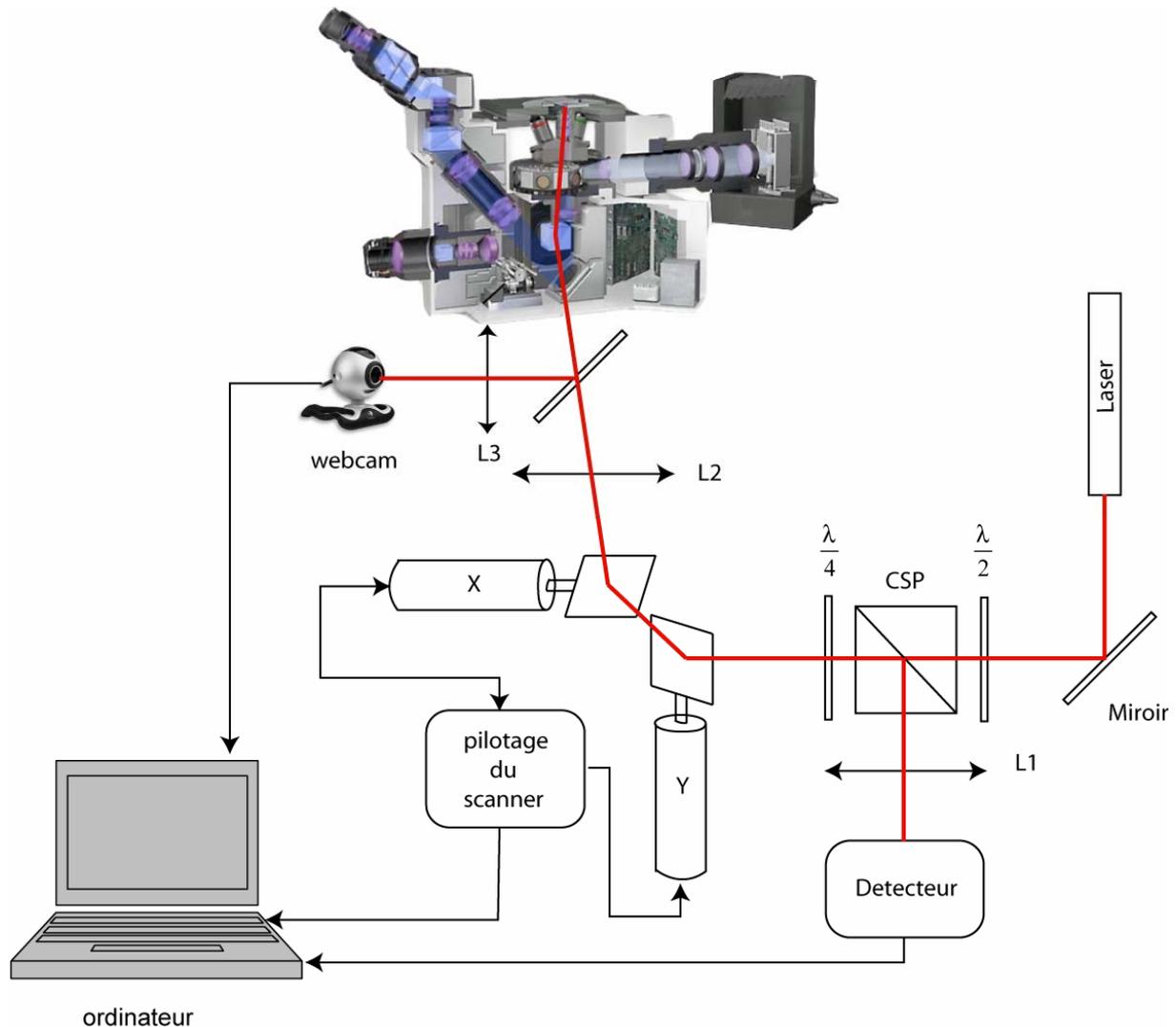


Figure 99. Schéma du montage expérimental

Le montage expérimental (figure 99) comprend un laser He-Ne stabilisé en intensité qui émet à 633 nm avec une puissance de 1 mW. Après alignement, le faisceau est envoyé sur un Cube Séparateur de Polarisation (CSP), une lame demi-onde placée devant le cube permettant d'optimiser l'intensité transmise. Le faisceau est envoyé ensuite sur le scanner. Après avoir subi des déflexions sur les deux miroirs du scanner, il passe à travers une lentille L2 qui a pour rôle de conjuguer le plan pupillaire de l'objectif sur le scanner. Il traverse ensuite les optiques du microscope, et subit une réflexion sur l'échantillon. Au retour, le faisceau, après son double passage sur la lame quart d'onde, voit sa polarisation tourner de 90° et est dévié à

travers le CSP. Il est ensuite focalisé sur le détecteur avec une lentille L1. Nous observons aussi l'image intermédiaire en la projetant sur une Webcam en utilisant une lentille L3. Cette Webcam nous permet d'avoir une visualisation permanente de l'échantillon et du balayage du faisceau laser.

Pour des raisons de sécurité, l'utilisation des oculaires est condamnée dans cette configuration où le laser est envoyé sur le microscope pour éviter que le faisceau ne revienne vers les yeux.

Le signal ainsi recueilli sur la photodiode est envoyé sur une carte d'acquisition vidéo ou une carte d'acquisition de données en même temps que les signaux de synchronisation vidéo, c'est-à-dire pixel clock, H synchro et V synchro. L'image est ensuite reconstituée sur PC.

2.2.4 Acquisition des images

Comme discuté précédemment nous avons la possibilité de choisir entre 15 valeurs de pixel clock avec la roue codeuse de temps de pose. Les fréquences de pixel clock vont de 2 kHz à 500 kHz (Tableau 4). Nous ne pouvons pas descendre à une fréquence de pixel au dessous de 2 kHz à cause de la fréquence minimale admise par le microcontrôleur.

La carte d'acquisition vidéo utilisée (MATROX METEOR II) ne peut fonctionner qu'avec une fréquence de pixel clock supérieure à 87 kHz.

Par conséquent, pour les fréquences de pixel clock comprises entre 2 kHz et 87 kHz, il faut un autre moyen pour acquérir les données. Nous avons choisi pour cela d'utiliser une carte d'acquisition de données externe de chez National Instruments DAQPAD-6070 E.

Cette carte fonctionne avec une fréquence d'échantillonnage qui peut monter jusqu'à 1,25 Mega échantillons/seconde. Nous utilisons les signaux de synchronisation vidéo pour reconstituer les données avec cette carte. La fréquence d'échantillonnage maximale reste insuffisante pour les grandes valeurs de fréquences de pixel clock. Par exemple pour une fréquence de pixel clock de 500 kHz, la carte d'acquisition doit avoir une fréquence d'échantillonnage trois fois supérieure parce qu'elle sera divisée par le nombre de voies à acquérir, qui sont au nombre de trois. Donc suivant les fréquences de pixel clock choisies, l'image sera prise via la carte vidéo ou la carte d'acquisition de données : carte vidéo pour les

fréquences plus grandes que 87 kHz, carte d'acquisition de données pour les fréquences plus petites que 87 kHz.

En pratique nous utilisons rarement des fréquences plus grandes que 87 kHz pour des images thermiques, car la fréquence thermique doit alors être de plusieurs MHz, et les signaux thermiques à ces fréquences sont très faibles.

Avec l'utilisation de la carte d'acquisition vidéo, l'image peut être obtenue facilement via le logiciel fourni par le constructeur de la carte grâce auquel nous pouvons choisir entre un format vidéo standard ou un format vidéo personnalisé.

Dans notre cas, nous utilisons le format personnalisé et nous changeons juste la résolution de l'image par rapport au format standard, la fréquence du pixel clock étant détectée directement par la carte.

Le problème avec l'image ainsi obtenue réside dans le fait qu'elle est composée de deux images inversées l'une par rapport à l'autre (figure 100). Ceci est dû au fait que l'image est acquise aussi bien lors du balayage gauche droite que du balayage droite gauche (figure 93). Donc une ligne sur deux est inversée.

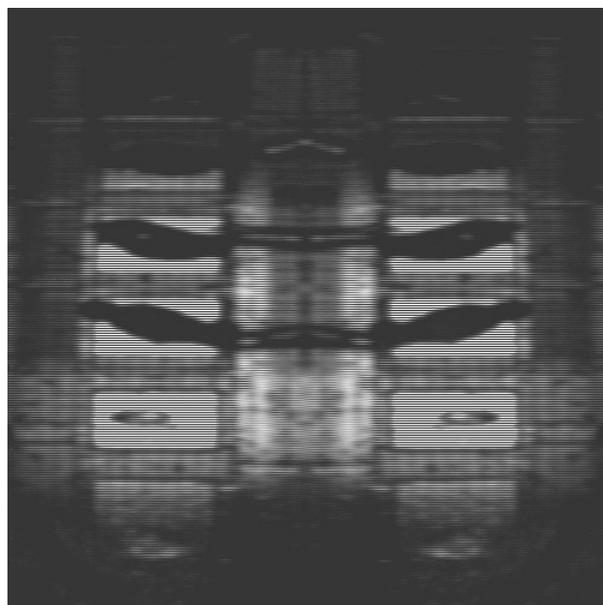


Figure 100. Image brute sans traitement

La figure 100 illustre ce problème d'inversion de ligne. Elle représente une image des plots de connexion d'un composant microélectronique. Nous remarquons qu'elle est composée de

deux images symétriques verticalement par rapport au centre de l'image, sachant que le sens du balayage se fait horizontalement.

Pour pallier ce problème, les images sont obtenues et traitées en temps réel avec le langage de programmation Labview, et une inversion d'une ligne sur deux est faite pour reconstituer correctement l'image et l'afficher ensuite. La figure 101 représente l'image du même composant après traitement avec Labview.

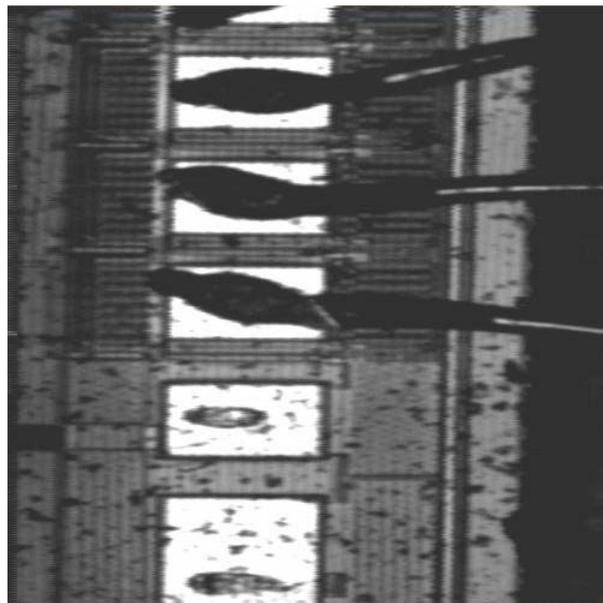


Figure 101. Image obtenue après traitement

Toutefois, les images prises par la carte vidéo sont peu satisfaisantes car nous avons peu de contraste, ceci à cause de deux facteurs :

- le faible niveau du signal recueilli sur le détecteur dû à la faible puissance du laser utilisé.
- la faible résolution de la carte vidéo elle-même qui est de 8 bits pour un signal de 300 mV (ce qui correspond à un pas de quantification de 1.17 mV). Pour un maximum de signal vidéo plus petit que 300 mV la résolution de la carte vidéo sera plus faible que 8 bits, contrairement à la carte d'acquisition de données qui code sur 12 bits un signal de 100 mV (ce qui correspond à un pas de quantification de 24.4 μ V).

De ce fait et en raison des gammes de fréquences utilisées, nous avons préféré la carte d'acquisition de données pour l'obtention des images. Tous les résultats qui vont être

présentés par la suite ont été obtenus via la carte d'acquisition de données National Instruments DAQPAD-6070 E.

2.2.5 Calibration du scanner

Pour valider le fonctionnement du scanner, déterminer son pouvoir de contraste, de résolution et la taille du champ imagé, nous avons commencé par prendre les images d'une mire USAF 1951 (figure 102).

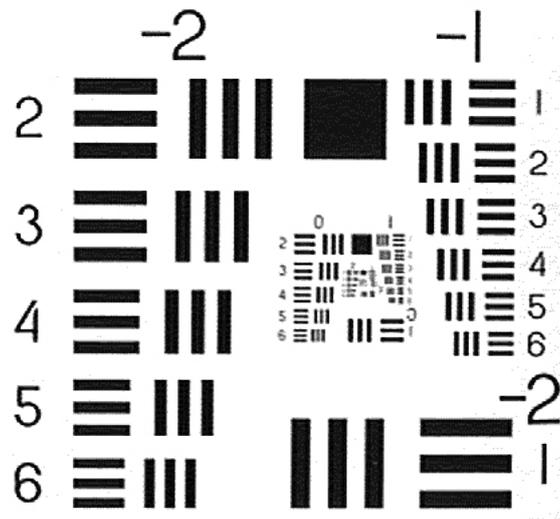


Figure 102. Mire USAF 1951

Cette mire consiste en une série de groupes numérotés de - 2 à 7. Chaque groupe est composé de six éléments numérotés de 1 à 6 dont les dimensions décroissent progressivement. Les éléments des groupes impairs apparaissent continûment de 1 à 6 en haut à droite de haut en bas. Le premier élément des groupes pairs se trouve en bas à droite, avec les 5 éléments restants, 2 à 6, sur la gauche de haut en bas. Chaque paire de groupe impair-pair forme un carré. La prochaine paire de groupe impair-pair se trouve au centre du carré.

Chaque élément d'un groupe est composé de deux séries de trois lignes parallèles, perpendiculaires entre elles. Les lignes ont une longueur de $2.5/x$ millimètre et une largeur de $0.5/x$ millimètre qui est aussi la valeur de l'espace entre les lignes, x étant le nombre de lignes par millimètre (figure 103). x de l'élément N du groupe G est donné par :

$$x = 2^{G + \frac{N-1}{6}}$$

Par exemple l'élément 2 du groupe -2 $x = 2^{-2 + \frac{2-1}{6}}$ donc $x = 0.28$ et la longueur d'une ligne est de $2.5/0.28 = 8.9$ mm.

Les éléments de la mire ont donc des longueurs variant entre 10 mm pour l'élément 1 du groupe -2, qui se trouve en bas à droite dans la figure 102 à $10.96 \mu\text{m}$ pour l'élément le plus petit de la mire qui est l'élément 6 du groupe 7.

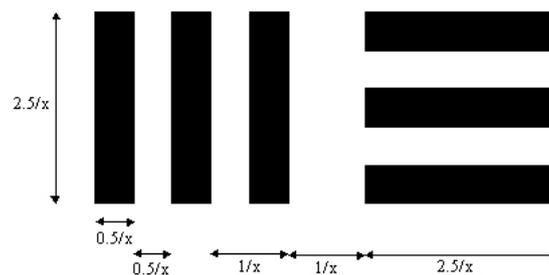


Figure 103. Élément de la mire USAF 1951

Nous avons commencé par scanner la mire en choisissant la résolution maximale pouvant être utilisée, soit 500×500 points scannés, et la valeur la plus élevée du potentiomètre numérique utilisé pour choisir la taille de l'image parmi la centaine de valeurs discrètes possibles, ce qui correspond au maximum de déflexion des miroirs galvanométriques. Le balayage a été fait en utilisant deux différents objectifs de microscope un X5 et un X100 qui sont respectivement le grossissement le plus faible et le plus élevé que nous possédons.

L'image obtenue avec l'objectif X5 (figure 104) correspond à une dimension de 3.05×3.12 mm². Etant donné la résolution choisie, la dimension d'un pixel est de $5.7 \times 6.25 \mu\text{m}^2$.

La taille du pixel étant fixée par la taille de l'image scannée et la résolution choisie, une différence de taille d'image entre X et Y induit forcément un pixel qui n'est pas carré. Cette différence entre les deux axes du scanner vient du fonctionnement même du scanner. Chacun des miroirs X et Y possède sa propre carte d'alimentation. Une même valeur de tension envoyée en entrée induit deux déflexions différentes suivant X ou Y. Le réglage de conversion tension angle sur les cartes étant délicat, nous préférons régler le problème a

posteriori par une calibration. Nous avons fait des tests par la suite pour différentes tailles d'images, le rapport dans la dimension d'un pixel entre la valeur de X et de Y reste pratiquement constant ce qui rend la calibration facile.

Même en absence d'une calibration, le but étant la détection de défauts en superposant une image thermique ou de déformation à une image optique, une légère distorsion se fera sur les deux images ce qui n'empêchera en rien le diagnostic.

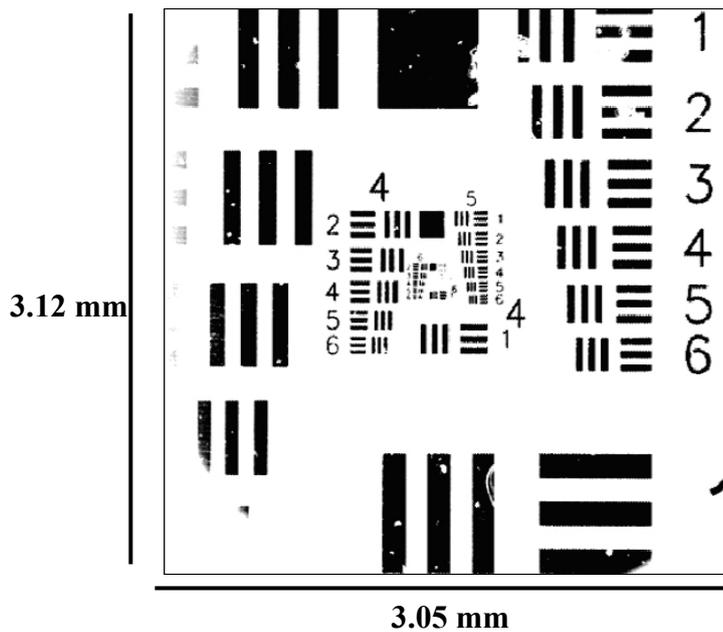


Figure 104. Image de la mire correspondant au plus grand champ scanné avec un grossissement X5

La limite de résolution d'un objectif de microscope est donnée par la loi suivante [89] :

$$L = \frac{\lambda}{2NA}$$

Avec NA l'ouverture numérique de l'objectif, et λ la longueur d'onde du laser utilisé qui est de 633 nm dans notre cas. Pour les différents objectifs de microscope que nous avons utilisés la limite de résolution est donnée par le tableau suivant :

Grossissement	X5	X50	X100
Ouverture numérique	0.10	0.55	0.80
Limite de résolution (μm)	3.16	0.575	0.400

Tableau 6. Limite de résolution des différents objectifs utilisés pour un λ de 633 nm

La limite pour l'objectif X5 est de 3.16 μm . Cette limite est plus petite que la dimension d'un pixel. Donc dans cette configuration nous sommes limités par la taille du pixel.

Nous remarquons sur la figure 104 que le plus petit élément pour lequel le motif des lignes peut être distingué est le 6^{ème} élément du groupe 5 qui correspond à une ligne de 8.7 μm de largeur, qui est pratiquement égal à la dimension du pixel. Pour valider cette observation nous avons fait une coupe latérale dans trois lignes de l'élément 6 du groupe 5 pris de la figure 104, ceci est illustré sur la figure 105. Sur cette figure nous distinguons trois pics qui correspondent aux trois lignes, les points représentent les pixels. Nous n'avons pas plus de deux points par ligne ce qui valide la limitation de résolution par la dimension du pixel.

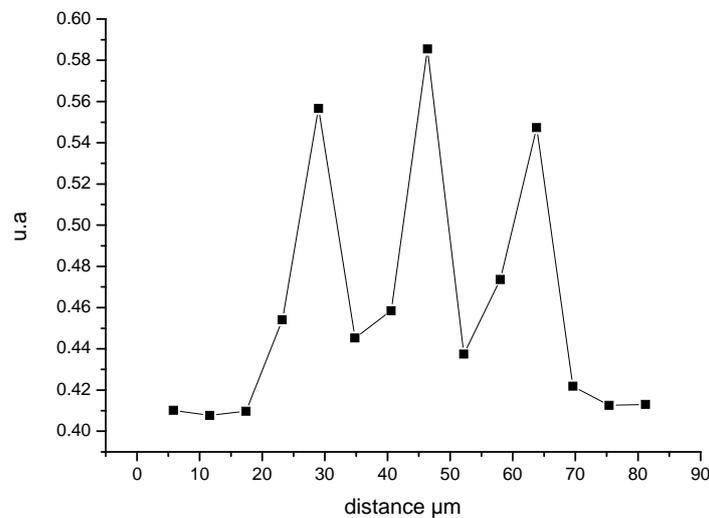


Figure 105. Coupe dans l'élément 6 du groupe 5

Nous remarquons aussi sur la figure 104 que les bords de la mire ne sont pas visibles, ceci est dû à la limite de l'ouverture latérale du microscope utilisée pour envoyer le laser qui peut être considéré comme un diaphragme de champ.

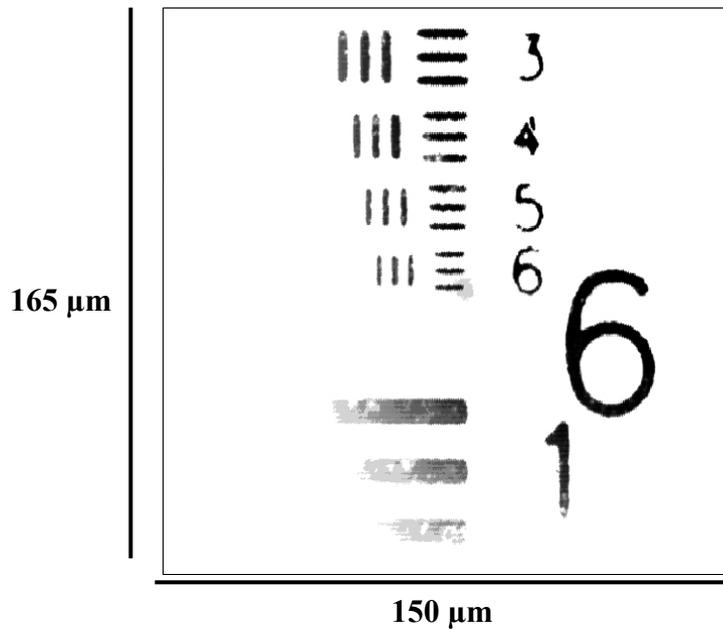


Figure 106. Image de la mire correspondant au plus grand champ scanné avec un grossissement X100

Sur la figure 106 nous avons utilisé l'objectif de grossissement X100, le champ scanné a pour dimension $150 \times 165 \mu\text{m}^2$. La dimension d'un pixel est de $0.28 \times 0.33 \mu\text{m}^2$. L'ouverture numérique de cet objectif étant de 0.80, sa limite de résolution est de $0.4 \mu\text{m}$. Dans ce cas de figure nous sommes limités par la résolution optique. Sur la figure 106, nous pouvons distinguer le plus petit motif de la mire qui est le 6^{ème} élément du groupe 7, la ligne a pour largeur $2.2 \mu\text{m}$.

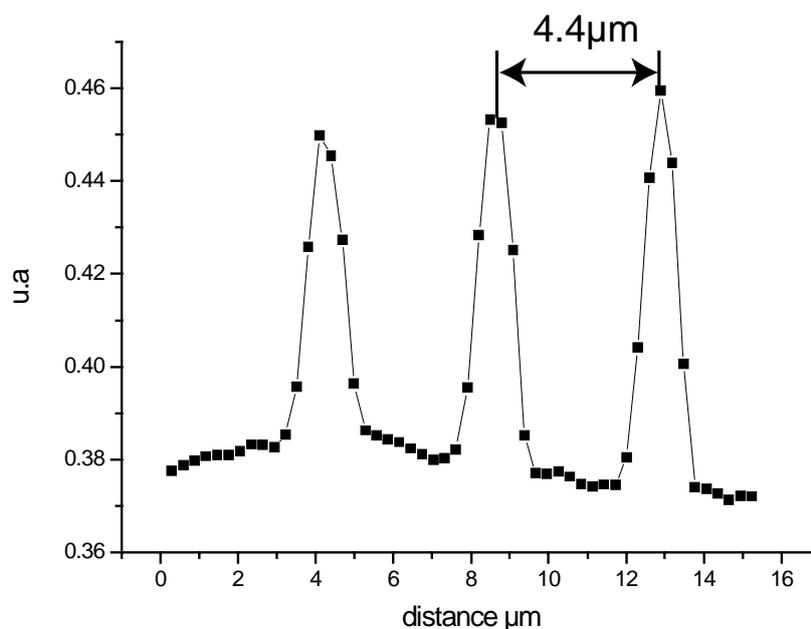


Figure 107. Coupe dans l'élément 6 du groupe 7

Nous avons effectué une coupe sur cette figure au niveau du plus petit motif pour valider l'observation, ceci est illustré sur la figure 107. Nous remarquons sur la figure qu'entre deux pics nous avons 16 pixels, ce qui confirme que la largeur d'un pixel est de $0.28 \mu\text{m}$.

Par la suite nous avons balayé la mire, en choisissant le plus petite valeur du potentiomètre numérique qui correspond au plus petit champ pouvant être imagé toujours avec la résolution maximale de 500×500 .

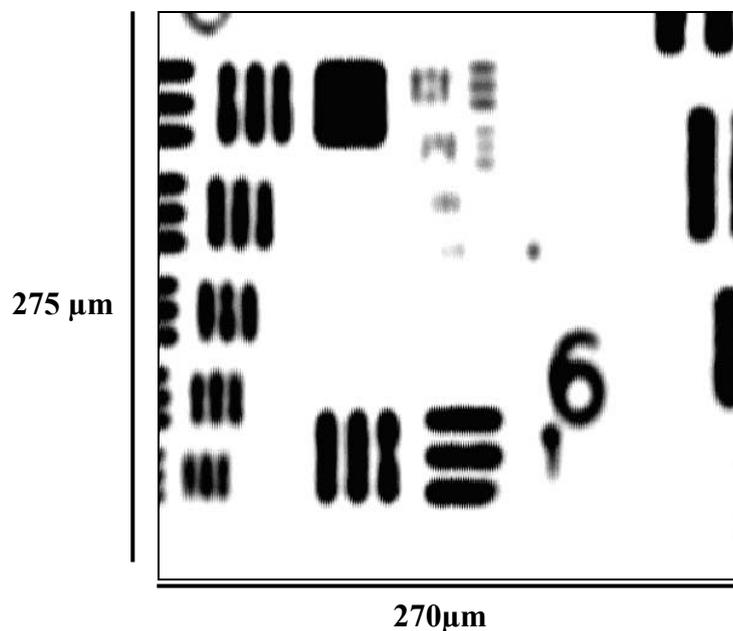


Figure 108. Image de la mire correspondant au plus petit champ scanné avec un grossissement X5

Une première image a été faite avec un grossissement X5 (figure 108), la taille de l'image scanné est de $270 \times 275 \mu\text{m}^2$, et la taille d'un pixel est de $0.50 \times 0.52 \mu\text{m}^2$. La taille du pixel étant plus petite que la limite de résolution de l'objectif, nous sommes limités par la résolution optique, limite confirmée par la taille du plus petit motif pouvant être distingué sur la figure 108 : c'est le 6^{ème} élément du groupe 6. La largeur des lignes pour cette élément est de $4.3 \mu\text{m}$ (figure 109) sachant que la limite de résolution de cet objectif est de $3.16 \mu\text{m}$.

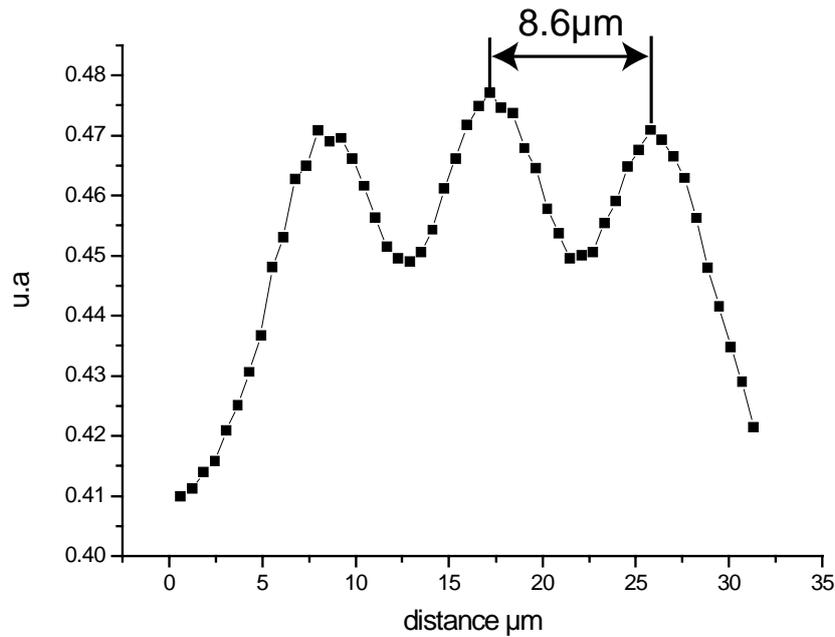


Figure 109. Coupe dans l'élément 6 du groupe 6

Une autre image a été faite pour la même taille d'image avec un grossissement X100 (figure 110). Cette fois, nous sommes aussi limités par la figure de diffraction, la taille des pixels étant largement plus petite que la limite de résolution. La taille d'un pixel est de l'ordre d'une trentaine de nanomètre, la difficulté ici pour avoir une mesure plus précise sur la taille du pixel réside dans la déformation subie par les lignes de la mire; ici il s'agit du plus petit motif de la mire, la ligne fait théoriquement 10.96 micron de longueur. Les déformations que nous voyons sur l'image de la mire ne viennent pas de distorsions optiques, mais de la mire elle-même due aux utilisations précédentes avec un laser plus puissant.

Une coupe latérale dans la figure 110, nous confirme les déformations subies par les lignes. Nous remarquons que la largeur des lignes est plus petite que l'espacement entre elles (figure 111). Nous rappelons qu'ils doivent avoir la même valeur.

L'image est légèrement floue, ceci est dû au fait que nous grossissons une image avec peu de résolution optique, cet effet est bien connu des opticiens sous le nom de grossissement vide.

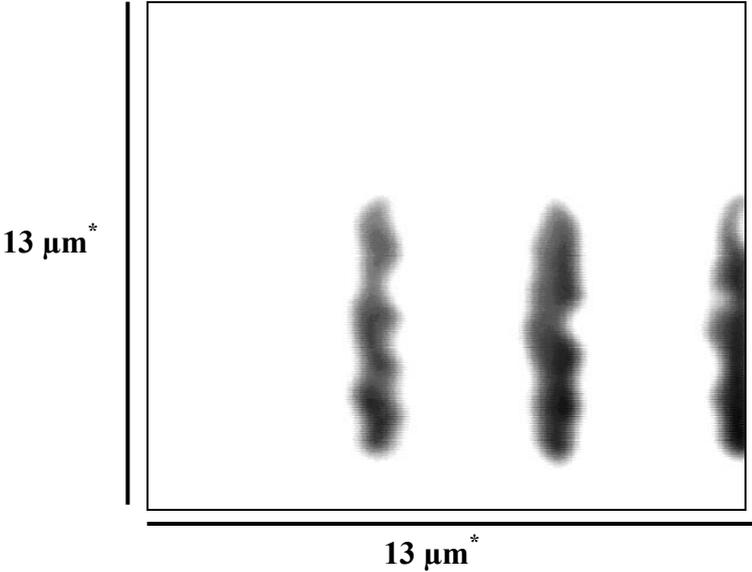


Figure 110. Image de la mire correspondant au plus petit champ scanné avec un grossissement x100

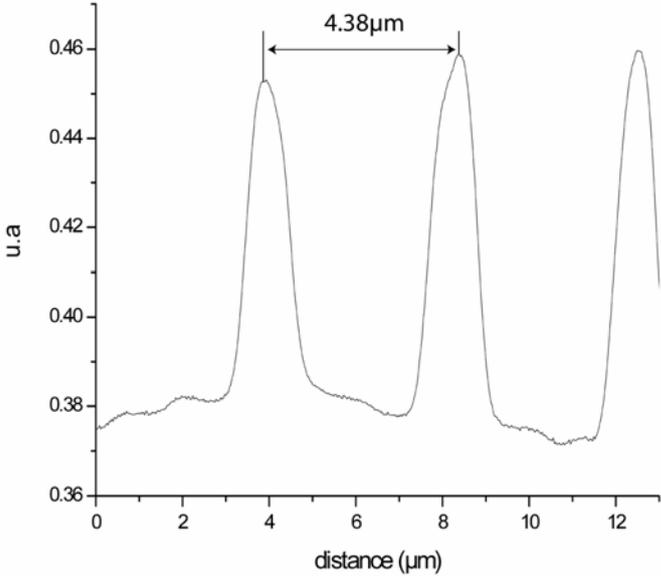


Figure 111. Coupe dans l'élément 6 du groupe 7

Nous récapitulons tout ce que nous avons abordé pour la calibration du scanner dans le tableau suivant :

	Plus grand champ scanné		Plus petit champ scanné	
	X5	X100	X5	X100
Grossissement de l'objectif	X5	X100	X5	X100
Limite de diffraction (μm)	3.16	0.400	3.16	0.400
Taille de pixel (μm^2)	5.70×6.25	0.28×0.33	0.50×0.52	0.025×0.026*
Dimension champ scanné (mm^2)	3.05×3.12	0.150×0.165	0.270×0.275	0.013×0.013*
Largeur de la plus petite ligne visible (μm)	8.7	2.2	4.3	2.2
limitation	Taille du pixel	optique	optique	optique

* estimé à partir des mesures avec l'objectif X5

Tableau 7. Récapitulatif de la résolution optique, dimension du champ scanné, et taille du pixel.

3. Utilisation en thermoréfectance

Après avoir validé le fonctionnement du scanner, nous l'avons utilisé pour des mesures en thermoréfectance.

Le principe physique des mesures en thermoréfectance en utilisant le scanner est exactement le même que celui discuté dans le chapitre précédent en imagerie large champ avec caméra CCD.

Une image de l'échantillon au repos est prise, elle correspond à la réflectivité R_0 de l'échantillon. Puis une image du changement de réflectivité ΔR de l'échantillon en fonctionnement est effectuée, permettant de déduire une image du changement relatif de réflectivité $\frac{\Delta R}{R_0}$, proportionnel à ΔT .

La grande différence entre ces deux méthodes réside dans le fait que dans le cas du scanner les mesures sont ponctuelles avec un monodétecteur et non plein champ avec un détecteur CCD.

3.1 Montage expérimental utilisé

Le montage expérimental est sensiblement identique à celui utilisé précédemment dans l'acquisition d'images optiques à quelques petites différences près, en particulier l'alimentation en tension de l'échantillon et l'utilisation d'une détection synchrone (figure 112).

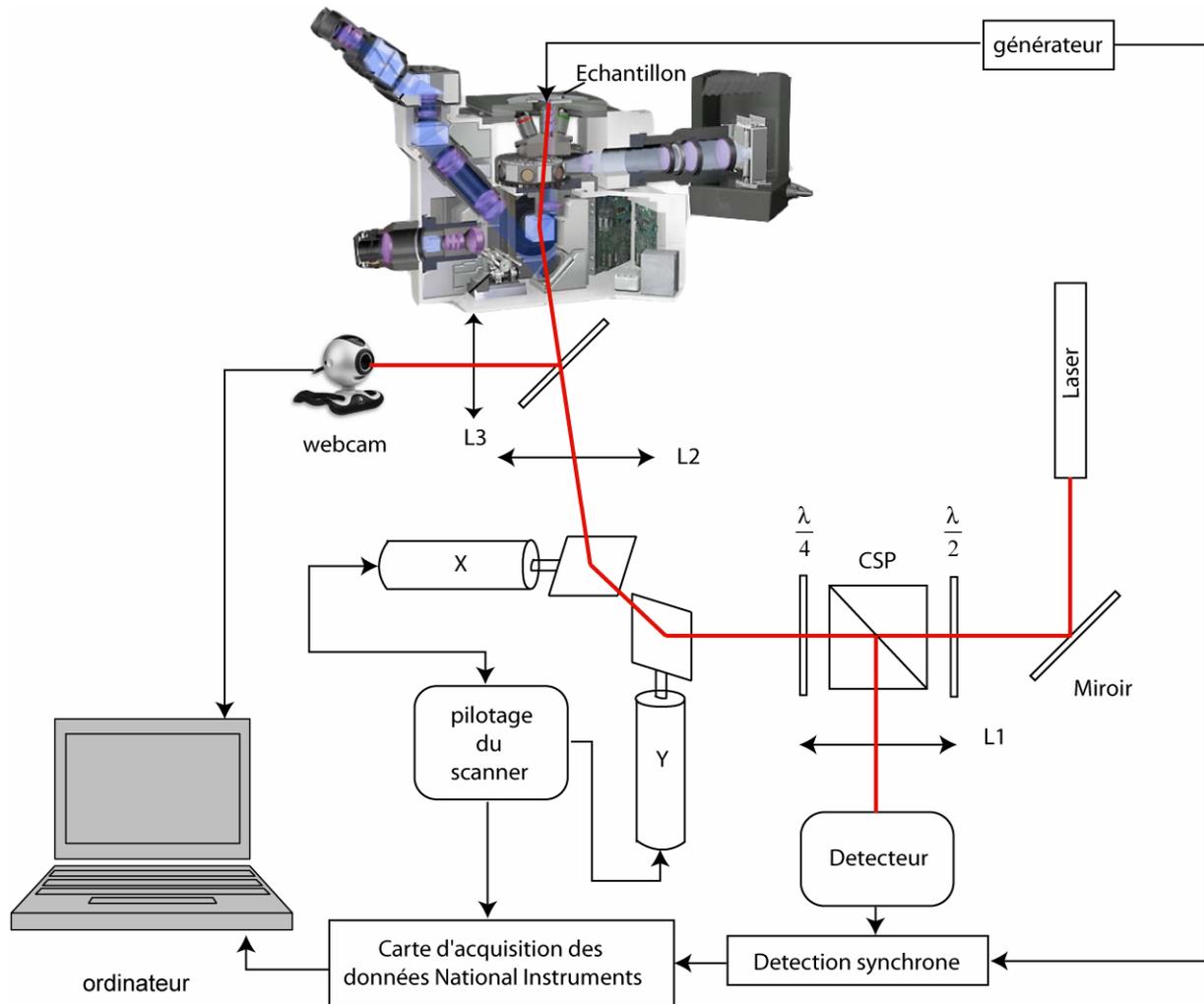


Figure 112. Montage expérimental en thermoréflexance

L'échantillon est alimenté par un signal périodique avec un générateur de fonction Agilent 33250A. Le signal à la sortie du détecteur est envoyé sur une détection synchrone que nous synchronisons avec le signal TTL du générateur de fonctions.

La détection synchrone utilisée (Standford Research System SR830) offre plusieurs sorties parmi lesquelles des sorties d'amplitude, de phase, de X et Y.

Les sorties amplitude et phase sont limitées à une fréquence maximale de 200 Hz (limitation due à la bande passante de sortie amplitude et phase de la détection synchrone). Cette fréquence est largement inférieure aux fréquences de pixel clock que nous utilisons, qui commencent à 2 kHz. Pour cela, ce sont les signaux X et Y (la bande passante des sorties X et Y de la détection synchrone est de 100 kHz) que nous récupérons et envoyons sur la carte d'acquisition externe National Instruments DAQPAD-6070 E. Ces données sont traitées par la suite sur microordinateur via un programme Labview pour retrouver l'amplitude et la phase du signal thermique.

Le temps nécessaire pour acquérir une donnée, qui est fixé par le temps de pose par point et donc par la fréquence de pixel clock, doit être de 5 fois la constante de temps de la détection synchrone (valeur pour laquelle les signaux atteignent 99% de la valeur réelle) ; pour cela nous fixons la constante de temps de la détection synchrone en fonction de la fréquence de pixel clock. La fréquence d'excitation des échantillons est choisie en conséquence, pour avoir plusieurs périodes par durée de constante de temps.

Nous prenons aussi l'image de l'échantillon au repos avec le scanner en acquérant directement le signal à la sortie du détecteur pour l'envoyer à la carte d'acquisition sans passer par la détection synchrone. Cette image de réflectivité moyenne nous servira pour obtenir la variation relative de réflectivité.

3.2 Résultats expérimentaux

Pour toutes les mesures présentées dans la suite de ce chapitre nous utilisons un objectif de microscope de grossissement X50, avec une ouverture numérique de 0.55, ce qui limite la résolution pour la longueur d'onde utilisée (633 nm) à 575 nm.

Résolution optique et résolution thermique

Dans la présentation des résultats il faudrait différencier la résolution optique et la résolution thermique.

La résolution optique est définie par le plus petit motif observable, dont nous avons discuté la limite suivant les différentes configurations possibles précédemment.

La résolution thermique est définie par la longueur de diffusion thermique. L'amplitude de la température décroît exponentiellement en fonction de la distance, et le signal thermique est difficilement observable au delà de la longueur de diffusion μ , appelée aussi longueur de pénétration, et qui est donnée par la relation suivante :

$$\mu = \sqrt{\frac{D}{\pi f}}$$

Avec D la diffusivité du matériaux, et f la fréquence d'excitation.

C'est à cette grandeur que les mesures de température sont sensibles en régime dynamique, elle représente la dimension à laquelle nous observons le signal thermique. Cette dimension est différente de la dimension de la source de chaleur qui est résolue optiquement.

3.2.1 Premier échantillon

Présentation de l'échantillon et résolution latérale

Nous avons effectué des mesures sur les mêmes échantillons utilisés pour l'imagerie dans le chapitre III. La première série de mesures a été effectuée sur l'ensemble des 9 résistances en polysilicium branchées en parallèle, leur largeur est de 350 nanomètres et elles sont espacées de 10 microns. La valeur de chacune des résistances est de 1845 Ω .

Nous avons pris l'image de l'échantillon au repos (figure 114), avec une résolution de 250×250, et une fréquence de pixel clock de 7 kHz. Sur cette image nous distinguons parfaitement les 9 résistances ce qui confirme que nous atteignons en résolution optique la limite de diffraction.

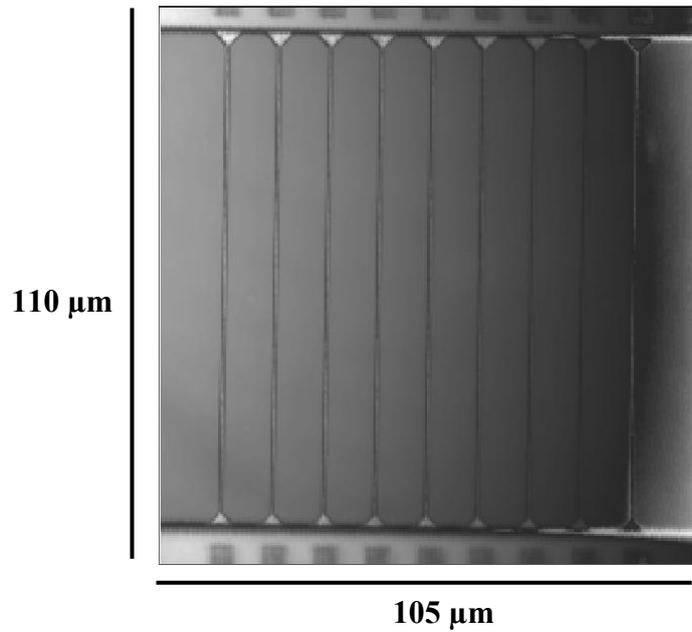


Figure 113. Image de l'échantillon obtenue avec le scanner

Nous remarquons aussi que l'échantillon n'est pas éclairé de façon uniforme, ceci est dû à un léger désalignement entre le trajet du faisceau laser et l'axe optique du microscope, un parfait alignement étant très difficile vu le manque de repère pour un micropositionnement du microscope. Etant donné que nous mesurons une variation relative de réflectivité, ce manque d'uniformité n'est pas gênant. Effectivement le rapport entre l'intensité réfléchie (proportionnelle à $R_0 \times \Phi$, Φ étant le flux de lumière qui arrive sur l'échantillon) et les variations de cette l'intensité (proportionnelle à $\Delta R \times \Phi$) pour une excitation donnée de l'échantillon reste constant, et ne dépend pas de la valeur du flux lumineux. Cette non-uniformité sur l'éclairage de l'échantillon n'a pas été observée sur la mire, ceci est dû à la nature de l'échantillon. Les variations de l'intensité du laser réfléchie entre les résistances et le substrat sont du même ordre que les variations d'intensité entre la zone gauche de l'échantillon et sa zone droite. En revanche, sur la mire, le contraste entre les motifs et le substrat est beaucoup plus grand que les petites variations d'intensité entre ces différentes zones.

Imagerie thermique

L'échantillon est maintenant alimenté avec un signal sinusoïdal entre 0 et 5 V à une fréquence de 70 kHz, ce qui correspond à une puissance dissipée de 12.90 mW dans chaque résistance. La longueur de diffusion thermique à cette fréquence se situe autour de 20 µm.

Le temps pris pour effectuer la mesure est de 11 secondes, qui est le temps nécessaire pour faire un balayage complet de l'échantillon avec la résolution de 250×250 et la fréquence de pixel clock utilisée qui était de 7 kHz.

Ce temps d'acquisition peut être ramené de l'ordre de quelques centaines de millisecondes en prenant moins de points par image et une fréquence de pixel clock plus élevée, mais cela suppose une perte de résolution. De plus une alimentation de l'échantillon à des fréquences beaucoup plus élevées peut être gênante car l'amplitude du signal thermique diminue lorsque la fréquence augmente.

Nous avons effectué une mesure de thermoréfectance sur une zone de $100 \times 100 \mu\text{m}^2$ (figure 114). Cette mesure de l'effet Joule a été faite au fondamental, le composant étant alimenté sinusoïdalement avec offset. Comme expliqué au chapitre précédent le signal thermique est maximal au fondamental.

Nous arrivons à distinguer parfaitement l'élévation de température sur les neuf résistances. La variation relative de réflectivité ayant pour valeur maximale 1.1×10^{-3} . Cette valeur est meilleure que la sensibilité obtenue avec la caméra CCD dans le chapitre précédent.

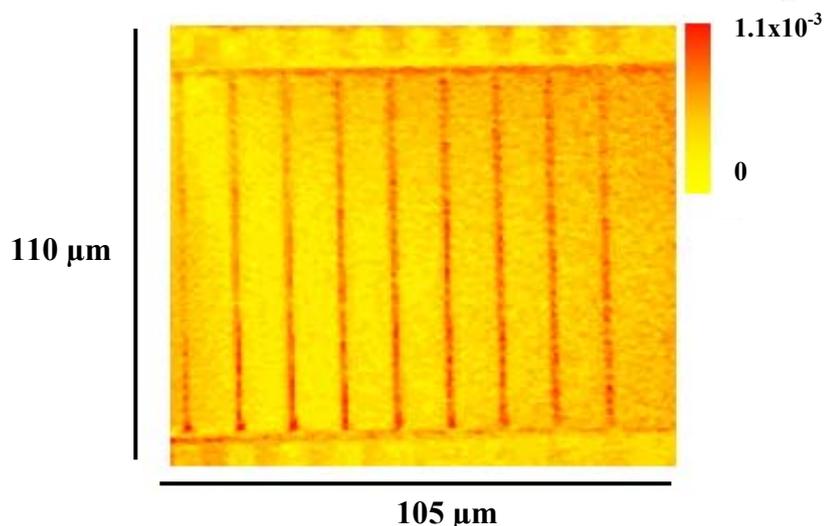


Figure 114. Amplitude du signal de variation relative de réflectivité pour une alimentation sinusoïdale entre 0 et 5V

Le niveau de bruit étant malgré tout relativement élevé nous avons effectué une accumulation d'images afin d'améliorer le rapport signal à bruit.

Sur la figure 115 nous avons effectué une moyenne sur 10 images. Cette mesure a pris deux minutes. Malgré un gain théorique en rapport signal à bruit de $\sqrt{10}$, nous remarquons une nette amélioration dans l'image thermique. Bien sûr, cette accumulation n'a pas d'influence sur le signal puisque nous normalisons par rapport au nombre d'images accumulées.

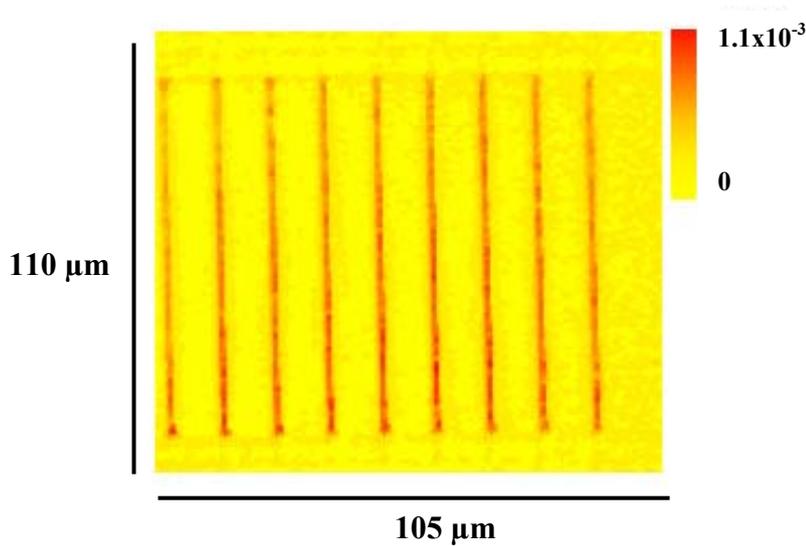


Figure 115. Amplitude du signal de variation relative de réflectivité pour une alimentation sinusoïdale entre 0 et 5 V, image moyennée

Pour vérifier l'amélioration du rapport signal à bruit, nous avons mesuré l'écart type sur une partie des figures 114 et 115 où nous n'avons que du bruit, et nous avons obtenu respectivement 6.82×10^{-5} et 2.01×10^{-5} .

La valeur du rapport entre ces deux valeurs est pratiquement identique à celle attendue théoriquement, c'est-à-dire $\sqrt{10}$.

Nous avons effectué une autre mesure en changeant l'amplitude d'alimentation de l'échantillon pour valider la cohérence de nos mesures avec les prédictions théoriques concernant l'évolution de la température avec la puissance consommée dans les résistances.

La mesure effectuée s'est faite pour la même fréquence d'excitation avec une tension sinusoïdale qui varie entre 0 et 3 V qui correspond à une puissance consommée de 4.64 mW. Nous avons effectué une moyenne sur 10 images (figure 116).

Nous remarquons que la valeur maximale de variation relative de réflectivité est de 5×10^{-4} . Nous avons mesuré la moyenne du signal de thermoréflectance sur une partie d'une résistance

pour les deux puissances dissipées de 12.90 mW et 4.645 mW, elle est de 6.42×10^{-4} et 3.00×10^{-4} respectivement. L'ordre de grandeur du signal thermique pour l'alimentation entre 0 et 3 V est légèrement supérieur à celui attendu. Etant donné le rapport entre les puissances dissipées à 3 V et à 5 V la variation de température du composant doit être 2.75 fois plus élevée à 3 V qu'à 5 V, et l'ordre de grandeur de la valeur maximale de la variation relative de réflectivité doit être autour de 2.33×10^{-4} .

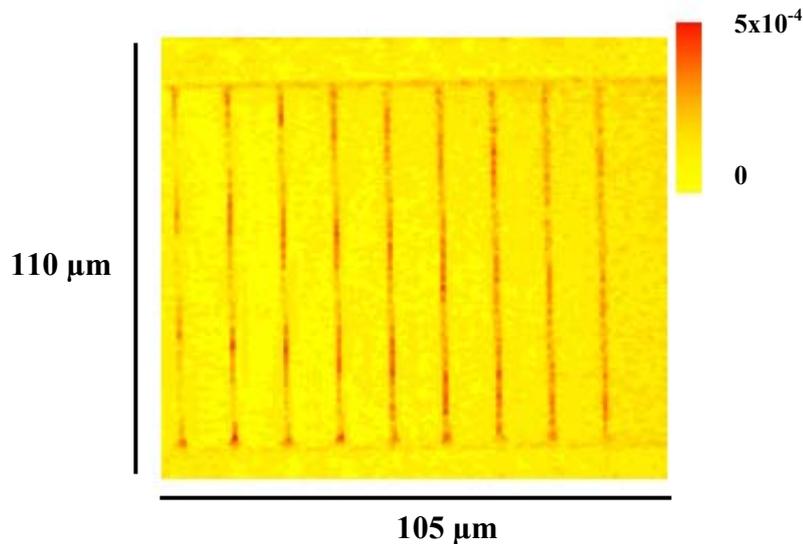


Figure 116. Amplitude du signal de variation relative de réflectivité pour une alimentation sinusoïdale entre 0 et 3V

3.2.2 Deuxième échantillon

Nous avons effectué une autre série de mesures sur un autre échantillon, composé toujours de résistances en polysilicium de 350 nanomètres de largeur mais qui sont espacées de 800 nanomètres. La valeur de chacune des résistances est de 2934 Ω .

Cette fois-ci nous avons effectué les mesures pour une fréquence de pixel clock de 2 kHz qui est la fréquence minimale pouvant être utilisée, en accumulant à chaque fois 10 images. Nous avons choisi la résolution maximale de 500×500 pixels.

Les mesures ont été faites au fondamental pour une fréquence d'excitation électrique de 50 kHz et une tension sinusoïdale qui varie entre 0 et 1 V et 0 et 3 V (figure 117 a) et b) respectivement). Ces tensions correspondent à des puissances consommées de 0.38 mW et 3.45 mW respectivement. La longueur de diffusion thermique à 50 kHz se situe autour de 24 μm .

Pour la tension de 3 V le maximum du signal en thermoréfectance est de 2.2×10^{-3} et il est de 2.4×10^{-4} pour une tension de 1 V.

Nous avons effectué une moyenne du signal en thermoréfectance sur une partie des résistances pour les deux tensions d'alimentations, nous avons trouvé 1.4×10^{-3} et 1.59×10^{-4} pour 3 et 1 V respectivement. Etant donné que la puissance consommée à 3 V est neuf fois supérieure que celle consommée à 1 V, logiquement nous avons un rapport de neuf entre l'élévation de température pour ces deux amplitudes.

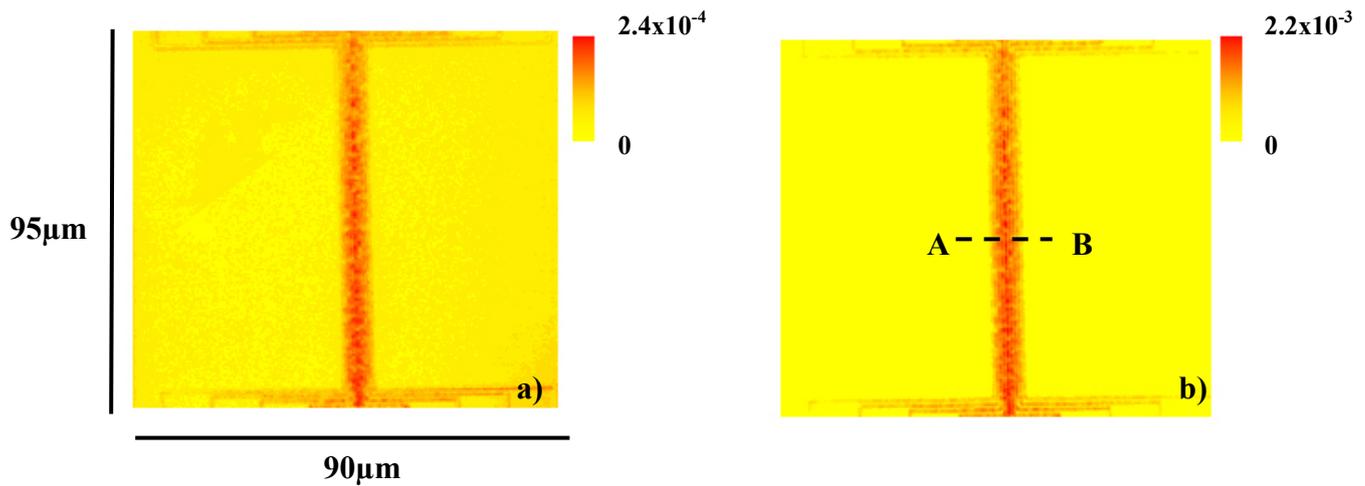


Figure 117. Amplitude du signal de variation relative de réflectivité pour une amplitude de a) 1 V et b) 3 V

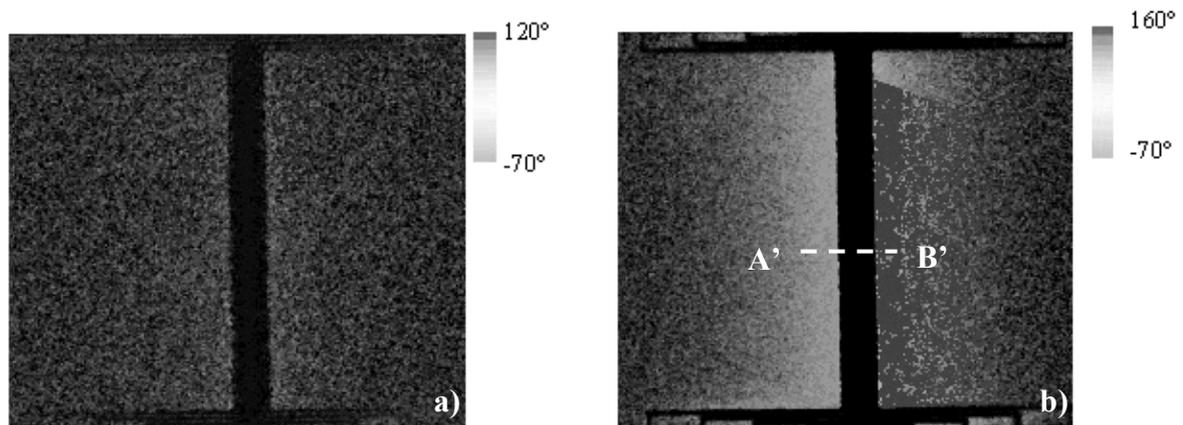


Figure 118. Phase du signal de variation relative de réflectivité pour une alimentation : a) entre 0 et 1 V b) entre 0 et 3 V

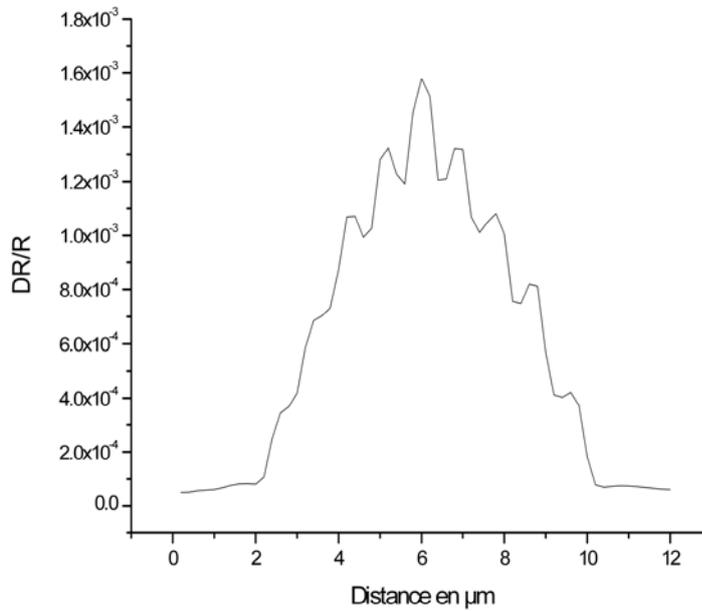


Figure 119. Amplitude du signal de variation relative de réflectivité sur une ligne pour une alimentation de 3 V

Sur la figure 117 nous n'arrivons pas à différencier parfaitement les neuf résistances entre elles. Pour vérifier cela, nous avons effectué une coupe latérale au niveau de la figure 117 b) (Tracé AB) en moyennant sur plusieurs lignes. Nous avons illustré ceci sur la figure 119. Sur cette figure nous arrivons à distinguer les 6 résistances du milieu de l'échantillon et nous devinons les 3 autres qui se trouvent deux au bord du côté gauche et une du côté droit. Les résistances ne sont pas visibles sur la figure 117 à cause du faible contraste thermique qu'il y a entre elles et le substrat présent entre les résistances. L'élévation de la température globale est beaucoup plus grande que la variation du signal thermique qu'il y a entre les résistances et l'espace libre entre elles, ceci est dû à la longueur de diffusion thermique qui est de plusieurs dizaines de microns à cette fréquence. Ainsi la température ne sera pas confinée au niveau des résistances mais sera diffusée sur une distance plus importante.

Pour illustrer cela, nous n'avons gardé que les contributions hautes fréquences spatiales du signal de la figure 119 (nous avons fait passer le signal par un filtre passe haut, la fréquence de coupure est choisie pour ne garder que les composantes hautes fréquences spatiales), nous avons tracé le résultat sur la figure 120. Nous remarquons sur cette figure que nous avons neuf "creux" qui représentent les neuf résistances. Le coefficient de thermoréfectance étant probablement plus faible pour les résistances que pour le substrat, ce sont les "creux" qui

représentent les résistances. Ce qui confirme que les résistances ne sont pas parfaitement observées juste à cause du manque de contraste.

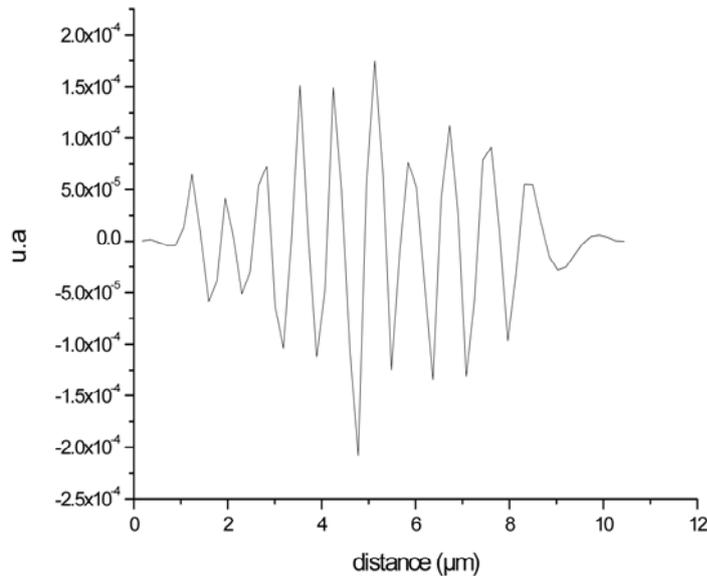


Figure 120. Amplitude du signal thermique en ne gardant que le contribution hautes fréquences spatiales pour une alimentation de 3 V

Sur la figure 118 nous avons représenté l'image de phase du signal thermique pour les deux amplitudes d'alimentations. Sur les deux figures nous remarquons une phase constante au niveau des résistances. Cette phase devient aléatoire dès que nous éloignons des résistances pour la figure a) contrairement à la figure b) où nous remarquons un signal de phase près des résistances avant qu'il devienne à son tour aléatoire. Un signal de phase aléatoire traduit l'absence d'un signal thermique ou un rapport signal à bruit trop faible pour que la phase puisse être détectée. Pour la figure a) le signal thermique est faible et le rapport signal à bruit devient trop faible pour que la phase puisse être détectée dès que nous ne sommes plus sur les résistances, alors que pour la figure b) où le signal thermique est plus élevé, le rapport signal à bruit reste élevé autour des résistances et nous arrivons à distinguer une diffusion de la chaleur. Pour confirmer cela nous avons effectué une moyenne sur quelques lignes au niveau de la figure b) (tracé A'B') et nous l'avons tracé sur la figure 121. Sur cette figure nous remarquons une phase quasi uniforme au niveau des résistances, un saut de phase lorsqu'on passe des résistances au substrat, et sur le substrat nous remarquons une diminution linéaire de la phase lorsqu'on s'éloigne des résistances. Ceci est typique de la propagation de la

chaleur dans un milieu semi infini, la pente de la diminution est donnée par l'inverse de la longueur de diffusion $\frac{1}{\mu}$.

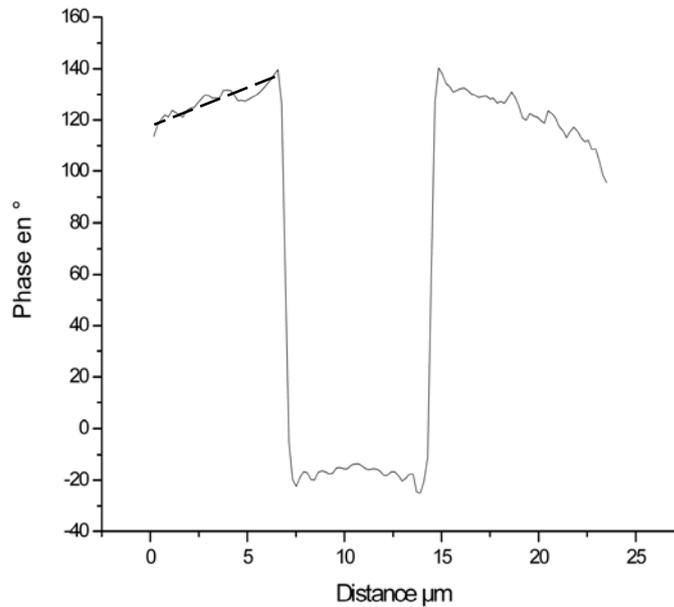


Figure 121. Phase du signal de variation relative de réflectivité sur une ligne pour une alimentation de 3V

La longueur de diffusion étant donnée par la relation suivante

$$\mu = \sqrt{\frac{D}{\pi f}}$$

Avec D la diffusivité du matériau et f la fréquence du signal thermique.

Le calcul de la valeur de la pente de la droite en trait discontinu au niveau de la figure 121 a donné 44.3×10^{-3} rad/ μm ce qui conduit à une longueur de diffusion de 22.6 μm , valeur qui concorde avec le calcul théorique qui donne 23.9 μm .

Nous avons voulu déterminer le maximum de sensibilité que nous pouvons atteindre en thermoréfectance. Pour cela nous avons diminué l'amplitude de la tension d'alimentation de l'échantillon et nous avons observé la phase du signal thermique (figure 122). La limite de sensibilité est atteinte lorsque la phase devient totalement aléatoire et que nous n'arrivons plus

à observer la phase du signal thermique sur les résistances (figure 122 b)). Ceci correspond à une tension sinusoïdale variant entre 0 et 300 mV et une puissance consommée de $34.5 \mu\text{W}$.

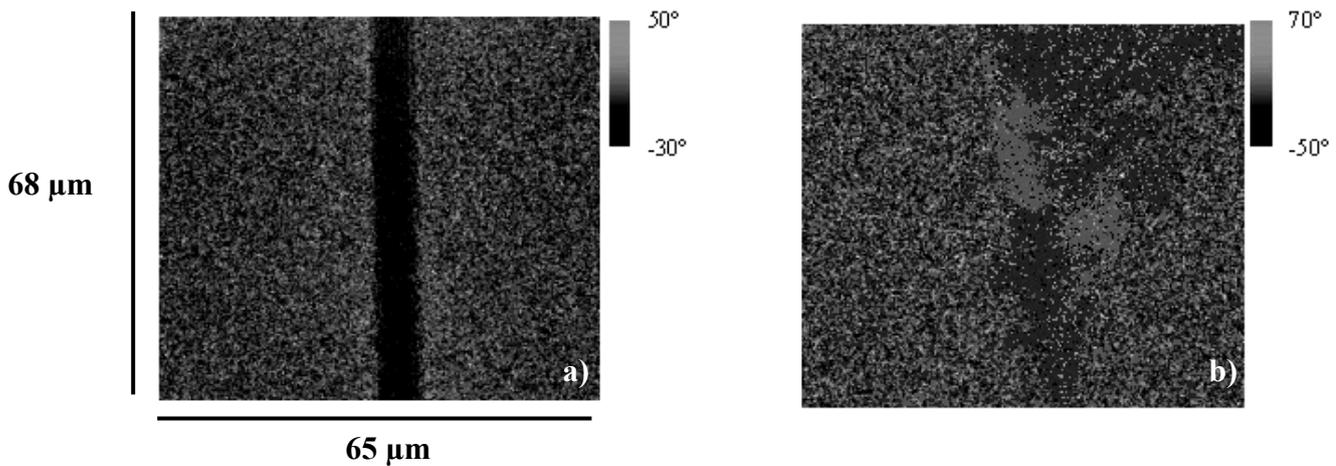


Figure 122. Phase du signal de variation relative de réflectivité pour une tension d'alimentation : a) entre 0 et 500 mV b) entre 0 et 300 mV

Le minimum de tension pour laquelle nous avons un rapport signal à bruit supérieur à 1 est pour une tension de 500 mV et une puissance consommée de $95.8 \mu\text{W}$.

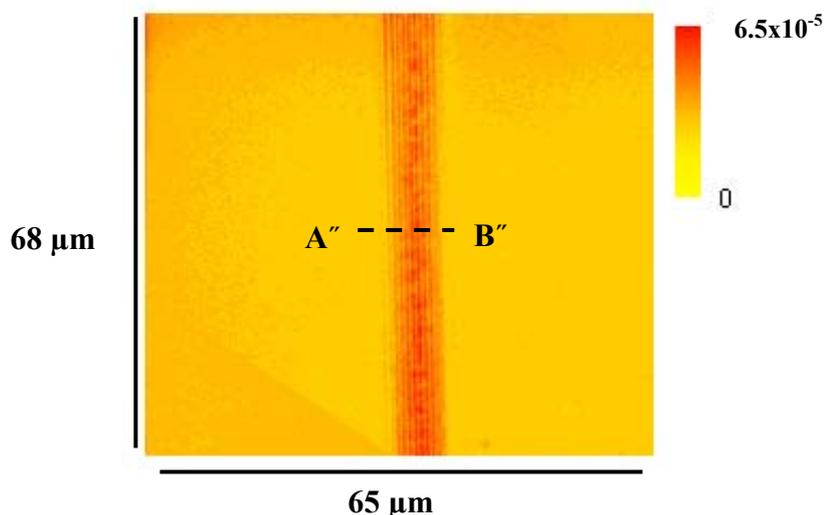


Figure 123. Amplitude du signal de variation relative de réflectivité pour une tension d'alimentation de 500 mV

Le maximum de variation relative de réflectivité mesurée pour cette tension est de 6.5×10^{-5} (figure 123) qui est deux ordres de grandeur plus petit que la meilleure sensibilité obtenue en imagerie, et ceci pour un temps d'acquisition relativement court. Les images obtenues ici étant moyennées 10 fois, le temps d'acquisition est d'environ un quart d'heure.

Sur les figures 122 et 123 nous avons diminué le champ scanné en gardant la même résolution ce qui diminue les dimension des pixels. Ceci qui permet de distinguer les neuf résistances comme nous le voyons sur la figure 123.

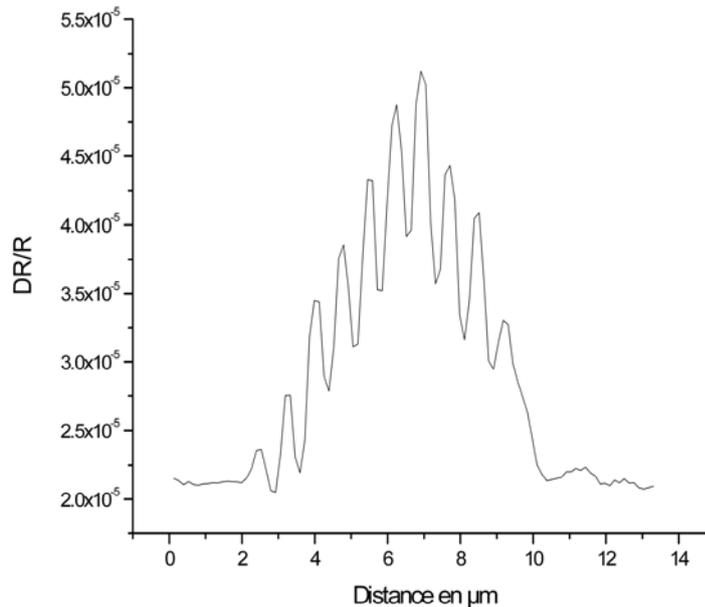


Figure 124. Amplitude du signal de variation relative de réflectivité sur une ligne

Sur la figure 124, nous avons tracé l'amplitude du signal thermique pris sur une ligne de la figure 123 (tracé A"B"). Nous distinguons neuf "creux", qui correspondent aux neuf résistances. Ceci confirme que nous obtenons une résolution latérale submicronique comme nous l'avions précédemment observé sur l'image optique du premier composant testé (figure 113).

Nous avons mesuré l'amplitude du bruit, en effectuant le même type de mesure sans alimenter l'échantillon : le niveau du bruit se situe à 5.5×10^{-5} . Si nous faisons une accumulation sur 10 images ce niveau va être divisé par $\sqrt{10}$, ce qui correspond au niveau de bruit mesuré sur la figure 124. Nous atteignons donc une sensibilité de l'ordre de 10^{-5} pour une accumulation d'un quart d'heure, une sensibilité une décade plus grande que celle atteinte en imagerie pour la même durée d'accumulation qui est de 10^{-4} .

Pour fixer ce qui limite notre rapport signal à bruit, nous avons mesuré expérimentalement le bruit du détecteur utilisé qui a été développé au laboratoire [90]. Grâce à une fonction spéciale

de la détection synchrone Signal Recovery 7280 DSP nous pouvons mesurer la densité spectrale de bruit du détecteur.

Nous avons fixé la référence envoyée à la détection synchrone à 50 kHz, qui était la fréquence d'alimentation de l'échantillon. Nous avons envoyé ensuite le signal à la sortie du détecteur, sans alimenter l'échantillon, ce qui correspond purement à du bruit.

La densité spectrale mesurée est de $2.41 \mu\text{V}/\sqrt{\text{Hz}}$. Etant donné la constante de temps utilisée sur la détection synchrone et le niveau de signal obtenu sur le détecteur, cela correspond à un niveau de bruit de 4.8×10^{-5} pour une image, qui est pratiquement identique aux mesures de bruit effectuées.

Ce rapport peut être amélioré en accumulant plus d'images ou avec une valeur de constante de temps de la détection synchrone plus élevée ce qui suppose une fréquence du pixel clock plus faible. Ceci est impossible avec le montage utilisé ici. Pour pouvoir le faire, il faut opter pour une autre solution pour le pilotage des scanners.

Etant donné que la sensibilité du détecteur utilisé atteint normalement sur des échantillons parfaitement réfléchissant $8 \times 10^{-8}/\sqrt{\text{Hz}}$, ceci correspond pour la valeur de notre constante de temps à un rapport signal à bruit de 1.3×10^{-6} . Nous pensons que nous pouvons avoir un meilleur rapport signal à bruit avec d'autres échantillons. Le niveau de bruit relativement élevé sur les échantillons étudiés est peut être dû aux dimensions des résistances qui sont de l'ordre de grandeur la longueur d'onde utilisée, ce qui induit de la diffraction.

3.3 Conclusion :

Nous avons appliqué l'imagerie par scanner pour faire des mesures en thermoréfectance.

Après avoir effectué une série de mesures sur des échantillons composés de résistances en polysilicium, nous avons confirmé que la limite de la résolution latérale était la diffraction optique.

Nous avons atteint une sensibilité de l'ordre de 2×10^{-5} , qui est plusieurs ordres de grandeur meilleur que la meilleure sensibilité atteinte avec une caméra CCD sur le même échantillon.

Cette sensibilité peut être encore meilleure avec d'autres échantillons, et avec l'utilisation d'une autre solution pour le pilotage des scanners permettant d'atteindre un temps de mesure par point plus élevé.

4. Utilisation en interférométrie

Après avoir utilisé la méthode de microscopie optique à balayage en thermoréflectance, nous allons l'utiliser à l'interférométrie.

Cette méthode présente deux avantages majeurs par rapport à la thermoréflectance : d'une part, elle possède une meilleure sensibilité, ce qui permet la détection de points chauds pour des puissances dissipées plus faibles, d'autre part ces mesures peuvent être effectuées malgré la présence d'une ou de plusieurs couches métalliques [91], [92].

Pour cette application en interférométrie nous allons utiliser la sonde hétérodyne décrite dans le deuxième chapitre.

4.1 Montage utilisé

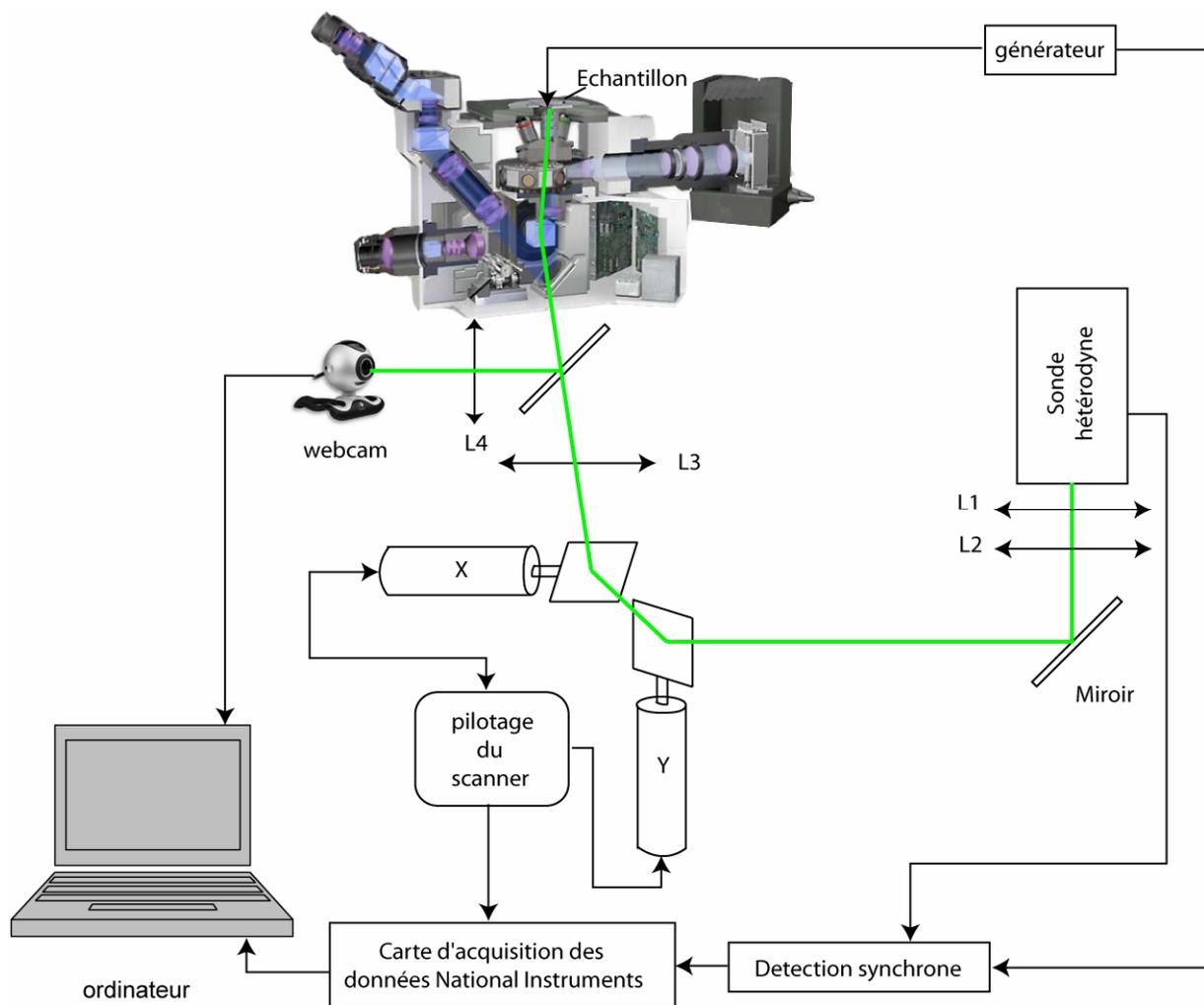


Figure 125. Schéma du montage utilisé en interférométrie

Nous avons effectué des modifications sur le montage utilisé en thermoréfectance pour mettre en place la méthode interférométrique. Le laser HeNe est remplacé par la sonde hétérodyne décrite dans le deuxième chapitre. Le détecteur étant présent dans la sonde elle-même, le montage interférométrique ne comprend plus de détecteur et de cube séparateur de polarisation ni de lames quart d'onde et demi onde (figure 125). Nous utilisons deux lentilles L1 et L2 disposées en configuration afocale pour collimater le faisceau qui est fortement divergent à la sortie de la sonde. Le signal démodulé à la sortie de la sonde hétérodyne est envoyé sur une détection synchrone. Nous utilisons comme pour la thermoréfectance le signal TTL du générateur de fonctions pour la synchronisation.

Les signaux X et Y de la détection synchrone sont récupérés avec la carte d'acquisition et nous reformons les cartographies d'amplitude et de phase de déplacement sur l'ordinateur via Labview.

4.2 Résultats expérimentaux

Nous avons fait des mesures sur les mêmes échantillons qu'en thermoréfectance. Ces mesures ont été faites avec la fréquence minimale de pixel clock qui est de 2 kHz, et avec la résolution maximale de 500×500 pixels.

Toutes les mesures que nous allons montrer correspondent à des mesures de dilatation dues à l'effet Joule et ont été effectuées en effectuant une accumulation sur 10 images.

4.2.1 Echantillon 1

Les premières mesures ont été faites sur l'échantillon composé de neuf résistances de 2934 Ω , elles font 350 nm de large et sont espacées entre elles de 800 nm.

Nous avons alimenté les résistances par un signal sinusoïdal à 50 kHz entre 0 et 3 V (figure 126). La puissance dissipée est alors de 3.45 mW dans chaque résistance.

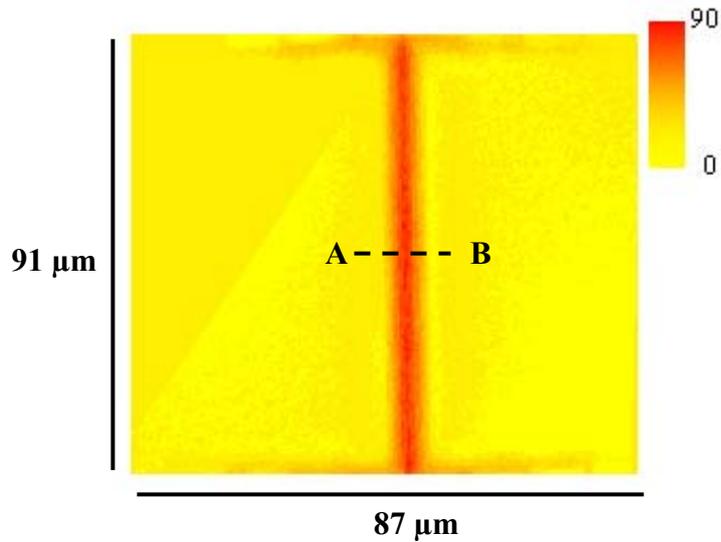


Figure 126. Cartographie de l'amplitude de déplacement en pm pour une tension d'alimentation de 3 V

Nous arrivons à distinguer parfaitement la dilatation des résistances qui atteint 90 pm, malgré le fait que nous ne différencions pas les neuf résistances individuellement; ceci est dû à une dilatation globale du groupement des résistances. En effet, sachant que la longueur de diffusion à cette fréquence est de 24 μm et que la distance entre deux résistance est de 0.8 μm , ainsi chacune des neufs résistances va chauffer les résistances adjacentes et le dilatation ne se trouve pas confinée au niveau de chaque résistance.

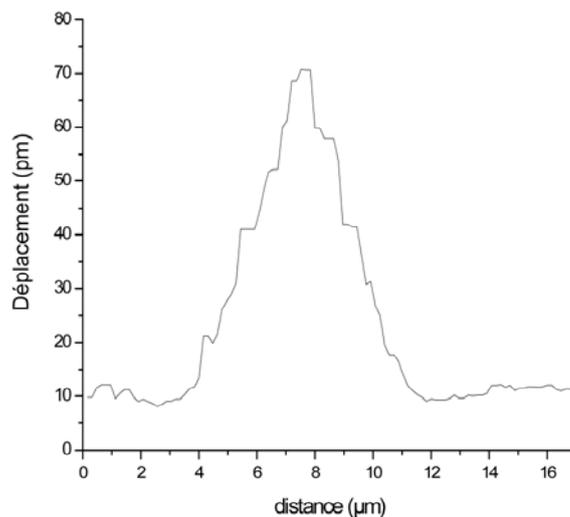


Figure 127. Amplitude de déplacement sur une ligne pour une amplitude d'alimentation de 3V

Une coupe au niveau des traits en discontinu [AB] (figure 127) confirme cette observation, où nous constatons une dilatation globale des résistances, avec de légers pics qui représentent les 9 résistances.

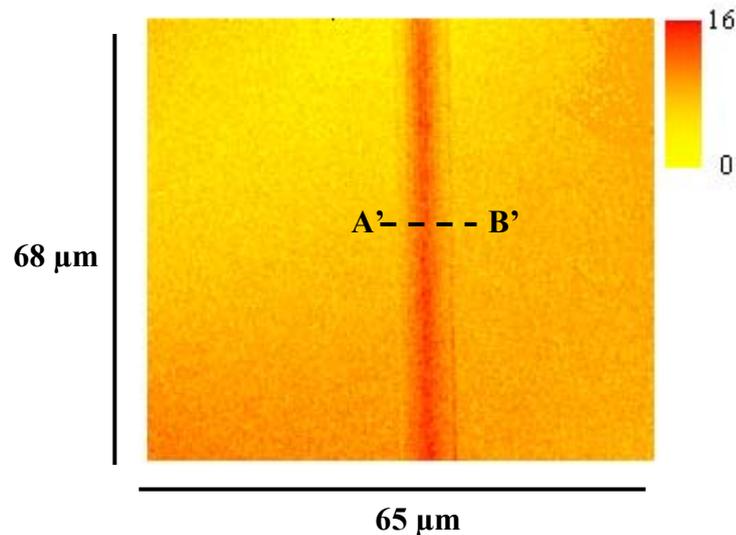


Figure 128. Cartographie de l'amplitude du déplacement en pm pour une tension d'alimentation de 1 V

Pour confirmer ces mesures, nous avons effectué les mêmes mesures en fixant maintenant l'amplitude de la tension d'alimentation entre 0 et 1 V (figure 128). La puissance dissipée sur les résistances est alors de 383 μ W, soit neuf fois inférieure à celle envoyée à 3 V. Etant donné que le rapport signal à bruit est plus faible, nous avons effectué une moyenne sur 30 images. Le maximum de dilatation enregistré est de 16 pm, ce qui correspond à l'ordre de grandeur attendu, c'est-à-dire neuf fois plus petit que celui enregistré sur la figure 126.

Sur la figure 129 nous avons tracé une coupe au niveau du segment [A'B'] de la figure 128. Nous remarquons un rapport signal à bruit plus dégradé. Malgré que le niveau de bruit a baissé de $\sqrt{3}$ par rapport à la figure 127 (sachant que nous avons pris 3 fois plus d'image pour la figure 129 que pour la figure 127) passant d'un niveau moyen de 10 pm à 6 pm, le signal est quand à lui a été divisé par 9, ceci donne une diminution du rapport signal à bruit de 14dB.

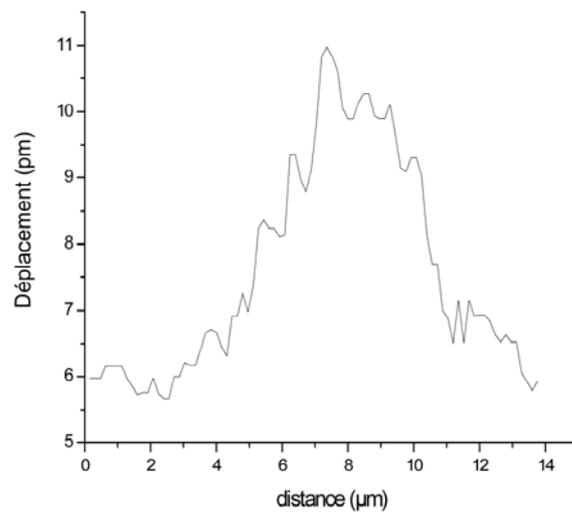


Figure 129. Amplitude de déplacement sur une ligne pour une amplitude d'alimentation de 1V

4.2.2 Echantillon 2

Nous avons effectué des mesures sur l'échantillon composé des neuf résistances de 1845 Ω espacées de 10 μm pour différentes amplitudes de la tension d'alimentation.

Les figures 130 et 131 représentent les cartographies de l'amplitude et de la phase du déplacement pour un signal sinusoïdal variant entre 0 et 2 V à une fréquence de 50 kHz. Cette amplitude de signal correspond à une puissance dissipée de 2.06 mW.

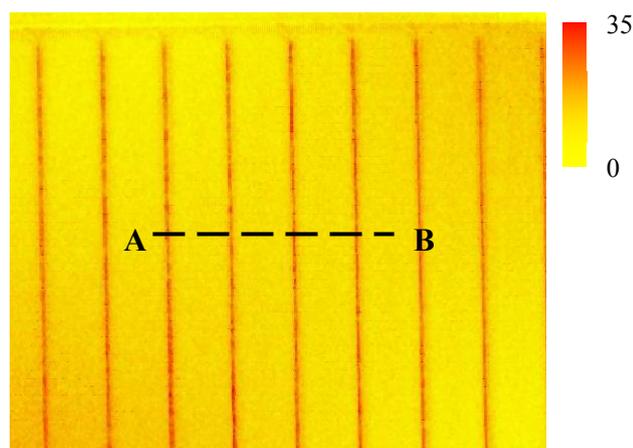


Figure 130. Cartographie de l'amplitude du déplacement en pm pour une tension d'alimentation de 2 V

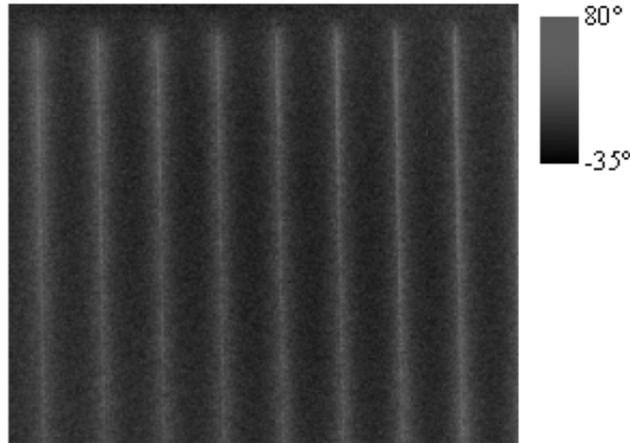


Figure 131. Cartographie de la phase du déplacement en pour une tension d'alimentation de 2 V

Nous remarquons que nous arrivons à mesurer parfaitement le déplacement de chaque résistance. La phase est uniforme sur toute la longueur des résistances. Le maximum de déplacement atteint ici 35 pm.

Nous avons effectué une coupe au niveau du segment [AB] que nous avons tracé sur la figure 133. Nous remarquons que le niveau de bruit se situe autour de 9 pm.

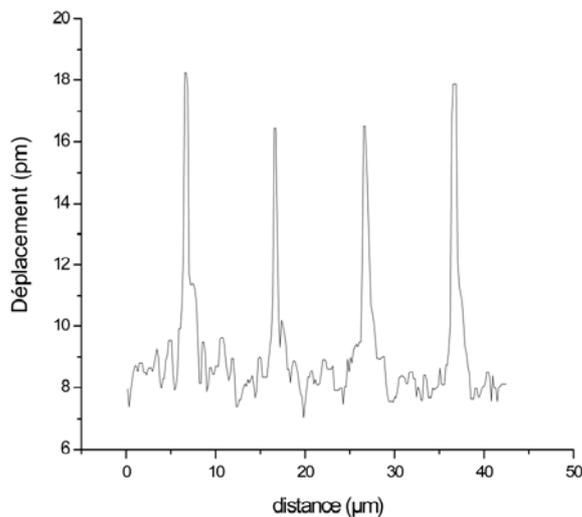


Figure 132. Amplitude de déplacement sur une ligne pour une amplitude d'alimentation de 2V

Nous avons voulu mesurer la sensibilité de notre montage, pour cela nous avons effectué des cartographies de la phase du déplacement en diminuant l'amplitude de la tension d'alimentation jusqu'à ce que la phase devienne aléatoire.

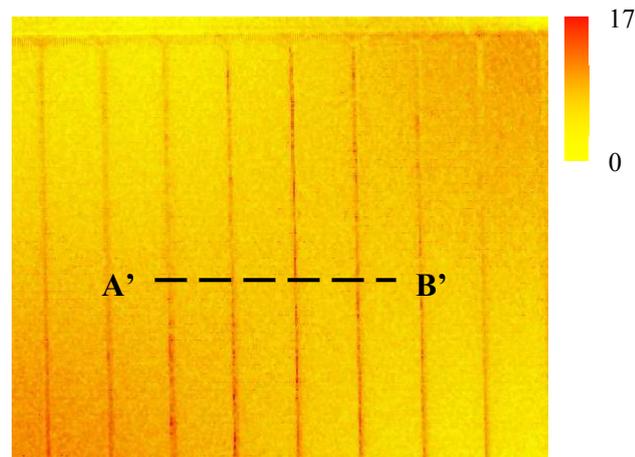


Figure 133. Cartographie de l'amplitude de déplacement en pm pour une tension d'alimentation de 1 V

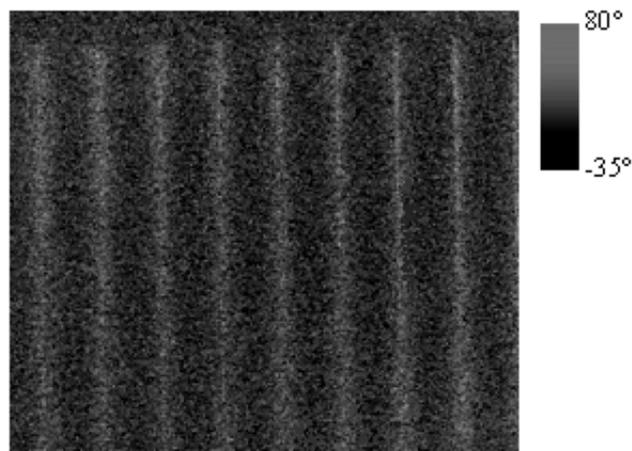


Figure 134. Cartographie de la phase du déplacement pour une tension d'alimentation de 1 V

Le minimum de tension appliquée pour laquelle nous avons pu mesurer une phase non aléatoire était pour une alimentation entre 0 et 1 V. Ceci correspond à une puissance dissipée de $516 \mu\text{W}$. Les figures 133 et 134 représentent une cartographie de l'amplitude et de la phase du déplacement, pour cette tension d'alimentation.

Nous avons tracé l'amplitude de déplacement au niveau du tracé [A'B'] sur la figure 135. Comme attendu le niveau de bruit se situe toujours autour de 9 pm, l'amplitude du déplacement au niveau des résistance se situe ici autour de 12 pm.

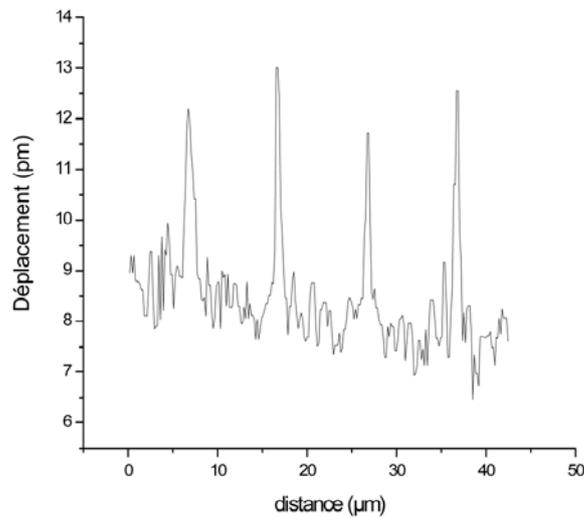


Figure 135. Amplitude de déplacement sur une ligne pour une amplitude d'alimentation de 1V

Nous avons effectué une moyenne de l'amplitude de déplacement sur une partie d'une résistance pour les deux puissances dissipées de 2.06 mW et 516 µW. Les mesures donnent 20 pm et 12 pm respectivement. Cette dernière valeur est supérieure à celle attendue, étant donné les puissances dissipées à 2 V et à 1 V. Le rapport entre les deux étant de 4 on s'attend à un déplacement au tour de 5 pm. Nous avons déjà observé cet effet en thermoréflexance où le niveau de signal était plus élevé que celui attendu.

Pour le moment nous n'avons pas pu expliquer le fait qu'il n'y ait pas de correspondance linéaire entre la puissance dissipée et le déplacement engendré sur cet échantillon.

Contrairement à ce à quoi nous nous attendions nous remarquons que nous sommes plus sensible en thermoréflexance où nous arrivons à mesurer du signal pour une puissance dissipée plus petite.

Ce manque de sensibilité peut être expliqué par les vibrations des miroirs galvanométriques qui rajoutent du bruit sur les mesures interférométriques.

Ces vibrations peuvent être causées par deux paramètres :

- l'électronique des miroirs possède un asservissement pour assurer leur stabilité. Un gain trop important dans l'asservissement peut causer de légères oscillations qui se traduisent par les vibrations des miroirs.

- un bruit sur la tension envoyée sur les miroirs provoque des vibrations sur les miroirs. Cette tension peut venir des alimentations des miroirs eux-mêmes ou de la tension de pilotage que nous envoyons via notre circuit électronique.

Suivant les causes des vibrations nous pouvons les diminuer en :

- jouant sur les réglages de l'asservissement s'il est la cause du problème. Nous avons accès aux différents paramètres de l'asservissement via des potentiomètres présents sur l'électronique des miroirs,
- filtrant l'alimentation ou la tension envoyée sur les miroirs.

Par manque de temps nous n'avons pu déterminer la raison de ces vibrations pour le moment, et donc nous n'avons pu agir en conséquence pour les diminuer.

Si nous arrivons à résoudre ce problème, la limite de détection que nous pensons obtenir est fixée par la sensibilité de la sonde hétérodyne. Cette sensibilité de la sonde hétérodyne est donnée par $5 \times 10^{-5} \text{ \AA} / \sqrt{\text{Hz}}$, ce qui donne une limite de détectabilité avec la constante de temps de la détection synchrone utilisée de 0.178 pm.

4.3 Conclusion

Nous avons appliqué notre méthode d'imagerie optique par scanner pour effectuer des mesures interférométriques en utilisant une sonde hétérodyne.

Nous avons obtenu une bonne sensibilité qui est de l'ordre de 10 pm, qui est deux ordres de grandeur plus petite que la sensibilité atteinte en imagerie (1 nm [88]), bien qu'elle reste en deçà de la meilleure sensibilité atteinte en mesure ponctuelle interférométrique.

Contrairement à ce à quoi nous nous attendions nous obtenons une meilleure sensibilité en thermoréflexance, où nous arrivons à faire des mesures pour des puissances dissipées plus faibles.

Nous pensons pouvoir l'améliorer en essayant de diminuer les vibrations des miroirs galvanométriques.

5. Conclusion générale

Nous avons abordé dans ce chapitre une méthode originale pour effectuer des mesures à la fois en thermoréfectance et en interférométrie.

Cette méthode présente l'avantage de combiner l'approche ponctuelle et l'approche plein champ en utilisant un scanner composé de miroirs galvanométriques.

Les mesures sont faites en sondant l'échantillon avec un faisceau laser. L'information (variation de température ou déplacement de surface) est recueillie avec un mono détecteur.

L'avantage de cette méthode, en plus de sa sensibilité, réside dans le fait qu'elle est facilement intégrable dans un banc avec un microscope, facilement transposable à l'industrie, et applicable à différents échantillons microélectroniques.

La sensibilité atteinte en thermoréfectance n'est limitée que par la sensibilité du détecteur, qui est lui-même limité par le bruit de photon. Nous pouvons avoir une meilleure sensibilité en utilisant un temps d'exposition par point plus élevé, ce qui va augmenter le temps pour obtenir une image. Il faudra trouver un compromis entre le temps d'acquisition et la sensibilité.

La sensibilité atteinte en interférométrie est limitée par la vibration des miroirs galvanométriques, cette sensibilité peut être améliorée pour être elle aussi limitée par la sensibilité de la sonde hétérodyne utilisée comme détecteur en minimisant l'amplitude des vibrations.

Conclusion et perspectives

Dans un premier temps nous avons étudié deux méthodes interférométriques ponctuelles. Ces deux méthodes se basent sur la détection du déplacement normal de la surface. Ce déplacement, qui est dû à une dilatation suite à l'apparition de points chauds, renseigne sur la zone de défaillance dans le composant.

La première méthode exposée utilisait un interféromètre de Michelson stabilisé. Cet interféromètre possède une excellente sensibilité qui atteint $1\text{ fm}/\sqrt{\text{Hz}}$, et une bande passante qui va du DC jusqu'à la limite de la bande passante de l'électronique de détection, qui peut atteindre quelques centaines de MHz. L'inconvénient majeur de cet interféromètre provient des temps de mesures qui atteignent plusieurs heures pour une cartographie du composant.

Le deuxième interféromètre exposé était l'interféromètre Mach Zender. Cet interféromètre possède une bonne sensibilité, et une bande passante qui va de 25 kHz jusqu'à 70 MHz. L'avantage avec cet interféromètre consiste dans le fait de pouvoir concevoir des bancs de mesures automatisés avec des temps de mesures de quelques minutes pour cartographier les composants.

Nous avons testé les deux interféromètres pour l'analyse de défaillances sur des composants qui ont subi des décharges électrostatiques.

Nous avons abordé par la suite la technique de thermoréflectance en face avant, ainsi qu'une méthode originale : la thermoréflectance face arrière. La thermoréflectance, qui se base sur la mesure de variation relative de réflectivité, permet d'effectuer des cartographies de champ de température qui peuvent renseigner sur des défaillances dans le fonctionnement des circuits. La thermoréflectance face arrière, qui est en phase de développement, se base sur le principe de la porte optique temporelle pour pouvoir effectuer des mesures de température sur la face active en éclairant l'échantillon par la face arrière et en traversant le substrat. La limite de résolution actuelle est d'une dizaine de microns pour une bande passante qui va du DC jusqu'à une dizaine de MHz (la limite venant de l'électronique de modulation de l'acousto-optique). Sachant que le signal thermique diminue en $\frac{1}{\sqrt{f}}$, il devient difficilement mesurable à haute fréquence.

Pour répondre à l'attente des industriels, qui ont besoin de méthodes performantes, possédant une bonne résolution, une large bande passante, des temps de mesures raisonnables, et facilement transférables pour leur utilisation, nous avons développé dans le dernier chapitre un banc de mesure sur lequel nous pouvons aussi bien effectuer des mesures de

thermoréfectance que des mesures thermoélastiques. Pour cela nous avons doté un microscope de miroirs galvanométriques qui permettent un balayage d'un laser sonde focalisé sur la surface de l'échantillon. Nous avons développé l'électronique de pilotage du scanner de façon à avoir une grande souplesse d'utilisation en terme de dimension de champ scanné, de fréquence d'acquisition d'image, et de résolution (nombre de points par image). Nous obtenons une sensibilité de 2×10^{-5} pour les variations relatives de réflectivité $\frac{\Delta R}{R}$ et 10 pm pour les mesures de déplacements de surface, pour des temps de mesures d'une dizaine de minutes.

Dans un avenir proche nous comptons continuer à développer la thermoréfectance face arrière pour améliorer la résolution optique obtenue avec l'utilisation d'objectifs de microscope.

Nous comptons améliorer la sensibilité obtenue en microscopie à balayage laser, autant en interférométrie, qu'en thermoréfectance (pour atteindre à la limite de sensibilité de la sonde utilisée). Pour cela, nous allons chercher à réduire les vibrations des miroirs galvanométriques en modifiant le gain de l'asservissement de position, ce qui aura pour conséquence de diminuer le bruit obtenu dans les mesures interférométriques. Nous allons aussi modifier le pilotage des scanners pour qu'il soit effectué directement par ordinateur, ce qui va nous offrir encore plus de souplesse d'utilisation, sans limite basse pour la fréquence d'acquisition qui était de 2 kHz jusqu'à maintenant, ce qui améliorera la sensibilité obtenue en thermoréfectance.

Nous allons aussi adapter le montage pour pouvoir lui appliquer la thermoréfectance par face arrière. Nous améliorerons ainsi la sensibilité obtenue avec cette méthode avec l'utilisation d'une photodiode à la place d'une caméra CCD.

Références bibliographiques

- 1 J.Altet & al, *Four different approaches for the measurement of IC surface temperature application to thermal testing*, Microelectronics journal **33**, 689 (2002).
- 2 C.Herzum & al, *High resolution temperature mapping of microelectronic structures using quantitative fluorescence microthermography*, Microelectronic Journal **29**, 163 (1998).
- 3 K.Azar, *Introduction to Liquid Cristal Thermography*.
- 4 C.Lee, *Study of temperature profiles on CMOS-based image sensor using liquid crystal thermograph*.
- 5 G.Gaussorgues, *la thermographie infrarouge*. (TEC&DOC, 1999).
- 6 S.Kiefer, *Infrared microthermography for integrated circuit fault location, sensitivity and limitations*.
- 7 J.Puigcorbé & al, *Thermal and mechanical analysis of micromachined gas sensors*, Journal of micromechanics and microengineering **13**, 548 (2003).
- 8 M.Grecki & al, *application of computer-based thermography to thermal measurements of integrated circuits and power devices*, Microelectronics Journal **28**, 337 (1997).
- 9 L.De Freitas & al, *Thermoreflectance microscopy applied to the study of electrostatic discharge degradation in metal-oxide-semiconductor field-effect transistors*, Journal of applied physics **97** (2005).
- 10 S.Dilhaire & al, *Thermal parameters identification of micrometric layers of microelectronic devices by thermoreflectance microscopy*, Microelectronics journal **35**, 811 (2004).
- 11 P.L.Kamarov & al, *Transient thermo-reflectance measurements of the thermal conductivity and interface resistance of metallized natural and isotopically-pure silicon*, Microelectronics journal **34**, 1115 (2003).
- 12 S.Grauby, *Imagerie photothermique de photoréfectance haute fréquence utilisant une caméra CCD visible couplée à une détection synchrone multiplexée*, Université de paris 6, 2000.
- 13 J.Christofferson & al, *Thermal measurements of active semiconductor microstructures acquired through the substrate using near IR thermoreflectance*, Microelectronics journal **35**, 791 (2004).
- 14 J.Christofferson & al, *High resolution noncontact thermal characterization of semiconductor devices*, Proceeding SPIE **4275**, 119 (2001).
- 15 G.Tessier & al, *Measuring and predicting the thermoreflectance sensitivity as a function of wavelength on encapsulated materials*, Review of scientific instruments **74** (1), 495 (2003).
- 16 S.A.thorne & al, *High-resolution thermoreflectance microscopy*, Materials research society symp. proceedings **738** (2003).
- 17 J.Christofferson & al, *Real time sub-micron thermal imaging using thermoreflectance*, International mechanical engineering congress and exhibition (IMECE) (2001).
- 18 J.Christofferson & al, *Thermoreflectance based thermal microscope*, Review of scientific instruments **76** (2005).
- 19 D.Fournier & al, *Nano and microscale thermal transport experimental measurements*, J.Phys.IV France **125**, 493 (2005).
- 20 G.Tessier & al, *Ultraviolet illumination thermoreflectance for the temperature mapping of integrated circuits*, Optics letters **28** (11), 875 (2003).
- 21 <http://www.intel.com/design/pentium4/datashts/306382.htm>
- 22 G. B. M. Fiege & al, *Failure analysis of integrated devices by Scanning Thermal Microscopy (SThM)*, Microelectronics Reliability **38**, 957 (1998).

- 23 G. B. M. Fiege & al, *Thermal characterization of power devices by Scanning Thermal*
 24 *Microscopy Techniques*, Microelectronics Reliability **39**, 1149 (1999).
- 24 D.Dietzel & al, *analysis of active semiconductor structures by combined SThM and*
 25 *SThEM*, J.Phys.IV France **125**, 87 (2005).
- 25 Y.Ji & al, *Scanning thermal microscopy studies of local temperature distribution of*
 26 *micron-sized metallization lines*, Microelectronics Reliability **41**, 1255 (2001).
- 26 Z.Xie & al, *An application of scanning thermal microscopy: mapping near field light-*
 27 *emission of a QW laser diode in operation*, Materials Science and Engineering **A292**,
 179 (2000).
- 27 R. F. Szeloch & al, *Scanning Thermal Microscopy in Microsystem Reliability*
 28 *Analysis*, Microelectronics Reliability **42**, 1719 (2002).
- 28 M.Igeta & al, *thermal characteristics of submicron vias studied by scanning joule*
 29 *expansion microscopy*, IEEE Electron device letters **21** (05), 224 (2000).
- 29 F.A.Boroumand & al, *imaging joule heating in a conjugated-polymer light-emitting*
 30 *diode using a scanning thermal microscope*, Applied Physics Letters **84** (24), 4890
 (2004).
- 30 M.Cannaerts & al, *mapping nanometre-scale temperature gradients in patterned*
 31 *cobalt-nickel silicide films*, Nanotechnology **13**, 149 (2002).
- 31 M. Cannaerts & al, *Implementation and optimization of a scanning Joule expansion*
 32 *microscope for the study of small conducting gold wires*, Applied Surface Science
157, 308 (2000).
- 32 A.Majumdar & al, *Thermal imaging using the atomic force microscope*, Applied
 33 *Physics Letters* **62** (20), 2501 (1993).
- 33 LI.Shi & al, *Micro-nano scale thermal imaging using scanning probe microscopy.*
 34 A.Majumdar & al, *Thermal imaging by atomic force microscopy using thermocouple*
cantilever probes, Review of Scientific Instruments **66** (6), 3584 (1995); A.Majumdar,
Thermal microscopy and heat generation in electronic devices, Microelectronics
 Reliability **38** (4), 559 (1998).
- 35 T.Leinhos & al, *Micromachined fabrication of Si cantilevers with Schottky diodes*
 36 *integrated in the tip*, Appl.phys.A **66**, S65 (1998).
- 36 N.Guitard & al, *different failure signatures of multiple TLP and HBM stresses in and*
 37 *ESD robust protection structure*, microelectronics reliability **2005**, 1415 (2005).
- 37 A. I. Buzin & al, *Application of a Wollaston wire probe for quantitative thermal*
 38 *analysis*, Thermochimica Acta **381**, 9 (2002).
- 38 D. I. Florescu & al, *Thermal Conductivity Measurements of GaN and AlN*, Compound
 39 *Semiconductor* **7** (2), 1 (2001).
- 39 J.Altet & al, *Thermal testing of analogue integrated circuits: a case study*, Journal of
 40 *electronic testing: theory and applications* **19**, 353 (2003).
- 40 A.Syal & al, *CMOS differential and absolute thermal sensors*, Journal of electronic
 41 *testing: theory and applications* **18**, 295 (2002).
- 41 J.W.G.Tyrrell & al, *Development of a combined interference microscope objective*
 42 *and scanning probe microscope*, Review of scientific instruments **75** (04), 1120
 (2004).
- 42 P.Aswendt & al, *ESPI solution for non-contacting MEMS-on-wafer testing*, Optics
 43 *and lasers engineering* **40**, 501 (2003).
- 43 X.Li & al, *Full field and microregion deformation measurement of thin films using*
 44 *electronic speckle pattern interferometry and array microindentation marker method*,
 Optics and lasers in engineering **43**, 869 (2005).
- 44 W.Claeys & al, *Laser probes for the thermal and thermomechanical characterisation*
of microelectronic devices, Microelectronics journal **32**, 891 (2001).

- 45 J.Ferrari & al, *Modified michelson interferometer with electrooptic phase control*,
Optics communications **209**, 245 (2002).
- 46 Y.Jourlin & al, *Compact diffractive interferometric displacement sensor in reflection*,
Precision engineering **26**, 1 (2002).
- 47 C.Quan & al, *A genetic optical interferometric inspection on micron-deformation*,
International journal for light and electron optics **115** (12), 564 (2004).
- 48 C.Quan & al, *Nanoscale surface deformation inspection using FFT and phase-*
shifting combined interferometry, Precision engineering (2005).
- 49 C.J.Scharwarz & al, *Imaging interferometric microscopy*, Optics letters **28** (16), 1424
(2003).
- 50 Y.Morita & al, *Experimental study on the thermo-mechanical effects of underfill and*
low-CTE substrate in a flip-chip device, Microelectronics reliability (2005).
- 51 X.Q.Shi & al, *Investigation of long-term reliability and failure mechanism of solder*
interconnections with multifunctional micro-moiré interferometry system,
Microelectronics reliability **44**, 841 (2004).
- 52 W.D.Van Driel & al, *Prediction and verification of process induced warpage of*
electronic packages, Microelectronics reliability **43**, 765 (2003).
- 53 Fu-Long dai & al, *An interpretation of moiré interferometry from wavefront theory*,
optics and lasers in engineering **12**, 101 (1990).
- 54 W.Stadler & al, *Device simulation and backside laser interferometry-powerful tools for*
ESD protection development, Microelectronics Reliability **42**, 1267 (2002).
- 55 S.Bychikhin & al, *Investigation of ESD protection elements under high current stress*
in CDM-like time domain using backside laser interferometry, Journal of electrostatics
59, 241 (2003).
- 56 M.Litzenberger & al, *Study of triggering inhomogeneities in GG-nMOS ESD*
protection devices via thermal mapping using backside laser interferometry,
Microelectronics Reliability **40**, 1359 (2000).
- 57 C.O'Mahony & al, *Characterization of micromechanical structures using white-light*
interferometry, Measurement science and technology **14**, 1807 (2003).
- 58 D.Grigg & al, *Static and dynamic characterization of MEMS and MOEMS devices*
using optical interference microscopy, Photonic europe (2004).
- 59 F.Su & al, *A simple method to unwrap the geometrically discontinuous phase map and*
its application in the measurement of IC package, Optics and lasers in engineering **41**,
463 (2004); A.Patil, *Approaches in generalized phase shifting interferometry*, optics
and lasers in Engineering **43**, 475 (2005).
- 60 M. de Angelis & al, *Profile measurement of a one dimensional phase boundary*
sample using a single shot phase-step method, Optics and lasers in Engineering
(2005).
- 61 I.De Wolf & al, *From photon emission microscopy to raman spectroscopy: failure*
analysis in microelectronics, Eur.Phys.J.Appl.Phys **27**, 59 (2004).
- 62 J.Kolzer v, *Quantitative emission microscopy*, journal of applied physics **71** (11), R23
(1992).
- 63 I.De Wolf & al, *Spectroscopic photon emission microscopy : a unique tool for failure*
analysis of microelectronics devices, Microelectronics Reliability **41**, 1161 (2001).
- 64 R.Desplats & al, *Fault Localisation Using Time Resolved Photon Emission and STIL*
Waveforms, ITC international test conference, 254 (2003).
- 65 M.K.Mc Manus & al, *PICA: backside failure analysis of CMOS circuits using*
Picosecond Imaging Circuit Analysis, Microelectronics Reliability **40**, 1353 (2000).
- 66 W.Lo & al, *Comparison of laser and emission based optical probe techniques*.

- 67 M.Remmach & al, *Time Resolved Photoemission (PICA) - from the physis to practical considerations*, microelectronic reliability **43**, 1639 (2003).
- 68 F.Stellari & al, *characterization of a 0.13 μm CMOS link chip using Time Resolved Emission (TRE)*, Microelectronics Reliability **45**, 1550 (2005).
- 69 J.Phang & al, *A Review of laser induced techniques for microelectronic failure analysis*, Proceedings of 11th IPFA 2004 Taiwan (2004).
- 70 Y.Yamada & al, *an example of fault site localization on a 0.18 μm CMOS device with combination of front and backside techniques*, Microelectronics Reliability **44**, 771 (2004).
- 71 F.Beaudoin & al, *backside failure analysis of GaAs MMIC ASICs*, Eur.Phys.J.Appl.Phys **27**, 475 (2004).
- 72 C.Raynaud & al, *OBIC analysis for 1.3 kV 6H-SiC p+n planar bipolar diodes protected by junction termination extension*, diamond & related materials **13**, 1697 (2004).
- 73 T.Beauchêne & al, *Thermal laser stimulation and NB-OBIC techniques applied to ESD defect localization*, Microeletronics reliability **43**, 439 (2003).
- 74 C.A.Alonzo & al, *Generation of optical-beam induced current via two-color (two-photon) excitation*, Optics communications **246**, 117 (2005).
- 75 J.Phang & al, *Single contact beam induced current phenomenon for microelectronic failure analysis*, microeletronics reliability **43**, 1595 (2003).
- 76 J.M.Chin & al, *single contact optical beam induced currents*, microeletronics reliability **41**, 1237 (2001).
- 77 T.Beauchêne & al, *A physical approach on SCOBIC investigation in VLSI*, Microeletronics reliability **43**, 173 (2003).
- 78 S.K.Brahma & al, *Seebeck effect detection on biased device without OBRICH distrotion using FET readout*, Microeletronics reliability **45**, 1487 (2005).
- 79 N.Lucarelli & al, *thermally induced voltage alteration (TIVA) applied to ESD induced failures*, microeletronics reliability **43**, 1699 (2003).
- 80 E.Zschech & al, *Physical failure analysis in semiconductro industry-challenges of the copper interconnect process*, Materials science in semiconductor processing **5**, 457 (2003).
- 81 I.Edward & al, *global fault localization using induced voltage alteration*, microeletronics reliability **41**, 1145 (2001).
- 82 I.Edward & al, *Resistive interconnection localization*, Future FAB international (14) (2001).
- 83 S.Dilhaire & al, *Laser Seebeck Effect Imaging (SEI) and Peltier Effect Imaging (PEI): complementary investigation methods*, microelectronic reliability **43** (9-11), 1609 (2003).
- 84 S.Dilhaire, *Développement d'un interférometre laser tres haute résolution pour la caractérisation de composants microélectroniques*, Université de Bordeaux 1, 1994.
- 85 R. Rosei & al, *Thermomodulation spectra of Al, Au, and Cu*, Physical review B **5** (10), 3883 (1972).
- 86 P.M.Mayer & al, *Cross-plan Thermoreflectance Imaging of Thermoelectric Elements*, Mater.Res.Soc.Symp.Proc **886** (2006).
- 87 I.ABBADI, *Développement d'une méthode originale d'imagerie en milieu diffusant et absorbant: application à l'imagerie arrière de circuits intégrés*, Bordeaux I, 2005.
- 88 S.Jorez, *Développement d'instrumentation et de méthodologies pour la caractérisation thermique et thermomécanique de composants électroniques*, Université de Bordeaux 1, 2001.
- 89 P.Bouchareine, *Optique instrumentale*. (1997).

- ⁹⁰ E.Schaub, *Etude par thermoréflexivité du comportement thermique de diodes laser de puissance pour télécommunication*, Université de Bordeaux 1, 1999.
- ⁹¹ J.Altet & al, *Localisation of devices acting as heat sources in ICs covered entirely by metal layers*, Electronics Letters **39**, 1440 (2003).
- ⁹² J.Altet & al, *Calibration-free heat source localisation in ICs entirely covered by metal layers*, Electronics Letters **40**, 241 (2004).

RESUME

Ce travail décrit le développement d'une instrumentation en mesures thermiques et thermoélastiques pour l'analyse de défaillance sur circuits intégrés, il comporte trois parties :

La première partie concerne des mesures interférométriques effectuées avec deux interféromètres, homodyne et hétérodyne. Ces interféromètres seront appliqués pour la détection de points chauds sur des circuits défailants.

La deuxième partie concerne des mesures thermiques effectuées en thermoréfectance. Deux bancs de mesure ont été développés :

- le premier s'applique pour l'imagerie face avant.
- le deuxième entièrement original, concerne l'imagerie large champ face arrière qui utilise une porte optique temporelle.

La dernière partie concerne le développement d'une nouvelle approche pour les mesures de température et déplacement en utilisant la microscopie à balayage laser, avec une étude de résolution et sensibilité.

MOTS CLES

Interférométrie, thermoréfectance, microscopie à balayage, hétérodynage, imagerie face arrière, mesures de température, mesures de déplacement.

SUMMARY

This work describes the development of instrumentation in thermal and thermoelastic measurements for failure localisation and test diagnostic. It is divided in three parts:

The first part is about interferometric measurements done with homodyne and heterodyne interferometers. Those interferometers were applied for defects localisation in failures ICs.

The second part is about thermal measurements done with thermorefectance. Two experimental benches were developed:

- the first is applied for front side imaging
- the second is a new technique applied for back side imaging, which is based on time gating.

The last part of this work is about the development of a new approach for thermal and thermoelastic measurements with the use of light scanning microscopy. It includes a study of the resolution and the sensitivity.

KEY WORDS

Interferometry, thermorefectance, scanning microscopy, heterodyning, back side imaging, thermal measurements, displacement measurements.