

N° d'ordre : 3064

THESE

présentée à

L'UNIVERSITE BORDEAUX 1

Ecole Doctorale de Science Physique et de l'Ingénieur

par Imad ABBADI

pour obtenir le grade de

DOCTEUR

Spécialité : **Laser et Matière dense**

*Développement d'une méthode originale d'imagerie en milieu diffusant et absorbant:
Application à l'imagerie face arrière de circuits intégrés.*

MM. A. Cornet
J. Altet

Professeur IISN, Université de Louvain la Neuve Rapporteur
Chercheur, Université de Barcelone Rapporteur

Devant la commission formée de :

MM. W. Claeys
F. Salin
S. Dilhaire
G. Jonusauskas

Professeur, CPMOH-Université Bordeaux 1
Directeur de recherche CNRS, Directeur général de Femlight
Maître de conférence, CPMOH-Université Bordeaux 1
Chercheur, CPMOH-Université Bordeaux 1

-2005-

Remerciements

Il est d'usage de commencer la description de tout travail conséquent par des remerciements. Toutefois, il paraît difficile de remercier en seulement quelques lignes et comme je le voudrais toutes les personnes qui, de près ou de loin, ont contribué à la réalisation de cette thèse.

Les travaux présentés dans ce mémoire ont été effectués au sein du groupe "Caractérisation Optiques de composants et systèmes électroniques- COX", équipe appartenant au CPMOH (Centre Physique Moléculaires Optiques et Hertzienne) dans le cadre d'une collaboration avec le Laboratoire du Centre d'Etude Lasers Intenses et Applications (CELIA).

Je tiens donc à remercier Messieurs Fabrice Vallée et Jean-Marie Turlet, directeurs successifs du CPMOH et Monsieur Jean-Claude Gauthier directeur du CELIA, pour la confiance qu'ils m'ont témoignée en m'accueillant dans leurs laboratoires.

Je remercie vivement Messieurs Alain Cornet et Josep Altet d'avoir accepté d'être les rapporteurs de ce travail.

Je suis sensible à l'honneur que Messieurs Gediminas Jonusaukas et Willy Claeys m'ont fait en tant qu'examineurs et membres du jury.

Contrairement à une idée répandue, un travail de thèse n'est pas un travail solitaire mais un travail d'équipe. Son aboutissement reflète aussi un haut niveau d'encadrement.

Ainsi, je tiens à exprimer toute ma reconnaissance à Monsieur François Salin et Monsieur Stephan Dilhaire qui ont assuré la direction scientifique de ce travail.

Merci François pour ta disponibilité, tes conseils avisés tant scientifiques que personnelles, durant ces trois années.

J'exprime ma gratitude à Monsieur Willy Claeys, la voix de la sagesse, directeur du groupe COX, pour m'avoir accepté dans son groupe et de m'avoir accordé sa confiance.

D'autres personnes ont aussi plus ponctuellement participé à ces travaux.

Je remercie Jean-Michel Rampoux et Sébastien Jorez pour toutes les discussions que nous avons eu durant ces trois années.

Je tiens aussi à remercier tout particulièrement Laurent Canioni et Stéphane Santran pour leurs compétences scientifiques et pour leur bonne humeur.

Une thèse ne serait rien sans une équipe de techniciens compétente.

Je remercie beaucoup William et Philippe de la cellule électronique du Laboratoire sans qui les circuits resteraient typons sur papier.

Merci aussi à Eddie et Douar de la cellule mécanique pour la fabrication des pièces du banc de mesure.

Je profite de cet instant pour remercier Richard Perrier qui s'est occupé de toute l'informatique.

Je tiens à adresser mes sincères remerciements à tous les membres du Laboratoire Mécanique Physique “LMP” en la personne de Clément Rossignol et son “jeune” thésard Mathieu Perton.

Je n’oublie pas de remercier mes collègues et compatriotes Mohamed-Amine et Younes pour leur amitié durant ces trois années, pour les parties de foot que nous avons partagées et pour les aventures inoubliables dans les montagnes d’Aussois ainsi que dans l’arène de Pomploune/Iruña poursuivi par les taureaux sévillans.

Mes sincères remerciements vont également à tous les membres de l’équipe COX, l’adorable et sympathique Hélène Michel, Stéphane Grauby et Luis-David Patino Lopez.

Merci à la jeune génération et l’avenir du groupe Gilles et Sophie.

Et comme dit la chanson: les derniers sont les premiers dans notre réalité.

Je ne saurais conclure sans remercier les personnes les plus chères: mes parents, ma sœur et mon frère pour tout ce qu’ils m’ont apporté tant au niveau de mes études qu’au niveau de la vie de tous les jours.

Most of all, I am indebted to my family, especially my betrothed & future wife Natalja, for their love and their tolerance of irregular humour, and occasional inattention to family matters.

Imad

Table de Matières

INTRODUCTION..... 9

CHAPITRE 1
PHENOMENES PHYSIQUES ET METHODOLOGIE D'ANALYSE
page 11

A. INTRODUCTION..... 11

B. PHENOMENES THERMIQUES 12

 1. *Loi d'Ohm* 12

 2. *L'effet joule* 12

C. EFFETS THERMOELECTRIQUES 13

 1. *Effet SEEBECK (1821)*..... 13

 2. *Effet PELTIER (1834)*..... 15

 3. *Effet THOMSON* 16

D. CONSEQUENCES DES EFFETS THERMOELECTRIQUES 17

 1. *Modifications des propriétés optiques* 17

 2. *Déformation* 18

E. HISTORIQUE DES METHODES D'ANALYSE OPTIQUE UTILISEES 18

 1. *Méthode optique d'analyse* 18

 2. *Spectroscopie* 19

 3. *Interférométrie* : 21

 4. *Réflexométrie*..... 22

 5. *Autres techniques d'imagerie*..... 24

F. CONCLUSION 27

CHAPITRE 2
OPTIQUE NON-LINEAIRE
page 28

A	INTRODUCTION.....	28
B	POLARISATION NON-LINEAIRE :.....	29
1.	<i>Modèle d'un oscillateur non-linéaire</i> :	29
2.	<i>Indice de réfraction</i> :.....	30
3.	<i>Polarisation</i> :.....	32
C	GENERATION DE SECONDE HARMONIQUE :.....	33
D	ACCORD DE PHASE :	37
1.	<i>L'accord de phase dans un cristal de type I</i>	39
2.	<i>L'accord de phase dans un cristal de type II</i> :.....	40
3.	<i>Efficacité de conversion</i> :.....	40
E	LES DIFFERENTS CRISTAUX UTILISES :	41
1.	<i>β-borate de Barium (BBO)</i> :.....	41
2.	<i>Triborate de lithium (LiB_3O_5)</i>	52
3.	<i>Dihydro - gèno- Phosphate de Potassium (KDP)</i> :.....	54
F.	CHOIX DU CRISTAL :	55
G.	PRINCIPE DE LA PORTE OPTIQUE :	56
H.	CONCLUSION :	60
I.	ANNEXE	61
1.	<i>Symétrie de Kleinman</i> :	61
2.	<i>Equation de Sellmeier</i> :.....	62
3.	<i>Calcul de l'intensité de la seconde harmonique</i> :.....	63

CHAPITRE 3
SOURCE LASER ET ETUDE THEORIQUE
page 66

A	INTRODUCTION.....	66
B	LE LASER YB :KGW	67
C	CARACTERISTIQUES DU LASER	69
1.	<i>Puissance</i>	69
2.	<i>Cadence du laser</i>	69
3.	<i>Durée d'impulsion produite par le laser</i>	70
4.	<i>Profil spatial</i>	75
5.	<i>Stabilité en température</i>	82
D	ETUDE DU SUBSTRAT DE SILICIUM.....	83
1.	<i>Diffusion</i>	84
2.	<i>Absorption</i>	86
3.	<i>Atténuation</i>	87
4.	<i>Les pertes par réflexions</i>	88
E	SYSTEME D'IMAGERIE	91
1.	<i>Système optique</i>	92
2.	<i>La qualité de l'image</i>	95
3.	<i>Critères de qualité</i>	101
F	CONCLUSION.....	104

CHAPITRE 4

DEVELOPPEMENT D'UNE METHODE ORIINALE D'IMAGERIE HAUTE RESOLUTION A TRAVERS DES MILIEUX FORTEMENT ATTENUANTS

page 105

A	INTRODUCTION.....	105
B	DISPOSITIF EXPERIMENTAL.....	106
	1. <i>Le montage</i>	106
	2. <i>La partie optique et interférométrique</i>	107
	3. <i>Porte optique temporelle</i>	109
	4. <i>Le dispositif imageur</i>	110
	5. <i>La partie visualisation</i>	112
C	L'INTERFEROMETRE HAUTE RESOLUTION.....	117
	1. <i>L'actionneur piézo-électrique</i>	118
	2. <i>Interférométrie hétérodyne</i>	119
D	RESULTATS ET DISCUSSION.....	126
	1. <i>Réglage du système d'imagerie</i>	126
	2. <i>Interaction laser-Silicium</i>	137
	3. <i>Résultats sur les circuits intégrés</i>	139
	4. <i>Etude de l'échauffement du circuit</i>	143
	5. <i>Influence du laser sur la réflexion</i>	144
	6. <i>Résultats de la mesure réflectométrique</i>	147
E	CONCLUSION.....	160

CONCLUSION ET PERSPECTIVES

page 161

RÉFÉRENCES

page 163

INTRODUCTION

L'amélioration de la production, la réduction de durée de cycle et l'analyse de défaillance sont les éléments principaux dans la fabrication des circuits microélectroniques. Pour réaliser un rendement élevé et une fabrication peu coûteuse, la caractérisation de matériaux est indispensable. Bien qu'il y ait des différences dans la physique et la conception des systèmes III-V et des dispositifs en silicium, les techniques utilisées pour la caractérisation des matériaux sont semblables. On peut compter la microscopie électronique de balayage "SEM", "TEM", "EDS", "AES", la diffraction de rayons X et la microscopie de force atomique. Ces techniques analytiques couvrent une gamme des besoins importants de caractérisation, cependant, les dimensions de dispositif continuent à se rétrécir, la nécessité d'évaluer rapidement les distributions d'élément dans des couches minces et sur des profondeurs nanométriques est devenue de plus en plus cruciale pour le fabriquant.

Le sujet de thèse se place dans le développement de nouvelles techniques d'imagerie femtoseconde basées sur l'optique non-linéaire. L'objectif premier est l'imagerie optique sans contact à travers un wafer de silicium mais s'étend aux objets de même taille dans la caractérisation de défaillance de composants microélectroniques. La méthode s'applique particulièrement aux milieux pour lesquels l'imagerie conventionnelle trouve ses limites. La sensibilité de cette technique permettra d'obtenir des images de qualité au travers de milieux fortement diffusants et absorbants.

Ce type d'imagerie s'effectue en utilisant un faible nombre de photons balistiques rétro-diffusés par l'échantillon. Dans ce contexte, le travail a porté sur le développement de techniques d'imagerie utilisant le concept général de la porte optique temporelle non-linéaire.

Les recherches se concentrent sur les matériaux utilisés en électronique, particulièrement le silicium et le SiO₂ pour des applications telles que la fabrication des circuits intégrés, diodes laser, LED et photodiodes. Pour cette raison, l'excitation du laser doit avoir une énergie inférieure à celle de la bande interdite du matériel à l'étude. Ce qui va nous permettre de traverser les substrats de silicium et d'atteindre la surface active pour caractériser le circuit. La caractérisation joue un rôle crucial dans les efforts de développement, et les études de cette technique peuvent nous informer sur les circuits et couches à base de silicium avant que les onéreuses étapes de préparation du dispositif soient réalisées.

Nous présentons le développement de cette technique qui fait appel à plusieurs technologies de formation d'image, y compris l'OCT et la porte optique temporelle, pour produire un système capable d'une façon non-destructive de localiser des défaillances au travers de la mesure du champ de température.

Dans un premier temps, le travail de thèse consiste à formaliser les mécanismes physiques mis en jeu dans le matériau lors de la diffusion. Il s'est poursuivi par la construction d'un système basé autour d'un interféromètre dont l'un des faisceaux éclaire l'objet à imager. Le faisceau référence subit quant à lui un décalage en fréquence engendré par un miroir piézoélectrique. Les photons balistiques rétro-diffusés par l'objet sont envoyés dans un cristal non-linéaire, un BBO de type II, qui joue le rôle de porte optique en sélectionnant différentes interfaces à imager. Cette technique très sensible permet de réaliser de la tomographie au travers du substrat de silicium.

Cette technique permet de réaliser une image, sans passer par un balayage point par point, de différentes couches du circuit intégré en traversant le substrat de silicium par la face arrière de l'échantillon. Le principe de la méthode consiste donc à éclairer toute la surface de l'échantillon, puis à analyser la lumière réfléchie au moyen d'une matrice CCD dans un dispositif d'imagerie. L'utilisation du laser permet une lecture « indirecte » de l'état électrique de composant microélectroniques en détectant les effets thermoélectriques générés dans tout composant en fonctionnement. Ces effets sont habituellement purement négligés ou considérés comme perturbateurs dans les circuits intégrés. Cependant, ils permettent par leur observation de remonter aux caractéristiques thermiques du composant.

Dans un premier chapitre, une description générale de différents phénomènes physiques entrant en jeu dans le fonctionnement des composants sera détaillée. Ainsi, un état de l'art sur la caractérisation de composants par méthode optique sera dressé où nous décrirons les différentes techniques de test permettant de localiser les défaillances sur le circuit et de caractériser ces effets.

Dans un deuxième chapitre, nous nous intéresserons à la porte optique qui représente la partie la plus « originale » de cette étude. C'est une technique qui exploite les principes non linéaires du cristal BBO de type II pour sélectionner les différentes couches à imager. Nous commencerons d'abord par l'étude de ces effets puis nous dresserons ensuite une liste des différents cristaux susceptibles de « doubler » l'infrarouge d'une manière efficace pour cette étude. Nous terminerons ce chapitre en argumentant le choix de notre cristal parmi plusieurs cristaux candidats.

Dans un troisième chapitre, nous nous intéresserons en premier lieu à la source : un laser impulsif de longueur d'onde **1030nm** et ayant comme milieu amplificateur un cristal dopé à l'ion Ytterbium **Yb:KGW** (une matrice de Potassium - Gadolinium – Tungstate). Ainsi ce laser permet de traverser les milieux d'énergie de gap moins élevée tels que le silicium. Ensuite, les méthodes de caractérisation des impulsions lasers seront présentées. Nous utiliserons l'autocorrélateur et le spectromètre pour mesurer ces impulsions. Cette partie sera suivie par une description et une explication du banc de mesure où nous décrirons le système d'imagerie utilisé et une étude des milieux diffusants et absorbants.

Dans un quatrième chapitre, nous dresserons les atouts de la méthode réflectométrique. Ensuite nous utiliserons ce montage pour évaluer ses performances sur des wafers de silicium. Ainsi, nous exposerons dans premier temps les images haute qualité réalisées au moyen d'une mire (U.S air force test pattern) au travers d'un substrat de silicium, et nous évaluerons la résolution transversale de notre banc de mesures. Ensuite, nous nous intéresserons à l'étude interférométrique, où nous exposerons les différents résultats sur le même principe d'étude. Nous terminerons par la présentation d'une nouvelle application de notre technique. Ainsi, nous validerons cette technique en présentant les résultats expérimentaux obtenus dans des résistances silicium polycristallin représentant des mesures du champ de température par thermoréfectance face arrière à travers lesquelles on peut éventuellement localiser les défaillances dans les circuits intégrés.

Imad ABBADI

CHAPITRE 1

PHENOMENES PHYSIQUES ET METHODOLOGIE D'ANALYSE

*Genius is 1% inspiration and 99% perspiration.
Thomas A. Edison*

A. Introduction

Les dispositifs électroniques et optoélectroniques modernes fonctionnent à des fréquences de plus en plus élevées. Cela a motivé le développement de techniques de caractérisation optique pour l'étude des phénomènes ultra-rapides à la base du fonctionnement de ces dispositifs. La possibilité de générer des impulsions lumineuses de plus en plus courtes et intenses poussent les frontières du réalisable un peu plus loin tous les jours.

Deux tests sans contact sont à distinguer :

- Test d'analyse du comportement du composant en fonctionnement.
- Test d'analyse de la réponse du composant à une perturbation extérieure (perturbation locale induite par un faisceau laser, la technique pompe-sonde).

Dans ce chapitre, nous allons détailler les phénomènes électriques et thermoélectriques induits par un circuit en fonctionnement, et plus particulièrement l'effet Joule qui est représenté par un dégagement de chaleur après le passage d'un courant dans un matériau.

Nous nous intéresserons ensuite aux modifications de la géométrie des composants microélectroniques par dilatation thermique. Puis, nous parlerons des modifications des propriétés optiques induit par des gradients de température.

Nous détaillerons enfin les différentes méthodes d'analyse non destructives utilisés pour étudier ces effets.

L'étude d'un composant en fonctionnement normal est basé sur le fait que le générateur engendre une perturbation. *La figure 1* ci dessous représente quelques perturbations physiques engendrées par une excitation physique et susceptibles d'être analysées. En effet, après excitation du circuit à l'aide d'un générateur par l'intermédiaire du courant $i(t)$ et de la tension $v(t)$, le circuit devient une source d'énergie perturbatrice en générant des paires électrons-trous.

Excitation	Effets perturbatifs	Perturbations	Grandeurs perturbées observables
$i(t)$	$B(t)$	Champ magnétique induit	Force magnétique
$v(t)$	$E(t)$	Champ électrique induit.	Force de coulomb
		Electro-optique.	Polarisation
		Electroluminescence.	Spectre d'émission de photons.
		Emission d'électrons secondaires	Nombre d'électrons émis
$i(t)*v(t)$	$T(t)$	Thermoélectrique	Emissivité. Déformation. Caractéristiques optiques.

Figure 1-1 : Tableau des perturbations engendrées lors d'une excitation électrique et observable sans contact.

Dans notre cas, nous nous intéresserons plus particulièrement aux perturbations thermoélectrique.

B. Phénomènes thermiques

1. Loi d'Ohm

Lorsque la température est uniforme, la densité de courant électrique est [1]:

$$J = qJ_N = -qL_{II} \frac{1}{T} \nabla \mu \quad (1.1)$$

Avec, $\Delta \mu = -qE$, où $E = -\Delta \varphi(r)$ est le champ électrique. La relation (1.1) n'est autre que la loi d'Ohm $J = \sigma E$. La conductivité électrique isotherme σ est donnée par :

$$\sigma = \frac{q^2}{T} L_{II} \quad (1.2)$$

2. L'effet joule

L'effet joule est dû à la transformation de l'énergie électrique en chaleur. Cet effet se produit dans tous les conducteurs lorsqu'on fait passer un courant dans ce matériau.

$$E_j = RI^2 t \quad (1.3)$$

Où E_j est l'énergie calorifique, exprimée en joule, dégagée par un conducteur électrique de résistance R (en ohm) traversé par un courant d'intensité I (en ampère) pendant un temps t (en seconde).

L'énergie dépend des ces trois facteurs, l'intensité est le facteur le plus important puisqu'il est au carré. Le temps d'excitation représente aussi un facteur non négligeable, Plus le temps t pendant lequel le courant traverse le circuit augmente, plus la chaleur dégagée est grande.

Cependant, le dégagement de chaleur varie d'un matériau à un autre sauf dans les supraconducteurs où il est nul, cela dépend de la résistivité du matériau ρ , de sa section A et de la longueur L entre les deux points où l'on recueille la tension V :

$$R = \frac{\rho L}{A} \quad (1.4)$$

C'est cet effet qui explique que des composants électriques ou électroniques "grillent" parfois. Dans d'autre cas on constate une fuite thermique entre la source chaude et la source froide, due à la conductance thermique des conducteurs placés entre les deux sources, qui se comportent en « shunt thermique ».

C. Effets thermoélectriques

En 1822-1823, Thomas Seebeck [2] décrit, dans un mémoire à l'Académie des sciences de Prusse, un phénomène qui correspond bien à la découverte du courant thermoélectrique se produisant dans un circuit fermé, formé de conducteurs différents et dont les jonctions sont à des températures différentes. L'explication par Seebeck de ce phénomène est erronée, mais les classements de matériaux qu'il a établis en fonction de ce que, actuellement, on nomme le pouvoir thermoélectrique sont tout à fait corrects. Seebeck ne manque pas de noter le phénomène provoqué par une différence de température le long d'un conducteur homogène; ce phénomène sera redécouvert trente ans plus tard par William Thomson. Vers 1834, Jean Charles Athanase Peltier publie dans les Annales de physique et chimie un article sur les anomalies de température observées aux jonctions de conducteurs de nature différente. Les expériences de Peltier sont confirmées, en 1838, par Antoine-César Becquerel et surtout Heinrich Lenz, mais les explications de Peltier concernant le phénomène découvert sont incorrectes. Il faut attendre 1857 pour avoir, avec Thomson, une vue d'ensemble convenable des trois effets thermoélectriques (effet Peltier, effet Seebeck et effet Thomson) et une formulation encore admise aujourd'hui. Le calcul des propriétés des circuits thermoélectriques a été, pour la première fois, effectué d'une manière satisfaisante par E. Altenkirch en 1909.

1. Effet SEEBECK (1821)

Si, dans un circuit ouvert composé des conducteurs A et B mis en contact par soudure ou d'un seul conducteur A , les points de contact sont portés à des températures différentes T_1 et T_2 , on observe une tension électrique U_S aux extrémités libres des conducteurs. Cette tension thermoélectrique est proportionnelle à la différence de température entre les points de contact [3].

$$U_S = a(T_1 - T_2) \quad (1.5)$$

Le coefficient de proportionnalité α qui s'exprime en V/K et souvent en $\mu V/K$ est appelé pouvoir thermoélectrique absolu du matériau ou encore coefficient de Seebeck de la combinaison des conducteurs. L'expérience montre qu'il varie très légèrement avec la température. Selon l'effet qui sera prépondérant dans la variation des deux flux d'électrons, ce coefficient sera donc positif ou négatif. Ainsi, α est positif si, dans un circuit fermé, le courant thermoélectrique (conventionnel) au point de contact le plus froid passe du conducteur A au conducteur B .

L'efficacité de conversion dépendant des couples de matériaux utilisés, plusieurs métaux ont été caractérisés, avec pour objectif d'atteindre des coefficients Seebeck élevés. L'utilisation des semi-conducteurs dans le domaine de la thermoélectricité permet notamment d'obtenir des rendements bien supérieurs, en utilisant l'effet de jonction. Il est à noter que le coefficient de Seebeck est négatif pour les semi-conducteur de type n et positif pour les semi-conducteurs de type p . D'où l'intérêt d'associer des matériaux ayant des coefficients de signes opposés. C'est ainsi que l'on utilise des couples de Tellure de Bismuth, dans les applications basse température alors que le tellure de plomb est plus utilisé dans les hautes températures. L'usage le plus connu de ce phénomène est le thermocouple. L'effet Seebeck est aussi à l'origine des applications de génération d'énergie. Il s'agit d'un phénomène réversible. Pour autant, très peu de couples de matériaux ont été caractérisés à ce jour, et de nombreuses découvertes restent à faire. Lorsqu'on soumet un conducteur à un gradient de température, tel que précisé sur la **figure 2** ci-dessus, on observe alors une tension donnée par :

$$U_s = (\alpha_n - \alpha_p)(T_1 - T_2) \quad (1.6)$$

Le matériau est soumis à une différence de température où $T_2 > T_1$, ce que nous pouvons traduire par ; les électrons libres au voisinage de T_2 vont avoir statistiquement une énergie moyenne supérieure à celle de ceux proches de T_1 .

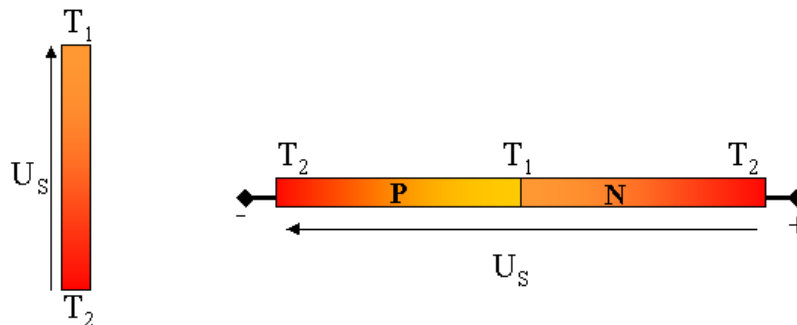


Figure 1-2 : L'effet Seebeck dans un matériau et dans un couple de matériaux.

On en tire deux conséquences ; d'une part, les électrons chauds vont donc se déplacer (en moyenne statistique) plus vite que les électrons froids et, d'autre part, leur probabilité de collision par unité de temps va augmenter ce qui se traduit par le fait que la distance moyenne que ces électrons chauds vont parcourir entre deux chocs va diminuer.

On dit d'une manière plus générale que le phénomène de diffusion des électrons est contrecarré par les processus de dispersion dans le matériau (collisions) et on notera que les électrons les plus rapides, donc les plus énergétiques auront une plus grande probabilité d'être freinés du fait de collisions. On démontre en mécanique quantique que le libre parcours moyen ou lpm varie en raison inverse de la température absolue.

Le gradient de température produit donc deux effets contradictoires : l'augmentation de vitesse des électrons chauds milite pour un flux plus important d'électrons allant dans le sens de T_2 vers T_1 , tandis que la réduction du lpm induit l'effet inverse. Ces deux effets ne sont pas égaux et selon le matériau ce sera l'un ou l'autre qui sera prépondérant.

Bien évidemment cela entraîne un déséquilibre de la répartition spatiale des électrons libres qui auraient tendance à s'accumuler vers l'une ou l'autre extrémité du conducteur. Cependant ce déséquilibre spatial, dès lors qu'il est initié, va engendrer un déséquilibre électrostatique et donc la création d'un champ électrique qui va s'opposer à l'accroissement de ce déséquilibre en favorisant des processus de diffusion inverse. En conséquence on va atteindre un nouvel état d'équilibre dans lequel, sous l'effet de toutes ces contraintes contradictoires, on aura un déséquilibre stationnaire se caractérisant par l'obtention d'une densité statistique des électrons libres évoluant tout le long du conducteur en fonction de la température locale et par voie de conséquence d'une variation du potentiel tout le long de ce conducteur. Il en résulte donc une ddp stable entre les deux extrémités du conducteur et au niveau de la section unitaire considérée précédemment deux flux opposés d'égale importance qui se compenseront, mais dont l'amplitude sera différente de ce qu'elle était avant l'application du gradient de température et bien évidemment différente selon l'emplacement de la section considérée, c'est à dire une fois encore selon la température locale. Il est intuitif de penser que la ddp considérée entre T_2 et T_1 sera proportionnelle à l'écart des températures $T_2 - T_1$.

En utilisant la fonction de transfert de Boltzmann, pour un électron soumis à un champ électrostatique et un gradient de température on peut, moyennant un calcul assez long, exprimer le courant de diffusion par l'expression :

$$j_x = \left[\iiint 2 \frac{e\tau}{\theta} U_x^2 (W - W_F) \frac{\partial f_0}{\partial W} d^3 K \right] \frac{d\theta}{dx} \quad (1.7)$$

Où le facteur 2 provient du fait qu'il y a deux électrons de même état énergétique à un spin près.

W et W_F étant l'énergie et l'énergie à la surface de Fermi.

K est le vecteur d'onde.

f est la fonction de répartition.

τ est le temps de relaxation.

θ est la température.

U_x est la distance de module

2. Effet PELTIER (1834)

Inversement lorsque la jonction précédente est parcourue par un courant d'intensité I , on observe, localisé sur celle-ci, un effet calorifique [2] : dégagement ou absorption de chaleur, dont le signe dépend du sens de circulation du courant. Le processus étant totalement réversible, l'inversion du sens du courant entraîne le changement de signe de l'effet calorifique. Le débit de chaleur sur la soudure est algébriquement donné par [3]:

$$dQ/dt = E(T) I \quad (1.8)$$

où $E(T) = VB(T) - VA(T)$ est la différence de potentiel de contact entre conducteurs à la température T .

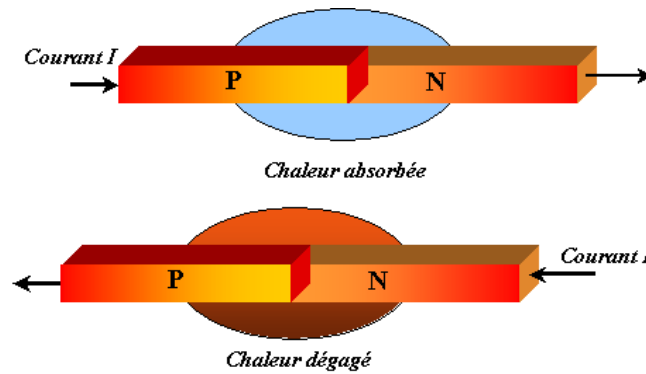


Figure 1-3: L'effet Peltier dans un couple.

Cet effet est proportionnel à l'intensité I du courant, ce qui permet de le distinguer de l'effet Joule, proportionnel à I^2 . Ainsi il se manifeste dans les jonctions traversées par un courant électrique. Prenons comme exemple la jonction de la **figure 3**, associant deux semi-conducteurs dopés N et P . Lorsque le courant circule du semi-conducteur N vers le P , la jonction refroidit. Si l'on inverse le sens du courant, la jonction chauffe. La quantité de chaleur absorbée ou dégagée Q_{peltier} est proportionnelle au courant injecté I , pour une température de jonction fixe et uniforme ($\nabla T=0$). On écrit la relation de Peltier :

$$Q_{\text{peltier}} = \pi_{np} I \quad (1.9)$$

Ce phénomène est utilisé dans la réfrigération thermoélectrique, et aussi de nature réversible. Son explication physique provient du fait que les énergies potentielles des porteurs de charge des deux conducteurs P et N sont différentes. Cependant, une barrière potentielle à la jonction est créée. Par conséquent, quand un courant traverse la jonction, l'énergie doit être échangée afin de maintenir la conservation de l'énergie et de la charge.

3. Effet THOMSON

William Thomson, connu sous le nom de lord Kelvin contribua, de manière durable à la thermodynamique. Après la dissertation de S. Carnot sur la chaleur et les travaux expérimentaux de J. Joule, la première loi de la thermodynamique put être explicitée, et, en 1850, R. Clausius fut conduit à poser pour principe que la chaleur ne peut d'elle-même passer d'un corps froid à un corps chaud. Thomson montra qu'en se fondant sur le système de Carnot il était possible de définir une échelle opératoire de température, indépendante des propriétés du système mis en oeuvre. Ainsi fut construite l'échelle thermométrique absolue ou graduation Kelvin.

L'effet Thomson [2, 4] est une sorte d'effet Peltier, mais entre des portions contiguës d'un même barreau de métal. L'effet Thomson se rapporte à la production ou à l'absorption de chaleur provoquée par le passage d'un courant dans une portion de conducteur, en présence d'une différence de température entre les extrémités du tronçon.

$$Q_{\text{thomson}} = \beta I \Delta T \quad (1.10)$$

Où β représente le coefficient Thomson du matériau utilisé. Ce coefficient, qui est fonction de la température, est exprimé en V/K .

Le champ électrique, présent même en l'absence de courant, produit une différence de potentiel de faible valeur entre deux points d'un même conducteur portés à des températures différentes.

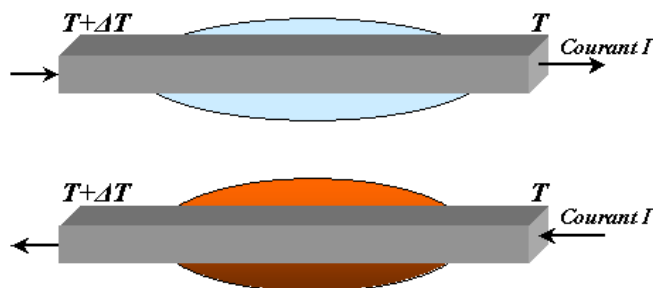


Figure 1-4 : Effet Thomson, dégagement ou absorption de chaleur

Comme le montre la **figure 4**, lorsque le conducteur est parcouru par un courant, cette différence de potentiel s'ajoute à celle résultant de la loi d'Ohm. De façon comparable à l'effet Peltier, la circulation de ce courant dans le conducteur à température non uniforme s'accompagne d'un effet calorifique réversible, dont le signe dépend de celui du coefficient Thomson et du sens de circulation du courant vis-à-vis du gradient de température. C'est l'effet Thomson, qui se superpose à l'effet Joule.

Les coefficients thermoélectriques sont reliés par les relations de Kelvin :

$$\alpha_{np} = \frac{\pi_{np}}{T} \quad (1.11)$$

$$\frac{\partial \alpha_{np}}{\partial T} = \frac{\beta_n - \beta_p}{T} \quad (1.12)$$

Ces relations peuvent être obtenues à partir des relations réciproques d'Onsager et de la théorie standard de la thermodynamique irréversible. Les coefficients de Seebeck et Peltier définissent les propriétés de la jonction, par contre le coefficient de Thomson définit les propriétés d'un conducteur homogène. L'équation (1-12) peut donner la relation du coefficient de Seebeck pour un matériau homogène [5].

$$\alpha_{np} = \int_0^T \frac{\beta}{T} dt \quad (1.13)$$

D. Conséquences des effets thermoélectriques

1. Modifications des propriétés optiques

L'excitation d'un matériau ou d'une jonction *PN* engendre des gradients de température et de concentration de porteurs libres au sein du composant. Ces gradients induisent alors une modification des propriétés optiques du composant par l'intermédiaire des variations de l'indice du matériau en volume. Ce qui a fait l'objet d'intéressantes recherches, surtout dans les cristaux, avec l'apparition des effets non-linéaires.

Dans notre cas, il est possible de mesurer ce gradient d'indice dans le silicium, en utilisant un laser peu absorbé par le silicium, émettant dans l'infrarouge. La méthode consiste à éclairer le substrat au passage du courant. Le gradient d'indice défléchit alors le faisceau laser par rapport à son axe d'incidence. Un photodétecteur mesure l'amplitude de la déflexion, ce qui permet une détermination quantitative du gradient généré par la modification des propriétés optiques.

2. Déformation

La quantité de chaleur entraîne aussi une modification de la géométrie du circuit par dilatation thermique. Ce déplacement de surface a fait l'objet d'intenses recherches puisque grâce à l'interféromètre nous sommes capables de mesurer un déplacement périodique de surface de *1fm* avec une résolution latérale de *1µm*.

La méthode interférométrique mesure le déplacement de surface aussi bien en régime permanent que transitoire. Deux configurations sont à l'étude pour les circuits électroniques ; l'interféromètre homodyne ou hétérodyne. Le principe est basé sur la modulation de phase du faisceau réfléchi par l'échantillon sous test. La première configuration consiste à mélanger le faisceau sonde avec le faisceau de référence et à détecter l'onde résultante à l'aide d'un photodétecteur. La deuxième configuration est basée sur le même principe mais les faisceaux sont décalés en fréquence cette fois-ci.

Il est à signaler que de nombreuses surfaces ont déjà été caractérisées [6], de l'eau au silicium, à condition que les irrégularités soient petites comparées à la longueur d'onde de la lumière.

E. Historique des méthodes d'analyse optique utilisées

De nos jours, plusieurs brevets ont été délivrés dans le monde, et presque autant d'autres brevets supplémentaires ont été déposés. Ils concernent principalement l'utilisation de différents systèmes d'imagerie pour une gamme étendue d'applications de l'électronique à la biologie. D'autres brevets sont en cours de dépôt pour consolider l'essentiel de la technologie. Il est important de souligner que le laser n'a été utilisé jusqu'ici en microélectronique que comme élément actif : coupure de pistes, création de paires électron-trou, puis comme un instrument de lecture et de caractérisation. Rappelons que les méthodes d'analyse actuelle sont soit des méthodes ponctuelles soit par imagerie directe. Dans le cas de cartographie, l'image sera obtenue par balayage point par point de l'échantillon.

1. Méthode optique d'analyse

Cette méthode consiste à étudier l'onde laser réfléchie en un endroit précis d'un circuit en fonctionnement normal. L'onde lumineuse interagit avec le matériau au point de réflexion, le composant est alors une source de perturbation qui vient modifier l'interaction rayonnement-matériau ce qui entraîne une modification d'un ou plusieurs paramètres de la lumière réfléchie (polarisation, phase, amplitude, fréquence, sa direction...). En effet, les modifications produites par l'excitation du circuit sont analysées par le laser au travers de l'élévation de température, changement de propriétés optiques et déformation du circuit.

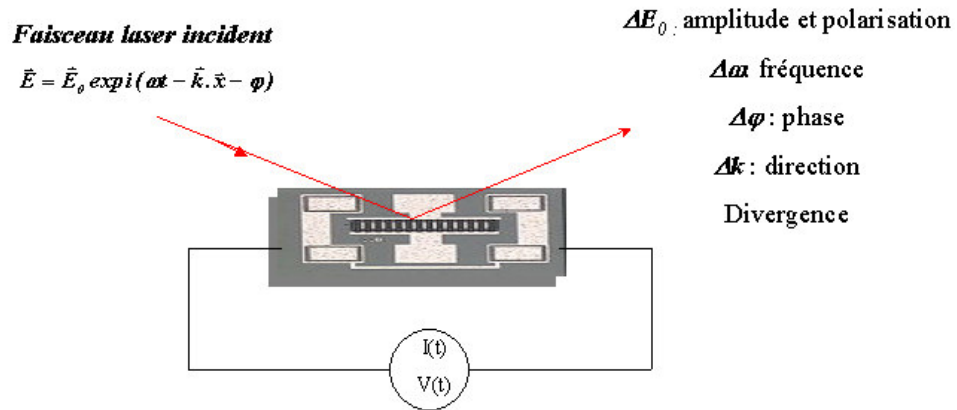


Figure 1-5 : Principe de la méthode expérimentale.

2. Spectroscopie

a) Spectroscopie Raman :

Le principe de la spectroscopie Raman consiste à envoyer le faisceau laser en un point sur l'échantillon à étudier et à analyser la lumière diffusée. Le processus mis en jeu est le suivant: les photons incidents sont détruits et leur énergie sert à créer des photons diffusés et à créer ou détruire des vibrations dans l'échantillon étudié, La lumière diffusée est alors détectée dans une direction autre que celle de la lumière réfléchiée par l'échantillon, sauf dans les montages sous microscope.

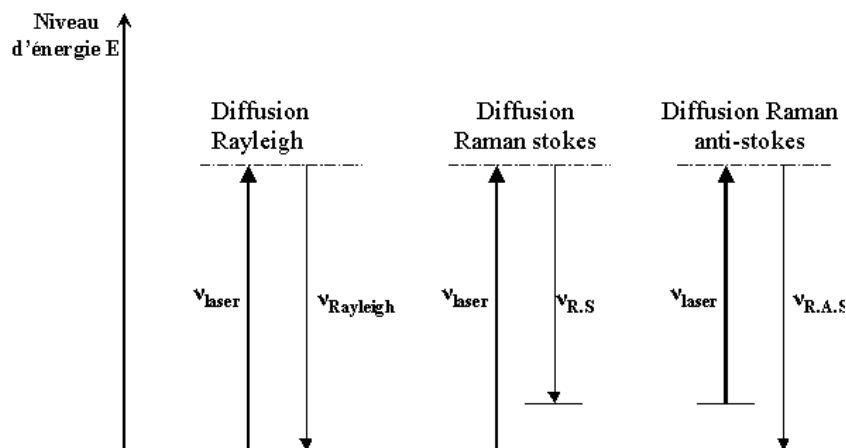


Figure 1-6 : Diffusion Raman.

Lorsqu'on éclaire un milieu par un faisceau laser, cette radiation excitatrice peut être transmise, réfléchiée, absorbée ou diffusée par le milieu comme schématisé dans la **figure 1-6**. Il peut y avoir alors une diffusion élastique (diffusion Rayleigh) pour laquelle la fréquence de la lumière diffusée est égale à celle de la lumière incidente. Pour une fraction beaucoup moins importante du faisceau incident, la diffusion est inélastique et correspond à un échange d'énergie entre le rayonnement et la matière.

Ce processus génère soit des radiations décalées vers les basses fréquences appelées Stokes soit des radiations hautes fréquences appelées anti-Stokes.

L'ensemble des radiations diffusées, analysées par un spectromètre, forme le spectre Raman de l'échantillon. Bien que celui-ci paraisse symétrique sur l'échelle des fréquences de part et d'autre de la radiation Rayleigh, on constate que les intensités décroissent rapidement du côté anti-Stokes, si bien que l'on n'utilise habituellement que la partie Stokes du spectre. Il faut tenir compte, pour évaluer les intensités, de l'influence des populations relatives aux différents niveaux. La probabilité d'observation de transitions anti-Stokes, partant de niveaux moins peuplés, est plus faible que pour les transitions Stokes, et décroît exponentiellement en fonction de l'énergie du niveau de départ. Ceci peut être schématisé dans la *figure 1-7* de la façon suivante :

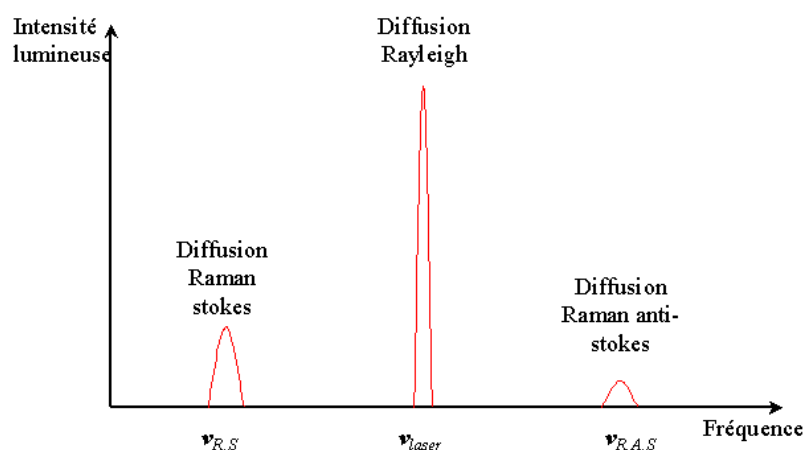


Figure 1-7 : Spectre de Raman.

On peut parler aussi de la spectroscopie Raman Electronique qui permet d'accéder directement au spectre des excitations électroniques qui est la signature de l'état physique du matériau étudié (conducteurs, semi-conducteurs, supra-conducteurs). Le spectre des excitations électroniques permet aussi de suivre l'évolution de la densité d'état électronique lors d'un changement de phase. L'avantage de l'imagerie spectroscopique est qu'elle permet une analyse chimique qualitative, semi-quantitative ou parfois quantitative avec une bonne résolution spectrale et spatiale, c'est pour cela qu'elle est aussi appelée *imagerie chimique*. L'avantage par rapport à la microspectroscopie point par point est la rapidité. De très faibles variations spectrales peuvent être mises en évidence par des méthodes de chimiométrie. Malheureusement souvent les pics se chevauchent ou sont mal identifiés et les différences entre les spectres peuvent être faibles surtout si on ne considère qu'un seul pic.

b) Spectroscopie de photoluminescence :

La spectroscopie de photoluminescence est une méthode sans contact et non destructive pour sonder la structure électronique des matériaux. Elle permet de travailler sur des matériaux à faible ou à large bande interdite, à basse température ou à température ambiante.

Outre la photoluminescence, qui résulte d'une excitation lumineuse, il existe plusieurs autres formes de luminescence utilisant d'autres sources d'excitation. L'électroluminescence est la lumière émise par un corps traversé par un courant électrique.

La cathodoluminescence résulte du bombardement par un faisceau d'électrons. La triboluminescence est due à une excitation mécanique alors que la chimiluminescence fait suite à une réaction chimique.

3. Interférométrie :

L'interféromètre de Michelson est peut-être le mieux connu et le plus fondamental dans une famille des interféromètres qui inclut l'interféromètre de Fabry-Perot, l'interféromètre Twyman-Vert, l'interféromètre de Sagnac et l'interféromètre de Mach-Zehnder. L'interféromètre de Michelson est un instrument optique de précision et de polyvalence. Il est généralement employé dans la mesure des petits changements des longueurs de chemin optiques. Les franges, produites par l'interféromètre, sont utilisées pour faire une comparaison précise des longueurs d'onde, pour mesurer l'indice de réfraction, et pour déterminer des déplacements de surface de l'ordre de la fraction du femtomètre. L'interféromètre de Michelson, comme illustré dans la *figure 1-8*, opère sur le principe de la division de l'amplitude plutôt que sur la division du front d'onde. Selon ce principe, le faisceau issu du laser est divisé ; une partie est envoyée sur l'échantillon tandis que l'autre moitié est envoyée dans la direction du miroir de référence. Les deux faisceaux issus de différents chemins optiques sont plus tard superposés à la sortie du dispositif où l'interférence se produit et les franges sont formées. Le caractère des franges est directement lié aux différentes longueurs de chemin optiques. Il est à noter que l'interférence ne se produit que entre des ondes dont les polarisations sont parallèles.

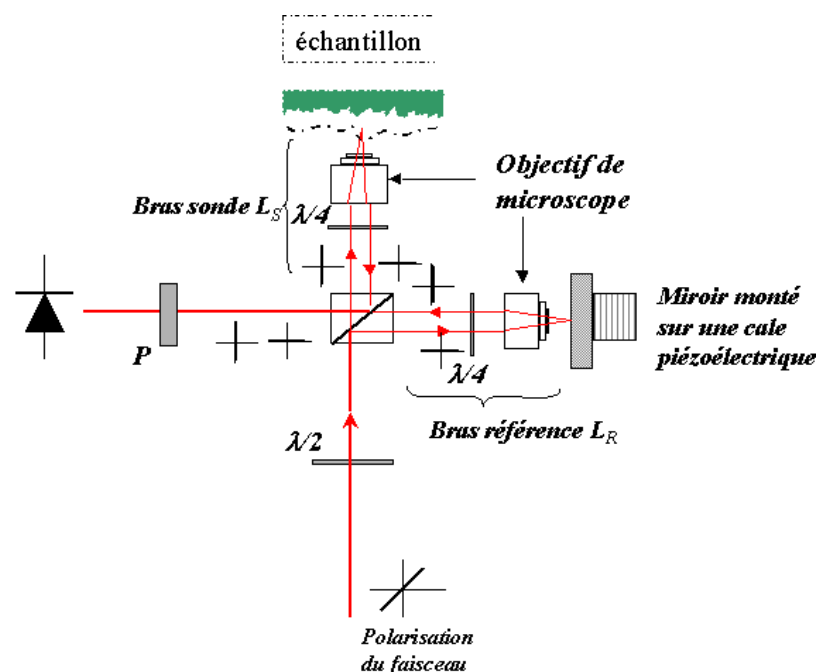


Figure 1-8 : Interféromètre de Michelson.

L'intensité lumineuse est détectée à l'aide d'une photodiode, et s'écrit sous la forme :

$$I = 2I_0 \left[1 + \cos \left(\frac{2\pi\delta}{\lambda} (\delta(t) + L_S - L_R) \right) \right] \quad (1.14)$$

Où λ représente la longueur d'onde du laser.

I_0 est l'intensité totale du laser.

δ est le déphasage généré par le déplacement de la surface de l'échantillon.

$L_S - L_R$ est la différence de chemin optique du bras de l'échantillon et du bras référence.

Ainsi, l'intensité dépend sinusoidalement de cette différence (**figure 1-9**). Lorsque l'échantillon est excité électriquement, le faisceau sonde voit sa phase modulée par le déplacement $\delta(t)$ engendrée par la dilatation thermique.

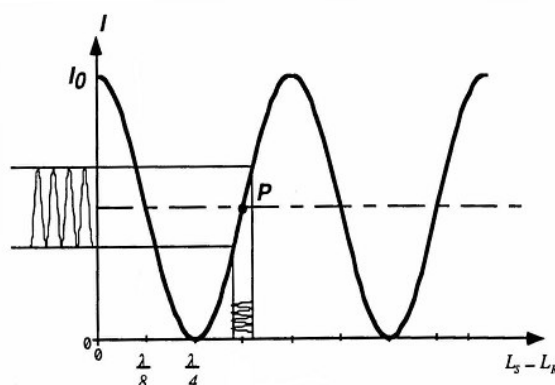


Figure 1-9 : Variation de l'intensité en fonction de la différence des chemins optiques.

Un interféromètre très haute résolution a été développé au sein du groupe, il a été adapté pour répondre aux principales exigences de la microélectronique. On définit un point de fonctionnement autour duquel le cosinus peut être linéarisé (**figure 1-9**), ainsi les variations d'intensité d'interférences sont proportionnelles au déplacement de surface. Pour ce faire, la position du miroir de référence est asservie de façon à maintenir le point de fonctionnement dans la position de sensibilité maximum ($L_S - L_R = \lambda/8$), l'interféromètre développé permet une sensibilité de 1 fm et une résolution latérale micrométrique, il nous permet ainsi de faire des mesures absolues de déplacements.

4. Réflectométrie

La réflectométrie est une technique expérimentale capable de donner les informations sur la température de surface des composants microélectroniques en fonctionnement normal.

Soit $R(T)$ le coefficient de réflexion qui s'écrit sous la forme :

$$R(T) = \frac{[1 - n(T)]^2 + k(T)^2}{[1 + n(T)]^2 + k(T)^2} \quad (1.15)$$

En différenciant $R(T)$ par rapport à la température :

$$dR(T) = 2 \left[\frac{(n-1)dn + kdk}{k^2 + (n+1)^2} - \frac{[(1-n)^2 + k^2][(n+1)dn + kdk]}{[(n+1)^2 + k^2]^2} \right] dT \quad (1.16)$$

Dans le cas général, le circuit alimenté engendre une variation de température qui à son tour modifie la réflectivité du composant qui s'écrit sous la forme :

$$\Delta R = \frac{\partial R}{\partial T} \Delta T \quad (1.17)$$

Le principe de la technique consiste à focaliser un faisceau laser de flux Φ sur l'échantillon à tester, l'intensité mesurée à l'aide d'un photodétecteur s'écrit alors :

$$I_s = RS\Phi \quad (1.18)$$

Avec S la sensibilité du photodétecteur.

Sous alimentation, le photodétecteur mesure les variations électriques ΔI associées aux variations de température ΔT et nous obtenons :

$$\frac{\Delta I_s}{I_s} = \frac{\Delta R}{R} \quad (1.19)$$

par conséquent lors d'une perturbation thermique d'un composant, il est possible de mesurer directement la variation de température :

$$\Delta T = \frac{\partial R}{R \partial T} \frac{\Delta I_s}{I_s} \quad (1.20)$$

Où $\frac{1}{R} \frac{\partial R}{\partial T}$ est le coefficient de thermoréfectivité du matériau.

La connaissance de ce coefficient permet de déterminer la variation de température de façon absolue.

La focalisation est effectuée au moyen d'un objectif de microscope, ce qui permet d'avoir une très haute résolution latérale puisqu'elle est limitée par la taille du spot et la diffraction de la longueur d'onde.

5. Autres techniques d'imagerie

Les techniques d'analyse présentées utilisent une approche ponctuelle et peuvent facilement réaliser des cartographies ou image 2D par balayage point par point de l'échantillon.

Aujourd'hui plusieurs techniques sont disponibles pour réaliser des images. Elles s'appuient sur les propriétés ondulatoires de l'électron. Nous allons présenter brièvement d'autres techniques d'imagerie.

SEM : [7] ou microscope électronique à balayage (MEB) est un système d'imagerie qui analyse les informations fournies par l'électron secondaire réfléchi. En effet, ce microscope permet l'observation de la morphologie de surface avec une profondeur de champ beaucoup plus importante qu'en microscopie optique. En analysant les électrons rétrodiffusés, on observe soit la répartition des différentes phases selon leur numéro atomique, soit les reliefs avec un contraste renforcé. La résolution est de 4,5 nm.

Part contre, L'image de contraste en électrons rétrodiffusés ne donne pas la nature des phases, il faut faire l'analyse en rayons X. L'échantillon doit supporter le vide (10^{-5} Torr) et l'irradiation des électrons.

Le principe est simple et consiste à faire passer le faisceau au-dessus de l'échantillon, ce dernier libère les électrons qui sont détectés par un matériel de scintillation. Une fois que les électrons contactent le matériel, des flashes de la lumière sont produits. Un tube de photomultiplicateur amplifie ces flashes. L'intensité des flashes est corrélée dans la position de faisceau d'électrons pour produire une image contrastée de la surface.

Il existe un autre microscope qui reste similaire au SEM c'est le TEM ou microscope électronique à transmission sauf que l'image n'est plus affichée sur un moniteur, mais formée par la projection agrandie de l'échantillon sur un écran fluorescent.

La seconde différence fondamentale entre les deux types de microscopes électroniques est que dans le cas du SEM, seule la surface des échantillons est observée alors que dans le TEM on observe le plus souvent des coupes. Ce dernier est utilisé pour identifier les imperfections dans la structure d'atomique du matériel par l'analyse des surfaces microscopiques.

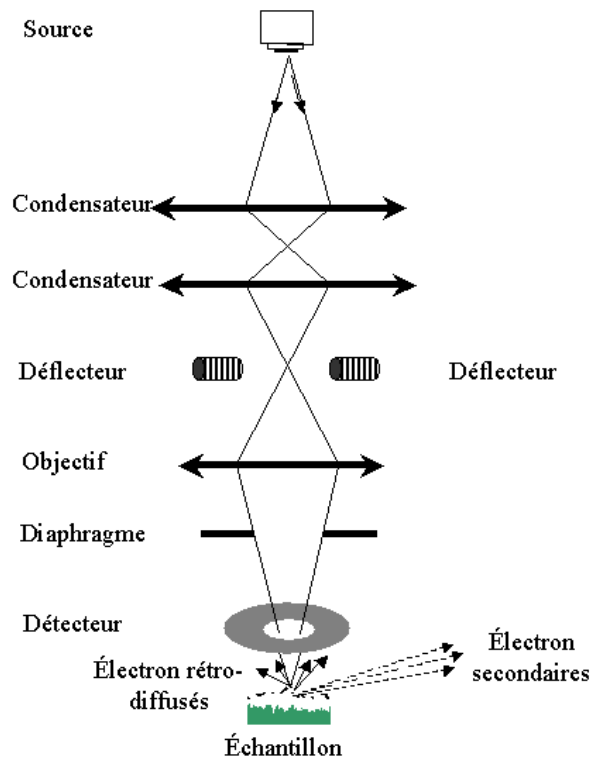


Figure 1-10 : Schéma de principe d'un microscope à balayage électronique

STM : le Microscope à effet tunnel est un instrument qui analyse la topographie qui concerne les matériaux conducteurs ou semi-conducteurs. Dans cette technique, une pointe conductrice (*Pt-Ir* ou *W*) est placée à 5-10 Angströms de l'échantillon et, lorsqu'une polarisation est appliquée, du courant passe par effet tunnel. Deux modes principaux de travail peuvent être utilisés ; mode cartographie ou mode spectroscopie.

En mode cartographie : On explore ligne par ligne l'échantillon, en maintenant le courant tunnel à une valeur de consigne au moyen d'une boucle d'asservissement qui ajuste en permanence la distance pointe/surface. Il faut savoir que l'image obtenue, en général, ne traduit pas uniquement le relief rencontré par la pointe, mais elle représente en fait les surfaces d'isodensité électronique au niveau de Fermi. Il y a donc le plus souvent, dans une image tunnel, un mélange complexe d'informations topographiques et électroniques.

En mode spectroscopie : On se place cette fois en un point de l'échantillon et on mesure les variations du courant en fonction des principaux paramètres comme la tension appliquée ou la distance, ce qui donne accès à des informations électroniques locales. Ainsi, en faisant varier la polarisation, on peut sonder les niveaux énergétiques compris entre E_F et $E_F \pm qlq eV$; et en faisant varier la distance, on peut étudier l'influence du milieu interfacial présent entre la pointe et la surface

AFM : Le microscope à force atomique (MFA) concerne tous les types de matériaux, qu'ils soient isolants, conducteurs ou semi-conducteurs. En effet, dans cette technique, la pointe-sonde est placée à l'extrémité libre d'une poutre élastique et le paramètre-clé est de nature mécanique. Plusieurs types de forces sont impliqués dans l'interaction pointe/surface, dont la plus connue est bien sûr la force de van der Waals.

La dépendance de cette force vis-à-vis de la distance permet de distinguer trois modes de travail du microscope à force atomique : le mode contact, pour lequel l'interaction van der Waals est fortement répulsive, le mode "non-contact", où elle est faiblement attractive, et enfin un mode plus complexe de "contact intermittent", intermédiaire des deux précédents.

La pointe est donc placée au contact de l'échantillon avec une force choisie (*figure I-10*), évaluée par la mesure optique de la déflexion de la poutre élastique. Une zone carrée de la surface est alors balayée ligne par ligne, en maintenant la déflexion du levier à la valeur de consigne au moyen d'une boucle d'asservissement qui ajuste en permanence la position verticale de l'échantillon. On obtient au final une cartographie de la zone explorée, dont la résolution dépend à la fois du rayon de courbure de la pointe utilisée typiquement **10 à 50nm** et de la taille du carré balayé.

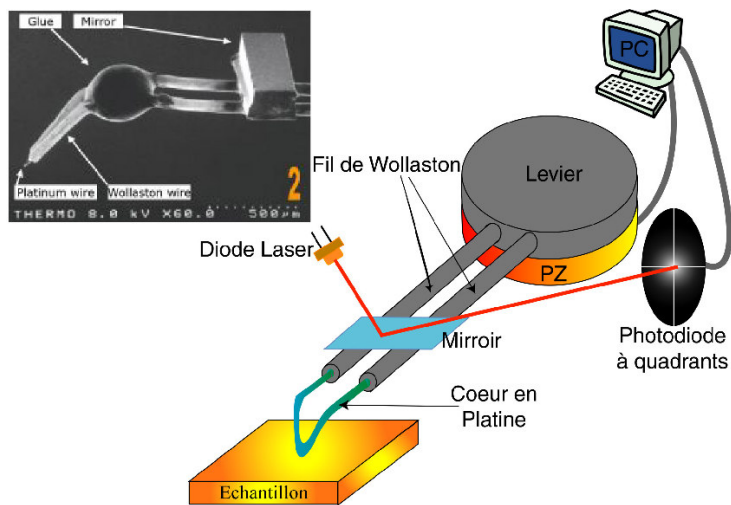


Figure I-11 : Schéma de principe du microscope à force atomique.

F. Conclusion

Après avoir passé en revue les différents effets thermoélectriques mis en cause dans la déformation et les modifications du comportement du composant, et qui affecte la fiabilité de son fonctionnement, nous avons ensuite vu que l'on peut caractériser ces effets à l'aide de nombreuses méthodes développées au sein du groupe ou ailleurs.

Ces méthodes présentent des limitations :

Plusieurs techniques sont limitées aux conducteurs et non aux semi-conducteurs et milieu diffusants.

Le coût qui est parfois trop élevé (quelques millions d'euros pour le SEM).

Une méthode qui n'analyse que la surface comme l'AFM.

Le temps d'analyse qui est trop lent car on est obligé de balayer toute la surface du composant afin de réaliser une cartographie.

Avec la miniaturisation de la dimension des composants, les fabricants ont été obligés d'adopter la technique multicouche. Par conséquent, ces techniques ne peuvent pas atteindre la surface active du composant.

Dans ce qui suit, nous allons présenter une nouvelle technique capable d'atteindre la surface active du composant par face arrière c'est à dire par le substrat du silicium.

CHAPITRE 2

OPTIQUE NON-LINEAIRE

*Good, fast and cheap: pick any two.
Anonyme.*

A Introduction

Lorsqu'on applique un champ sur un diélectrique, celui-ci répond en se polarisant, c'est à dire par un changement de répartition des charges dans le milieu. Le moment dipolaire par unité de volume engendré est appelé polarisation et est noté P . Si ce champ oscille, comme c'est le cas pour une onde électromagnétique, les électrons du milieu oscillent et rayonnent à leur tour un champ. Selon que l'intensité du champ appliqué est faible ou non, la réponse du milieu est linéaire ou non. Dans la nature, les réponses des milieux aux champs optiques sont linéaires. Cependant, la première observation d'effet optique non-linéaire remonte à 1961 où Franken et coll [8] ont réalisé une expérience de génération de seconde harmonique à l'aide d'une lame de quartz éclairée par un laser à rubis à une longueur d'onde de 694.3 nm.

Les processus optiques non linéaires sont des manifestations de la propriété de certains matériaux d'acquérir sous l'effet d'un champ lumineux intense une polarisation dépendant de façon non linéaire de l'amplitude du champ. Dans la plupart des cas, l'origine physique de cette propriété se situe au niveau microscopique du matériau (nature des atomes, structur cristalline, etc...). Un laser conventionnellement utilisé peut émettre des impulsions de 200fs à la cadence de 50MHz avec une énergie d'environ 24nJ à 1030nm . En focalisant le faisceau sur une surface de l'ordre de $100\ \mu\text{m}^2$, on obtient alors une densité de puissance crête de 10^{15}W/m^2 . Un tel laser est donc capable d'arracher les électrons de leurs orbites, et de transformer tout matériau en un plasma hautement ionisé. Il est clair qu'alors la notion familière de réponse optique linéaire caractérisée par un indice de réfraction constant, en d'autres termes une polarisation induite proportionnelle à l'amplitude du champ laser, cesse d'être valable. Les processus optiques non linéaires sont des manifestations de la propriété de certains matériaux d'acquérir sous l'effet d'un champ lumineux une polarisation dépendant de façon non linéaire de l'amplitude du champ, en d'autre terme, l'effet d'un champ électrique sur un diélectrique est d'induire une polarisation.

Effets non-linéaire d'ordre 2	Effets non-linéaire d'ordre 3
- Somme de fréquence	- Diffusion Raman stimulée
- Différence de fréquence	- Absorption à 2 photons
- Génération de seconde harmonique	- Génération de troisième harmonique
- Amplification paramétrique	- Biréfringence optiquement induite
- Effet électro-optique (Pockels)	- Effet électro-optique du 2nd ordre (Kerr)
- Effet magnéto-optique	- GSH électriquement induite (poling)[9]

Table 2.1 : Quelques effets optiques non-linéaires d'ordre 2 et 3.

Dans ce chapitre, nous commencerons par rappeler les principes à l'origine des propriétés optiques non-linéaires des matériaux en nous intéressant tout particulièrement au cas de la génération de seconde harmonique (**GSH**). Puis nous passerons en revue les quelques cristaux non-linéaire susceptibles d'être utilisés pour la réalisation d'une porte optique. Ainsi, nous terminerons par argumenter le choix du cristal doubleur parmi les autres candidats.

B Polarisation non-linéaire :

1. Modèle d'un oscillateur non-linéaire :

De façon générale, la réponse d'un électron à un champ électrique optique correspond à celle d'une particule dans un potentiel anharmonique. On peut décrire une telle situation à l'aide d'un modèle simple où l'électron de masse m et de charge $-e$ est lié au cœur ionique par l'intermédiaire d'un ressort, les dipôles étant supposés tous orientés dans la direction du champ électrique. L'évolution de l'écart à l'équilibre x de l'électron sous l'effet du champ $E(t)$ est alors régie par une équation du type :

$$\frac{\partial^2 x}{\partial t^2} + \omega_0^2 x = -\frac{e}{m} E(t) \quad (2.1)$$

Où ω_0 est la fréquence de résonance de l'électron, et x le déplacement de l'électron de sa position d'équilibre. Pour simplifier les calculs, on considère un champ polarisé linéairement dans la direction x . L'énergie potentielle associée à la force élastique :

$$V(x) = \frac{1}{2} m \omega_0^2 x^2 \quad (2.2)$$

Le champ laser monochromatique est sous la forme :

$$E(t) = E_0 \cos \omega t \quad (2.3)$$

Où ω est la fréquence optique.

En portant les deux équations, et en cherchant pour x une solution forcée à la fréquence ω , on obtient :

$$x(t) = -\frac{eE_0 \cos(\omega t)}{m(\omega_0^2 - \omega^2)} \quad (2.4)$$

Cette solution ignore le terme non-linéaire, dans le cas d'un déplacement important de l'électron on a :

$$\frac{\partial^2 x}{\partial t^2} + \omega_0^2 x + ax^2 = -\frac{e}{m} E(t) \quad (2.5)$$

A ce niveau, on exclut le terme des effets non-linéaire dans cette l'équation (ax^2), nous obtenons :

$$[x(t)]^2 = \frac{1}{2} \left(\frac{e/m}{\omega_0^2 - \omega^2} \right)^2 E_0^2 (1 + \cos(2\omega t)) \quad (2.6)$$

Une meilleure approximation de $x(t)$, est obtenu par la résolution de l'équation :

$$\frac{\partial^2 x'}{\partial t^2} + \omega_0^2 x' = -\frac{e}{m} E(t) - ax^2 \quad (2.7)$$

Dans cette équation, le terme non-linéaire est présent. La solution de l'équation complète est :

$$\begin{aligned} x'(t) = & \frac{e/m}{\omega_0^2 - \omega^2} E_0 \cos(\omega t) - \frac{a}{2\omega_0^2} \left(\frac{e/m}{\omega_0^2 - \omega^2} \right)^2 E_0^2 \\ & - \frac{a}{2\omega_0^2 - 4\omega^2} \left(\frac{e/m}{\omega_0^2 - \omega^2} \right)^2 E_0^2 \cos 2\omega t \end{aligned} \quad (2.8)$$

Un important nouvel effet est mis en évidence dans cette équation, la solution de la deuxième approximation $x''(t)$ montre que l'électron oscille à une fréquence fondamentale ω , ainsi qu'à la seconde harmonique 2ω sans oublier le terme statique ou dc .

2. Indice de réfraction :

Il est important de rappeler la définition de l'indice de réfraction n , qui sera très largement utilisé dans ce chapitre. La propagation d'une onde électromagnétique dans un milieu est décrite par les équations de Maxwell. Le déplacement électrique D et le champ électrique E sont reliés par la permittivité diélectrique relative ϵ_r , qui dans un milieu anisotrope est une grandeur tensorielle.

En utilisant la convention d'Einstein sur la sommation des indices répétés, la relation s'écrit :

$$\begin{aligned} D_i &= \epsilon_0 \epsilon_{ij} E_j \\ \epsilon_r &= n^2 \end{aligned} \quad (2.9)$$

ϵ_0 est la permittivité diélectrique du vide.

La permittivité peut également être en fonction de la susceptibilité linéaire du matériau :

$$\epsilon_r = I + \chi^{(1)}(\omega) \quad (2.10)$$

Il est possible de représenter les indices rencontrés par une onde se propageant suivant les axes principaux (x,y,z) d'un cristal par l'ellipsoïde des indices dont l'équation est :

$$\frac{x^2}{n_x^2} + \frac{y^2}{n_y^2} + \frac{z^2}{n_z^2} = 1 \quad (2.11)$$

$$\epsilon_r = \begin{pmatrix} n_x^2 & 0 & 0 \\ 0 & n_y^2 & 0 \\ 0 & 0 & n_z^2 \end{pmatrix} \quad (2.12)$$

Les racines, éventuellement complexes, des valeurs propres de la matrice donnent pour leur partie réelle les indices de réfraction du cristal suivant ses axes propres et pour leur partie imaginaire les coefficients d'absorption du cristal. Lorsqu'on se place loin des bandes d'absorption du cristal, ce qui est le cas pour les fréquences optiques utilisées dans nos expériences, on pourra négliger l'absorption et considérer que les indices n_i sont des fonctions monotones de ω , en général croissantes. Si le cristal possède une symétrie cubique, toutes les directions sont équivalentes pour les électrons du cristal, et la polarisation est donc la même quelle que soit la polarisation du champ incident. Cela se traduit par des valeurs propres identiques pour toutes les directions : $n_x = n_y = n_z$.

Dans le cas où la symétrie du cristal ne serait pas cubique [10], ces valeurs sont différentes. On dit alors que le cristal est biréfringent. Cela signifie que la réponse des électrons est différente suivant la direction dans laquelle s'effectue le forçage : l'indice dépend de la polarisation du champ. Il y a alors deux situations : soit les trois valeurs sont différentes ; le cristal est alors biaxe, soit deux valeurs sont identiques, le système est dit uniaxe. Dans ce dernier cas, on peut donc définir deux indices : l'indice ordinaire n_o et l'indice extraordinaire n_e .

3. Polarisation :

Au premier ordre, la polarisation contient des composantes aux mêmes fréquences que chaque composante du champ [11, 12]:

$$\vec{P}(\omega) = \epsilon_0 \chi(\omega) \cdot \vec{E}(\omega) \quad (2.13)$$

Quand le champ devient intense ($\sim 10^{11} \text{V/m}$), la polarisation présente un terme non-linéaire qui est développé en puissance de champ :

$$\begin{aligned} \vec{P} &= \vec{P}^L + \vec{P}^{NL} \\ \vec{P} &= \epsilon_0 \chi^{(1)} \cdot \vec{E} + \epsilon_0 \chi^{(2)} \cdot \vec{E}\vec{E} + \epsilon_0 \chi^{(3)} \cdot \vec{E}\vec{E}\vec{E} + \dots \end{aligned} \quad (2.14)$$

La susceptibilité non-linéaire d'ordre 2, $\chi^{(2)}$, qui caractérise l'interaction entre l'onde électromagnétique et le milieu, est un tenseur d'ordre 2 qui est non nul lorsque le cristal n'est pas centro-symétrique. En effet, si le signe du champ appliqué est changé, la polarisation doit également changer de signe si le cristal possède une telle symétrie. Ceci impose à tous les tenseurs d'ordres pairs d'avoir une valeur nulle. Dans notre cas, on peut se limiter à l'ordre 2 dans le développement.

On a alors :

$$\vec{P}^{(2)}(\omega_3) = \epsilon_0 \chi^{(2)}(\omega_3, \omega_1, \omega_2) : \vec{E}(\omega_1) \vec{E}(\omega_2) \quad (2.15)$$

Où $\chi^{(2)}(\omega_3, \omega_2; \omega_1)$ est non-nul uniquement pour $\omega_3 = \omega_2 + \omega_1$. Cette relation indique que la conservation de l'énergie doit être respectée, dans le cas de la génération de seconde harmonique, on a : $\omega = \omega_2 = \omega_1$.

Dans ce cas simple, la polarisation d'ordre 2 s'écrit :

$$\begin{aligned} P^{(2)} &= \epsilon_0 \chi^{(2)} E_0^2 \cos^2(\omega t) \\ P^{(2)} &= \epsilon_0 \chi^{(2)} \frac{E_0^2 \cos(2\omega t)}{2} + \epsilon_0 \chi^{(2)} \frac{E_0^2}{2} \\ P^{(2)} &= P(2\omega) + dc \end{aligned} \quad (2.16)$$

C Génération de seconde harmonique :

Comme nous l'avons vu précédemment, l'un des effets non-linéaires est la conversion de fréquence. Nos recherches concernent essentiellement la génération de seconde harmonique **GSH** qui consiste à générer une onde de pulsation double 2ω à partir d'un rayonnement incident à la pulsation ω . Son principe est schématisé sur la **figure 2.2**

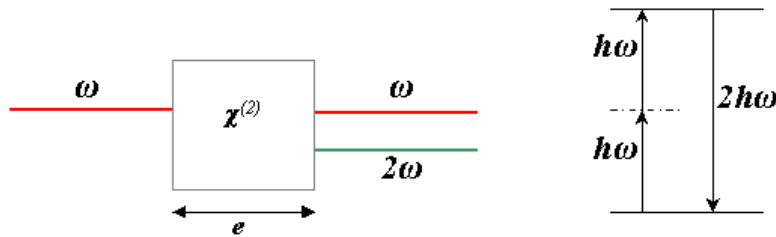


Figure 2.2 : Principe du dispositif de génération de seconde harmonique, représentation quantique du processus.

La **figure 2.2** montre aussi le processus quantique sous-jacent : deux photons ω sont détruits et un photon 2ω est créé.

Dans tous les cas, la polarisation se met sous la forme :

$$P_l(\omega) = \frac{\epsilon_0}{2^{n-1}} \sum_{l_1 l_2 \dots l_n} \chi_{ll_1 l_2 \dots l_n}^{(-\omega, \omega_1, \omega_2, \dots, \omega_n)} E_{l_1}(\omega_1) E_{l_2}(\omega_2) \dots E_{l_n}(\omega_n) \quad (2.17)$$

Le vecteur polarisation peut se mettre dans le cas spécifique de génération de seconde harmonique :

$$P(2\omega) = \frac{\epsilon_0}{2} \begin{bmatrix} \chi_{xxx} E_x(\omega) E_x(\omega) + \chi_{xyy} E_y(\omega) E_y(\omega) + \chi_{xzz} E_z(\omega) E_z(\omega) \\ + \chi_{xyz} E_y(\omega) E_z(\omega) + \chi_{xzy} E_z(\omega) E_y(\omega) \\ + \chi_{zxx} E_z(\omega) E_x(\omega) + \chi_{xxz} E_x(\omega) E_z(\omega) \\ + \chi_{xxy} E_x(\omega) E_y(\omega) + \chi_{xyx} E_y(\omega) E_x(\omega) \end{bmatrix} \quad (2.18)$$

Où $\chi_{ijk} = \chi_{ijk}(-2\omega, \omega; \omega)$

Introduisons un tenseur non-linéaire défini par :

$$\chi_{ijk}(-2\omega, \omega, \omega) = 2d_{ijk}(-2\omega, \omega, \omega) \quad (2.19)$$

Kleinman [13] a montré que la susceptibilité purement réelle dans les milieux sans perte entraîne une symétrie vis à vis des permutations des deux derniers indices. Le système d'axe peut alors être soit celui lié à la structure du cristal appelé repère cristallographique (a, b, c) , ou celui lié au repère physique du cristal appelé repère cristallographique (x, y, z) .

Le tenseur non-linéaire peut donc être représenté par une matrice de $3*6=18$ éléments. La matrice est vite simplifiée lorsque le cristal présente un ou plusieurs axes de symétrie.

Sur les 32 classes de matériaux étudiés, 21 possèdent un axe de symétrie minimum et peuvent donc avoir une matrice réduite.

Donc la polarisation s'écrit de la forme :

$$\begin{pmatrix} P_x(2\omega) \\ P_y(2\omega) \\ P_z(2\omega) \end{pmatrix} = \epsilon_0 \begin{pmatrix} d_{xxx} & d_{xyx} & d_{xzz} & d_{xyz} & d_{xzx} & d_{xxy} \\ d_{yxx} & d_{yyy} & d_{yzz} & d_{yyz} & d_{yzy} & d_{yyx} \\ d_{zxx} & d_{zyy} & d_{zzz} & d_{zyz} & d_{zzy} & d_{zxy} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} E_x^2(\omega) \\ E_y^2(\omega) \\ E_z^2(\omega) \\ 2E_y(\omega)E_z(\omega) \\ 2E_z(\omega)E_x(\omega) \\ 2E_x(\omega)E_y(\omega) \end{pmatrix} \quad (2.20)$$

Kleinman [13] a démontré que le tenseur d est symétrique par rapport aux permutations des trois indices ijk . On aboutit alors aux relations :

$$d_{ijk} = d_{ikj} = d_{jik} = d_{jki} = d_{kij} = d_{kji} \quad (2.21)$$

Une autre notation peut être utiliser afin de simplifier la matrice :

$$\begin{aligned} x &= 1; y = 2; z = 3 \\ xx &= 1; yy = 2; zz = 3 \\ yz &= 4; zx = 5; xy = 6 \end{aligned} \quad (2.22)$$

Quand une onde plane monochromatique se propageant dans un milieu linéaire d'indice n_0 et de vecteur d'onde k_0 pénètre dans un matériau non-linéaire d'indice n , cette onde, de vecteur d'onde k_1 , va créer localement une polarisation macroscopique présentant, entre autre, une composante oscillant à la pulsation 2ω . Cette onde de polarisation, ou onde forcée, de pulsation 2ω , possède un vecteur d'onde :

$$k_p = 2k_1 = \frac{2\omega}{c} n_p \quad (2.23)$$

Elle se propage donc de manière colinéaire et à la même vitesse que l'onde à la fréquence fondamentale ω :

$$P^{(2)}(2\omega) = \epsilon_0 d_{eff}^{(2)} E(\omega) E(\omega) e^{ik_p z} \quad (2.24)$$

S'il est délicat de parler de propagation pour une onde forcée, la résolution des équations de Maxwell montre l'existence d'une onde libre de polarisation se propageant à la fréquence 2ω avec un vecteur d'onde k_2 . Ces deux ondes libre et forcée vont donc interférer tout au long de leur propagation au sein du matériau. Le transfert d'énergie $\omega \rightarrow 2\omega$ sera optimal lorsque ces deux ondes oscilleront en phase, c'est à dire lorsque $k_2 = k_p$ soit $k_2 = 2k_1$. On appelle cette condition l'accord de phase.

En considérant que les deux ondes ω et 2ω se propagent de manière colinéaire (faible épaisseur ou incidence normale soit $\theta_\omega = \theta_{2\omega}$) l'équation de propagation du champ électrique, provenant de la résolution des équations de Maxwell, s'écrit :

$$\frac{\partial E(2\omega)}{\partial z} = i \frac{(2\omega)^2}{2\varepsilon_0 c^2 k_2} P_{2\omega}^{NL} e^{-ik_2 z} \quad (2.25)$$

$$\frac{\partial E(2\omega)}{\partial z} = i \frac{(2\omega)^2}{4c^2 k_2} d_{eff}^{(2)} E(\omega) E(\omega) e^{-i(2k_1 - k_2)z} \quad (2.26)$$

Dans les conditions d'accord de phase :

$$\frac{\partial E(2\omega)}{\partial z} = cte \quad (2.27)$$

Par intégration de cette expression (voir annexe), on remarque que l'amplitude du champ électrique à la sortie du matériau est proportionnelle à l'épaisseur e traversée. L'intensité dépendra donc de e^2 dans le cas $\Delta k = k_2 - 2k_1 = 0$.

Dans le cas général où cette condition d'accord de phase n'est pas respectée, l'intégration de l'équation conduit à une intensité de seconde harmonique égale à :

$$I_{2\omega}(e) = \frac{2\omega^2}{c_0^3 n_{2\omega} n_\omega^2} d_{eff}^2 I_\omega^2 e^2 \frac{\sin^2(\Delta k e / 2)}{(\Delta k e / 2)^2} \quad (2.28)$$

$$I_{2\omega}(e) = A I_\omega^2 e^2 \sin_c^2(\Delta k e / 2) \text{ avec } A = \frac{2\omega^2}{c_0^3 n_{2\omega} n_\omega^2} d_{eff}^2$$

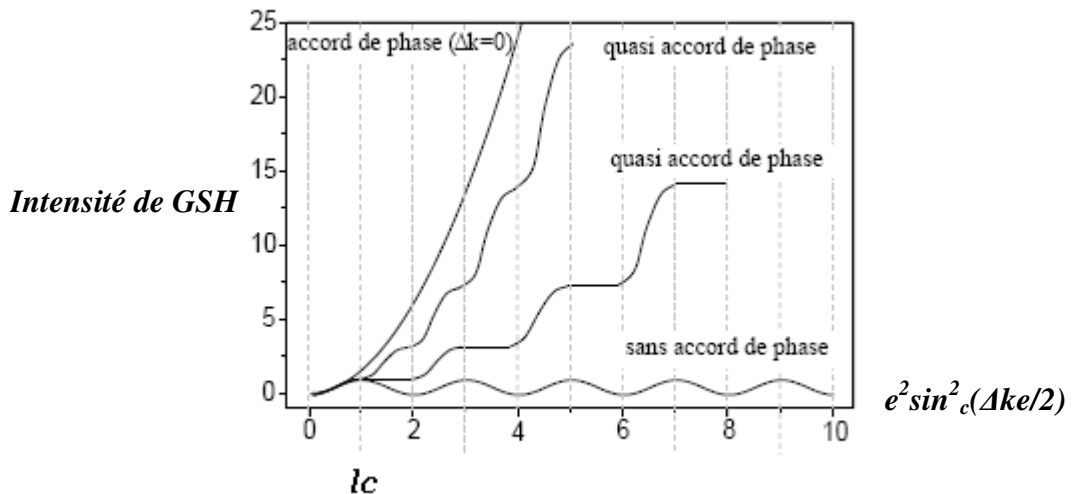


Figure 2.3 : Puissance de seconde harmonique en fonction de la longueur de matériau traversée et du type de l'accord de phase.

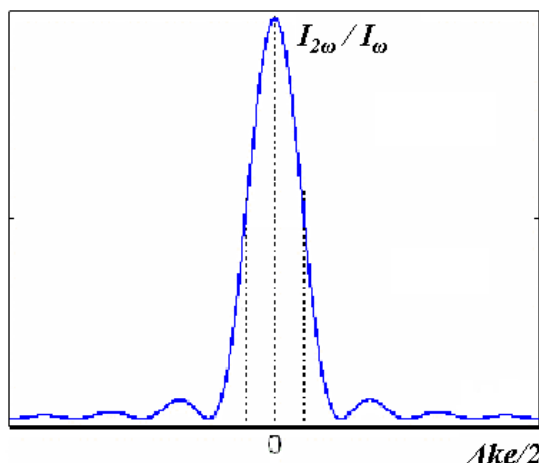


Figure 2.4 : Variation de l'efficacité de conversion de la seconde harmonique.

On remarque dans cette expression que l'intensité passe par des maxima secondaires lorsque la longueur traversée est telle que :

$$e = \frac{(2p+1)\pi}{\Delta k} = (2p+1)l_c \quad (2.29)$$

Où p étant un entier positif et l_c est la longueur de cohérence ou longueur maximale sur laquelle il y a création d'onde à 2ω . cette longueur peut s'écrire aussi sous la forme :

$$l_c = \frac{\lambda}{4|n_{2\omega} - n_\omega|} \quad (2.30)$$

Ainsi, on remarque que l'intensité de GSH en sortie du cristal est maximum pour une longueur de cohérence l_c de matériau donc bien inférieure au cas d'un accord de phase. En effet, pour un accord de phase parfait, $\text{sinc}(0) = 1$. Lorsque la longueur de matériau traversée est égale à $(2p+1)l_c$, l'argument du sinus cardinal est égal à $\pi/2$ et $\text{sinc}(\pi/2) = 2/\pi = 0.64$. Le rapport d'intensité de GSH pour une propagation d'une longueur de cohérence entre le cas $\Delta k=0$ et le cas $\Delta k \neq 0$ est de $1/(2/\pi)^2 = 2.47$.

Il est donc intéressant, de se placer dans les conditions d'accord de phase.

D Accord de phase :

Pour que le processus soit efficace, il est nécessaire de se placer dans la condition d'accord de phase $\Delta k=0$. Pour le doublage de fréquence, ce dernier s'écrit en fonction des indices de réfraction :

$$\Delta k = k_2 - 2k_1 = 2\pi \left[\frac{n_{2\omega}}{\lambda(2\omega)} - \frac{2n_\omega}{\lambda(\omega)} \right] = 0 \quad (2.31)$$

Ceci implique que la condition de phase aura lieu lorsque $n_{2\omega}=n_\omega$. Pour les matériaux biréfringents, il peut exister un angle de propagation θ pour lequel l'indice ordinaire à ω est le même que l'indice extraordinaire à 2ω .

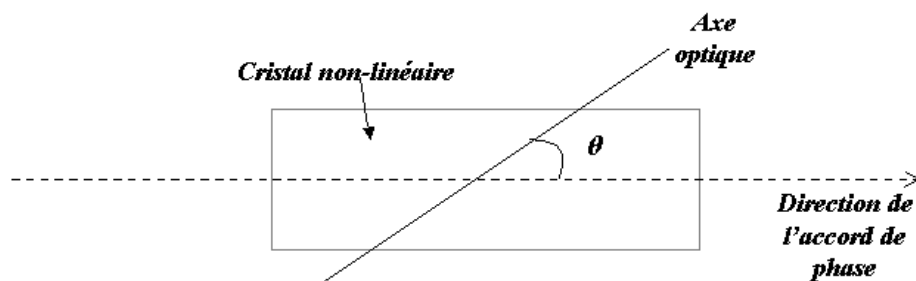


Figure 2.5 : Cristal taillé perpendiculairement à la direction de l'accord de phase.

La biréfringence du cristal est responsable à la fois de la propagation ordinaire d'une onde obéissant aux lois classiques de la réfraction, appelée onde ordinaire, et de la propagation anormale d'une onde, appelée onde extra-ordinaire. Cette biréfringence du cristal implique que l'onde ordinaire et l'onde extra-ordinaire ne se propagent pas à la même vitesse dans toutes les directions du matériau. On peut définir deux types de surfaces d'équi-vitesse de propagation pour toutes les directions. Ces surfaces sont des ellipsoïdes pour les ondes extra-ordinaires et des sphères pour les ondes ordinaires. Elles sont susceptibles de se croiser pour certaines directions de propagation privilégiées. Dans ce cas, la vitesse de l'onde ordinaire à ω est égale à celle de l'onde extra-ordinaire à 2ω de sorte qu'en tout point du matériau l'onde incidente à la pulsation fondamentale à ω génère une onde de seconde harmonique sans retard de phase. Il en résulte que les émetteurs à la pulsation double du fondamental interfèrent d'une manière constructive lorsque l'accord de phase est validé $\Delta k=0$.

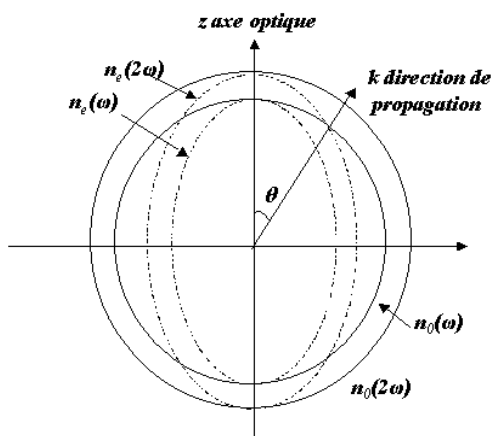


Figure 2.6 : Géométrie de l'accord de phase d'un cristal positif uniaxe

On distingue 2 types d'accord de phase :

Type I : deux ondes extra-ordinaires à ω donnent lieu à une onde ordinaire à la pulsation double. Ou bien deux ondes ordinaires génèrent une onde extraordinaire à la pulsation 2ω . La polarisation de l'onde à 2ω est orthogonale à celle de l'onde fondamentale. Comme le montre la **figure 2.6** l'accord de phase a lieu pour l'angle θ lorsque l'ellipsoïde d'indice extraordinaire à 2ω coupe la sphère d'indice ordinaire à ω .

Type II: une onde extraordinaire et une onde ordinaire polarisées orthogonalement créent une onde à la pulsation double 2ω polarisée soit ordinairement, soit extraordinairement.

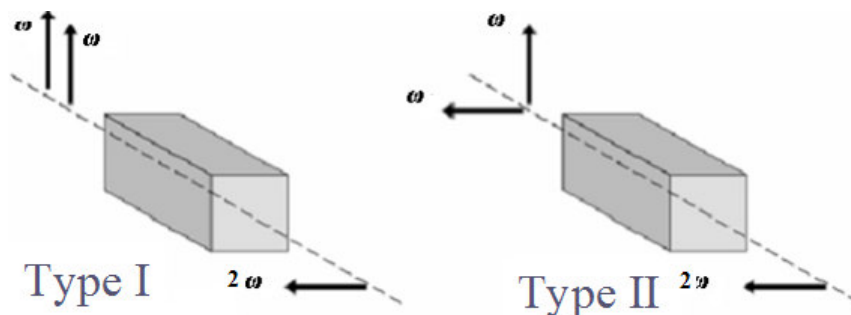


Figure 2.7 : Types d'accord de phase

Les différentes configurations de polarisation en fonction du type d'accord de phase angulaire sont représenté dans le tableau ci dessus. o représente une onde polarisée suivant l'axe ordinaire et e une onde polarisée suivant l'axe extraordinaire.

Type I	Type II
$O + O \rightarrow e$ $e + e \rightarrow O$	$O + e \rightarrow e$ $e + O \rightarrow e$ $e + O \rightarrow O$ $O + e \rightarrow O$

Table 2.8 : Différentes configurations.

1. L'accord de phase dans un cristal de type I

Dans ce cas, les deux champs électriques fondamentaux (o et e) sont parallèles. L'équation de la dispersion d'indice de réfraction se met sous la forme :

Pour un cristal négatif uniaxe ($n_o > n_e$) :

$$n_o(\omega) + n_o(\omega) = n_e(2\omega) \quad (2.32)$$

La condition de l'accord de phase s'écrit sous la forme :

$$\Delta k = k_e(2\omega) - 2k_o(\omega) = \frac{2\omega}{c} [n_e^{2\omega}(\theta) - n_o^\omega] = 0 \quad (2.33)$$

De la géométrie des ellipsoïdes d'indice de réfraction, on trouve :

$$n_o^\omega = n_e^{2\omega}(\theta^I) = \sqrt{\frac{\cos^2(\theta^I)}{(n_o^{2\omega})^2} + \frac{\sin^2(\theta^I)}{(n_e^{2\omega})^2}} \quad (2.34)$$

Ce qui nous permet de conclure [14] :

$$\theta_{\text{négatif}}^I = \sin^{-1} \left(\sqrt{\frac{(n_e^{2\omega})^2 \cdot (n_o^{2\omega})^2 - (n_o^\omega)^2}{(n_o^\omega)^2 \cdot (n_o^{2\omega})^2 - (n_e^{2\omega})^2}} \right) \quad (2.35)$$

De la même façon, on trouve pour un cristal positif uniaxe ($n_e > n_o$) :

$$n_e(\omega) + n_e(\omega) = n_o(2\omega) \quad (2.36)$$

Le calcul géométrique de l'angle θ de l'accord de phase se met sous la forme [15]:

$$\theta_{\text{positif}}^I = \sin^{-1} \left(\sqrt{\frac{(n_e^\omega)^2 (n_o^{2\omega})^2 - (n_o^\omega)^2}{(n_o^{2\omega})^2 (n_e^\omega)^2 - (n_o^\omega)^2}} \right) \quad (2.37)$$

2. L'accord de phase dans un cristal de type II :

Comme mentionné auparavant, le type II est présenté lorsque les deux ondes extraordinaire et ordinaire sont orthogonales. Nous reprenons les mêmes équations d'accord de phase et d'indice de réfraction, on trouve pour un cristal uniaxe négatif [15]:

$$\frac{\cos^2(\theta_{\text{négatif}}^{II})}{(n_o^{2\omega})^2} + \frac{\sin^2(\theta_{\text{négatif}}^{II})}{(n_e^{2\omega})^2} = \frac{1}{2} \left(n_o^\omega + \sqrt{\frac{\cos^2(\theta_{\text{négatif}}^{II})}{(n_o^\omega)^2} + \frac{\sin^2(\theta_{\text{négatif}}^{II})}{(n_e^\omega)^2}} \right) \quad (2.38)$$

Pour un cristal uniaxe positif, l'angle θ de l'accord de phase se met sous la forme [15]:

$$\theta_{\text{positif}}^{II} = \sin^{-1} \left(\sqrt{\frac{\left[\frac{n_o^\omega}{2n_o^{2\omega} - n_o^\omega} \right]^2 - 1}{\left[\frac{n_o^\omega}{n_e^\omega} \right]^2 - 1}} \right) \quad (2.39)$$

3. Efficacité de conversion :

L'efficacité de conversion η [16-18] est définie comme étant le rapport de la puissance totale de la seconde harmonique $P(2\omega)$ sur la puissance de l'onde incidente ou pompe $P(\omega)$. C'est une mesure de qualité et de performance du cristal non-linéaire. De l'équation (27) on a:

$$\eta = \frac{I_{2\omega}}{I_\omega} = AI_\omega e^2 \sin_c^2(\Delta ke / 2) \quad (2.40)$$

Dans le cas où on se place à l'accord de phase, position à laquelle l'intensité est à sa valeur maximale:

$$\sin_c^2(\Delta ke / 2) = 1 \quad (2.41)$$

Ce qui implique que l'efficacité de conversion est directement liée à la puissance du laser $P(\omega)$, le diamètre du faisceau d ($S=\pi d^2/4$) et de la l'épaisseur du cristal e :

$$\eta = \frac{I_{2\omega}}{I_{\omega}} = A e^2 \frac{P(\omega)}{S} \quad (2.42)$$

En général, une grande densité de puissance, un cristal épais et un large coefficient non-linéaire nous permet d'avoir une importante efficacité de conversion. Cependant, il y a toujours des limitations provenant du cristal lui-même ou du laser. Par exemple, le coefficient non-linéaire est défini par le cristal et la puissance incidente ne doit pas endommager ce dernier. C'est pour cela que le choix du cristal reste une étape e grande importance.

<i>Paramètres du laser</i>	<i>Paramètres du cristal</i>
-	- L'accord de phase, angle, d_{eff} .
- Puissance, énergie, fréquence de répétition.	- Seuil de dommage [19, 20].
- Divergence.	- Acceptance angulaire
- Largeur spectrale.	- Acceptance spectrale
- Le diamètre du faisceau.	- Dimension du cristal, angle de walk off.
- Durée de l'impulsion.	- Vitesses de groupe.
- Environnement.	- Acceptance en température.

Table 2-9 : Liste des paramètres intervenant dans le choix du cristal

E Les différents cristaux utilisés :

Le choix du cristal non-linéaire est l'une des étapes les plus cruciales, puisque le cristal utilisé doit permettre le doublage de l'infrarouge, longueur d'onde qui n'est pas absorbé par le silicium. Ainsi, le d_{eff} et la tenue au flux doivent être les plus élevés possible afin de permettre une meilleure efficacité donc un doublage plus intense. Enfin, les acceptances spectrales et angulaires doivent être les plus proches possibles de celles du faisceau pompe pour que toute la puissance de ce dernier puisse y être doublée.

Plusieurs cristaux peuvent remplir ces différents critères. Pour notre part, nous nous limiterons à l'étude des trois cristaux de BBO, LBO et KDP.

1. β -borate de Barium (BBO) :

Le β -borate de Barium ($\beta\text{-BaB}_2\text{O}_4$ ou **BBO**) est un excellent cristal non-linéaire développé récemment.

Le **BBO** est un cristal uniaxe négatif ($n_a=n_b=n_o$, $n_c=n_e$ et $n_o > n_e$)[21], trigonal, qui appartient au groupe ponctuel $3m$. Il présente un large accord de phase, un important coefficient de non-linéarité (6 fois celui du KDP), un important seuil de dommage et une stabilité mécanique et en température. Le domaine de transmission de ce cristal s'étend de **190 nm** à **3500 nm**.

a) Propriétés physiques et mécaniques :

Groupe ponctuel :	3m.
Groupe spatial :	R3c.
Dimensions de sa maille principale :	a=b=12.532 Å , c= 12.717 Å
Dureté :	4 (critère de Morhs).
Coefficient de non-linéarité [22][pm/V] :	d ₂₂ =± 2.3, d ₃₁ =±0.16
Densité volumique :	3.85 g/cm ³ .
Conductivité thermique :	1.2W/m/K (⊥ à c), 1.6W/m/K (// c).

b) Calcul des paramètres physiques :

- Calcul des indices de réfraction :

D'après l'équation empirique de Sellmeier, voir annexe :

$$n^2(\lambda) = 1 + \frac{B_1 \lambda^2}{\lambda^2 - C_1} + \frac{B_2 \lambda^2}{\lambda^2 - C_2} + \frac{B_3 \lambda^2}{\lambda^2 - C_3} \quad \lambda [\mu m] \quad (2.43)$$

Ce qui donne pour le BBO :

$$n_o^2 = 2,7405 + \frac{0,0184}{(\lambda^2 - 0,0179) - 0,0155 \lambda^2} \quad (2.44)$$

$$n_e^2 = 2,3730 + \frac{0,0128}{(\lambda^2 - 0,0156) - 0,0044 \lambda^2} \quad (2.45)$$

Comme on l'avait signalé auparavant, le laser utilisé est un laser peu absorbé par le silicium. Notre laser émet un faisceau à 1030nm.

Les indices de réfraction extraordinaire et ordinaire sont alors :

Pour le 1030nm : $n_o = 1,6608$ et $n_e = 1,5444$

Pour le 515nm : $n_o = 1,6781$ et $n_e = 1,5570$

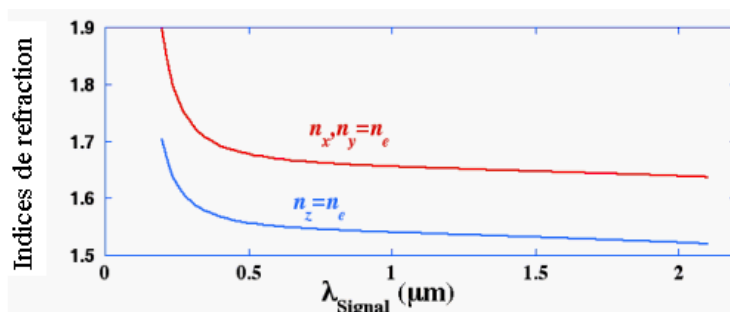
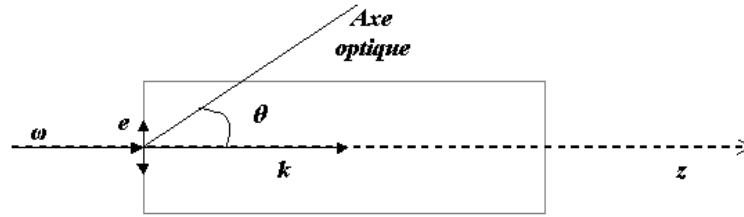


Figure 2-10: Indices de réfraction en fonction de la longueur d'onde pour un cristal de BBO, le graphe montre que l'onde extraordinaire (polarisée parallèle à l'axe optique z) est plus rapide que l'onde ordinaire (polarisé transverse à cet axe).

- Génération de la seconde harmonique :



$$\vec{E}(\omega) = A_{\theta} e^{i(k_{\theta} \cdot z - \omega t)} \vec{e}_{\theta} + A_0 e^{i(k_0 \cdot z - \omega t)} \vec{e}_0$$

$$k = n \cdot \frac{\omega}{c}$$
(2.46)

(a) Accord de phase de type I :

Pour un accord de phase de type I, on a [23]:

$$\frac{1}{n_{\theta}^2} = \frac{\cos^2 \theta}{n_o^2} + \frac{\sin^2 \theta}{n_e^2}$$
(2.47)

où $n_{\theta} = n_o$ quand $\theta = \pi/2$ et $n_{\theta} = n_e$ quand θ est nul.

- Calcul de θ , l'angle entre l'axe optique et le vecteur k :

La formule (46) devient :

$$\frac{1}{n_o^2(\omega)} = \frac{\cos^2 \theta}{n_o^2(2\omega)} + \frac{\sin^2 \theta}{n_e^2(2\omega)}$$
(2.48)

$$\frac{1}{n_o^2(\omega)} = \cos^2 \theta \left(\frac{1}{n_o^2(2\omega)} - \frac{1}{n_e^2(2\omega)} \right) + \frac{1}{n_e^2(2\omega)}$$
(2.49)

Ce qui implique que :

$$\cos^2 \theta = \frac{\frac{1}{n_o^2(\omega)} - \frac{1}{n_e^2(2\omega)}}{\frac{1}{n_o^2(2\omega)} - \frac{1}{n_e^2(2\omega)}}$$
(2.50)

l'angle θ prend alors la valeur :

$$\cos^2(\theta) = 0.87041$$

$$\theta = 21.09^\circ$$
(2.51)

- Calcul de l'angle φ :

A partir de la symétrie de Kleinman on a :

$$d_{21} = d_{16}, d_{24} = d_{32}, d_{14} = d_{36} = d_{25}$$

$$d_{31} = d_{15}, d_{13} = d_{35}$$

$$d_{12} = d_{26}, d_{32} = d_{24}$$

Ce qui donne la valeur de d_{eff} [22]:

$$d_{eff,I}^{(2)} = d_{31} \sin \theta - d_{22} \cos \theta \sin 3\varphi \quad (2.52)$$

φ est calculé pour d_{eff} maximum.

$$\varphi = 90^\circ \quad (2.53)$$

- Tolérance angulaire[21] :

Le cristal non-linéaire est coupé de façon optimale pour le doublage de fréquence en incidence normale. Si l'onde fondamentale ou pompe entre dans le cristal selon une autre direction, à cause de la divergence ou de sa focalisation, la condition d'accord de phase n'est plus réalisée et l'efficacité de la génération de seconde harmonique diminue.

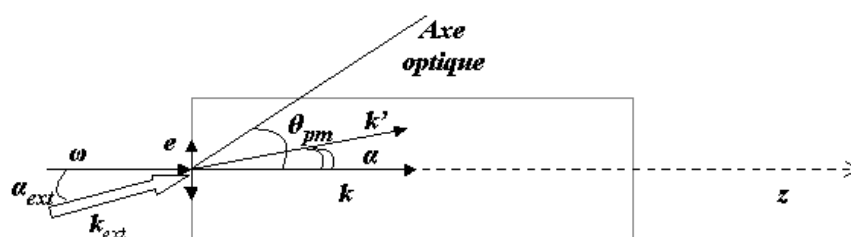


Figure 2-11 : L'effet de l'incidence de la l'onde pompe

D'après la figure 2-11, l'accord de phase $\Delta k=0$ n'est réalisé que pour $\theta = \theta_{pm}$. Dans tous les cas l'accord de phase prend la forme :

$$\begin{aligned} \Delta k &= 2k_o(2\omega) - k_\theta(\omega) \\ &= 2 \frac{\omega}{c} [n_o(\omega) - n_\theta(2\omega)] \end{aligned} \quad (2.54)$$

Le désaccord de phase Δk à l'angle θ , en supposant des petites variations d'angle α autour de θ_{pm} , s'écrit sous la forme :

$$\Delta k(\theta_{PM} - \theta) = \Delta k(\theta_{PM}) - \left. \frac{\partial \Delta k}{\partial \theta} \right)_\theta \cdot \alpha \quad (2.55)$$

$$\Delta k(\theta_{PM} - \theta) = \left. \frac{2\omega}{c} \frac{\partial n_\theta(2\omega)}{\partial \theta} \right)_\theta \cdot \alpha \quad (2.56)$$

A faible biréfringence on a :

$$\left. \frac{\partial n_\theta}{\partial \theta} \right)_\theta = -(n_o - n_e) \sin 2\theta \quad (2.57)$$

Le désaccord de phase de l'équation (53) est alors :

$$\Delta k(\theta_{PM} - \theta) = -\frac{2\omega}{c}(n_o(2\omega) - n_e(2\omega)) \sin 2\theta \cdot \alpha \quad (2.58)$$

$$\Delta k(\alpha) = -\frac{4\omega}{c} \partial n(2\omega) \cdot \sin 2\theta_{PM}^I \cdot \alpha \quad (2.59)$$

Lors du désaccord de phase ($\Delta k \neq 0$), l'intensité de seconde harmonique à la sortie du cristal sera plus faible. Le critère de tolérance angulaire, est de déterminer l'angle α qui produit une réduction d'un facteur 2 de l'intensité générée (figure 2-3). $I(\Delta k) \geq \frac{I(\Delta k = 0)}{2}$

D'après l'équation (27), on a :

$$I(\Delta k) \propto \left[\frac{\sin\left(\frac{\Delta k e}{2}\right)}{\frac{\Delta k e}{2}} \right]^2 \quad (2.60)$$

Ceci implique à imposer $\left| \frac{\Delta k e}{2} \right| \leq 1.39$, cette équation devient alors :

$$|e\alpha| \leq \frac{2.78}{\left| \frac{4\omega}{c} \partial n(2\omega) \sin 2\theta^I \right|} = 2.80 \text{ mrad} \cdot \text{mm} \quad (2.61)$$

La valeur de l'angle α est :

$$e\alpha = 2,80 \text{ mrad} \cdot \text{mm} = 0,16^\circ \cdot \text{mm}$$

La valeur de la tolérance angulaire externe est :

$$e \cdot \alpha_{ext} = n_o \cdot e \cdot \alpha = 0.26^\circ \cdot \text{mm}$$

D'après cette relation, on peut dire qu'une grande tolérance angulaire nécessite un cristal plus mince.

- Limitations : « **Walk off** » :

Le phénomène de double-réfraction (walk-off [24, 25]) dans les matériaux à accord de phase critique est un des facteurs limitant l'efficacité de conversion et la qualité de faisceau d'un processus non linéaire quadratique, surtout en régime de forte focalisation. L'angle de walk off est du à la biréfringence du cristal, qui provoque un phénomène de double réfraction. Ceci limite donc la longueur d'interaction entre ces ondes.

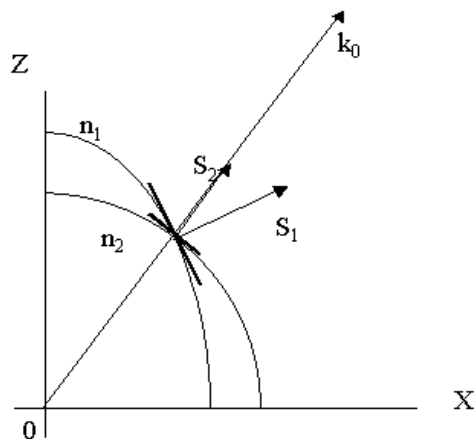


Figure 2-12 : Ellipsoïde des indices dans un plan principal. S_1 et S_2 correspondent aux vecteurs de Poynting et k_0 à la direction du faisceau incident.

Par définition, l'énergie se propage perpendiculairement à la tangente à l'indicatrice des indices au point d'intersection entre le vecteur k et cette indicatrice. Dans le cas d'un milieu isotrope ou d'un plan ordinaire dans un cristal uniaxe, cette direction coïncide avec celle de k . Pour un milieu anisotrope la normale à l'ellipse et le vecteur k font un l'angle de walk off.

Cependant, cet angle reste faible (quelques degrés). L'effet de ce phénomène est que le faisceau polarisé selon l'axe extraordinaire va se décaler transversalement par rapport à la direction de propagation, alors que le faisceau polarisé selon l'axe ordinaire ne va pas subir de décalage. Ainsi l'onde extraordinaire à la fréquence 2ω ne va plus recouvrir entièrement l'onde ordinaire à la fréquence ω limitant ainsi le doublement de fréquence.

Il existe deux types de walk off ; le walk off spatial qui désigne la vitesse de groupe non colinéaire à la vitesse de phase et le walk off temporel dans le cas d'impulsions courtes.

- Walk-off spatial:

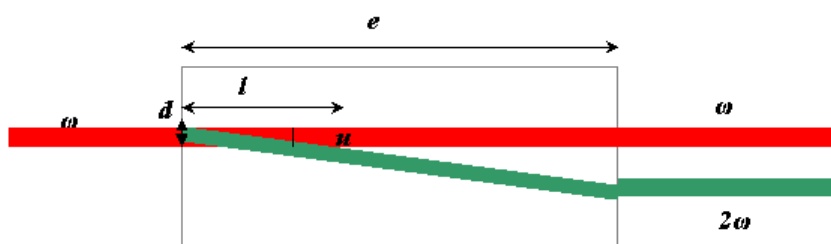


Figure 2-13 : Schématisation du walk-off spatial.

De la figure 2-12, nous remarquons que les 2 ondes à ω et à 2ω interagissent sur la longueur l :

$$l = \frac{d}{\text{tg}(u)} \quad (2.62)$$

Où d est la dimension du faisceau fondamental.

Si le cristal possède une épaisseur $e > l$, la puissance à 2ω augmente moins vite qu'en absence de walk-off et la dimension de son faisceau aussi.

Dans le cas général, la formule qui donne l'angle du walk-off se met sous la forme [26-28]:

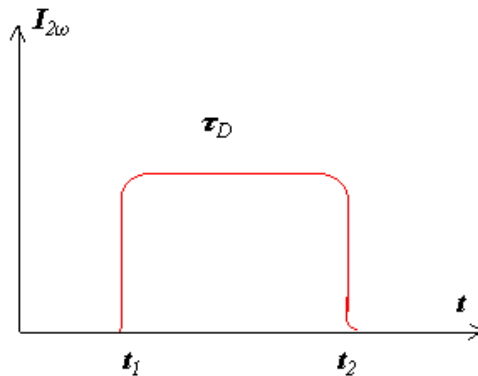
$$\operatorname{tg}(u) = \frac{n_o^\omega}{2} \left(\frac{1}{(n_\theta^{2\omega})^2} - \frac{1}{(n_o^{2\omega})^2} \right) \sin 2\theta \quad (2.63)$$

Des résultats précédent on trouve :

$$\begin{aligned} \operatorname{tg}(u) &= 0.0319 \\ u &= 1.83^\circ \end{aligned} \quad (2.64)$$

Le cristal d' 1 mm d'épaisseur, nous impose une focalisation sur une dimension minimale de $45\mu\text{m}$.

- Walk-off temporel: il exprime la différence de la vitesse de groupe V_g entre l'onde à ω et l'onde à 2ω .



Le retard de groupe s'écrit sous la forme [25]:

$$\left. \begin{aligned} t_2 &= \frac{e}{V_g(\omega)} \\ t_1 &= \frac{e}{V_g(2\omega)} \end{aligned} \right\} \tau_D = t_1 - t_2 = e \left[\frac{1}{V_g(2\omega)} - \frac{1}{V_g(\omega)} \right] \quad (2.65)$$

Où la vitesse de groupe est :

$$V_g = \frac{\partial \omega}{\partial k} \quad (2.66)$$

$$\frac{1}{V_g} = \frac{1}{c} \left(\omega \frac{\partial n}{\partial \omega} + n \right) \quad (2.67)$$

L'équation (64) devient :

$$\tau_D = \frac{e}{c} \left[2\omega \frac{\partial n(2\omega)}{\partial \omega} \Big|_{2\omega} + n_{2\omega} - \omega \frac{\partial n(\omega)}{\partial \omega} \Big|_{\omega} - n_{\omega} \right] \quad (2.68)$$

A l'accord de phase : $\Delta k = 0$ et $n(2\omega) = n(\omega)$

Alors, la valeur de la différence de vitesse de groupe :

$$\frac{\tau_D}{e} = 180 \text{ fs} / \text{mm} \quad (2.69)$$

- Tolérance en longueur d'onde :

Pour des petites variations de longueur d'onde on a :

$$\Delta k(\omega_0 + \Delta\omega) = \Delta k(\omega_0) + \frac{\partial k(\omega)}{\partial \omega} \Big|_{\omega_0} \times \Delta\omega \quad (2.70)$$

$$\begin{aligned} \Delta k(\omega_0 + \Delta\omega) &= \Delta\omega \left(\frac{2\omega}{c} \cdot \left[\frac{2\partial k(\omega)}{\partial \omega} \Big|_{2\omega_0} - \frac{\partial n_0}{\partial \omega} \Big|_{\omega_0} \right] + \frac{2}{c} [n_{\theta}(2\omega) - n_0(\omega)] \right) \\ &= 2\Delta\omega \frac{\tau_D}{e} \end{aligned} \quad (2.71)$$

En reprenant l'équation (59) :

$$\begin{aligned} \left| \frac{\Delta k e}{2} \right| &\leq 1.39 \\ |\Delta\omega e| &\leq \frac{2,78}{2 \left(\frac{\tau_D}{e} \right)} \end{aligned} \quad (2.72)$$

On sait que :

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \quad \Delta\omega = \frac{2\pi c}{\lambda^2} \Delta\lambda$$

Donc :

$$\Delta\lambda e \leq \frac{2,78.\lambda^2}{4\pi c \left(\frac{\tau_D}{e}\right)} \quad (2.73)$$

La tolérance en longueur d'onde est :

$$\Delta\lambda e = 8A^\circ cm = 8nm.mm \quad (2.74)$$

L'épaisseur du cristal et la focalisation du faisceau sont limités par :

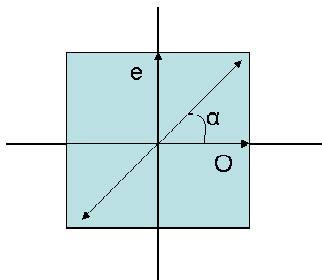
- L'acceptance angulaire.
- L'acceptance spectrale
- L'acceptance en température.
- L'acceptance temporel.

(b) L'accord de phase de type II :

Dans un cristal non-linéaire de type II, les deux axes extraordinaire et ordinaire sont orthogonaux. On a la relation :

$$n_\theta(2\omega) = \frac{n_o(\omega) + n_e(\omega)}{2} \quad (2.75)$$

Dans ce cas, il faut avoir les deux composantes pour qu'il y ait doublage où encore entrer dans le cristal avec une polarisation circulaire.



$$\vec{E}(\omega) = A_\theta \sin \alpha \cdot \vec{e}_\theta + A_o \cos \alpha \cdot \vec{e}_o$$

$$P_{NL}(2\omega) \approx A^2 \cos \alpha \cdot \sin \alpha = \frac{A^2}{2} \sin 2\alpha$$

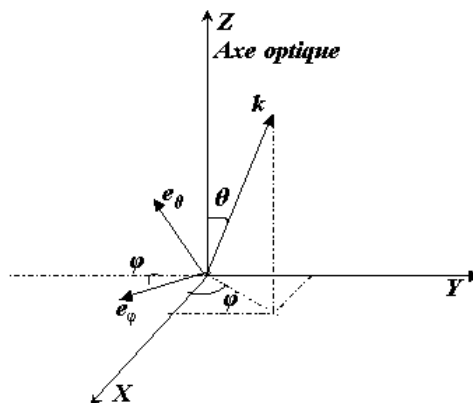


Figure 2-14 : Relation entre les directions de propagation et l'axe optique.

- Calcul de θ :

En reprenant l'équation (74), on a :

$$\frac{1}{n_{\theta}^2(2\omega)} = \frac{4}{[n_o(\omega) + n_e(\omega)]^2} = \frac{\cos^2 \theta}{n_o^2(2\omega)} + \frac{\sin^2 \theta}{n_e^2(2\omega)} \quad (2.76)$$

En posant :

$$\bar{n} = \frac{n_o + n_e}{2} \quad (2.77)$$

$$\partial n = \frac{n_o - n_e}{2}$$

On trouve :

$$\cos(2\theta) = \frac{\bar{n}(2\omega) - \frac{n_o(\omega) + \bar{n}(\omega)}{2}}{\frac{\partial n(\omega)}{2} - \partial n(2\omega)} \quad (2.78)$$

Et de la même façon que précédemment on trouve :

$$\cos(2\theta) = 0,4499 \quad (2.79)$$

$$\theta = 31,63^\circ$$

- Calcul de φ :

A partir de la symétrie de Kleinman, on obtient :

$$d_{eff}^{(2)} = d_{22} \cos^2 \theta \cos 3\varphi \quad (2.80)$$

Pour que d_{eff} soit maximum, on doit avoir :

$$2\varphi = 2k\pi \quad \text{alors} \quad \varphi = 0^\circ$$

- Tolérance angulaire :

Comme précédemment, on a :

$$\Delta k(\theta_{PM} - \theta) = \frac{\omega\alpha}{c}(n_o - n_e) \sin 2\theta - \frac{2\omega\alpha}{c}(n_o(2\omega) - n_e(2\omega)) \sin 2\theta \quad (2.81)$$

$$\Delta k(\alpha) \approx -\frac{2\omega}{c} \partial n(2\omega) \cdot \sin 2\theta_{PM}'' \cdot \alpha$$

En comparant avec le cristal de type I, on a :

$$\frac{\Delta k^{II}(\theta_{PM} - \theta)}{\Delta k^I(\theta_{PM} - \theta)} = \frac{2 \sin 2\theta^{II}}{4 \sin 2\theta^I} = \frac{1,78611}{2,6858} = 0,6650 \quad (2.82)$$

Ce qui implique que le type II est préférable au type I pour l'acceptance angulaire.

$$|e\alpha| \leq \frac{2,78}{\left| \frac{2\omega}{c} \partial n(2\omega) \sin 2\theta^{II} \right|} = 4,21 \text{ mrad} \cdot \text{mm} \quad (2.83)$$

L'angle alpha prend la valeur :

$$e \cdot \alpha = 4,21 \text{ mrad} \cdot \text{mm} = 0,24^\circ \cdot \text{mm}$$

La tolérance angulaire externe est sous la forme :

$$e \cdot \alpha_{ext} = n_o \cdot e \cdot \alpha = 0,40^\circ \cdot \text{mm}$$

- Limitations : « Walk off » :

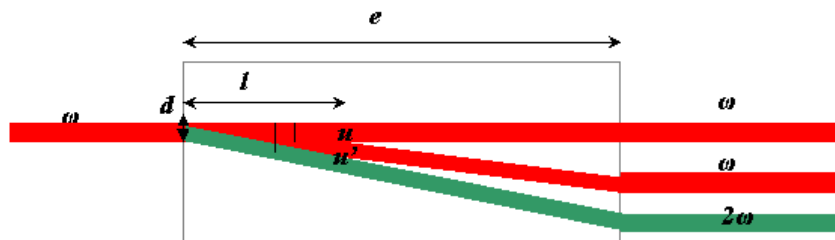


Figure 2-15: Le walk off dans le cas d'un cristal de type II.

De la relation (62), on obtient :

$$\begin{aligned} \text{tg}(u) &= 0.039 \\ u &= 2.23^\circ \end{aligned}$$

Le walk off de la seconde harmonique prend la valeur suivante :

$$\begin{aligned} \text{tg}(u' @ 2\omega) &= 0.041 \\ u' @ 2\omega &= 2.35^\circ \end{aligned}$$

Le walk-off est plus important qu'en type I. Il faudra donc focaliser les faisceaux sur des dimensions plus grandes et la qualité en sera forcément dégradée.

2. Triborate de lithium (LiB_3O_5)

Le triborate de lithium (LiB_3O_5 ou LBO) est un excellent cristal non-linéaire développé récemment.

Le LBO [29] est un cristal biaxe négatif ($n_z > n_y > n_x$), Orthorhombique, qui appartient au groupe ponctuel mm^2 . Ce cristal est utilisé dans la génération de la seconde harmonique, oscillation paramétrique, et les applications telles que la somme et la différence de fréquence. Il présente un large domaine de transmission de UV à IR.

c) Propriétés physiques et mécaniques :

Groupe ponctuel :	mm^2 .
Groupe spatial :	$Pna2_1$.
Dimensions de sa maille principale :	$a=8.44 \text{ \AA}$, $b=7.3788 \text{ \AA}$, $c= 5.1395 \text{ \AA}$
Dureté :	6 (critère de Morhs).
Coefficient de non-linéarité [20][pm/V] :	$d_{32}=0.85$, $d_{31}=1.05$, $d_{33}=0.05$.
Densité volumique :	2.47 g/cm^3 .
Conductivité thermique [W/m/K] :	$2.7(\perp \text{ à } c \text{ et } // \text{ à } x)$, $3.1(\perp \text{ à } c \text{ et } // \text{ à } z)$, $4.5(//c)$.

- Calcule des indices de réfraction :

D'après l'équation empirique de Sellmeier $\lambda[\mu\text{m}]$:

$$n^2(\lambda) = 1 + \frac{B_1 \lambda^2}{\lambda^2 - C_1} + \frac{B_2 \lambda^2}{\lambda^2 - C_2} + \frac{B_3 \lambda^2}{\lambda^2 - C_3} \quad (2.84)$$

$$n_i^2(\lambda) = A_i + \frac{B_i}{\lambda^2 - C_i^2} - D_i \lambda^2 \quad (2.85)$$

Dans le cas du LBO[29] :

$$n_x^2 = 2,4542 + \frac{0,01125}{(\lambda^2 - 0,01135)} - 0,01388 \lambda^2 \quad (2.86)$$

$$n_y^2 = 2,5390 + \frac{0,01277}{(\lambda^2 - 0,01189)} - 0,01849 \lambda^2 \quad (2.87)$$

$$n_z^2 = 2,5865 + \frac{0,01310}{(\lambda^2 - 0,01223)} - 0,01862 \lambda^2 \quad (2.88)$$

- Pour $\lambda = 1030\text{nm}$
 - $n_x = 1,5653$
 - $n_y = 1,5910$
 - $n_z = 1,6060$
- Pour $\lambda = 515\text{nm}$
 - $n_x = 1,5796$
 - $n_y = 1,6076$
 - $n_z = 1,6227$

d) Paramètres optiques et non-linéaires :

La direction de l'interaction des trois ondes de l'accord de phase dans le cristal LBO est déterminée dans le cas pratique par la propagation de la lumière dans les plans principaux du cristal biaxe. La figure 2-15 reproduit la géométrie des plans principaux du cristal LBO, avec une correspondance des indices de réfraction et de la direction de la propagation de la lumière. Il est évident que les plans xy ($\theta = 90^\circ$) et xz ($\varphi = 0^\circ$, $\theta < V_z$) du LBO sont identiques aux plans d'un cristal uniaxe négatif, et les plans yz ($\theta = 90^\circ$) et xz ($\varphi = 0^\circ$, $\theta > V_z$) correspondent aux plans du cristal uniaxe positif.

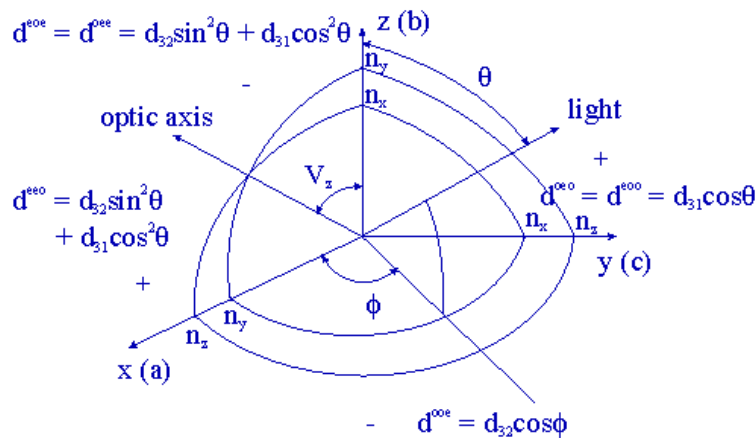


Figure 2-16: Les principaux plans du cristal LBO dans les coordonnées cristallophysique (x, y, z)

Les coefficients non-linéaires sont nuls dans quelques types d'interaction à trois ondes. Ainsi, dans les plans xy et xz ($\theta > V_z$) seule l'interaction de type I ($o+o \rightarrow e$ et $e+e \rightarrow o$) est possible. L'interaction de type II se produit quant à elle dans les plans yz et xz ($\theta < V_z$). θ étant l'angle polaire dans la figure 2-15, V_z est l'angle entre l'axe optique et l'axe z . La figure représente aussi les similarités des principaux plans du cristal LBO avec les cristaux uniaxe positif (+) et négatif (-).

3. Dihydro - géno- Phosphate de Potassium (KDP):

KDP ou Phosphate diacide de potassium (KH_2PO_4) est un cristal uniaxe négatif, tétragonal. Le KDP est un cristal très utilisé bien que ses non-linéarités ne soient pas très fortes. Il résiste bien aux fortes intensités, il est largement utilisé dans la génération de la seconde, troisième et la quatrième harmonique pour les lasers *Nd:YAG* et *Nd:YLF*.

Il est aussi utilisé dans les applications electro-optiques comme Q-switches et aussi dans la cellule de Pockels.. Ce cristal est par exemple utilisé dans le laser Méga-Joule. Le cristal de KDP y est utilisé comme cristal doubleur ou tripleur de fréquence. A l'entrée de la chaîne, la source laser produit une impulsion à la fréquence ω . Le KDP permet d'obtenir une onde à la fréquence 3ω qui sera plus efficace dans l'interaction avec le matériau de la cible en bout de chaîne.

e) *Propriétés physiques et mécaniques :*

Groupe ponctuel :	42m.
Groupe spatial :	Pna2 ₁ .
Dimensions de sa maille principale :	a=b=7,453 Å , c= 6,975 Å
Zone de transparence :	180 – 1500nm
Dureté :	2,5 (critère de Morhs).
Coefficient de non-linéarité [pm/V] :	d ₃₆ =0,44.
Densité volumique :	2,338 g/cm ³ .

F. Choix du cristal :

Après avoir passé en revue les trois cristaux linéaires (BBO, KDP et LBO) capables de générer la seconde harmonique de l'infrarouge, nous nous intéressons maintenant à choisir le cristal ayant une grande efficacité de conversion. Cependant, l'efficacité de conversion dépend aussi du coefficient non-linéaire, de la dimension du cristal et de la densité de puissance. Ces paramètres introduisent d'autres limitations qui proviennent du cristal non-linéaire lui-même ou du laser.

Donc, il est important de choisir le cristal non-linéaire adapté pour notre application. Le tableau ci-dessus résume les différents paramètres guidant le choix de notre cristal.

Cristal non-linéaire	<i>KDP</i>	<i>BBO</i>	<i>LBO</i>
Groupe de symétrie ponctuelle	42m	3m	mm2
	Uniaxe négatif	Uniaxe négatif	Biaxe négatif
Indices de réfraction	$n_e=1,457$ $n_o=1,4918$	$n_e=1,5444$ $n_o=1,6608$	$n_x=1,5653$ $n_y=1,5910$ $n_z=1,6060$
Coefficient non-linéaire [pm/V][30]	$d_{36} = 0,44$ $d_{36} \sin\theta \sin 2\varphi$	$d_{22} = 1,38$ $d_{31} = 0,016$ $d_{31} \sin\theta + d_{22} \cos\theta \sin 3\varphi$	$d_{32} = 0,80$ $d_{32} \cos\varphi$
Zone de transparence [nm]	180-1500	190-3000	160-3200
Acceptance en angle ^[a] $e\Delta\theta$ (mrad.cm) à 1030nm	1,2 Type I	0,52 (Type I) 32,05-0,88 (Type II)	$e\Delta\theta = 31; e\Delta\varphi = 5$ Type I
Acceptance en longueur d'onde ^[a] $e\Delta\lambda$ [nm.cm] à 1030nm	20	1,1	1
Sensibilité à la température ^[a] $e\Delta T$ [C°cm] à 1064nm	20	50	6
Dispersion de vitesse de groupe SHG à 515nm [fs/mm]	185 Type I	360 Type I 250-290 et 760 Type II	240 Type I
Walk-off à 1030nm [31]		2,7° Type I 3,9°-0°-4,04° Type II	0,60° type I 0,12° Type II
Seuil de dommage (GW/cm ²)[32]	5	15	25
Avantages	- Petit prix, grande dimension	- Forte non-linéarité. - Transparent dans l'UV et le visible	- Matériel polyvalent - Accord de phase non critique à une certaine température.
Inconvénients	- Faible non-linéarité. - Faible tolérance angulaire	- Large walk off. - Faible acceptance angulaire	- Faible non-linéarité.

[a] : Ces termes proviennent de la variation de Δk avec les paramètres P,T, θ ou λ . Ils sont définis comme la largeur totale à mi-hauteur de la courbe de variation de $I_{2\omega}$ en fonction de P.

Tableau2-17 : Tableau récapitulatif des différents paramètres optiques et non-linéaires.

Notre expérience consistera à imagier les différentes couches de l'échantillon dans le cristal non-linéaire. Dans certains cas de figure, le faisceau à doubler est de faible puissance pour les couches lointaines.

Le cristal non-linéaire candidat doit satisfaire aux exigences citées auparavant. Nous choisirons le cristal BBO, vu son important coefficient non-linéaire, et c'est un cristal qui ne demande pas une forte focalisation. Le LBO exige que l'on focalise trop fort, cependant avec une forte focalisation les vecteurs d'onde divergent très rapidement et l'efficacité de conversion diminue et si l'on ne focalise pas assez la conversion diminue également. Il faut s'arranger pour que la taille du faisceau soit constante dans le cristal d'où l'idée de se placer au paramètre confocal.

G. Principe de la porte optique :

Cette technique est basée sur la génération (de **type II**) de seconde harmonique, le schéma de principe est simple : les polarisations des deux faisceaux entrants sont orthogonales et arrivent colinéaires avec les axes extraordinaires et ordinaires du cristal non-linéaire. En utilisant un cristal non-linéaire de type II, on s'assure qu'il n'y aura génération de seconde harmonique que si les deux composantes sont présentes. En effet, une seule polarisation ne peut générer la seconde harmonique comme vu précédemment que si elle arrive avec une polarisation circulaire.

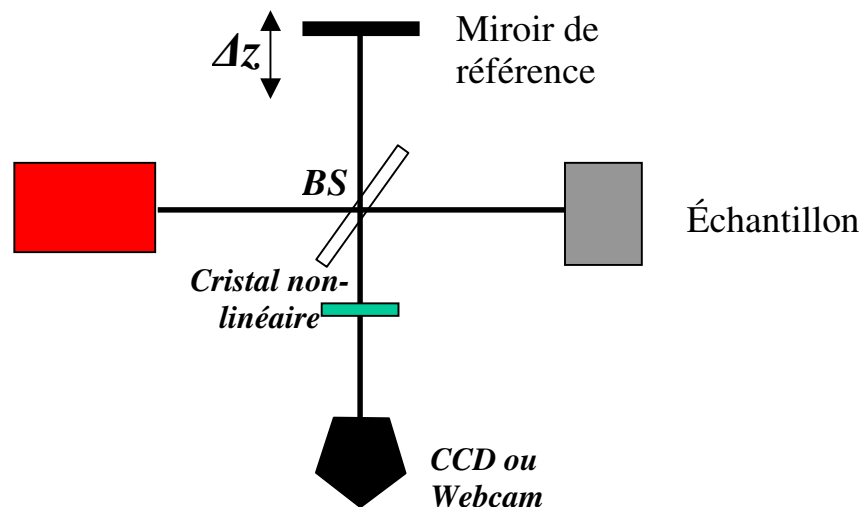


Tableau2-18 : La porte optique temporelle non-linéaire.

L'impulsion lumineuse est divisée en deux par un cube polarisant. Un des deux faisceaux suit un trajet fixe avec une polarisation. Le second faisceau ayant une polarisation orthogonale au premier est retardé temporellement soit par une réflexion sur un miroir monté sur un piézoélectrique soit dans le cas pratique par la réflexion sur une des couches de l'échantillon. Si l'on appelle $I(t)$ le profil temporel en intensité de l'impulsion parcourant le bras fixe, celui de l'impulsion ayant parcouru le bras mobile sera notée $I(t-\tau)$, où τ est le retard défini par le décalage du bras mobile.

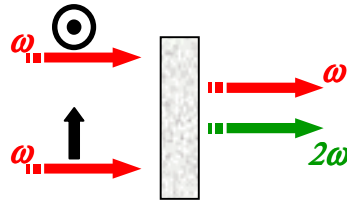


Tableau2-19 : Les deux polarisations vues par le cristal.

Les deux faisceaux sont envoyés sur un cristal non-linéaire de BBO de type II (β - BaB_2O_4), qui engendre un signal à la fréquence double de la fondamentale, proportionnel au produit des intensités des deux impulsions [33, 34]. Il n'y aura génération de seconde harmonique que si les deux impulsions arrivent de manière synchrone sur le cristal BBO de type II. L'intensité du signal doublé dépendra du retard τ introduit par le retard.

Mathématiquement le champ électrique résultant de la génération de la seconde harmonique s'écrit [34, 35] :

$$E_{2\omega}(t, \tau) \propto E(t)E(t - \tau) \quad (2.89)$$

L'intensité du champ de la génération de la seconde harmonique est alors proportionnelle à l'intensité des deux impulsions de polarisations orthogonales :

$$I_{2\omega} \propto I(t).I(t - \tau) \quad (2.90)$$

Le signal reçu avec le retard τ donne un signal d'autocorrélation [36] :

$$G_{2\omega}(\tau) \propto \frac{P_m^2 T^2 e^2 k}{\pi c^2 \epsilon_0^2 w_0} \times \int_{-\infty}^{+\infty} \left\{ \begin{array}{l} [s^4(t) + s^4(t + \tau)] \sin^2(2\theta) \\ + 2s^2(t)s^2(t + \tau) [1 + \cos(4\theta) - \cos(2\omega\tau) \sin^2(2\theta)] \\ + 2s(t)s(t + \tau) \cos(\omega\tau) \sin(4\theta) [s^2(t) - s^2(t + \tau)] \end{array} \right\} dt \quad (2.91)$$

Où P_M est la puissance moyenne (dans cette équation les deux faisceaux sont de puissance égale), T taux de répétition, k le nombre d'onde, w_0 la taille du col du faisceau, θ l'angle entre les axes du cristal et les polarisations des deux faisceaux, et $s(t)$ est la forme temporelle de l'impulsion gaussienne :

$$s(t) = e^{-\frac{t^2}{u^2}} + e^{-\frac{(t-\tau)^2}{u^2}} e^{i\omega\tau} \quad (2.92)$$

En remplaçant $s(t)$ par la fonction gaussienne, le signal s'écrit :

$$G_{2\omega}(\tau) \propto \frac{P_m^2 T^2 e^2 k}{\pi c^2 \epsilon_0^2 w_0} e^{-\frac{\tau^2}{u^2}} \left[1 + \cos(4\theta) + \left(e^{\frac{\tau^2}{u^2}} - \cos(2\omega\tau) \right) \sin^2(2\theta) \right] \quad (2.93)$$

Cette expression nous montre l'existence des franges non-linéaires dans le cas où l'angle θ est différent de 0.

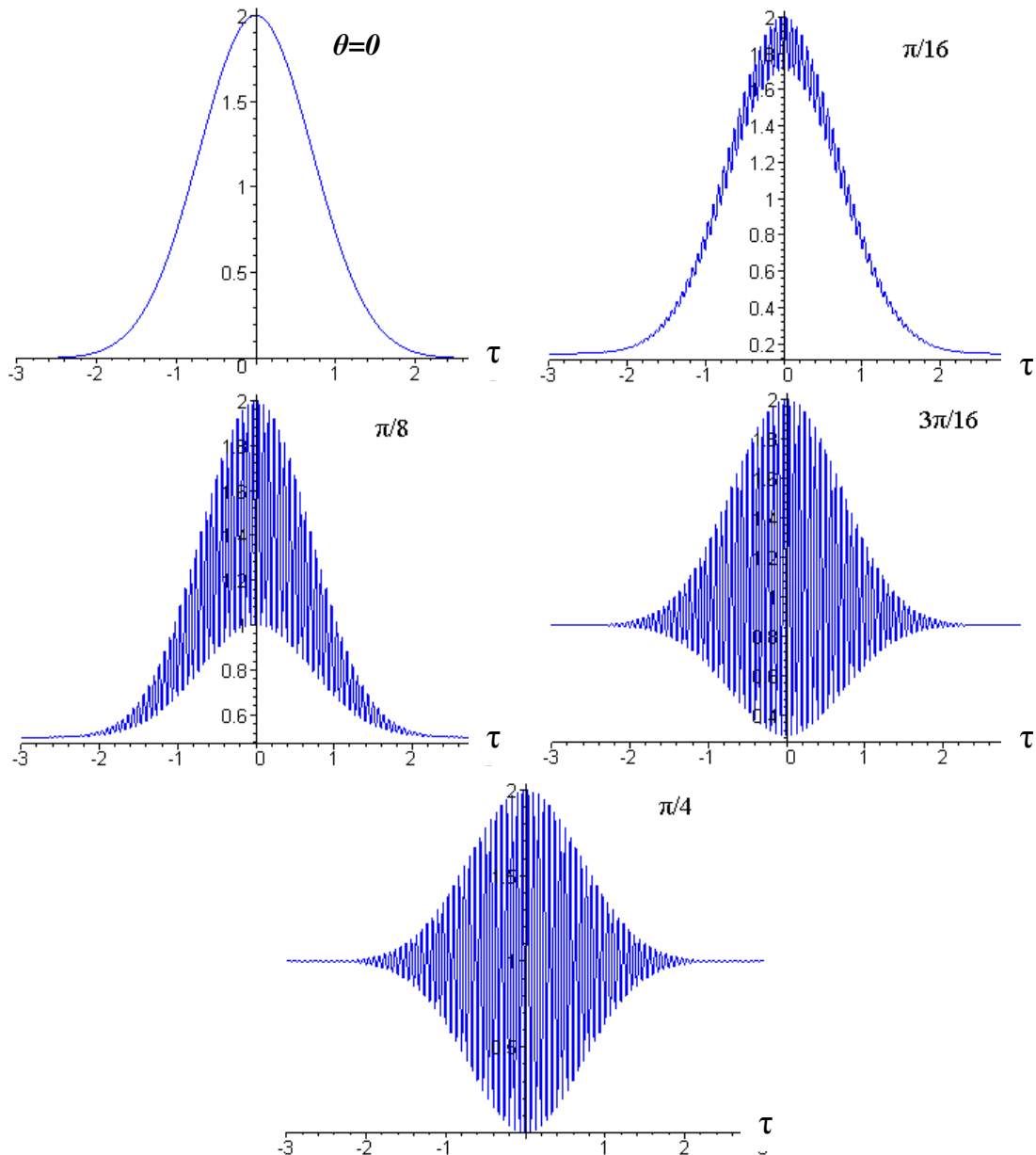


Figure 2-17 : Exemples de fonctions d'autocorrélation $G_{2\omega}$ pour différents angles θ variant de 0 à $\pi/4$ par pas de $\pi/16$.

D'après la simulation, on remarque que le maximum de l'enveloppe reste constant quand l'angle évolue. Quand θ est nul, le signal ne présente pas de franges en raison du fait que les polarisations des faisceaux sont alignées sur les axes du cristal. Par contre, les franges sont au maximum avec un important contraste quand l'angle θ est égal à $\pi/4$. Les franges peuvent nous être utiles pour le réglage de la porte temporelle car elles passent pour un contraste maximum lorsque les impulsions sont synchrones sur le cristal non-linéaire.

H. Conclusion :

Après avoir présenté une étude détaillée de différents cristaux non-linéaires (KDP, LBO et BBO), nous nous sommes attachés à décrire les effets non linéaires créés par l'interaction avec le laser. Nous avons ainsi pu montrer la difficulté de générer un signal de seconde harmonique de forte intensité dans les cristaux uniaxes et biaxes de type I et II. Nous avons vu les différents mécanismes pouvant se produire, durant le processus non linéaire, en fonction des paramètres de l'onde incidente sur le cristal non-linéaire. Le meilleur compromis nous semble être le BBO de type II coupé à $\theta=30^\circ$, $\varphi=0$, et permet de doubler $1030nm$, et générer une longueur d'onde $515nm$ avec une importante efficacité de conversion.

Nous avons vu aussi les propriétés de la porte optique temporelle non-linéaire et comment le cristal de type II génère la seconde harmonique seulement en la présence des deux faisceaux polarisé orthogonalement.

Nous étudierons dans le chapitre suivant les propriétés du laser utilisé ainsi que ses caractéristiques, puis nous présenterons le banc de mesure

I. Annexe

1. Symétrie de Kleinman:

La non-linéarité du matériau se traduit par l'existence d'une polarisation, fonction non linéaire du champ électrique total (supposée *local*, c'est-à-dire que sa valeur en un point d'espace dépend uniquement de la valeur du champ en ce point), dont nous supposons qu'elle admet un développement en puissances des composantes de ce champ. Dans ces conditions, la polarisation du milieu apparaît comme une somme de composantes de Fourier spatiales et temporelles, combinaisons linéaires des composantes de Fourier du champ électrique, que l'on repère collectivement par un indice m prenant également des valeurs positives et négatives:

$$\mathbf{P}(r, t) = \sum_m \sum_{i=x,y,z}^n \mathbf{P}_i(\boldsymbol{\omega}_m) e_i \exp(-i\boldsymbol{\omega}_m t + i\mathbf{K}_m \cdot \mathbf{r}) \quad (2.94)$$

Les non-linéarités d'ordre p du matériau sont caractérisées par les termes $\mathbf{P}_i(\boldsymbol{\omega})$ de cette somme impliquant un produit de p composantes du champ électrique. On exprime alors la relation entre la polarisation non-linéaire $\mathbf{P}_i(\boldsymbol{\omega})$ et ces p composantes du champ électrique au moyen du tenseur de susceptibilité non-linéaire d'ordre p , $\chi^{(p)}$, selon:

$$\mathbf{P}_i^{(p)} = \epsilon_0 \sum_{n_1 \dots n_p}^n \sum_{i_1 \dots i_p}^n \chi_{i_1 \dots i_p}^{(p)}(\boldsymbol{\omega}_m, \boldsymbol{\omega}_{n_1}, \dots, \boldsymbol{\omega}_{n_p}) E_{i_1}(\boldsymbol{\omega}_{n_1}) \dots E_{i_p}(\boldsymbol{\omega}_{n_p}) \quad (2.95)$$

Nous passons en revue quelques propriétés de symétrie des susceptibilités non linéaires $\chi^{(p)}$. La connaissance de telles propriétés est essentielle, puisqu'elle permet souvent de réduire de façon considérable le nombre de termes indépendants intervenant dans l'équation. En effet, le tenseur compte 27 éléments. Les propriétés les plus couramment utilisées sont les suivantes :

- La symétrie de permutation : toute permutation des fréquences $\boldsymbol{\omega}_1$, $\boldsymbol{\omega}_2$ et $\boldsymbol{\omega}_3$ n'affecte en rien la valeur du coefficient quand les indices axial i, j et k sont aussi permutés dans le même sens :

$$\chi_{ijk}(-\boldsymbol{\omega}_3, \boldsymbol{\omega}_1, \boldsymbol{\omega}_2) = \chi_{ikj}(-\boldsymbol{\omega}_3, \boldsymbol{\omega}_2, \boldsymbol{\omega}_1) = \chi_{kij}(\boldsymbol{\omega}_2, -\boldsymbol{\omega}_3, \boldsymbol{\omega}_1) = \text{etc.} \quad (2.96)$$

Cependant, dans le cas d'une somme de fréquence à trois ondes, la symétrie de permutation montre que la première fréquence est le résultat de la somme des deux autres.

- Le fait que toutes les fréquences impliquées dans le processus non-linéaire (champ électrique et polarisation) soient situées très loin de toute fréquence de résonance du matériau, c'est à dire que le matériau est transparent aux fréquences $\boldsymbol{\omega}_1$, $\boldsymbol{\omega}_2$ et $\boldsymbol{\omega}_3$, a deux conséquences importantes. D'une part, le matériau se comporte comme un milieu sans perte, de sorte que les propriétés de symétrie évoquées

précédemment s'appliquent. D'autre part, on peut considérer en bonne approximation que les susceptibilités non-linéaires sont indépendantes de la fréquence

Cette dernière propriété, combinée avec les autres relations, exprime que les susceptibilités non-linéaires sont invariantes par permutation quelconque des indices de coordonnées cartésiennes, sans changer les fréquences.

$$\chi_{ijk}(-\omega_3, \omega_1, \omega_2) = \chi_{ikj}(-\omega_3, \omega_1, \omega_2) = \chi_{kij}(-\omega_3, \omega_1, \omega_2) = \text{etc.} \quad (2.97)$$

- Cas d'un milieu sans perte : dans le cas où le milieu serait sans perte (on dit également que le milieu est purement dispersif), une propriété de symétrie se rajoute aux précédentes. Elle exprime que toutes les susceptibilités non linéaires sont purement réelles.

$$[\chi_{ijk}(-\omega_3, \omega_1, \omega_2)]^* = \chi_{ijk}(\omega_3, -\omega_1, -\omega_2) \quad (2.98)$$

Quand la symétrie de Kleinman est réalisée, ce qui est valable dans la plupart des cas, le nombre des composantes indépendantes du tenseur d_{ij} passe de 18 à 10 :

$$\begin{aligned} d_{21} &= d_{16} \quad , \quad d_{24} = d_{32} \\ d_{15} &= d_{31} \quad , \quad d_{13} = d_{35} \quad , \quad d_{14} = d_{36} = d_{25} \\ d_{12} &= d_{26} \quad , \quad d_{32} = d_{24} \end{aligned} \quad (2.99)$$

2. Equation de Sellmeier :

Ces équations de Sellmeier sont des relations empiriques donnant la relation entre l'indice de réfraction n et la longueur d'onde λ pour un matériau transparent donné. Les équations sont extraites des résultats de χ' de la fonction basique de l'oscillateur de Lorentz. Les équations se mettent sous la forme :

$$n^2(\omega) = 1 + \sum_j \frac{\omega_{pj}^2}{\omega_{0j}^2 - \omega^2} \quad (2.100)$$

Ces équations sont très utilisées pour le calcul des indices de réfraction en fonction de la longueur d'onde. Elles sont valides dans la région spectrale de forte transparence loin de la résonance, où le terme χ est réel. Elles peuvent avoir pour un matériau donné un pôle à basse fréquence ($\omega \ll \omega$) et à grande fréquence ($\omega \gg \omega$)

$$n^2(\omega) = 1 + \frac{\omega_{p\infty}^2}{\omega_{0\infty}^2} + \sum_j \frac{\omega_{pj}^2}{\omega_{0j}^2 - \omega^2} - \frac{\omega_{p0}^2}{\omega^2} \quad (2.101)$$

En pratique, ces équations donnent en fonction de la longueur d'onde:

$$\begin{aligned} n^2(\omega) &= 1 + A + \sum_j \frac{\lambda_{pj}^{-2}}{\lambda_{0j}^{-2} - \lambda^{-2}} - d\lambda^2 \\ &= a + \sum_j \frac{b_j \lambda^2}{\lambda^2 - c_j} - d\lambda^2 \end{aligned} \quad (2.102)$$

La formule utilisée pour les cristaux est :

$$n^2(\lambda) = A + \frac{B}{\lambda^2 - \lambda_0^2} + \frac{C}{(\lambda^2 - \lambda_0^2)^2} + D\lambda^2 + E\lambda^4 \quad (2.103)$$

Où bien encore :

$$n^2(\lambda) = 1 + \frac{B_1 \lambda^2}{\lambda^2 - C_1} + \frac{B_2 \lambda^2}{\lambda^2 - C_2} + \frac{B_3 \lambda^2}{\lambda^2 - C_3} \quad (2.104)$$

Les équations de Sellmeier sont utilisées pour déterminer la dispersion de la lumière dans un milieu transparent. Les coefficients de Sellmeier sont donnés pour chaque cristal par le fabricant.

3. Calcul de l'intensité de la seconde harmonique :

D'après l'équation de Maxwell on a :

$$\nabla^2 E - \epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 P}{\partial t^2} \quad (2.105)$$

Le champ électrique et la polarisation à la fréquence 2ω se mettent sous la forme :

$$E_{2\omega}(z, t) = \frac{1}{2} \left[E_0(z) e^{i(2\omega t - k_{2\omega} z)} + cc \right] \quad (2.106)$$

$$P = \frac{1}{2} \left[P_{2\omega}^L(z) e^{i(2\omega t - k_{2\omega} z)} + P_{2\omega}^{NL}(z) e^{2i(\omega t - k_{\omega} z)} cc \right] \quad (2.107)$$

Avec $k_{2\omega} = n(2\omega)2\omega/c$, $n(2\omega)$ est l'indice de réfraction du milieu à la fréquence 2ω . L'équation du champ électrique s'écrit alors :

$$\nabla^2 E = \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} = \frac{1}{2} \left[2ik_{2\omega} \frac{\partial E_0(z)}{\partial z} - k_{2\omega}^2 E_0(z) + \frac{\partial^2 E_0(z)}{\partial z^2} \right] e^{i(2\omega t - k_{2\omega} z)} + cc \quad (2.108)$$

Dans le cas general, on a :

$$\frac{\partial^2 E_0(z)}{\partial z^2} = 0 \quad (2.109)$$

On a aussi :

$$\epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = -2\epsilon_0 \mu_0 \omega^2 \left[E_0(z) e^{i(2\omega t - k_{2\omega} z)} \right] + cc \quad (2.110)$$

Donc, on peut écrire :

$$\nabla^2 E - \epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = \frac{1}{2} \left[2ik_{2\omega} \frac{\partial E_0(z)}{\partial z} - k_{2\omega}^2 E_0(z) - 4\epsilon_0 \mu_0 \omega^2 E_0(z) \right] e^{i(2\omega t - k_{2\omega} z)} + cc \quad (2.111)$$

Pour la partie gauche de l'équation de maxwell, on trouve :

$$\frac{\partial^2 P}{\partial t^2} = -2\mu_0 \omega^2 \left[P_{2\omega}^L e^{i(2\omega t - k_{2\omega} z)} + P_{2\omega}^{NL} e^{2i(\omega t - k_{\omega} z)} \right] + cc \quad (2.112)$$

L'équation devient :

$$\frac{1}{2} \left[\begin{array}{l} 2ik_{2\omega} \frac{\partial E_0(z)}{\partial z} - k_{2\omega}^2 E_0(z) \\ -4\epsilon_0 \mu_0 \omega^2 E_0(z) \end{array} \right] e^{i(2\omega t - k_{2\omega} z)} = -2\mu_0 \omega^2 \left[\begin{array}{l} P_{2\omega}^L e^{i(2\omega t - k_{2\omega} z)} \\ + P_{2\omega}^{NL} e^{2i(\omega t - k_{\omega} z)} \end{array} \right] \quad (2.113)$$

avec

$$\begin{aligned} P_{2\omega}^L &= \epsilon_0 \chi(2\omega) E_0 \\ k_{2\omega}^2 &= (2\omega)^2 \epsilon_{2\omega} \mu_0 = 4\omega^2 \epsilon_0 \mu_0 n^2(2\omega) = 4\omega^2 \epsilon_0 \mu_0 [1 + \chi(2\omega)] \end{aligned} \quad (2.114)$$

L'équation devient :

$$ik_{2\omega} \frac{\partial E_0(z)}{\partial z} e^{i(2\omega t - k_{2\omega} z)} = -2\mu_0 \omega^2 P_{2\omega}^{NL} e^{2i(\omega t + k_{\omega} z)} \quad (2.115)$$

Ce qui donne :

$$\frac{\partial E_{2\omega}(z)}{\partial z} = -2i \frac{\mu_0 \omega^2}{k_{2\omega}} P_{2\omega}^{NL} e^{i(k_{2\omega}z - 2k_{\omega}z)} \quad (2.116)$$

Dans le cas de faible déplétion de l'onde à ω , la polarisation non-linéaire à la seconde harmonique, s'écrit :

$$P_{2\omega}^{NL} = 2\varepsilon_0 d_{eff} E^2(0) \quad (2.117)$$

Ce qui revient à dire que :

$$\frac{\partial E_{2\omega}(z)}{\partial z} = -2i \frac{\mu_0 \omega^2}{k_{2\omega}} 2\varepsilon_0 d_{eff} E^2(0) e^{i\Delta k z} \quad (2.118)$$

En intégrant sur l'épaisseur du cristal on a :

$$E_{2\omega}(e) = -4 \frac{\mu_0 \omega^2}{k_{2\omega}} \varepsilon_0 d_{eff} E^2(0) \frac{e^{i\Delta k e} - 1}{\Delta k} \quad (2.119)$$

on a :

$$\begin{aligned} \frac{1}{i\Delta k} (e^{-i\Delta k e} - 1) &= \frac{e^{-i\Delta k e/2}}{i\Delta k} (e^{i\Delta k e/2} - e^{-i\Delta k e/2}) \\ &= 2e^{-i\Delta k e/2} \frac{1}{\Delta k} \sin\left(\frac{1}{2}\Delta k e\right) \\ &= e \sin_c\left(\frac{1}{2}\Delta k e\right) e^{i\Delta k e/2} \end{aligned} \quad (2.120)$$

L'intensité à la seconde harmonique se met sous la forme :

$$\begin{aligned} I_{2\omega}(e) &= 16 \frac{\mu_0^2 \omega^4}{k_{2\omega}^2} e \varepsilon_0^2 d_{eff}^2 E^4(0) \sin_c^2\left(\frac{1}{2}\Delta k e\right) \\ &= 16 \frac{\mu_0^2 \omega^4}{k_{2\omega}^2} e \varepsilon_0^2 d_{eff}^2 I_0^2 \sin_c^2\left(\frac{1}{2}\Delta k e\right) \end{aligned} \quad (2.121)$$

Cette solution n'est valable que si $I_{2\omega}$ reste petit devant I_0 .

CHAPITRE 3

SOURCE LASER ET ETUDE THEORIQUE

Nothing is more dangerous than an idea, when it is the only one that you have.
-Emile Chartier

A Introduction

La propagation du rayonnement en milieu diffusant et absorbant suscite un grand intérêt, notamment dans le domaine de la microélectronique. En effet, les circuits microélectroniques sont peu absorbants dans le proche infrarouge sur des épaisseurs de l'ordre du millimètre. Il est donc possible de développer des techniques d'imagerie non destructives en temps réel et peu coûteuses, utilisant ces rayonnements. Cependant, les circuits à bases de silicium sont des milieux très absorbants dans le spectre visible. La propagation des photons émis aux longueurs d'ondes optiques est caractérisée par l'absorption et par la diffusion : c'est à dire que peu de photons suivent des trajectoires balistiques, ce qui rend complexe la compréhension et la formation de l'image. Notons que ce travail est d'une portée très vaste, allant bien au delà de l'imagerie optique, citons, la propagations d'ondes thermiques dans les circuits comportant des imperfections et les localiser.

Le développement de potentiel de l'optique laser pour caractériser les circuits microélectroniques est, depuis plusieurs années un enjeu important pour de nombreux laboratoires. Leurs travaux sont particulièrement axés sur la localisation des défailances. Revenons au silicium, dans ce semi-conducteur dépourvu de toute impureté, l'énergie nécessaire pour arracher un électron périphérique à son orbite est relativement faible, $E_0 = 1,12 \text{ eV}$. L'énergie apportée par un photon dépend directement de sa longueur d'onde λ : cette énergie vaut :

$$E = h\nu = h \frac{c}{\lambda} [\text{eV}] \quad (3.1)$$

Où h est la constante de Planck ($=4.135 \cdot 10^{-15} \text{ eV.s}$), et c est la vitesse de la lumière.

Le photon doit donc avoir une énergie supérieure à E_0 . Soit en terme de longueur d'onde :

$$\lambda_0 = \frac{hc}{E_0} = 1,10 \mu m. \quad (3.2)$$

Le silicium est donc susceptible d'absorber les longueurs d'onde jusqu'au proche infrarouge. Autrement dit, seuls les photons de fréquence supérieure à l'infrarouge proche apporteront suffisamment d'énergie pour permettre la création d'une paire électron-trou.

Le choix de la longueur d'onde du laser prendra en considération le capteur **CCD** qui lui aussi est constitué de cellules de silicium. Dans la pratique, les photons détectés ont une énergie plus grande du fait que la porte optique génère la seconde harmonique qui est le double de la fréquence fondamentale réfléchi en profondeur par le circuit. Pour le bon fonctionnement de cette porte, une source à impulsion lumineuse brève et intense doit être utilisé.

Notre source laser commerciale produit des impulsions dont la durée est d'environ **200 fs**, à la cadence de **50 MHz**. Sa longueur d'onde de **1030 nm**, est très intéressante, car elle respecte tous les compromis. En particulier sa longueur d'onde n'est que peu absorbée par le silicium, tandis que l'harmonique 2 produite par la porte optique (voir plus loin) est bien détectée par le détecteur CCD.

B Le laser Yb :KGW

La source laser doit respecter plusieurs critères :

- Une grande puissance.
- Des impulsions ultra-courtes.
- Une émission dans l'infrarouge.
- Un faisceau de bonne qualité ($M^2 \approx 1$).
- Compacité , simplicité et faible coût.

Pour répondre à ce cahier des charges, nous avons choisi le laser t-Pulse[1], un laser fabriqué par la société Amplitude Systèmes.

Le t-Pulse est un laser solide impulsionnel, utilisant comme milieu amplificateur un cristal (une matrice de Potassium - Gadolinium - tungstate) dopé à l'ion Ytterbium **Yb:KGW** [3](figure 2-1). La monture du cristal est montée sur un élément refroidisseur à effet Peltier, lui même monté sur une boîte à eau.

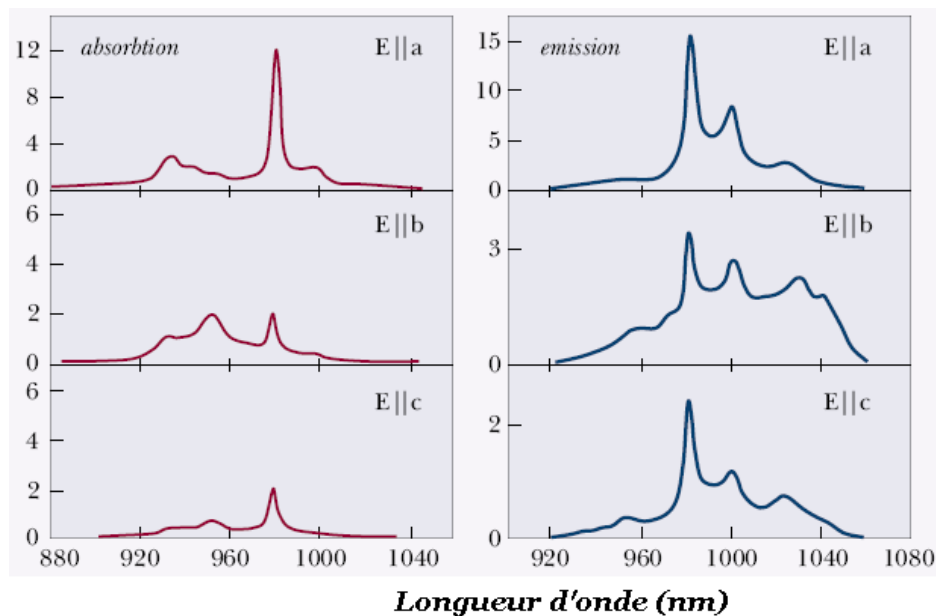


Figure 3-1 : Spectre d'absorption et d'émission du Yb(5%):KGW[3]

La largeur spectrale de fluorescence est également suffisamment large pour lui permettre d'amplifier des impulsions brèves. Il est à noter que la matrice possède des bandes d'absorptions dans le proche infrarouge (940-980 nm), qui la rend compatible avec un pompage direct par diode laser [37]. En effet, le pompage est assuré par une barrette de diode laser *InGaAs* à 980 nm, une largeur spectrale de 7 nm et une puissance maximum de **20W**. Le laser émet donc à 1030nm.

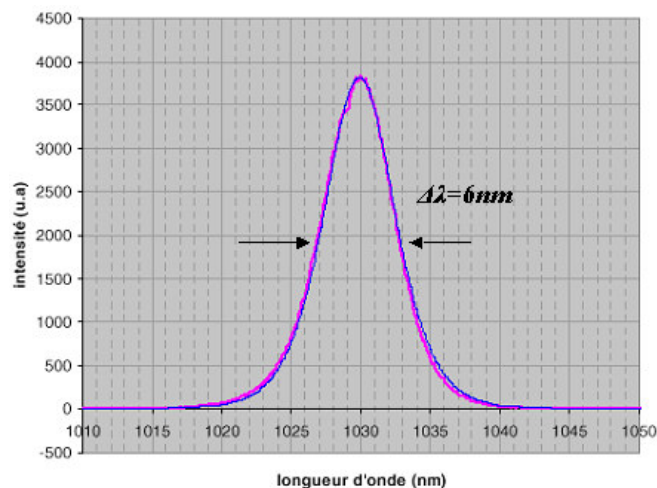


Figure 3-2 : Spectre de l'impulsion laser

Les impulsions femtosecondes sont obtenues grâce au blocage de mode passif introduit par un absorbant saturable. L'impulsion délivrée est de 200 fs avec une largeur spectrale de 6 nm. Un fonctionnement stable est maintenu grâce à l'équilibre entre les effets non-linéaires et la dispersion. La puissance générée par ce laser peut atteindre 1,2 W et 100kW crête.

C Caractéristiques du laser

Dans toutes applications, il est important de choisir le bon laser. Chaque application détermine les caractéristiques du laser candidat. Pour être sûr que notre source satisfait nos besoins, il faut procéder à la mesure des paramètres du laser. Le plus souvent, on mesure la puissance, la durée de l'impulsion, l'énergie du laser impulsionnel et la divergence du faisceau.

1. Puissance

Le laser femtoseconde de la série **t-Pulse** intègre les avancées les plus récentes dans le domaine des matériaux laser et des diodes laser de forte puissance. Dans un faible encombrement, il délivre des impulsions de forte énergie et de courte durée, avec une puissance lumineuse élevée autour de 1,2 W. La mesure a été réalisée à l'aide d'un puissance-mètre Spectra Physics 407 A. Cette mesure nous permettra par la suite de remonter aux autres caractéristiques de notre laser.

2. Cadence du laser

Un paramètre intéressant pour caractériser la stabilité du train d'impulsion est la mesure de la gigue temporelle par le laser, c'est-à-dire la mesure de la régularité de la cadence.

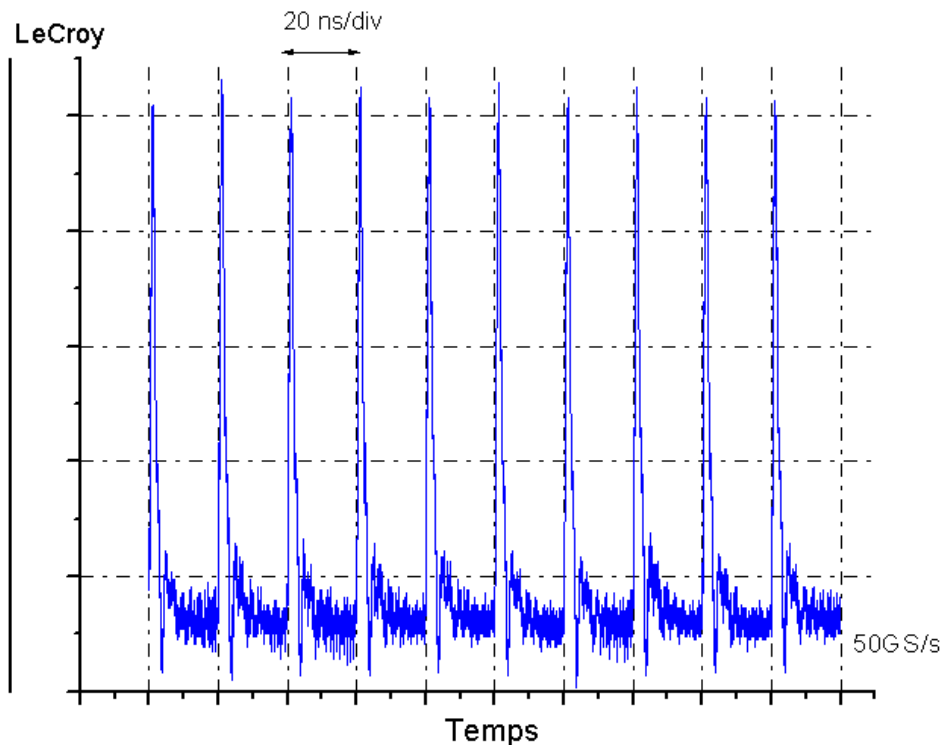


Figure 3-3 : Allure du train d'impulsion

En effet, l'intervalle entre les impulsions créées n'est pas nécessairement exactement identique à chaque fois : l'impulsion « démarre » sur du bruit, qui fluctue donc nous avons tracé l'histogramme correspondant à cette gigue sur la figure 3-3. La gigue temporelle mesurée est de 20 ns, nous obtenons donc un taux de répétition correspondant à nos attentes avec une stabilité acceptable. La séparation entre les deux pics successifs correspond au temps d'un aller – retour de la lumière dans la cavité.

$$\tau = \frac{2l}{c} \quad (3.3)$$

Où l est la longueur de la cavité.

L'énergie par impulsion de notre laser est de :

$$E = P_{\text{moy}} \cdot \tau = 1,2 \times 20 \cdot 10^{-9} = 24 \text{ nJ} \quad (3.4)$$

Le contrat est pleinement rempli pour la clause « stabilité ». Nous allons maintenant nous intéresser à la durée des impulsions produites.

3. Durée d'impulsion produite par le laser

L'ambition de cette partie est de mettre au point un système de détection permettant de caractériser, en intensité et en phase, des trains d'impulsions à 50MHz, à une longueur d'onde de 1030 nm et avec des puissances moyennes de 1,2W. Il existe différents systèmes de caractérisation d'impulsions ultra-courtes.

La technique la plus simple de détection d'impulsions reste à l'heure actuelle les photo-détecteurs qui, couplés à un oscilloscope, permettent une visualisation directe de l'intensité. Cependant, ces détecteurs n'étant sensibles qu'à l'énergie véhiculée par les impulsions indépendamment de leur phase, ils ne donnent accès qu'au profil d'intensité. De plus, la résolution temporelle de ce type d'appareillage rend difficile, voire très coûteuse, la caractérisation d'événement d'une durée inférieure à 25ps, et ne peuvent pas résoudre dans le temps un signal d'une durée de l'ordre de quelques centaines de femtosecondes. Il a donc fallu développer des systèmes de mesure indirects qui permettent d'obtenir simplement des informations sur le profil temporel de l'impulsion mais aussi sur leur phase spectrale et qui fournissent une estimation de la durée. Ces techniques font appel à l'optique non linéaire.

On peut compter plusieurs méthodes de mesures :

Autocorrélateur à génération de seconde harmonique :

Le principe de l'autocorrélation optique à génération de seconde harmonique est représenté sur la Figure 3-3. De manière générale, un autocorrélateur est basé sur la division de l'impulsion à analyser en deux répliques identiques, grâce à une séparatrice 50:50. Un retard variable est ensuite introduit entre les deux répliques de l'impulsion grâce à un miroir (ou coin de cube) monté sur une platine de translation. Les deux répliques ainsi retardées interagissent finalement spatialement au sein d'un matériau optique présentant une réponse non linéaire considérée comme instantanée.

Il s'agit ici de la génération d'un signal de seconde harmonique (ou doublement de fréquence faisant intervenir le $\chi(2)$ du cristal) au sein d'un cristal de BBO ou KDP. Si les deux répliques possèdent le même état de polarisation, la génération du seconde harmonique sera qualifiée de type I et inversement de type II si les répliques sont polarisées orthogonalement [38]. Les deux répliques de l'impulsion ainsi que le signal de seconde harmonique sont respectivement focalisés et refocalisés avant et après le cristal à l'aide de deux lentilles. Le signal alors généré au sein du cristal est proportionnel au produit des deux impulsions répliques et est donc maximal lorsque les deux impulsions arrivent simultanément et se recouvrent totalement au sein du cristal. Inversement, le signal de second harmonique sera d'autant plus faible que le retard entre les deux répliques sera important. Typiquement, le signal généré chute environ d'un facteur 2 lorsque le retard introduit entre les deux répliques correspond à la durée à mi-hauteur des impulsions à caractériser [39].

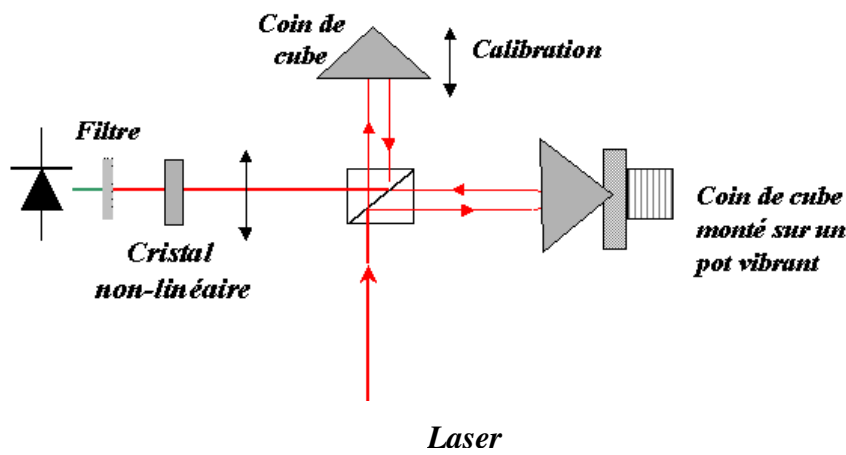


Figure 3-3 : Schéma de principe d'un autocorrelateur optique

Le flux mesuré à l'aide d'un photomultiplicateur dont le temps de réponse est très lent par rapport à la largeur de l'impulsion, permet d'obtenir un signal électrique qui est donc l'intégrale de ce qu'il reçoit au cours du temps :

$$G(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} I(t)I(t-\tau)dt \quad (3.5)$$

Les variations de $G(\tau)$ avec le retard τ donnent la fonction d'autocorrelation du profil temporel de l'impulsion.

Autocorrelateur à génération de troisième harmonique :

Une amélioration de l'autocorrelateur à génération de second harmonique peut cependant être réalisée en produisant un signal de troisième harmonique. Ce signal peut être obtenu, soit en remplaçant simplement le milieu non linéaire à génération de second harmonique par un milieu non linéaire d'ordre 3 (THG), soit en introduisant une porte polarisante (PG) ou encore en utilisant la diffraction induite (SD) au sein du cristal par l'une des répliques.

Le signal de troisième harmonique a, dans les trois cas, la même expression et est donné par :

$$G(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} I^2(t) I(t - \tau) dt \quad (3.6)$$

L'avantage de ce type de montage est que le signal ainsi généré n'est plus insensible à l'asymétrie de l'impulsion. Ainsi la trace d'autocorrélation traduit beaucoup mieux la réelle qualité des impulsions. Mis à part cette information supplémentaire, la génération de troisième harmonique reste un phénomène non linéaire peu efficace comparé à la génération de second harmonique et nécessite donc des puissances crêtes très importantes.

Mesure de la durée de l'impulsion :

Nous avons choisi l'autocorrelateur du second ordre, sauf que nous allons utiliser l'effet non-linéaire d'ordre 3 qui est l'absorption à 2 photons [38, 40]. En effet, le cristal doubleur et le filtre seront remplacés par une photodiode dont l'énergie de gap est plus élevée que l'énergie des photons infrarouges à 1030nm à détecter.

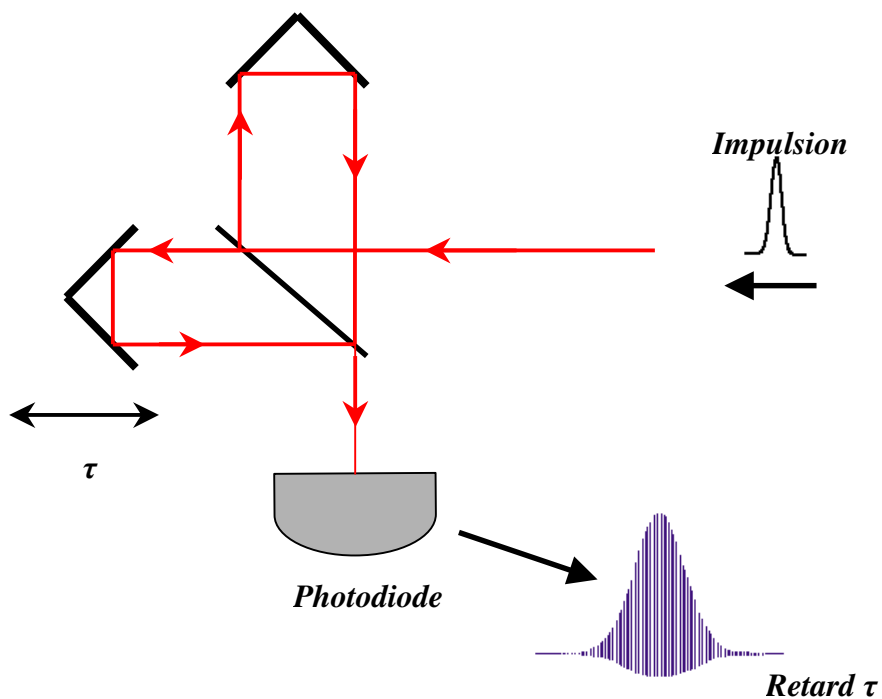


Figure 3-4 : Schéma de principe de l'autocorrelateur utilisé

La polarisation des deux impulsions étant parallèles, la fonction d'autocorrélation se met sous la forme[41] :

$$\begin{aligned}
 I(\tau) &= \int_{-\infty}^{+\infty} \left(|E(t) + E(t - \tau)|^2 \right)^2 dt \\
 &= 2 \int_{-\infty}^{+\infty} I^2(t) dt + 4 \int_{-\infty}^{+\infty} I(t) I(t - \tau) dt + \text{termes oscillants} \quad (3.7)
 \end{aligned}$$

avec $I(t) = |E(t)|^2$

L'autocorrélateur de type interférométrique utilise une photodiode G2711-01 de la société Hamamatsu dont le pic est situé à 640nm. Comme le montre la figure 3-3, le retard est réalisé par le mouvement d'un coin de cube monté sur un pot vibrant.

La trace d'autocorrélation est alors visible sur un oscilloscope, les franges permettent de calibrer le retard. Sur la trace, on observe qu'entre deux franges, le pot vibrant s'est déplacé de $\lambda_0/2$.

La mesure d'autocorrélation interférométrique n'est valable que lorsque le rapport 8 entre l'amplitude maximale de la courbe et celui hors coïncidence est respecté.

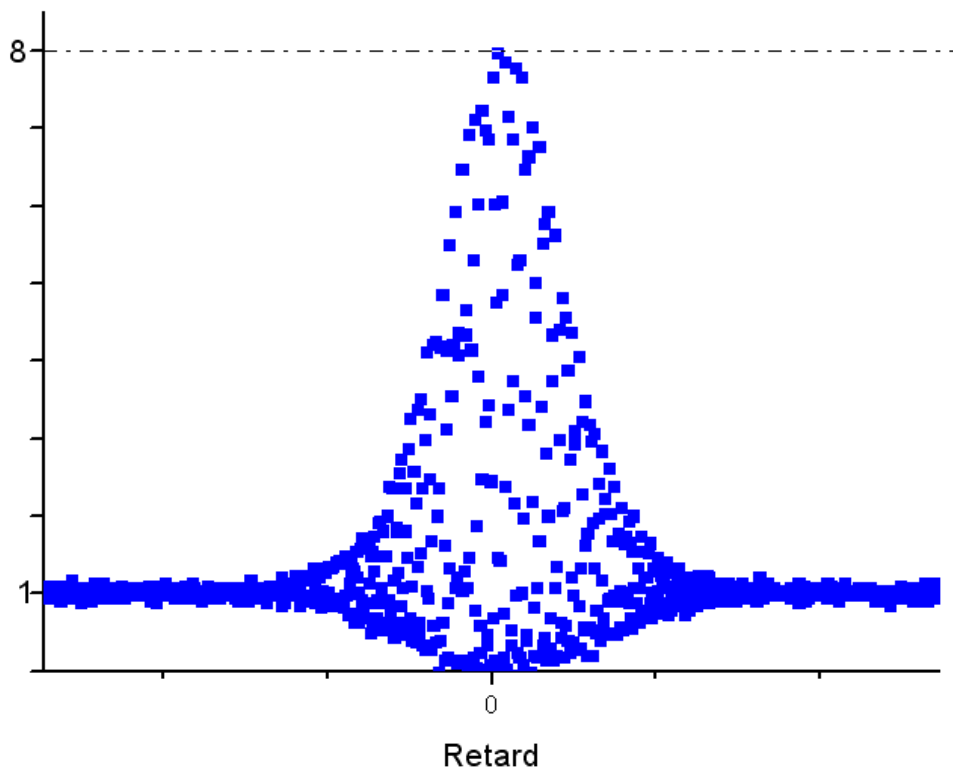


Figure 3-5 : Trace de l'autocorrélation interférométrique d'ordre deux

Le spectre est donné en fonction de la longueur d'onde. Pour accéder à la durée, il faut connaître la bande de fréquence optique utilisée par l'impulsion :

$$\nu = \frac{c}{\lambda}$$

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} = \left| \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \right| \quad (3.8)$$

Comme on l'a signalé auparavant, le coin de cube se déplace de $\lambda/2$ entre deux maxima de frange de la trace d'autocorrelation, le retard est alors :

$$\Delta\tau = n \cdot \frac{\lambda}{c} \quad (3.9)$$

Où n est le nombre de franges.

D'après la figure de la trace, on compte 115 franges, donc :

$$\Delta\tau = 115 \times \frac{1030 \cdot 10^{-9}}{3 \cdot 10^8} = 394 \text{ fs} \quad (3.10)$$

Le tableau ci-dessus [38, 41, 42] met en relation la largeur à mi hauteur de la courbe mesurée et la durée de l'impulsion avec deux profils d'intensité couramment utilisés.

$I(t)$	$I(\omega)$	$\Delta\omega\Delta t$	$G(\tau)$	Spectre $\Delta\nu\Delta t$	Autocorrelation d'intensité $\Delta\tau/\Delta t$	Autocorrelation interférométrique $\Delta\tau/\Delta t$
e^{-t^2}	$e^{-\omega^2}$	2,772	$e^{-\frac{\tau^2}{2}}$	0,441	1,414	1,70
$\text{sech}^2(t)$	$\text{sech}^2\left(\frac{\omega\pi}{2}\right)$	1,987	$\frac{3(\tau \cosh(\tau) - \sinh(\tau))}{\sinh^3(\tau)}$	0,315	1,543	1,89

Tableau : Table de correspondance entre les mesures d'autocorrelation, de spectre et la durée de l'impulsion

Dans le cas d'une gaussienne, la durée de l'impulsion vaut 230 fs, et elle vaut 208 fs pour une sécante hyperbolique. Cette mesure se compare bien à la donnée du constructeur qui est de 200 fs.

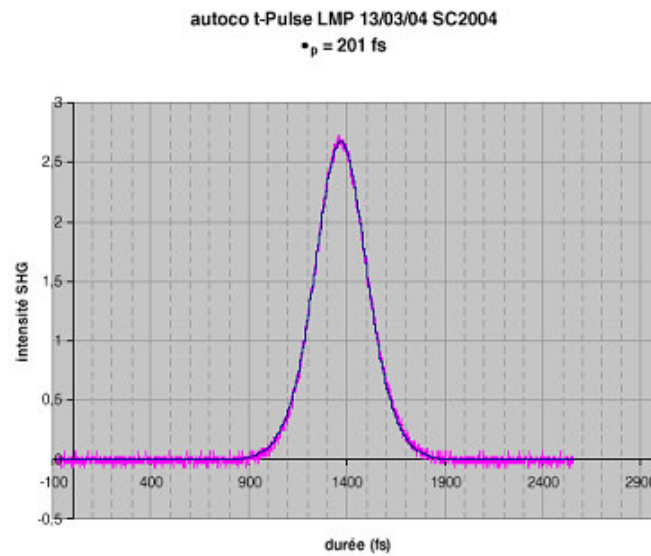


Figure 3-6 : Mesure de l'impulsion par la société amplitude système

Les différences de durée données par le fabricant sont dues essentiellement à la dispersion et la traversée du verre. La méthode utilisée par le fournisseur est l'autocorrélation à génération de second harmonique utilisant un cristal de BBO.

4. Profil spatial

La distribution spatiale du faisceau laser est d'une importance primordiale dans notre application [43]. Nous exigeons un diamètre particulier de sorte qu'il n'y ait pas trop d'aberration lors des passages dans les lentilles. La chaîne laser veut que les faisceaux divergent lentement pendant qu'ils voyagent loin du laser. Presque toutes les applications exigent une distribution spatiale uniforme gaussienne.

La figure 3-7, nous fait savoir que le faisceau en sortie du laser est légèrement astigmatique, et la corrélation par ajustement de gaussiennes est de 97,7% pour le profil vertical et de 96,6% pour le profil horizontal.

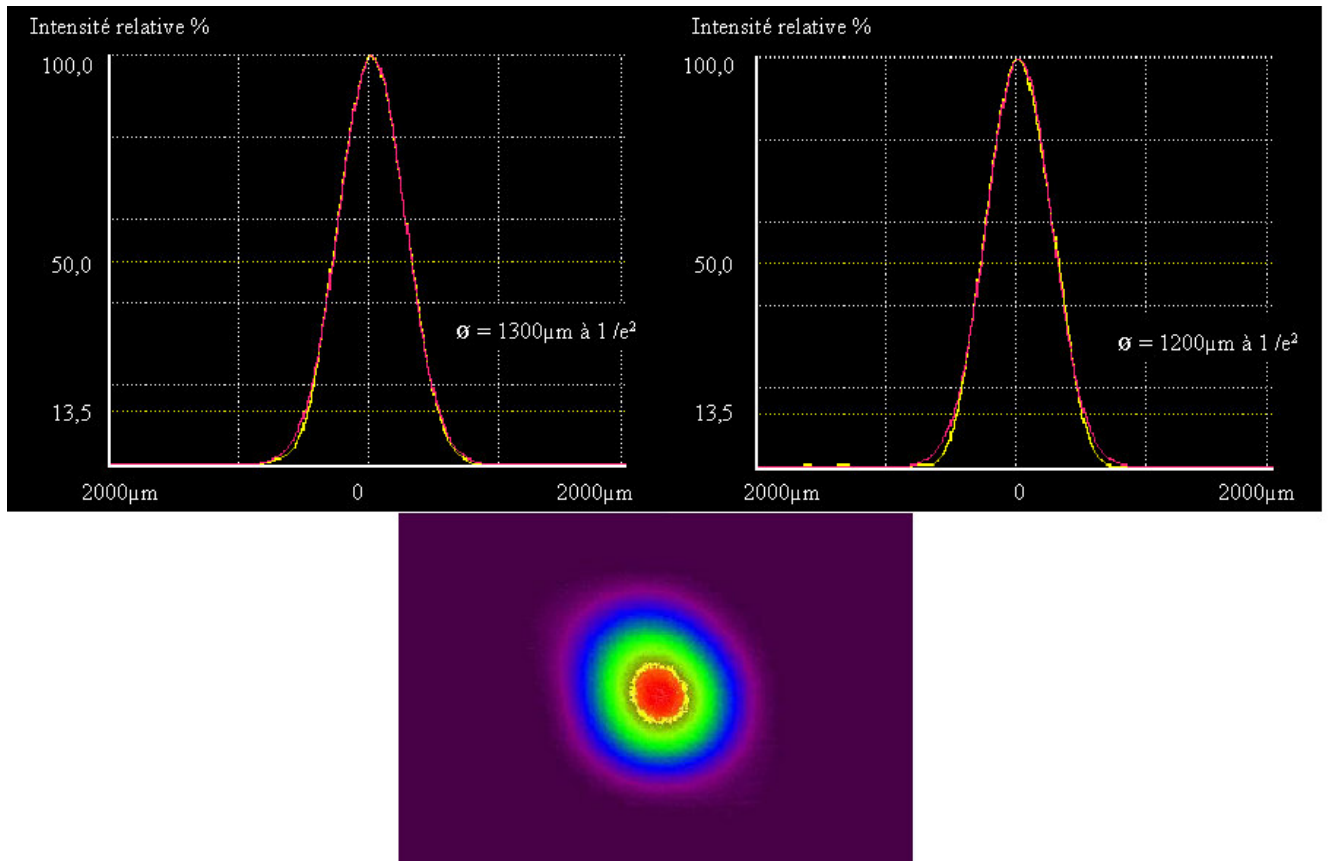


Figure 3-7 : Profil spatial du faisceau à la sortie du laser

Pour des faisceaux d'allure gaussienne, le facteur M^2 est le paramètre généralement employé pour estimer la qualité spatiale d'un faisceau laser donné. Arrêtons-nous quelques instants sur ce facteur.

Dans toutes les applications lasers, un faisceau à plusieurs modes de fonctionnement se focalisera toujours à une tache plus large que prévu. Un faisceau gaussien parfait possède un facteur $M^2 = 1$, tandis qu'un laser à plusieurs modes de fonctionnement peut avoir un M^2 de 2 à 100 [44, 45].

Le M^2 mesure de combien de fois le faisceau observé diverge plus qu'un faisceau gaussien parfait (TEM00) de même waist :

$$M = \frac{\theta_{\text{mesuré}}}{\theta_{\text{gaussienne}}} = \frac{d_{\text{mesuré}}}{d_{\text{gaussienne}}} \quad (3.11)$$

Avec θ l'angle de divergence et d le diamètre du faisceau.

Le calcul du M^2 revient donc à mesurer la divergence et le waist d'un faisceau donné. Ce paramètre est à prendre avec précaution, notamment en raison de la forte imprécision résultant de la méthode de mesure utilisée en pratique. Ce paramètre, M^2 , est une valeur internationalement utilisée par la définition de la qualité de faisceau laser et peut être aisément calculée à partir des mesures de largeur de faisceau en des points variables le long du chemin de la propagation, puis ajusté par une courbe hyperbolique. La figure 3-6 illustre le principe de la façon dont ces mesures sont faites. Le paramètre sans dimension de M^2 est une mesure d'efficacité de propagation comparée à celle d'un véritable faisceau gaussien et est en fait l'indication de la teneur en mode transversal du rayon laser. Dans la pratique, ce paramètre mesure efficacement la « focalisabilité » du faisceau laser. La mesure du M^2 donne à l'utilisateur un autre outil puissant en évaluant la qualité de l'énergie du faisceau laser.

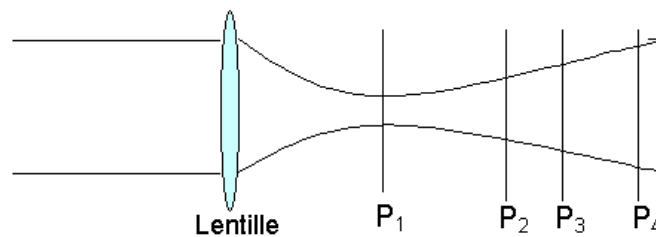


Figure 3-6 : Méthodologie de mesure du diamètre du faisceau le long de l'axe.

Dans notre cas, il s'agit de mesurer la taille du waist à différentes positions via un système appelé BeamMaster dans notre cas. La précision de la mesure du waist est reliée à la résolution du BeamMaster (0,1 μm) : dans la majorité des cas pratiques le waist mesure une centaine de micromètres au foyer d'une lentille de focale raisonnable (65 mm) : on s'aperçoit alors que le M^2 ne peut être considéré que comme une indication et pas comme une mesure exacte de la qualité du faisceau. En particulier il est généralement illusoire de donner une valeur de M^2 avec deux chiffres après la virgule... Nous avons mesuré le M^2 du faisceau issu du laser.

Le facteur de qualité M^2 , est une mesure quantitative du diamètre d'un faisceau focalisé sous un ensemble donné de circonstances. Il a été employé dans le laboratoire pendant plus de dix années pour caractériser des lasers quand le succès ou l'échec d'une expérience dépend de la distribution d'énergie du rayon laser. Le M^2 est lié au diamètre du faisceau par l'équation

$$d_0 = M d_{00} = \frac{M^2 4\lambda f}{\pi D_0} \quad (3.12)$$

Où f la focale de la lentille, D_0 le diamètre initial du faisceau et d_0 est le diamètre d'un faisceau gaussien.

Donc le facteur M^2 prend la forme :

$$M^2 = \frac{d_0 \pi D_0}{4 \lambda f} \quad (3.13)$$

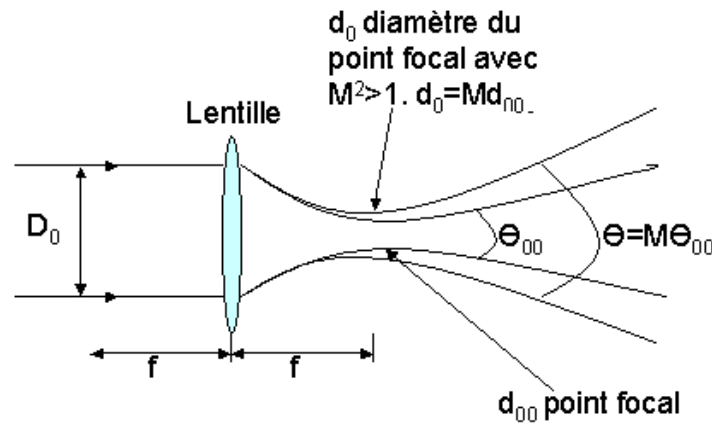


Figure 3-7 :Caractéristiques d'un faisceau laser après passage à travers une lentille

Il n'est pas possible de connaître le M^2 à partir d'une seule mesure de profil du faisceau. Les normes demandent que le M^2 soit calculé à partir d'une série de mesures comme représenté dans la Figure 3-6. M^2 est mesuré sur des faisceaux réels en focalisant le faisceau avec la lentille de longueur focale connue (65mm) en position fixe, puis en mesurant les caractéristiques de la taille et de la divergence du faisceau créées artificiellement. La connaissance du facteur M^2 permet d'accéder à :

- La dimension du point focalisé.
- La position du point focalisé par rapport à la longueur focale de la lentille.
- La dimension du faisceau à la longueur focale de la lentille.
- L'angle de divergence du faisceau au delà du foyer.

Pour obtenir un calcul précis du M^2 , il est essentiel d'effectuer un certain nombre de mesures dans la zone de la taille du faisceau focalisé (figure 3-8), et un certain nombre de mesure dans le champ lointain. Les mesures multiples permettent de s'assurer que la largeur minimum du faisceau est trouvée. En plus, les mesures multiples permettent un "ajustage de la courbe" qui améliore la précision des calculs en réduisant les erreurs de mesure en un point quelconque.

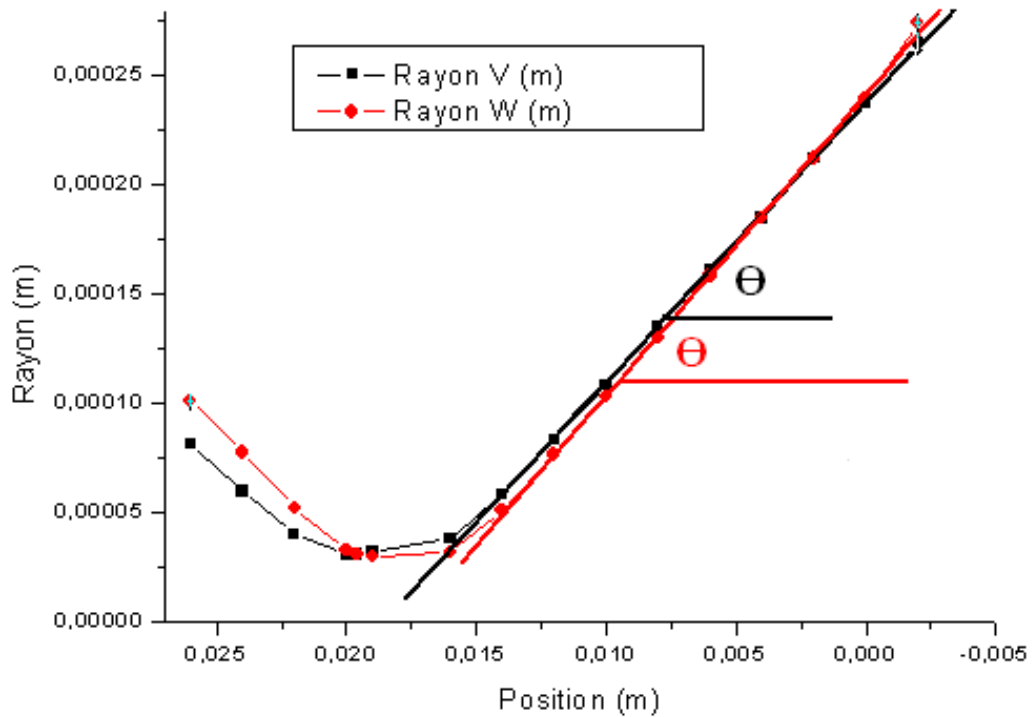


Figure 3-8 : Mesure du facteur de qualité M^2 et de la divergence, suivant le diamètre horizontal et vertical du faisceau.

On rappelle les définitions des paramètres optiques des faisceaux gaussiens [46-48]. La figure 3-9, illustre la variation du spot le long de l'axe de propagation.

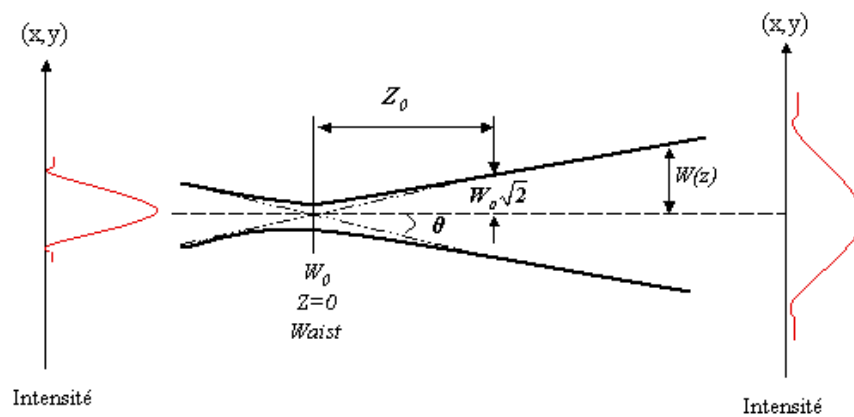


Figure 3-9 : Variation du diamètre du spot d'un faisceau gaussien.

On considère un faisceau de profil d'intensité gaussien (TEM₀₀ monomode) se propageant dans un milieu homogène d'indice de réfraction n. le champ électrique transverse s'écrit de la forme :

$$E(z,t) \propto \frac{E_0}{\left(1 + \frac{z^2}{z_0^2}\right)^{1/2}} \exp\left[\frac{-r^2}{W(z)^2}\right]$$

$$W^2(z) = W_0^2 \left(1 + \frac{z^2}{z_0^2}\right)$$

$$z_0 = \frac{\pi n W_0^2}{\lambda} \tag{3.14}$$

Où n est l'indice de réfraction.

W(z) est la dimension réelle du faisceau.

Z₀ est la longueur de la zone de Rayleigh qui mesure la longueur de la région autour du waist, où le diamètre du spot reste inférieur à $\sqrt{2}$ sa valeur minimale. L'angle de divergence se met quant à lui sous la forme :

$$\theta = \frac{\lambda}{\pi n W_0} \tag{3.15}$$

Le rayon de courbure s'écrit :

$$R(z) = z + \frac{z_0^2}{z} \tag{3.16}$$

En focalisant avec la lentille 65 mm, on a un spot de focalisation que nous allons appeler waist, la figure 3-10 montre le profil spatial du spot.

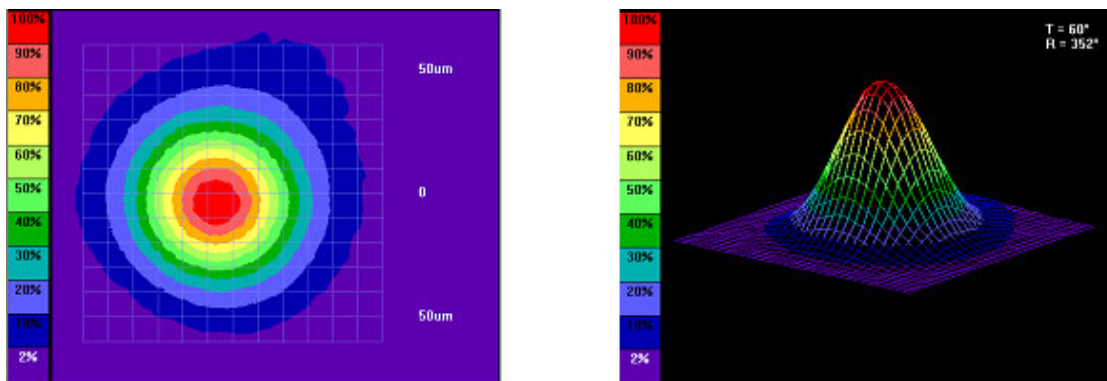


Figure 3-10 : Profil spatial du spot

Les paramètres du spot sont :

- ✓ Le diamètre du spot à z_f (horizontal ; suivant V) : 61,052 μm / 63,389 μm .
- ✓ Le diamètre du spot à z_f (vertical ; suivant W) : 61,684 μm / 59,038 μm .
- ✓ Distance entre les deux waists : 600 μm .
- ✓ Zone de Rayleigh suivant V : 6,8 mm.
- ✓ Zone de Rayleigh suivant W : 5 mm.
- ✓ Astigmatisme : 0,96.
- ✓ Asymétrie : 1,034.

On sait qu'avec une lentille, on arrive à focaliser le faisceau collimaté sur un diamètre de spot de :

$$W_f = \frac{\lambda f}{\pi W_0} \quad (3.17)$$

Le spot focalisé reste de profil gaussien, et l'intensité de ce faisceau dans le point focal est de :

$$I_{max}(f) = \frac{2P}{\pi W_f^2} = \frac{2P}{f^2 \Omega} \quad (3.18)$$

Où W_f est le waist du point focalisé, P la puissance moyenne, f la focal de la lentille et Ω l'angle solide de divergence du faisceau.

La luminosité est aussi un paramètre à prendre en considération lors de la caractérisation de la source laser. Considérons un profil plat du faisceau et calculons la luminosité moyenne, B_{moy} , du faisceau. L'aire du faisceau est :

$$A = \pi D_0^2 \quad (3.19)$$

D est le diamètre du faisceau.

On trouve :

$$\begin{aligned} B_{moy} &= \frac{4E}{\pi d_0^2} = \frac{E \pi D_0^2}{M^4 4 \lambda^2 f^2} \\ &= \frac{I_{max}}{\Omega} = \frac{2P}{\lambda^2} \end{aligned} \quad (3.20)$$

Ainsi, la luminosité est réduite par le facteur de qualité à la deuxième puissance, $(M^2)^2$. L'augmentation de E a habituellement comme conséquence une augmentation en M^2 , nous devons mesurer et savoir le rapport entre E et M^2 pour pouvoir prévoir la luminosité dans n'importe quelle condition donnée. Il est important de noter que le M^2 est indépendant des éléments optiques placés dans le chemin du faisceau.

Le tableau ci dessus résume les différents paramètres de la caractérisation jusqu'au facteur de qualité M^2 . Ce tableau compare les valeurs pratiques avec celles calculées théoriquement et les valeurs idéales dans le cas d'un faisceau purement gaussien.

<i>Grandeur</i>	<i>Mesurée (horizontale -verticale)</i>	<i>Théorique (horizontale -verticale)</i>	<i>Idéal (horizontale -verticale)</i>
<i>D_0 (μm)</i>	1721,356 – 1858,85	1721,356 – 1858,85	1551,428
<i>d_0 (μm)</i>	61,052 – 59,038	60,91 – 56,405	55,051
<i>Paramètre confocal Z_f(mm)</i>	3,4 – 2,5	2,84 – 2,65	2,31
<i>θ (mrd)</i>	11 - 13	10,7 – 11,1	11,9
<i>Ω ($10e^{-4}\text{sr}$)</i>	3,8 – 5,3	3,5 – 3,8	4,4
<i>W_0 (μm)</i>	698 – 721	699 – 755	774
<i>Longueur de Rayleigh Z_0(m)</i>	1,48 – 1,58	1,49 – 1,73	1,82
<i>θ (mrd) avant la lentille</i>	0,46 – 0,45	0,46 – 0,43	0,42
<i>Ω ($10e^{-6}\text{sr}$)</i>	0,66 – 0,63	0,66 – 0,58	0,55
<i>B Luminosité($\text{W} / \text{cm}^2\text{-sr}$)</i>	$2,26.10^8$	$2,26.10^8$	$2,26.10^8$
<i>Intensité(W / cm^2)</i>	156 – 146	156 – 134	127
<i>Intensité focalisée (kW / cm^2)</i>	86 – 90	86 – 97	103
<i>M^2</i>	1,23 – 1,28	1,22 – 1,22	1

Figure 3-11 : Table des différents paramètres.

5. Stabilité en température

La stabilité de la puissance émise par le laser nécessite un peu de réflexion, c'est pour cela que nous avons essayé de caractériser l'endurance en stabilité de notre source dans la figure 3-11.

Ce que nous observons c'est qu'avec une alimentation de 27A à une température de 22°C, nous arrivons à avoir une puissance de 1,2 W stabilisée dans le temps.

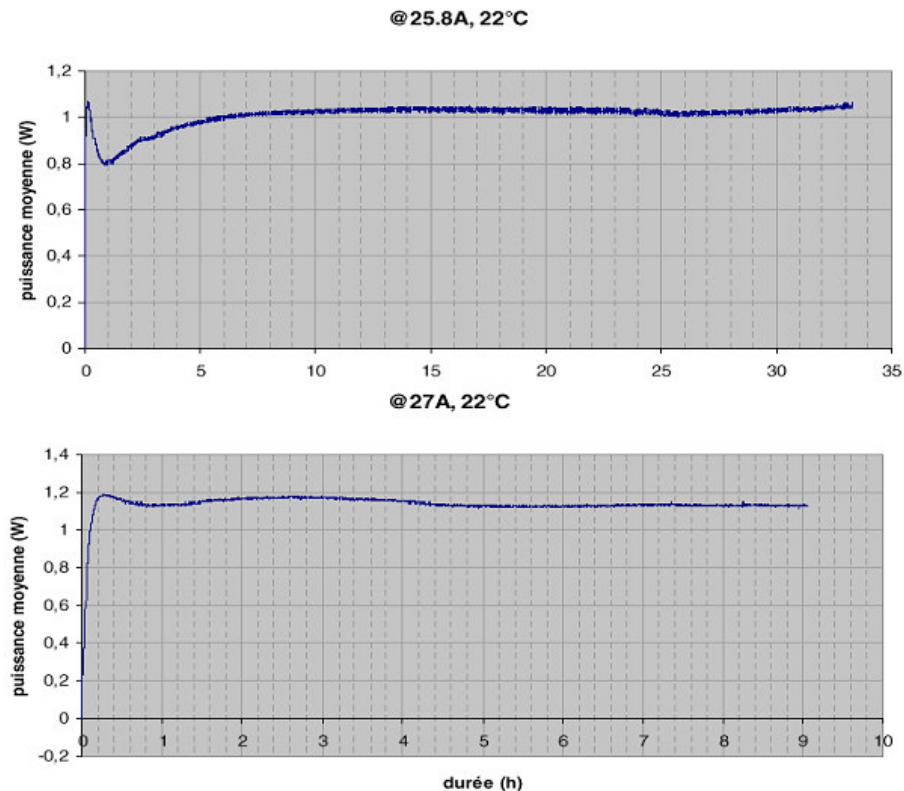


Figure 3-12 : Etude de l'endurance dan un environnement stabilisé en température.

Résumons dans ce chapitre l'ensemble des résultats obtenus avec notre source:

- La cadence est stable de 50MHz.
- Une puissance de 1,2 W stabilisé dans le temps.
- La durée des impulsions est d'environ 200 fs.
- L'énergie est de 24 nJ par impulsion. La puissance crête est donc de 120 kW.
- Le faisceau de sortie n'est pas limité par la diffraction ($M^2 \approx 1,2$).
- Focalisé sur 60 μm , Intensité crête : 84,4.1012 W/m²

Si on compare ces résultats avec le cahier des charges présenté au début du chapitre B, on s'aperçoit que l'on satisfait pleinement à la condition sur la cadence, que les impulsions sont ultra-brèves, que l'énergie est assez forte pour générer la second harmonique. Le dernier point capital est la longueur d'onde qui est peu absorbée par le silicium.

En conclusion, nous allons pouvoir utiliser ce laser pour mener à bien notre objectif de traverser et caractériser les circuits microélectroniques.

D Etude du substrat de silicium

La propagation, dans les wafers de silicium, des photons émis aux longueurs d'ondes optiques est caractérisée par l'absorption et par la diffusion : c'est à dire que les photons ne suivent pas de trajectoires rectilignes, mais sont soumis à de multiples diffusions. Les coefficients d'absorption [49-51] et de diffusion peuvent être déduits de l'analyse de la lumière transmise ou rétro-diffusée par le milieu à étudier. Il s'agit notamment de mesures de transmission diffuse ou de réflectance.

Ces mesures peuvent être résolues dans l'espace ou le temps. La détermination de coefficients de d'absorption permet, par exemple, de détecter les impuretés dans le wafer qui présente une absorption différente d'un wafer de pur silicium.

Pour illustrer le phénomène de l'atténuation dans le cadre d'un modèle simple, prenons l'exemple d'un faisceau lumineux incident sur un milieu. On observe à la sortie deux types de photons :

Les photons dits « balistiques », qui se sont propagés sans être diffusés, obéissent au principe de Fermat. Les photons balistiques se propagent donc en ligne droite dans un milieu homogène ou suivent des trajectoires plus ou moins courbées s'il existe des gradients d'indice à une échelle spatiale très supérieure à la longueur d'onde.

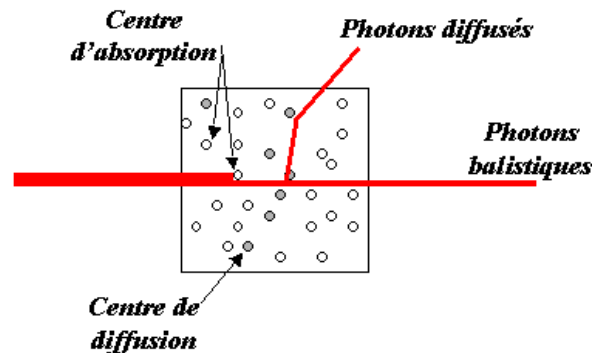


Figure 3-13 : Trajectoires possibles des photons

Les photons diffusés ont suivi des chemins aléatoires dans le milieu diffusant. Pour faire de l'imagerie, l'idéal serait d'utiliser les photons balistiques, car ils suivent les lois de l'optique géométrique et ils pourraient permettre d'imager le milieu avec une grande résolution spatiale.

Si l'on s'intéresse à l'énergie se propageant dans une direction déterminée alors ces deux processus sont responsables de l'atténuation de l'énergie électromagnétique incidente. On peut écrire : Atténuation = Absorption + Diffusion.

1. Diffusion

Les différents processus de diffusion dépendent de la taille des particules diffusantes par rapport à la longueur d'onde utilisée, et de leur indice de réfraction par rapport au milieu.

Dans le processus de diffusion, une fraction de l'énergie se propageant initialement dans la direction u est diffusée dans une direction u' différente, ce qui contribue donc à l'extinction dans la direction u . On introduit le coefficient de diffusion μ_d qui est en m^{-1} . son inverse l_d est le parcours libre moyen de diffusion.

Nous discernons trois types de diffusion :

Diffusion de Rayleigh : Elle est due aux particules de petits diamètres devant la longueur d'onde λ .

Diffusion de Rayleigh-Gans : Dans le cas où $|m - 1| \ll 1$, indice relatif proche de 1, $\frac{\pi d}{\lambda} |m - 1| \ll 1$, déphasage faible, milieu extérieur à la particule.
 d est le diamètre de la particule.
 m est l'indice relatif de la particule par rapport au milieu :

$$m = \frac{n_p}{n_m} \text{ et } \lambda = \frac{\lambda_0}{n_m} \quad (3.21)$$

Avec n_p et n_m respectivement les indices de réfraction de la particule et du milieu.
 λ_0 est la longueur d'onde dans le vide.

Diffusion de Mie (diffraction, réfraction et réflexion) : Le domaine d'étude est celui où $d \gg \lambda$.

Dans le cas d'une diffusion simple, tout rayon diffusé est définitivement écarté de l'axe optique. Le rayon diffusé n'a subi qu'une simple diffusion par une particule.

Coefficient de diffusion

Considérons un faisceau laser qui transporte un flux F , et un élément de volume du milieu diffusant d'épaisseur dz . La fraction de flux diffusée dans toutes les directions est :

$$dF_{diff} = \mu_a F dz \quad (3.22)$$

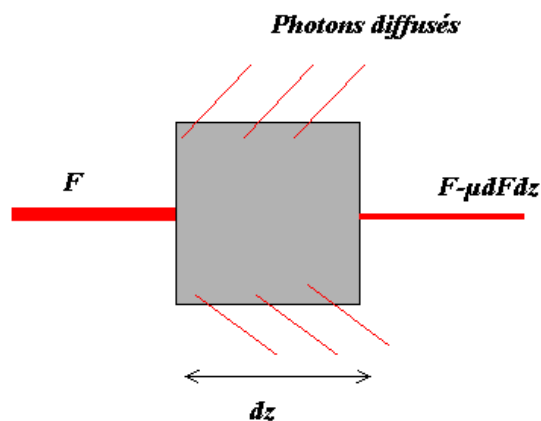


Figure 3-14 : Coefficient de diffusion

Dans ce cas, nous appliquons la loi de Beer-Lambert :

$$F = F_0 \exp(-\mu_d z) \quad (3.23)$$

F_0 et F sont respectivement les flux avant et après la traversée du milieu d'épaisseur z .
 μ_d peut être calculé théoriquement selon les paramètres du milieu : taille des particules, concentration de particules...[52]

$$\begin{aligned} \mu_d &= \frac{1}{l_d} \\ l_d &= \frac{1}{C_s N} \end{aligned} \quad (3.24)$$

l_d est défini comme étant la longueur de diffusion.

N la densité de diffuseurs.

C_s la section efficace de diffusion, avec $C_s = Q_s G$.

Q_s est le facteur d'efficacité qui est défini comme étant le rapport du flux total diffusé par la particule sur le flux incident sur la particule.

G est la section géométrique du diffuseur, particule sphérique de rayon a : $G = \pi a^2$.

$$\mu_d = G Q_s N \quad (3.25)$$

2. Absorption

Nous pouvons faire exactement le même raisonnement que pour la diffusion. Dans le processus d'absorption, le flux d'énergie se propage dans le milieu absorbant dans l'élément d'angle solide $d\Omega$, normalement à la surface dS . Sur un élément de longueur ds , une fraction de l'énergie sera absorbée. On a introduit le coefficient μ_a qui est en m^{-1} . son inverse l_a est le parcours libre moyen de diffusion. On introduit le coefficient d'absorption [53] μ_a qui est en m^{-1} . Son inverse l_a est le parcours libre moyen d'absorption.

Coefficient d'absorption

Lorsque l'onde lumineuse traverse le milieu, dans une couche d'épaisseur dz une partie dF_a de l'énergie est absorbée :

$$\begin{aligned} dF_a &= \mu_a F dz \\ F &= F_0 \exp(-\mu_a z) \end{aligned} \quad (3.26)$$

3. Atténuation

Nous avons vu que l'atténuation du faisceau dans un milieu est le résultat des processus de diffusion et d'absorption.

A partir des deux coefficients définis ci-dessus, nous pouvons exprimer un troisième coefficient, le coefficient d'atténuation μ :

$$\mu = \mu_d + \mu_a \quad (3.27)$$

Lorsque le faisceau lumineux traverse un milieu d'épaisseur z où coexistent l'absorption et la diffusion, nous pouvons écrire :

$$F = F_0 \exp[-(\mu_d + \mu_a)z] = F_0 \exp(-\mu z) \quad (3.28)$$

Pour mesurer le coefficient d'atténuation du silicium, nous avons utilisé le laser T-pulse qui émet à 1030 nm.

Nous déduisons la valeur de ce coefficient grâce à la loi de Beer-Lambert que nous avons présentée précédemment, le coefficient d'atténuation est obtenu par:

$$\mu = \frac{1}{d} \ln\left(\frac{I_0}{I}\right) \quad (3.29)$$

où I_0 et I sont respectivement l'intensité du faisceau laser détectée sans et avec le wafer de silicium et d l'épaisseur du wafer.

Seuls les photons non atténués du faisceau doivent théoriquement arriver sur le détecteur : nous allons donc sélectionner les photons qui se propagent parallèlement à l'axe en plaçant le détecteur au foyer d'une lentille convergente et en limitant spatialement la détection à la tache focale. Seuls les rayons parallèles à l'axe optique, c'est à dire essentiellement les rayons du faisceau incident non diffusés, seront ainsi détectés.

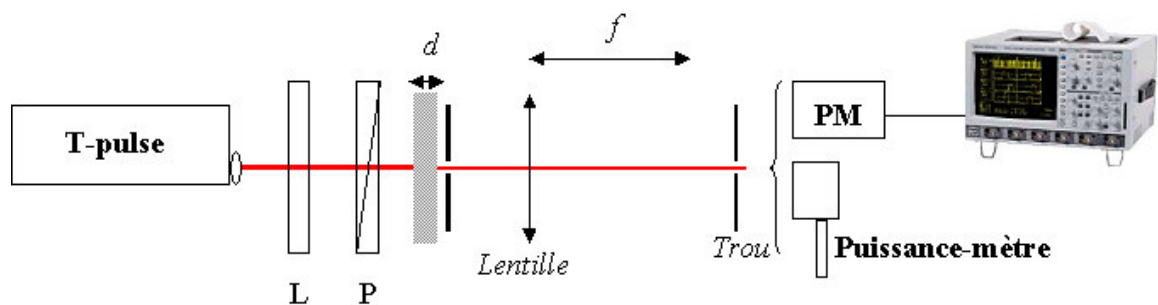


Figure 3-15 : Montage expérimental de mesure du coefficient d'atténuation.

L est une lame demi-onde, P un polariseur et d l'épaisseur du wafer de silicium.

L'ensemble lame demi-onde et polariseur permet d'ajuster l'intensité du faisceau. L'intensité lumineuse détectée par le photomultiplicateur (PM) est visualisée sur un oscilloscope numérique. On peut aussi utiliser un puissance-mètre pour mesurer la puissance moyenne. Le trou placé juste après le wafer de silicium permet de limiter la lumière multidiffusée qui pourrait atteindre le détecteur. Le deuxième trou est placé au foyer de la lentille convergente. Son diamètre D_T est choisi de manière à être inférieur au diamètre de la tache focale D_F , si w_L est le diamètre du faisceau :

$$D_F = 2,44 \frac{\lambda f}{w_L} \quad (3.30)$$

La mesure que nous avons faite révèle un coefficient d'atténuation de : $\mu=126 \text{ cm}^{-1}$ pour un substrat de silicium dopé N.

4. Les pertes par réflexions

L'atténuation ne vient pas que des pertes par absorption et diffusion, puisque dans le proche infrarouge le silicium est quasi-transparent. Les pertes par réflexions existent et peuvent être réduites si la polarisation du faisceau laser est parallèle au plan d'incidence du substrat de silicium. Les pertes par réflexion (ORL) se mettent sous la forme :

$$ORL = 10 \log \left(\frac{P_i}{P_r} \right) \quad (3.31)$$

Où P_i est la puissance incidente et P_r est la puissance réfléchie.

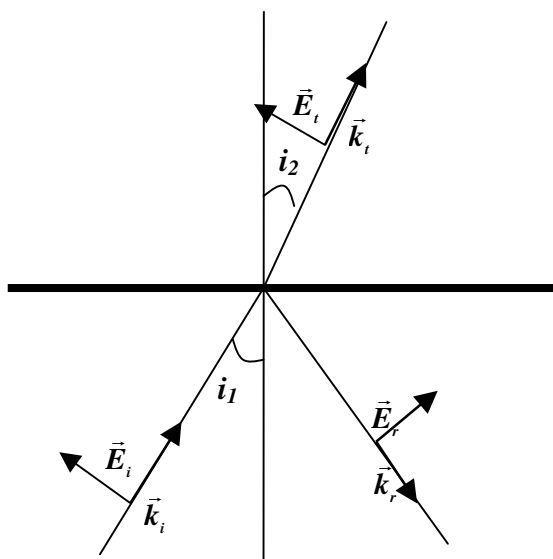


Figure 3-16 : Direction et sens des champs lors d'une interaction avec le substrat de silicium.

En effet, pour une onde d'amplitude E , dans un milieu d'indice n , l'intensité est donnée par :

$$I = \frac{1}{2} n c \epsilon_0 |E|^2 \quad (3.32)$$

L'intensité incidente étant notée I_0 , l'intensité réfléchie sera, dans tous les cas :

$$I_r = |r|^2 I_0 \quad (3.33)$$

Il est à noter que les deux ondes voyagent dans le même milieu. On a donc un facteur de réflexion pour les intensités $R = r^2$. Dans le cas de la réflexion totale, on a bien évidemment $R = 1$.

En ce qui concerne l'onde transmise, dans le cas où il n'y a pas réflexion totale, l'intensité est :

$$I_t = \frac{n_2}{n_1} |t|^2 I_0 \quad (3.34)$$

Le coefficient de transmission pour les intensités est donc :

$$T_t = \frac{n_2}{n_1} |t|^2 \quad (3.35)$$

Il est toutefois important de noter qu'il n'y a pas conservation pour les intensités : l'intensité incidente n'est pas la somme des intensités transmise et réfléchie (absorption et diffusion interviennent).

Considérons maintenant une surface S du wafer de silicium. La puissance incidente arrivant sur cette surface est :

$$P_r = I_r S \cos i_1 = R P_0 \quad (3.36)$$

La puissance réfléchie repart sous un angle égal d'où :

$$P_0 = I_0 S \cos i_1 \quad (3.37)$$

Pour l'onde transmise par contre, l'angle sous lequel on voit la surface est i_2 , donc :

$$P_t = I_t S \cos i_2 = T_p \frac{\cos i_2}{\cos i_1} P_0 \quad (3.38)$$

Le coefficient de transmission pour les puissances doit donc tenir compte des angles :

$$T_p = T_I \frac{\cos i_2}{\cos i_1} \tag{3.39}$$

En régime permanent, la puissance P0 arrivant sur la surface S, doit être égale à la puissance qui en repart, P_r P_t, ce qui se traduit par la relation R T_p = 1.

Par contre, mis à part le cas de l'incidence normale, R ≠ 1.

Pour une incidence normale, le plan d'incidence n'est pas défini, on ne peut donc plus distinguer les polarisations parallèles et perpendiculaires. Donc on peut écrire :

$$r = r_{\perp} = r_{\parallel} = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \tag{3.40}$$

Dans notre cas n₁ est l'indice de l'air (n₁=1) et n₂ l'indice du silicium (n₂=3,65 à 1030nm). On a donc r = -0,56, soit un coefficient de réflexion en intensité R de 0,31.

Pour une incidence quelconque, en tenant compte de l'équation de Descartes :

$$n_1 \sin i_1 = n_2 \sin i_2 \tag{3.41}$$

Les coefficients peuvent être aussi mis sous une la forme :

$$r_{\perp} = \frac{\sin(i_2 - i_1)}{\sin(i_2 + i_1)} \quad \text{et} \quad r_{\parallel} = \frac{\tan(i_1 - i_2)}{\tan(i_1 + i_2)} \tag{3.42}$$

On remarque en particulier que, lorsqu'il n'y a pas réflexion totale, les formules pour r_⊥ et r_∥ sont antisymétriques dans l'échange i₁ et i₂. En notant r₁₂ le coefficient de réflexion dans le sens air → silicium, le coefficient de réflexion pour le trajet inverse est r₂₁ = -r₁₂.

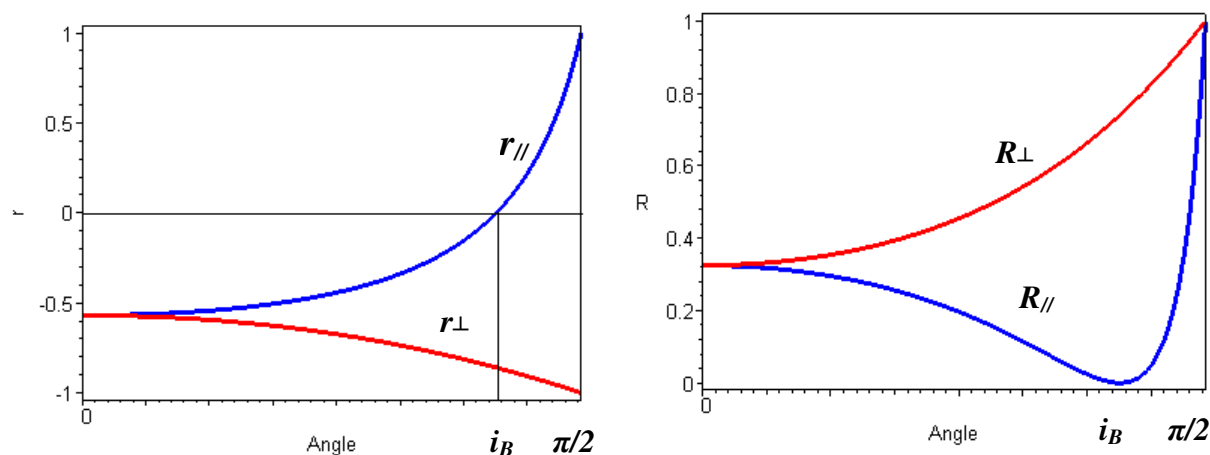


Figure 3-17: L'évolution des coefficients pour l'amplitude et pour l'intensité dans un substrat de silicium.

On remarque que ces deux coefficients tendent vers 1 lorsque l'angle d'incidence tend vers $\pi/2$, c'est à dire lorsque le faisceau laser est presque parallèle à la surface (incidence rasante). Pour une onde polarisée dans le plan d'incidence, il existe un angle particulier de Brewster pour lequel le coefficient $r_{//}$ s'annule en changeant de signe. Pour cet angle, l'intensité réfléchie est nulle.

D'après l'expression [41], $r_{//}$ est nul pour $i_1 + i_2 = \pi/2$ donc $n_1 \sin i_B = n_2 \sin (\pi/2 - i_B)$
d'où :

$$\begin{aligned} \tan i_B &= \frac{n_2}{n_1} \\ i_B &= 74,67^\circ \end{aligned} \quad (3.43)$$

Cette propriété est utilisée lorsqu'on veut réduire les pertes par réflexion lors de la propagation du faisceau laser.

E Système d'imagerie

La conception d'un système d'imagerie doit satisfaire les exigences de performances, en l'occurrence être capable de fournir des images de grandes qualités en temps réel, la taille formée doit être de même dimension que le détecteur ou la caméra et atteindre la sensibilité désirée. Sans oublier que la conception du système doit être reproductible en considérant le faible coût et la dimension du système.

L'intérêt de ce chapitre n'est nullement l'étude de la lentille et comment elle modifie le front d'onde et forme l'image mais l'étude des caractéristiques du système d'imagerie et sa conception. Dans un milieu isotrope, les rayons sont considérés comme des lignes et l'image est formée au point où les rayons convergent. L'endroit et la taille de cette image constituée par le système optique peuvent être déterminés facilement par des équations dérivées dans le cas limite, où les rayons se propagent très près de l'axe optique. Quand le système est symétrique autour de l'axe optique, les puissances de l'équation sont impaires. Le terme du premier ordre décrit effectivement la position et la dimension de l'image. Dans ce chapitre, nous allons étudier les imperfections qui peuvent détériorer la qualité de l'image. En premier temps, nous allons étudier les spécifications typiques des systèmes optiques (longueur focale, champ, distorsions, aberrations.....) puis nous enchaînerons par les performances du système (MTF, RMS, contraintes...)

1. Système optique

Les caractéristiques d'un système optique [54] sont les points cardinaux, qui représentent les premiers et seconds points focaux, et les points nodaux.

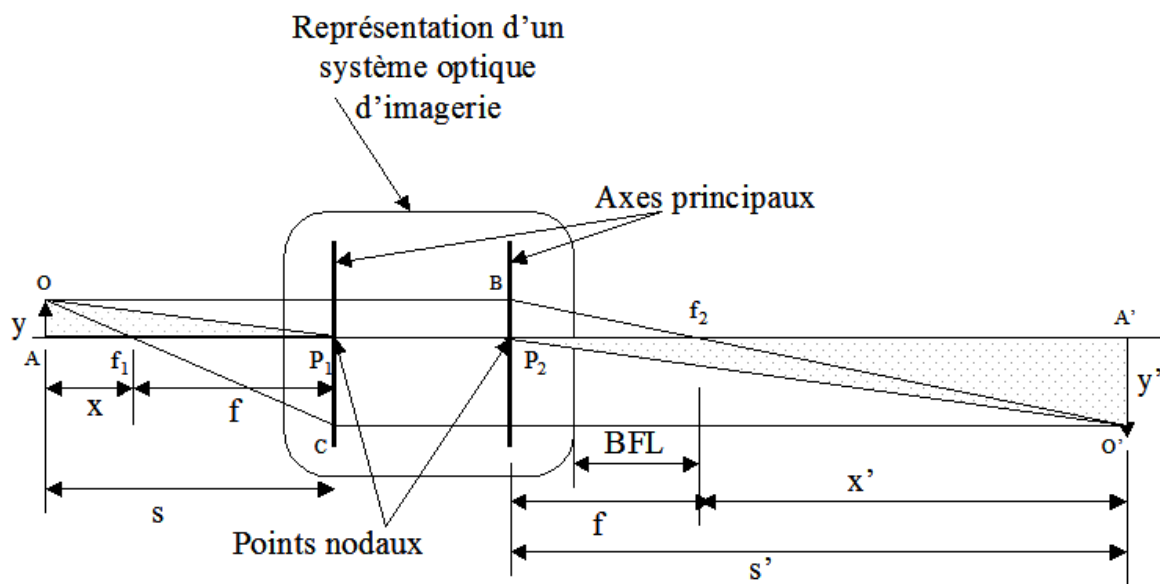


Figure 3-18 : Les caractéristiques d'un système optique.

BFL, étant la longueur focale arrière.
 f_1, f_2 , étant le premier et le deuxième point focal.

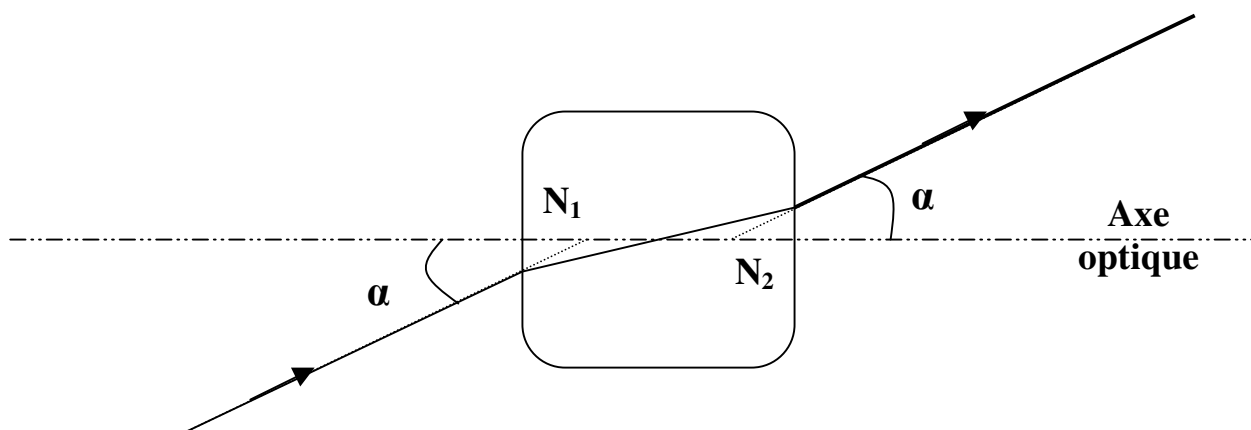


Figure 3-19 : Schématisation des points nodaux.

Les points nodaux d'un système optique sont au nombre de deux : nodal objet et image situé sur l'axe optique. Si un rayon incident coupe le plan nodal objet alors le rayon émergent sortira parallèle au rayon incident en passant par le point nodal image. En général, le point nodal correspond à l'intersection du plan principal sur l'axe optique.

1) La position de l'image

Quand les caractéristiques du système optique, plus particulièrement les points cardinaux sont connus, la localisation et la dimension de l'image formée peuvent être facilement déterminées.

Dans la figure 3-17, l'objet à imager est représenté par la flèche OA. Le rayon OB qui est parallèle au système optique coupe l'axe optique au second point focal f_2 , la réfraction se produit au second plan. Le rayon OC coupe quant à lui l'axe optique au point f_1 et émergera parallèlement à l'axe optique.

L'intersection des deux rayons au point O' est l'image du point O. Une construction semblable pour tous les points de l'objet localiserait les points additionnels de l'image qui se trouvent le long de la flèche O'A'. L'image d'un objet plan, normal à l'axe optique est aussi plane et normale à l'axe optique. Un troisième rayon peut être construit du point O vers le premier point nodal, ce rayon semble émerger du second point nodal et parallèle au rayon entrant (figure 3-18).

D'après la figure 3-17, on a :

$$\begin{aligned} \frac{y}{-y'} &= \frac{-x}{f} \\ \frac{y}{-y'} &= \frac{f'}{x'} \end{aligned} \tag{3.44}$$

On a aussi :

$$\begin{aligned} x &= s + f \\ x' &= s' - f \end{aligned} \tag{3.45}$$

Avec :

$$x' = \frac{-f^2}{x} \tag{3.46}$$

Donc, on peut dériver une autre expression pour la localisation de l'image, la forme gaussienne :

$$\begin{aligned} f^2 &= -xx' = -(s + f)(s' - f) \\ &= -ss' + sf - s'f + f^2 \end{aligned} \tag{3.47}$$

Ce qui donne après développement :

$$\frac{1}{s'} = \frac{1}{f} + \frac{1}{s} \quad (3.48)$$

Ou alternativement :

$$s' = \frac{sf}{(s + f)}$$

$$f = \frac{ss'}{(s - s')} \quad (3.49)$$

2) La dimension de l'image

Le grandissement latéral ou transverse d'un système optique est donné par le rapport de la dimension de l'image sur la dimension de l'objet.

$$m = \frac{y'}{y} = \frac{f}{x} = \frac{-x'}{f} \quad (3.50)$$

En substituant l'équation 44, on a :

$$m = \frac{y'}{y} = \frac{f}{(s + f)} = \frac{s'}{s} \quad (3.51)$$

Il est à noter que le système optique est dans l'air.

Le grandissement longitudinal est défini comme le grandissement le long de l'axe optique, ou plus précisément le grandissement de l'épaisseur longitudinale de l'objet. Si s'_1 et s'_2 dénotent les bords de l'objet et s_1 et s_2 correspondent à ceux de l'image, alors le grandissement longitudinale m' est :

$$m' = \frac{s'_2 - s'_1}{s_2 - s_1} \quad (3.52)$$

En remplaçant l'équation 51, on a :

$$m' = \frac{s'_1}{s_1} \cdot \frac{s'_2}{s_2} = m_1 \cdot m_2 \quad (3.53)$$

Quand $s'_2 - s'_1$ et $s_2 - s_1$ tendent vers 0, m_1 et m_2 sont presque égaux :

$$m' = m^2 \quad (3.54)$$

Il est à noter que le grandissement longitudinal est toujours positif, et que l'objet et l'image bougent dans la même direction.

2. La qualité de l'image

L'imagerie n'est jamais parfaite, plusieurs effets peuvent dégrader l'image. Parmi ces effets on compte : les aberrations, la diffraction, les erreurs d'alignement, les propriétés du matériel, le détecteur...

En se reportant à la figure 3-19, on définit un rayon émergent du point objet à $y=h$ et traversant l'ouverture du système à un point décrit par ses coordonnées polaires (s, θ) . Ce rayon coupe l'image plane dans les points x' et y' .

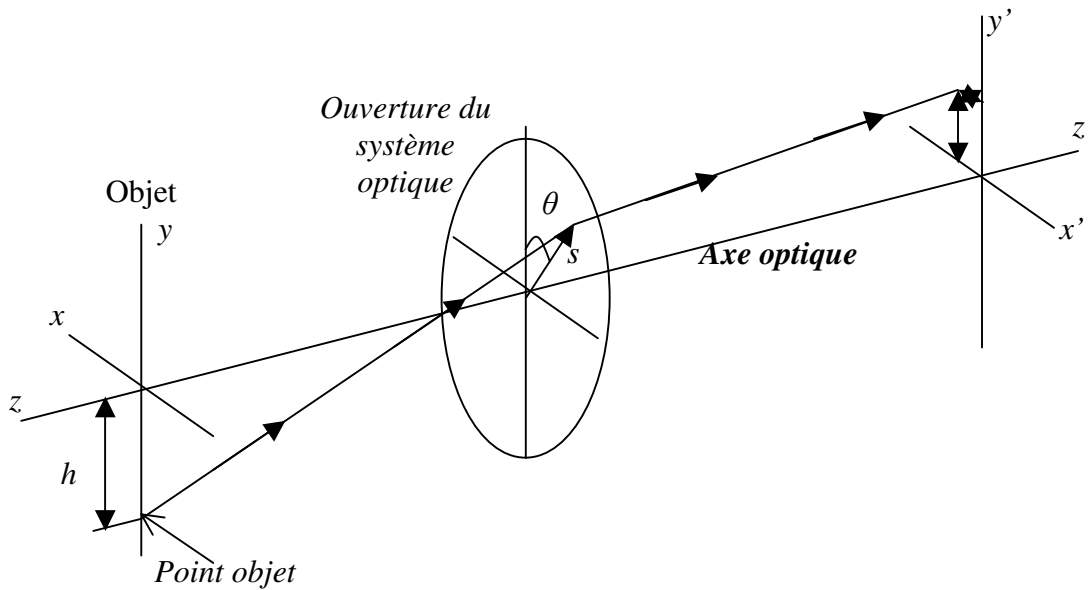


Figure 3-20: Schématisation d'un système optique

Ecrivons l'équation qui décrit les coordonnées x' et y' de l'intersection de l'image plane en fonction de h , s et θ . La forme générale de l'équation est simplifiée en assumant un système axial symétrique [55].

$$\begin{aligned}
 y' = & A_1 s \cos \theta + A_2 h \\
 & + B_1 s^3 \cos \theta + B_2 s^2 h (2 + \cos 2\theta) + (3B_3 + B_4) s h^2 \cos \theta + B_5 h^3 \\
 & + C_1 s^5 \cos \theta + (C_2 + C_3 \cos 2\theta) s^4 h + (C_4 + C_6 \cos^2 \theta) s^3 h^2 \cos \theta \\
 & + (C_7 + C_8 \cos 2\theta) s^2 h^3 + C_{10} s h^4 \cos \theta + C_{12} h^5 + D_1 s^7 \cos \theta + \dots \quad (3.55)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
x' = & A_1 s \sin \theta + \\
& + B_1 s^3 \sin \theta + B_2 s^2 h \sin 2\theta + (B_3 + B_4) s h^2 \sin \theta \\
& + C_1 s^5 \sin \theta + C_3 s^4 h \sin 2\theta + (C_5 + C_6 \cos^2 \theta) s^3 h^2 \sin \theta \\
& + C_9 s^2 h^3 \sin 2\theta + C_{11} s h^4 \sin \theta + D_1 s^7 \sin \theta + \dots
\end{aligned} \quad (3.56)$$

Où A, B, C et D sont des constantes.

Notons que dans les termes en A, la puissance de s et h est unitaire, par contre les termes en B sont du troisième ordre.

Le terme en A relate l'approximation paraxiale, du premier ordre ; le terme A_2 décrit simplement le grandissement (h'/h), et A_1 est la mesure transverse de la distance entre la focalisation paraxiale et l'image plane. Les autres termes décrivent les aberrations transverses, et représentent d'autres distances focales que celles décrites dans les équations paraxiales dans le cas parfait. Les termes en B de troisième ordre, Seidel, désignent les aberrations primaires, B_1 décrit les aberrations sphériques, B_2 la coma, B_3 l'astigmatisme, B_4 Petzval (courbure) et B_5 la distorsion.

De même, les termes en C de cinquième ordre, désignent les aberrations secondaires. C_1 est l'aberration sphérique de cinquième ordre, C_2 et C_3 sont les termes du coma linéaire, C_4 , C_5 , et C_6 sont les termes de l'aberration sphérique oblique ; C_7 , C_8 , et C_9 décrivent la coma, C_{10} et C_{11} sont les termes de Petzval et d'astigmatisme et C_{12} est le terme de la déformation et distorsion.

Dans ce chapitre, nous définirons chaque effet de déformation d'image et discuterons ses caractéristiques, sa représentation et son effet sur l'aspect de l'image. Chaque effet sera discuté comme si lui seul était présent ; évidemment dans la pratique on rencontre ces aberrations en association que séparément.

1) Les aberrations

Les aberrations géométriques sont dues essentiellement à l'imperfection du système de produire l'image d'un point. Ces aberrations proviennent de la surface sphérique des optiques dont la focalisation est mathématiquement imparfaite. Notons aussi que l'indice de réfraction de ces optiques change en fonction de la longueur d'onde ce qui produit des aberrations pour chaque longueur d'onde.

Il existe plusieurs types d'aberration :

- Les aberrations sphériques, sont des aberrations axiales qui peuvent être définies comme différence de distance focale entre les zones axiales et marginales de la lentille (les bords de la lentille sont trop convergents).

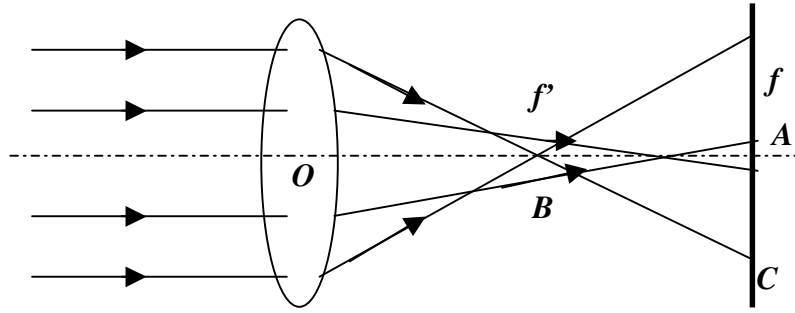


Figure 3-21 : Schématisation exagérée d'aberration sphérique

Les rayons près de l'axe optique se focalisent très près de la position paraxiale du foyer. Au fur et à mesure que la taille de l'objet augmente, la position de l'intersection du rayon avec l'axe optique est de plus en plus loin du foyer paraxial. La distance du foyer paraxial et l'intersection axiale du rayon s'appelle l'aberration sphérique longitudinale. L'aberration transversale, ou latérale, sphérique est le nom donné à l'aberration quand elle est mesurée dans la direction "verticale". Ainsi, dans figure. 3-20 AB est une aberration longitudinale, et CA est une aberration sphérique transversale du rayon. On peut remédier à cet effet, soit en variant la courbure des lentilles soit en utilisant plusieurs lentilles.

Les aberrations chromatiques sont telle que la distance focale varie avec la longueur d'onde du faisceau. En effet, le rouge a une très longue longueur focale que le bleu.

2) La coma

La coma apparaît dès que l'on s'écarte de l'axe, et peut être définie comme une variation du grandissement et de l'ouverture. Cette aberration est très difficile à isoler. En effet, près de l'axe, l'aberration sphérique est prépondérante et plus loin dans le champ, l'astigmatisme et la courbure de champ sont prédominants.

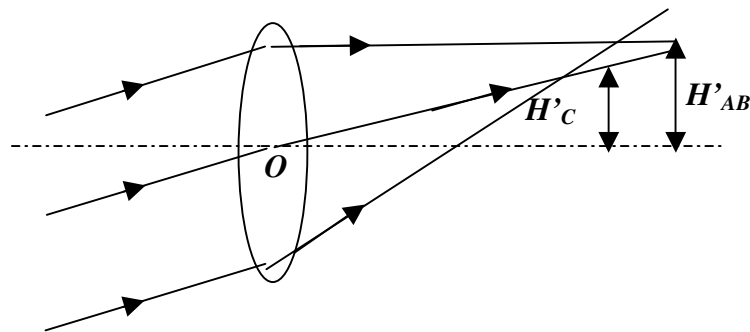


Figure 3-22 : En présence de coma, les rayons marginaux se focalisent à différentes positions.

Le rayon central définit habituellement la taille de l'image. Une image comatique se produit quand la périphérie externe de l'objectif produit un rapport optique plus élevé ou inférieur que celui déterminé par le rayon du centre. Ainsi, quand un faisceau est incident sur un objectif avec coma, les rayons marginaux de l'objectif peuvent avoir une taille d'image différente que celle qui passent par le centre.

Dans figure 3-21, les deux rayons supérieur et inférieur intersectent l'image plane d'image au-dessus du rayon central. La distance entre le rayon du centre et l'intersection des deux autres rayons est appelée coma tangentielle de l'objectif :

$$Coma_T = H'_{AB} - H'_C \quad (3.57)$$

On peut remédier à la coma soit en décalant l'ouverture d'un diaphragme ou en ajoutant sélectivement des lentilles ou objectifs.

3) L'astigmatisme

Comme le montre la figure 3-21, l'image d'une source ponctuelle constituée par des rayons obliques dans le plan tangential sera une image plane; ce plan, appelée image tangentielle, est perpendiculaire au plan tangential, en d'autre terme, elle se situe dans le plan sagittal. Réciproquement, l'image constituée par les rayons sagittaux est un plan qui se situe dans le plan tangential.

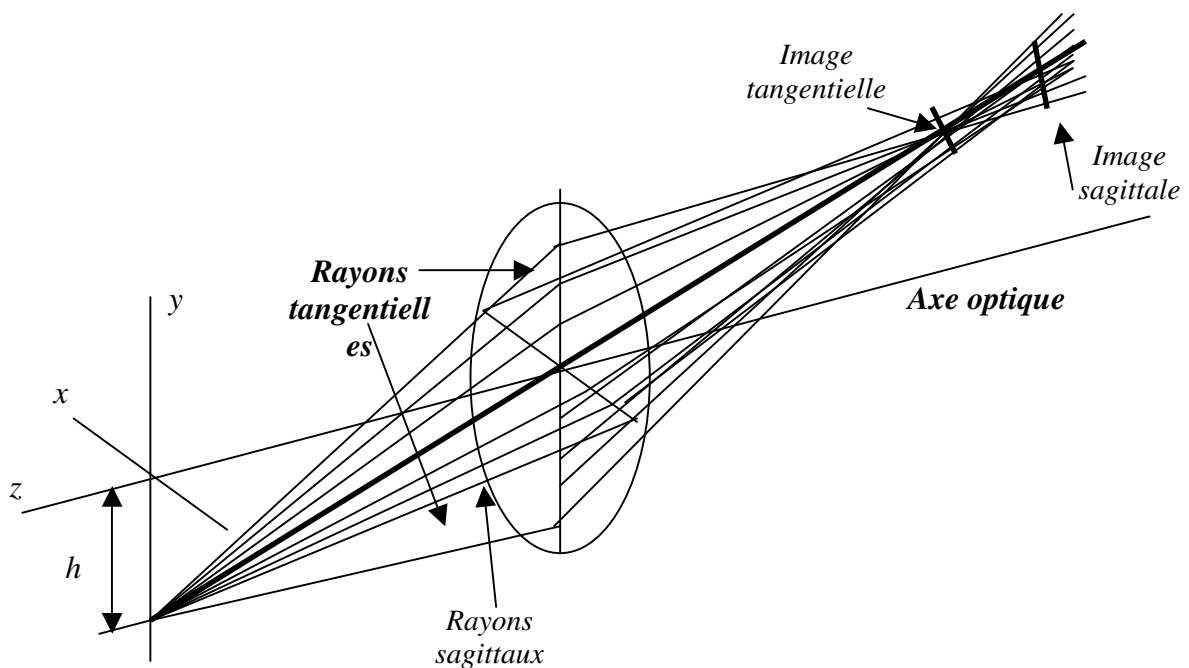


Figure 3-23 : Schématisation de l'astigmatisme.

L'astigmatisme se produit quand les images tangentielles et sagittales ne coïncident pas. En présence d'astigmatisme, l'image d'un point n'est pas ponctuelle, entre les foyers astigmatiques l'image est une tache floue elliptique ou circulaire.

La quantité d'astigmatisme dans une lentille ou objectif est une fonction de la puissance et la forme de l'objectif et sa distance de l'ouverture ou du diaphragme qui limite la taille du faisceau passant par l'objectif. Dans le cas simple, où le diamètre de la lentille limite le faisceau, l'astigmatisme est égal à :

$$\text{Astigmatisme} = \frac{-h^2}{f} \quad (3.58)$$

4) Courbure de champ

Dans l'absence d'astigmatisme, l'image est formée sur une surface courbée appelé surface de Petzval. Chaque système optique est associé à une sorte de courbure de champ, qui est une fonction de l'indice de réfraction des éléments optiques et de leurs surfaces courbées. Dans ce cas, les surfaces d'image sagittales et tangentielles coïncident et se forment à la surface de Petzval. Quand il y a présence primaire d'astigmatisme, les surfaces d'image tangentielle sagittale ainsi que la surface de Petzval ne coïncident pas comme présenté dans la figure 3-23

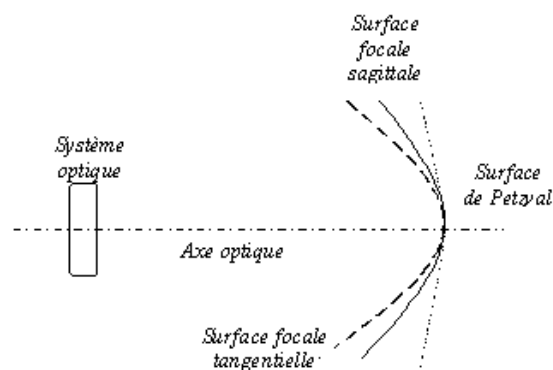


Figure 3-24: Schématisation de l'effet de courbure de champ en présence de l'astigmatisme

La courbure de Petzval est :

$$\phi = \frac{1}{(\text{rayon de la surface de Petzval})} = \frac{-h^2}{2nf} \quad (3.59)$$

Où n est l'indice de réfraction et f la longueur focale.

D'après l'équation 58, la courbure de Petzval est nulle pour une image plate.

5) La distorsion

Quand l'image d'un point hors axe optique n'est pas formée sur l'image donnée par les expressions paraxiales, l'image sera déformée ou « tordue ». La quantité de distorsion est le déplacement de l'image de la position paraxiale, et peut être exprimée directement ou en pourcentage de la taille de l'image idéale :

$$y = f \tan \theta \quad (3.60)$$

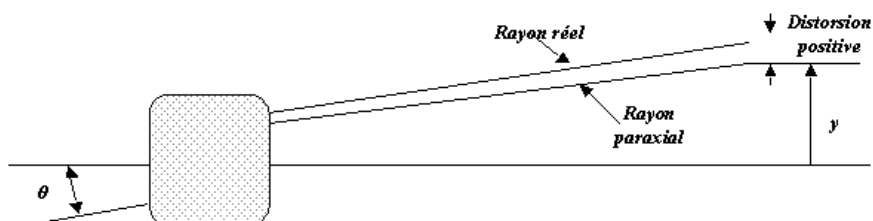


Figure 3-24: Représentation d'un système d'imagerie

La quantité de distorsion augmente en fonction de la taille de l'image. Ainsi, si un objet rectiligne centré est imagé par un système qui présente une distorsion, il apparaît que les images des coins seront plus déplacées que les images des points des hauts des côtés.

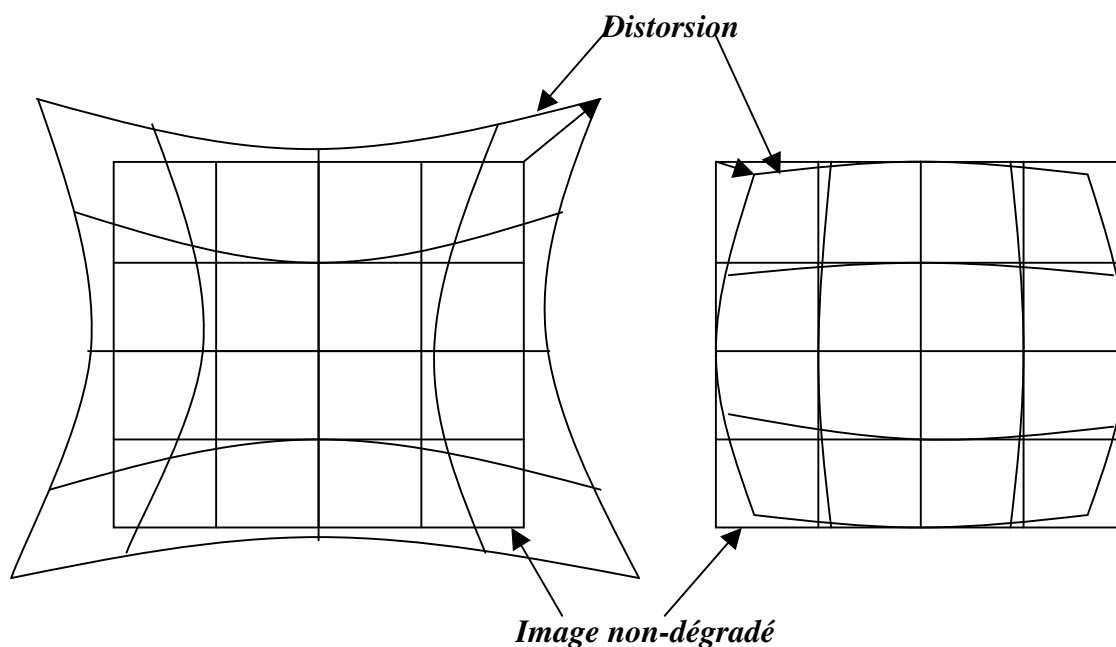


Figure 3-25: La distorsion, négative et positive.

La distorsion est telle que le rayon passant par le centre ne coupe pas le plan image sur la position paraxiale de l'image.

3. Critères de qualité

Après avoir conçu le système d'imagerie, on doit mesurer les performances des composants afin d'être capable de les quantifier et de les comparer à notre besoin.

D'après le critère de Rayleigh [56], un instrument optique est plus performant avec un système parfait, si la distance entre les plus longs et les plus courts chemins menant au foyer ne dépasse pas le quart de la longueur d'onde. En d'autre terme, si :

$$OPD = 0,25\lambda \quad (3.61)$$

OPD : Optical path difference.

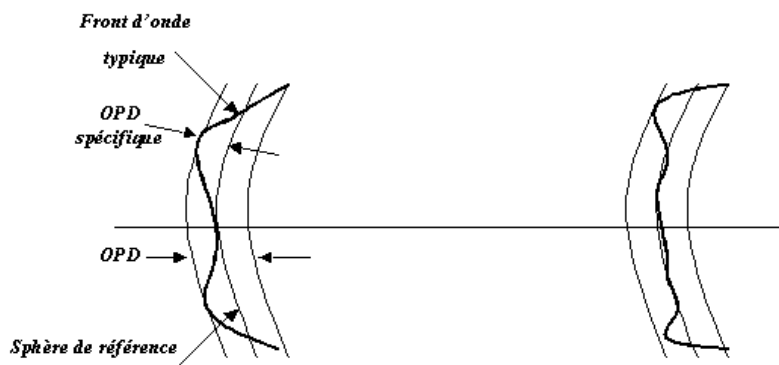


Figure 3-26: Différentes représentations de l'OPD.

Il existe toute une série d'analyses et d'évaluations qui peuvent être effectuées après les cycles d'optimisation pour vérifier la performance du système. On utilise souvent l'erreur sur le front d'onde Rms "Root mean square" comme meilleur moyen de caractérisation de la qualité optique que le OPD. Ce dernier nous révèle seulement la différence entre les parties les plus lointains et les plus proches du front d'onde, alors que le Rms nous indique de combien la taille change à travers le front d'onde :

$$Rms = \Sigma \sqrt{OPD^2} \quad (3.62)$$

La mesure du Rms est basée sur le principe de mesurer une quantité substantielle de la surface optique sur différents points et puis le point de la surface idéale. Cette technique met en perspective les surfaces isolées qui peuvent être elles-mêmes fortement déviés de la surface générale. Le processus implique la lecture d'une série de points de la surface et puis l'ajustement de ces lectures, positivement ou négativement, jusqu'à ce que la moyenne arithmétique des points lus soit égale zéro. De même, les inclinaisons sont enlevées, puisque les inclinaisons représentent seulement un déplacement de l'image, pas une dégradation.

Le rapport de Strehl est plus facile à mesurer et donne beaucoup plus d'information au sujet de la performance des optiques que le OPD. L'avantage de ce rapport se justifie dans la mesure des optiques idéales en termes de résultats théoriques, plutôt qu'une expression de la surface physique ou de la forme du front d'onde, dans le cas de l'OPD ou de la Rms.

Le calcul du rapport de Strehl n'est pas particulièrement difficile une fois que le Rms a été calculé :

$$\text{Rapport de Strehl} = 1 - (2\pi R_{\text{rms}})^2 \quad (3.63)$$

La technique la plus utilisée généralement pour examiner les performances d'un système optique consiste à mesurer les intensités d'une série de barres noires et réfléchissantes de largeur égale, comme l'étude d'une mire de résolution 'US Air force test pattern'. Plusieurs ensembles de modèles de différentes largeurs sont habituellement imagés par le système et la série la plus fine que l'on puisse distinguer, est considérée comme la limite de la résolution du système, qui est exprimée en certain de nombre de lignes par millimètre.

En exprimant le contraste de 'l'image comme modulation, on écrit :

$$\text{Modulation} = \frac{I_{\text{max}} - I_{\text{min}}}{I_{\text{max}} + I_{\text{min}}} \quad (3.64)$$

Où I_{max} et I_{min} sont l'intensité de la lumière maximale et minimale.



Figure 3-27: Représentation d'une série de barres de la mire de résolution.

La FTM, la fonction de transfert de modulation, permet de connaître à quel point la modulation dans un objet est transférée à une image par le système optique.

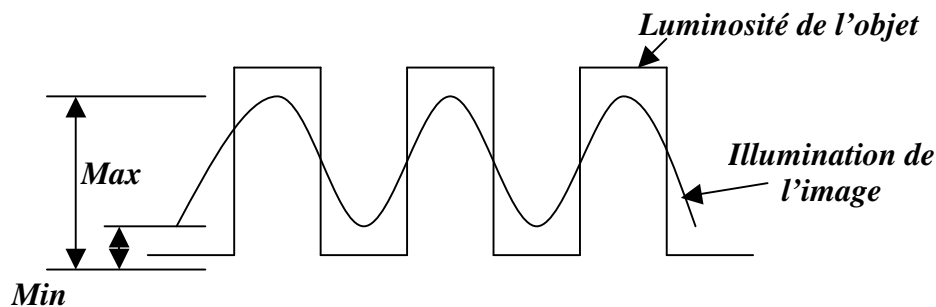


Figure 3-28: La luminosité est réduite dans l'image.

Dans le cas simple la FTM prend la forme :

$$FTM = \frac{\textit{Modulation dans l'image}}{\textit{Modulation dans l'objet}} \quad (3.65)$$

Il existe toute une série d'analyses et d'évaluations qui peuvent être effectuées après les cycles d'optimisation pour vérifier la performance du système vis à vis de spécifications diverses qui ne sont pas introduites directement dans la fonction de mérite car elles nécessitent trop de calculs. On peut citer : tache image tenant compte de la diffraction, bord de plage, images parasites....

F Conclusion

Après avoir présenté la source laser adéquate, le laser T-pulse, pour traverser et étudier plus profondément les wafer de silicium, nous avons pu le caractériser ainsi qu'étudier sa stabilité en température. Ce laser nous a paru approprié pour notre application, vu qu'il satisfait toutes les exigences de notre cahier de charges. Ses caractéristiques sont une durée d'impulsion de **200 fs**, une longueur d'onde à **1030 nm** et une puissance moyenne de **1 W** et crête de **100 kW**.

Nous avons enchaîné par l'étude des pertes liées à l'interaction du faisceau avec le substrat de silicium, en l'occurrence la réflexion ainsi que l'atténuation et l'absorption de ce faisceau par le silicium. Nous avons pu voir un aperçu sur le système d'imagerie et les différentes méthodes d'étude de ce dernier et de tester ses performances sans oublier les effets d'aberrations qui dégradent la qualité de l'image.

Nous entamerons par la suite un chapitre sur le développement de l'imagerie haute résolution et nous présenterons les résultats de nos mesures.

CHAPITRE 4

DEVELOPPEMENT D'UNE METHODE ORIGINALE D'IMAGERIE HAUTE RESOLUTION A TRAVERS DES MILIEUX FORTEMENT ATTENUANTS

The six stages of a project are:

1. Enthusiasm
2. Disillusionment
3. Panic
4. Search for the guilty
5. Punishment of the innocent
6. Praise and honors for the non-participants

Anonyme

A Introduction

Dans ce chapitre nous présentons un ensemble de résultats qui évalue les performances du banc de mesure. Les champs d'investigations de la technique définie dans les chapitres précédents consistent à imager des structures à travers un wafer de silicium. Plus spécifiquement, les résultats que nous allons présenter concernent différents composants microélectroniques.

Dans un premier temps nous décrivons les structures sur lesquelles nous avons travaillé. Nous présenterons les images d'une mire de résolution obtenues à travers un wafer de silicium, ceci pour tester les performances de notre système imageur. Nous montrerons, à cette occasion, la bonne résolution de notre système puisqu'il s'est avéré capable d'imager des motifs de $10\mu\text{m}$ à travers un wafer de silicium de $700\mu\text{m}$ d'épaisseur.

Nous nous intéresserons dans un deuxième temps, à la mesure d'un composant microélectronique, une structure de circuit intégré de type Van der Pauw afin de valider notre banc de mesure. En effet, la complexité croissante des circuits intégrés et l'arrivée des circuits à plusieurs niveaux de métallisation imposent aujourd'hui d'élaborer une autre technique capable d'atteindre la couche active par le substrat de silicium.

Enfin, la thermoréfectance est un moyen pertinent pour caractériser le comportement thermique des circuits intégrés et ouvre une nouvelle voie dans l'analyse de défaillance et de sa localisation. Après avoir mis en pratique les performances du système, nous mettons en évidence la présence d'ondes thermiques engendrées par le circuit, et nous comparons les informations recueillies par le réflectomètre sur une résistance de silicium polycristallin dans le cas simple où elle est caractérisée par la face avant et à travers le substrat de silicium et les couches de métallisation.

B Dispositif expérimental

Nous avons développé une technique basée sur l'interféromètre de Michelson [6, 57, 58], car il convient à la caractérisation des circuits microélectroniques. Ce montage a été modifié pour satisfaire aux besoins particuliers de notre champ d'investigation.

L'originalité de ce dispositif se résume dans le fait qu'il fait office d'interféromètre et réflectomètre par le simple fait de tourner les axes du cristal BBO de type II, comme vu dans les chapitres précédents.

1. Le montage

Le montage optique est représenté dans la figure 4-1.

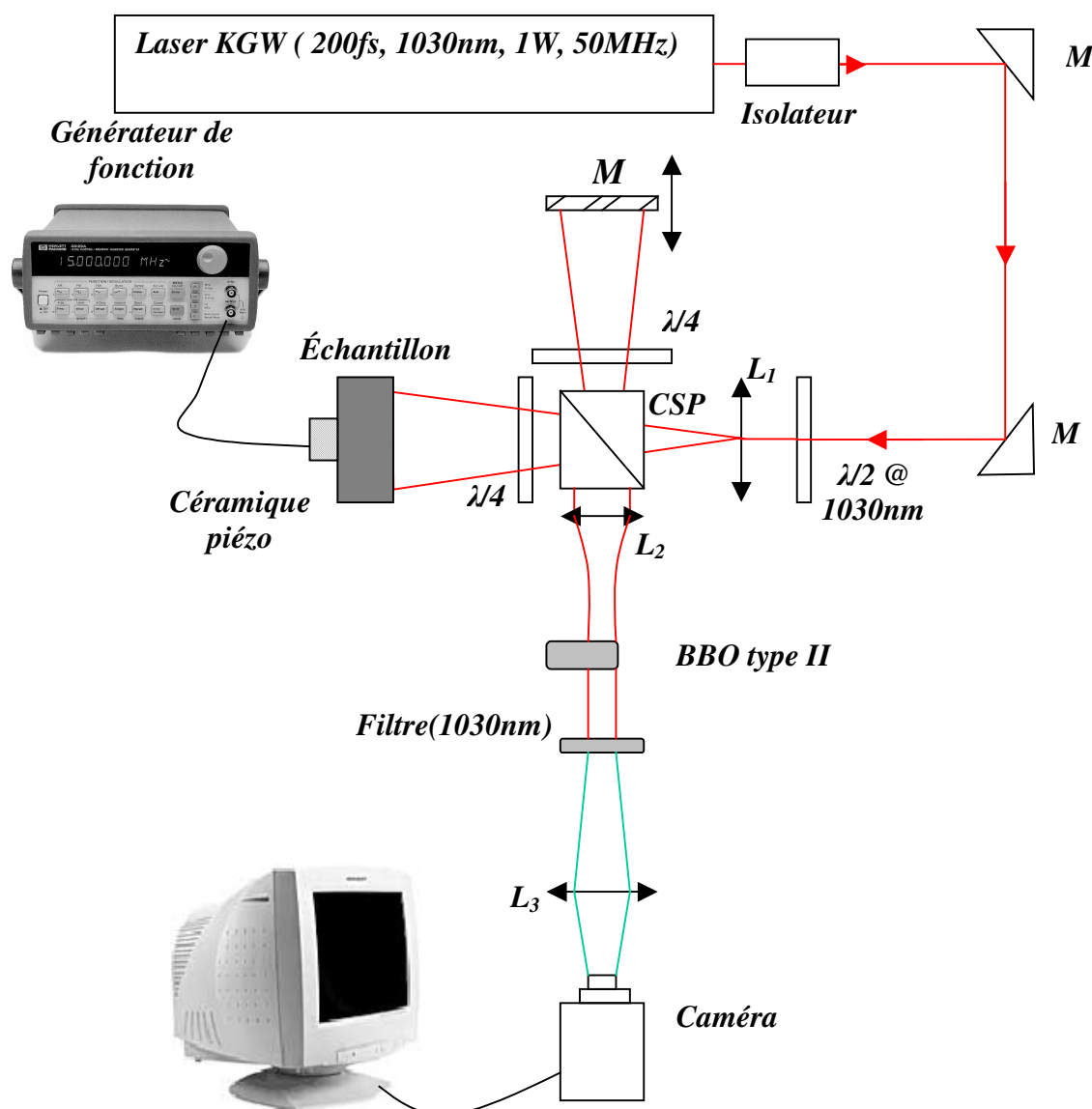


Figure 4-1 : Montage expérimental

Dans la suite de ce chapitre, nous décrivons le banc de mesure construit et soulignons ses originalités qui permettent d'obtenir les performances souhaitées afin de réaliser des images à travers des substrats de silicium. La description du dispositif est décomposée en quatre grandes parties : l'interféromètre, la porte optique temporelle non-linéaire, la partie imagerie et la visualisation.

2. La partie optique et interférométrique

- Le laser

Le laser utilisé, a été caractérisé dans le chapitre précédent, est un laser T-pulse commercial fabriqué par la société Amplitude Systèmes. Sa longueur d'onde est de 1030 nm et sa puissance moyenne est de 1,2 W stable dans le temps. C'est un laser femtoseconde délivrant des d'impulsion de 200 fs.

Le diamètre du faisceau de sortie du laser est de 1200 μ m pour un faisceau de type TEM00 et une divergence de 0,46 mrad.

Le taux de répétition des impulsions est de 50MHz, la puissance crête est d'environ 120kW avec une intensité crête de 84.10^{12} W/m² pour une focalisation de 60 μ m.

- L'isolateur à effet Faraday

Le faisceau laser de sortie est incident sur un isolateur Faraday, qui est disposé afin de rejeter tout éventuel retour de lumière parasite de polarisation parallèle au mode d'émission de la cavité laser.

L'isolateur Faraday est fabriqué par la société Linos Photonics de modèle FI 1060-5 SI d'une ouverture de 5 mm, le faisceau parcourt 95 mm dans l'isolateur ce qui correspond à un parcours optique de 134mm avec une transmission de plus de 90%.

En effet, les isolateurs de Faraday ne permettent à la lumière de voyager que dans une seule direction. En principe, la fonction de ce dernier est similaire à celle d'une diode en électronique. Il se compose de trois éléments : Polariseur d'entrée, un rotateur de Faraday et un polariseur de sortie. Les polariseurs ont un rapport d'extinction extrêmement élevé pour l'usage de lasers de forte puissance. L'élément principal de l'isolateur est le rotateur de Faraday, il se compose d'un cristal de constante de Verdet élevée soumis à un champ magnétique permanent.

Le faisceau entrant avec une polarisation quelconque dans le polariseur d'entrée sort polarisée linéairement. Du passage dans le rotateur de Faraday, le faisceau traverse le cristal du Grenat de Gallium de Terbium (TGG) placé dans un fort champ magnétique homogène. Ainsi, la polarisation est tournée à 45° à la sortie du cristal. Le polariseur de sortie est également orienté à 45°, de sorte que l'intensité transmise soit maximale.

Si un faisceau retour, de polarisation donnée, traverse le polariseur de sortie, il sort avec une polarisation tournée de +45°, traverse le rotateur de Faraday et est de nouveau tourné de +45°. Après ce deuxième passage, la polarisation a été tournée de +90°, avec cette polarisation, le polariseur d'entrée réfléchit toute la lumière incidente. La lumière bloquée par les polariseurs n'est pas absorbé intérieurement, mais réfléchi à 90° de la direction du faisceau incident.

L'isolateur de Faraday est un instrument efficace pour supprimer les instabilités et les fluctuations d'intensité des lasers.

- L'interféromètre

Dans notre dispositif, la lame de l'interféromètre classique de Michelson a été remplacée par un cube polarisant [6, 59] ceci afin de séparer les polarisations.

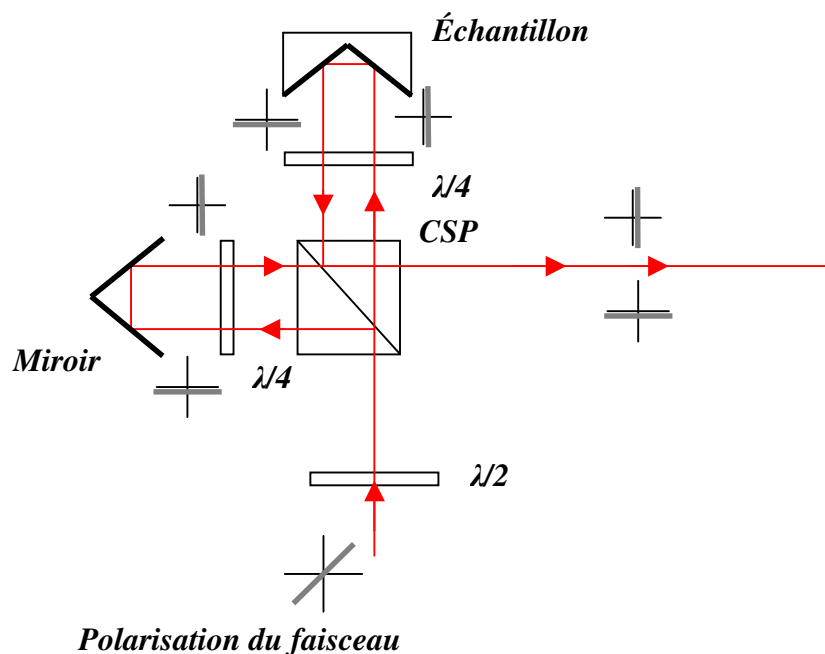


Figure 4-2 : Interféromètre

Le faisceau à la sortie du laser est rendu divergent par une première lentille L_1 d'une focale de 90 mm de manière à éclairer la partie concernée de l'échantillon (Figure 4-1).

Ensuite, le faisceau traverse une lame $\lambda/2$ qui a pour but de répartir l'intensité dans le bras référence, bras de miroir, et le bras sonde, vers l'échantillon, de manière égale. Et ce, quel que soit le coefficient de réflexion de l'échantillon.

Arrivée dans le cube polarisant, les deux polarisations sont séparées. En effet, le cube agit sur les polarisations de telle manière que la polarisation verticale à la table optique soit réfléchi à 90° vers le miroir et la polarisation horizontale parallèle à la table, réfléchi vers l'échantillon. Une lame $\lambda/4$ dont l'axe optique est à 45° par rapport à la verticale est intercalée dans chaque bras (figure 4-2). Après le double passage à travers la lame, la polarisation horizontale devient verticale et vice versa. Nous nous retrouvons alors avec deux polarisations perpendiculaires à la sortie du cube. C'est une méthode optique pour éviter le retour du faisceau dans la cavité laser, elle joue, donc aussi, le rôle d'isolateur.

Toutefois, la durée de l'impulsion est de 200 fs, la longueur de cohérence est alors de $60 \mu\text{m}$. Le réglage de l'interféromètre est très fin ainsi l'obtention de la teinte plate est très délicat.

3. Porte optique temporelle

A la sortie de l'interféromètre, les deux impulsions sont de polarisations perpendiculaires. De cette manière et comme vu dans le chapitre précédent, il n'y aura génération de seconde harmonique que si les deux impulsions coïncident en temps dans le cristal BBO de type II. En d'autres termes que si le chemin optique parcouru par les deux impulsions est le même.

Le cristal BBO utilisé est de type II, et a pour spécification :

- d_{eff} pm/V :	1,38		
- Walk-off [mrad] :	68,54 (ω)	0,00 (ω)	70,53 (2ω)
- Vitesse de phase [10^8 m/s] :	1,855 (ω)	1,812 (ω)	1,833 (2ω)
- Vitesse de phase [10^8 m/s] :	1,833 (ω)	1,791 (ω)	1,783 (2ω)
- Angle d'acceptance [mrad/cm] :	32,05	0,88	



Figure 4-3 :Porte optique temporelle

Ainsi, les deux impulsions croisées ne présenteront pas de franges si elles ne sont pas de polarisations parallèle avec les deux axes du cristal. Par contre, les franges sont au maximum avec un important contraste quand l'angle θ entre les polarisations de l'impulsion et les axes du cristal est égal à $\pi/4$. Les deux polarisations sont projetées sur l'axe extraordinaire et sur l'axe ordinaire, d'où la présence de franges (voir chapitre 2). Ceci nous aidera à passer au mode interférence par le simple fait de bouger l'orientation des axes du cristal non-linéaire.

4. Le dispositif imageur

Les lentilles L_2 et L_3 permettent de réaliser l'image de la surface de l'échantillon sur le capteur CCD ou la webcam. Comme vu dans les chapitres précédents, on a choisi le cristal BBO, le plus adapté pour notre application, vu son important coefficient non-linéaire. Il est important de noter que la lentille L_2 permet de faire l'image de la surface éclairée de l'échantillon, sur le cristal BBO de type II.

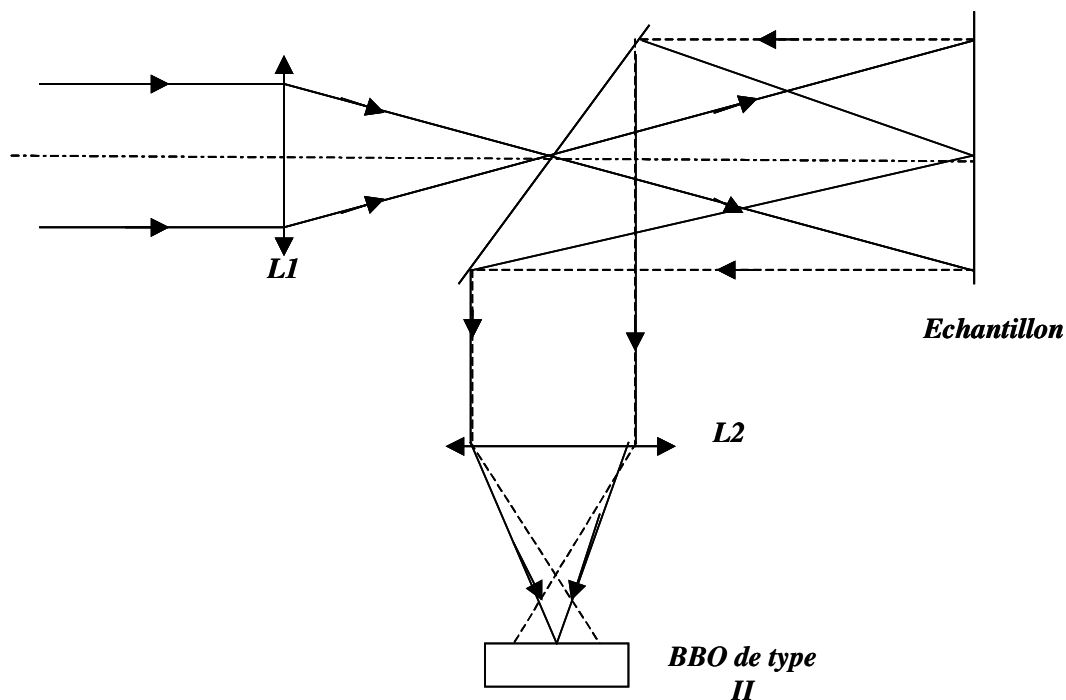


Figure 4-4 : Les deux premières lentilles de divergence et d'imagerie.

Le grandissement étant le rapport de dimension de l'image b et de l'objet a :

$$G = \frac{b}{a} \quad (4.1)$$

Dans notre cas, le grandissement est choisi égale à 1.

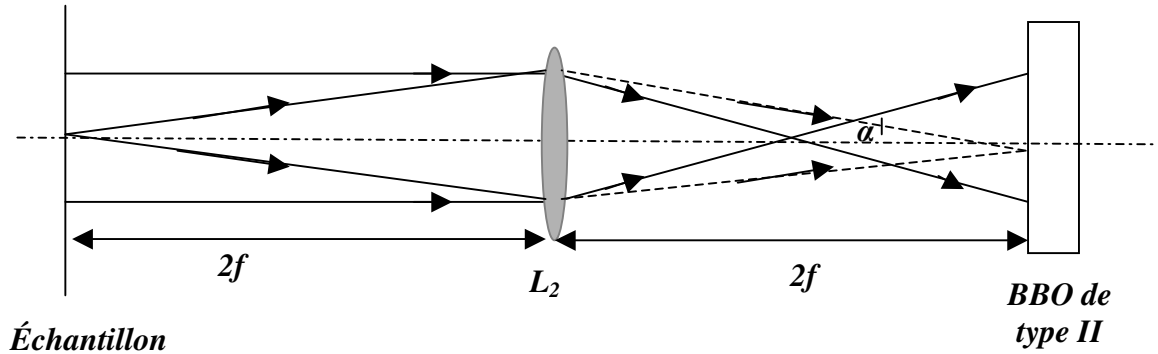


Figure 4-5 : Le montage.

En pratique, nous utilisons un objectif photographique pour compenser les aberrations géométriques. En effet, la résolution spatiale est d'autant meilleure que l'optique possède une grande ouverture numérique, donc l'utilisation d'un objectif améliore la résolution.

Le faisceau passe ensuite à travers la lentille sphérique L_3 qui image le cristal sur une caméra CCD. Le grandissement de cette lentille est géré par les limitations du capteur CCD (voir plus loin).

La profondeur de champ est la distance maximale entre deux points dissociables tous deux sur l'axe de la lentille ou de l'objectif tels que leurs images soient toutes deux acceptables. Dans la réalité, un seul plan de l'image peut réellement être au foyer, mais tous les points se trouvant dans la profondeur de champ restent correctement focalisés. Dès que l'on s'éloigne de la position de focalisation d'une distance plus grande que la profondeur de champ, l'image de l'objet devient floue, l'objet semble déformé et ses dimensions plus grandes que dans la position de focalisation. Il est important de noter que la profondeur de champ n'est pas caractéristique de l'optique.

La profondeur de champ Δz s'écrit :

$$\Delta z_0 = \frac{\lambda_0 \left(1 - \frac{ON^2}{n_0^2} \right)^{1/2}}{\frac{ON^2}{n_0}} \quad (4.2)$$

Où λ est la longueur d'onde, n_0 est l'indice de l'air dans notre cas et ON est l'ouverture numérique.

L'ouverture numérique est donné par:

$$ON = n_0 \sin \alpha \quad (4.3)$$

Ainsi, lorsque l'ouverture numérique augmente, la profondeur de champ diminue.

La résolution spatiale latérale peut être aussi calculée théoriquement. D'après le critère de Rayleigh, les images de deux points lumineux incohérents ne peuvent être séparés que si les deux maxima sont séparés de la demi-largeur de la tache d'Airy.

La résolution spatiale est donnée par :

$$z = \frac{0,61\lambda}{ON} \quad (4.4)$$

En ce qui concerne l'ON à employer dans cette formule dans des systèmes d'imagerie plus compliqué, il faut toujours considérer l'objectif final mais prendre le plus petit diamètre du faisceau sur les optiques. De même, toutes les aberrations dans le système optique, ou d'autres facteurs qui compromettent les performances du système, peuvent seulement dégrader la résolution spatiale après ce point.

Le tableau ci-dessous donne les valeurs de la résolution spatiale et la profondeur de champ pour la lentille et l'objectif de photographe.

<i>Composant</i>	<i>Focale</i>	<i>ON</i>	<i>Profondeur de champ [μm]</i>	<i>Résolution [μm]</i>
<i>Lentille</i>	65mm	0,1538	43	4,08
<i>Objectif</i>	50mm	0,2778	12,8	2,26

Tab 4-1 : Profondeur de champ et résolution théorique et hors aberrations pour un objectif et une lentille.

5. La partie visualisation

Pour cela il a fallu associer le système d'imagerie à une caméra CCD. Le faisceau rétrodiffusé par l'échantillon passe à travers la lentille L_2 ou l'objectif qui forme l'image sur le cristal. Les deux faisceaux, dans une géométrie orthogonale, sont recombinaés dans le cristal. L'interaction de ces deux faisceaux dans le cristal génère une onde de seconde harmonique à la longueur d'onde $\lambda = 515$ nm. Ce faisceau passe à travers la lentille sphérique L_3 qui image le cristal sur la caméra CCD. Par ce procédé, la caméra enregistre une coupe transversale (XY, en profondeur de l'échantillon).

Il s'agit d'une caméra commercialisée par Sony ayant pour référence XC-75CE [60]. Elle présente l'avantage d'accéder directement à la matrice CCD. C'est une caméra analogique monochrome et compacte. La résolution spatiale de la caméra est imposée par le capteur CCD ($7,95 \times 6,45$ mm²) doté de 795×596 pixels, la taille de chaque pixel est de $8,6 \times 8,3$ μm^2 . La hauteur verticale est de 596 lignes avec la possibilité de travailler en mode entrelacé avec une fréquence d'acquisition de 25 images par seconde ou en mode non entrelacé avec 50 images par seconde. Il faut toutefois garder à l'esprit que lorsqu'on travaille en mode non entrelacé, on détruit la résolution verticale puisque celle-ci n'est plus de 298 lignes. La largeur horizontale quant à elle est de 795 pixels. Cette résolution n'est pas affectée lorsqu'on souhaite passer en mode non entrelacé, dans la suite de nos expériences nous travaillons en mode entrelacé.

Le rapport signal à bruit théorique de la caméra est égale à 54 dB, ce qui est équivalent à une caméra numérique 9 bits (512 niveaux). La caméra possède un obturateur électronique à vitesse d'obturation variable. Celle-ci se règle de 1/125^e à 1/10000^e de seconde. Nous mettrons l'obturateur en mode OFF ou à 1/125^e, cela signifie que le temps d'intégration est maximal et égal à la durée d'une image : 40ms.

Nous avons aussi la possibilité de synchroniser la caméra sur un signal extérieur. Enfin, cette caméra possède la fonction de gain automatique, c'est à dire qu'elle change la luminosité de l'image de telle sorte que la valeur moyenne de celle-ci soit constante. Cette fonction est désactivée en permanence pour toutes nos mesures.

On emploie un capteur CCD afin de travailler à la résolution spatiale maximale permise par le système d'imagerie. Il est nécessaire d'assortir correctement le rapport optique du système au CCD. La première étape dans ce processus est de déterminer la résolution du système. La limite de la résolution spatiale de n'importe quel système optique est fixée par la diffraction. La formule (0.4) représente la résolution spatiale de l'objet. Dans le capteur CCD, la résolution est la plus petite distance dissociable multipliée par le grandissement du système d'imagerie. L'approche la plus évidente à la résolution pourrait être de placer simplement la limite de la résolution à la taille d'un seul pixel. Dans la pratique, on exige du système d'imagerie de pouvoir distinguer les points adjacents. Si la résolution est donnée égale à la taille de simple pixel, alors il est possible que deux points adjacents de même intensité soient imagés chacun sur les deux pixels adjacents sur le CCD. Dans ce cas, il n'y aurait aucune manière de les discerner en tant que deux objets séparés. La séparation des dispositifs adjacents exige la présence au moins d'un pixel intervenant d'intensité différent. Pour cette raison, la meilleure résolution spatiale qui peut être réalisée se produit en assortissant la limite de la résolution du système optique à deux pixels sur le capteur CCD. Elle est appelée aussi la limite de Nyquist.

L'expression mathématique est :

$$\frac{0,61\lambda}{ON} \times M = 2 \text{ pixels} \quad (4.5)$$

Dans notre mesure :

<i>Optique</i>	<i>Lentille</i>	<i>Objectif</i>
<i>M</i>	<i>4,2</i>	<i>7,6</i>

Tab 4-2 : Le grandissement toléré un objectif et une lentille.

Pour les caméras à sortie numérique, la nature matricielle du capteur assure directement l'échantillonnage spatial de l'image. Dans les caméras CCD, un dispositif bloqueur recrée un signal analogique en forme de marches d'escalier où chaque marche correspond à un photoélément ; ce signal est ensuite rééchantillonné par un CAN : les signaux de conversion sont fournis par une horloge, soit au vol, soit de façon synchrone avec les signaux de décalage du CCD.

Pour pouvoir acquérir les images de la caméra sur l'ordinateur afin de les traiter numériquement, il faut installer à l'intérieur de celui-ci une carte d'acquisition. En ce qui nous concerne, notre choix s'est porté sur la PCI 1408 commercialisée par National Instrument.

Cette carte est monochrome et accepte les formats vidéos NTSC, CCIR et PAL. Ces formats sont standards dans le domaine vidéo mais il est aussi possible de synchroniser la carte d'acquisition sur des signaux vidéos exotiques. Pour cela, nous devons transmettre les tops de synchronisation ligne, les tops de synchronisation trame et la fréquence de balayage des pixels.

Le signal analogique d'entrée est converti en signal numérique sur 256 niveaux de gris (8bits). Le rapport signal à bruit théorique est donc de 48 dB. L'acquisition des images se fait à la cadence vidéo et les données sont transférées dans la mémoire de l'ordinateur. La carte possède quatre entrées vidéos et le gain sur chaque entrée est ajustable.

Les numériseurs présentent, eux-aussi, plusieurs défauts :

Défauts photométriques

- Non linéarités de réponse du capteur, de l'électronique et du CAN.
- Dérives de caractéristiques dans le temps et en fonction de la température.
- Temps de réponse non négligeable des divers éléments.
- Défauts optiques : erreurs de mise au point.
- Instabilité du spot de mesure.
- Erreurs de prise de mesure au niveau de l'objet ou de la scène : effets de proximité, effets dus au support (effet Callier...)
- Inhomogénéité de réponse sur la surface complète de l'image.

Défauts géométriques

- Manque de précision et de reproductibilité de la grille d'échantillonnage[58].
- Irrégularités de cette grille : défauts d'orthogonalité, déformations diverses (distorsions en barillet ou en coussinet des capteurs à tube).

La fonction de transfert permet d'apprécier la façon dont le système de saisie du numériseur transmet les fréquences spatiales de l'objet ou de la scène analysée. Il s'agit d'un filtrage linéaire caractérisé par sa fonction de transfert qui est égale au rapport de la TF de l'image (électrique) de sortie sur la TF de l'image optique d'entrée. Quel que soit le type de numériseur, cette opération implique toujours la mise en cascade de trois filtres linéaires :

- Le montage optique : on suppose qu'il est limité par la diffraction. Sa fonction de transfert est la fonction de transfert optique de fréquence de coupure nette f_c .

$$f_c = \frac{2ON}{\lambda} \quad (4.6)$$

- L'ouverture de balayage, caractérisée par sa propre fonction de transfert et sa propre fréquence de coupure.

Développement d'une méthode originale d'imagerie haute résolution à travers des milieux fortement atténuants

La fonction de transfert globale s'obtient en faisant le produit des deux (ou trois) fonctions précédentes, exprimées avec les mêmes fréquences spatiales. On choisit celles de l'objet ; par conséquent :

- La FTO est celle calculé dans ce plan.
- Pour la fréquence de transfert de l'ouverture, il faut diviser les dimensions et multiplier les fréquences spatiales par le grandissement M de l'optique ; l'ouverture ainsi prise en compte est le spot effectif de mesure, de taille a et de fréquence de coupure $=1/a$.
- Pour la fonction de transfert de l'électronique, il faut faire intervenir à la fois le grandissement optique et la vitesse de balayage v du spot, la constante de temps T étant équivalente à un léger déplacement vT/M du spot effectif.

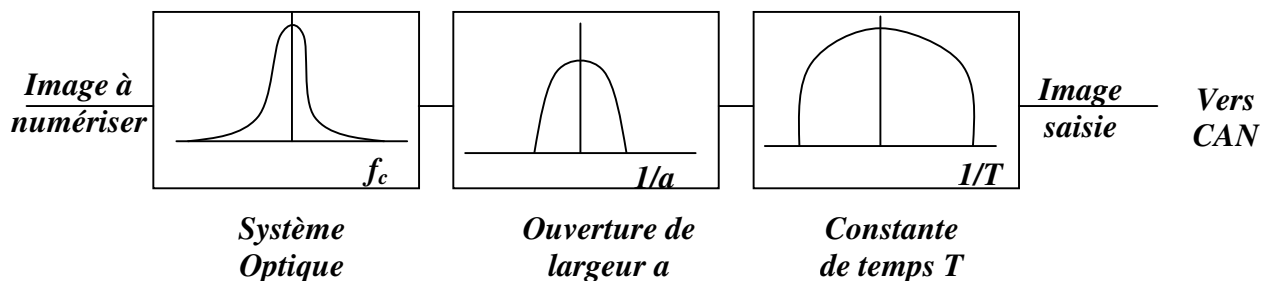


Figure 4-6 : Le dispositif de saisie d'un numériseur.

La FTO de la lentille est une fonction « tente » de fréquence de coupure $f_c=298mm^{-1}$, la fréquence de coupure dans le plan de la cible est :

$$f = \frac{f_c}{M} = 51,37 mm^{-1} \quad (4.7)$$

La fonction de transfert du spot, est un sinus cardinal dont le premier zéro a lieu pour la fréquence f_1' dans le plan du CCD :

$$f_1' = \frac{1}{8,6 \cdot 10^{-3}} = 116,27 mm^{-1} \quad (4.8)$$

Soit, dans le plan de l'objet :

$$f_1 = M \times f_1' = 674,41 mm^{-1} \quad (4.9)$$

La fonction globale dans ce cas montre que la lentille est prépondérante et détermine la réponse de l'ensemble

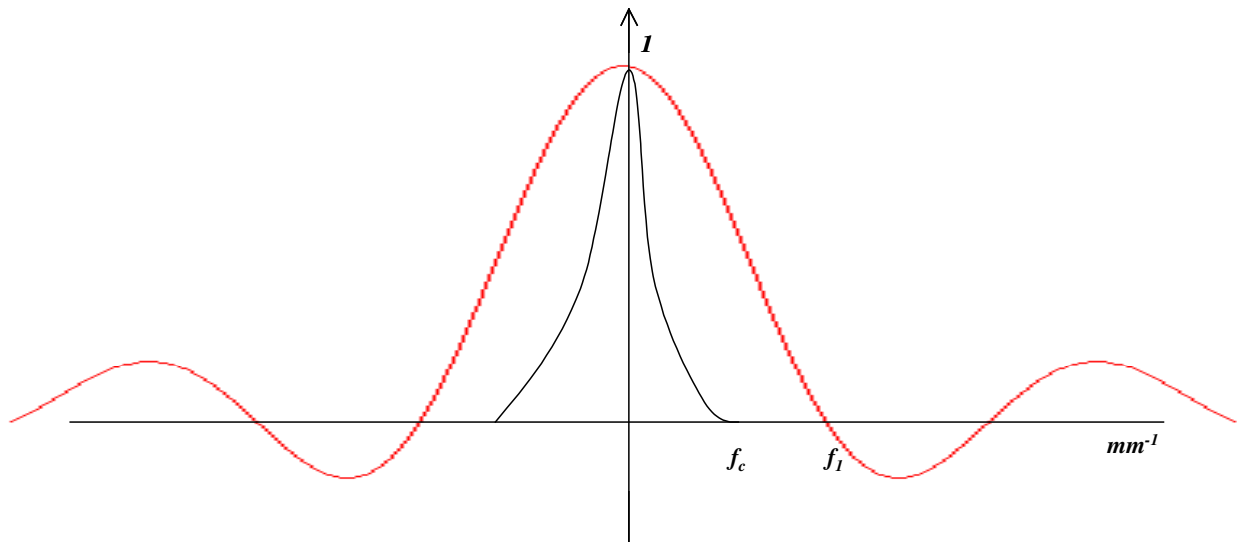


Figure 4-7 : Fonctions de transfert de la lentille, du photosite et fonction globale.

Dans les systèmes traditionnels, la résolution du système est limitée seulement par le composant dont la résolution est la plus faible. Bien que cette approche soit utile pour une évaluation rapide, elle n'est pas réellement correcte, parce que chaque composant dans le système contribue à la déformation de la qualité de l'image. Chaque composant dans le système possède sa propre FTM, et contribue en conséquence à la FTM globale du système. Ceci inclut l'objectif ou lentille de formation de l'image, le capteur, et les câbles, par exemple. La FTM résultante du système est la combinaison de toutes les courbes de FTM de ses composants. En analysant la FTM globale du système, nous pouvons prévoir quelle combinaison rapportera la performance souhaitée. Donc, connaître les FTM des composants nous permet de faire le choix approprié pour optimiser le système pour une résolution particulière.

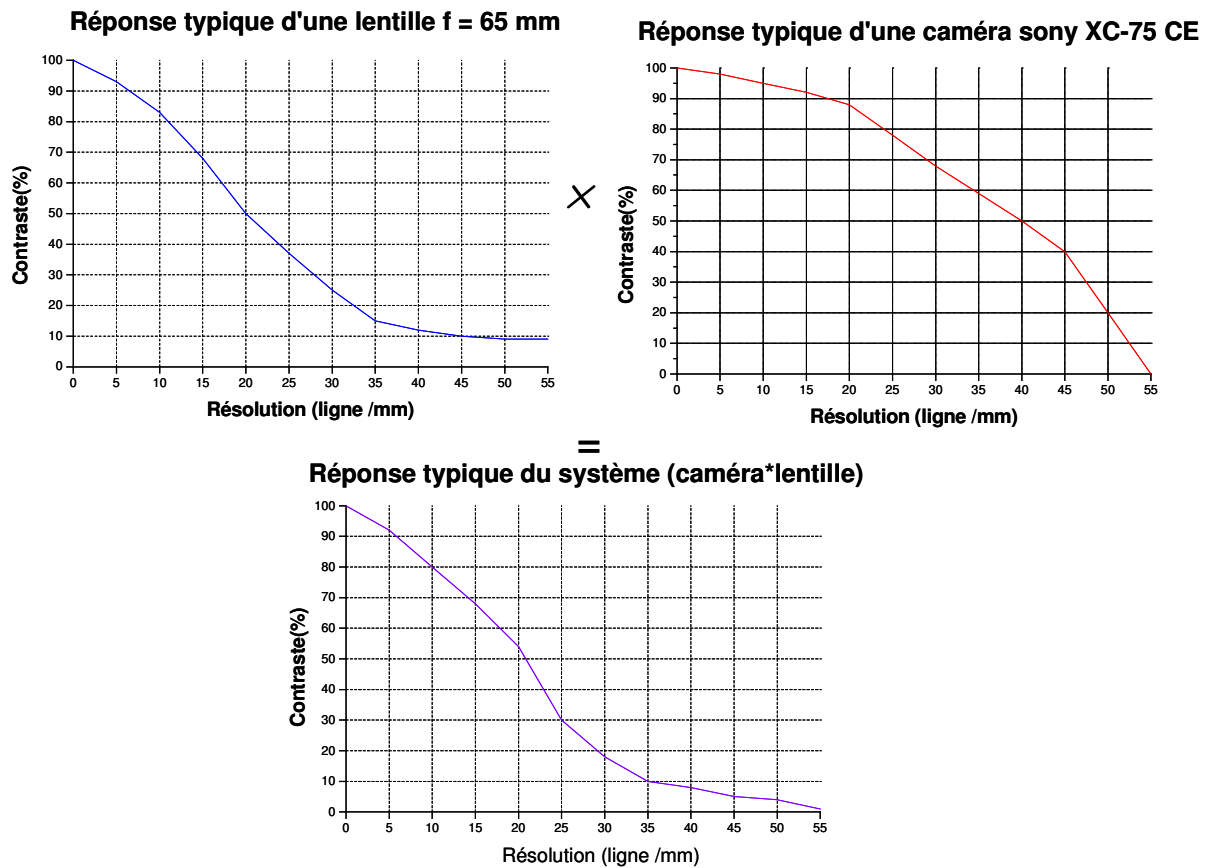


Figure 4-8: Illustration de la combinaison de la FTM de la camera CCD et la lentille.

La caméra CCD impose une limite sur la résolution spatiale. Avec le système utilisé, nous ne pourrions pas dissocier les motifs d'une épaisseur de $9,8\mu\text{m}$.

C L'interféromètre haute résolution

Nous allons nous intéresser en un premier temps aux franges détectées au travers d'un wafer de silicium à l'aide cette fois-ci d'un photodétecteur. Sans oublier, que l'obtention des franges se fait à l'aide du cristal BBO, dont les axes doivent faire un angle de 45° avec la polarisation du faisceau recombinaison.

1. L'actionneur piézo-électrique

Les chemins optiques dans l'interféromètre sont ajustés à l'aide d'un actionneur piézo-électrique. Celui que nous utilisons est une version modifiée du translateur P248.50 fabriqué par Physik Instrument. Comme la plupart des translateurs, il utilise une céramique piézo-électrique de type PZT, et fonctionne à basse tension (alimentation entre 0 et 100V). En ce qui concerne le calibrage de la céramique, nous devons tenir compte de l'hystérésis de celle-ci. En effet, en raison du comportement hystérétique de la céramique, il n'est pas possible de connaître de façon absolue son expansion. En revanche, lorsqu'on applique une tension triangulaire comprise entre 0V et 100 V, l'élongation de la céramique décrit toujours la même courbe illustrée par la figure 4-9.

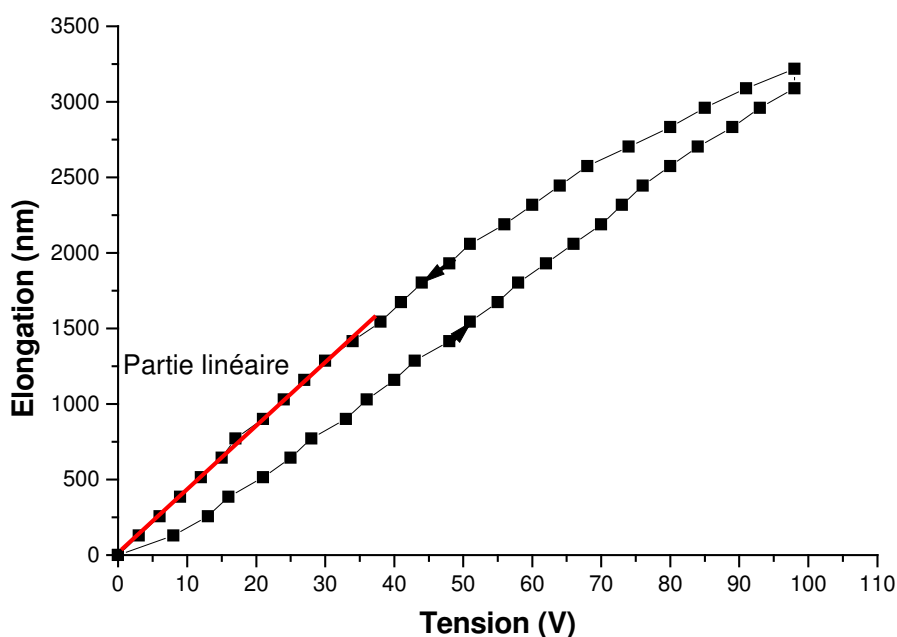


Figure 4-9: Hystérésis du translateur.

Selon la courbe, la position de la céramique n'est pas la même pour une même tension selon que l'on se trouve sur la pente montante ou descendante du signal triangulaire. Les points du bas représentent l'élongation du translateur lorsque la tension varie de 0V à 100V, dans la pente positive du signal triangle, alors que les points du haut représentent l'alimentation de la céramique comprise entre 100V et 0V.

En revanche, même si l'élongation décrit une hystérésis, nous voyons que l'élongation devient quasi-linéaire. Nous pouvons éventuellement nous servir de cette propriété afin de réaliser un dispositif à décalage de phase.

2. Interférométrie hétérodyne

Cette technique consiste à moduler la phase à une fréquence différente de celle du phénomène à étudier, de manière à générer un battement entre la fréquence de modulation et la fréquence d'excitation. La méthode est basée sur le principe de la détection synchrone qui élimine le bruit tout en conservant le signal utile.

a) Montage expérimental

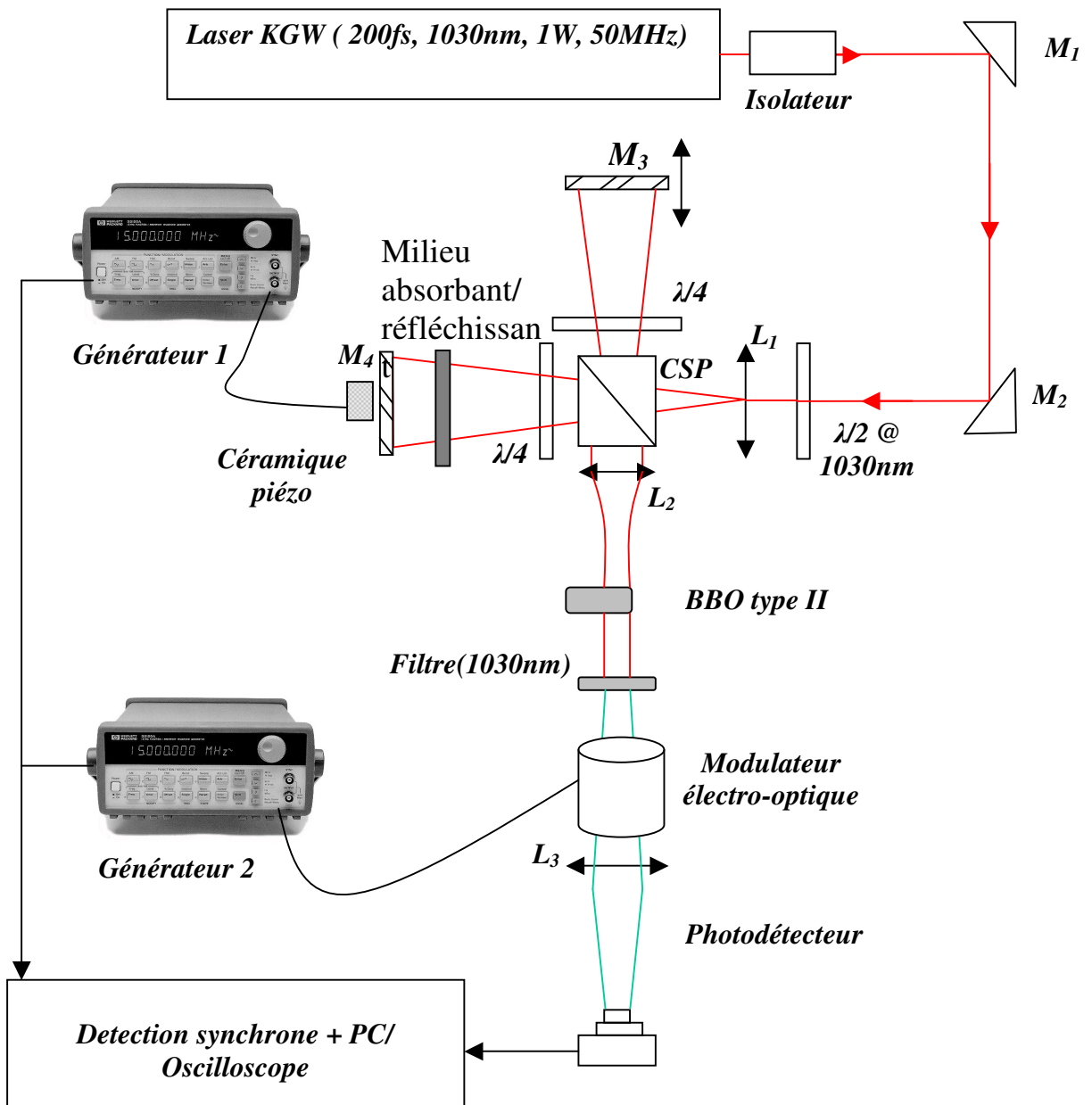


Figure 4-10: Montage de la technique hétérodyne.

Ce montage expérimental reste le même que celui vu précédemment. Le faisceau de sortie traverse un isolateur qui évite les retours de la lumière dans la cavité du laser. Le faisceau est d'abord réfléchi par les deux miroirs M_1 et M_2 , puis traverse une lame demi-onde $\lambda/2$ qui permet de tourner la polarisation de la lumière de manière à ce qu'elle soit à 45° des axes du cube séparateur polarisant (CSP) pour avoir autant d'intensité dans le bras de référence que dans le bras sonde. Le CSP divise la lumière en deux faisceaux, le premier, faisceau objet illumine le miroir M_4 monté sur cale piézo-électrique après avoir traversé un milieu absorbant ou réfléchissant. Et le second faisceau, faisceau de référence, illumine le miroir M_3 . Dans chacun des bras est placée une lame quart d'onde $\lambda/4$ qui permet de tourner la polarisation de 90° après un double passage à travers la lame et une réflexion. Les faisceaux sonde et référence sont ensuite recombinaés et focalisés par la lentille ou l'objectif L_2 dans le cristal. La polarisation du faisceau et les axes de ce dernier font un angle 45° . Le cristal de type II, génère un signal de seconde harmonique avec franges d'interférences quand les bras sonde et référence sont équidistants. Le signal passe ensuite par un modulateur électro-optique ou un choper de fréquence de modulation différente à celle de l'excitation de la cale piézo-électrique. Enfin, le faisceau est focalisé par la lentille L_3 sur la photodiode qui envoie le signal vers la détection synchrone.

Nous alimentons la cale piézo-électrique avec le générateur 1 par une tension triangulaire à la fréquence f . Le générateur 2 alimente quant à lui le modulateur à la fréquence f_1 .

b) Détection synchrone

Le détecteur synchrone est utilisé pour détecter et mesurer l'amplitude et la phase de signaux électriques alternatifs très faibles, jusqu'à quelques nanovolts. La détection synchrone permet donc d'extraire un signal de fréquence connue noyé dans le bruit. L'intérêt de son emploi dans une chaîne de mesure est la possibilité de sélectionner dans le signal mesuré la partie qui contient l'information (donc à la même fréquence), en faisant abstraction de deux types de signaux parasites :

- l'existence de tensions continues.
- l'existence de tensions alternatives à des fréquences non attendues (bruit à 50Hz, effets d'antennes par les fils de mesure, couplages inductifs ou capacitifs, ...).

La détection synchrone réalise un filtrage autour de la fréquence du signal que l'on souhaite détecter avec une bande passante ajustable et qui peut être rendue assez étroite. Mais la détection synchrone ne se contente pas simplement de filtrer le signal, en effet sa fréquence centrale suit non seulement les fluctuations de fréquence du signal à détecter, mais de plus, sa transmission dépend du déphasage entre le signal électrique à l'entrée et un signal de référence (corrélé avec le signal à détecter). Ce sont ces caractéristiques de verrouillage de phase qui confèrent à la détection synchrone des performances exceptionnelles.

Donc la détection synchrone délivre un signal "continu" proportionnel à l'amplitude du signal étudié. Seul le signal d'entrée est redressé, le bruit apparaît comme un signal fluctuant de valeur moyenne nulle. Un filtre passe-bas permet alors de le supprimer. Pour réaliser un tel type de redressement, un signal de référence est indispensable. Ce signal de référence doit avoir la même fréquence et être en phase avec le signal à détecter.

Suivant le signe de la référence, le signal d'entrée est multiplié par -1 ou +1. On comprend donc bien que seul un signal ayant un déphasage constant avec la référence et de même fréquence permet de générer un signal de valeur moyenne non nulle en sortie du multiplieur.

c) Résultats et discussion

Les mesures effectuées consistent à traverser un milieu réfléchissant, diffusant ou absorbant, et de récupérer le signal interférométrique en fonction de la différence de longueur des bras référence et sonde.

Nous placerons, en premier temps, un miroir diélectrique devant le miroir M_4 et nous nous intéresserons à analyser le signal réfléchi par le miroir M_4 . Nous étudierons, en deuxième temps, le signal qui traverse cette fois-ci un wafer de Silicium.

(1) Résultats obtenus à l'aide de miroir diélectrique

Le milieu absorbant doit atténuer le signal incident et ne transmettre qu'un faible signal que nous devons détecter au retour. Notre choix s'est porté sur le miroir diélectrique car c'est un miroir fabriqué à base de silice fondue. La silice fondue est un bioxyde amorphe synthétique de silicium de grande pureté, et aucun autre matériel optique ne possède la pureté de la silice fondue et donc de sa capacité de résister et transmettre à des impulsions de laser d'énergie élevée avec l'absorption ou les dommages limités au matériel.

On va utiliser deux miroirs diélectriques, le premier Del1 étant traité réfléchissant pour une longueur d'onde à 800nm et un faisceau incident à 45° , avec un coefficient d'atténuation de $\mu=191,89 \text{ m}^{-1}$ pour une incidence normale. Par contre, le deuxième miroir Del2 est traité pour des faisceaux incidents à 0° pour une longueur d'onde de 1030nm. Le coefficient d'atténuation à 1030nm est de $705,64 \text{ m}^{-1}$.

Les miroirs font 6,3mm d'épaisseur et sont orientés de façon à ce que le faisceau réfléchi puisse éblouir le détecteur. En effet, à l'aide de la porte optique on peut sélectionner les différents signaux réfléchis en profondeur par les deux faces du miroir puis on ne tiendra en compte que le signal transmis à travers le miroir Del1 ou Del2 et réfléchi par le miroir M_4 (voir figure 4.10).

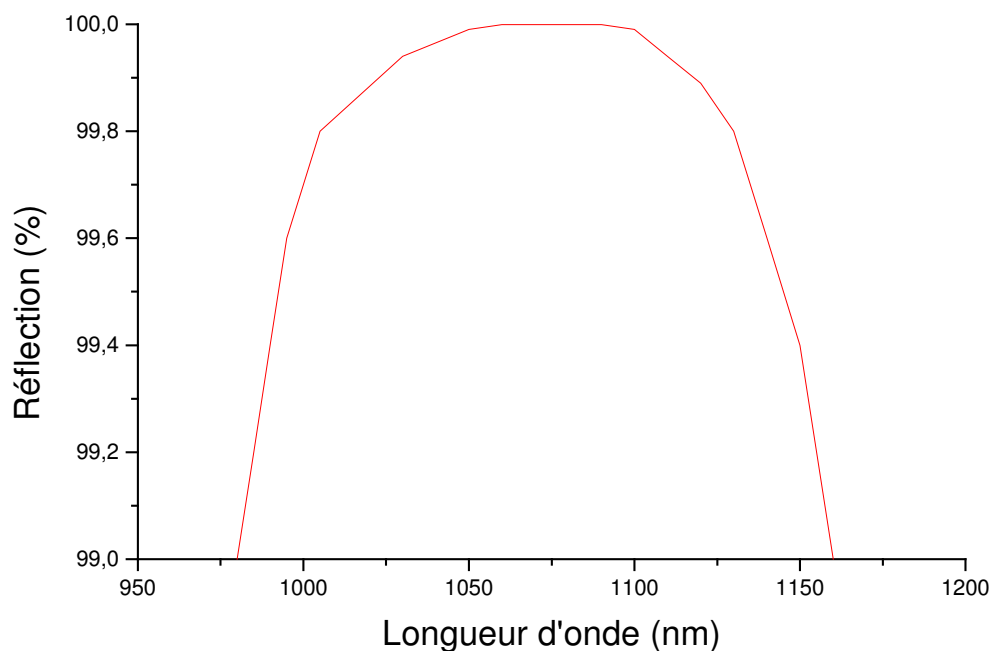


Figure 4-11: Graphe de réflexion du miroir Del2 en fonction de la longueur d'onde.

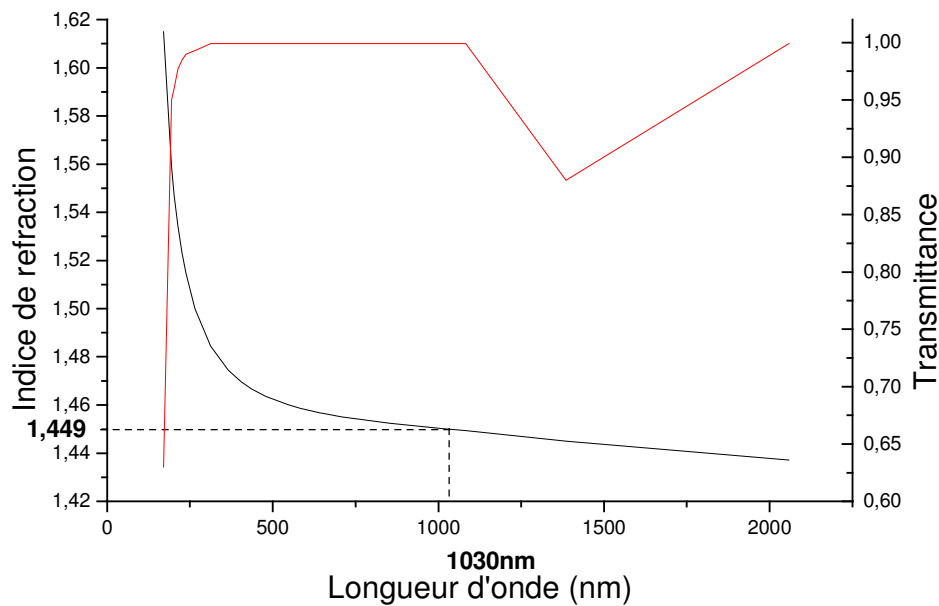


Figure 4-12: Graphe de la transmittance et l'indice de réfraction du silicium fondu en fonction de la longueur d'onde.

L'intérêt premier de cette expérience est de tester notre dispositif à traverser un milieu fortement réfléchissant et éblouissant pour le détecteur. Le montage est utilisé pour la mesure des microdéplacements. Le bras fixe est pris comme bras de référence de longueur L_R , et l'autre bras dans lequel le miroir est installé sur une butée, peut être déplacé le long de la trajectoire du faisceau, de longueur L_S . Il faut bien sûr tenir compte d'une distance de 2,91 mm qui correspond à la différence du passage à travers le miroir diélectrique d'indice de réfraction de 1,449 et dans l'air.

Lorsque la céramique piézoélectrique est soumise à une tension alternative, le faisceau réfléchi par le miroir M_4 voit sa phase modulée par le déplacement $\delta(t)$ engendré par le translateur. La longueur du bras référence devient alors $L_R + \delta(t)$. Par suite, en mélangeant le faisceau réfléchi par le miroir M_3 , dont la phase est maintenue constante, avec le faisceau référence, il se produit des interférences dont l'intensité est directement liée à la variation de phase d'une onde par rapport à l'autre.

L'intensité lumineuse est reliée au déplacement de la surface par la relation :

$$I = I_0 \cos^2 \left(\frac{2\pi}{\lambda} \delta(t) (L_R - L_S) \right) \quad (4.10)$$

Où I_0 est l'intensité du laser incident, cette intensité est liée à l'égalité des intensités des faisceaux retour dans les deux bras. Cette égalité est obtenue par le réglage de la lame demi-onde $\lambda/2$. De même les deux faisceaux recombinaison ayant leurs polarisations orthogonales, les interférences sont obtenues en projetant les deux polarisations à 45° sur les axes du cristal.

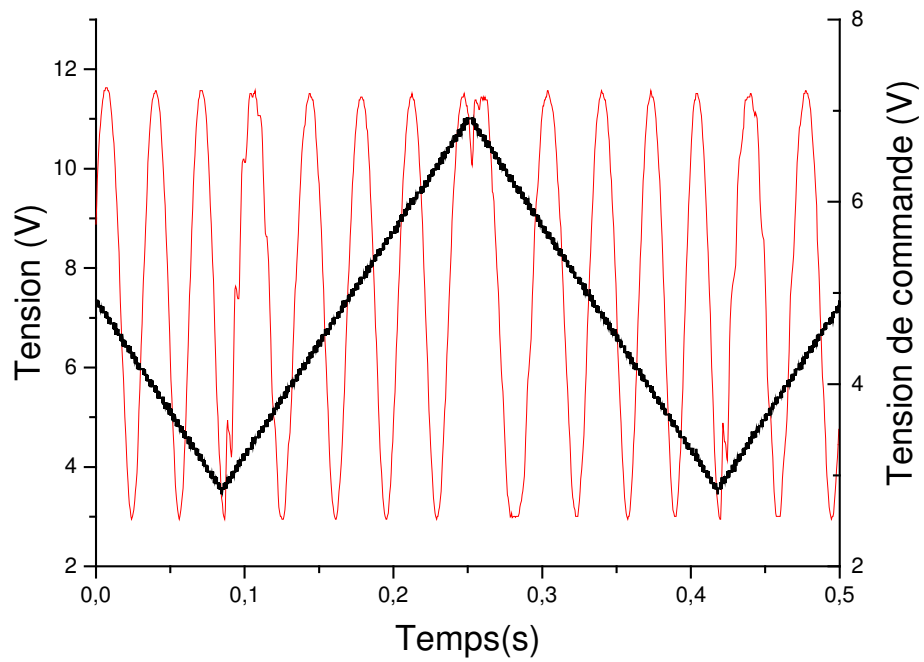


Figure 4-13: Signal d'interfrange obtenu à travers le miroir Del1.

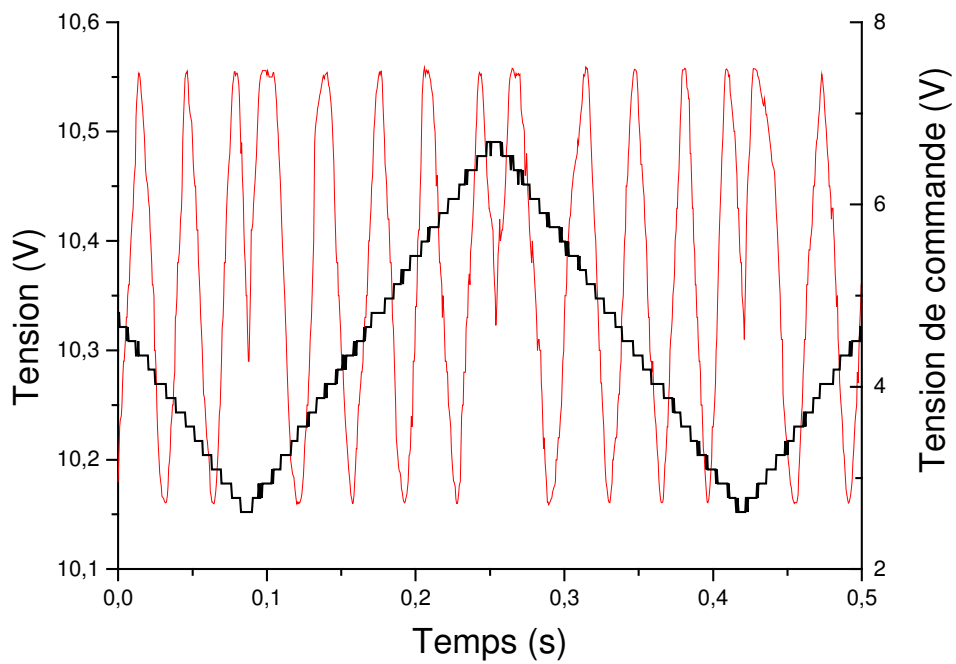


Figure 4-14: Signal d'interfrange obtenu à travers le miroir Del2.

Le contraste est un paramètre clé du signal interférométrique, c'est la différence de l'intensité maximale et minimale. Si on trace le contraste en fonction de la différence de chemin optique, le contraste maximum se produit à une différence zéro, et diminue quand la différence augmente. À un certain point, le contraste chute à zéro, les franges disparaissent.

L'intensité observée peut se mettre sous la forme :

$$\langle I(P) \rangle = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \operatorname{Re} \gamma(M_3, M_4, \delta/c) \quad (4.11)$$

Où γ est le degré complexe de la cohérence.

Les intensités maximales et minimales s'écrivent sous la forme :

$$\begin{aligned} I_{max} &= I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} |\gamma| \\ I_{min} &= I_1 + I_2 - 2\sqrt{I_1 I_2} |\gamma| \end{aligned} \quad (4.12)$$

Où I_1 et I_2 sont les intensités parcouru dans le bras référence et sonde.

La visibilité [57, 61] d'une interférence dépend de la largeur du spectre, et par conséquent de la longueur de cohérence. L'agrandissement de la différence de longueur de parcours des faisceaux d'intervention diminue la visibilité du modèle d'interférence. Quand la différence de longueur de parcours atteint la longueur de cohérence, la visibilité est égale 0.

On peut aussi caractériser la qualité des franges d'interférence par la visibilité, qui est égale à :

$$V = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \quad (4.13)$$

La visibilité idéale est égale à :

$$V = \frac{2\sqrt{I_1 I_2}}{I_1 + I_2} |\gamma| \quad (4.14)$$

Dans notre cas $I_1 = I_2$, ce qui implique que la visibilité et le module du degré complexe de la cohérence sont identiques.

Si, à un point donné la frange est complètement destructive, on a $I_{min}=0$ donc $V=I$. La visibilité est une mesure quantitative de la capacité de la lumière à produire les franges. C'est une mesure de la cohérence de la lumière dans le cas d'un interféromètre parfait.

A partir des deux figures ci-dessus, on obtient une visibilité de 0,64 à travers le miroir diélectrique 1 et de 0,02 à travers le miroir 2. La porte optique temporelle non-linéaire permet d'avoir des franges de visibilité importante pour des signaux fortement atténués.

(2) Résultats obtenus à travers un wafer de silicium

Dans la suite de notre expérience, on occulte le miroir M_4 à l'aide d'un wafer de silicium de $600\mu\text{m}$, et ceci pour se mettre dans les conditions expérimentales où il va falloir traverser le substrat de silicium et atteindre la zone active du circuit microélectronique. Le silicium est fortement absorbant dans la gamme des longueurs d'onde utilisée. Le coefficient d'atténuation est de $64,45\text{ cm}^{-1}$, il faut bien sûr prendre en compte l'aller et retour à travers le wafer de silicium, donc on ne récupère que $4.10^{-2}\%$ du signal.

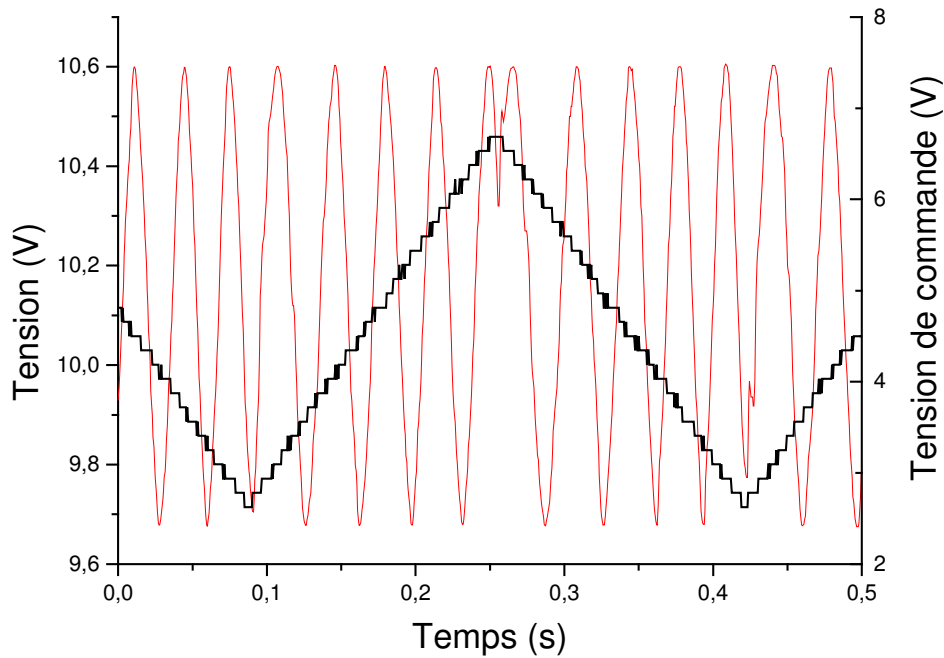


Figure 4-15: Signal d'interfrange obtenu à travers le wafer de silicium.

Le contraste se met sous la forme :

$$C = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{min}} \quad (4.15)$$

La transmission, quant à elle prend la forme :

$$Transmission = \frac{P_0}{P_t} \quad (4.16)$$

Où P_0 est la puissance incidente et P_t est la puissance transmise.

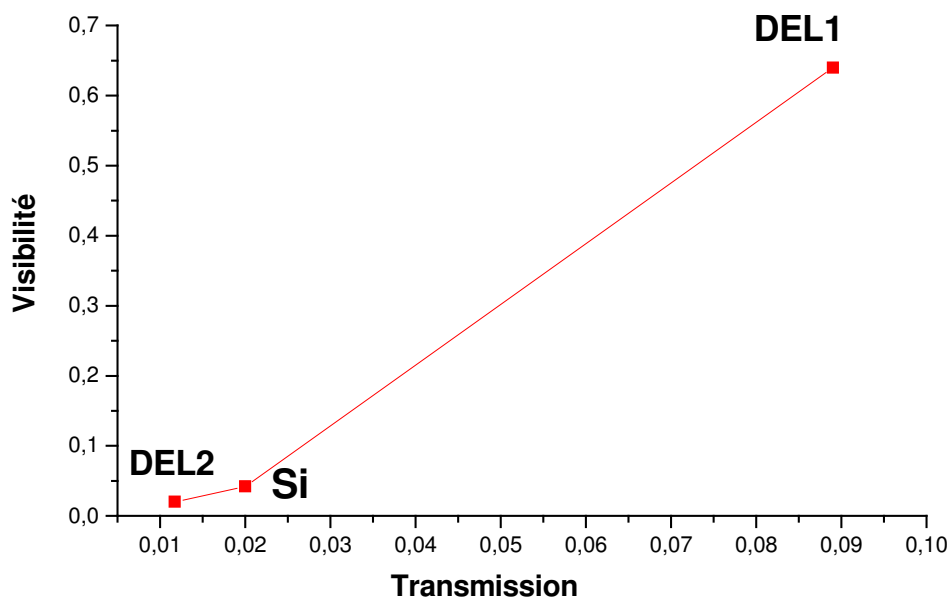


Figure 4-15: La visibilité en fonction de la transmission.

En effet, le signal interférométrique visualisé a été mesuré à travers des milieux fortement réfléchissant, des miroirs diélectriques, ainsi qu'au travers d'un milieu fortement absorbant et diffusant, le wafer de silicium dans notre cas. On a été capables de visualiser le signal fortement atténué et sélectionner ce signal parmi les deux autres signaux qui proviennent des deux faces du miroir ou du wafer de silicium à l'aide de la porte optique temporelle non-linéaire. On peut maintenant passer à l'étape suivante qui est de réaliser des images tomographiques d'un circuit microélectronique par face arrière.

D Résultats et discussion

1. Réglage du système d'imagerie

Le réglage du dispositif, passe par le réglage de l'interféromètre de Michelson, de telle manière à ce que les longueurs des deux bras référence et sonde de la figure 4-1 soient égales. On place une mire de résolution de type US air force Resolution test targets USAF à la place de l'échantillon, et on règle le système imageur.

Figure 4-16: Mire de résolution de type USAF, (a) USAF positive et (b) USAF négative.

Dans la configuration de la figure 4-1, on illumine la USAF avec une fibre de lumière blanche et on réalise les images suivantes. La figure 4-17 représente l'image directe de la mire de résolution avec un grandissement de 10 sans passer par le cristal BBO. La figure 4-18 est une autre image de la mire de résolution de même grandissement en présence du cristal non-linéaire. Cette image présente de la diffraction due au passage dans le cristal BBO de type II.

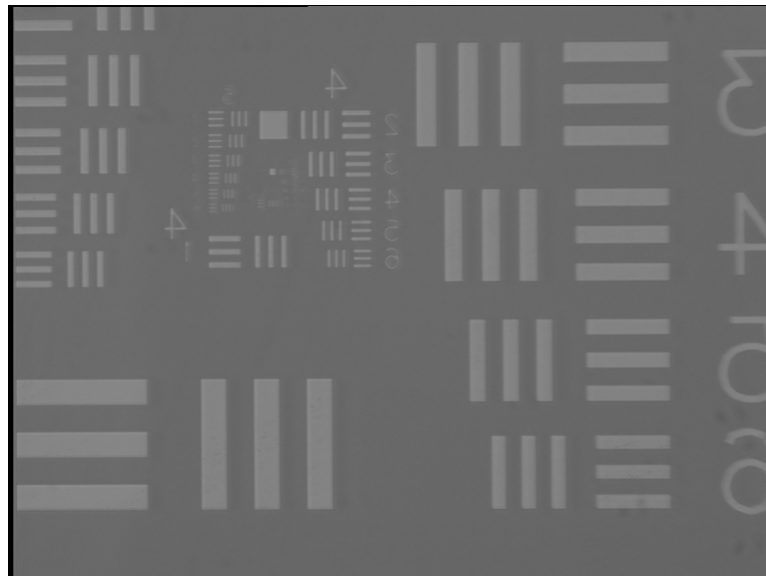


Figure 4-17: Image d'une mire de résolution à l'aide de la lumière blanche.

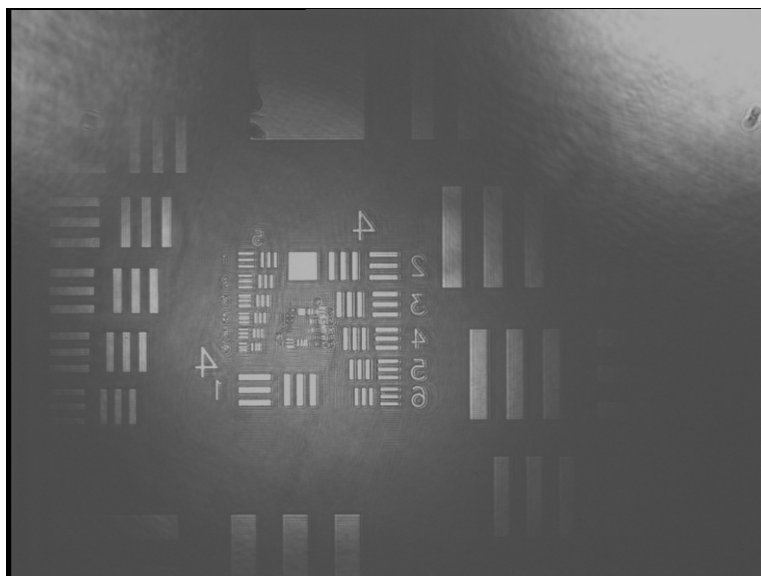


Figure 4-18: Image d'une mire de résolution à l'aide de la lumière blanche en présence du cristal BBO.

Comme vu précédemment, la caméra CCD limite le grandissement à 7,6 pour un objectif d'appareil photo et à 4,2 pour une lentille. A ce stade, on réalise l'image de la mire de résolution, avec le grandissement calculé, illuminée à l'aide d'une diode infrarouge.

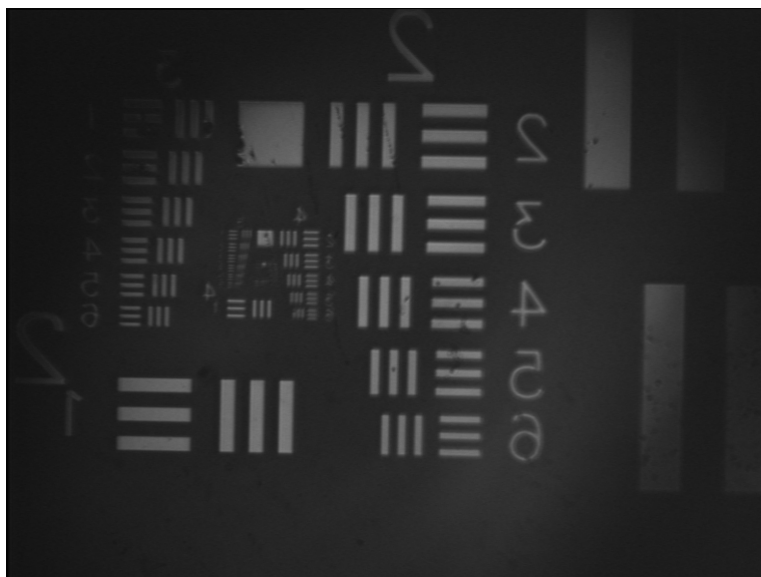


Figure 4-19: Image d'une mire de résolution illuminée par une diode infrarouge.

Après le réglage du dispositif d'imagerie, nous réglons la porte optique temporelle, de telle façon à avoir des images de bonne qualité au travers de la génération de seconde harmonique. Cette configuration nécessite aussi le réglage de l'angle que font les axes du cristal avec la polarisation du faisceau recombinaison.

Nous plaçons une plaquette de silicium de 400µm d'épaisseur devant la mire de résolution. Nous allons réaliser une image de l'USAF occulté par le wafer de silicium.

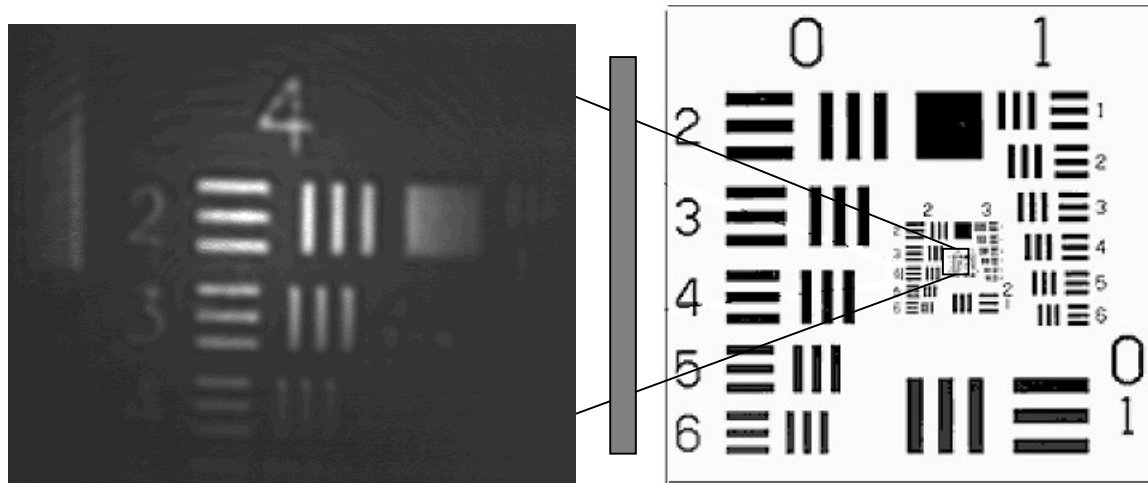


Figure 4-20: Image d'une mire de résolution occulté par un wafer de Silicium de 400µm d'épaisseurs.

La mire de résolution USAF se compose d'une série de différentes tailles. Les dimensions des barres diminuent de $\sqrt{2}$, $\sqrt[3]{2}$, $\sqrt[6]{2}$. L'élément standard de la mire se compose de deux modèles (deux ensembles de barres) perpendiculaires entre eux. Chaque ensemble se compose de trois barrettes séparées par un espace de largeur égale. La longueur de chaque ligne est de cinq fois sa largeur.

Le contraste dans la USAF, la différence de la densité photographique entre les barrettes et les espaces, est de 2 pour des mires de haut contraste, de 0,8 pour une mire de moyen contraste et de 0,2 pour une mire de bas contraste.

La mire de résolution contient plusieurs groupes d'éléments. Chaque groupe se compose de six éléments, qui sont progressivement plus petits comme le montre la figure 4-16. Les éléments d'un groupe sont numérotés de 1 à 6.

La formule générale de mesure de la longueur ou la largeur de n'importe quelle barrette d'un groupe donné s'exprime :

$$\begin{aligned}
 \text{Longueur [mm]} &= \frac{2,5\text{mm}}{2^{\frac{N^{\circ}\text{du groupe} + (N^{\circ}\text{élément} - 1)}{6}}} \\
 \text{Largeur [mm]} &= \frac{\text{longueur [mm]}}{5}
 \end{aligned}
 \tag{4.17}$$

La largeur des lignes peut être exprimée :

$$\text{Largeur [mm]} = \frac{1}{2^{\frac{N^{\circ}\text{du groupe} + (N^{\circ}\text{élément} - 1)}{6}}}
 \tag{4.18}$$

Le tableau ci-dessus montre la largeur en micromètre des lignes de la mire de résolution, pour différents groupes :

Numéro élément/Groupe	0	1	2	3	4	5	6
1	500	250	125	62,5	31,3	15,6	7,8
2	446,4	223,2	111,6	55,7	27,9	13,9	7
3	396,8	198,4	99,2	49,5	24,8	12,4	6,2
4	354,6	176,7	88,3	44,2	22,1	11	5,5
5	314,5	157,7	78,7	39,4	19,7	9,8	4,9
6	280,9	140,4	70,1	35	17,5	8,8	4,4

Figure 4-20: Largeur des lignes [μm] en fonction des indices des éléments et groupes.

A l'aide de la porte optique temporelle non-linéaire, on obtient des images de la mire de résolution à travers différentes épaisseurs de silicium.

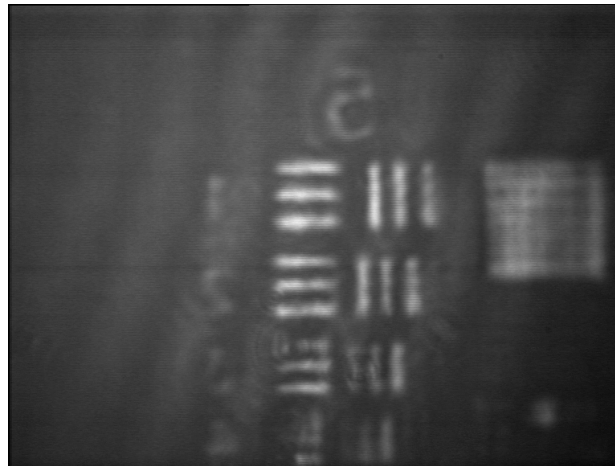


Figure 4-21: Image d'une mire de résolution à travers un wafer de silicium de $600\mu\text{m}$ d'épaisseur.

Sur la figure 4-21, on peut distinguer les lignes des éléments 1, 2, 3 et 4 du groupe 5, qui ont respectivement des largeurs de $15,6$, $13,9$, $12,4$ et $11\mu\text{m}$. La USAF est occultée par un wafer de silicium de $600\mu\text{m}$.

On trace une ligne sur l'image et on obtient ainsi l'intensité le long de cette ligne comme le montre la figure ci-dessous.

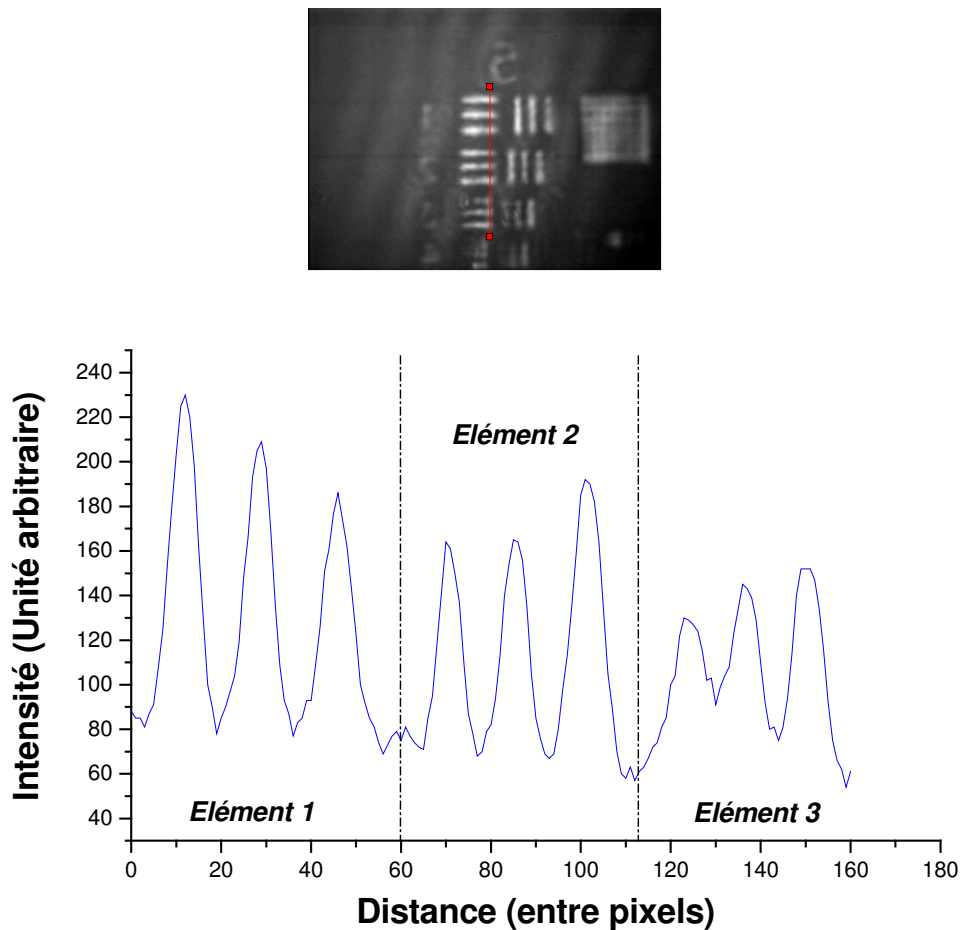


Figure 4-22: Intensité le long de la ligne rouge tracée sur l'image de la USAF occultée par un wafer de 600 μm d'épaisseur.

Après cette première mesure, on s'aperçoit des performances de notre banc de mesure. On est arrivé à voir les petites lignes de l'ordre de 12,4 μm avec un contraste de 0,36, et ce malgré la forte atténuation due à l'épaisseur du wafer de silicium traversée et aux réflexions du signal aux deux faces du wafer de silicium.

Il faut noter que les optiques utilisées sont de qualité moyenne (lentilles), pour d'autres applications ou pour plus de précision on pourrait utiliser des objectifs d'appareil photographique.

On place maintenant un wafer de silicium dopé P de 790 μm d'épaisseur devant la USAF. Sur la figure 4-23, on peut distinguer les lignes des éléments 2, 3 et 4 du groupe 4, qui ont respectivement des largeurs de 27,9, 24,8 et 22,1 μm .

On trace une ligne sur l'image et on obtient l'intensité le long de cette ligne sur les éléments 3 du groupe 4 comme le montre la figure ci-dessous.

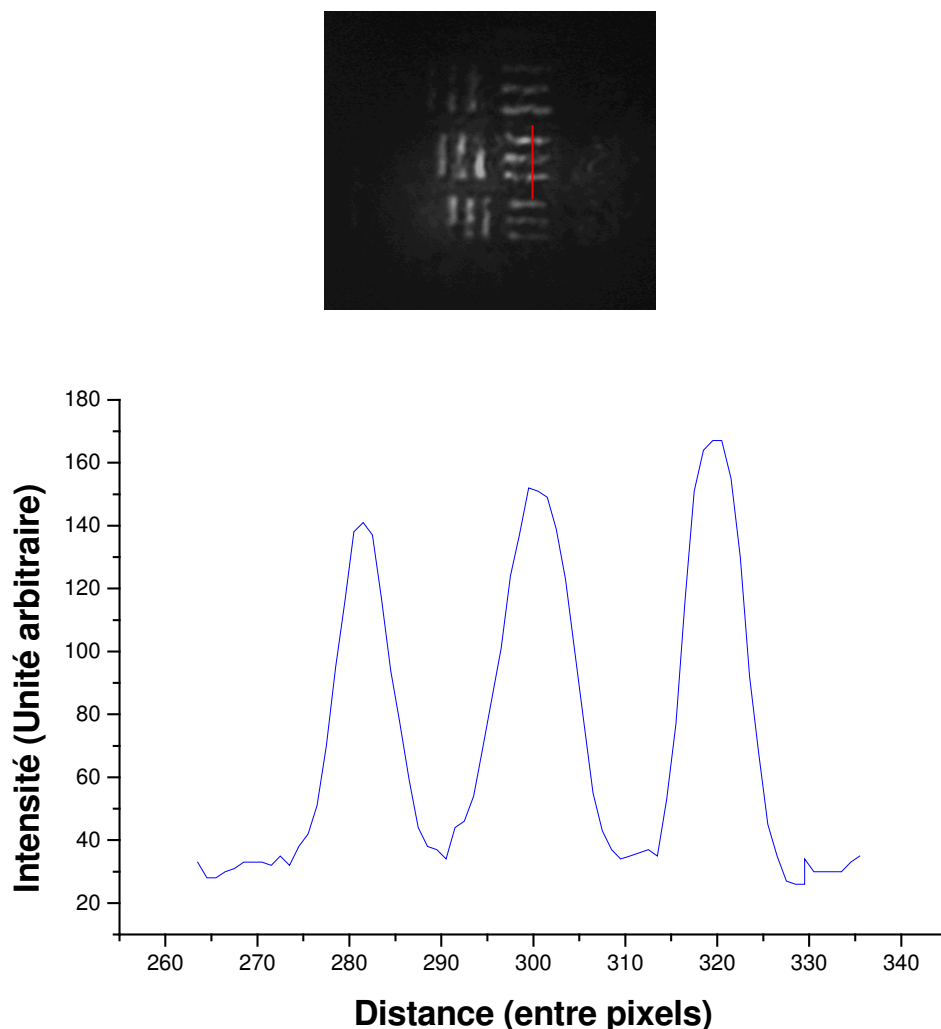


Figure 4-23: Image d'une mire de résolution à travers un wafer de 790µm d'épaisseur et l'intensité le long d'une section.

Dans les mêmes conditions, on arrive à avoir un contraste de 0,69 pour les lignes de 24,8 µm d'épaisseur à travers 790µm d'épaisseur.

On image les éléments 1, 2, 3, 4 et 5 du groupe 5. La largeur des lignes de cette série sont de 15,6, 13,9, 12,4, 11 et 9,8µm. La modulation de la ligne tracée sur l'image donne le graphe de la figure 4-24.

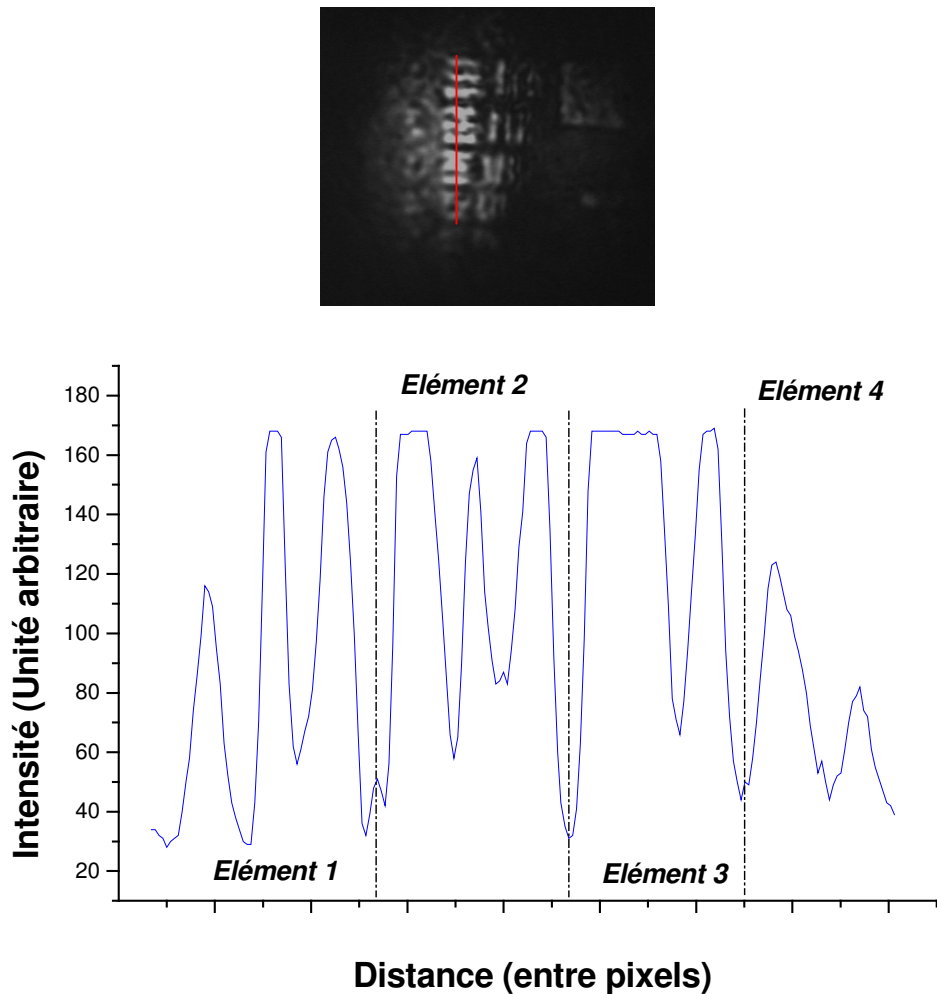


Figure 4-24: Image d'une mire de résolution à travers un wafer de 790µm d'épaisseur ainsi que la modulation de l'intensité.

Dans le même cas de figure, les petites lignes de 13,9µm d'épaisseur sont visibles à travers les 790µm de silicium avec un contraste de 0,47.

La fonction de transfert de modulation (FTM) est largement répandue de nos jours dans toute l'industrie optique comme une méthode objective pour représenter et évaluer les performances des systèmes optiques. L'utilisation de la FTM remonte à 1940, à cette époque une première version de la FTM a été utilisée chez Karl Zeiss dans l'usine de JENA. Depuis que Karl Zeiss a frayé un chemin dans l'utilisation de cette technique, toutes les optiques de Zeiss ont été comparées via leur FTM. Des décennies plus tard, d'autres compagnies dans l'industrie ont suivi. Par contre, certains ont refusé de publier les données sur la FTM de leurs optiques, arguant du fait qu'il n'est pas toujours facile d'interpréter correctement les courbes de la FTM. De nos jours, la majorité de fabricants d'optiques publient les courbes de la FTM ou des représentations semblables pour démontrer le niveau des performances des optiques. Tout ceci mène beaucoup d'opticiens chevronnés à se demander si la FTM est vraiment digne de confiance.

La FTM peut être influencée sensiblement, si la distribution spectrale d'énergie de la lumière utilisée pour la mesure change un peu. Ainsi les courbes de la FTM de la même optique avec différentes sources peuvent changer. La lumière blanche n'est pas nécessairement exactement la même chose à moins que tous les facteurs pesant sur les différentes sections du spectre soient contrôlés pour être identiques.

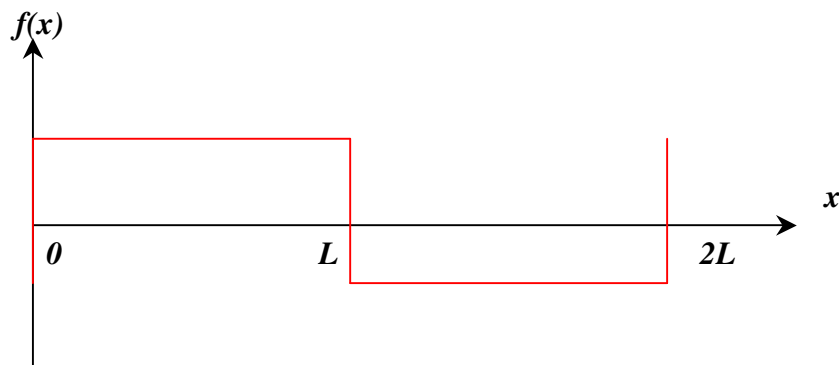
Ainsi, la fonction de transfert de modulation (FTM) est un moyen d'évaluer les performances de la résolution spatiale d'un système d'imagerie. La résolution mesure à quel point les détails spatiaux sont préservés. La mesure de deux paramètres est exigée pour la définir : (1) détail spatial et (2) conservation. La mesure consiste en un continuum de mesures, afin de tracer la FTM. Une gamme de détails spatiaux est caractérisée pour connaître comment chaque point de ces détails est préservé, et deux points peuvent être distingués.

La FTM est une réponse d'onde sinus, mais nous travaillons souvent avec des diagrammes à barres. Le contraste est obtenu directement à partir d'un diagramme à barres qui s'appelle la fonction de transfert de contraste :

$$FTC(f) = 100\% \times \frac{C(f)}{C(0)} \quad (4.19)$$

Où $C(f)$ et $C(0)$ sont respectivement le contraste de l'image et le contraste de l'objet.

La FTC est rarement mentionnée dans la littérature, elle est différente de la FTM. Une partie d'un diagramme à barres peut être approchée par une fonction périodique d'onde carrée de $f=1/2L$ illustrée ci-dessous.



$$f(x) = \frac{4}{\pi} \sum_{n=1,3,\dots} \frac{1}{n} \sin\left(\frac{n\pi x}{L}\right) \quad (4.20)$$

Depuis les figures de modulation (4-22 , 4-23 et 4-24), on peut mesurer la FTC de notre système d'imagerie. On obtient :

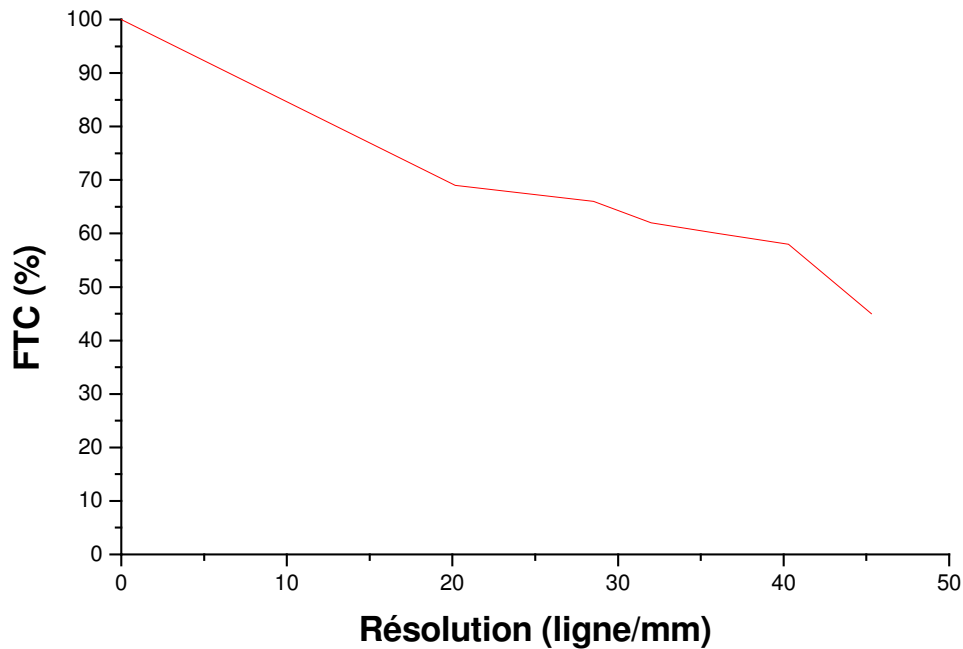


Figure 4-25: Réponse de la FTC de notre système d'imagerie.

La transformée de Fourier nous enseigne que n'importe quelle fonction périodique peut être exprimée comme somme infinie de fonctions sinus, commençant par le principe fondamental en incluant les harmoniques (pour $n=2,3,4\dots$) :

$$\sin\left(\frac{n\pi x}{L}\right) = \sin(2n\pi f) \quad (4.21)$$

L'équation carrée montrée ci-dessus ne comporte que des harmoniques impairs ($n = 3, 5, 7\dots$). L'amplitude de la fréquence fondamentale du modèle de barre est de $4/\pi = 1,273$ fois l'amplitude du modèle de barre lui-même. Dans les systèmes d'imagerie, il est possible de mesurer la FTM supérieure à la fréquence spatiale de « coupure ». Dans ce cas, une formule simple développée par Coltman en 1954, permet de passer de la FTC à la MTF ou vice versa. Donc on a [62]:

$$FTM(f) = \frac{\pi}{4} \times \left[FTC(f) + \frac{FTC(3f)}{3} - \frac{FTC(5f)}{5} + \frac{FTC(7f)}{7} \dots \right] \quad (4.22)$$

Les termes à hautes fréquences sont nuls, puisqu'il n'y a pas de modulation au dessus de la fréquence de coupure. Donc, l'équation devient :

$$FTM(f) = 0,785 \times FTC(f) \approx 78,5\% \times \frac{C(f)}{C(0)} \quad (4.23)$$

Quand les aberrations sont petites, les interactions entre les effets de diffraction de l'ouverture du système et les aberrations deviennent très complexes. S'il n'y a aucune aberration, la FTM du système est liée à la taille du diagramme de diffraction (qui est une fonction de l'ouverture numérique du système et de la longueur d'onde). Pour un système optique parfait, la FTM est :

$$FTM(f) = \frac{2}{\pi} (\phi - \cos \phi \sin \phi) \quad (4.24)$$

Où

$$\phi = \cos^{-1} \left(\frac{\lambda f}{2ON} \right) \quad (4.25)$$

ON est l'ouverture numérique du système, λ est la longueur d'onde et f est la fréquence en cycles par millimètres. D'après la formule, on remarque que la FTM est nulle quand ϕ est nulle. La fréquence de coupure est :

$$f_c = \frac{2ON}{\lambda} \quad (4.26)$$

Où λ est en mm.

Le système optique est un filtre passe-bas qui ne peut pas transmettre l'information à une fréquence spatiale plus élevée que la fréquence de coupure f_o .

Le théorème d'échantillonnage de Nyquist stipule que si un signal est échantillonné à une fréquence $dscan$ (la largeur de ligne = $1/dscan$) et est strictement limité en bande à une fréquence de coupure f_c inférieur à $dscan/2$, le signal analogue original peut être parfaitement reconstruit sans perte d'information. La fréquence de Nyquist est exprimée :

$$f_N = \frac{dscan}{2} \quad (4.27)$$

Notre caméra CCD comporte un pixel de $8,6\mu\text{m}$, $dscan=116$ pixel /mm, donc $f_N=58$ paires de lignes par mm. L'énergie du signal au-dessus de la fréquence f_N est « alias », il apparaît en tant que signal de basse fréquence artificiel dans un modèle répétitif, et ne peut être reconstitué, on voit alors apparaître des moirés. La FTM de la réponse du capteur a un signal au dessus de la limite de Nyquist qui est non nulle, mais dû à l'aliasing est un « phénomène de repliement du spectre ».

La FTM a la fréquence de Nyquist ($f = dscan/2$) pour la fonction $\sin_c^n\left(\frac{f}{dscan}\right)$ utilisée comme approximation de la réponse des capteurs numériques est :

$$\sin_c^n\left(\frac{1}{2}\right) = \left(\frac{2}{\pi}\right)^n = \{0,637. 0,405. 0,258. 0,164\} \text{ pour } n=\{1. 2. 3. 4\} \quad (4.28)$$

Dans des systèmes de formation d'image avec des pertes de l'objectif, on élimine la plupart de l'aliasing dans le balayage avec $n = 3$. La réduction de l'aliasing se fait aux dépens de la résolution.

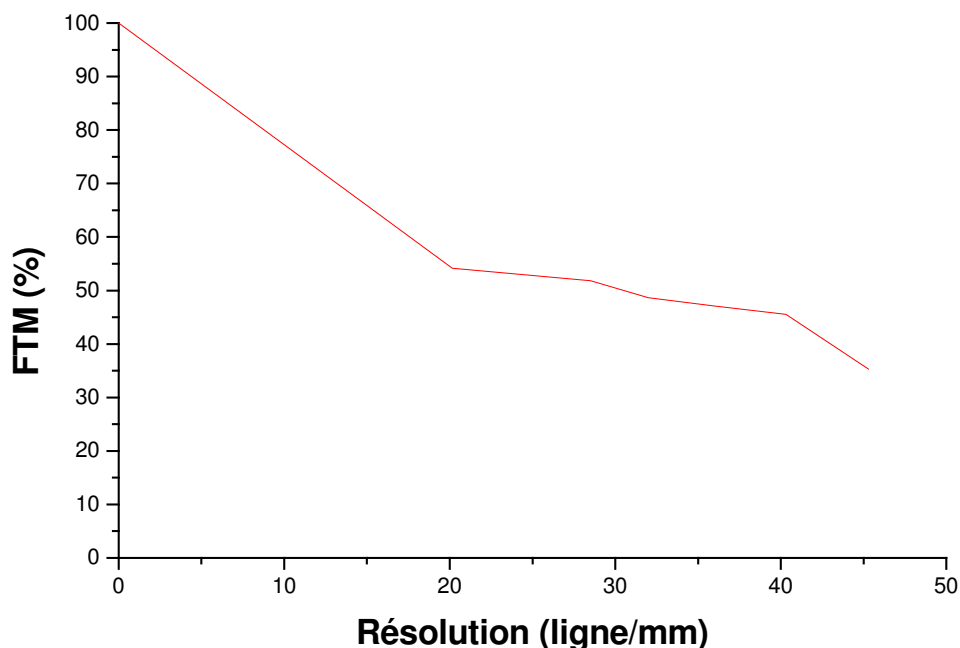


Figure 4-26: Réponse de la FTM de notre système d'imagerie.

Notre système d'imagerie est donc capable de réaliser des images à travers des épaisseurs de silicium allant jusqu'à 790 μ m. Ce signal, fortement atténué, est détecté à son arrivée sur la caméra à l'aide de la porte optique temporelle non-linéaire. On arrive à voir les détails de l'ordre de 11 μ m avec une FTM de 0,35.

2. Interaction laser-Silicium

Comme il a été précisé précédemment, le silicium n'est pas totalement transparent pour notre faisceau. Le faisceau sonde réfléchi par la couche active du circuit microélectronique en fonctionnement doit recueillir de l'information. Cependant, ce faisceau génère la création de paires électrons-trous lors de l'absorption de photons d'énergie supérieure au gap du silicium. Le transfert de l'énergie entre les paires électrons-trous et le silicium joue un rôle important dans l'état physique du semi-conducteur.

Lors de l'interaction, l'intensité diminue exponentiellement suivant la loi de Beer-Lambert :

$$I = I_0 \exp(-\mu z) \quad (4.29)$$

Avec I_0 et I les intensités incidente et transmise, z étant l'épaisseur du substrat de silicium et μ le coefficient d'atténuation.

Cette perte de puissance est consommée par la création de paires électrons-trous dans le Silicium. Les paires électrons-trous dont l'énergie est importante transféreront une énergie proportionnelle à la différence de température entre les porteurs de charge et le réseau. Ce transfert d'énergie entre les porteurs de charge et le réseau est lié à l'amplitude de la vibration de phonon. L'amplitude des vibrations du réseau augmente par rapport à l'énergie des porteurs de charge, et le mouvement des porteurs est amorti. De ce fait, la conduction électronique de la chaleur est réduite.

Le taux de variation de l'énergie des porteurs de charge est donné par :

$$C_q \frac{\partial T_q}{\partial t} = I - \frac{\partial Q(z)}{\partial z} - \gamma(T_q - T_i) \quad (4.30)$$

C_q est la chaleur spécifique par unité de volume.

T_q et T_i étant respectivement la température effective des porteurs de charge et la température effective du réseau.

$Q(z) = -K_q \frac{\partial T_q}{\partial z}$ est le flux de chaleur des porteurs de charge.

K_q Conductivité thermique des porteurs de charge.

γ est le coefficient de couplage réseau-porteur de charge.

Dans ce modèle unidimensionnel, la diffusion de la chaleur par le réseau est négligée une fois comparée au taux de conduction thermique par les porteurs de charge mobiles. La conduction thermique à travers la structure cristalline par les porteurs de charge mobiles est caractérisée par la longueur de diffusion de la chaleur électronique. A la suite du transfert d'énergie au réseau, il en résulte une augmentation d'énergie dans la liaison interatomique de la structure du réseau.

Le taux de variation de l'énergie du réseau est donné par :

$$C_i \frac{\partial T_i}{\partial t} = -\gamma(T_q - T_i) \quad (4.31)$$

C_i chaleur spécifique du réseau.

En utilisant ce modèle, il existe deux méthodes distinctes de distribution d'énergie du laser par la structure du réseau. La première suppose que le laser est d'influence minimale quand la profondeur optique de pénétration de l'impulsion laser détermine le transfert de l'énergie à la structure du réseau. A ce stade, les porteurs de charge ont une basse énergie et atteignent l'équilibre thermique avec le réseau dans un temps court. Ce temps donne aux porteurs de charge moins de temps pour se déplacer, ce qui se traduit par le fait que la profondeur optique de pénétration de l'impulsion du laser excédera la longueur de diffusion thermique des porteurs de charge. Ceci implique qu'aucune énergie thermique n'a une chance d'être transférée en dehors du volume de matériel irradié par le laser et élimine donc les effets de la chaleur sur la région environnante.

La deuxième prévoit que le laser a une grande influence, donc les porteurs de charge ont plus d'énergie et par conséquent cela prendra plus de temps à atteindre l'équilibre thermique avec le réseau. Cette plus longue période augmente la longueur effective de la diffusion électronique et permet aux porteurs de charge de transférer l'énergie à la structure du réseau à des distances excédant la profondeur optique de pénétration de l'impulsion laser.

Dans notre cas, nous allons nous intéresser à l'interaction laser-silicium afin de déterminer la variation de réflexion générée par la perturbation laser et estimer sa contribution par rapport à celle engendrée par une modification de l'indice du matériau induite lors d'une conduction électrique.

3. Résultats sur les circuits intégrés

Nous avons à notre disposition un circuit EO 226 [63], cette puce comporte des structures de mêmes dimensions latérales. Elles se différencient par leur dopage et par la profondeur des zones de diffusion. Sa complexité s'est accrue par l'introduction d'un niveau de grille en silicium polycristallin permettant un auto-alignement de la diffusion d'émetteur et une implantation ionique à base silicium avec des doses variables. Cette puce présente des structures de Van Der Pauw qui sont conçues pour déterminer par la méthode de Van Der Pauw la résistance par carré des dopages des différentes étapes de fabrication de la technologie employée. Cette structure est en fait une résistance diffusée pure. Comme le montre la figure 4-27, la puce représente plusieurs structures :

Des transistors T_1 à T_{26} , respectivement base P^- et P^+ , sont de dimension variant entre $60\mu\text{m}$ pour le T_{21} et T_{20} à $368\mu\text{m}$ pour le T_1 .

Des mémoires M_1 à M_4 , de base P^- et P^+ , de dimensions de $56\mu\text{m}$.

Les Van Der Pauw sont de type P^+ avec une concentration de $5.10^{18} \text{ cm}^{-3}$ et de type N^{++} de concentration 10^{20} cm^{-3} .

La puce possède un substrat de silicium de **$600\mu\text{m}$** , les pistes d'interconnexion sont en aluminium de **$11\mu\text{m}$** de largeur et **$3,3\mu\text{m}$** d'épaisseur.

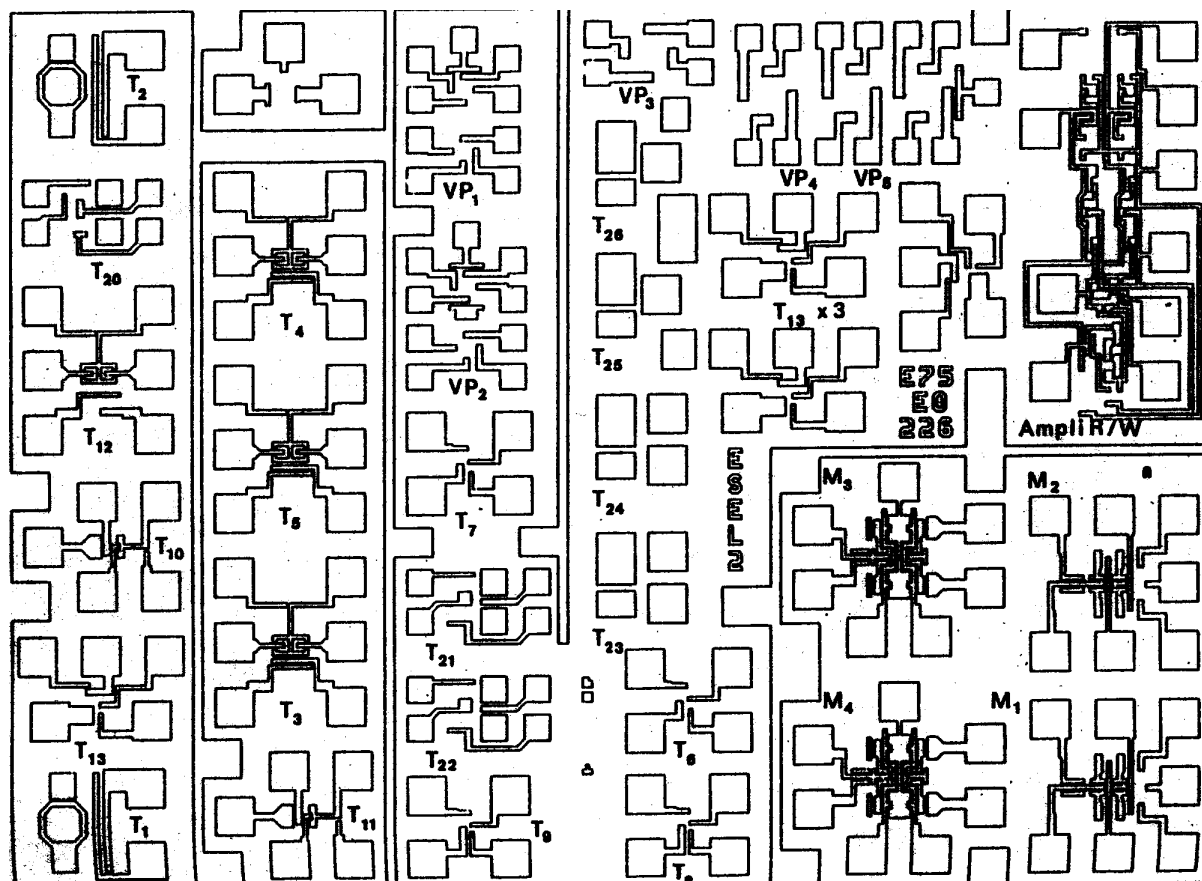


Figure 4-27: Circuit intégré EO226, niveau métallisation.

Dans un premier temps, on réalise des images de la partie active à travers le substrat de silicium. La figure 4-28, est une image du transistor T_{13} ainsi que le nom de la puce E75 EO 226.

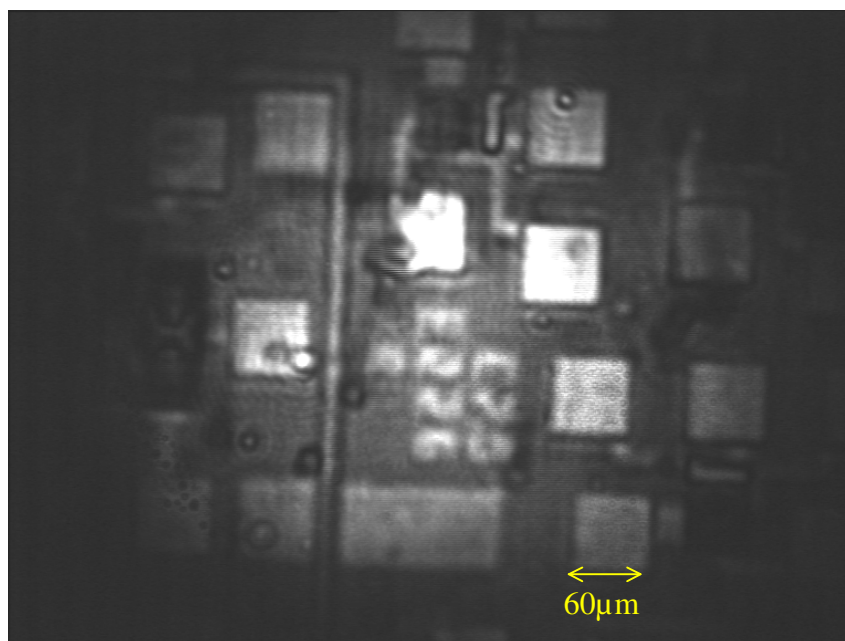


Figure 4-28: Image de la zone active à travers le substrat de silicium

La structure Van Der Pauw (VDP) est une structure relativement complexe comme le montre la figure 4-29.

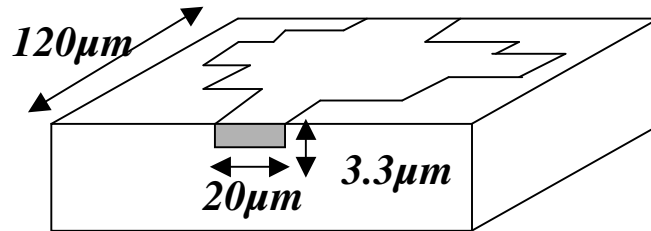


Figure 4-29: Vue en perspective de la structure VDP.

Les Van Der Pauw, VP4 et VP5 ont des conductivités respectives de $2,2 \cdot 10^{-2} (\Omega\mu\text{m})^{-1}$ et $7,4 \cdot 10^{-2} (\Omega\mu\text{m})^{-1}$.

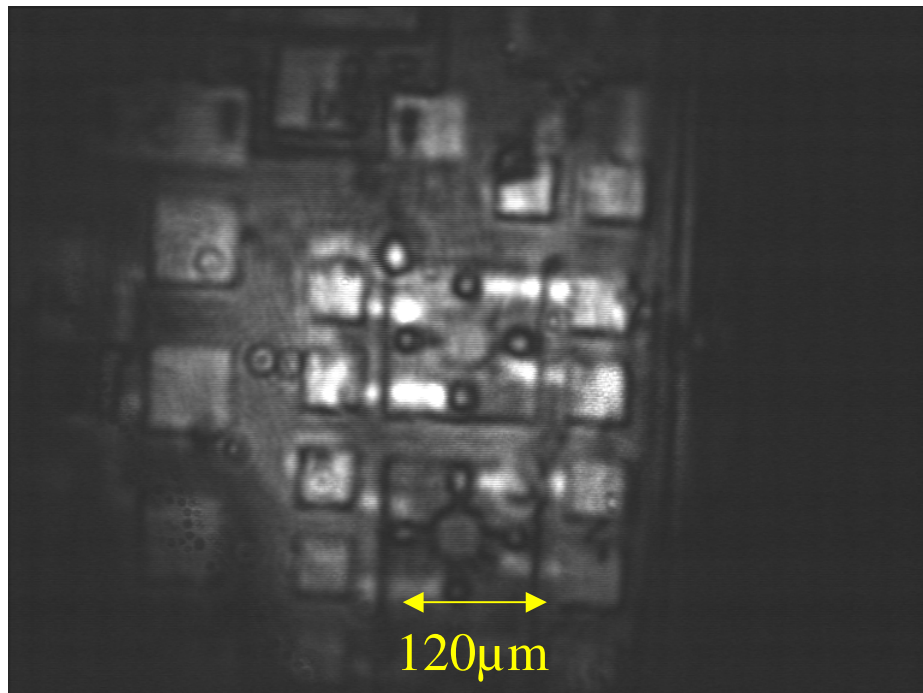


Figure 4-30: Image de la structure VDP, VP4 et VP5.

On alimente la VP4 avec un courant continu de 15mA, et on réalise une soustraction de l'image perturbée et l'image au repos. L'image résultante est représentée dans la figure 4-31.

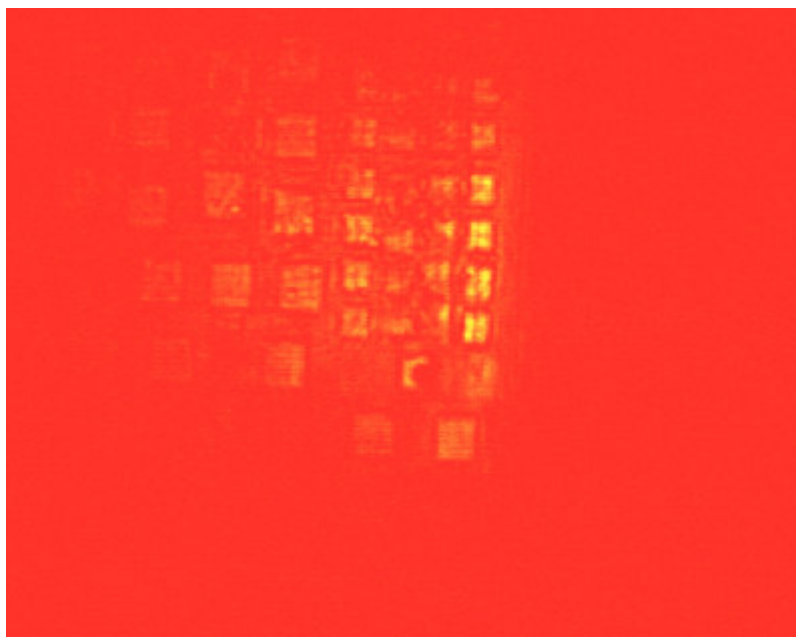


Figure 4-31: Image de la structure VP4 mise en fonctionnement.

On observe bel et bien une modification de la réflectivité due essentiellement à l'élévation de la température lors de la perturbation électrique mais compte tenu de la complexité du circuit, il est difficile d'analyser le signal reçu. L'étape suivante consistera à tester un circuit moins complexe : une résistance de silicium polycristallin.

4. Etude de l'échauffement du circuit

Les circuits intégrés sont construits par empilement de couches. Ce mécanisme peut entraîner des défaillances tels que l'effet de résistance de contact aux interfaces ou de constriction. Ce phénomène apparaît lorsque la source de chaleur n'a pas les mêmes dimensions que le dissipateur ou le substrat sur lequel elle est reportée. Les lignes de flux de chaleur vont s'évaser à partir de la source de chaleur. La résistance de constriction est donnée par :

$$r_c = \frac{l}{k} f \quad (4.32)$$

k étant la conductivité du milieu, et f une fonction de constriction qui ne dépend que de la géométrie de la source de chaleur. Ce phénomène caractérisé par l'augmentation de la résistance thermique du milieu reste localisé dans une région très proche de la source de chaleur.

La résistance thermique de contact est localisée à l'interface de deux matériaux accolés. Elle provient essentiellement des changements que subissent les paramètres thermophysiques dans la couche de transition. Cette couche joue un rôle d'une barrière au passage de chaleur. L'expression de la résistance de contact est une fonction complexe qui dépend notamment de la rugosité, du module de Young des matériaux, de la direction du flux de chaleur et des conductivités thermiques des matériaux aux interfaces. Dans le cas d'une piste d'aluminium déposée sur une couche d'oxyde de silicium, les défauts rencontrés se situent à l'échelle du grain. Dans ce cas-là, la résistance de contact est très faible, de l'ordre de $10^{-7} \text{KW}^{-1} \text{m}^2$.

Dans le cas général, on impose des conditions aux limites, la distribution de température est de la forme suivante :

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + \frac{q}{k} = \frac{1}{a} \frac{\partial T}{\partial t} \quad (4.33)$$

Où a est la diffusivité thermique $a=k/(\rho c)$.

ρ est la masse volumique.

c est la chaleur spécifique.

K est la conductivité thermique.

q est la puissance générée par unité de volume.

Dans le cas d'un transfert bidimensionnel, le problème est le suivant :

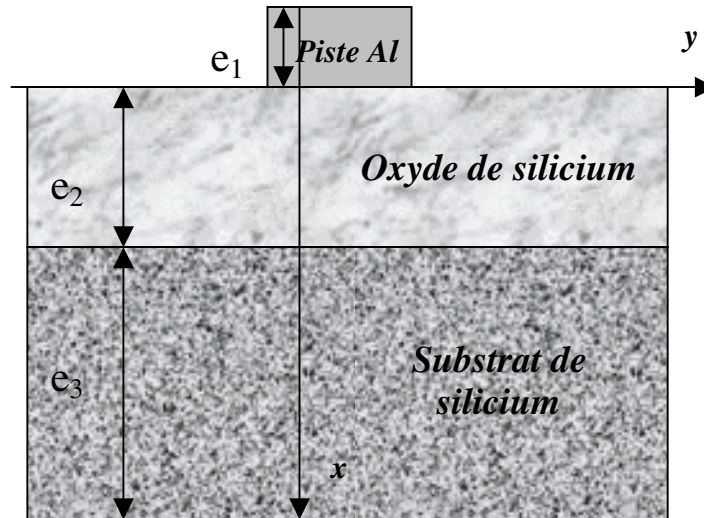


Figure 4-32: Assemblage d'une structure cas bidimensionnel.

L'équation de chaleur pour chaque couche devient alors :

$$\frac{\partial^2 T_i}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_i}{\partial y^2} - \frac{1}{a_i} \frac{\partial T_i}{\partial t} = 0 \quad (4.34)$$

Le calcul du transfert thermique dans ces systèmes, passe par l'utilisation de la méthode des quadripôles thermiques. Dans le cas d'une étude statique, on retrouve le résultat bien connu [64] :

$$T_1 = Q \frac{e_2}{k_2} \quad (4.35)$$

$$R_{th} = \frac{e_2}{k_2}$$

R_{th} est la résistance thermique de la couche d'oxyde de silicium. Cette expression montre que la température de la piste en aluminium ne dépend pas de la couche de silicium.

5. Influence du laser sur la réflexion

Lors de l'interaction laser silicium, la perturbation laser génère une variation de réflexion. Cette variation est engendrée aussi par la perturbation électrique du circuit en fonctionnement.

Développement d'une méthode originale d'imagerie haute résolution à travers des milieux fortement atténuants

L'intensité lumineuse d'un faisceau gaussien dans un milieu absorbant comme vu précédemment dans le chapitre 3 est donnée par :

$$I = I_0 \frac{w_0^2}{w^2} e^{-\frac{2r^2}{w^2}}$$

$$I = \frac{2P}{\pi w_0^2}$$
(4.36)

P est la puissance du faisceau.

w est le rayon réel du faisceau.

w_0 est la taille du waist.

Le flux de photons est déduit de l'expression précédente :

$$\Phi_i(r, z) = \Phi_0 \frac{w_0^2}{w^2} e^{-\frac{2r^2}{w^2}}$$

$$\Phi_0 = \frac{2P_0}{h\nu w_0^2}$$
(4.37)

Sous l'effet de l'absorption, on a :

$$\Phi(r, z) = (1 - R) \Phi_i e^{-\mu z}$$
(4.38)

Avec R le coefficient de réflexion de l'échantillon.

Cette atténuation se traduit par une absorption qui génère les paires électrons-trous. Le taux de génération de paires électrons-trous est égale au taux d'absorption de photons :

$$g(r, z) = g_0 \frac{w_0^2}{w^2} e^{-\frac{2r^2}{w^2} - \mu z}$$

$$g_0 = (1 - R) \mu \Phi_0$$
(4.39)

L'indice complexe de réfraction du semi-conducteur est modifié par la présence des paires électrons-trous photogénérées. La variation de l'indice est :

$$\frac{dn}{dN} = -\frac{\lambda^2 e^2}{8\pi^2 \epsilon_0 n m c^2} \quad (k \ll n)$$

$$\frac{dk}{dN} = -\left(\frac{k}{n}\right) \frac{dn}{dN}$$
(4.40)

m est la masse effective ($1,365 \cdot 10^{-31}$ Kg).

C est la célérité de la lumière.

e est la charge de l'électron. ($1,6 \cdot 10^{-19}$ C).

L'expression de la variation de réflexion s'écrit alors :

$$\frac{\Delta R}{R} = -\frac{\lambda^2 e^2}{2\pi^2 \epsilon_0 n (n^2 - 1) mc^2} \Delta N \quad (4.41)$$

$$\frac{\Delta R}{R} \approx -2.10^{-28} \Delta N$$

La réflexion d'un échantillon semi-conducteur peut être modifiée par deux phénomènes différents : la température et la densité de porteurs. Nous pouvons donc écrire la variation de réflexion comme suit :

$$\frac{\Delta R}{R} = \left(\frac{1}{R} \frac{\partial R}{\partial T} \right) \Delta T + \left(\frac{1}{R} \frac{\partial R}{\partial N} \right) \Delta N \quad (4.42)$$

Pour un échantillon en silicium non-passivé, le coefficient de thermoréflexivité est égal à :

$$k = \frac{1}{R} \frac{\partial R}{\partial T} \approx 1,5.10^{-4} \quad (4.43)$$

Donc, l'équation (43) devient :

$$\frac{\Delta R}{R} = 1,5.10^{-4} \Delta T - 2.10^{-28} \Delta N \quad (4.44)$$

D'après l'équation (45), les variations de réflectivité générées par le faisceau laser sont négligeables devant les variations induites par l'effet thermique lors de l'alimentation électrique du circuit sous test.

La technique réflectométrique est une mesure de la variation de réflectivité de surface du composant.

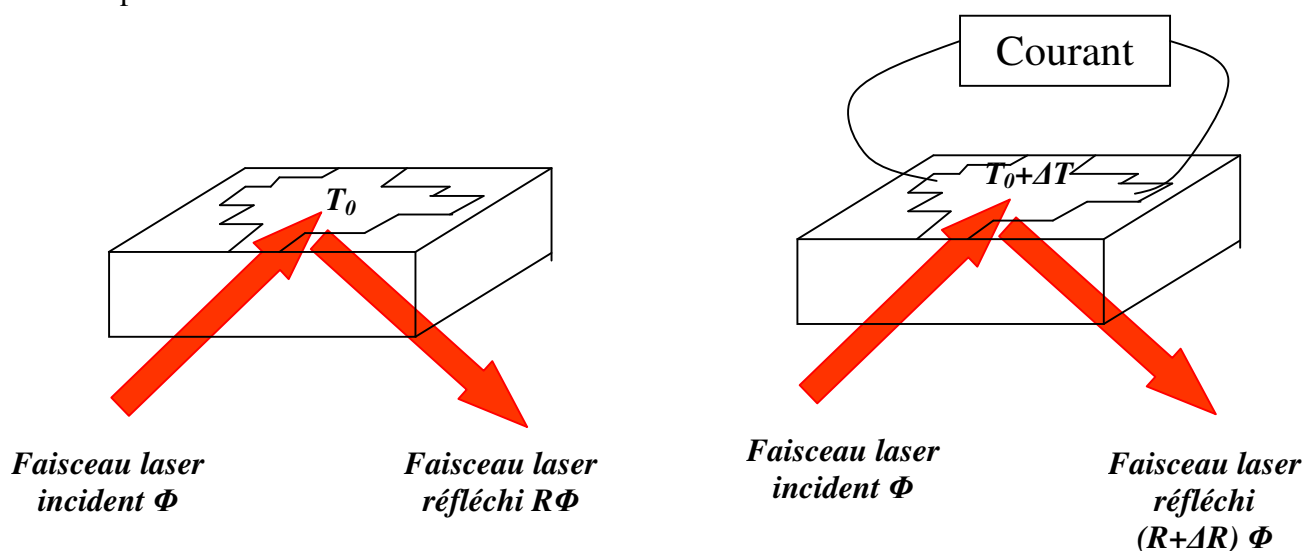


Figure 4-33: Schéma de principe des mesures réflectométriques, circuit en fonctionnement ou non.

La variation de l'onde laser réfléchi est l'image de la variation de réflectivité de surface et de la variation de température du composant en fonctionnement. Lorsque le matériau subit une variation de température ΔT , son coefficient de réflexion subit une variation ΔR .

Comme, on a vu dans le premier chapitre, en mesurant la variation de l'intensité ΔI associée à la variation de la température ΔT , nous obtenons :

$$\frac{\Delta I}{I} = \frac{\Delta R}{R} = \frac{1}{R} \frac{\partial R}{\partial T} \Delta T \quad (4.45)$$

Pour mesurer la résolution thermique, on soumet une résistance de silicium polycristallin à une tension. Ainsi, l'image obtenue permet d'aboutir à une variation relative de réflectivité R_I/R_0 . On mesure ensuite le niveau de bruit dans cette image normalisée, toute réflectivité supérieure à cette valeur sera donc détectable.

6. Résultats de la mesure réflectométrique

Notre but maintenant est de déterminer l'efficacité de l'imagerie par porte optique temporelle non-linéaire avec soustraction d'images pour l'évaluation de la variation de la réflectivité au travers de la mesure du champ de température.

En utilisant la méthode de soustraction d'images, cela nous permettra également d'obtenir des images corrigées les unes par rapport aux autres. Nous pourrions ainsi manipuler les images d'une même zone du circuit et suivre l'évolution de la diffusion de la température dans ce circuit. Ainsi, l'image résultante représente les changements de propriétés du circuit. Cette image permet également une localisation plus précise de l'échauffement, puisqu'elle fournit des informations sur l'amplitude des changements induits.

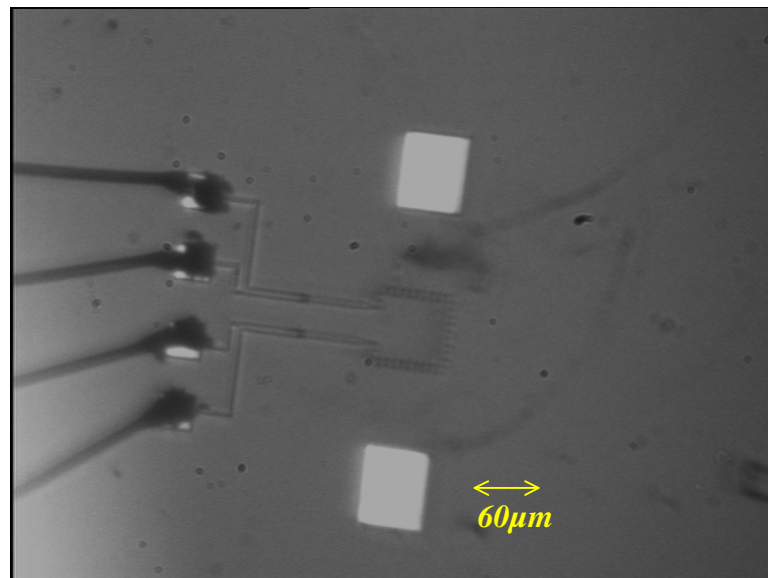


Figure 4-34: Image de la résistance de silicium polycristallin en lumière blanche.

Le circuit candidat est une résistance de silicium polycristallin, dans un premier temps nous réalisons une image directe de la partie active.

Les images prises par face avant :

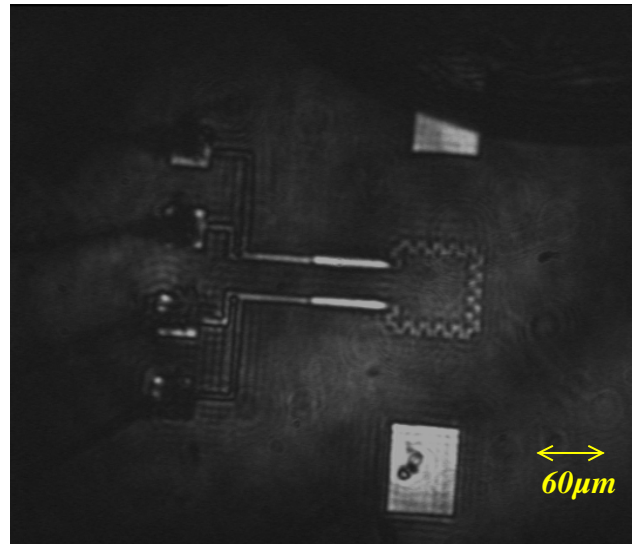


Figure 4-35: Image de la résistance de silicium polycristallin par face avant en présence de franges d'interférence.

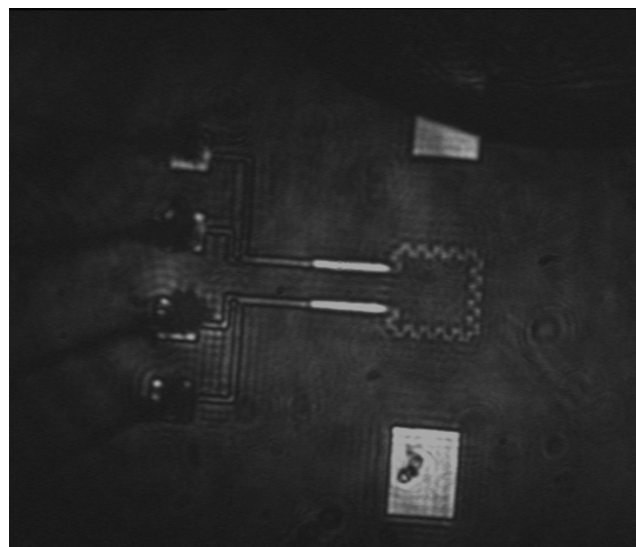


Figure 4-36: Image de la résistance de silicium polycristallin par face avant sans franges d'interférence.

Développement d'une méthode originale d'imagerie haute résolution à travers des milieux fortement atténuants

La variation de réflectivité peut être déduite par l'enregistrement de deux images de la résistance de silicium polycristallin, la première R_{Repos} à une température T_0 et la seconde $R_{Perturbé}$ à la température $T_0 + \Delta T$ après la mise en tension du circuit. Nous allons examiner la variation relative de réflectivité à partir des images du circuit au repos et perturbé:

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{R_{Perturbé} - R_{Repos}}{R_{Repos}} \quad (4.46)$$

La difficulté de notre mesure est la dépendance en coefficient de thermoréflectivité k , qui détermine la sensibilité du banc de mesure. Une petite valeur de ce dernier diminue la sensibilité. Généralement le coefficient de thermoréflectivité est compris entre 10^{-6} et $10^{-3} K^{-1}$.

Nous présentons sur la figure 4-37 et 4-38, les images de l'échauffement de la résistance de silicium polycristallin après le passage d'un courant continu. Ces images sont obtenues pour une résistance de 22 kOhms, l'image 4-38 est obtenue pour une tension d'alimentation de 119 V soit une puissance de 0,63 W environ.

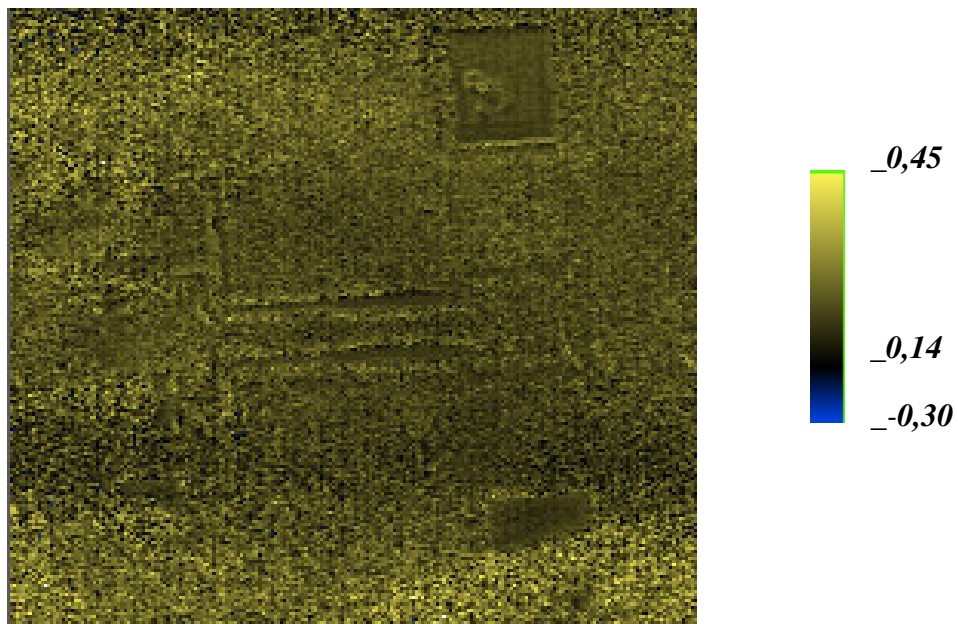


Figure 4-37: Image en température $\Delta R/R$ d'une résistance en fonctionnement par face avant à $I=0,54mA$.

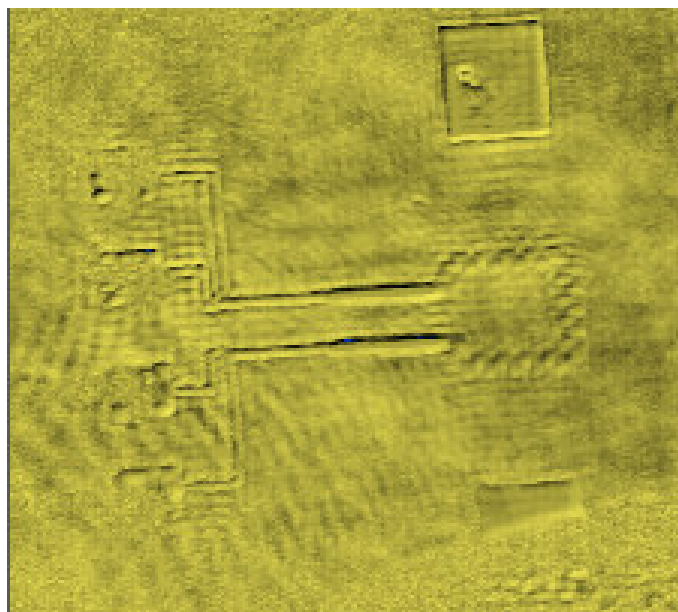


Figure 4-38: Image en température $\Delta R/R$ d'une résistance en fonctionnement par face avant à $I=5,38mA$.

Lorsqu'un courant électrique traverse le circuit résistif, il y a production d'un échauffement par effet joule qui engendre une modification de la réflectivité. Cependant, il est intéressant d'étudier la variation relative de la réflectivité en fonction du courant d'excitation.

La figure 4-39 représente l'amplitude la variation de réflectivité en fonction du courant appliqué en deux points du circuit ; le premier sur la piste et le deuxième sur la résistance.

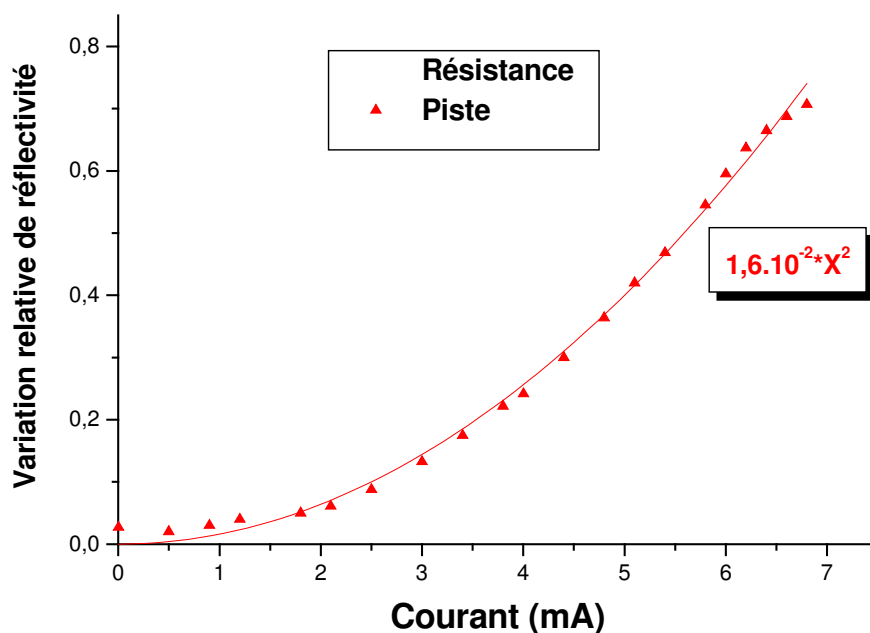


Figure 4-39: Variation de la réflectivité en fonction du courant, de la piste et de la résistance des images obtenues par face avant.

Les points sont interpolés par une fonction quadratique avec un excellent coefficient de corrélation $R= 0,996$. Cette loi de variation quadratique est bien la signature d'un effet proportionnel à l'énergie déposée par effet joule.

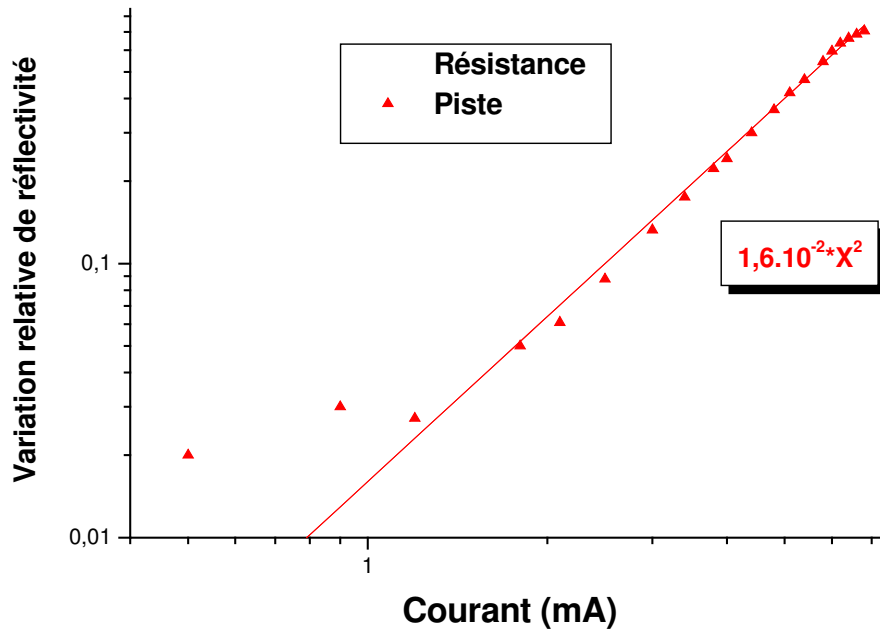


Figure 4-40: Variation de la réflectivité en fonction du courant, de la piste et de la résistance des images obtenues par face avant.

La caméra CCD couplée à la carte d'acquisition doit avoir un rapport signal sur bruit de 48 dB, puisque le rapport signal sur bruit de la caméra comme décrit au début du chapitre est de 54 dB, et la carte a un signal sur bruit de 48 dB. Par conséquent, les mesures expérimentales donne une valeur de 44dB. Le bruit est équivalent à 2,7 bits, donc :

$$\left(\frac{\Delta R}{R} \right)_{min} = \frac{2,7}{256} = 0,01 \quad (3.4.47)$$

Cette estimation permet de déterminer la sensibilité du banc de mesure. D'après la figure 4-40, le banc de mesure permet de suivre un comportement quadratique jusqu'à la limite inférieure de $\frac{\Delta R}{R} = 0,02$. Cette différence est due essentiellement aux bruits externes ; lumière parasite (écran d'ordinateur, oscilloscope...) et les optiques (lentilles, objectifs...).

Pour le même circuit, nous présentons les images de la zone active par face arrière au travers d'un substrat de silicium de 500 μ m dopé P. Le coefficient d'atténuation du silicium pur est de 23,3 cm^{-1} à 1030nm. Le substrat utilisé possède un coefficient d'atténuation de 70 cm^{-1} .

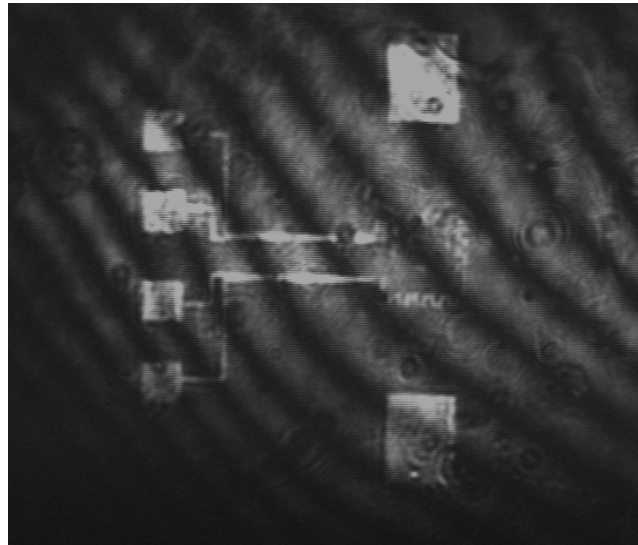


Figure 4-41: Image de la résistance de silicium polycristallin par face arrière avec franges d'interférence.

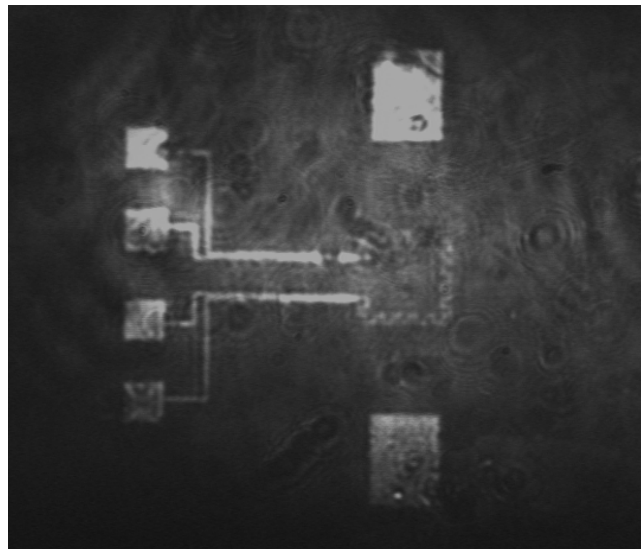


Figure 4-42: Image de la résistance de silicium polycristallin par face arrière sans franges d'interférence.

Les images de la zone active, au travers du substrat de silicium, présentent une très bonne résolution. Nous devons maintenant prouver que lorsque le circuit est soumis à une excitation électrique, nous avons un effet joule.

De la même manière, les figures 4-43, 44 et 45 représentent l'échauffement du circuit en fonction de la variation de la tension d'alimentation.

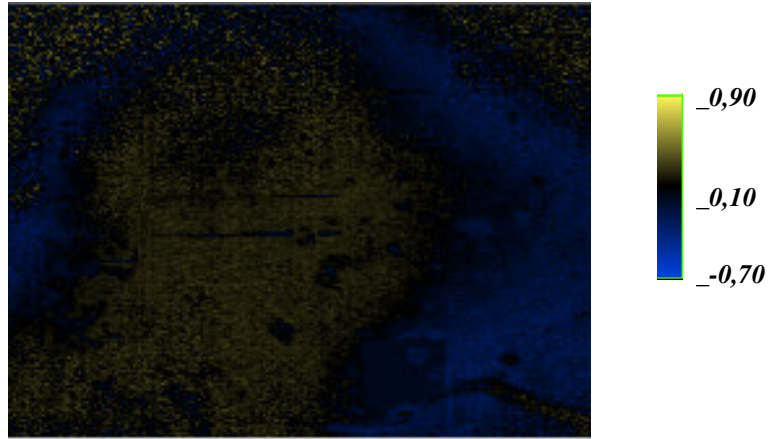


Figure 4-43: Image en température $\Delta R/R$ d'une résistance en fonctionnement par face arrière à $I=0,54\text{mA}$.

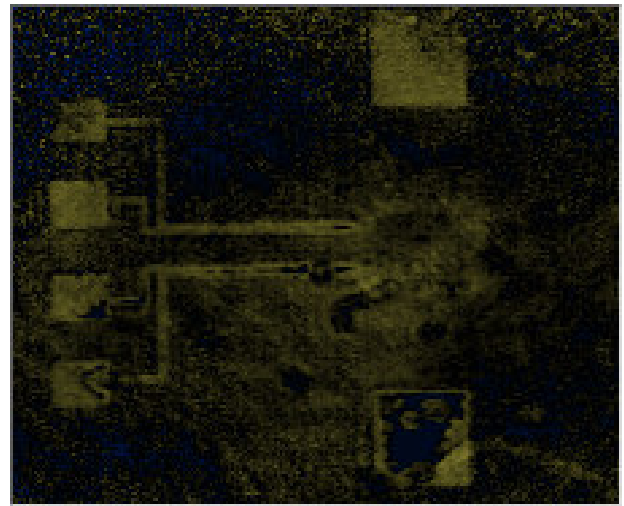
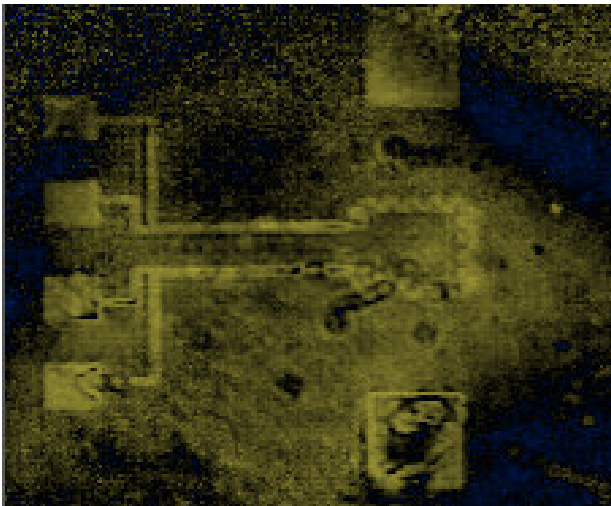


Figure 4-44: Image en température $\Delta R/R$ du circuit en fonctionnement par face arrière à $I=1,72\text{ mA}$ et $2,25\text{mA}$.

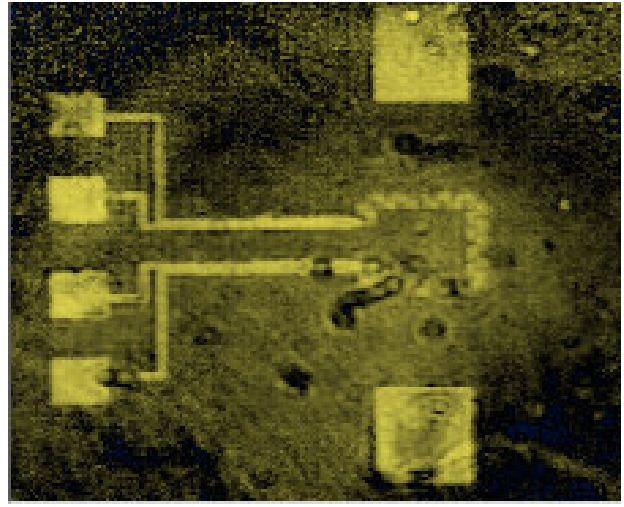
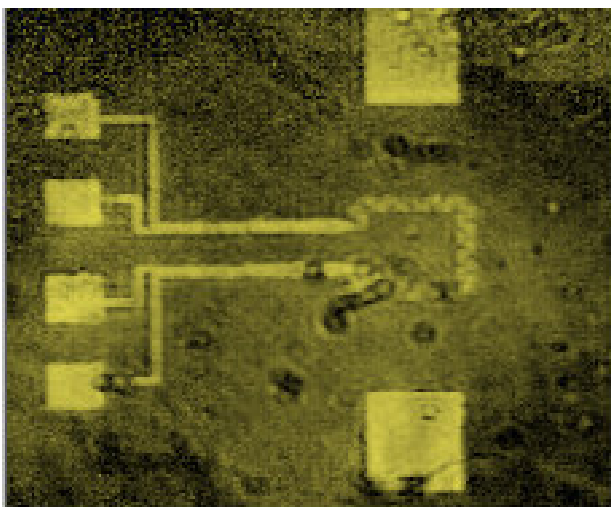


Figure 4-45: Image en température $\Delta R/R$ de la résistance de silicium polycristallin en fonctionnement par face arrière à $I=4,91\text{ mA}$ et $5,38\text{mA}$

D'après les images précédentes, on se trouve dans les mêmes conditions qu'une image directe de la résistance en face avant : dans les deux cas, on observe l'existence d'une diffusion thermique

A partir des images ci-dessus, on remarque qu'à l'instant initial, la source de chaleur, qui est la piste dans notre cas, est éteinte et la température est uniforme. Le flux de chaleur sortant de la piste est nul. A partir de l'instant initial, la source de chaleur dissipe une puissance constante. La température augmente en chacun des points selon la distance du point considéré, puis le flux de chaleur augmente et tend vers la puissance injectée dans le volume V quand t tend vers l'infini. Le gradient de température est alors établi dans ce volume et la température continue à augmenter uniformément et s'étale.

La relation qui lie le flux de chaleur à la température est :

$$J = -\lambda \text{grad}T \quad (4.48)$$

Avec λ la conductivité thermique.

Si $\frac{\partial J}{\partial t}$ tendait vers une valeur non nulle, le flux de chaleur tendrait vers l'infini, ce qui physiquement n'est pas acceptable. Donc, on a :

$$\text{grad} \frac{\partial T}{\partial t} \xrightarrow{t \rightarrow \infty} 0 \quad (4.49)$$

Cela implique que la pente aux temps longs de la température en fonction du temps est uniforme.

Dans notre cas, le système est fermé. Les conditions aux limites sont adiabatiques, c'est à dire les bords sont isolés thermiquement.

L'équation de chaleur s'écrit :

$$\Delta T = \frac{1}{a} \frac{\partial T}{\partial t} - \frac{p}{\lambda} \quad (4.50)$$

Où a est la diffusivité thermique.

p est la densité volumique de puissance injectée.

λ est la conductivité thermique.

$$\begin{aligned} \iiint_V \Delta T dv &= \iiint_V \left(\frac{1}{a} \frac{\partial T}{\partial t} - \frac{p}{\lambda} \right) dv \\ \iiint_V \text{div grad} T dv &= \frac{1}{a} \iiint_V \frac{\partial T}{\partial t} dv - \frac{P_{tot}}{\lambda} \end{aligned} \quad (4.51)$$

Donc, on déduit :

$$-\frac{I}{\lambda} \iiint_V \operatorname{div} J dv = \frac{I}{a} \iiint_V \frac{\partial T}{\partial t} dv - \frac{P_{tot}}{\lambda} \quad (4.52)$$

D'après le théorème de Green-Ostrogradsky, on trouve :

$$\iiint_V \operatorname{div} J dv = \oiint_S J \cdot dS \quad (4.53)$$

Le flux sortant du volume est nul puisque les conditions aux limites sont adiabatiques. On obtient donc :

$$\frac{I}{a} \frac{\partial T}{\partial t} - \frac{P_{tot}}{\lambda} = 0 \quad (4.54)$$

Finalement, on obtient :

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{a}{\lambda} \frac{P_{tot}}{V} = \frac{P_{tot}}{\rho CV} \quad (4.55)$$

ρCV est la capacité calorifique du volume. Aux temps longs, la température augmente linéairement.

La piste est plongée dans un milieu homogène, on montre que l'élévation de température [65] s'écrit :

$$T = -\frac{P}{4\pi\lambda} Ei\left(-\frac{r^2}{4at}\right) \quad (4.56)$$

$$Ei = -\int_{-z}^{\infty} \frac{e^{-t}}{t} dt$$

r étant la distance à la source.

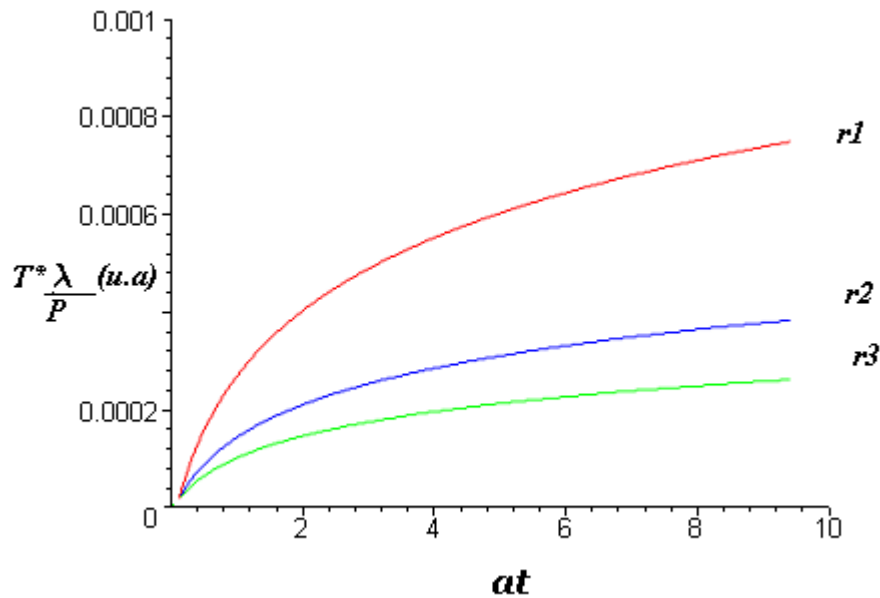


Figure 4-46: Elévation de température en fonction du temps à différentes distances de la source.

Donc, l'élévation de température croît sans limite. En effet, aux temps longs, on obtient [65] :

$$T \approx \frac{P}{4\pi a \lambda} \left(\ln \left(\frac{4at}{r^2} \right) - \gamma \right) \quad (4.57)$$

La température croît donc de manière logarithmique aux temps longs. De manière quantitative, la pente de l'élévation de température s'écrit :

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{P}{4\pi \lambda t e^{\frac{r^2}{4at}}} \quad (4.58)$$

Quand t tend vers l'infini, on a :

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{P}{4\pi \lambda t} \quad (4.59)$$

Cette expression ne dépend pas de r , la pente aux temps long de la température est uniforme. Ceci traduit bien ce qu'on trouve sur les images.

Nous allons analyser les variations relatives de la réflectivité quand on fait varier la tension qui alimente la résistance de silicium polycristallin. Ces variations sont présentées sur la figure 4-47.

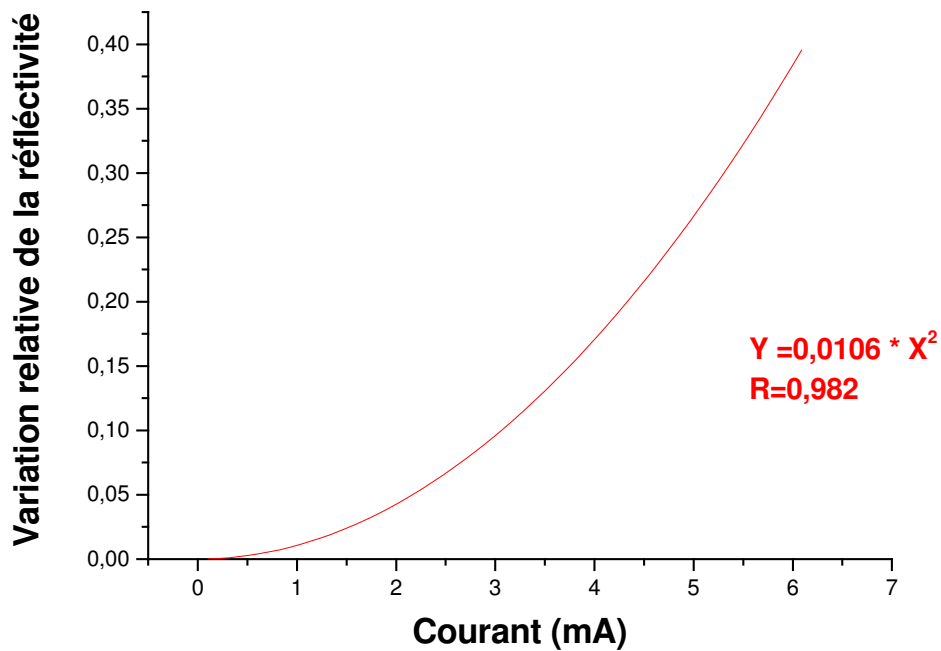


Figure 4-47: Variation relative de la réflectivité en fonction du courant appliqué à la résistance de silicium polycristallin pour des images obtenues par face arrière.

Les mesures ont été réalisées sur plusieurs résistances de silicium polycristallin avec différentes valeurs de résistances variant de 17 kOhms jusqu'à 22 kOhms.

La figure 4-47 représente l'amplitude $\frac{\Delta R}{R}$ de la résistance de silicium polycristallin de 17 kOhms en fonction de la tension appliquée. Compte tenu des fluctuations de la mesure réflectométrique, cette figure correspond aux résultats obtenus en moyennant l'amplitude du signal sur 100 pixels.

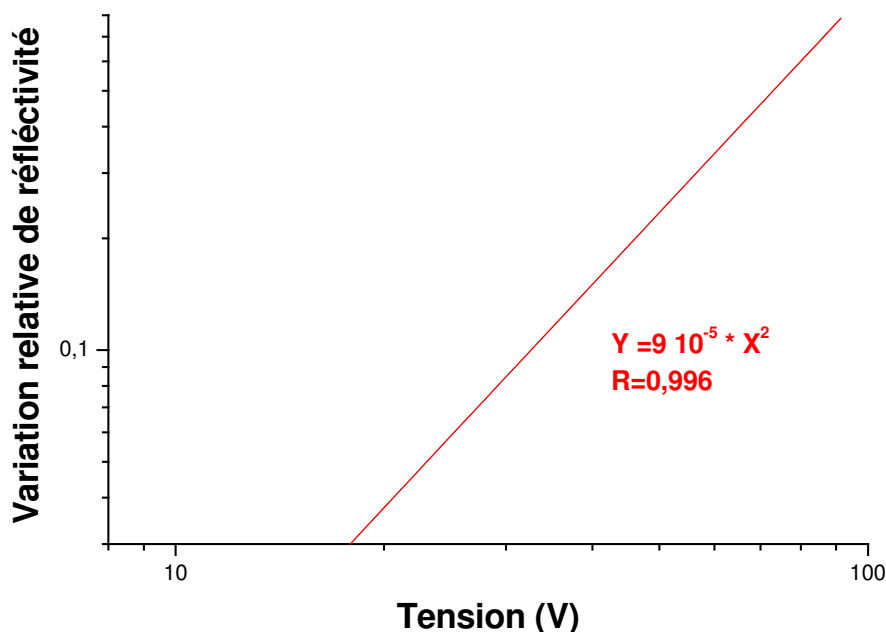


Figure 4-48: Variation relative de la réflectivité en fonction du courant appliqué à la résistance de silicium polycristallin pour des images obtenues par face arrière.

De la même manière, les points sont interpolés par une fonction quadratique avec un excellent coefficient de corrélation de 0,996. L'effet détecté est dû à l'effet Joule. Le banc de mesure permet de suivre un comportement quadratique jusqu'à la limite inférieure de $\frac{\Delta R}{R} = 0.03$. Nous vérifions une fois de plus que la sensibilité de notre banc de mesure est la même en face arrière et par face avant.

Nous étudions maintenant l'influence de la fréquence d'excitation thermique. L'étude a pour but de vérifier si on observe bien le phénomène de la diffusion de la chaleur.

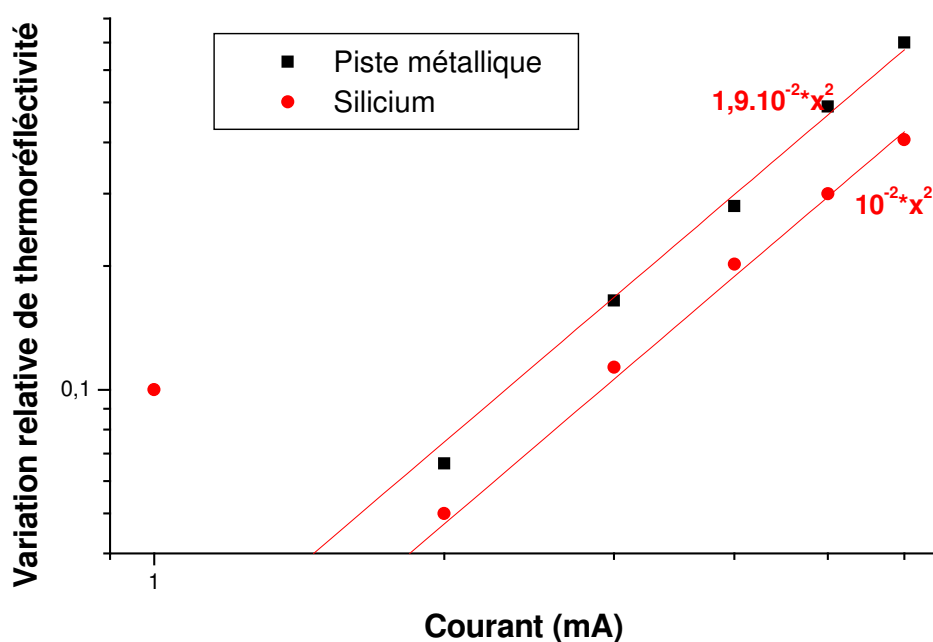


Figure 4-49: Variation relative de la réflectivité en fonction du courant d'excitation.

La figure 4-49, représente les variations relatives de la thermoréfectivité en fonction du courant d'excitation, pour la piste de métallisation et en un point du silicium à 10 μ m de la piste de métallisation. On observe un étalement de la chaleur dans le cas d'une excitation continue.

Les résultats expérimentaux obtenus en face avant et par face arrière sont résumés dans la figure 4-50, notons que la différence de l'amplitude du signal est due au passage dans le substrat de silicium qui possède un coefficient de thermoréfectivité de l'ordre de 10⁻⁴ pour le même échauffement.

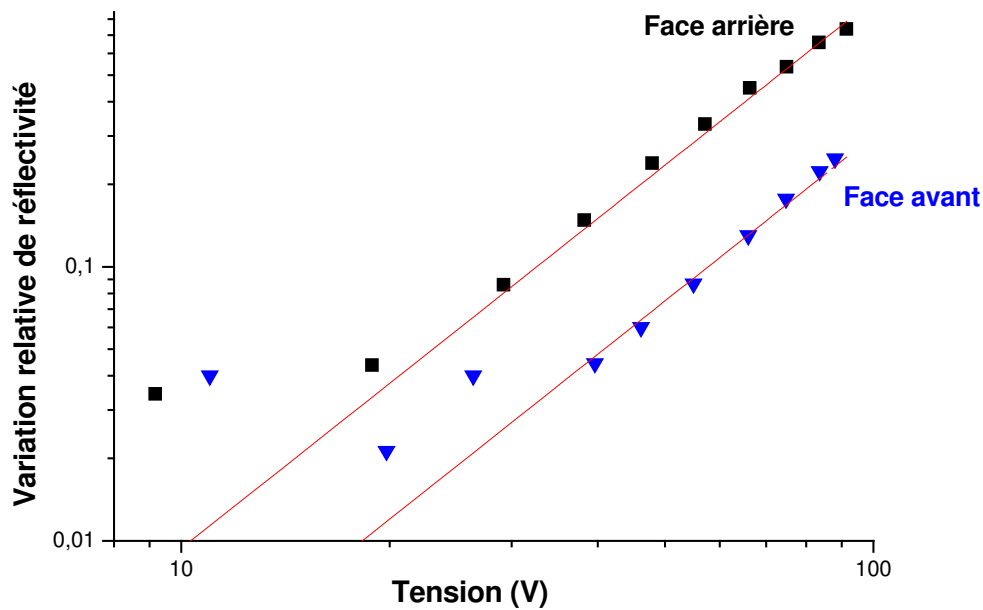


Figure 4-50: Variation relative de la réflectivité en fonction de la tension d'excitation appliquée sur une résistance de silicium polycristallin mesurée par face avant et face arrière.

Un bon accord est alors obtenu avec la fonction quadratique. En comparant les deux résultats obtenus en face avant et par face arrière, on peut conclure que toutes les expériences de caractérisation qui ont été réalisées jusqu'à nos jours peuvent être reconduites par face arrière à l'aide de notre banc de mesure.

E Conclusion

A notre connaissance, il s'agit du premier banc de mesure capable de réaliser de la tomographie au travers d'un substrat de silicium pour différentes concentrations de dopage et donc de coefficient d'atténuation.

Après avoir décrit le banc de mesure, nous avons pu mettre en valeur le système basé autour d'un autocorrélateur dont l'un des faisceaux éclaire l'objet à imager. Nous avons pu aussi détecter de faibles signaux, à l'aide de la porte optique temporelle non-linéaire, provenant des photons balistiques réfléchis à différentes interfaces après avoir traversé une épaisseur importante de milieux fortement atténuants. Ceci nous a permis de réaliser des images, d'une résolution latérale de $11\mu\text{m}$, à travers un wafer de silicium poli d'une épaisseur de l'ordre de $790\mu\text{m}$.

De plus, nous avons pu observer la distribution de chaleur dans le substrat lors de la mise en alimentation d'une résistance de silicium polycristallin. Nous avons constaté que l'effet mis en évidence est bien quadratique. Nous concluons qu'il s'agit de l'effet Joule. Ce banc de mesure est donc capable de fournir des informations de la variation de température aussi bien en face avant que par face arrière.

Conclusion et perspectives

Ce travail de thèse s'est inscrit dans le cadre du développement d'une instrumentation et de méthodologies nouvelles pour la caractérisation thermique sans contact de circuits microélectroniques en fonctionnement. La détection des modifications des caractéristiques de la lumière, après réflexion sur la zone active du circuit étudié, a fait l'objet de notre étude au travers de l'analyse des mécanismes physiques mis en jeu lors d'une excitation électrique. Nous sommes parvenus, à partir d'une source femtoseconde, à traverser le substrat de silicium et à lire l'état d'un composant, ceci au travers de la mesure du champ de température généré par le fonctionnement de ce dernier. Ceci, nous permet d'affirmer que notre technique d'imagerie peut répondre aux besoins industriels dans le domaine du test de qualité et de fiabilité des composants.

Nous avons d'abord rappelé les mécanismes thermiques et thermoélectriques entrant en jeu dans le fonctionnement des composants avant d'exposer différentes techniques optiques permettant de caractériser le fonctionnement de ceux-ci.

Le système élaboré est basé sur le principe de la porte optique temporelle non-linéaire. Le cristal utilisé est un BBO de type II, qui après une étude théorique, est le cristal avéré comme candidat idéal pour réaliser de la tomographie au travers de milieux fortement absorbants et diffusants. Ce dernier permet en tournant ses axes de passer de l'interférométrie à la réflectométrie. Nous avons élaboré un banc de mesure d'imagerie mettant en œuvre des techniques non destructives et permettant l'étude des composants dans leur environnement. Cette instrumentation est basée sur des techniques de l'OCT et de la porte optique temporelle non-linéaire. Celle-ci permet de traverser le substrat de silicium et de sélectionner les différentes interfaces à imager. Nous avons alors décrit d'un point de vue théorique mais aussi d'un point de vue pratique, une métrologie originale d'interférométrie et de réflectométrie.

Le troisième chapitre est consacré à la source laser utilisée et décrit plus particulièrement les techniques de caractérisations, basées sur l'autocorrélateur, qui permet la mesure de la durée des impulsions laser. Ce dernier est quasi-transparent pour le silicium et délivre des impulsions de l'ordre de 200fs. Le faisceau est de qualité puisque $M^2 \approx 1.22$. Nous avons donc décrit les phénomènes physiques mis en jeu lors de l'interaction laser-silicium.

Nous avons exposé dans le quatrième chapitre, les résultats obtenus sur différents échantillons. Nous avons montré la bonne tenue de notre banc de mesure puisque nous sommes en mesure de suivre le déplacement de surface sur tout l'échantillon à l'échelle nanométrique. Nous avons pu réaliser des images avec une résolution de l'ordre de $11\mu\text{m}$ à travers un substrat poli de silicium de $790\mu\text{m}$ d'épaisseur. Nous avons donc développé un banc optique capable de mesurer les variations de réflectivité de composants par face arrière engendrées par une perturbation électrique. Il exploite le changement d'indice du matériau avec la température, par la mesure de la variation de l'intensité de la lumière réfléchi. La variation de réflectivité est proportionnelle à l'élévation de température qui l'engendre au travers du coefficient de thermoréflectivité.

Le système permet la réalisation d'images thermiques haute résolution à la cadence vidéo. Nous avons terminé ce chapitre en exposant les résultats obtenus sur des résistances de silicium polycristallin et nous avons pu suivre un comportement quadratique jusqu'à la limite inférieure de $\frac{\Delta R}{R} = 0.02$ en face avant et par face arrière.

Nous avons terminé ce travail de thèse en décrivant une technique d'imagerie entièrement originale dans sa conception et sa réalisation puisqu'elle permet l'étude de circuits intégrés par face arrière. Nous avons montré, au cours de ce travail, la possibilité d'appliquer des techniques d'imagerie en électronique au travers de dispositifs originaux que nous avons développés. Cette technique peut être adaptée aux besoins des industriels, en effet, elle ouvre la porte à de nombreuses applications de test de qualité et de fiabilité. De plus, l'évolution de la technique vers des mesures en régime dynamique fait partie des objectifs prochains du groupe, ainsi nous pourrions détecter et localiser les défaillances dans les circuits intégrés sans une préparation préalable de l'échantillon en passant par le substrat de silicium sur des épaisseurs allant jusqu'à 800 μ m. De même, nous chercherons à améliorer notre instrumentation en la transposant à des techniques d'interférométrie afin de mesurer toutes les composantes du tenseur de déformation et de calculer l'énergie de déformation élastique de manière complète.

Références

- [1] Ballan, R., *From microphysics to macrophysics*. Vol. 2. 1992, Berlin: Springer-verlag.
- [2] Goldsmid, H.J., *Applications of thermoelectricity*. 1960, London: Methuen monograph.
- [3] Rowe, D.M. and C.M. Bhandari, *Modern Thermoelectrics*. 1983: Holt technology.
- [4] Groot, S.R.d. and P. Mazur, *Non-equilibrium thermodynamics and its statistical foundations*. 1962, Amsterdam: North-Holland.
- [5] Jan, J.P., W.B. Pearson, and I.M. Templeton, *Thermoelectric at low temperatures. V. the suitability of lead as a standard reference material*. Canadian Journal of Physics, 1958. **33**.
- [6] Dilhaire, S., *Développement d'un interféromètre laser très haute résolution pour la caractérisation de composants microélectroniques*. 1994, Université de Bordeaux 1.
- [7] Eberhat, J.-P., *Analyse structurale et chimique des matériaux*. 1997: Dunod.
- [8] Franken P.A., H.A.E., et al, *Generation of optical harmonics*. Phys. Rev. Lett 7, 1961: p. 118.
- [9] Brenier, A., et al., *Laser heated pedestal growth of LiNbO₃:MgO Crystal fibers with ferroelectric domain inversion by in situ electric field poling*. J. of Physics D:Applied Physics, 1997. **30**(10).
- [10] R.W.Boyd, *Nonlinear Optics*. 1992: Academic Press.
- [11] Boyd, R.W., *Nonlinear Optics*. 2003: Academic Press.
- [12] Bloembergen, N., *Nonlinear Optics*. 4th ed. 1995.
- [13] Kleinman, D.A., *Nonlinear dielectric polarization in optical media*. Phys. Rev. Lett 126, 1962: p. 1977-1979.
- [14] Guo, Y., et al., *Nonlinear Photonics*. 2002: Springer.
- [15] Zernike, F. and J.E. Midwinter, *Applied Nonlinear Optics*. 1973: Jhn Wiley.
- [16] Weiner, A.M., A.M. Kanan, and D.E. Leaird, *High-efficiency blue generation by frequency doubling of femtosecond pulses in a thick nonlinear crystal*. Optics Letters, 1998. **23**(18).
- [17] Imeshev, G., M. Proctor, and M.M. Fejer, *Lateral patterning of nonlinear frequency conversion with trasversely varying quasi-phase-matching gratings*. Optics Letters, 1998. **23**(9).
- [18] Breitenbach, G., S. Schiller, and J. Mlynek, *81% Conversion efficiency in frequency-stable continuous-wave parametric oscillation*. J. Opt. Soc. Am. B, 1995. **12**(11).
- [19] Bhar, G.C., et al., *A comparative study of laser-induced surface damage thresholds in BBO crystals and effect of impurities*. Opt. Mater, 2004. **27**: p. 119-123.
- [20] Zhang, J.Y., et al., *Picosecond optical parametric amplification in Lithium triborate*. Appl. Phys. Lett, 1991. **58**: p. 213-215.
- [21] Anstett, G., et al., *Reduction of the spectral width and beam divergence of a BBO-OPO by using collinear type II phase matching and back reflection of the pump beam*. Appl. Phys. B, 2001. **75**: p. 583-589.
- [22] Armstrong, D.J., et al., *Absolute measurement of the effective nonlinearities of KTP and BBO crystals by optical parametric amplification*. Appl. Opt, 1996. **35**: p. 2023-2040.

- [23] Bhar, G.C., U. Chatterjee, and S. Das, *Tunable near-infrared radiation by difference frequency mixing in beta barium borate crystal*. Appl. Phys. Lett, 1991. **58**: p. 231-233.
- [24] Bhar, G.C., et al., *Type-I walk-off compensated second & fourth harmonic generation of Nd:Yag laser radiation from a Li₂B₄O₇ crystal*. J. of Physics D: Applied Physics, 2001. **24**: p. 360-363.
- [25] Yao, J., W. Sheng, and W. Shi, *Accurate calculation of the optimum phase matching parameters in three-wave interactions with biaxial nonlinear-optical crystals*. J. Opt. Soc. Am. B, 1992. **9**(6).
- [26] Boulanger, B., et al., *Methodology for optical studies of nonlinear crystals: application to the isomorph family KTiOPO₄, KTiOAsO₄, RbTiOAsO₄ and CsTiOAsO₄*. Pure Appl. Opt, 1998. **7**: p. 239-256.
- [27] Wang, H. and A.M. Weiner, *Efficiency of short pulse type I second harmonic generation with simultaneous spatial walk off, temporal walk off, and pump depletion*. IEEE Journal of selected topics in quantum electronics, 2003. **39**(12).
- [28] <http://phys.strath.ac.uk/12-370/>.
- [29] Velsko, S.P., et al., *Phase-matched harmonic generation in lithium triborate*. IEEE Journal of selected topics in quantum electronics, 1991. **27**: p. 2182-2192.
- [30] Xue, D., et al., *Nonlinear optical properties of borate crystals*. solid state communications, 1999. **114**: p. 21-25.
- [31] <http://www.castech.com>.
- [32] Wang, D.S., *Linear & nonlinear optical properties of borate crystals as calculated from the first principles*. Bull. Mater. Sci., 2003. **26**(1): p. 159-163.
- [33] Fittinghoff, D.N., et al., *Collinear type II second harmonic-generation frequency-resolved optical gating for use with high-numerical-aperture objectives*. Optics Letters, 1998. **23**(13).
- [34] Gallmann, L., et al., *Collinear type II second-harmonic-generation frequency-resolved optical gating for the characterization of sub-10-fs optical pulses*. Optics Letters, 2000. **25**(4).
- [35] Kwok, A., et al., *Frequency-resolved optical gating using cascaded second order Nonlinearities*. IEEE Journal of selected topics in quantum electronics, 1998. **4**(2).
- [36] Santran, S., et al., *Characterization of optical Nonlinearity in semiconductor photodiodes using cross-polarized autocorrelation*. IEEE Journal of selected topics in quantum electronics, 2004. **20**(12).
- [37] Kreis, T., *Holographic Interferometry: Principles and Methods*. 1996, Berlin: Akademie Verlag.
- [38] Bass, M., E.W.V. Stryland, and D.R. Williams, *Handbook of Optics*. 2nd ed. Vol. 1. 1995: McGraw-Hill.
- [39] Courjaud, A., *Sources lasers femtosecondes pompées par diode basées sur l'ion Ytterbium*. 2001.
- [40] Rullière, C., *Femtosecond laser pulses. Principles and experiments*. 1998: Springer.
- [41] Trebino, R., *Frequency-resolved optical gating: the measurement of ultrashort laser pulses*. 2000: Kluwer academic.
- [42] Santran, S., *Caractérisation non-linéaire de composants optiques d'une chaîne laser forte puissance*. 2000, Bordeaux1: Bordeaux.
- [43] Rampoux, J.M., *Développement de bancs d'acoustique picoseconde pour la caractérisation sans contact par impulsion laser ultracourtes de couches micrométriques et sub-micrométriques de composants microélectroniques*. 2003, Bordeaux 1: Bordeaux.

- [44] Diels, J.C.M., et al., *Control and measurement of ultrashort pulse shapes (in amplitude and phase) with femtosecond accuracy*. Applied Optics, 1985. **24**(9).
- [45] B., R.C. *Laser beam quality characterisation*. in CLEO LEAP. 1996.
- [46] Roundy, C.B., *Applying beam profiling to industrial lasers*. Laser applications in metalworking, 1996.
- [47] Dearden, G. *Initial studies of laser beam performance monitoring using a novel camera-based in-line beam monitoring*. in ICALEO. 2001.
- [48] Féve, J.P., B. Boulanger, and G. Marnier, *Determination of the longitudinal profile of a focused Nd:YAG gaussian beam from second-harmonic generation in a thin KTP crystal*. Optical Society of America, 1994.
- [49] Milonni, P.W. and J.H. Eberly, *Lasers*. 1988: John Wiley & Sons.
- [50] Davis, C.C., *Lasers and electro-optics, fundamentals and engineering*. 1995: Cambridge university Press.
- [51] Ech-chamikh, E., et al., *Détermination du coefficient d'absorption des rayons X à partir des mesures de réflectométrie X*. Can. J. Phys, 2004. **82**: p. 75-79.
- [52] Gervais, J., *Mesure du coefficient d'absorption optique dans le silicium multicristallin de type P pour photopiles solaires*. J. Phys. III France, 1993. **3**: p. 1489-1495.
- [53] Saritas, M. and H.D. McKell, *Absorption coefficient of Si in the wavelength region between 0.80-1.16 μ m*. J. Appl. Phys, 1987. **61**.
- [54] Elaloufi, R., R. Carminati, and J. Greffet, *Definition of the diffusion coefficient in scattering and absorbing media*. J. Opt. Soc. Am, 2003.
- [55] Bücher, K., J. Burns, and H.G. Wagemann, *Absorption coefficient of silicon: An assessment of measurements and the simulation of temperature variation*. J. Appl. Phys, 1994. **75**.
- [56] Goodman, D.S., *Handbook of Optics*. Vol. 1. 1995, New York: McGraw-hill.
- [57] Smith, W.J., *Modern Optical Engineering : The design of Optical Systems*. 3rd ed. 2000: McGraw-Hill.
- [58] Conrady, A.E., *Applied optics and optical design*. 1992: Paperback.
- [59] Dilhaire, S., *Développement d'un interféromètre laser très haute résolution pour la caractérisation de composants microélectroniques*. 1994, Université de Bordeaux 1.
- [60] Kreis, T., *Holographic Interferometry: Principles and Methods*. 1996, Berlin: Akademie Verlag.
- [61] Bass, M., E.W.V. Stryland, and D.R. Williams, *Handbook of Optics*. 2nd ed. Vol. 1. 1995: McGraw-Hill.
- [62] Jorez, S., *Développement d'instrumentation et de méthodologies pour la caractérisation thermique et thermomécanique de composants électroniques*. 2001, Université de Bordeaux 1.
- [63] http://www.ni.com/third_party/sony/pdf/XC7375.pdf.
- [64] Cavallin, Y. and A. Ferrari, *Fringe visibility estimation in Michelson stellar interferometry: asymptotic performances*. J. Opt. A: Pure Appl. Opt., 2004. **6**: p. 269-277.
- [65] Fitzgerald, A.J., et al., *Evaluation of image quality in terahertz pulsed imaging using test objects*. Phys. Med. Biol, 2002. **47**.
- [66] Roux, P., *Contribution à l'étude de la mémorisation de l'information par stockage de porteurs. Modification de la charge d'une grille flottante par extraction assistée par champ électrique et injection par avalanche de porteurs. Application à la conception et l'optimisation d'une mémoire E.E.P.R.O.M. bipolaire à faible temps d'accès*. 1981, Université de Bordeaux 1.

- [67] Rauzan, C., *Mesure et analyse du comportement thermomécanique des pistes d'interconnexions. Développement de systèmes d'imagerie interférométrique pour l'étude de la déformation de composants de puissance*. 1999, université Bordeaux1.
- [68] CARSLAW, H.S. and J.C. JAEGER, *Conduction of Heat in Solids*. 1959: Oxford Science Publications.

