



HAL
open science

Développement d'un banc de mesure de la forme d'onde de signaux dynamiques complexes par échantillonnage électro-optique

Wei Tian

► **To cite this version:**

Wei Tian. Développement d'un banc de mesure de la forme d'onde de signaux dynamiques complexes par échantillonnage électro-optique. Physique Classique [physics.class-ph]. Université d'Angers, 2013. Français. NNT: . tel-00841606

HAL Id: tel-00841606

<https://theses.hal.science/tel-00841606>

Submitted on 5 Jul 2013

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

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

TIAN Wei

Mémoire présenté en vue de l'obtention du grade de docteur de l'Université d'Angers

Discipline : 63° (Génie électrique, électronique, photonique et systèmes)

Spécialité : Physique

Laboratoire : Laboratoire de Photonique d'Angers (LPhA), UPRES EA 4464 et

Laboratoire National Métrologie et d'Essais

Soutenue le 21 janvier 2013

École doctorale : École doctorale d'Angers

Thèse N° : 1301

Développement d'un banc de mesure de la forme d'onde de signaux dynamiques complexes par échantillonnage électro-optique

Jury composé de :

Président :

Rapporteurs : Tuami Lasri (Professeur à l'IEMN - Lille)

Rapporteurs : Dominique Leduc (Maître de Conférences (HDR) à l'IREENA -
Nantes)

Examineurs : François Sanchez (Professeur au LPhA - Angers)

Directeur de Thèse : Georges Boudebs (Professeur au LPhA - Angers)

Co-directeur de Thèse : Djamel Allal (Ingénieur-Chercheur au LNE - Trappes)

Remerciements

Ce travail de thèse s'est effectué dans le cadre d'une bourse CIFRE au sein de deux groupes : le groupe Hautes Fréquences du LNE et le Laboratoire de Photonique d'Angers (LPhiA). Mes remerciements vont donc s'adresser à mes collègues de travail.

Je remercie Monsieur Djamel ALLAL, Chercheur Ingénieur au LNE, mon tuteur de cette thèse au LNE, pour ses conseils, les nombreuses discussions et les évolutions tout au long de cette thèse, et qui s'est tenu de toujours répondre à mes questions avec une grande sympathie.

Je remercie également Monsieur Georges BOUDEBS pour avoir accepté d'être mon directeur de thèse, de m'avoir soutenu jusqu'au bout. Merci de m'avoir donné cette opportunité.

Merci à mes collègues de l'équipe HF Patricia VINCENT-DROUART, Alexis LITWIN, Michaël CHARLES. Travailler avec vous a été, est et sera toujours un plaisir. Je témoigne en particulier toute mon amitié à Herve NDILIMABAKA et Oumy NDIAYE, qui sont très gentiles, également de bonne humeur et de leur soutien. J'envoie tous mes encouragements à Oumy pour sa thèse.

Je remercie tous mes collègues du LNE pour leur soutien.

Mes derniers remerciements s'adressent à ma femme, WANG Wen Jing qui est à mes côtés depuis 8 années avec tant de bonheur. C'est grâce à toi que j'ai pu arriver à la fin de ce travail. Nous nous accompagnerons jusqu'à la fin de nos vies.

Résumé

Nous proposons une méthode et nous réalisons l'expérience pour la caractérisation de la forme d'onde jusqu'à 100 GHz, par échantillonnage électro-optique.

L'échantillonnage électro-optique permet de déterminer l'impulsion ultra rapide générée par une photodiode dans une ligne coplanaire. Dans notre système, l'impulsion électrique est échantillonnée par un train d'impulsions laser ultra-courtes par effet électro-optique. Le faisceau du laser est séparé en deux parties. Une partie du laser excite la photodiode qui génère les impulsions électriques se propageant sur une ligne coplanaire fabriquée sur un substrat en verre. L'autre partie du laser subit un délai optique variable et traverse un matériau électro-optique placé sur la ligne coplanaire. Le champ électrique entre les conducteurs de la ligne coplanaire, modifie la polarisation du laser par l'effet électro-optique. Le changement de polarisation peut être converti en une variation d'amplitude qui peut être mesurée. Pour un retard fixe, les impulsions d'échantillonnage interceptent de manière répétitive une petite portion de la forme d'onde de l'impulsion électrique. Le retard est varié pour enregistrer l'évolution temporelle de la forme d'onde de l'impulsion électrique.

Nous utilisons un logiciel de simulation électromagnétique 3D pour optimiser la structure électro-optique constituée d'une ligne coplanaire sur laquelle est posée une lame électro-optique. Nous réalisons 144 lignes coplanaires sur un substrat de verre ainsi qu'un kit d'étalonnage pour étalonner l'analyseur de réseau vectoriel utilisé pour trouver la structure optimale en conditions réelles. Nous utilisons ensuite cette structure pour reconstruire la forme d'onde de l'impulsion électrique générée par la photodiode.

Abstract

We highlight a method and we set up the experiment for the characterization of waveforms up to 100 GHz, by electro-optic sampling.

Electro-optical sampling allows to determine ultra fast pulses generated by a photodiode in a coplanar waveguide. In our system, high-speed electrical waveforms are sampled by a train of ultra-short laser pulses via the electro-optic effect. The laser beam is split into two parts. One part of the laser beam excites the photodiode, which generates electrical pulses propagating onto a coplanar waveguide fabricated on a glass substrate. The other part of the laser beam passes through a variable optical delay and crosses an electro-optic material placed on the coplanar waveguide. The electric field between the coplanar waveguide conductors changes the polarization of the optical beam passing through the electro-optical material via the electro-optic effect. The change of polarization can be converted to an amplitude variation which can be measured. For a fixed path delay between the two beams, the sampling pulses intercept repetitively one small portion of the electrical pulse waveform. We can adjust the delay to record the temporal evolution of the electrical pulse waveform.

We use a 3D electromagnetic simulation software to optimize the electro-optic structure consisting of a coplanar waveguide on which is placed an electro-optic strip. We design 144 coplanar waveguides on a glass substrate and a calibration kit for the calibration of a vector network analyser used for determining the optimal structure into real working conditions. Then we use this structure for the waveform reconstruction of the electrical pulse generated by the photodiode.

Introduction

Ce projet est inscrit au programme à moyen terme 2006-2010 de la Métrologie française. Il répond à la problématique de la traçabilité en puissance hors ondes entretenues (CW) qui a été soulevé par des industriels, dans le cadre du groupe de travail métrologie électrique haute fréquence, en établissant la traçabilité des formes d'ondes complexes (signaux modulés numériquement par exemple dans les télécommunications). En effet, il est indispensable d'apporter la traçabilité et d'évaluer les incertitudes associées aux mesures de ces signaux acquis et traités au moyen d'équipements électroniques (oscilloscopes numériques à échantillonnage, analyseurs de spectre, générateurs de fonctions arbitraires, générateurs d'impulsions RF,...) [1].

La tendance aujourd'hui est à l'augmentation de la bande passante. Les composants semi-conducteurs modernes sont capables de fonctionner à des fréquences supérieures à 100 GHz [2] [3] [4] [5] [6]. Un transistor avec une vitesse de commutation qui dépasse 3 THz a été rapporté [7]. Clairement, il est nécessaire de développer des méthodes de caractérisation avec des bandes passantes ultra-hautes et des résolutions temporelles ultra-courtes. Mais la traçabilité au Système international d'unités (SI) de la forme d'onde de ces signaux dynamiques complexes n'est aujourd'hui pas assurée en France. Pour répondre à cette problématique, le LNE/DMSI (Direction de la Métrologie Scientifique et Industrielle) mène ce projet qui vise à mettre au point un banc permettant d'étalonner différents types d'instruments, tels que les générateurs de formes d'ondes arbitraires, les oscilloscopes numériques large bande, les analyseurs de réseau vectoriels non linéaires, etc.

Les appareils à haute fréquence sont généralement caractérisés à l'aide d'instruments de mesure purement électroniques tels que des analyseurs de réseau vectoriels ou des oscilloscopes à échantillonnage. Plusieurs modèles d'oscilloscopes à échantillonnage existent dans le commerce. Ces oscilloscopes ont des largeurs de bande allant jusqu'à une centaine de GHz et sont disponibles avec une impédance

d'entrée nominale de 50Ω . Ils procèdent à une reconstruction du signal à partir de multiples observations d'un même signal. Ils doivent donc se limiter à l'examen de signaux répétitifs [10]. Ils conviennent pour les mesures précises de la forme d'onde aux hautes fréquences, les mesures des signaux modulés, la caractérisation de flux de données pour les télécommunications, les mesures d'impulsions de très courte durée et la caractérisation des phénomènes non-linéaires. Ces oscilloscopes sont flexibles, faciles à utiliser, et relativement peu coûteux. Ils sont idéaux pour le test d'une large variété de sources micro-ondes et d'autres composants micro-ondes. Pour tous les instruments micro-ondes, la caractérisation et la correction de l'imperfection de l'oscilloscope est la clé pour obtenir des mesures précises [11]. Les oscilloscopes sont l'outil classique pour la détermination de la vitesse ou du temps de commutation de l'équipement électronique. Ils doivent être beaucoup plus rapides que les signaux qu'ils mesurent [12].

Plusieurs méthodes ont été décrites, et notamment par les trois principaux Laboratoires Nationaux de Métrologie (LNM) que sont le NPL, la PTB et le NIST, pour la mesure de la réponse impulsionnelle ou de la réponse fréquentielle complexe de cette catégorie d'instruments. Ces méthodes se répartissent en trois familles :

- Méthode par balayage en ondes sinusoïdales : il s'agit de la comparaison entre les amplitudes des ondes sinusoïdales mesurées à l'oscilloscope et la puissance des ondes mesurées avec un wattmètre étalonné.
- Méthode « nose to nose » : qui utilise comme source d'impulsion, l'impulsion propre générée par l'oscilloscope [19].
- Méthode utilisant une source d'impulsion connue : qui utilise l'échantillonnage électro-optique (EOS) pour déterminer la réponse générée dans une ligne coplanaire (CPW : CoPlanar Waveguide).

Pour la troisième méthode, les systèmes d'échantillonnage électro-optique sont similaires dans les trois LNM. Dans l'introduction, nous présentons le système d'échantillonnage électro-optique du NIST. Pour le NIST, un système d'échantillonnage électro-optique est utilisé pour déterminer la réponse d'impulsions ultra rapides générées par une photodiode et transmise dans une ligne coplanaire. Ce système d'échantillonnage électro-optique est décrit dans la littérature [13] [14] [15]. Il est

représenté dans la figure 1.

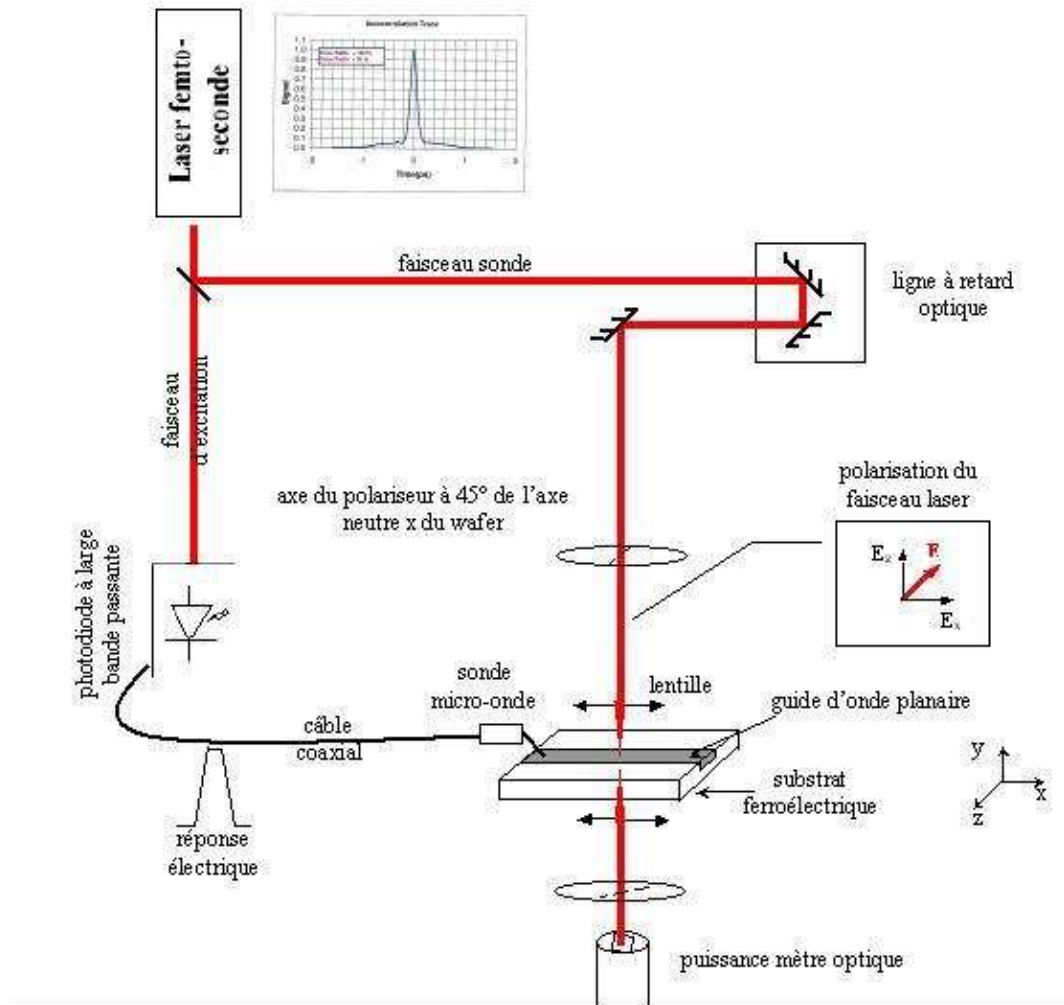


FIGURE 1 – Système d'échantillonnage électro-optique du NIST.

Une source laser émet un train d'impulsions ultra courtes de l'ordre d'une centaine de fs. Le faisceau lumineux est réparti en deux faisceaux : un faisceau dit d'excitation et un faisceau dit d'échantillonnage. Le faisceau d'excitation excite une photodiode qui génère une impulsion électrique. L'impulsion électrique est transmise à travers une ligne coplanaire réalisée sur un substrat électro-optique. Le faisceau d'échantillonnage est utilisé pour reconstruire la forme d'onde répétitive générée par la photodiode en utilisant l'effet électro-optique.

Le faisceau d'échantillonnage est polarisé par un polariseur. Compte tenu de la nature électro-optique du substrat, le champ électrique présent entre les conducteurs de la ligne coplanaire, modifie la polarisation du faisceau d'échantillonnage

qui traverse l'une des deux fentes du guide coplanaire séparant le ruban et les masses, à cause de l'effet électro-optique. Enfin, le faisceau d'échantillonnage traverse le deuxième polariseur, qui est croisé avec le premier polariseur. On peut mesurer à l'aide d'un puissance mètre optique, la variation d'intensité transmise qui est une fonction du champ électrique. En faisant varier le retard du faisceau d'échantillonnage on peut ainsi tracer cette tension en fonction du temps grâce à l'impulsion du laser qui se répète.

Pour la configuration du NIST, la ligne coplanaire étant terminée par une charge (figure 2) d'impédance probablement différente de l'impédance caractéristique de la ligne coplanaire, et la sonde utilisée pour transmettre le signal électrique depuis la photodiode jusqu'à la ligne coplanaire n'étant pas parfaitement adaptée, il est nécessaire de faire une analyse vectorielle de réseau. Le facteur de réflexion de la charge et la matrice S de la sonde doivent être mesurés afin d'apporter les corrections pour déduire la tension en fonction du temps en sortie du connecteur coaxial de la photodiode [15].

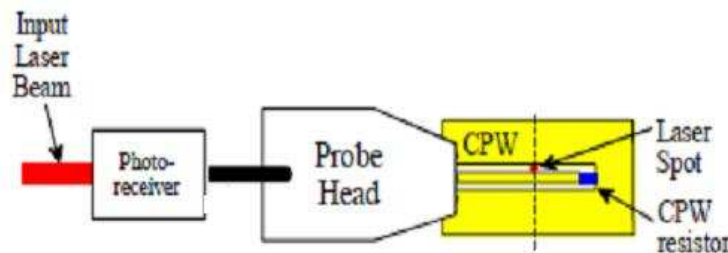


FIGURE 2 – La ligne coplanaire dans le système d'échantillonnage électro-optique du NIST. [13]

L'étalonnage de la photodiode permet finalement de déterminer sa réponse impulsionnelle. Une fois étalonnée, cette photodiode joue le rôle de source étalon primaire d'impulsion électrique connue. Excitée directement par le train d'impulsion laser ultra courtes, elle peut alors être connectée à un oscilloscope afin d'en déterminer également la réponse impulsionnelle [16].

La détermination de la réponse impulsionnelle de la photodiode puis de l'oscilloscope s'effectue dans le domaine temporel. Les mesures réalisées à l'analyseur de réseau vectoriel pour corriger les erreurs dues aux désadaptations s'effectuent

dans le domaine fréquentiel. Les calculs d'incertitude se font donc à la fois dans les domaines temporel et fréquentiel. Les incertitudes doivent inévitablement être propagées d'un domaine à l'autre par transformées de Fourier directe et inverse. Cela implique la manipulation de grandeurs multidimensionnelles telles que des vecteurs dont les éléments sont les parties réelles et imaginaires de tensions ou de facteurs de réflexion traduisant la variation fréquentielle [18]. Afin d'aboutir à un calcul d'incertitude rigoureux il faut tenir compte des principales sources d'erreur telles que celles dues aux désadaptations et à l'étalonnage de l'analyseur de réseau vectoriel dans les plans coaxial et coplanaire, les erreurs dues aux imperfections liées à l'échantillonnage électro-optique comme la largeur finie de l'impulsion laser ou le temps de parcours de l'onde lumineuse dans le substrat entraînant une erreur dans l'évaluation de la réponse de la photodiode, les erreurs de la base de temps de l'oscilloscope...

Notre étude s'organise de la façon suivante.

Dans le premier chapitre, nous présentons les trois méthodes pour la mesure de la réponse impulsionnelle. En suite, nous choisissons le système d'échantillonnage électro-optique pour reconstruire la forme d'onde du signal électrique. Enfin, nous présentons l'analyseur de réseau vectoriel utilisé pour corriger dans le domaine fréquentiel les erreurs dues aux désadaptations.

Dans le deuxième chapitre, nous abordons les simulations de la configuration du système d'échantillonnage électro-optique du NIST avec le cristal $LiTaO_3$. Ensuite, nous faisons les simulations de la même configuration avec le cristal GaAs qui peut également être utilisé pour l'échantillonnage électro-optique en sondage interne. Nous faisons également les simulations pour les configurations de la PTB et du NPL. Puis, nous proposons une nouvelle configuration avec un substrat en verre BK7 ou en quartz et un cristal en $LiTaO_3$ et en GaAs. Enfin, nous faisons les simulations pour cette nouvelle configuration.

Dans le troisième chapitre, nous présentons la construction d'un banc optique et électrique hyperfréquence. D'abord, nous présentons les instruments pour construire ce banc. Ensuite, nous réalisons un wafer selon les simulations de la nouvelle configuration et un système mécanique pour faire l'alignement du faisceau laser dans

le banc optique et fixer les sondes permettant de propager simultanément le signal électrique dans une ligne coplanaire dans le banc électrique hyperfréquence.

Dans le quatrième chapitre, nous présentons l'étalonnage de l'analyseur de réseau vectoriel avec le kit d'étalonnage par la méthode Multiline TRL. Nous caractérisons toutes les lignes de transmission à l'aide de l'analyseur de réseau étalonné. Nous reconstruisons ensuite la forme d'onde du signal électrique en utilisant la ligne de transmission présentant les meilleures caractéristiques. Enfin, nous comparons la courbe mesurée avec la courbe du NIST pour valider notre système.

En conclusion, nous résumons les objectifs de cette thèse, les principaux résultats obtenus ainsi que les perspectives possibles de ce travail.

Table des matières

Résumé	3
Abstract	4
1 Système d'échantillonnage électro-optique	21
1.1 Méthodes de mesure de la réponse impulsionnelle	21
1.2 Système d'échantillonnage électro-optique	22
1.2.1 L'échantillonnage en temps équivalent	26
1.2.2 Circuit électrique du système d'échantillonnage électro-optique	28
1.2.3 Effet électro-optique linéaire ou effet Pockels	29
1.2.4 Application aux cristaux électro-optique <i>LiTaO₃</i> et GaAs . . .	35
1.2.5 Considérations sur la conception d'un modulateur	41
1.2.6 Paramètre importants dans un système d'échantillonnage électro- optique	46
1.2.7 Configurations existantes du système d'échantillonnage électro- optique dans les Laboratoires Nationaux de Métrologie	49
1.3 Considérations liées au domaine des hyperfréquences	50
1.3.1 Ligne de transmission	51
1.3.2 Conception des lignes coplanaires	52
1.3.3 Adaptation des lignes à 50 Ω	56
1.3.4 Les paramètres S	57
1.3.5 Analyseur de réseau vectoriel	58
1.4 Conclusion	59

2	Simulation électromagnétique et proposition d'une nouvelle configuration	61
2.1	Simulations pour deux configurations électro-optique	61
2.1.1	Calcul de l'impédance caractéristique des lignes	62
2.1.2	Simulations pour la configuration interne avec $LiTaO_3$	63
2.1.3	Simulations pour la configuration interne avec GaAs	65
2.1.4	Simulations pour la configuration externe	68
2.2	Proposition d'une nouvelle configuration	70
2.2.1	Matériaux utilisés dans les simulations de la nouvelle configuration	70
2.2.2	Ligne coplanaire conçue pour la nouvelle configuration	72
2.2.3	Résultats de la simulation pour la nouvelle configuration	74
2.3	Conclusion	79
3	Construction d'un banc électro-optique	81
3.1	Les éléments du banc d'échantillonnage électro-optique	82
3.1.1	La source laser impulsionnelle	82
3.1.2	Photodiode	84
3.1.3	Les sondes à pointes	85
3.1.4	L'amplification à détection synchrone	86
3.1.5	Puissance-mètre optique	87
3.1.6	La ligne à retard optique	89
3.1.7	Les polariseurs	89
3.1.8	Photorécepteur auto-équilibré	90
3.2	Réalisation du Wafer	92
3.2.1	Réalisation des lignes coplanaires	92
3.2.2	Kit d'étalonnage par la méthode Multiline TRL	96
3.3	Montage du banc électro-optique	97
3.3.1	Montage du banc électro-optique à la PTB	97
3.3.2	Montage du banc électro-optique au LNE	102
3.3.3	Système mécanique pour poser les sondes à pointes	108
3.4	Montage du banc électrique	109

Table des matières	13
3.5 Conclusion	110
4 Méthodes et résultats de mesure	112
4.1 Étalonnage de l'analyseur de réseau vectoriel	112
4.1.1 Méthode d'étalonnage direct	113
4.1.2 Méthodes d'étalonnage TRL et Multiline TRL	115
4.1.3 Validation du programme Multical	116
4.1.4 Étalonnage de l'analyseur de réseau par la méthode multiline TRL	117
4.2 Caractérisation des lignes de transmission par l'analyseur de réseau vectoriel	120
4.2.1 Ligne coplanaire avec le cristal $LiTaO_3$	121
4.2.2 Ligne coplanaire avec le cristal GaAs	122
4.2.3 Répétabilité des mesures	124
4.3 Mesure avec différentes configurations du système d'échantillonnage électro-optique	126
4.3.1 Recherche du point de fonctionnement dans la course de la ligne à retard	126
4.3.2 Mesure directe avec un analyseur de polarisation	127
4.3.3 Mesure à l'aide d'un puissance-mètre optique et avec détection synchrone	131
4.3.4 Mesure à l'aide d'un photorécepteur auto-équilibré et détection synchrone	135
4.4 Conclusion	139
Bibliography	144
Appendix	154
A 100 GHz Photodetector	154
B PM Femtosecond Fiber laser	156
C Platine de translation de très grande précision	159

Table des figures

1	Système d'échantillonnage électro-optique du NIST.	7
2	La ligne coplanaire dans le système d'échantillonnage électro-optique du NIST. [13]	8
1.1	Système d'échantillonnage électro-optique du NPL et de la PTB	23
1.2	Système d'échantillonnage électro-optique du NIST	24
1.3	Fonction du ligne retard dans un système d'échantillonnage électro- optique.	25
1.4	Principe de l'échantillonnage temporel	26
1.5	Fonctionnement de la ligne à retard dans un système d'échantillonnage électro-optique.	27
1.6	Comparaison de la durée d'impulsion laser et signal hyperfréquence. .	28
1.7	Circuit électrique du système d'échantillonnage électro-optique du NIST [15] [14].	28
1.8	Réfraction du rayon lumineux dans un matériau biréfringent	30
1.9	Représentation de l'ellipsoïde des indices d'axes propres [30].	33
1.10	La configuration d'effet électro-optique du $LiTaO_3$	36
1.11	L'orientation découpée du GaAs	41
1.12	Modulation longitudinale et modulation transverse	42
1.13	Modulateur électro-optique d'un système d'échantillonnage électro- optique.	42
1.14	Courbe représentative de la transmission en sortie du deuxième po- lariseur.	44

1.15	Courbe représentative de la transmission avec une lame quart d'onde en sortie du deuxième polariseur	46
1.16	Le temps de transit optique	47
1.17	Le temps de transit optique	48
1.18	L'échantillonnage électro-optique interne	49
1.19	L'échantillonnage électro-optique externe	50
1.20	Schéma électrique équivalent d'une ligne de transmission [30]	52
1.21	La ligne coplanaire avec la distribution du champ électrique	53
1.22	Représentation schématique de l'analyseur de réseau. Direct : mesure du $S_{11} = b_1/a_1$ ou du $S_{21} = b_2/a_1$, Inverse : mesure du $S_{22} = b_2/a_2$ ou du $S_{12} = b_1/a_2$. [76]	59
2.1	(a) Topologie en tenant compte de l'espacement entre les pointes (b) Topologie avec fentes trop larges	64
2.2	Topologie de la ligne coplanaire sur substrat de $LiTaO_3$	65
2.3	La distribution du champ électrique sur substrat de $LiTaO_3$	66
2.4	Réponse fréquentielle du facteur de réflexion sur $LiTaO_3$	66
2.5	Réponse fréquentielle du facteur de transmission sur $LiTaO_3$	67
2.6	Topologie de la ligne coplanaire sur substrat de GaAs	67
2.7	Réponse fréquentielle du facteur de réflexion du GaAs	68
2.8	Réponse fréquentielle du facteur de transmission du GaAs	68
2.9	L'échantillonnage électro-optique externe	69
2.10	La distribution du champ électrique pour la configuration externe	70
2.11	Nouvelle configuration pour l'échantillonnage électro-optique	71
2.12	Transmission du laser pour le verre BK7	71
2.13	Transmission du laser pour le GaAs [36]	72
2.14	Transmission du laser pour le $LiTaO_3$ [36]	73
2.15	Topologie de la ligne coplanaire pour le nouvelle configuration	74
2.16	Topologie de la ligne coplanaire sans cristal $LiTaO_3$ (a) et avec cristal $LiTaO_3$ (b) pour la nouvelle configuration	75
2.17	Réponse fréquentielle du facteur de réflexion	75
2.18	Réponse fréquentielle du facteur de transmission	76

2.19	Topologie d'une ligne coplanaire sans cristal $LiTaO_3$ (a) et avec cristal $LiTaO_3$ (b) dans le puce 8	76
2.20	Réponse fréquentielle du facteur de réflexion	77
2.21	Réponse fréquentielle du facteur de transmission	77
2.22	Topologie d'une ligne coplanaire sans cristal GaAs (a) et avec GaAs (b).	78
2.23	Réponse fréquentielle du facteur de réflexion d'une ligne coplanaire.	78
2.24	Réponse fréquentielle du facteur de transmission d'une ligne coplanaire	79
2.25	Topologie d'une ligne coplanaire.	79
2.26	Réponse fréquentielle du facteur de réflexion d'une ligne coplanaire.	80
2.27	Réponse fréquentielle du facteur de transmission d'une ligne coplanaire.	80
3.1	Diagramme schématique de la source laser FFL	83
3.2	Diagramme schématique de la source laser FFL	84
3.3	Performance typique de la photodiode à test. [67]	85
3.4	Perte d'insertion typique du Modèle 110H-GSG-100-P.	86
3.5	Schéma de la référence du détecteur synchrone.	87
3.6	puissance-mètre optique.	88
3.7	Atténuateur du détecteur à photodiode.	88
3.8	Polariseurs par absorption	90
3.9	Photorécepteur auto-équilibré. [68]	91
3.10	Schéma du circuit d'équilibrage automatique du photorécepteur auto-équilibré. [68]	91
3.11	Distribution des composants du wafer	94
3.12	Zoom d'une puce dans ce wafer	95
3.13	Deux formes des zones de transition dans ce wafer	95
3.14	Photo du wafer	96
3.15	Thru, reflect dans le kit d'étalonnage	97

3.16	Schéma du banc d'échantillonnage électro-optique au PTB. BS : séparateur de faisceau, RF : rétroreflécteur, AOM : Modulateur acousto-optique, BB : faisceau bloc, L : lentille, ECO : cristal électro-optique, $\lambda/2$: lame demi-onde, P : polariseur, BC : Babinet-compensateur, $\lambda/4$, lame quart d'onde, WP : Prisme de Wollaston, DT : photorécepteurs auto-équilibrés. [70]	98
3.17	Schéma de CPW au PTB. [70]	99
3.18	Dispositif expérimental au PTB. [70]	99
3.19	Photographie du dispositif expérimental du banc d'échantillonnage électro-optique à la PTB. [70]	102
3.20	Schéma des déplacements micrométriques pour le réglage du dispositif en configuration verticale du banc d'échantillonnage électro-optique à la PTB. [70]	103
3.21	Schéma du banc d'échantillonnage électro-optique au LNE avec un polarisateur et le photorécepteur auto-équilibré. BS : séparateur de faisceau, L : lentille, P : polariseur, A : Atténuateur optique, M : Mirror, WP : Prisme de Wollaston, PA : photorécepteur auto-équilibré, Sig : Signal optique du photorécepteur auto-équilibré, Ref : Référence optique du photorécepteur auto-équilibré, FR : Fréquence référence du hacheur.	104
3.22	Banc d'échantillonnage électro-optique au LNE	105
3.23	Réglage du faisceau laser après deux miroirs sur la ligne à retard. . .	105
3.24	Plateau tangent et tourant en modèle M-37	106
3.25	Converge le faisceau d'échantillonnage par deux lentilles avec déplacements micrométriques.	106
3.26	Schéma du banc d'échantillonnage électro-optique au LNE avec deux polarisateurs croisés et la puissance-mètre optique. BS : séparateur de faisceau, L : lentille, P : polariseur, M : Mirror, WP : Prisme de Wollaston, FR : Fréquence référence du hacheur, PM : Puissance-Mètre optique.	107
3.27	Platine métallique avec 8 trous pour fixer le wafer.	108

3.28	Pièce en forme Z.	109
3.29	Vue d'ensemble du système mécanique pour poser les pointes.	110
3.30	Une vue d'ensemble du banc électrique	110
4.1	Etalons SOLT	113
4.2	Etalons TRL	115
4.3	Topologie du substrat avec le kit de calibrage au centre	116
4.4	Différence entre le facteur de transmission du VNA et du multical.	118
4.5	Facteur de transmission de la ligne L_4	119
4.6	Affichage de la caractérisation d'une ligne coplanaire avec Multical	119
4.7	Facteur de transmission de la ligne L_4 avec Multical	120
4.8	Comparaison du facteur de transmission entre la simulation et la mesure pour une ligne coplanaire de la puce 1	121
4.9	Comparaison du facteur de transmission entre la simulation et la mesure pour une ligne coplanaire de la puce 8	122
4.10	Comparaison du facteur de transmission entre la simulation et la mesure pour une ligne coplanaire de la puce 9.	123
4.11	Comparaison du facteur de transmission entre la simulation et la mesure pour une ligne coplanaire de la puce 16.	123
4.12	Ecart-type pour une ligne coplanaire avec le cristal $LiTaO_3$ de la puce 8125	
4.13	Ecart-type pour une ligne coplanaire avec le cristal GaAs de la puce 16125	
4.14	Principe d'une fibre optique.	127
4.15	Système d'échantillonnage électro-optique avec l'analyseur de polarisation.	128
4.16	Schema du contrôleur de polarisation connecté avec l'analyseur de polarisation.	129
4.17	Schema du système d'échantillonnage électro-optique avec l'analyseur de polarisation, le générateur et l'oscilloscope.	129
4.18	Relation entre la tension du générateur et le changement de l'état de polarisation.	130
4.19	Résultat de mesure avec l'analyseur de la polarisation.	130

4.20	Système d'échantillonnage électro-optique avec puissance-mètre optique, générateur basse fréquence et le détecteur synchrone.	132
4.21	Système d'échantillonnage électro-optique avec puissance-mètre optique.	133
4.22	Interface du programme pour contrôler la ligne à retard et le détecteur synchronisé.	134
4.23	Forme d'onde du signal électrique mesurée par la puissance-mètre optique avec le détecteur synchronisé.	135
4.24	Configuration du mesure par le photorécepteurs auto-équilibrés avec le détecteur synchronisé de la PTB. [99] [96] [97] [98]	136
4.25	Configuration du mesure à l'aide d'un photorécepteurs auto-équilibrés, le détecteur synchronisé et un oscilloscope.	136
4.26	Forme d'onde du signal électrique mesurée à l'aide d'un photorécepteur auto-équilibré et détecteur synchrone (une sonde à pointes connectée avec un oscilloscope).	137
4.27	Forme d'onde du signal électrique mesurée à l'aide d'un photorécepteur auto-équilibré et détecteur synchrone (Circuit ouvert).	138
4.28	Forme d'onde du signal électrique mesurée par le système électro-optique du NIST [100].	139

Liste des tableaux

1.1	Facteur de mérite de cristaux électro-optique	48
2.1	Caractéristiques des matériaux électro-optiques. [35]	69
3.1	Paramètres des puces avec le cristal $LiTaO_3$	93
3.2	Paramètres des puces avec le cristal GaAs	94
4.1	Paramètres des puces avec les cristaux $LiTaO_3$ et GaAs	124
C.1	Caractérisations de platine de translation de très grande précision . .	160

Chapitre 1

Systeme d'échantillonnage électro-optique

Ce chapitre aborde plusieurs aspects du système d'échantillonnage électro-optique. Dans un premier temps, trois méthodes pour la mesure de la réponse impulsionnelle sont présentées. La seconde partie du chapitre est consacrée au système d'échantillonnage électro-optique. Cette partie est une synthèse des connaissances sur l'échantillonnage électro-optique par l'effet électro-optique. Enfin, nous introduisons l'analyseur de réseau vectoriel.

1.1 Méthodes de mesure de la réponse impulsionnelle

L'objectif de ce projet est de mettre en place un moyen de raccordement métrologique pour la caractérisation complète de la forme d'onde. Un banc doit être développé afin de déterminer la réponse impulsionnelle d'un oscilloscope à échantillonnage.

Plusieurs méthodes ont été décrites, et notamment par les trois principaux LNM (NPL, PTB, NIST), pour la mesure de la réponse impulsionnelle ou de la réponse fréquentielle complexe d'un oscilloscope à échantillonnage. Ces méthodes se répartissent en trois catégories, qui sont la méthode par balayage en onde sinusoïdale, la méthode dite "nose-to-nose" et la méthode utilisant une source d'impulsion connue.

L'étalonnage par balayage en onde sinusoïdale compare l'amplitude des ondes sinusoïdales mesurées à l'oscilloscope à la mesure de la puissance des ondes sinusoïdales avec un wattmètre étalonné. Cette comparaison détermine la réponse en amplitude de l'oscilloscope pour chaque fréquence. L'étalonnage en onde sinusoïdale balayée en fréquence est traçable à l'étalonnage d'un wattmètre et représente la méthode la plus précise pour l'étalonnage des oscilloscopes en amplitude. Le principal inconvénient de cette méthode d'étalonnage est qu'elle ne permet pas de déterminer la réponse fréquentielle en phase de l'oscilloscope, nécessaire pour déterminer la réponse impulsionnelle de l'oscilloscope dans le domaine temporel.

Il y a quelques années, une évaluation métrologique de la méthode "nose-to-nose" a été effectuée au NPL puis au NIST, comme méthode alternative pour l'étalonnage des oscilloscopes. Cette technique utilise en tant que source d'impulsion, l'impulsion propre qui est générée par certaines architectures d'oscilloscopes à échantillonnage et repose sur l'hypothèse que cette impulsion propre est proportionnelle à la réponse impulsionnelle de l'oscilloscope. Ces études ont permis de quantifier l'erreur introduite dans la réponse de l'oscilloscope [20] [21] [22] [23] [24] [25] [26].

L'utilisation d'une source d'impulsion connue pour déterminer la réponse de l'oscilloscope implique que l'impulsion connue soit déconvoluée de l'impulsion mesurée par l'oscilloscope pour déterminer la réponse impulsionnelle ou la réponse fréquentielle complexe de cet oscilloscope. Le point principal est de trouver une source d'impulsion avec une réponse suffisamment rapide afin qu'il y ait une quantité d'énergie suffisante à haute fréquence pour effectuer la déconvolution de manière correcte. La solution est l'échantillonnage électro-optique qui permet de déterminer la réponse d'impulsions ultra rapides se propageant sur une ligne coplanaire. Le NIST utilise une photodiode pour générer ce signal électrique ultra rapide. Dans cette thèse, nous utilisons un procédé similaire [1].

1.2 Système d'échantillonnage électro-optique

Afin de répondre au besoin de mesure de signaux électrique ultra rapides qui se propagent sur une ligne de transmission, nous retenons donc l'échantillonnage

électro-optique. Pour pouvoir échantillonner le signal électrique à mesurer, il faut que la porte d'échantillonnage, l'impulsion optique, et le signal électrique soient synchronisés et que l'on puisse faire varier le délai entre les deux facilement. Un moyen simple est de générer le signal électrique à partir de la même impulsion optique que celle utilisée pour la mesure du champ électrique.

Depuis les travaux pionniers d'Auston en 1975 [89] et de Valdmanis en 1982 [93], différents phénomènes physiques ont été utilisés pour générer et échantillonner des signaux électriques transitoires ultra-rapides par voie optique. Ils utilisent des principes de base similaires : une impulsion optique interagit avec un matériau semi-conducteur pour générer par photoconduction un signal électrique transitoire très rapide qui se propage ensuite sur une ligne de transmission ; une autre impulsion optique, issue de la même source laser et retardée par rapport à la première, interagit à son tour avec le signal électrique à mesurer de manière à faire varier une grandeur facilement mesurable (courant électrique, intensité lumineuse...). Le NPL et la PTB ont utilisés un matériau semiconducteur excité par un faisceau laser pour générer un signal électrique synchronisé. Ils ont ensuite utilisé la même source laser retardée pour intercepter des informations de la forme d'onde de ce signal électrique sur une ligne de transmission, comme le montre la figure 1.1.

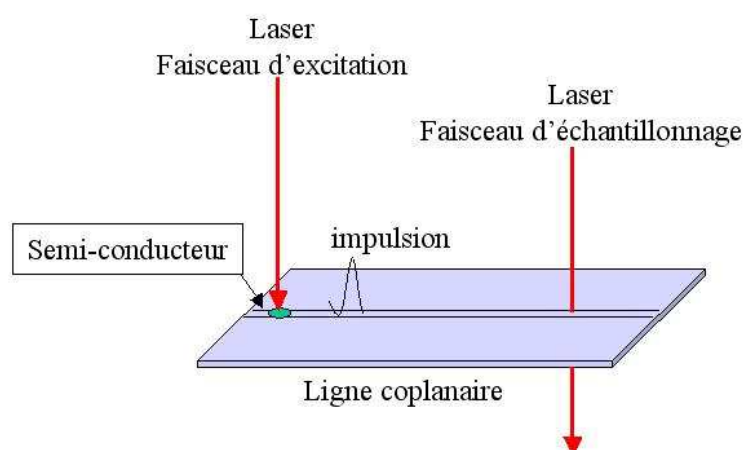


FIGURE 1.1 – Système d'échantillonnage électro-optique du NPL et de la PTB

Le NIST a utilisé une technique où le signal électrique est généré par une photodiode et la mesure est effectuée optiquement grâce à un laser synchronisé avec le

signal hyperfréquence sur une ligne de transmission, comme sur la figure 1.2.

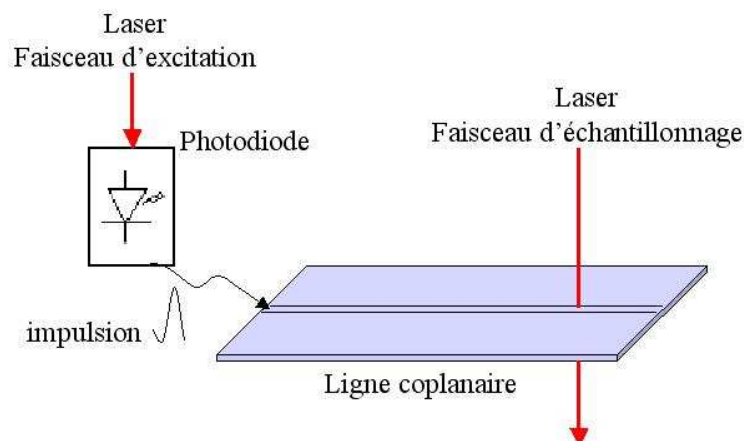


FIGURE 1.2 – Système d'échantillonnage électro-optique du NIST

Le système d'échantillonnage électro-optique du NIST est décrit dans la littérature [13] [14] [15] et présenté à la figure 1.3.

Il est composé d'une source laser qui émet un train d'impulsions ultra courtes de l'ordre d'une centaine de femtosecondes (fs). Le faisceau lumineux est scindé en 2 faisceaux : un faisceau d'excitation et un faisceau d'échantillonnage.

Le faisceau d'excitation excite une photodiode qui génère une impulsion électrique. C'est cette photodiode qui est caractérisée. Elle a une entrée en fibre optique et une sortie électrique coaxiale. Quand la photodiode est illuminée par une impulsion du faisceau d'excitation optique, il se crée une impulsion électrique à sa sortie électrique coaxiale. Cette impulsion électrique est transmise dans la tête de sonde puis dans une ligne coplanaire réalisée sur un substrat électro-optique. La direction de propagation dans cette ligne coplanaire (CPW) est parallèle à l'axe des abscisses du $LiTaO_3$ et la ligne coplanaire est terminée par une charge planaire ou un circuit ouvert [13] [14] [15].

Comme l'impulsion optique de la source laser est répétitive, l'impulsion électrique générée par la photodiode est répétitive également. Le faisceau d'échantillonnage est utilisé pour reconstruire la forme d'onde répétitive construite par la photodiode. Cette méthode s'appelle l'échantillonnage en temps équivalent qui sera détaillé au paragraphe suivant. Cette reconstruction est effectuée sur un plan de référence situé sur la ligne coplanaire. Afin d'obtenir cette reconstruction, le faisceau d'échantillonnage

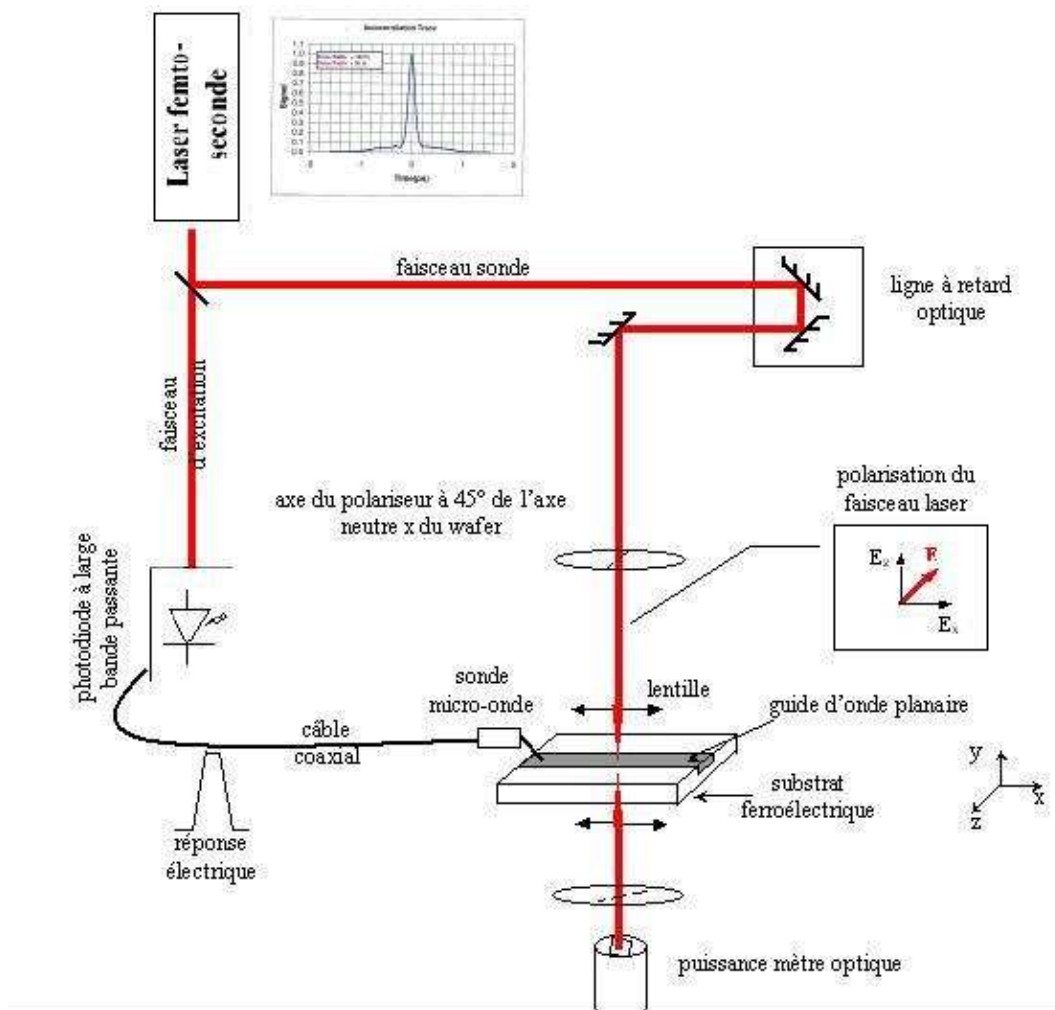


FIGURE 1.3 – Fonction du ligne retard dans un système d'échantillonnage électro-optique.

suit un retard variable, puis est polarisé avant de traverser l'une des deux fentes de la ligne coplanaire séparant le ruban et les masses. En faisant varier la ligne à retard, il est possible de reconstruire la forme d'onde du signal électrique.

Pour moduler le faisceau d'échantillonnage du laser par le champ électrique dans la ligne coplanaire, l'effet électro-optique (Effet Pockels) est utilisé. Celui-ci sera détaillé au paragraphe 1.2.3. Compte tenu de la nature électro-optique du substrat, le champ électrique présent entre le ruban et les masses de la ligne coplanaire et issu du faisceau d'excitation, modifie la polarisation du faisceau d'échantillonnage. La puissance du laser qui traverse le substrat est quasi proportionnelle à la tension au plan de référence. Un puissance-mètre optique permet de mesurer la puissance

du laser en sortie à une position donnée de la forme du signal.

1.2.1 L'échantillonnage en temps équivalent

Dans cette partie, nous détaillons l'échantillonnage en temps équivalent. L'échantillonnage est une technique qui permet d'enregistrer, de mesurer et de mettre en mémoire une ou plusieurs valeurs instantanées d'une information ou d'un signal. L'échantillonnage en temps équivalent ne peut s'appliquer qu'à des signaux périodiques [76] [28]. Il ne peut être utilisé pour analyser une impulsion unique. Son principe est de prélever une portion d'information caractérisant la forme du signal à chaque pas équivalent. En contrôlant précisément le délai entre chaque 'interception', on peut reconstruire la forme temporelle du signal à analyser sur une période en classant les échantillons d'information prélevés sur une échelle de temps équivalent. La figure 1.4. illustre ce principe de mesure.

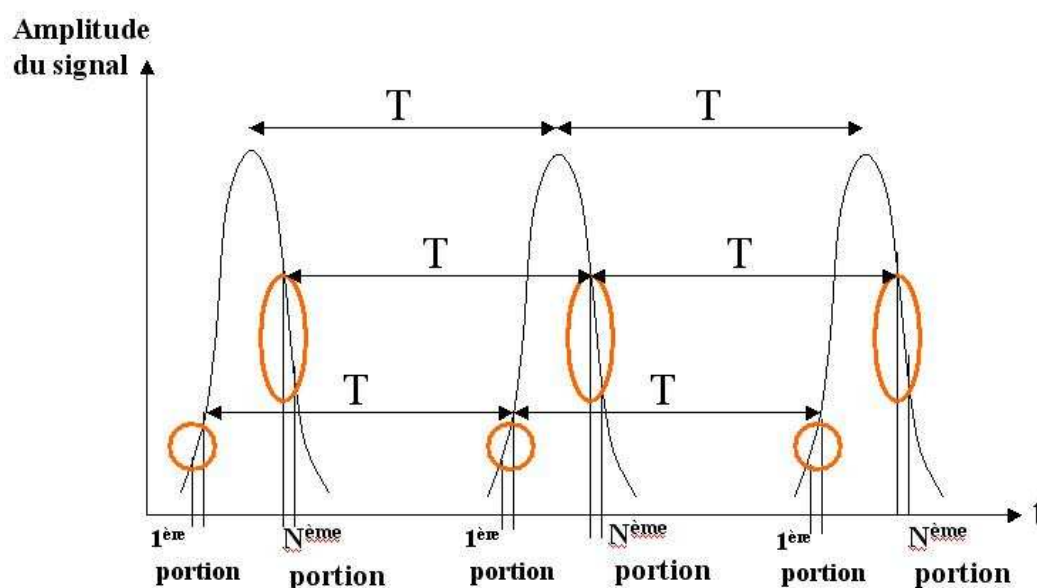


FIGURE 1.4 – Principe de l'échantillonnage temporel

La résolution temporelle d'une telle mesure dépend bien entendu de la précision sur le délai entre chaque 'interception' d'information, de la stabilité du signal périodique analysé mais aussi de la durée de 'prélèvement' des échantillons. En optique, une ligne à retard est utilisée lorsqu'il est nécessaire de générer différents chemins optiques. Le chemin optique entre deux points est défini comme la distance entre ces

deux points parcourue par un rayon lumineux. C'est la distance qu'aurait parcourue la lumière dans le vide pendant la durée qu'elle met à effectuer le trajet dans le milieu donné. Le chemin optique peut donc être défini par l'équation :

$$L = ct \quad (1.1)$$

Dans notre cas, c est la vitesse de la lumière dans l'air, t est le temps du trajet de la lumière sur la distance L .

Dans la figure suivante, on peut voir que le chemin optique dépend de la position des miroirs de la ligne à retard. La ligne à retard la plus simple consiste en deux miroirs perpendiculaires. Ils ont pour rôle de fixer la position du spot de la lumière réfléchi après le deuxième miroir. Il faut noter que le changement du chemin optique est deux fois plus grand que la distance entre les deux positions des miroirs, comme le montre la figure suivante.

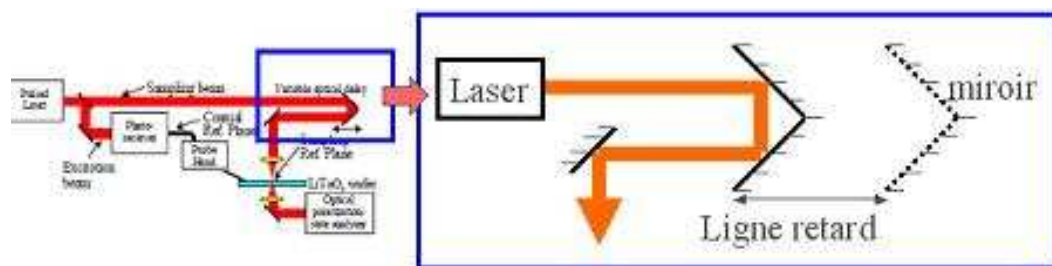


FIGURE 1.5 – Fonctionnement de la ligne à retard dans un système d'échantillonnage électro-optique.

L'avantage de l'effet électro-optique pour les mesures en temps équivalent est qu'il est quasiment instantané (quelques femtosecondes) et donc offre une résolution temporelle extrêmement fine. Il peut aussi être utilisé pour échantillonner un champ électrique ultra rapide, la durée de l'impulsion du laser étant beaucoup plus courte que l'impulsion électrique qui est générée par la photodiode, comme le montre la figure 1.6. On voit donc l'intérêt d'utiliser l'effet électro-optique pour intercepter des informations caractérisant le signal électrique.

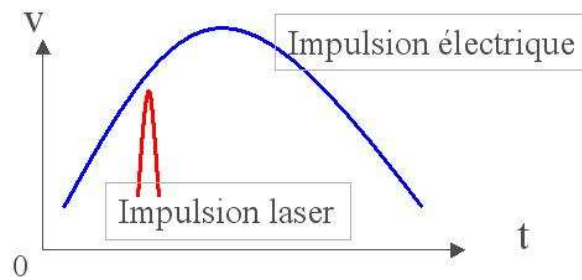


FIGURE 1.6 – Comparaison de la durée d'impulsion laser et signal hyperfréquence.

1.2.2 Circuit électrique du système d'échantillonnage électro-optique

Nous introduisons ici la composition du circuit électrique du système d'échantillonnage électro-optique par la figure suivante :

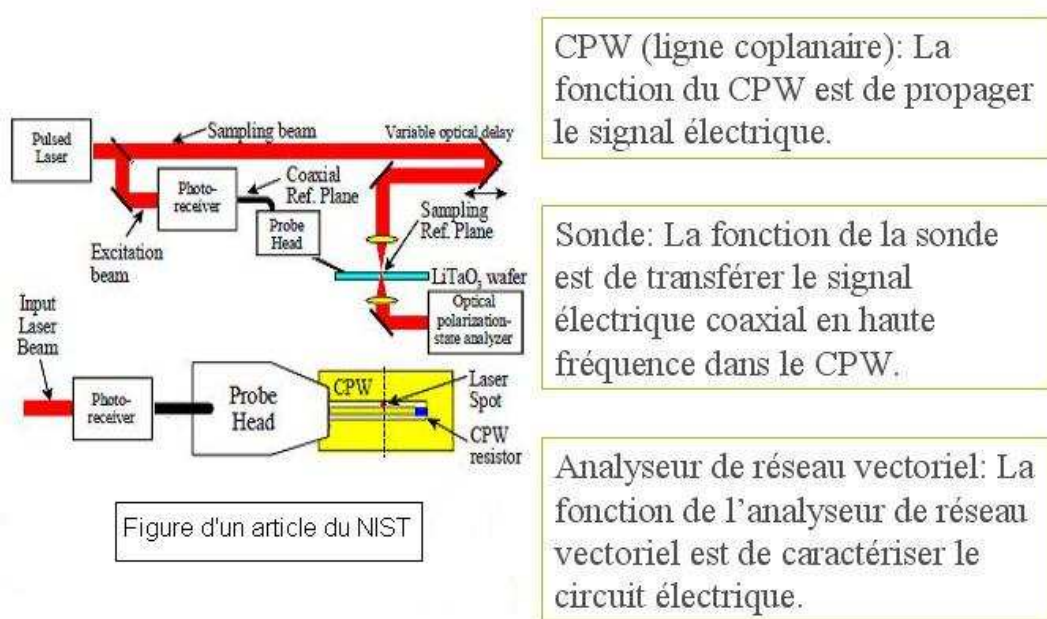


FIGURE 1.7 – Circuit électrique du système d'échantillonnage électro-optique du NIST [15] [14].

La ligne coplanaire (CPW, CoPlanar Waveguide, en anglais) permet de propager l'impulsion électrique et de libérer dans un espace ouvert le champ électrique qui est issu d'une ligne coaxiale, ce qui permet de mesurer le champ électrique dans la

ligne coplanaire plus facilement. Elle sera détaillée par la suite.

Pour obtenir le champ électrique à la sortie de la photodiode, on doit caractériser le circuit électrique depuis le plan référence situé sur le CPW, jusqu'à la sortie de la photodiode. Dans notre cas, on utilise un analyseur de réseau vectoriel étalonné, pour caractériser le circuit électrique.

1.2.3 Effet électro-optique linéaire ou effet Pockels

Pour obtenir l'information du signal électrique en utilisant des impulsions optiques, il faut utiliser un effet physique qui permette de moduler directement le faisceau optique par le signal électrique. Le phénomène physique le plus utilisé pour réaliser cette modulation est l'effet électro-optique linéaire.

En 1906, Pockels a découvert que l'application d'un champ électrique à certains cristaux changeait leurs propriétés de biréfringence optique et donc modifiait la polarisation de la lumière qui les traverse [30]. Cet effet est l'effet électro-optique linéaire ou l'effet Pockels. L'effet Pockels traduit le fait que les indices de réfraction dans certains matériaux sont modifiés par l'application d'un champ électrique. L'effet électro-optique a été largement utilisé pour détecter des changements ultra-rapides de champ électrique depuis les travaux pionniers de Valdmann [48] [93] et Kolner [92] [91]. Dans la plupart des expériences, l'effet électro-optique est utilisé pour mesurer des impulsions de tension ultra courtes sur les lignes de transmission planaires [27] [49] [50] [51]. L'échantillonnage électro-optique permet également de combiner une résolution spatiale et temporelle. Des images bidimensionnelles de champs électriques ultra-rapides ont été prises par échantillonnage électro-optique [52] [53] [54] [55] [56] [57] [58]. Pour décrire l'effet électro-optique, la biréfringence et l'ellipsoïde des indices de réfraction sont introduits dans cette section.

La biréfringence est la propriété physique d'un matériau dans lequel la lumière se propage de façon anisotrope (figure 1.8). Dans un milieu biréfringent, l'indice de réfraction n'est pas unique, il dépend des directions de propagation et de polarisation du rayon lumineux.

En général, les indices de réfraction dépendent de la direction de polarisation du rayon lumineux, quand ce rayon se propage dans un milieu biréfringent. C'est le

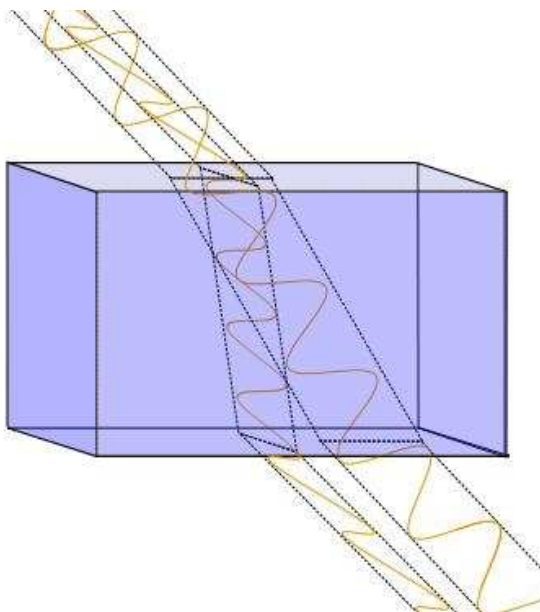


FIGURE 1.8 – Réfraction du rayon lumineux dans un matériau biréfringent

propre d'un milieu biréfringent.

Il existe au moins une direction privilégiée appelée axe optique du milieu. Pour cette direction, l'indice de réfraction est indépendant de la direction de polarisation.

Il y a deux types de milieux biréfringents :

- les milieux uniaxes qui possèdent un axe optique unique ;
- les milieux biaxes qui en possèdent deux.

Les milieux uniaxes ont deux indices de réfraction principaux, appelés indices ordinaire n_o et extraordinaire n_e . Les milieux biaxes ont trois indices de réfraction principaux, notés en général n_1, n_2, n_3 . On peut faire la description mathématique pour la biréfringence en utilisant l'ellipsoïde des indices.

L'indice de réfraction d'un milieu est lié à sa permittivité qui est un tenseur diélectrique ε d'ordre 2. Les différents coefficients caractérisent les différentes directions de propagation et de polarisation. Pour un matériau isotrope, la constante diélectrique peut être résumée par un simple coefficient :

$$\begin{bmatrix} \varepsilon & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon \end{bmatrix} \quad (1.2)$$

Pour un milieu anisotrope, le tenseur de permittivité électrique du milieu est

exprimé par la forme [76] :

$$\begin{bmatrix} \varepsilon_{11} & \varepsilon_{12} & \varepsilon_{13} \\ \varepsilon_{21} & \varepsilon_{22} & \varepsilon_{23} \\ \varepsilon_{31} & \varepsilon_{32} & \varepsilon_{33} \end{bmatrix} \quad (1.3)$$

où ε_{ij} sont les composantes du tenseur diélectrique. Le tenseur diélectrique est donc une matrice 3×3 dont les coefficients relient les trois composantes du champ électrique appliqué au matériau aux neuf composantes du tenseur diélectrique ε_{ij} .

Dans la thèse de Siham Badi, nous pouvons trouver les développements suivants. Dans un matériau, il y a une relation entre le vecteur déplacement électrique \vec{D} et le vecteur champ électrique \vec{E} [30] :

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \quad (1.4)$$

avec ε_0 la permittivité du vide et \vec{P} le vecteur polarisation électrique du milieu. Le vecteur polarisation est une fonction du champ \vec{E} présent dans le matériau :

$$\vec{P} = \varepsilon_0 \vec{\chi}_r \vec{E} \quad (1.5)$$

avec $\vec{\chi}_r$ le tenseur susceptibilité électrique du milieu. L'équation (1.4) devient donc :

$$\vec{D} = \varepsilon_0 (\vec{\chi}_r + 1) \vec{E} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \vec{E} \quad (1.6)$$

avec $\varepsilon_r = \vec{\chi}_r + 1$, tenseur permittivité relative du matériau. Le tenseur permittivité absolue du matériau est donné par $\varepsilon = \varepsilon_0 \varepsilon_r$, et on a finalement la relation suivante :

$$\vec{D} = \begin{pmatrix} D_x \\ D_y \\ D_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \varepsilon_{11} & \varepsilon_{12} & \varepsilon_{13} \\ \varepsilon_{21} & \varepsilon_{22} & \varepsilon_{23} \\ \varepsilon_{31} & \varepsilon_{32} & \varepsilon_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} \quad (1.7)$$

Il est toujours possible de diagonaliser le tenseur permittivité diélectrique dans un nouveau repère $(0x'y'z')$ sous la forme :

$$\vec{D} = \begin{pmatrix} D_{x'} \\ D_{y'} \\ D_{z'} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \varepsilon_{x'} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{y'} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{z'} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{x'} \\ E_{y'} \\ E_{z'} \end{pmatrix} \quad (1.8)$$

Ce repère est le repère diélectrique principal du milieu. Ses axes sont les axes optiques principaux du matériau. Pour les matériaux isotropes, $\varepsilon_{x'} = \varepsilon_{y'} = \varepsilon_{z'}$. Dans ces matériaux, la propagation du rayon lumineux ne dépendra pas de sa polarisation. Au contraire, dans les matériaux anisotropes, la propagation du rayon lumineux dépend de sa polarisation. La vitesse de phase d'une onde polarisée sur un axe i ($i = x, y, z$) est :

$$c_i = \frac{1}{\sqrt{\mu\varepsilon_i}} \quad (1.9)$$

On peut projeter la polarisation d'une onde polarisée de manière quelconque selon les axes de polarisation propres. Nous introduisons les indices de réfraction $n_i = \sqrt{\frac{\varepsilon_i}{\varepsilon_0}} = \frac{c_i}{c_0}$, où c_0 est la vitesse de la lumière dans le vide. On a une relation entre la densité d'énergie électrique W_e du champ, le déplacement électrique et le champ électrique sous la forme :

$$W_e = \varepsilon_0 \vec{E} \cdot \vec{D} = \varepsilon_0 (\vec{E}_x \vec{D}_x + \vec{E}_y \vec{D}_y + \vec{E}_z \vec{D}_z) = \frac{D_x^2}{\varepsilon_x} + \frac{D_y^2}{\varepsilon_y} + \frac{D_z^2}{\varepsilon_z} \quad (1.10)$$

Selon la définition des indices de réfraction $n_i = \sqrt{\frac{\varepsilon_i}{\varepsilon_0}} = \frac{c_i}{c_0}$, on peut obtenir :

$$\varepsilon_0 W_e = \frac{D_x^2}{n_x^2} + \frac{D_y^2}{n_y^2} + \frac{D_z^2}{n_z^2} \quad (1.11)$$

On change les variables suivants :

$$x = \frac{D_x}{\sqrt{W_e \varepsilon_0}}, \quad y = \frac{D_y}{\sqrt{W_e \varepsilon_0}}, \quad z = \frac{D_z}{\sqrt{W_e \varepsilon_0}}$$

Finalement, on peut obtenir une equation ellipsoïde appelée equation ellipsoïde des indices du matériau dans son repère diélectrique :

$$\frac{x^2}{n_x^2} + \frac{y^2}{n_y^2} + \frac{z^2}{n_z^2} = 1 \quad (1.12)$$

L'équation (1.13) construit un ellipsoïde des indices de réfraction virtuelles dans un milieu. Les axes de l'ellipse ainsi définis sont les directions de polarisation principales. La longueur des axes donne l'indice de réfraction [30].

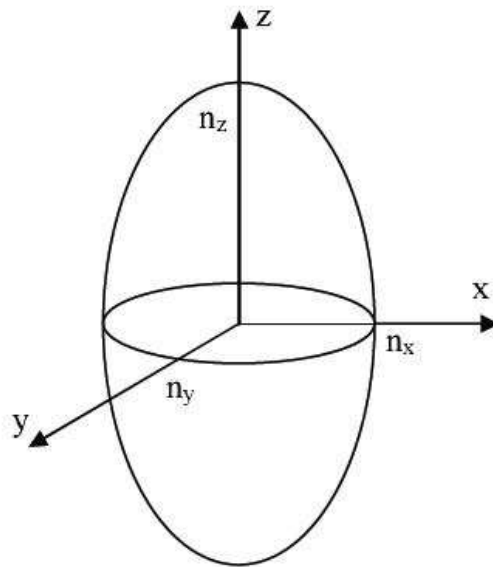


FIGURE 1.9 – Représentation de l'ellipsoïde des indices d'axes propres [30].

La figure 1.9 représente la forme générale de l'ellipsoïde des indices virtuelle dans un milieu. Un effet électro-optique correspond à une modification de l'ellipsoïde des indices virtuelle dans un milieu. Cette modification est due à une force microscopique induite par la présence d'un champ électrique suivant une direction particulière du cristal [30]. Cette force résulte d'une déformation structurale qui entraîne un changement de l'ellipsoïde des indices virtuelle dans le milieu. En optique, cela peut conduire au changement des axes propres optiques du cristal et/ou au changement des indices de réfraction.

Pour décrire l'effet électro-optique, il faut considérer le déplacement électrique \vec{D} qui n'est plus une fonction tensorielle linéaire du champ électrique \vec{E} . En optique non-linéaire, le déplacement électrique \vec{D} peut être développé en série de \vec{E} [32] [31].

$$\vec{\chi}_r = \vec{\chi}_r^{(1)} + \vec{\chi}_r^{(2)} \vec{E} + \vec{\chi}_r^{(3)} \vec{E}^2 + \dots \quad (1.13)$$

Le premier terme $\vec{\chi}_r$ correspond à la susceptibilité employée en optique linéaire. L'apparition d'ordres supérieurs est expliquée par la saturation de la distorsion du nuage électrique des atomes ou des molécules induite par le champ électrique appliqué [30]. Dans le cas de l'effet électro-optique linéaire, nous considérons la relation entre le champ appliqué et l'ellipsoïde des indices à partir des considérations

précédentes. On peut réécrire la relation liant \vec{D} à \vec{E} . La pulsation de l'onde optique est notée ω dans les formules suivantes.

$$\vec{D} = \varepsilon_0(\varepsilon_r(\omega) + \chi^{(2)}(\omega)\vec{E}_0)\vec{E}(\omega) \quad (1.14)$$

En appelant $\varepsilon_r^p(\omega) = \varepsilon_r(\omega) + \chi(\omega)\vec{E}_0$, le tenseur permittivité relative Pockels, on obtient :

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \left(\left(\begin{array}{ccc} \varepsilon_1^L & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_2^L & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_3^L \end{array} \right) + \left(\begin{array}{ccc} \varepsilon_1^{NL} & \varepsilon_6^{NL} & \varepsilon_5^{NL} \\ \varepsilon_6^{NL} & \varepsilon_2^{NL} & \varepsilon_4^{NL} \\ \varepsilon_5^{NL} & \varepsilon_4^{NL} & \varepsilon_3^{NL} \end{array} \right) \right) \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} = \varepsilon_0 \varepsilon_r^p(\omega) \vec{E}(\omega) \quad (1.15)$$

$\varepsilon_i^{NL} = \sum_k \chi_{ik} E_k(0)$ est la matrice linéaire définie de la même manière que dans l'équation (1.8). On peut alors écrire la densité d'énergie électrique $W_e = \varepsilon_0 \vec{E} \vec{D}$ mais à partir de l'équation (1.16) inversée en exprimant le champ électrique \vec{E} en fonction du déplacement électrique \vec{D} [30] :

$$W_e = \varepsilon_0 \vec{E} \vec{D} = ((\varepsilon_r^p)^{-1} \vec{D}) \vec{D} \quad (1.16)$$

En développant cette forme et en posant $(\frac{1}{n^2})_l = ((\varepsilon_r^p)^{-1})_l^{NL} = r_{ij} E_j^0$, on obtient finalement [30] :

$$\begin{aligned} & x^2 \left(\frac{1}{n_x^2} + r_{11} E_x + r_{12} E_y + r_{13} E_z \right) + y^2 \left(\frac{1}{n_y^2} + r_{21} E_x + r_{22} E_y + r_{23} E_z \right) \\ & + z^2 \left(\frac{1}{n_z^2} + r_{31} E_x + r_{32} E_y + r_{33} E_z \right) + yz (r_{41} E_x + r_{42} E_y + r_{43} E_z) \\ & + xz (r_{51} E_x + r_{52} E_y + r_{53} E_z) + xy (r_{61} E_x + r_{62} E_y + r_{63} E_z) = 1 \end{aligned} \quad (1.17)$$

Les r_{ij} sont définis comme les coefficients électro-optiques du matériau. Cette équation est l'ellipsoïde des indices d'un matériau électro-optique sous le champ appliqué. Dans le cas général, l'ellipsoïde est déformée et les axes optiques propres sont modifiés.

1.2.4 Application aux cristaux électro-optique $LiTaO_3$ et GaAs

Dans cette partie, nous allons considérer deux matériaux électro-optiques : le $LiTaO_3$ et le GaAs.

Le cristal $LiTaO_3$

Le cristal $LiTaO_3$ est usuellement utilisé pour l'échantillonnage électro-optique. Le cristal $LiTaO_3$ est de symétrie 3m. Son tenseur électro-optique (symétrie 3m) comprend les éléments suivants [59] [30] :

$$[r] = \begin{bmatrix} 0 & -r_{22} & r_{13} \\ 0 & r_{22} & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{33} \\ 0 & r_{51} & 0 \\ r_{51} & 0 & 0 \\ -r_{22} & 0 & 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & -1 & 7,5 \\ 0 & 1 & 7,5 \\ 0 & 0 & 33 \\ 0 & 20 & 0 \\ 20 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

Ce cristal est biréfringent. Ses indices sont $n_o=2,176$ et $n_e=2,180$ à 633 nm [30]. Pour bénéficier du maximum de sensibilité, le champ électrique doit être appliqué selon l'axe Oz (axe optique) et la lumière polarisée à 45° de l'axe z dans le plan xz, se propage selon l'axe y, comme dans la configuration de la figure 1.10.

L'application du champ selon Oz modifie l'ellipsoïde des indices de ce cristal par l'équation suivante :

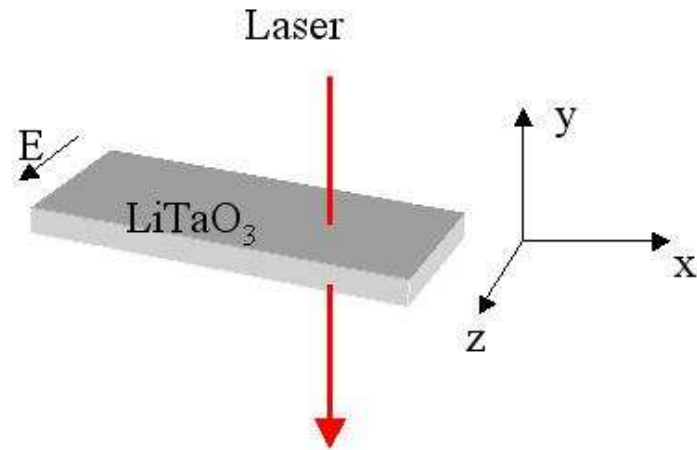
$$\frac{(x^2 + y^2)}{n_o^2} + \frac{z^2}{n_e^2} + r_{13}E_z x^2 + r_{13}E_z y^2 + r_{33}E_z z^2 = 1 \quad (1.18)$$

Le champ appliqué ne change pas les axes optiques principaux dans ce cas. Sa nouvelle équation ellipsoïde des indices s'exprime par :

$$\frac{x^2}{n_x^2} + \frac{y^2}{n_y^2} + \frac{z^2}{n_z^2} = 1 \quad (1.19)$$

Donc, on obtient :

$$\frac{1}{n_x^2} = \frac{1}{n_o^2} + r_{13}E_z \quad (1.20)$$

FIGURE 1.10 – La configuration d'effet électro-optique du $LiTaO_3$

$$\frac{1}{n_y^2} = \frac{1}{n_o^2} + r_{13}E_z \quad (1.21)$$

$$\frac{1}{n_z^2} = \frac{1}{n_e^2} + r_{33}E_z \quad (1.22)$$

Il apparaît que les indices de réfraction sont changés. Comme $|n_o^2 r_{13} E_z| \ll 1$, $|n_e^2 r_{33} E_z| \ll 1$, et compte tenu de l'équation suivante :

$$(1 + x)^n \simeq (1 + nx) \quad (1.23)$$

pour $x \ll 1$, on peut déduire que les nouveaux indices valent :

$$n_x = n_o - \frac{1}{2} n_o^3 r_{13} E_z \quad (1.24)$$

$$n_y = n_o - \frac{1}{2} n_o^3 r_{13} E_z \quad (1.25)$$

$$n_z = n_e - \frac{1}{2} n_e^3 r_{33} E_z \quad (1.26)$$

Après le cristal, la polarisation est elliptique à cause de la biréfringence du cristal et du déphasage induit par le champ électrique appliqué sur le cristal électro-optique,

alors le retard de phase après le parcours d'une distance L depuis l'entrée sera égal à :

$$\Gamma = \frac{2\pi}{\lambda}(n_z - n_x)L = \frac{2\pi}{\lambda}(n_e - n_o)L - \frac{\pi}{\lambda}(n_e^3 r_{33} - n_o^3 r_{13})\frac{L}{d}V \quad (1.27)$$

où d est la distance séparant les électrodes. Si on définit la tension en demi-onde, notée V_π , comme la tension nécessaire à appliquer au modulateur d'amplitude électro-optique pour déphaser de π les deux composantes de la polarisation, on peut déduire la valeur de cette tension en demi-onde, V_π :

$$\pi = \frac{\pi}{\lambda}(n_e^3 r_{33} - n_o^3 r_{13})\frac{L}{d}V_\pi \quad (1.28)$$

$$V_\pi = \frac{\lambda}{n_e^3 r_{33} - n_o^3 r_{13}}\frac{d}{L} \quad (1.29)$$

Donc, on a :

$$\Gamma = \frac{2\pi}{\lambda}(n_e - n_o)L - \pi\frac{V}{V_\pi} = \Gamma_0 - \pi\frac{V}{V_\pi} \quad (1.30)$$

Le cristal GaAs

Le cristal GaAs est un des cristaux électro-optiques les plus simples. Il présente une symétrie cristalline $\bar{4}3m$. De part sa structure cubique, le matériau ne présente aucune propriété de biréfringence sous champ nul et a un tenseur électro-optique symétrique dont les coefficients non-nuls sont tous égaux. Ce tenseur s'écrit alors [76] :

$$\begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ r_{41} & 0 & 0 \\ 0 & r_{41} & 0 \\ 0 & 0 & r_{41} \end{bmatrix}$$

L'application d'un champ électrique au matériau induit une biréfringence décrite par l'ellipsoïde des indices :

$$\frac{x^2}{n_o^2} + \frac{y^2}{n_o^2} + \frac{z^2}{n_o^2} + 2r_{41}yzE_x + 2r_{41}xzE_y + 2r_{41}xyE_z = 1 \quad (1.31)$$

où n_o est l'indice de réfraction du GaAs sous champ nul, r_{41} est le coefficient électro-optique du GaAs et E est le champ électrique appliqué au matériau dans la direction indexée. Les directions \vec{x} , \vec{y} et \vec{z} sont alignées avec les directions [100], [010] et [001] du GaAs.

L'application d'un champ électrique se fait selon Oz (dans la direction [001]), l'équation de l'ellipsoïde des indices se réduit alors à :

$$\frac{(x^2 + y^2 + z^2)}{n_o^2} + 2r_{41}xyE_z = 1 \quad (1.32)$$

Oz reste l'un des axes principaux de l'ellipsoïde des indices. L'équation de l'ellipsoïde des indices peut s'écrire sous la forme de matrice :

$$(x \ y \ z) \begin{bmatrix} \frac{1}{n_o^2} & r_{41}E_z & 0 \\ r_{41}E_z & \frac{1}{n_o^2} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{n_o^2} \end{bmatrix} (x \ y \ z)^\dagger = 1 \quad (1.33)$$

Pour retrouver les nouveaux axes et les indices principaux, il faut réduire l'équation de l'ellipsoïde des indices sous la forme suivante :

$$\frac{x'^2}{n_x^2} + \frac{y'^2}{n_y^2} + \frac{z'^2}{n_z^2} = 1 \quad (1.34)$$

qui peut s'exprimer sous la forme matricielle :

$$(x' \ y' \ z') \begin{bmatrix} \lambda & 0 & 0 \\ 0 & \lambda & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{n_o^2} \end{bmatrix} (x' \ y' \ z')^\dagger = 1 \quad (1.35)$$

Pour transférer l'équation (1.34) à la forme de l'équation (1.36), on peut déduire que :

$$\begin{vmatrix} \frac{1}{n_o^2} & r_{41}E_z \\ r_{41}E_z & \frac{1}{n_o^2} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \lambda & 0 \\ 0 & \lambda \end{vmatrix}$$

donc,

$$\begin{vmatrix} \frac{1}{n_o^2} - \lambda & r_{41}E_z \\ r_{41}E_z & \frac{1}{n_o^2} - \lambda \end{vmatrix} = 0$$

Donc, on peut obtenir l'équation :

$$\left(\frac{1}{n_o^2} - \lambda\right)^2 = (r_{41}E_z)^2 \quad (1.36)$$

qui peut être résolue par $\lambda = \frac{1}{n_o^2} \pm r_{41}E_z$.

Nous introduisons ici le vecteur de Jones. Le formalisme de Jones est un formalisme matriciel permettant de décrire l'état de polarisation de la lumière et son évolution à travers un système optique. R. C. Jones a d'abord inventé cette méthode matricielle puissante en 1940 [59]. Dans ce formalisme, on représente la lumière polarisée par un vecteur de Jones à deux composantes et les éléments optiques linéaires sont représentés par des matrices de Jones 2×2 . Le vecteur de Jones de la lumière en sortie du système est donné par le produit de la matrice de Jones du système par le vecteur de Jones de la lumière d'entrée. Jones considère le cas d'une onde électromagnétique plane et définit l'état de la lumière en un point à partir du vecteur complexe :

$$\begin{pmatrix} E_x(t) \\ E_y(t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_x^{(0)} \exp[i(-\omega t + \phi_x)] \\ E_y^{(0)} \exp[i(-\omega t + \phi_y)] \end{pmatrix} \quad (1.37)$$

où $E_x^{(0)}$ et $E_y^{(0)}$ sont les composantes du champ électrique de l'onde selon les axes x et y . On peut choisir un point qui sert de référence d'intensité et de phase et on note :

$$\begin{pmatrix} E_x(t) \\ E_y(t) \end{pmatrix} = E^{(0)} \exp[i(-\omega t + \phi_x)] \begin{pmatrix} V_x \\ V_y \end{pmatrix} \quad (1.38)$$

où le vecteur de Jones est défini par :

$$V = \begin{pmatrix} V_x \\ V_y \end{pmatrix}$$

Soit, le vecteur de Jones $\vec{U}_x = \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix}$, on a $\eta(\vec{E})\vec{U}_x = \lambda I\vec{U}_x$, qui peut s'écrire : $(\eta(\vec{E}) - \lambda I)\vec{U}_x = 0$

où :

$$\eta(\vec{E}) = \begin{bmatrix} \frac{1}{n_o^2} & r_{41}E_z & 0 \\ r_{41}E_z & \frac{1}{n_o^2} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{n_o^2} \end{bmatrix}$$

$$I = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$$

Si $\lambda = \frac{1}{n_o^2} + r_{41}E_z$, on a

$$\left(\begin{bmatrix} \frac{1}{n_o^2} & r_{41}E_z & 0 \\ r_{41}E_z & \frac{1}{n_o^2} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{n_o^2} \end{bmatrix} - \lambda \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \right) \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix} = 0$$

On peut obtenir les deux équations :

$$-r_{41}E_z a + r_{41}E_z b = 0 \quad (1.39)$$

$$r_{41}E_z a - r_{41}E_z b = 0 \quad (1.40)$$

Donc, on peut obtenir pour $\lambda = \frac{1}{n_o^2} + r_{41}E_z$, $a=b$ et $\vec{U}_x = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix}$. De même, pour $\lambda = \frac{1}{n_o^2} - r_{41}E_z$, $a=-b$, dont $\vec{U}_y = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \end{pmatrix}$, dont les nouveaux axes principaux s'obtiennent par une rotation de $\frac{\pi}{4}$.

Les nouveaux indices principaux sont :

$$\frac{1}{n_{x'}^2} = \frac{1}{n_o^2} + r_{41}E_z \quad (1.41)$$

$$\frac{1}{n_{y'}^2} = \frac{1}{n_o^2} - r_{41}E_z \quad (1.42)$$

donc, comme $|n_o^2 r_{41}E_z| \ll 1$,

$$n_{x'} = \frac{n_o}{\sqrt{1 + n_o^2 r_{41}E_z}} \simeq n_o - \frac{1}{2} n_o^3 r_{41}E_z \quad (1.43)$$

$$n_{y'} = \frac{n_o}{\sqrt{1 - n_o^2 r_{41} E_z}} \simeq n_o + \frac{1}{2} n_o^3 r_{41} E_z \quad (1.44)$$

$$n_{z'} = n_z = n_o \quad (1.45)$$

L'orientation des cristaux découpés est présentée par la figure 1.11. Le retard de phase après le parcours d'une distance L depuis l'entrée sera égal à :

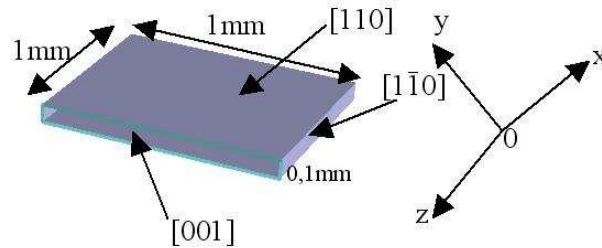


FIGURE 1.11 – L'orientation découpée du GaAs

$$\Gamma = \frac{2\pi}{\lambda} (n_{z'} - n_{x'}) L = \frac{\pi}{\lambda} (n_o^3 r_{41}) \frac{L}{d} V \quad (1.46)$$

On peut obtenir la valeur de la tension en demi-onde, V_π :

$$V_\pi = \frac{\lambda}{n_o^3 r_{41}} \frac{d}{L} \quad (1.47)$$

1.2.5 Considérations sur la conception d'un modulateur

Vu les considérations précédentes, on doit appliquer un champ électrique parallèle à l'axe optique Oz des cristaux $LiTaO_3$ et GaAs. En pratique, le cristal peut être utilisé suivant deux coupes [33] (voir figure 1.12) :

- en modulation longitudinale pour laquelle le champ électrique est appliqué parallèlement à la direction de propagation du faisceau.
- en modulation transverse pour laquelle le champ est appliqué perpendiculairement à la direction de propagation

En pratique, la modulation transverse est la plus utilisée. On peut utiliser avec le CPW, deux polariseurs croisés et le cristal électro-optique pour construire un

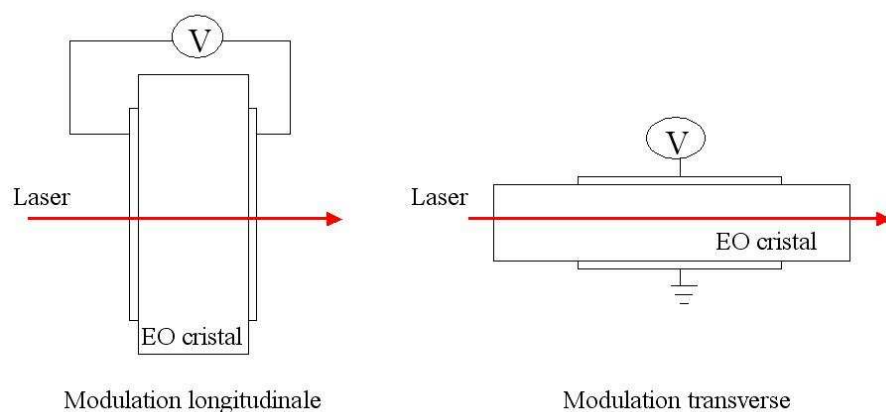


FIGURE 1.12 – Modulation longitudinale et modulation transverse

modulateur transverse d'amplitude du laser, grâce à l'effet électro-optique, comme le montre la figure 1.13.

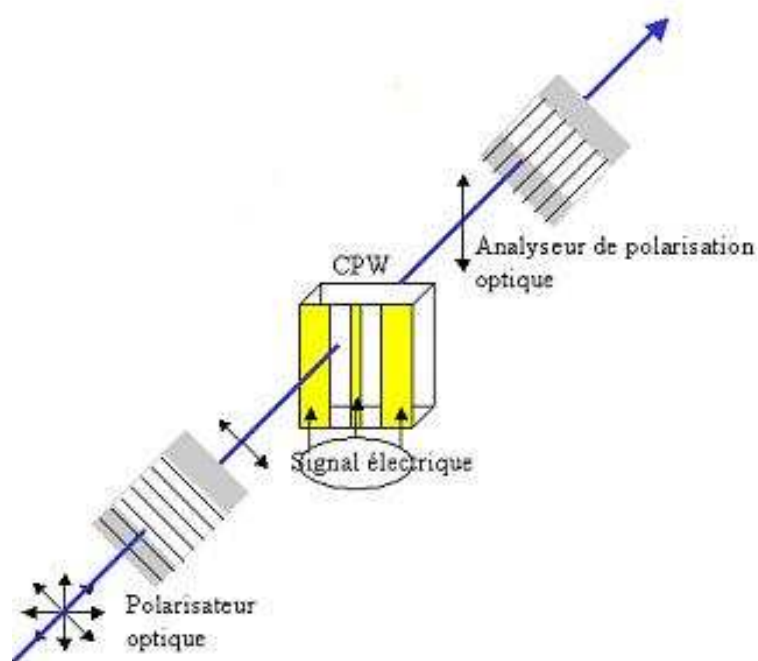


FIGURE 1.13 – Modulateur électro-optique d'un système d'échantillonnage électro-optique.

Le retard optique prend alors la forme suivante pour une onde polarisée linéairement, par exemple, pour le $LiTaO_3$:

$$\Gamma = \frac{2\pi}{\lambda}(n_e - n_o)L - \pi \frac{V}{V_\pi} = \Gamma_0 - \pi \frac{V}{V_\pi} \quad (1.48)$$

Il apparaît une biréfringence naturelle et une biréfringence électrique. Après le premier polariseur, comme la lumière polarisée à 45° de l'axe z dans le plan xz se propage selon l'axe y , le vecteur de Jones incident dans la base (\vec{U}_x, \vec{U}_z) est donné par :

$$\vec{J}_i = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (1.49)$$

Le vecteur de Jones à la sortie du cristal s'exprime par :

$$\vec{J}_s = w_0 \vec{J}_i \quad (1.50)$$

où, w_0 est donné par :

$$w_0 = \begin{pmatrix} e^{i\frac{\Gamma}{2}} & 0 \\ 0 & e^{-i\frac{\Gamma}{2}} \end{pmatrix}$$

Donc, le vecteur de Jones à la sortie du cristal s'écrit :

$$\vec{J}_s = w_0 \vec{J}_i = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} e^{i\frac{\Gamma}{2}} \\ e^{-i\frac{\Gamma}{2}} \end{pmatrix} \quad (1.51)$$

Si on applique une tension $V = V_0 \cos rt$ selon l'axe oz , le retard de phase s'exprime par :

$$\Gamma = \Gamma_0 - \pi \frac{V_0}{V_\pi} \cos rt \quad (1.52)$$

Après le deuxième polariseur, le vecteur de Jones s'exprime par :

$$\vec{J}_e = \vec{P}_A (\vec{P}_A^\dagger \vec{J}_s) \quad (1.53)$$

où $\vec{P}_A = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \end{pmatrix}$ est le vecteur de Jones de l'analyseur polariseur.

Donc, on peut déduire que :

$$\vec{J}_e = \frac{1}{2} \vec{P}_A (e^{i\frac{\Gamma}{2}} - e^{-i\frac{\Gamma}{2}}) = i \sin\left(\frac{\Gamma}{2}\right) \vec{P}_A \quad (1.54)$$

Donc, après les deux polariseurs croisés, l'intensité transmise s'écrit :

$$I_T = I_0 \vec{J}_e^\dagger \vec{J}_e = I_0 \sin^2 \left\{ \frac{\pi V}{2 V_\pi} \right\} = I_0 \left[\frac{1}{2} - \frac{1}{2} \cos(\Gamma) \right] \quad (1.55)$$

Cette relation est tracée figure 1.14. Dans la figure 1.14, V_m est l'amplitude du champ appliqué, J_ω est la puissance du laser à la sortie, pour le point de fonctionnement M_0 .

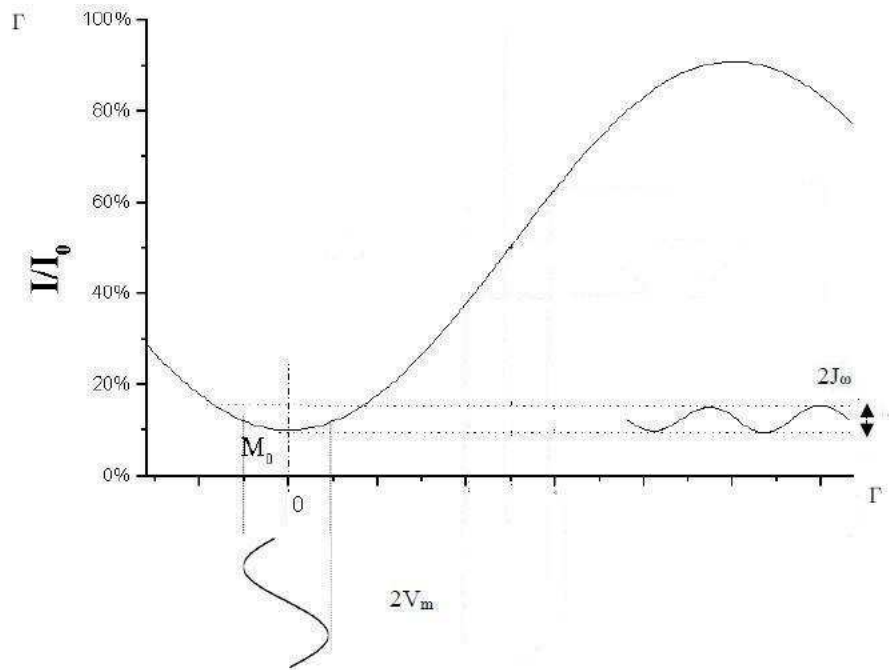


FIGURE 1.14 – Courbe représentative de la transmission en sortie du deuxième polariseur.

La transmission du laser d'un système avec deux polariseurs croisés se fait en fonction du déphasage. Le problème est que le déphasage électro-optique est faible dans cette configuration.

Pour un cristal sans biréfringence naturelle comme le GaAs, la variation est non-linéaire avec le déphasage et peu sensible. Afin de se placer dans la zone maximale de linéarité, il convient de contrôler le point de fonctionnement du montage. Il y a un moyen pour y parvenir. On peut introduire une lame quart d'onde dans le montage entre l'échantillon et l'analyseur.

Après le premier polariseur et avant le cristal, le vecteur de Jones s'écrit :

$$\vec{J}_i = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (1.56)$$

Le vecteur de Jones à la sortie du cristal s'exprime par :

$$\vec{J}_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} e^{i\frac{\Gamma}{2}} \\ e^{-i\frac{\Gamma}{2}} \end{pmatrix} \quad (1.57)$$

Après une lame quart d'onde, $\frac{\lambda}{4}$, le vecteur de Jones s'exprime par :

$$\vec{J}_2 = \begin{pmatrix} e^{i\frac{\pi}{4}} & 0 \\ 0 & e^{-i\frac{\pi}{4}} \end{pmatrix} \vec{J}_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} e^{i(\frac{\pi}{4} + \frac{\Gamma}{2})} \\ e^{-i(\frac{\pi}{4} + \frac{\Gamma}{2})} \end{pmatrix}$$

Après le deuxième polariseur, le vecteur de Jones s'exprime par :

$$\vec{J}_e = \vec{P}_A (\vec{P}_A^\dagger \vec{J}_2) \quad (1.58)$$

où $\vec{P}_A = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \end{pmatrix}$ est le vecteur de Jones de l'analyseur polariseur.

Donc, on peut déduire que :

$$\vec{J}_e = \frac{1}{2} \vec{P}_A (e^{i(\frac{\pi}{4} + \frac{\Gamma}{2})} - e^{-i(\frac{\pi}{4} + \frac{\Gamma}{2})}) = i \sin\left(\frac{\pi}{4} + \frac{\Gamma}{2}\right) \vec{P}_A \quad (1.59)$$

Donc, après les deux polariseurs croisés et une lame quart d'onde, l'intensité transmise s'écrit :

$$I_T = I_0 \sin^2\left(\frac{\pi}{4} + \frac{\Gamma}{2}\right) = \frac{1}{2} I_0 [1 - \cos\left(\frac{\pi}{2} + \Gamma\right)] = \frac{1}{2} I_0 [1 + \sin(\Gamma)] \quad (1.60)$$

On peut tracer cette relation par la figure 1.15. J_ω correspond à l'amplitude de la composante alternative de sortie au point de fonctionnement M'_0 . Pour ce point de fonctionnement, le signal de sortie a la même fréquence que celle du champ électrique appliqué mais possède une composante continue de valeur $I_0/2$.

Grâce à la lame quart d'onde, à la sortie du deuxième polariseur, la puissance du laser est approximativement proportionnelle à la tension au plan de référence dans le CPW.

Pour un cristal naturellement biréfringent comme le $LiTaO_3$, le rôle de la lame quart d'onde peut être rempli par le cristal lui-même en choisissant l'épaisseur adéquate pour le premier terme $\frac{2\pi}{\lambda}(n_e - n_o)L$ de l'équation 1.49 pour obtenir le bon déphasage.

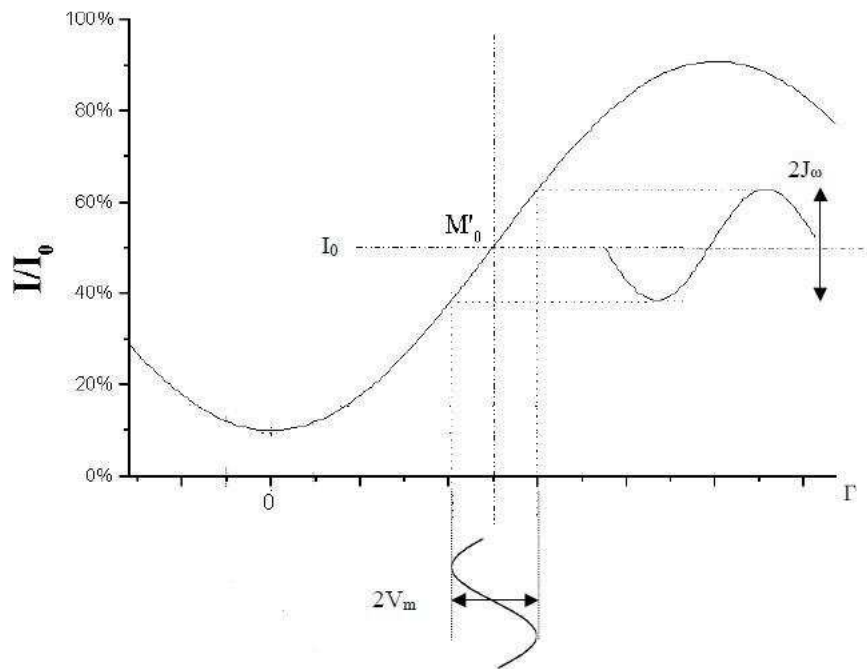


FIGURE 1.15 – Courbe représentative de la transmission avec une lame quart d'onde en sortie du deuxième polariseur .

1.2.6 Paramètres importants dans un système d'échantillonnage électro-optique

Afin d'obtenir une large bande passante de mesure, il faut considérer plusieurs paramètres, importants dans un système d'échantillonnage électro-optique.

Le premier paramètre est le temps de transit optique (TTO).

Dans l'intervalle du temps requis pour une impulsion d'échantillonnage qui traverse la ligne de transmission, la forme d'onde du champ électrique se propage simultanément sur cette ligne. L'impulsion d'échantillonnage optique mesure une moyenne de la forme d'onde du signal de cet intervalle. Si nous supposons que le diamètre du faisceau optique est négligeable et que le champ présent est constant dans tout le cristal, alors le temps de transit optique est défini comme [34] :

$$\tau_{to} = \frac{nL}{c} \quad (1.61)$$

où n est l'indice de réfraction du cristal, L est le chemin parcouru par le faisceau optique dans le cristal et c est la vitesse de la lumière dans le vide. Le temps de

transit optique est proportionnel à l'épaisseur du cristal électro-optique. Ce temps de transit correspond à une fréquence de coupure qui est calculée en effectuant la transformée de Fourier d'une porte de durée τ_{t0} . On obtient donc :

$$f_{-3dBTO} = 0.443 \frac{c}{nL} \quad (1.62)$$

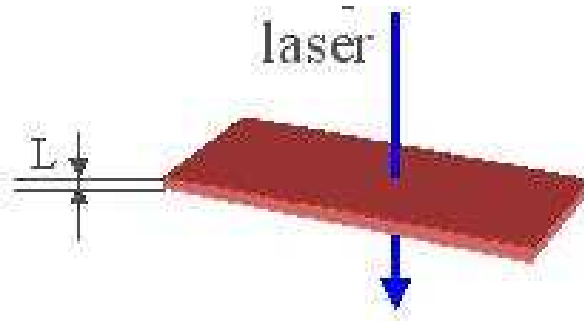


FIGURE 1.16 – Le temps de transit optique

Donc, on doit diminuer la valeur de L pour obtenir une fréquence de coupure plus haute.

Le deuxième paramètre important est le temps de transit électrique (TTE). Le temps de transit électrique correspond au temps de propagation de l'impulsion électrique le long du spot du faisceau laser. Ce temps dépend donc de la vitesse de propagation de l'impulsion électrique dans le cristal et de la taille du spot du faisceau laser.

Le temps de transit électrique est défini par :

$$\tau_{te} = \frac{w}{c} \sqrt{2\varepsilon_{eff} \ln 2} \quad (1.63)$$

où w est le demi-largeur du spot de la densité de puissance maximale. On associe à ce temps de transit électrique une fréquence de coupure à -3dB en effectuant la transformée de Fourier de la réponse temporelle de forme gaussienne. On en déduit alors :

$$f_{-3dBTE} = \sqrt{\frac{\ln 2}{\varepsilon_{eff} \pi w}} \frac{c}{\pi w} \quad (1.64)$$

TABLE 1.1 – Facteur de mérite de cristaux électro-optique

Cristal	$LiTaO_3$	AsGa	KTP	KDP
Hygroscopique	Non	Non	Non	Oui
Facteur de mérite (pm/V)	231,5	48,9	168,3	35

Cette fréquence dépend de la demi-largeur du spot du laser et de la permittivité effective ε_{eff} . Sa valeur de l'ordre de quelques THz, est plus grande que la fréquence de coupure TTO.

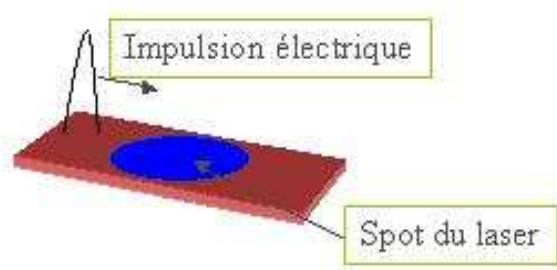


FIGURE 1.17 – Le temps de transit optique

Un autre paramètre important est la largeur d'impulsion du laser. La largeur de l'interception de la forme d'onde du signal électrique dépend de ce paramètre. Dans cette expérience, on utilise un laser de 90 fs. La fréquence répétitive d'impulsion est 10 MHz.

Finalement, pour utiliser l'effet électro-optique avec une grande sensibilité au champ électrique, il faut choisir des cristaux avec un grand facteur de mérite, comme le $LiTaO_3$ et le GaAs et éviter de choisir des cristaux sensibles à l'humidité ou dont les caractéristiques peuvent être modifiées par le laser. Par exemple, le cristal KTP présente des problèmes d'utilisation car le faisceau laser laisse des tâches grises sur le cristal et ce dernier est inutilisable une seconde fois.

C'est le facteur de mérite qui est le plus souvent employé pour classer les matériaux présentant l'effet Pockels. Nous présentons quelques cristaux électro-optiques dans le tableau 1.1.

1.2.7 Configurations existantes du système d'échantillonnage électro-optique dans les Laboratoires Nationaux de Métrologie

La première utilisation de l'effet électro-optique pour l'échantillonnage d'impulsions électriques rapides est démontrée par Valdmanis [48]. Le choix des configurations est vaste pour réaliser un banc d'échantillonnage électro-optique. Nous allons détailler les deux principales configurations avec leurs avantages et inconvénients respectifs.

L'échantillonnage électro-optique peut être effectué principalement de deux différentes configurations [40] : l'échantillonnage électro-optique interne [16] ou l'échantillonnage électro-optique externe [27].

Nous avons d'abord l'échantillonnage électro-optique interne, qui est utilisé par exemple au NIST. L'avantage de l'échantillonnage électro-optique interne est de ne pas nécessiter de sonde électro-optique. Il permet de protéger le champ électrique à mesurer des perturbations extérieures. Mais l'épaisseur du cristal électro-optique est plus importante, vu qu'il joue en même temps le rôle du substrat.

La figure 1.18 représente l'échantillonnage électro-optique interne.

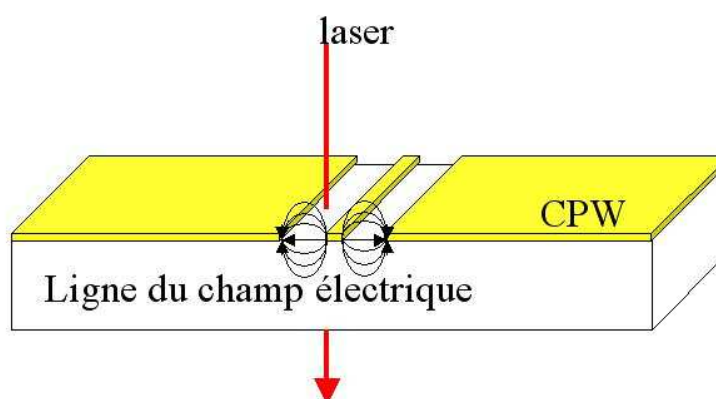


FIGURE 1.18 – L'échantillonnage électro-optique interne

La deuxième configuration est l'échantillonnage électro-optique externe, utilisé au NPL ou à la PTB, comme la figure 1.19. Une sonde électro-optique est employée et consiste en deux miroirs perpendiculaires et une petite tranche du cristal électro-

optique avec de bons coefficients électro-optiques. Dans ce cas, le cristal électro-optique peut être plus fin parce qu'il est déposé au dessus du substrat du CPW.

Les matériaux les plus couramment utilisés pour réaliser des sondes électro-optiques sont le tantalate de lithium ($LiTaO_3$), le tellurite de zinc (ZnTe)... En effet, ces matériaux possèdent des coefficients électro-optiques très importants. Mais ils présentent des permittivités statiques importantes ce qui perturbe fortement l'environnement électromagnétique. Le choix de la sonde électro-optique se fait par un compromis entre sensibilité et perturbations apportées.

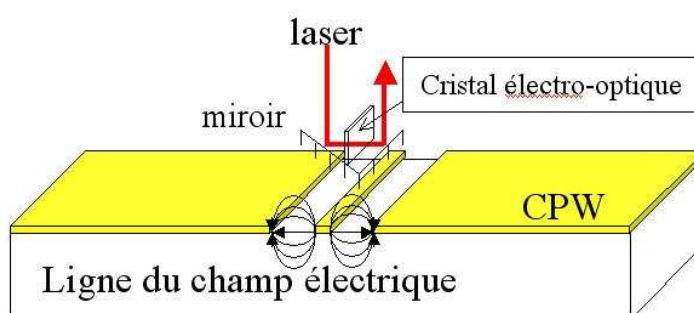


FIGURE 1.19 – L'échantillonnage électro-optique externe

La résolution temporelle est principalement limitée par le temps de parcours de l'impulsion optique dans le cristal, c'est-à-dire, l'épaisseur du cristal. L'échantillonnage électro-optique interne a une résolution temporelle fixée par l'épaisseur du substrat, de l'ordre de $300 \mu\text{m}$ à $500 \mu\text{m}$. L'avantage de l'échantillonnage électro-optique externe est que l'on peut amincir le cristal pour augmenter la résolution temporelle du système d'échantillonnage électro-optique. Nous considérons ces deux configurations par un logiciel de simulation électromagnétique 3D (CST Microwave Studio) dans le chapitre suivant.

1.3 Considérations liées au domaine des hyperfréquences

Cette partie constitue une introduction aux différents dispositifs utilisés pour mesurer les caractéristiques d'un système électronique ultra-rapide. Nous commencerons par une présentation rapide de la ligne de transmission, puis nous présenterons

les paramètres S . Ensuite, nous présenterons l'analyseur de réseau vectoriel, qui est utilisé couramment dans le domaine fréquentiel.

Nous avons vu dans les parties précédentes qu'avec le système d'échantillonnage électro-optique, nous pouvons générer des impulsions ultra-rapides permettant ainsi d'assurer une bonne résolution temporelle. Dans cette partie, nous allons étudier des paramètres importants dans le domaine hyperfréquence. Dans le but de mesurer la forme d'onde du signal électrique ultra-rapide à la sortie de la photodiode, celui-ci doit se propager sur une ligne de transmission qui doit être optimisée. Pour ce faire, une analyse hyperfréquence est nécessaire dans le domaine fréquentiel correspondant aux lignes de transmission. Cette partie traite le comportement hyperfréquence des lignes de transmission.

La caractérisation d'un composant se fait en établissant une loi de comportement qui décrit avec précision les relations entrée-sortie du composant. Nous rappelons d'abord quelques notions de base qui nous ont permis dans la suite de cette partie de réaliser l'étude théorique de la caractérisation d'une ligne de transmission.

1.3.1 Ligne de transmission

Dans notre étude, on utilise les lignes coplanaires pour propager le signal électrique ultra-rapide à la sortie de la photodiode. Dans ce paragraphe, nous allons rappeler brièvement la théorie des lignes de transmission d'une manière globale. Ensuite, nous nous intéresserons aux lignes de transmission coplanaires.

Dès que la ligne de transmission n'est pas de longueur très faible devant la longueur d'onde λ , elle peut être décomposée en une suite d'éléments-unités très petits devant λ , dits tronçons de lignes. Chacun de ces tronçons est modélisé par le circuit électrique équivalent de la figure 1.20. Ce modèle est valable pour la propagation en mode TEM (Transversal Electric and Magnetic fields), c'est-à-dire lorsque les champs électrique et magnétique sont dans des plans perpendiculaires aux conducteurs [30].

Ce modèle comporte en série, une résistance R qui représente les pertes d'énergie active dans les conducteurs de la ligne et une inductance L qui représente l'énergie réactive stockée dans la ligne. En parallèle, il y a une conductance G et une capacité

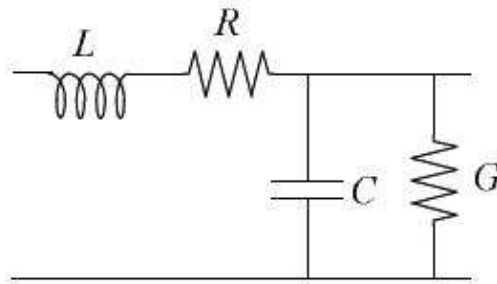


FIGURE 1.20 – Schéma électrique équivalent d'une ligne de transmission [30]

C, pour représenter respectivement les pertes d'énergie active et l'énergie réactive stockée dans le diélectrique de la ligne.

R, L, G et C sont les paramètres primaires de la ligne. En régime stationnaire, il y a deux autres paramètres Z_c et γ , dits paramètres secondaires. Ces paramètres sont exprimés en fonction des paramètres primaires R, L, C et G de la ligne de transmission.

L'impédance caractéristique Z_c est exprimée en Ω et la constante de propagation γ est exprimée en m^{-1} selon les relations suivantes :

$$Z_c = \sqrt{\frac{R + jL\omega}{G + jC\omega}} \quad (1.65)$$

$$\gamma = \sqrt{(R + jL\omega)(G + jC\omega)} \quad (1.66)$$

Cette seconde relation peut aussi s'écrire $\gamma = \alpha + j\beta$. La partie réelle α représente les pertes dans la ligne de transmission. La partie imaginaire β est caractéristique de la propagation dans la ligne.

1.3.2 Conception des lignes coplanaires

Le terme «coplanaire» désigne les lignes de transmission pour lesquelles tous les conducteurs sont sur le même plan, à la surface supérieure du substrat [87]. La ligne coplanaire(CPW), présentée sur la figure 1.21, est constituée de trois conducteurs métalliques déposés sur un substrat diélectrique de hauteur h. Les conducteurs sont séparés par deux fentes identiques de largeur S. Le ruban central de largeur W

propage le signal, tandis que les deux rubans latéraux, de largeur g , constituent les plans de masse de la ligne. Les deux rubans latéraux sont théoriquement de dimension semi-infinie, mais en pratique, on vérifie simplement que $g \geq 2(W + 2S)$. Un autre paramètre géométrique caractérisant cette ligne est l'épaisseur du conducteur t .

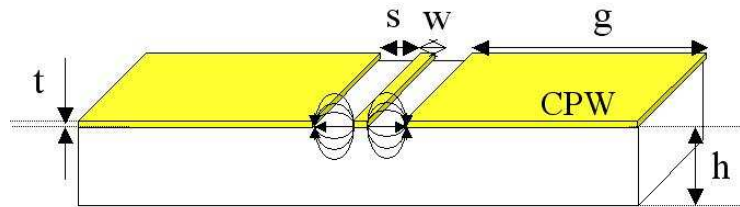


FIGURE 1.21 – La ligne coplanaire avec la distribution du champ électrique

La ligne coplanaire possède une interface air-diélectrique et le mode de propagation n'est donc pas purement TEM. Ce type de ligne de transmission peut supporter deux modes de propagation fondamentaux [43] : un mode impair quasi-TEM et un mode pair quasi-TE très dispersif. Dans notre cas, le mode quasi-TEM est le mode souhaité. L'utilisation de la ligne coplanaire permet de libérer le champ électrique dans un espace ouvert et ainsi permet de mesurer le champ électrique plus facilement. Dans le cadre de notre étude, nous devons réaliser des lignes coplanaires pour propager le signal électrique à la sortie de la photodiode et des lignes coplanaires pour pouvoir exécuter l'étalonnage. Les lignes doivent présenter des pertes très faibles et une impédance caractéristique réelle et proche de 50Ω sur une large bande de fréquence.

La propagation d'impulsions de tension est classiquement modélisée dans le domaine fréquentiel par :

$$e(f, z) = e_0(f) \exp[-(\alpha(f) + i\beta(f))z] \quad (1.67)$$

où $e_0(f)$ et $e(f, z)$ sont respectivement les transformées de Fourier de la forme d'onde initiale et la forme d'onde à une distance z . L'atténuation dépendant de la fréquence est exprimée par $\alpha(f)$ et $\beta(f)$ est le facteur de phase, dépendant de la fréquence. Ces formules ont certaines contraintes. Cependant, elles décrivent correc-

tement la façon dont les paramètres de ligne de transmission influent l'atténuation et la dispersion.

En général, la dispersion des lignes de transmission entraîne l'élargissement des impulsions car les différentes composantes fréquentielles se propagent avec des vitesses différentes. Pour modéliser la dispersion des lignes de transmission coplanaires dans le cas de signaux impulsionnels, on peut faire référence au travail de Hasnain et al. [60]. Une fonction analytique est extraite d'une simulation numérique. Les expressions suivantes sont valables pour le CPW. La phase β est exprimée comme :

$$\beta(f) = \frac{2f\pi}{c} \sqrt{\varepsilon_{eff}(f)} \quad (1.68)$$

où c est la vitesse de la lumière dans le vide. La constante diélectrique effective est analytiquement approchée par :

$$\sqrt{\varepsilon_{eff}(f)} = \sqrt{\varepsilon_q} + \frac{\sqrt{\varepsilon_r} - \sqrt{\varepsilon_q}}{1 + a(\frac{f}{f_{te}})^{-b}} \quad (1.69)$$

Dans cette équation, $\varepsilon_q = (\varepsilon_r + 1)/2$ est la permittivité effective quasi-statique, $f_{TE} = c/(4h\sqrt{\varepsilon_r - 1})$ est la fréquence de coupure pour les premiers modes TE, $b \approx 1.8$ est une constante empirique, et a dépend des dimensions de la ligne.

$$\log(a) \approx u \log\left(\frac{w}{s}\right) + \nu \quad (1.70)$$

avec

$$u \approx 0.54 - 0.64q + 0.015q^2 \quad (1.71)$$

et

$$\nu \approx 0.43 - 0.86q + 0.540q^2 \quad (1.72)$$

où

$$q = \log\left(\frac{w}{h}\right) \quad (1.73)$$

Il doit être souligné que l'équation 1.70 est semi-empirique. cette formule a été obtenue sous les hypothèses de conducteurs infiniment minces et de conductivité infinie.

D'ailleurs, le CPW est supposé avoir un substrat semi-infini. De plus, l'atténuation des lignes de transmission coplanaires devient importante aux hautes fréquences.

Il existe trois mécanismes principaux à l'origine des pertes dans une ligne coplanaire [44] [87].

- Pertes ohmiques : elles sont proportionnelles à la résistance des conducteurs métalliques. Ces pertes prédominent à basse fréquence. On peut les diminuer par le choix d'un métal d'excellente conductivité et d'épaisseur importante.
- Pertes diélectriques : elles sont dues au matériau diélectrique sur lequel la ligne de transmission est fabriquée. Elles sont liées à la distribution des lignes de champ dans le substrat ainsi qu'aux propriétés diélectriques du substrat. Ces pertes sont proportionnelles à la fréquence et donc prédominantes à des fréquences plus hautes par rapport aux pertes ohmiques.
- Pertes radiatives : il a été expérimentalement démontré que les pertes radiatives sont dominantes pour les fréquences supérieures à 200 GHz.

Les pertes radiatives pour un CPW peuvent être exprimées comme :

$$\alpha_{rad,CPW} = \left(\frac{\pi}{2}\right)^5 2 \left(\frac{1 - \frac{\epsilon_{eff}}{\epsilon_r}}{\sqrt{\frac{\epsilon_{eff}(f)}{\epsilon_r}}}\right)^2 \frac{(w + 2s)^2 \epsilon_r^{1.5}}{c^3 K(k) K(k')} f^3 \quad (1.74)$$

avec $k = w/(w + 2s)$; $K(k)$ est l'intégrale elliptique complète du premier type et $k' = \sqrt{1 - k^2}$ [61]. En général, les pertes ohmiques peuvent être exprimées par :

$$\alpha_{cond} = \frac{\ln(10)}{20} Re\left\{\frac{Z_s}{Z_0}\right\} g \quad (1.75)$$

où g est un facteur géométrique, et Z_s est l'impédance complexe de surface de la ligne métallique :

$$Z_s = \frac{1 + i}{\delta \sigma} \coth\left((1 + i)\frac{t}{\delta}\right) \quad (1.76)$$

avec $\delta = 1/\sqrt{f\mu_0\sigma\pi}$ l'épaisseur de peau dans le métal. La fonction analytique de pertes ohmiques a été calculée dans la référence [62]. Cependant, Liao et al. [63] ont obtenu une formule empirique plus précise pour $\alpha_{cond,CPW}$ en comparaison des résultats numériques d'une approche dans le domaine spectral publié dans la référence [64] :

$$\alpha_{cond,CPW} = \frac{g_1(k)}{w + 2s} \left(\frac{f}{f_{TE}}\right)^B \varepsilon_r^{0.3} g_2(t) \left(\frac{\sigma}{\sigma_r}\right)^{-0.77} \cdot 10^{-3} \quad (1.77)$$

avec,

$$g_1(k) = 8.67k^2 - 7.82k + 4.17 \quad (1.78)$$

$$g_2(t) = 0.01\left(\frac{t_r}{t}\right)^2 + 0.42\left(\frac{t_r}{t}\right) + 0.63 \quad (1.79)$$

$$B = \left(0.25\left(\frac{t}{t_r}\right) + 0.14\right)[0.59k + 0.73] \quad (1.80)$$

Ici, les constantes t_r et σ_r sont respectivement $1\mu\text{m}$ et $1.0 \cdot 10^7 \text{ S/m}$. Les pertes diélectriques sont calculées dans la référence [62].

$$\alpha_{diel} \approx \frac{\pi}{c} \frac{\varepsilon_r}{\sqrt{\varepsilon_{eff}}} \frac{\varepsilon_{eff} - 1}{\varepsilon_r - 1} \tan(\delta) f \quad (1.81)$$

où $\tan(\delta)$ est le facteur de perte. Comme mentionné ci-dessus, les pertes radiatives dominent pour les fréquences supérieures à 200 GHz. Les pertes diélectriques peuvent généralement être négligés pour les lignes de transmission sur un substrat avec une constant diélectrique faible. En général, lors de la conception des lignes de transmission coplanaires, il faut être conscient du problème suivant : en diminuant les dimensions de ligne (w,s), l'apparition de pertes radiatives se déplace à des fréquences plus élevées. Mais, la diminution des dimensions des lignes va également être accompagnée d'une augmentation des pertes ohmiques [61] [65]. Enfin, pour conclure cette section, les fonctions analytiques ont été données pour calculer les caractéristiques de dispersion et d'atténuation des lignes de transmission coplanaires.

1.3.3 Adaptation des lignes à 50 Ω

L'utilisation principale d'une ligne de transmission est la transmission d'énergie électrique qui supporte une information. La bonne transmission de cette information suppose le bon transfert de l'énergie, ce qui suppose une bonne adaptation des impédances en entrée et en sortie de la ligne. Cette bonne adaptation se produit

quand l'impédance terminale est égale à l'impédance caractéristique de la ligne. Dans le cas contraire, le transfert d'énergie n'est pas total et l'énergie non transférée fait demi-tour ce qui présente des inconvénients (les réflexions). C'est pour cela que quelques valeurs d'impédance caractéristique ont été choisies pour faciliter le travail des concepteurs dans l'utilisation des lignes coaxiales.

La ligne sans perte est une ligne idéale. Dans ce cas idéal, les paramètres R et G sont nuls et la ligne est caractérisée par les relations :

$$Z_c = \sqrt{\frac{L}{C}} \quad (1.82)$$

$$\gamma = j\beta \quad (1.83)$$

L'impédance du CPW doit être égale à l'impédance caractéristique de la ligne coaxiale pour éviter les réflexions. Cette impédance est égale à 50Ω . Donc, la première étape dans le travail de simulation consiste à fixer les dimensions de la ligne pour obtenir une impédance caractéristique du CPW autour de 50Ω pour des fréquences comprises entre 0 à 100 GHz.

1.3.4 Les paramètres S

La ligne coplanaire est un circuit à deux accès ou quadripôle, permettant de transférer l'énergie d'un accès à l'autre. Chaque accès est constitué de deux bornes. Nous allons présenter la méthode des paramètres S qui permet de caractériser un quadripôle.

Les paramètres S sont utilisés en hyperfréquences pour décrire le comportement électrique de réseaux électriques linéaires en fonction des signaux d'entrée. Les relations entrées-sorties sont multiples. La loi de comportement est une matrice de transfert. La matrice regroupant ces lois de transfert est appelée matrice de répartition ou matrice S. Ces différents coefficients complexes sont appelés paramètres S. La matrice de répartition est définie par la relation suivante [76] :

$$[b_{reflech}] = [S][a_{incident}]$$

Les paramètres S peuvent représenter de nombreuses propriétés électriques, comme la réflexion et la transmission. Les paramètres S peuvent être mesurés avec un analyseur de réseau vectoriel. Une fois déterminés, ces paramètres S peuvent être mis sous forme matricielle. Par exemple, pour un quadripôle (comme ce sera le cas pour la plupart des composants que nous étudierons), on a :

$$\begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \end{bmatrix}$$

où b_1 et b_2 représentent les ondes réfléchies par les accès 1 et 2 et a_1 et a_2 représentent les ondes incidentes sur ces mêmes accès.

Nous avons donc :

$$S = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix}$$

1.3.5 Analyseur de réseau vectoriel

Les paramètres S constituent l'une des grandeurs de base de l'électricité-magnétisme dans le domaine hyperfréquence. Ils sont mesurés à l'aide d'un analyseur de réseau vectoriel (Vector Network Analyzer (VNA)). L'analyseur de réseau est généralement utilisé pour caractériser de façon précise des composants électroniques rapides (un réseau de circuits par exemple) en mesurant l'amplitude et la phase d'un dispositif sous test (DST) balayé en fréquence. La fonction de transfert complexe d'un DST peut être extraite de plusieurs mesures individuelles à des fréquences différentes. De nos jours, l'analyseur de réseau est couramment utilisé jusqu'à des fréquences de 100 GHz.

Le principe de fonctionnement de l'analyseur de réseau est représenté sur la figure 1.22. Un signal sinusoïdal hyperfréquence très pur est généré par un générateur. L'analyseur de réseau dispose de deux accès (port en anglais) notés 1 et 2. Sur chaque port, des coupleurs directifs permettent d'exploiter séparément les signaux incidents des signaux réfléchis par le composant sous test.

L'analyseur de réseau permet ainsi de déterminer les paramètres S de ce DST et mesure les ondes incidentes et réfléchies durant un balayage en fréquence.

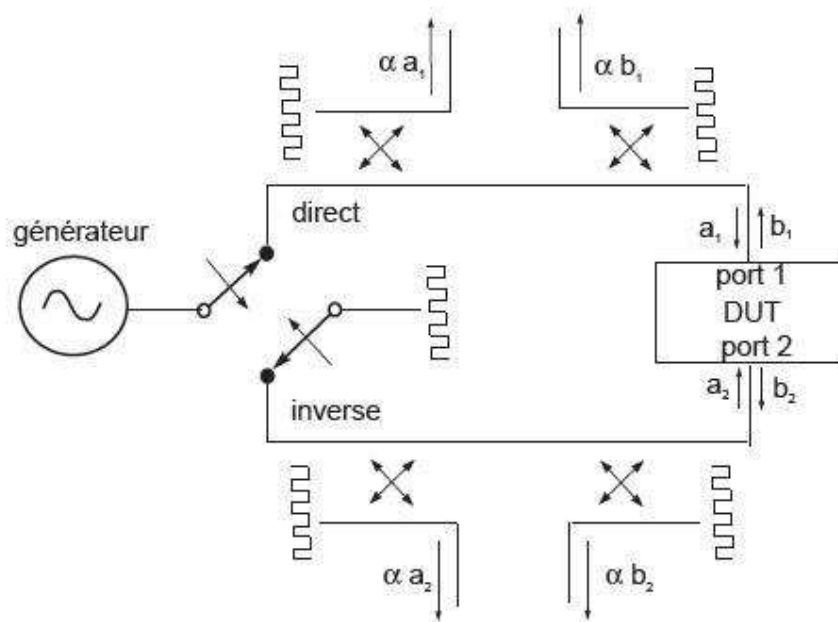


FIGURE 1.22 – Représentation schématique de l’analyseur de réseau. Direct : mesure du $S_{11} = b_1/a_1$ ou du $S_{21} = b_2/a_1$, Inverse : mesure du $S_{22} = b_2/a_2$ ou du $S_{12} = b_1/a_2$. [76]

Il y a des termes d’erreur introduits par les imperfections des coupleurs, par les pertes des câbles et/ou des désadaptations entre des composants électroniques. Il faut une procédure d’étalonnage pour corriger ces imperfections. La précision des paramètres S des composants électroniques avec un analyseur de réseau vectoriel dépend de l’exactitude de l’étalonnage utilisé pour corriger les erreurs inhérentes au système. Cet étalonnage est réalisé à partir de différents étalons (court-circuit, circuit ouvert, ligne) que l’on connecte successivement à chacun des ports de l’analyseur de réseau, afin de déterminer les erreurs systématiques du système avant la mesure du composant. Les coefficients d’erreur calculés à partir de l’étalonnage seront utilisés pour caractériser les vrais paramètres S du dispositif. Il existe plusieurs procédures d’étalonnage. Nous les présentons dans le chapitre 4.

1.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons discuté le système d’échantillonnage électro-optique. D’abord, nous avons présenté trois méthodes possibles pour la mesure de la réponse

impulsionnelle. Parmi ces trois méthodes, nous avons choisi le système d'échantillonnage électro-optique pour reconstruire la forme d'onde du signal électrique ultra-rapide. Ensuite, nous avons discuté les éléments importants dans le système d'échantillonnage électro-optique. Enfin, nous avons fait une introduction de l'analyseur de réseau vectoriel qui sera utilisé dans la partie consacrée aux mesures. Le chapitre suivant présentera les simulations pour les différentes configurations existantes du système d'échantillonnage électro-optique.

Chapitre 2

Simulation électromagnétique et proposition d'une nouvelle configuration

Dans la première partie du chapitre, les simulations électromagnétiques des configurations interne et externe sont décrites dans ce chapitre. Avec les résultats des simulations, on peut mettre en évidence les avantages et les inconvénients des configurations respectives. La deuxième partie du chapitre est consacrée à la proposition d'une nouvelle configuration du système d'échantillonnage électro-optique en rassemblant ces avantages. Enfin, des simulations sont effectuées pour plusieurs lignes coplanaires (CPW) avec des dimensions différentes et les résultats obtenus sont satisfaisants.

2.1 Simulations pour deux configurations électro-optique

Dans le chapitre précédent, nous avons présenté les deux configurations électro-optiques utilisées dans les trois laboratoires NIST, PTB et NPL, la configuration interne et la configuration externe. Pour connaître les performances de ces deux configurations, on a fait des simulations en utilisant le logiciel CST Microwave Stu-

dio. Avant la présentation des simulations, on présente le calcul de l'impédance caractéristique des lignes.

2.1.1 Calcul de l'impédance caractéristique des lignes

Dans le chapitre 1, on a présenté le schéma des ligne coplanaires dans la figure 1.21. Nous pouvons trouver des informations du calcul de l'impédance caractéristique des lignes dans la thèse de Mebrouk Bahouche. Pour une hauteur h et une constante diélectrique relative ε_r données, la valeur de l'impédance caractéristique Z_c de la ligne CPW est calculée à partir de la largeur W du ruban central et de la largeur S des fentes. Pour une valeur désirée de Z_c , de nombreux couples (W, S) sont possibles. Un calcul analytique permet de vérifier que l'impédance caractéristique Z_c des lignes est égale à 50Ω , et que les dimensions choisies permettent de minimiser la propagation des modes parasites et d'avoir un mode quasi-TEM unique [87].

Pour analyser les lignes de transmission planaires, on utilise en général l'approche quasi-statique. Dans cette méthode, le mode de propagation est considéré comme purement TEM, et les caractéristiques de la ligne sont déterminées par le calcul de sa capacité. Il est valable pour des dimensions de W et h petites par rapport à la longueur d'onde. On doit d'abord obtenir les valeurs de la capacité du demi-plan supérieur (C_1) et la capacité du demi-plan inférieur (C_2).

Pour réaliser le calcul électrostatique, on fait l'hypothèse que les interfaces diélectriques de la structure peuvent être remplacées par des murs magnétiques et que l'épaisseur des conducteurs est nulle. De cette manière, la capacité de chaque interface est déterminée séparément en deux calculs distincts [45] [46] [47]. La capacité totale par unité de longueur de la ligne s'écrit :

$$C = C_1 + C_2 \quad (2.1)$$

$$C_1 = 2\varepsilon_0 \frac{K(k_1)}{K(k'_1)} \quad (2.2)$$

$$C_2 = 2\varepsilon_0 \varepsilon_r \frac{K(k_1)}{K(k'_1)} \quad (2.3)$$

avec $k_1 = \frac{w}{w+2s}$ et $k'_1 = \sqrt{1 - k_1^2}$. La constante diélectrique effective ε_{eff} de la ligne est donnée par :

$$\varepsilon_{eff} = \frac{\varepsilon_r + 1}{2} \quad (2.4)$$

L'impédance caractéristique Z_c de la ligne de transmission est donnée par :

$$Z_c = \sqrt{\frac{L}{C}} = \frac{\sqrt{\varepsilon_{eff}}}{cC} \quad (2.5)$$

où c est la vitesse de la lumière dans le vide. Donc, on a :

$$Z_c = \frac{30\pi}{\sqrt{(\varepsilon_r + 1)/2}} \frac{K(k_1)}{K(k'_1)} \quad (2.6)$$

La fonction $K(k)$ est l'intégrale elliptique du premier ordre, donnée dans la littérature par des formules simples :

$$\frac{K(k_1)}{K(k'_1)} = \frac{\pi}{\ln\left[\frac{2(1+\sqrt{k_1})}{(1-\sqrt{k_1})}\right]} \quad \text{pour } 0 \leq k \leq 0.707 \quad (2.7)$$

$$\frac{K(k_1)}{K(k'_1)} = \frac{\ln\left[\frac{2(1+\sqrt{k_1})}{(1-\sqrt{k_1})}\right]}{\pi} \quad \text{pour } 0.707 \leq k \leq 1 \quad (2.8)$$

Un calcul analytique permet de choisir les dimensions du couple (W et S) pour obtenir l'impédance caractéristique de nos lignes autour de 50 Ω . Dans la partie suivante, on fait des simulations sur CST Microwave Studio pour vérifier le résultat du calcul analytique de l'impédance caractéristique Z_c des lignes.

2.1.2 Simulations pour la configuration interne avec $LiTaO_3$

Cette partie présente le premier travail effectué avec le logiciel de simulation CST Microwave Studio. C'est un logiciel de simulation électromagnétique en trois dimensions qui permet de résoudre les équations de Maxwell dans le domaine temporel.

D'abord, nous considérons l'échantillonnage électro-optique interne par le logiciel Microwave Studio. Le NIST a privilégié l'échantillonnage électro-optique interne qui utilise les propriétés électro-optiques du substrat. Pour étudier la distribution

du champ électrique dans le CPW avec la configuration d'échantillonnage électro-optique interne, on a fait des simulations pour la configuration interne avec le cristal $LiTaO_3$.

Il existe une infinité de couples des dimensions de ruban et de fente permettant d'obtenir une impédance caractéristique de 50Ω . Pour choisir les dimensions du ruban et des deux fentes, il faut tenir compte de l'espacement des pointes de la sonde (figure 2.1). Toutes les sondes du laboratoire ont un espacement de $100 \mu m$.

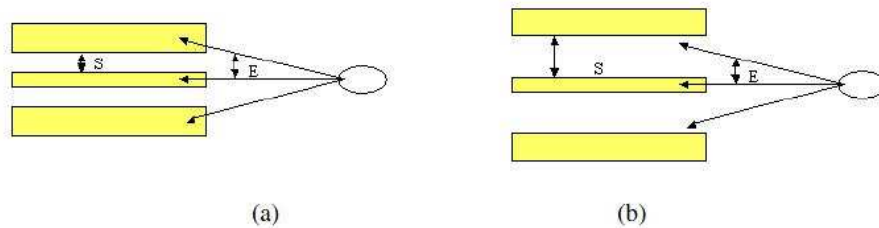


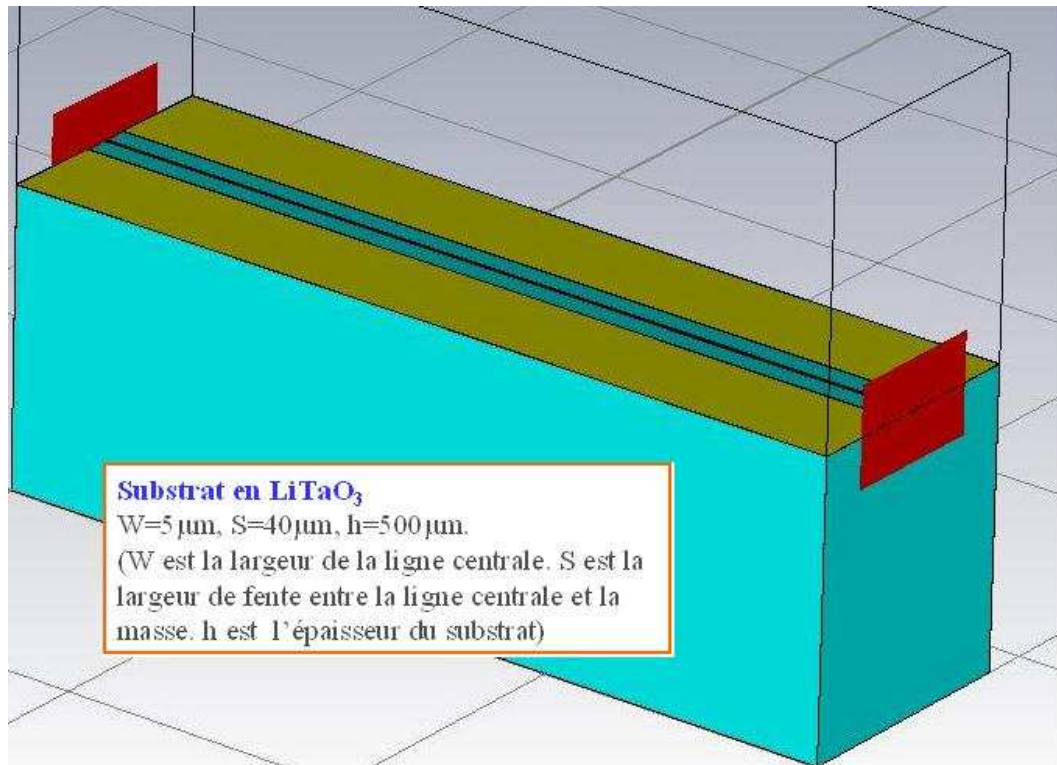
FIGURE 2.1 – (a) Topologie en tenant compte de l'espacement entre les pointes (b) Topologie avec fentes trop larges

Pour l'épaisseur du substrat de $LiTaO_3$ et l'épaisseur de la couche d'or, on a choisi les valeurs trouvées dans les publications du NIST, respectivement, $500 \mu m$ et $0,5 \mu m$. De plus, on peut voir que la permittivité effective du CPW est autour de 22 à cause de la grande permittivité du matériau $LiTaO_3$, égale à 43. Compte tenu de l'espacement des pointes, on choisit les dimensions suivantes :

$W = 5 \mu m$ (largeur du ruban) et $S = 40 \mu m$ (largeur des fentes). L'impédance caractéristique de ce CPW est $50,33 \Omega$ à la fréquence médiane de notre étude (50 GHz). La figure 2.2 représente la topologie de la ligne coplanaire sur substrat de $LiTaO_3$ dans les publications du NIST.

La distribution du champ électrique n'est pas homogène dans le cristal. Le champ électrique est essentiellement distribué autour du ruban, comme le montre la figure 2.3. Dans le chapitre précédent, on a considéré un paramètre important, le temps de transit optique qui est proportionnel à l'épaisseur du cristal électro-optique et qui est défini comme :

$$\tau_{to} = \frac{nL}{c} \quad (2.9)$$

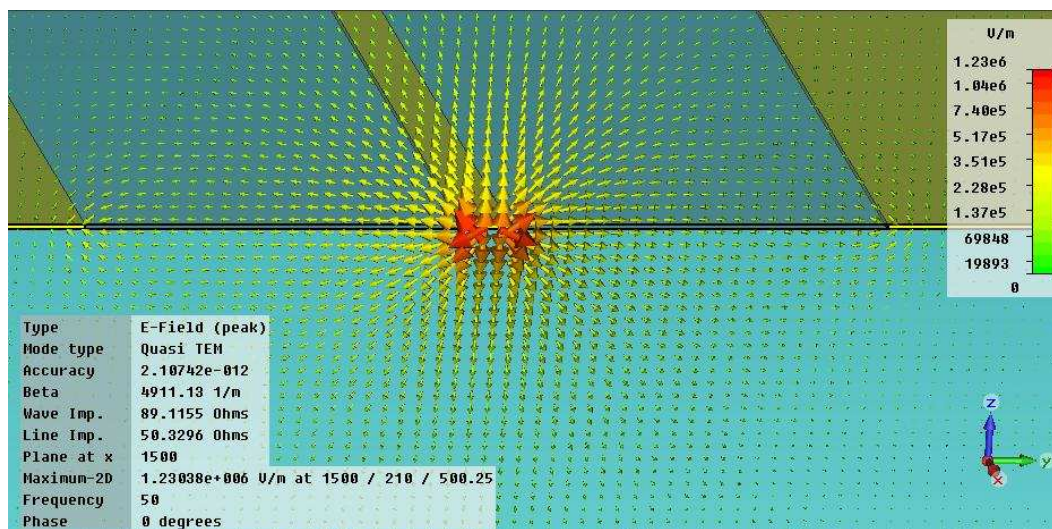
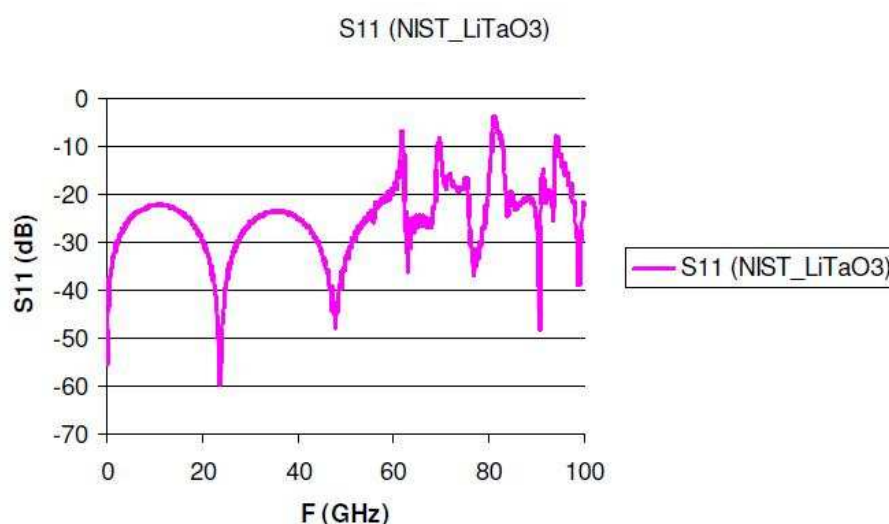
FIGURE 2.2 – Topologie de la ligne coplanaire sur substrat de LiTaO_3

où n est l'indice de réfraction du cristal, L est le chemin parcouru par le faisceau optique dans le cristal et c est la vitesse de la lumière dans le vide. Ce temps de transit correspond à une fréquence de coupure. Pour obtenir une fréquence de coupure grande, il faut diminuer la valeur de L . Cela nous permet d'obtenir simultanément une distribution plus homogène du champ électrique dans le cristal.

Les résultats de simulation obtenus ne sont pas représentatifs au delà de 60 GHz. On observe une réponse chaotique, comme le montrent les figures 2.4 et 2.5. En effet, bien que les dimensions physiques de la ligne coplanaire permettent d'adapter la ligne à $50\ \Omega$, la grande discontinuité de constante diélectrique entre le substrat de LiTaO_3 et la sonde à pointes entraîne d'un mode désadapté et un effet de stockage d'énergie [34].

2.1.3 Simulations pour la configuration interne avec GaAs

Pour trouver une solution optimale de la configuration interne, nous choisissons la même épaisseur de substrat de $500\ \mu\text{m}$, puis, nous effectuons les mêmes simulations

FIGURE 2.3 – La distribution du champ électrique sur substrat de $LiTaO_3$ FIGURE 2.4 – Réponse fréquentielle du facteur de réflexion sur $LiTaO_3$

en utilisant le cristal électro-optique GaAs comme substrat pour la configuration interne.

La permittivité du cristal GaAs est autour de 13, beaucoup plus petite que le cristal $LiTaO_3$. Comme la partie précédente, nous cherchons le couple de dimensions de ruban et de fente qui permet d'obtenir une impédance caractéristique de 50Ω et d'être compatible avec l'espacement des points.

Nous obtenons : $W=64 \mu\text{m}$ (largeur du ruban) et $S=42 \mu\text{m}$ (largeur des fentes). Puis, nous effectuons la simulation pour la configuration interne avec le substrat en

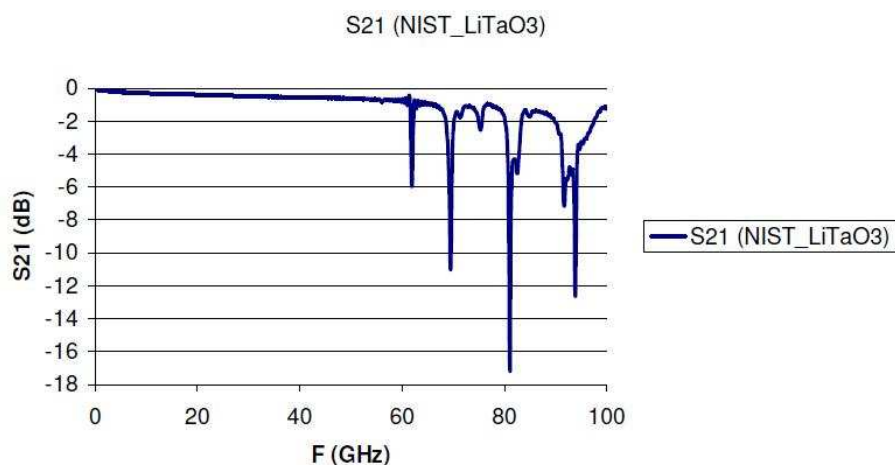


FIGURE 2.5 – Réponse fréquentielle du facteur de transmission sur $LiTaO_3$

GaAs (figure 2.6).

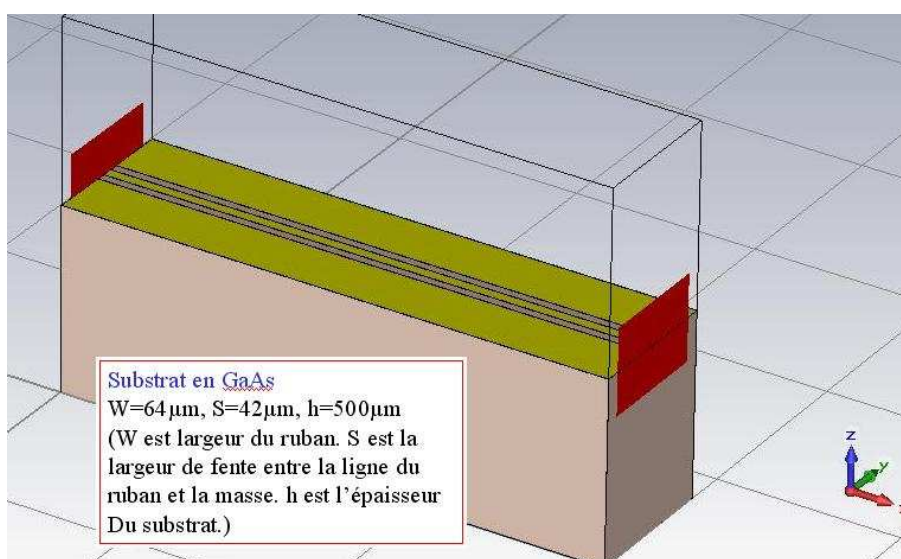


FIGURE 2.6 – Topologie de la ligne coplanaire sur substrat de GaAs

Les résultats de simulation obtenus sont présentés sur les figures 2.7 et 2.8.

On trouve un meilleur facteur de transmission sur GaAs par rapport à la réponse du $LiTaO_3$ et un facteur de réflexion plus faible. En comparant les résultats des deux matériaux, on peut voir que les pertes d'insertion du cristal GaAs sont plus faibles que celles du $LiTaO_3$. Les discontinuités avec un substrat de $LiTaO_3$ sont dues à sa permittivité effective très importante d'où une grande capacité de stockage d'énergie qui entraîne un mode désadapté avec beaucoup de réflexion et une faible transmission. Pour avoir des résultats optimaux, il faudrait utiliser un substrat avec

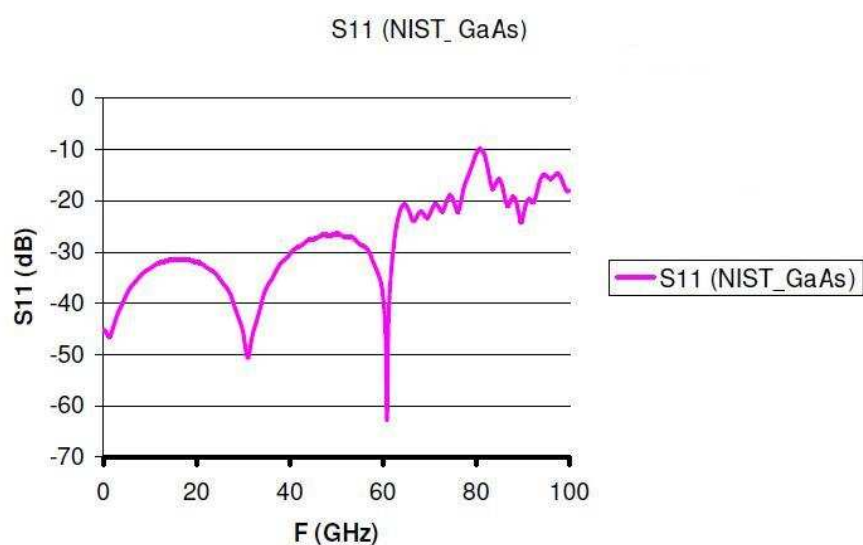


FIGURE 2.7 – Réponse fréquentielle du facteur de réflexion du GaAs

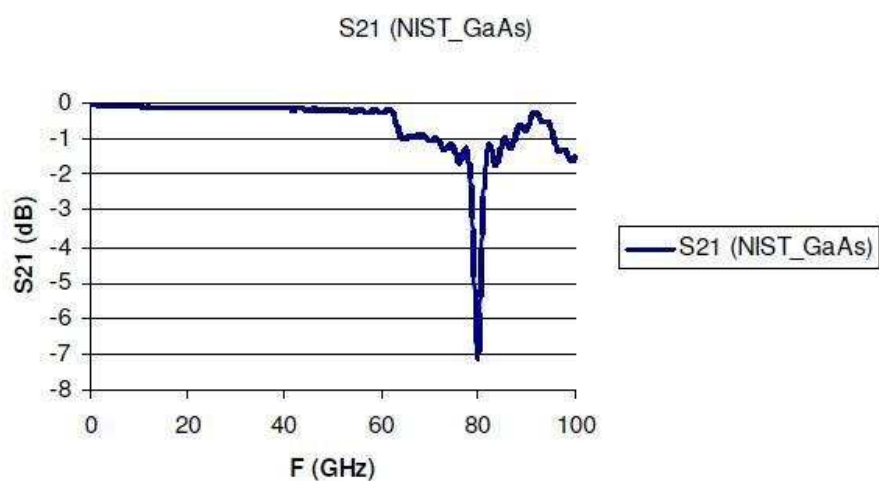


FIGURE 2.8 – Réponse fréquentielle du facteur de transmission du GaAs

une faible permittivité. Or, dans le tableau 2.1, on voit que les matériaux électro-optiques présentent généralement une forte permittivité.

2.1.4 Simulations pour la configuration externe

Nous considérons ensuite les simulations pour la configuration externe, comme sur la figure 2.9 [17]. Pour les simulations, on considère un substrat en GaAs, comme sur la figure 2.10. On dépose un cristal électro-optique de $LiTaO_3$ au-dessus de la

TABLE 2.1 – Caractéristiques des matériaux électro-optiques. [35]

Matériau	Facteur de mérite (pm/V)	Permittivité ϵ_r
KDP	$r_{63} = 10$	45
KH_2PO_4	$r_{63} = 10$	45
$LiNbO_3$	$r_{33} = 30,8$	50
$LiTaO_3$	$r_{33} = 30,3$	$T_{11} = 53,6, T_{33} = 43,4$
$KNbO_3$	$r_{42} = 380$	300
$Bi_{12}SiO_{20}$	$r_{41} = 5$	50
KTP	$r_{63} = 50$	40
GaAs	$r_{41} = 1,35$	12

ligne coplanaire. On a choisi $W = 5 \mu\text{m}$ (largeur du ruban) et $S = 40 \mu\text{m}$ (largeur des fentes). L'impédance caractéristique de ce CPW est égale à $47,54 \Omega$ à la fréquence médiane de notre étude, c'est-à-dire à 50 GHz.

Pour la configuration externe, la distribution du champ électrique dans le cristal est en fonction de la distance entre la ligne de transmission et le cristal. On peut voir que le champ électrique est essentiellement distribué dans l'air entre le cristal électro-optique et la surface de la ligne coplanaire, comme le montre la figure 2.10. De plus, l'amplitude du champ électrique dans le cristal dépend également de cette distance.

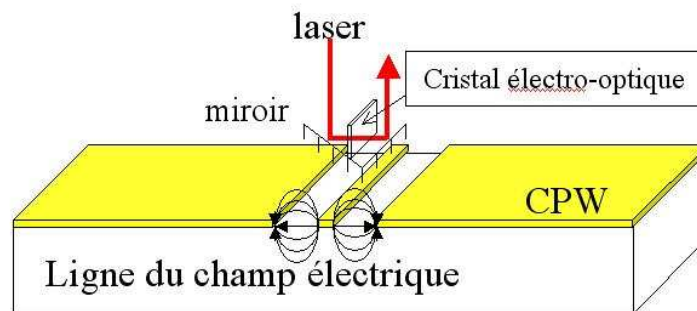


FIGURE 2.9 – L'échantillonnage électro-optique externe

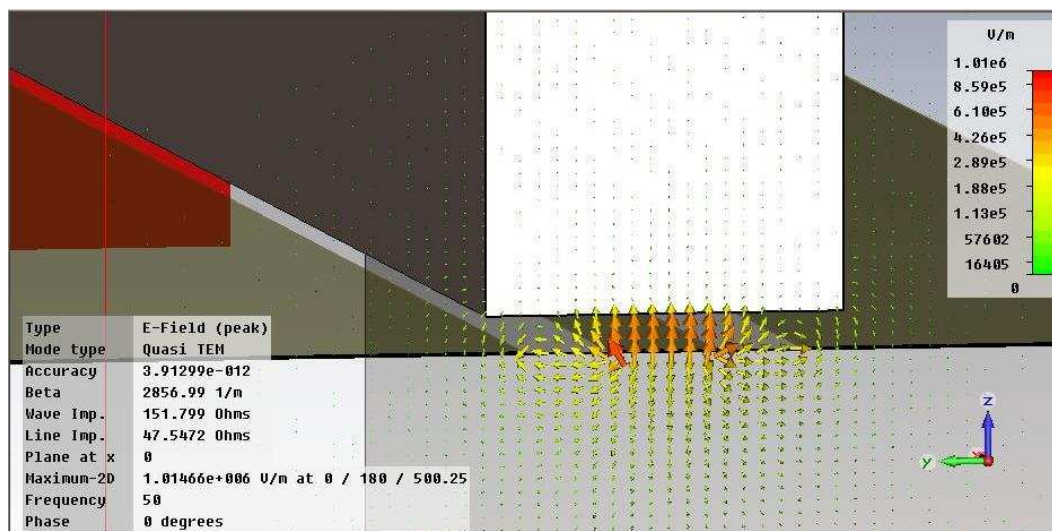


FIGURE 2.10 – La distribution du champ électrique pour la configuration externe

2.2 Proposition d'une nouvelle configuration

Dans cette partie, nous proposons une nouvelle configuration. Nous présentons d'abord les matériaux utilisés dans les simulations pour cette nouvelle configuration. Ensuite, nous présentons la ligne coplanaire conçue pour cette nouvelle configuration. Enfin, les résultats de la simulation pour cette nouvelle configuration sont présentés.

2.2.1 Matériaux utilisés dans les simulations de la nouvelle configuration

Compte tenu des résultats de simulation précédents, nous proposons une nouvelle configuration. Cette nouvelle configuration pour l'échantillonnage électro-optique est présentée sur la figure 2.11. La nouvelle configuration impose de travailler avec un substrat sans effet électro-optique et de placer un cristal électro-optique de petite dimension au centre de la ligne coplanaire. Par rapport à la configuration interne du NIST, le substrat ne joue plus le rôle du cristal électro-optique. Par ailleurs, on a vu, pour la configuration du NIST, qu'il n'est pas possible de diminuer considérablement l'épaisseur du cristal électro-optique pour augmenter la bande passante TTO, vu qu'il s'agit du substrat lui-même. En pratique, il faut au moins $500\mu\text{m}$ d'épaisseur pour réaliser un wafer, sinon le wafer est trop fragile. Grâce à cette nouvelle confi-

guration, on peut diminuer l'épaisseur du cristal électro-optique pour augmenter la bande passante TEO et réaliser en même temps un wafer avec un diamètre important. Ainsi ce substrat n'aura qu'une fonction de support.

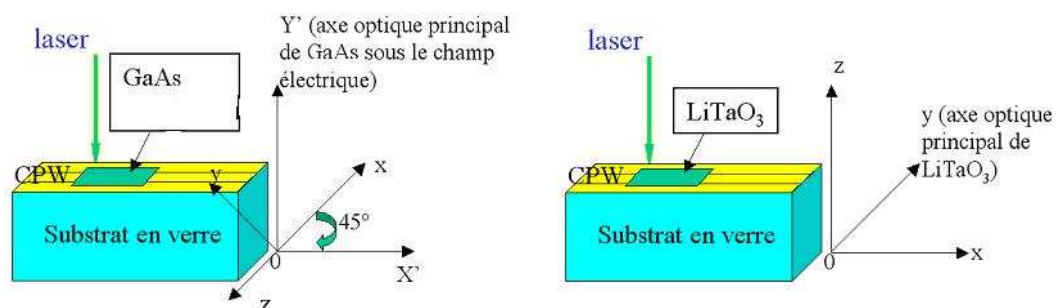


FIGURE 2.11 – Nouvelle configuration pour l'échantillonnage électro-optique

Ce matériau doit être transparent pour le laser de longueur d'onde 1550 nm. Il doit avoir une permittivité faible pour diminuer la désadaptation observée dans la partie précédente. Dans notre étude, nous avons choisi le substrat en verre BK7. Le verre BK7 est un des verres borosilicates de type crown les plus utilisés pour le visible et l'infrarouge proche. Sa grande homogénéité, sa faible porosité et sa facilité d'usinage en font un bon matériau pour la transmission optique. Sa plage de transmission s'étend de 380 à 2100 nm (figure 2.12).

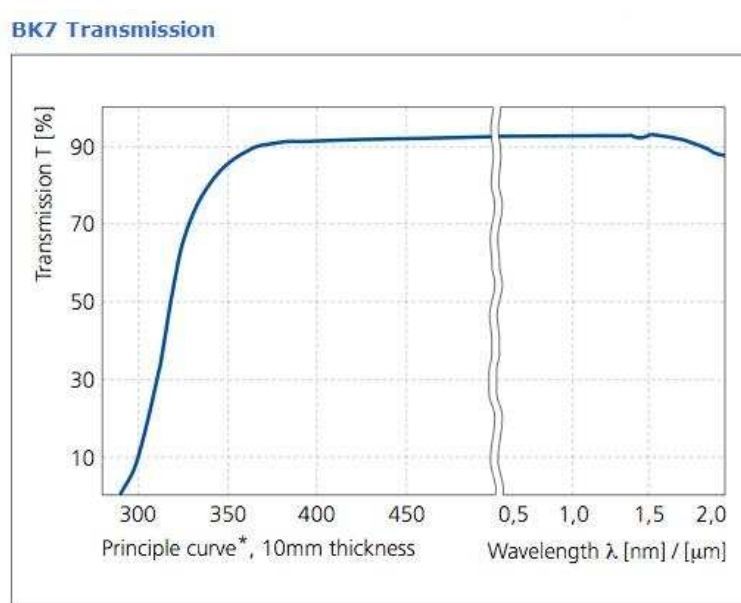


FIGURE 2.12 – Transmission du laser pour le verre BK7

Grâce à ses petites dimensions (1mm*1mm), le cristal électro-optique peut être découpé en épaisseur du $100\mu\text{m}$. On a fait des simulations pour les cristaux LiTaO_3 et GaAs. On a déjà considéré quelques caractéristiques de ces deux cristaux. Ici, on présente les plages de transmission sur les figures 2.13 et 2.14 respectivement pour le GaAs et le LiTaO_3 .

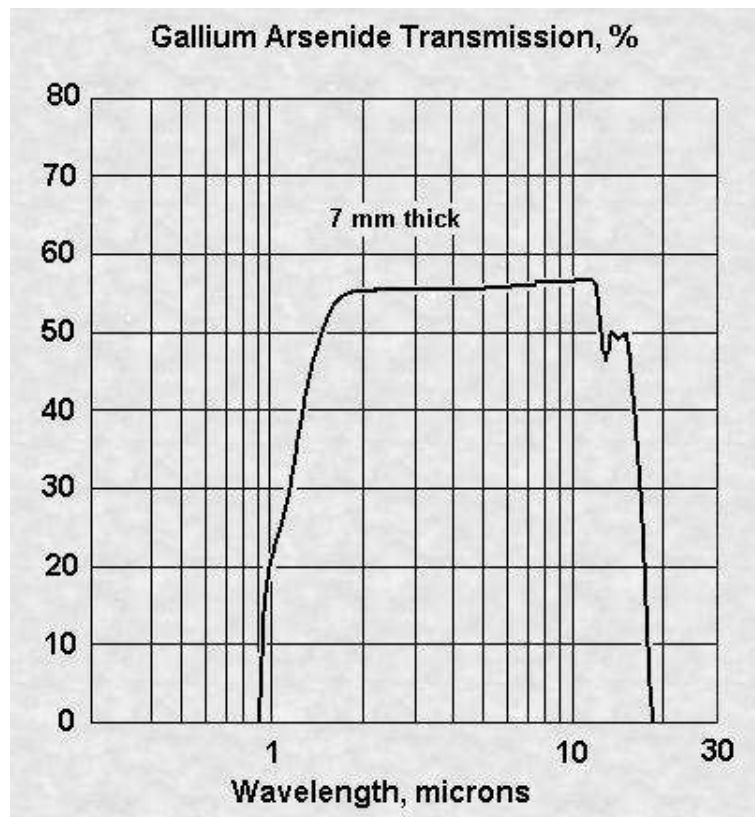
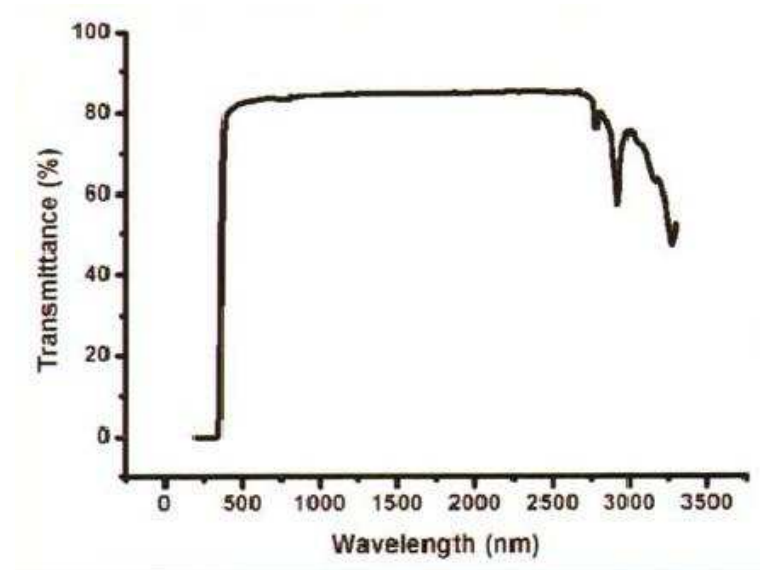


FIGURE 2.13 – Transmission du laser pour le GaAs [36]

2.2.2 Ligne coplanaire conçue pour la nouvelle configuration

La ligne coplanaire est utilisée dans la fabrication de circuits intégrés micro-ondes monolithiques (MMICs). Dans les parties précédentes, on a considéré l'adaptation des lignes. Dans notre cas, on pose un cristal électro-optique au centre de la ligne de transmission. Donc, un signal se propageant dans la ligne traverse des milieux avec des permittivités effectives différentes. Nous supposons que la permittivité au centre de la ligne de transmission avec le cristal peut être décrite par le formule ci-dessous :

FIGURE 2.14 – Transmission du laser pour le $LiTaO_3$ [36]

$$\varepsilon_{ref} \approx \frac{\varepsilon_{rBK7} + \varepsilon_{rcristal}}{2} \quad (2.1)$$

Dans les autres zones de la ligne coplanaire :

$$\varepsilon_{ref} = \frac{\varepsilon_{rBK7} + 1}{2} \quad (2.2)$$

Pour adapter à 50 ohms toutes les zones de la ligne coplanaire, il faut considérer des dimensions W et S spécifiques aux différentes zones de la ligne coplanaire car l'impédance caractéristique est une fonction de ε_{ref} . Cela génère des transitions au niveau de la section de la ligne.

Deux types de transitions ont été considérés (figure 2.15). La zone de transition avec la zone couverte par le cristal forme un angle droit pour le cristal $LiTaO_3$ et a une forme en 'taper' (section variant progressivement) pour le cristal GaAs.

Dans ces figures, L est la longueur de la ligne CPW égale à 1,5mm. W_2 est la largeur du ruban dans la zone couverte par le cristal électro-optique. S_2 est la largeur des fentes dans cette même zone. Tête est la longueur des zones pour la pose des sondes à pointes. Elle est égale à $125\mu m$.

On a d'abord fixé W à $87\mu m$ et S à $10\mu m$ pour adapter à 50Ω les bouts de la ligne coplanaire. Les valeurs de W_2 et S_2 sont ensuite ajustées pour chaque ligne

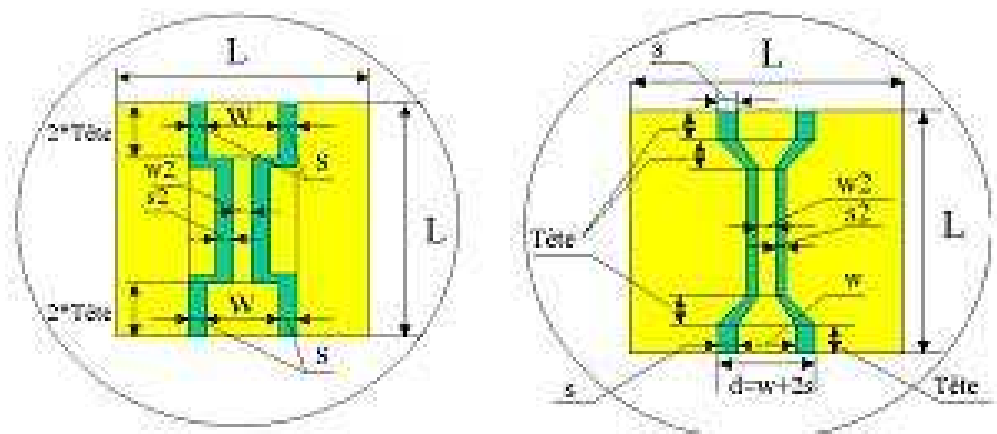


FIGURE 2.15 – Topologie de la ligne coplanaire pour la nouvelle configuration coplanaire afin d'obtenir les adaptations optimales.

2.2.3 Résultats de la simulation pour la nouvelle configuration

On a fait des simulations pour toutes les lignes coplanaires de la nouvelle configuration en utilisant le logiciel de simulation électromagnétique CST Microwave Studio. Ces simulations montrent que les résultats sont à peu près identiques pour des fentes au centre de la ligne coplanaire S_2 plus petites (de $10\ \mu\text{m}$ à $25\ \mu\text{m}$ avec le cristal LiTaO_3 et de $6\ \mu\text{m}$ à $12\ \mu\text{m}$ avec le cristal GaAs). On constate néanmoins un niveau élevé en réflexion. Mais pour les lignes coplanaires avec des S_2 plus grands, on obtient des résultats plus optimaux.

Nous avons choisi de présenter les résultats des petites valeurs de S_2 et des grands valeurs pour chaque cristal afin de comparer les différences obtenues. Pour les lignes coplanaires avec le cristal LiTaO_3 sur le verre BK7, on présente le résultat avec les paramètres $W = 87\ \mu\text{m}$, $S = 10\ \mu\text{m}$, $W_2 = 2\ \mu\text{m}$, $S_2 = 10\ \mu\text{m}$. Cette ligne coplanaire est présentée sur la figure 2.16. Les facteurs de réflexion et de transmission sont présentés respectivement en figures 2.17 et 2.18.

On remarque que la réponse du facteur de transmission présente beaucoup d'oscillations.

On présente ensuite une ligne coplanaire avec le cristal LiTaO_3 sur le verre BK7

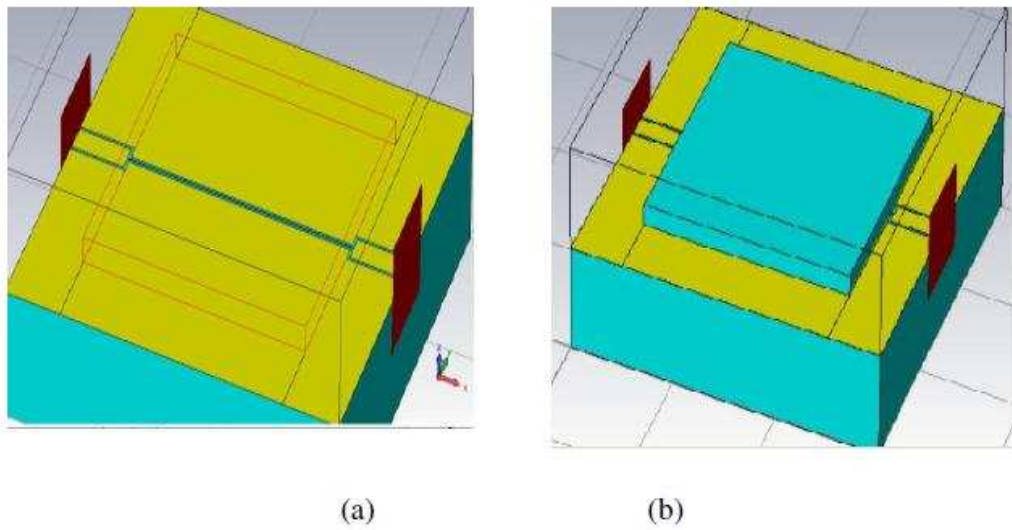


FIGURE 2.16 – Topologie de la ligne coplanaire sans cristal $LiTaO_3$ (a) et avec cristal $LiTaO_3$ (b) pour la nouvelle configuration

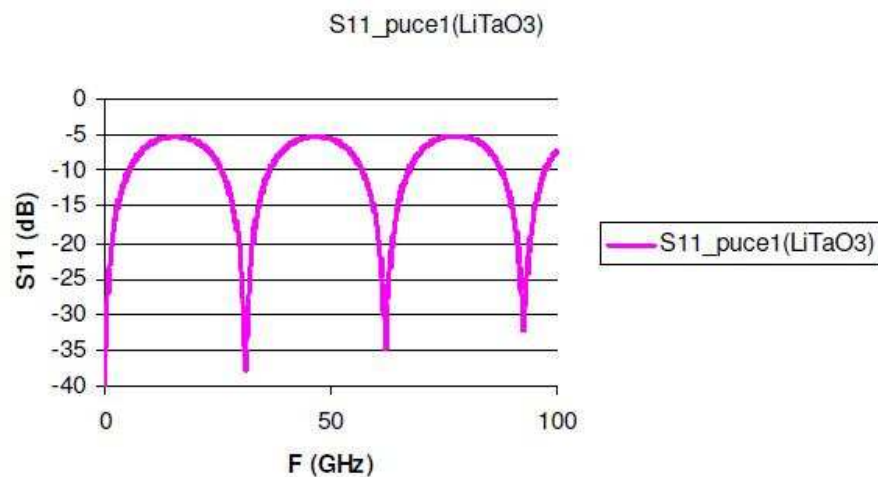


FIGURE 2.17 – Réponse fréquentielle du facteur de réflexion

pour laquelle les paramètres sont $W = 87 \mu\text{m}$, $S = 10 \mu\text{m}$, $W_2 = 2 \mu\text{m}$, $S_2 = 45 \mu\text{m}$. Cette ligne coplanaire est présentée sur la figure 2.19.

Les résultats de simulation obtenus sont présentés sur les figures 2.20 et 2.21. On peut voir que les performances de cette ligne coplanaire sont meilleures que celles de la précédente.

Pour le cristal GaAs, on présente les résultats de simulation pour deux lignes coplanaires. Pour la ligne coplanaire avec une petite valeur de fente S_2 , les paramètres

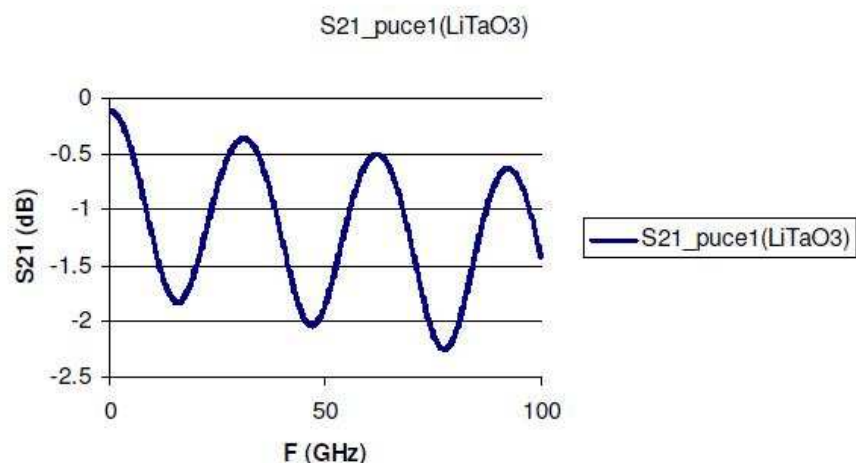
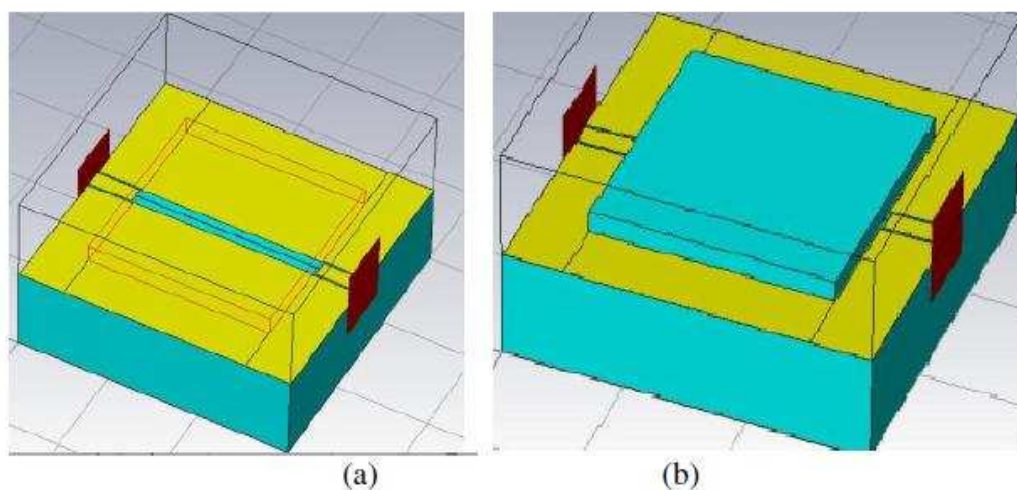


FIGURE 2.18 – Réponse fréquentielle du facteur de transmission

FIGURE 2.19 – Topologie d'une ligne coplanaire sans cristal $LiTaO_3$ (a) et avec cristal $LiTaO_3$ (b) dans le puce 8

sont $W = 87 \mu\text{m}$, $S = 10 \mu\text{m}$, $W_2 = 6 \mu\text{m}$, $S_2 = 6 \mu\text{m}$. Cette ligne coplanaire est présentée sur la figure 2.22.

Les résultats de simulation obtenus sont présentés sur les figure 2.23 et 2.24.

On remarque que le facteur de transmission de cette ligne coplanaire présente moins d'oscillations que les lignes coplanaires avec le cristal $LiTaO_3$. Cela est probablement dû à la grande valeur de permittivité effective avec le $LiTaO_3$ comparée à celle avec le GaAs.

Enfin, on présente les résultats d'une ligne coplanaire avec une fente S_2 plus

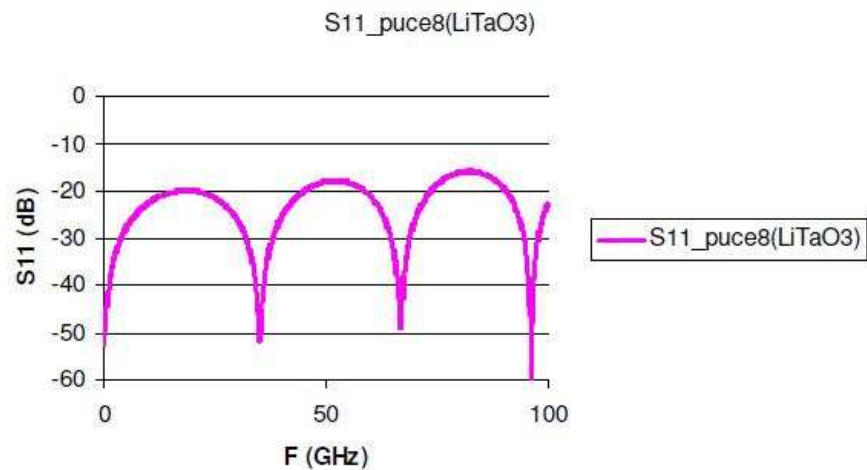


FIGURE 2.20 – Réponse fréquentielle du facteur de réflexion

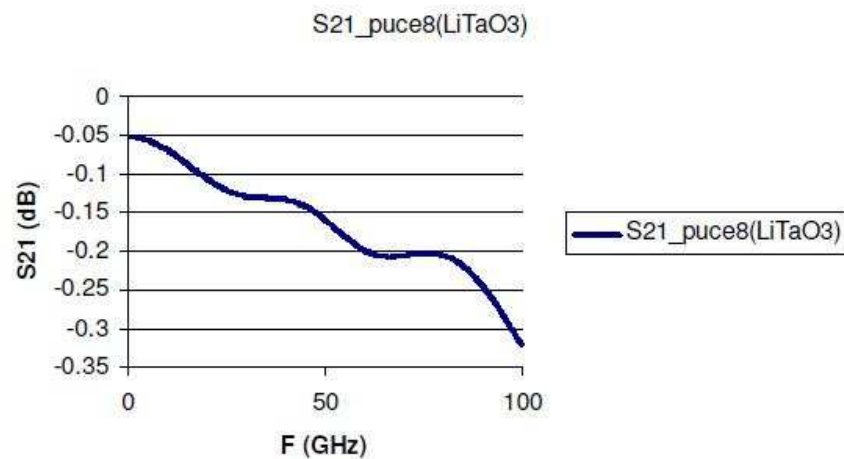


FIGURE 2.21 – Réponse fréquentielle du facteur de transmission

grande. Pour cette ligne coplanaire, les paramètres sont $W = 87 \mu\text{m}$, $S = 10 \mu\text{m}$, $W_2 = 12 \mu\text{m}$, $S_2 = 20 \mu\text{m}$. Cette ligne coplanaire est présentée sur la figure 2.25. Les résultats de simulation obtenus sont présentés sur les figures 2.26 et 2.27.

On constate que le facteur de transmission présente toujours des oscillations. Cela est probablement dû à une désadaptation des lignes au centre ou dans les zones de transition. En effet, en effectuant le calcul d'impédance analytiquement on trouve $Z_c = 128,87 \Omega$ au centre des lignes pour la première ligne coplanaire avec le cristal $LiTaO_3$. C et Z_c étant liés, le paramètre S_2 étant plus petit, la capacité est plus grande, ce qui entraîne beaucoup de réflexion.

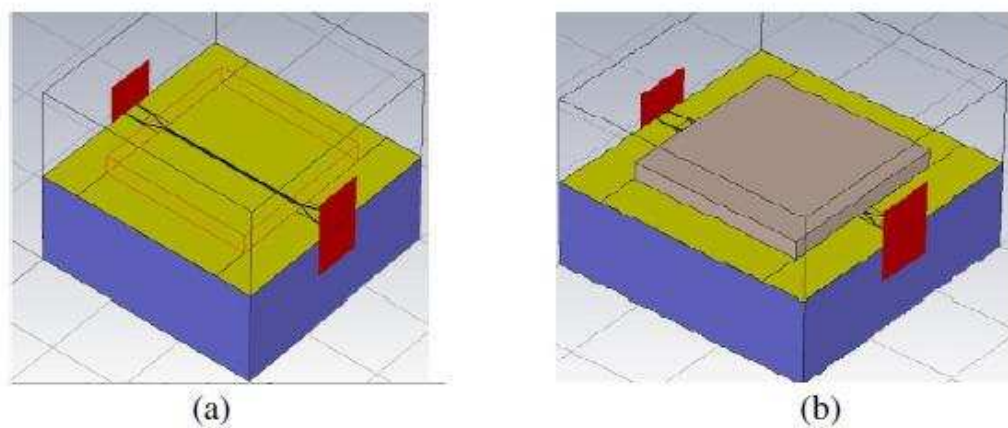


FIGURE 2.22 – Topologie d'une ligne coplanaire sans cristal GaAs (a) et avec GaAs (b).

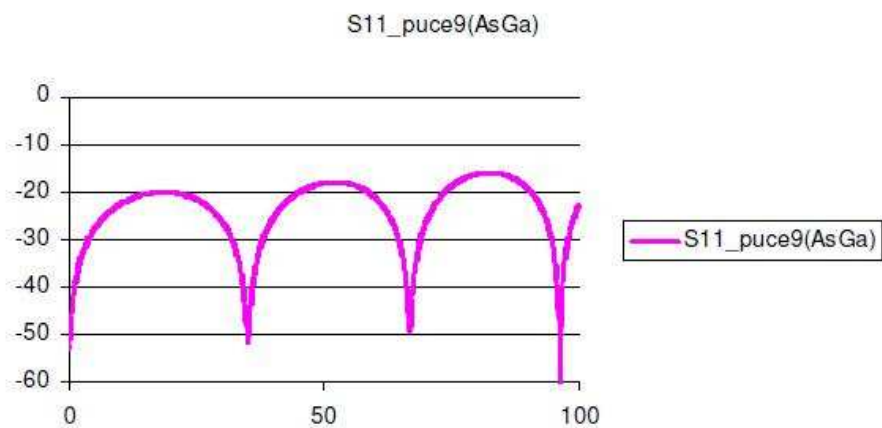


FIGURE 2.23 – Réponse fréquentielle du facteur de réflexion d'une ligne coplanaire.

Les résultats obtenus en simulation montrent que la nouvelle configuration présente des résultats favorables, on constate notamment que les fréquences de coupure obtenues sont plus grandes.

On constate une oscillation du facteur de transmission pour des lignes coplanaires avec des faibles largeurs de fentes S_2 . Ainsi, vu que les lignes avec des fentes plus larges donnent de meilleurs résultats, nous allons utiliser ces lignes coplanaires pour l'échantillonnage électro-optique ce qui facilitera également la focalisation du laser par la lentille.

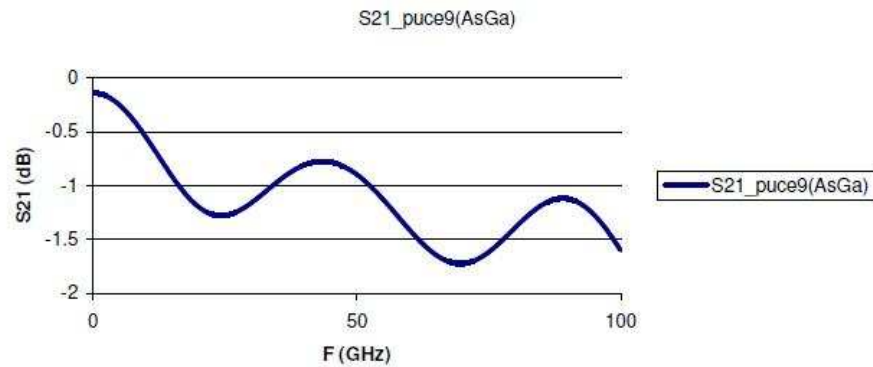


FIGURE 2.24 – Réponse fréquentielle du facteur de transmission d’une ligne coplanaire

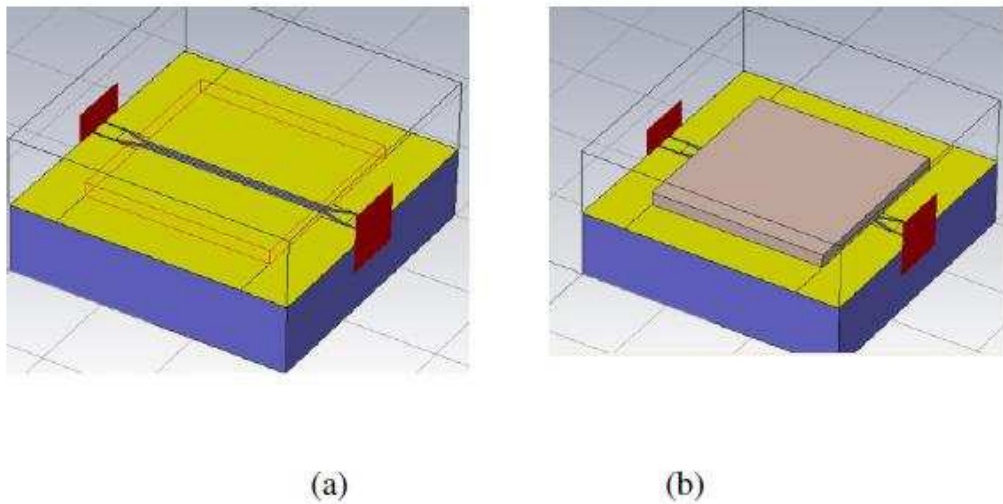


FIGURE 2.25 – Topologie d’une ligne coplanaire.

2.3 Conclusion

Ce chapitre a été dédié à la conception des lignes de transmission par simulation électromagnétique à l’aide du logiciel CST. Les études de simulation ont permis de rechercher la distribution du champ électrique dans le cristal électro-optique pour les configurations interne et externe. Grâce à ces études, on a proposé une nouvelle configuration. Nous avons choisi les matériaux utilisés pour notre banc. Ensuite, nous avons conçu les dimensions des lignes de transmission qui seront réalisées sur notre wafer, en utilisant le logiciel CST. Nous avons adapté la structure coplanaire (CPW) à la structure coaxiale pour positionner les sondes à pointe. On a fait des simulations

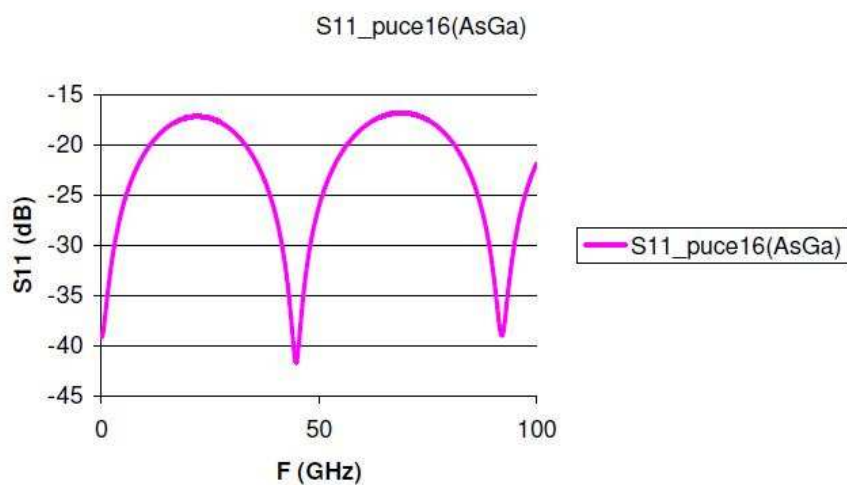


FIGURE 2.26 – Réponse fréquentielle du facteur de réflexion d’une ligne coplanaire.

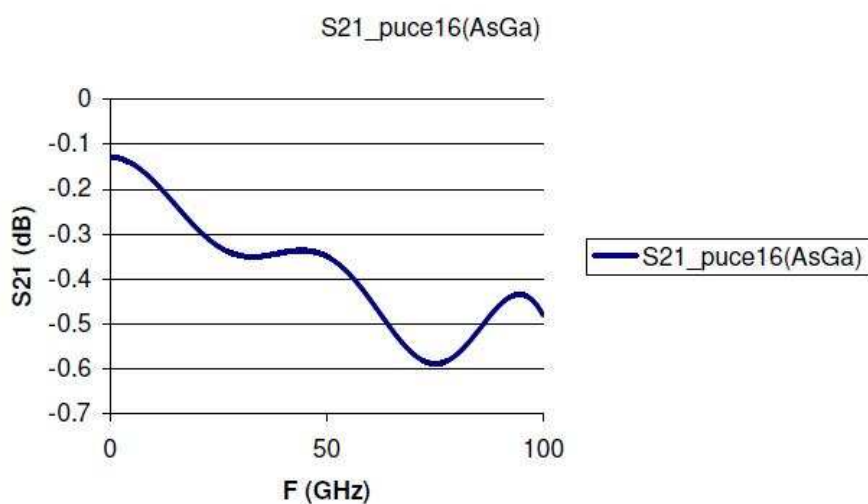


FIGURE 2.27 – Réponse fréquentielle du facteur de transmission d’une ligne coplanaire.

pour chaque ligne de transmission. Les résultats de simulation sont satisfaisants. Dans la suite de cette thèse, la construction du banc électro-optique au LNE sera discutée en détail.

Chapitre 3

Construction d'un banc électro-optique

Dans le chapitre 2, nous avons présenté les résultats de simulation pour les configurations interne et externe. Avec les résultats des simulations, nous avons pu mettre en évidence les avantages et les inconvénients des différentes configurations. Ensuite, nous avons proposé une nouvelle configuration du système d'échantillonnage électro-optique en rassemblant ces avantages. Pour valider cette configuration, nous avons fait des simulations pour plusieurs lignes coplanaires (CPW) avec des dimensions différentes et obtenu des résultats satisfaisants. Dans ce chapitre, nous présentons le montage du banc électro-optique pour réaliser cette nouvelle configuration. Ensuite, nous avons réalisé un wafer avec 144 CPWs selon les résultats des simulations et conçu un kit d'étalonnage au milieu du wafer pour étalonner l'analyseur de réseau vectoriel par la méthode Multiline TRL.

Le planning initial du projet peut être divisé en deux parties : une partie électrique en haute fréquence qui prévoit l'étalonnage de l'analyseur de réseau vectoriel et la caractérisation des lignes coplanaires ; une partie électro-optique qui consiste à reconstruire la forme d'onde de la photodiode à tester. Donc, les bancs de ces deux parties doivent être construits.

D'abord, nous faisons la description des outils utilisés pour la réalisation et le développement du système expérimental d'échantillonnage électro-optique. Dans la section 3.1.1, le système laser femtoseconde est introduit. Puis, on décrit l'ensemble

du dispositif expérimental qui a été utilisé pour la détection d'impulsions de tension.

3.1 Les éléments du banc d'échantillonnage électro-optique

Les principaux éléments composant le banc d'échantillonnage électro-optique sont :

- Le laser femtoseconde : laser qui produit des impulsions lumineuses ultra-courtes de quelques dizaines de femtosecondes avec une fréquence de pulsation de 10 MHz.
- La ligne à retard motorisée : système permettant de faire varier à intervalles réguliers, le retard du faisceau d'échantillonnage.
- Le modulateur électro-optique : constitué du cristal, de la ligne coplanaire, de l'analyseur croisé et du polariseur optique.
- L'amplificateur à détection synchrone : il permet d'éliminer les effets parasites dans la mesure.

3.1.1 La source laser impulsionnelle

Pour la première démonstration du laser par T.H.Maiman en 1960, la durée des impulsions optiques les plus courtes générées est autour du régime microseconde ($10^{-6}s$). Actuellement, la durée des impulsions optiques est de l'ordre de la femtoseconde ($10^{-15}s$) [76]. Avec l'avènement des impulsions laser ultra-courtes, une méthode alternative de caractérisation des instruments à haute fréquence est devenue possible. Grâce aux lasers femtosecondes, la génération et la détection des impulsions ultra courtes permet d'étendre la bande passante de caractérisation dans le régime THz [8] [9].

Dans notre projet, on a choisi une source laser à fibre femtoseconde de longueur d'onde 1550 nm du modèle PriTel FFL [66]. Les matériaux utilisés dans notre projet ($LiTaO_3$, GaAs et verre BK7) sont transparents pour ce laser. Les caractéristiques de transmission pour chaque matériau ont été présentées au chapitre précédent.

Les impulsions laser durent environ 90 femto-secondes et permettent d'obtenir une bonne résolution temporelle avec un taux de répétition de 10 MHz correspondant à un intervalle d'impulsion à impulsion de 100 ns. Ce laser à fibre femtoseconde émet plus de 50 watts de puissance de crête d'un rayonnement laser invisible de longueur d'onde proche de 1550 nm pour le port de sortie étiqueté primaire, et plus de 10 watts de puissance de crête sur la sortie étiquetée secondaire. Un diagramme schématique illustrant le fonctionnement de la source laser est présenté figure 3.1 [66]. Le taux de répétition de la source laser est déterminée par la longueur totale de la cavité laser. La longueur de la cavité est fixée au moment de la construction et la fréquence de répétition n'est pas réglable. Le taux de répétition des impulsions laser est $c/(2nL)$, où c est la vitesse de la lumière, n est l'indice de réfraction, et L est la longueur de la cavité.

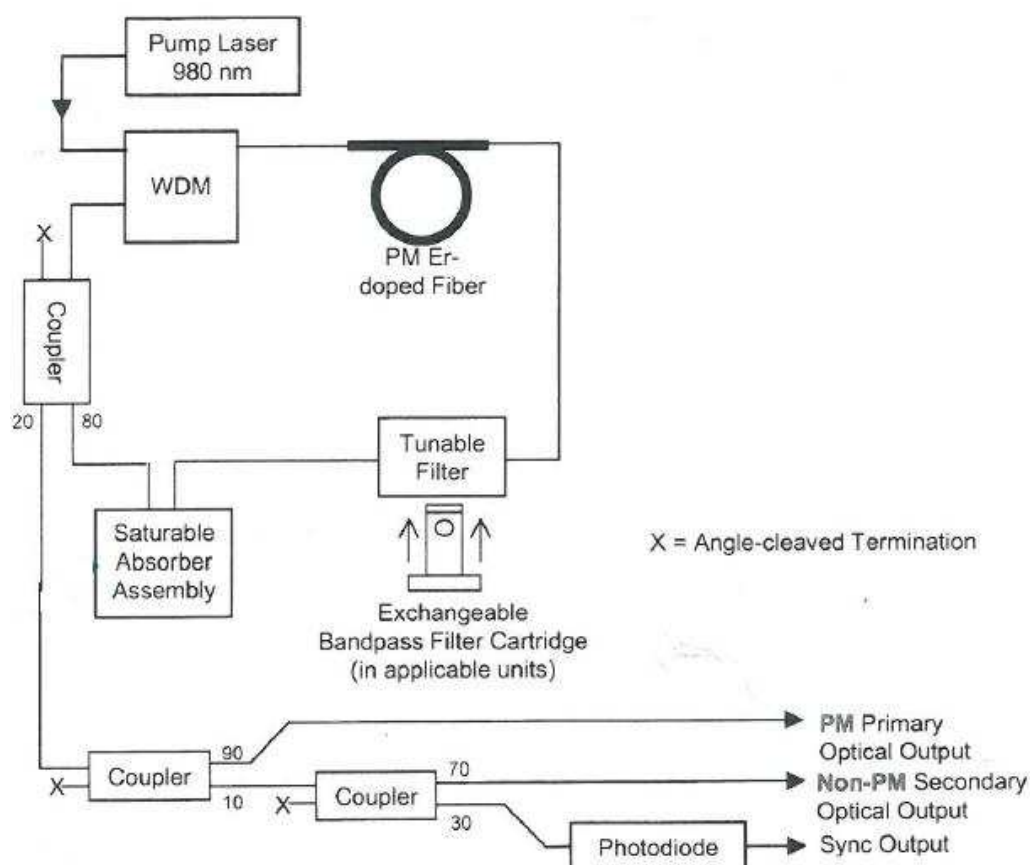


FIGURE 3.1 – Diagramme schématique de la source laser FFL

L'absorbant saturable agit comme un commutateur rapide qui fonctionne pen-

dant quelques picosecondes lorsque l'absorbant saturable devient optiquement transparent. L'impulsion laser est formée dans la cavité, amplifiée dans la section de gain dopé à l'erbium et comprimées dans la fibre monomode non-dopée. La figure 3.2 montre un spectre d'une impulsion ayant une FWHM (Full Width at Half Maximum en anglais, largeur à mi-hauteur en français) de 2,3 nm et la trace d'autocorrélation correspondante.

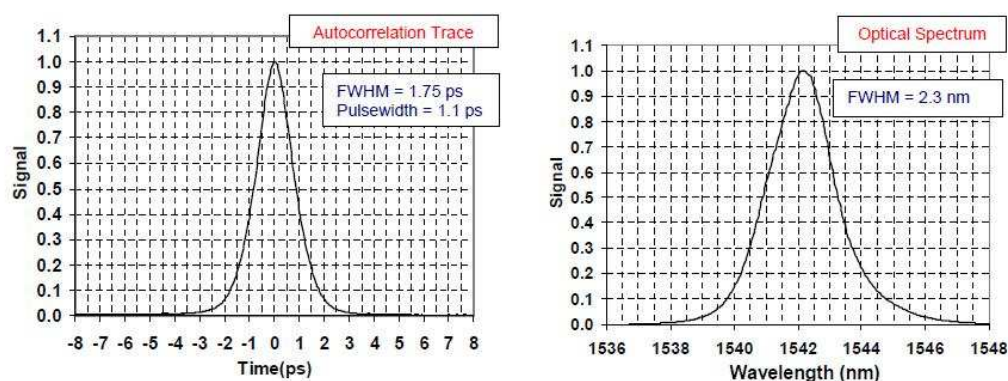


FIGURE 3.2 – Diagramme schématique de la source laser FFL

3.1.2 Photodiode

Afin de permettre la propagation d'impulsions de tension, la photodiode doit être intégrée dans une ligne de transmission plane. La photodiode est un composant semi-conducteur de l'optoélectronique. Elle est utilisée comme photodétecteur (photorécepteur) dans de nombreuses applications industrielles. Sa particularité vient de sa jonction composée d'une zone intrinsèque intercalée entre une région fortement dopée P et une autre fortement dopée N. C'est un photorécepteur qui est un transducteur de lumière donnant un signal électrique en réponse à un rayonnement optique incident. On utilise le modèle U2t XPDV4120R. Cette photodiode offre une réponse linéaire jusqu'à des puissances optiques de +10 dBm, une sensibilité élevée et une réponse impulsionnelle sans distorsion. Son circuit interne d'adaptation d'impédance la rend particulièrement simple d'utilisation [67]. Une tension de sortie supérieure à 0,5 Vpp peut être réalisée pour des impulsions courtes, sans aucune dégradation de la réponse impulsionnelle. La figure 3.3 présente la performance

typique de la photodiode sous test.

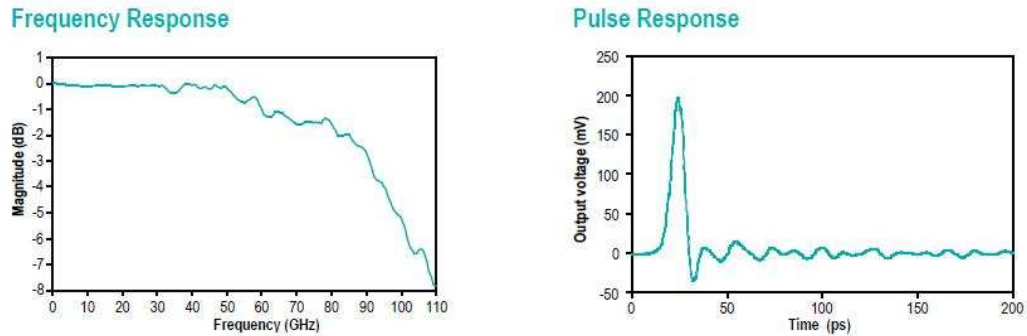


FIGURE 3.3 – Performance typique de la photodiode à test. [67]

L'alimentation de la photodiode est le modèle U2t PPS. Il assure une alimentation en tension stabilisée pour la photodiode. En fonction de la puissance d'entrée optique, deux plages d'affichage (2mA ou 20mA) peuvent être choisies. La puissance d'entrée optique de la photodiode est dans l'intervalle [-20 dBm, +10 dBm].

3.1.3 Les sondes à pointes

Comme discuté dans le chapitre 1, l'échantillonnage électro-optique peut être appliqué à des structures planes. En conséquence, une liaison coaxiale-coplanaire doit être construite pour la caractérisation temporelle de dispositifs coaxiaux [71]. Cette liaison doit permettre le transfert d'impulsions électriques ultracourtes de test entre le DST coaxial et le circuit utilisé pour la détection des impulsions de test. Pour les circuits coplanaires, une telle liaison peut être constituée par une sonde micro-ondes, qui peut être posée sur un CPW et qui se termine par un connecteur coaxial. De toute évidence, les caractéristiques d'atténuation et de dispersion de la sonde doivent être connues pour une caractérisation fiable de l'objet sous test. Pour satisfaire les exigences de bande passante, la sonde doit être compatible avec des impulsions électriques picoseconde. Ces impulsions comportent des fréquences bien supérieures à 100 GHz.

Dans notre cas, on utilise des sondes à pointes Picoprobe de modèle 110H-GSG-100-P, avec une haute performance, comme le montre la figure 3.4.

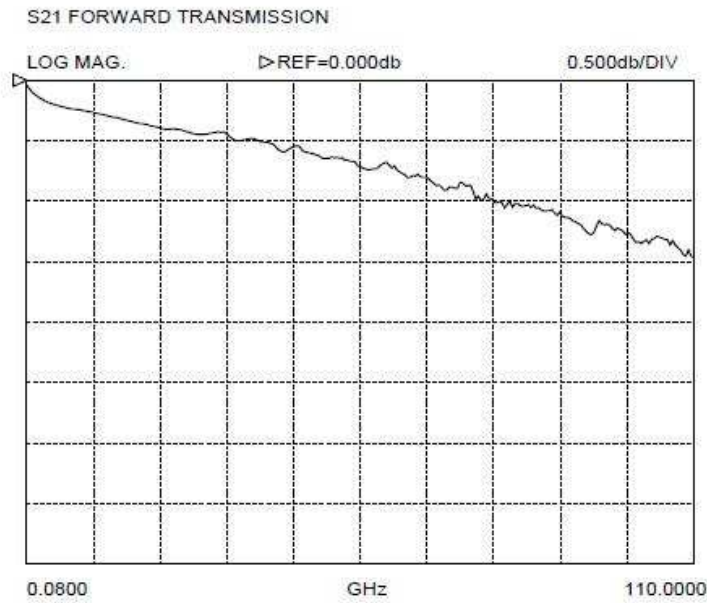


FIGURE 3.4 – Perte d'insertion typique du Modèle 110H-GSG-100-P.

3.1.4 L'amplification à détection synchrone

Dans notre projet, on utilise une amplification à détection synchrone. La détection synchrone est un procédé utilisé lorsque l'on souhaite extraire un signal utile 'noyé' dans du bruit. Ce principe s'applique généralement à des signaux de très faibles amplitudes. Les signaux de bruit à des fréquences autres que la fréquence de référence sont rejetés et n'affectent pas la mesure. La détection synchrone nécessite une référence de fréquence. En général, le détecteur synchrone détecte la réponse de l'expérience à la fréquence de référence. Dans la figure 3.5, le signal de référence est une onde carrée à la fréquence ω_r . Le signal sous test est $V_{sig} \sin(\omega_r t + \theta_{sig})$ où V_{sig} est l'amplitude du signal. Le détecteur synchrone génère son propre signal sinusoïdal ($V_L \sin(\omega_L t + \theta_{ref})$), comme le montre la figure 3.5.

Le détecteur synchrone amplifie le signal et le multiplie par le signal de référence en utilisant un détecteur sensible à la phase, ou multiplicateur. La sortie est simplement le produit de deux ondes sinusoïdales.

$$V_{sortie} = V_{sig} V_L \sin(\omega_r t + \theta_{sig}) \sin(\omega_L t + \theta_{ref}) \quad (3.1)$$

On en déduit alors :

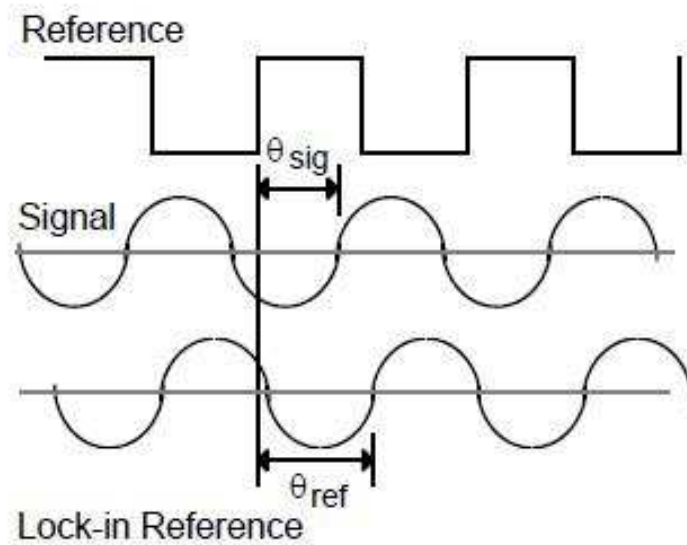


FIGURE 3.5 – Schéma de la référence du détecteur synchrone.

$$V_{sortie} = 1/2V_{sig}V_L \cos([\omega_r - \omega_L]t + \theta_{sig} - \theta_{ref}) - 1/2V_{sig}V_L \cos([\omega_r + \omega_L]t + \theta_{sig} + \theta_{ref}) \quad (3.2)$$

La sortie est la superposition de deux signaux, l'un à la fréquence différence $\omega_r - \omega_L$ et l'autre à la fréquence somme $\omega_r + \omega_L$. Si ω_r est égal à ω_L , la composante de fréquence différence sera un signal continu. Dans ce cas, la sortie filtrée sera :

$$V_{sortie} = 1/2V_{sig}V_L \cos(\theta_{sig} - \theta_{ref}) \quad (3.3)$$

Il s'agit d'un signal continu proportionnel à l'amplitude du signal.

3.1.5 Puissance-mètre optique

Dans notre banc, on utilise un puissance-mètre optique pour faire des mesures avec le détecteur synchrone (voir 4.3.3). Il est composé d'un détecteur à photodiode de la série 918 chez Newport et un puissance-mètre optique de modèle 1918 (figure 3.6). Le détecteur à photodiode a un atténuateur fixe intégré (figure 3.7). L'utilisateur a la possibilité de régler manuellement le détecteur à photodiode avec l'atténuateur ou sans l'atténuateur.



FIGURE 3.6 – puissance-mètre optique.



FIGURE 3.7 – Atténuateur du détecteur à photodiode.

Le puissance-mètre optique fournit une sortie analogique du signal. Le signal de sortie analogique est une représentation du signal à l'entrée du détecteur à photodiode. Le niveau de sortie analogique maximal est 1 V. Le signal de sortie analogique est proportionnel à la puissance du signal à l'entrée du détecteur à photodiode. Le puissance-mètre optique a plusieurs plage d'entrée pour les différents niveaux de puissance du laser. Dans le cas sans atténuateur, il y a quatre plages d'entrée (252,6 μ W, 2,526 mW, 25,26 mW et 25,26 mW). Dans le cas avec atténuateur, il y a également quatre plages d'entrée (19,62 mW, 196,2 mW, 1,962 W et 19,62 W). La tension du signal de sortie analogique est définie par la relation suivante :

$$T = \frac{I_{en}}{P}(V) \quad (3.4)$$

où I_{en} représente la puissance du signal laser à l'entrée du détecteur à photodiode, P représente la plage d'entrée pleine échelle du puissance-mètre optique.

3.1.6 La ligne à retard optique

L'échantillonnage en temps équivalent nécessite l'utilisation d'une platine de translation qui permet de déplacer deux miroirs formant un angle de 90° . Dans notre projet, on utilise une platine de translation motorisée de très haute précision de la série XM chez Newport. La position de cette platine est commandée par le PC. Elle permet d'allonger ou de raccourcir le trajet du faisceau d'échantillonnage et donc de retarder ou d'avancer temporellement l'arrivée du faisceau d'échantillonnage par rapport au faisceau d'excitation. Le pas spatial de 1 mm aller-retour de la ligne à retard est équivalent à un pas temporel de 3,33 ps pour la lumière dans l'air. La longueur maximale de déplacement sur la ligne à retard est d'environ 350 mm ce qui équivaut à un retard maximal de 2,33 ns.

3.1.7 Les polariseurs

Un polariseur est un outil qui modifie l'état de polarisation d'une onde lumineuse : la plupart des polariseurs permettent d'obtenir une lumière polarisée rectilignement dans une certaine direction. Dans ce cas, cette direction est appelée l'axe du polariseur.

Deux catégories de polariseurs existent :

- Les polariseurs par absorption, qui absorbent les états de polarisation non désirés ;
- Les polariseurs par séparation de faisceau, qui séparent le faisceau lumineux en deux faisceaux de polarisations différentes.

Dans la figure 3.8, un polariseur en grille métallique est présenté. Les ondes électromagnétiques qui peuvent passer sont celles dont le champ électrique est perpendiculaire aux fils métalliques. Cependant, il n'est valable que pour des ondes dont la longueur d'onde est grande devant l'écartement entre les fils. On préfère généralement utiliser d'autres types de polariseurs si l'on se sert de lumière de lon-

gueur d'onde plus courte. Dans notre cas, on utilise deux polariseurs linéaires de précision de Newport qui sont constitués d'un film polarisant en polymère entre deux lames de grande précision en verre ou en silice fondue.

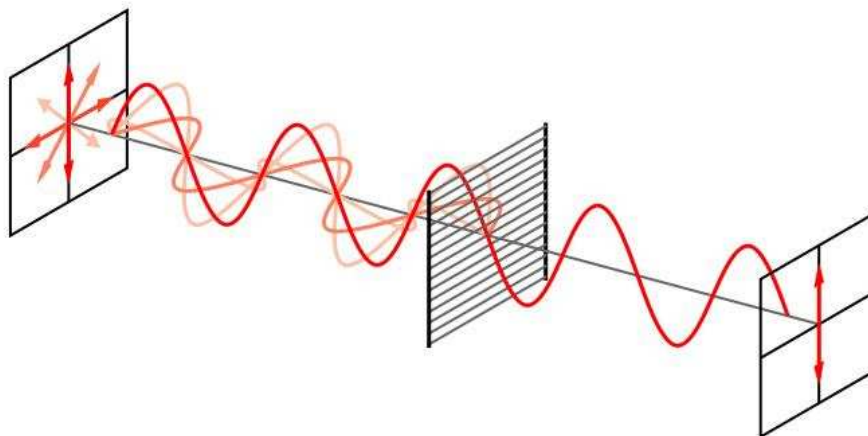


FIGURE 3.8 – Polariseurs par absorption

3.1.8 Photorecepteur auto-équilibré

Dans notre banc, on utilise un photorecepteur auto-équilibré (figure 3.9) pour diminuer le bruit du laser. Il peut réduire de 50 dB les effets du bruit du laser, facilitant ainsi la visualisation des signaux de très petite amplitude. Le circuit d'équilibrage automatique breveté utilise une boucle de contrôle basse fréquence pour maintenir un équilibre automatique de courant continu entre les bras de référence et de signal. En fait, le circuit agit comme un séparateur de faisceau à gain variable. Associé au noeud de soustraction, le circuit annule le bruit de laser en mode commun avec une réjection supérieure à 50 dB pour des fréquences inférieures à 125 KHz.

Ce circuit d'équilibrage automatique est représenté schématiquement dans la figure 3.10. Il est composé de deux photodiodes, d'un séparateur de courant, d'un noeud de soustraction de courant, d'un amplificateur à résistance de transfert, et d'un amplificateur de signal de retour.

Le photorecepteur auto-équilibré offre trois modes de fonctionnement différents : mode signal, mode équilibré et mode auto-équilibré. La sortie du photorecepteur (A) peut être exprimée selon la formule suivante : $A=(IS-g \cdot IR) \cdot R_f$. IS correspond au courant de signal de photodiode, IR correspond au courant de référence de photodiode,



FIGURE 3.9 – Photorécepteur auto-équilibré. [68]

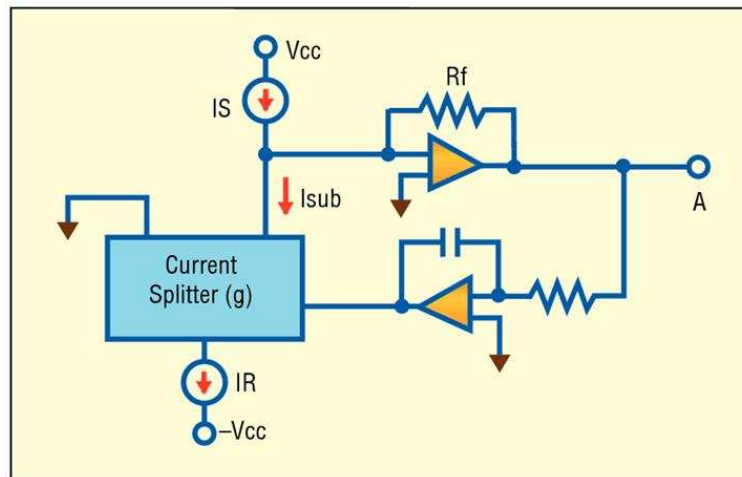


FIGURE 3.10 – Schéma du circuit d'équilibrage automatique du photorécepteur auto-équilibré. [68]

R_F est la valeur de la résistance de rétroaction, et g est le rapport de séparation de courant, qui représente la quantité de courant de référence provenant du noeud de soustraction (I_{sub}) et la quantité provenant de la masse. En mode signal, g est égal à zéro et aucun courant photoélectrique de référence ne provient du noeud de soustraction. La sortie A est une simple version amplifiée du courant de signal. En mode équilibré, g est égal à 1, et tout le courant photoélectrique de référence provient du noeud de soustraction. Dans ce cas, $A=(I_S-I_R)\cdot R_f$, et le photorécepteur agit comme un photorécepteur équilibré classique. Le bruit de laser est annulé si les cou-

rants photoélectriques continus sont égaux. En mode auto-équilibré, g est contrôlé électroniquement par une boucle de contrôle basse fréquence pour maintenir des courants photoélectriques continus égaux annulant le bruit du laser indépendamment des courants photoélectriques. Dans notre cas, on utilise le mode équilibré.

3.2 Réalisation du Wafer

Compte tenu des résultats de simulation favorables, on peut réaliser un wafer sur un substrat de verre BK7. La géométrie des structures à réaliser sur le wafer est définie par le logiciel KLayout. Dans notre cas, l'agencement et la distribution des CPWs et du kit d'étalonnage sont très importants. Le kit d'étalonnage est constitué de plusieurs lignes avec des longueurs importantes. Celles-ci doivent être placées au milieu du wafer. Le kit d'étalonnage sépare le wafer en deux parties. On peut répartir les lignes coplanaires en deux groupes. Une partie des lignes coplanaires, d'un côté du kit d'étalonnage est destinée à une utilisation avec le cristal $LiTaO_3$, l'autre partie avec le cristal GaAs. Chaque partie contient 8 puces (comprenant 9 CPWs chacune). Pour chaque puce, le paramètre S_2 de tous les CPW est unique. Alors que le paramètre W_2 prend des valeurs différentes, comme sur les figures 3.11 et 3.12. On présente les paramètres des puces sur les tableaux 3.1 et 3.2. Sur chaque puce, on fait varier W_2 entre $2\ \mu\text{m}$ et $18\ \mu\text{m}$ avec le cristal $LiTaO_3$ et entre $6\ \mu\text{m}$ et $20\ \mu\text{m}$ avec le cristal GaAs. Ces lignes coplanaires ont été déposées sur le substrat en verre BK7. Nous présentons ici les étapes technologiques nécessaires à leur réalisation et leur utilisation.

3.2.1 Réalisation des lignes coplanaires

Définition des motifs par lithographie optique

La lithographie est couramment utilisée pour transférer une image (généralement présente sur un masque) vers un substrat. Les motifs de l'image ainsi transférée deviendront par la suite les différentes zones des composants électroniques. Les étapes du procédé de photolithographie, commencent par l'application d'une photorésine sous forme d'un film fin sur la surface d'un substrat. La photorésine est un matériau

TABLE 3.1 – Paramètres des puces avec le cristal $LiTaO_3$

Paramètres	W	S	W_2	S_2
Puce 1	$87\mu\text{m}$	$10\mu\text{m}$	2 à $18\mu\text{m}$ par pas de $2\mu\text{m}$	$10\mu\text{m}$
Puce 2	$87\mu\text{m}$	$10\mu\text{m}$	2 à $18\mu\text{m}$ par pas de $2\mu\text{m}$	$15\mu\text{m}$
Puce 3	$87\mu\text{m}$	$10\mu\text{m}$	2 à $18\mu\text{m}$ par pas de $2\mu\text{m}$	$20\mu\text{m}$
Puce 4	$87\mu\text{m}$	$10\mu\text{m}$	2 à $18\mu\text{m}$ par pas de $2\mu\text{m}$	$25\mu\text{m}$
Puce 5	$87\mu\text{m}$	$10\mu\text{m}$	2 à $18\mu\text{m}$ par pas de $2\mu\text{m}$	$30\mu\text{m}$
Puce 6	$87\mu\text{m}$	$10\mu\text{m}$	2 à $18\mu\text{m}$ par pas de $2\mu\text{m}$	$35\mu\text{m}$
Puce 7	$87\mu\text{m}$	$10\mu\text{m}$	2 à $18\mu\text{m}$ par pas de $2\mu\text{m}$	$40\mu\text{m}$
Puce 8	$87\mu\text{m}$	$10\mu\text{m}$	2 à $18\mu\text{m}$ par pas de $2\mu\text{m}$	$45\mu\text{m}$

photosensible utilisé afin de former un revêtement protecteur ajouré à la surface d'un substrat. Elle est ensuite exposée à une radiation lumineuse. Lors de cette étape, l'utilisation d'un masque, formé de zones opaques et transparentes, permet de définir le motif que l'on souhaite reproduire sur la plaquette.

Le matériel utilisé comme substrat pour la fabrication du wafer est choisi pour ses propriétés intrinsèques. Dans notre cas, on a choisi le verre BK7. Il est transparent pour notre laser de longueur d'onde 1550 nm. De plus, sa permittivité de 3,7 est très faible. L'or peut être déposé par des procédés de pulvérisation ou de craquage en phase vapeur.

L'ensemble des dispositifs planaires a été réalisé par lithographie optique en une seule étape de masquage. Les lignes coplanaires et le kit d'étalonnage ont été fabriqués à l'aide du masque conçu par le logiciel KLayout, comme le montre la figure 3.13.

Les motifs sont réalisés à l'aide d'une couche d'or de 500 nm et d'une couche d'accrochage de titane de 25 nm entre l'or et le verre BK7. Le wafer a une taille de 3 pouces (76,2 mm de diamètre). Le wafer est présenté sur la figure 3.14.

TABLE 3.2 – Paramètres des puces avec le cristal GaAs

Paramètres	W	S	W_2	S_2
Puce 9	$87\mu\text{m}$	$10\mu\text{m}$	6 à $14\mu\text{m}$ par pas de $1\mu\text{m}$	$6\mu\text{m}$
Puce 10	$87\mu\text{m}$	$10\mu\text{m}$	8 à $16\mu\text{m}$ par pas de $1\mu\text{m}$	$8\mu\text{m}$
Puce 11	$87\mu\text{m}$	$10\mu\text{m}$	10 à $18\mu\text{m}$ par pas de $1\mu\text{m}$	$10\mu\text{m}$
Puce 12	$87\mu\text{m}$	$10\mu\text{m}$	12 à $20\mu\text{m}$ par pas de $1\mu\text{m}$	$12\mu\text{m}$
Puce 13	$87\mu\text{m}$	$10\mu\text{m}$	12 à $20\mu\text{m}$ par pas de $1\mu\text{m}$	$14\mu\text{m}$
Puce 14	$87\mu\text{m}$	$10\mu\text{m}$	12 à $20\mu\text{m}$ par pas de $1\mu\text{m}$	$16\mu\text{m}$
Puce 15	$87\mu\text{m}$	$10\mu\text{m}$	12 à $20\mu\text{m}$ par pas de $1\mu\text{m}$	$18\mu\text{m}$
Puce 16	$87\mu\text{m}$	$10\mu\text{m}$	12 à $20\mu\text{m}$ par pas de $1\mu\text{m}$	$20\mu\text{m}$

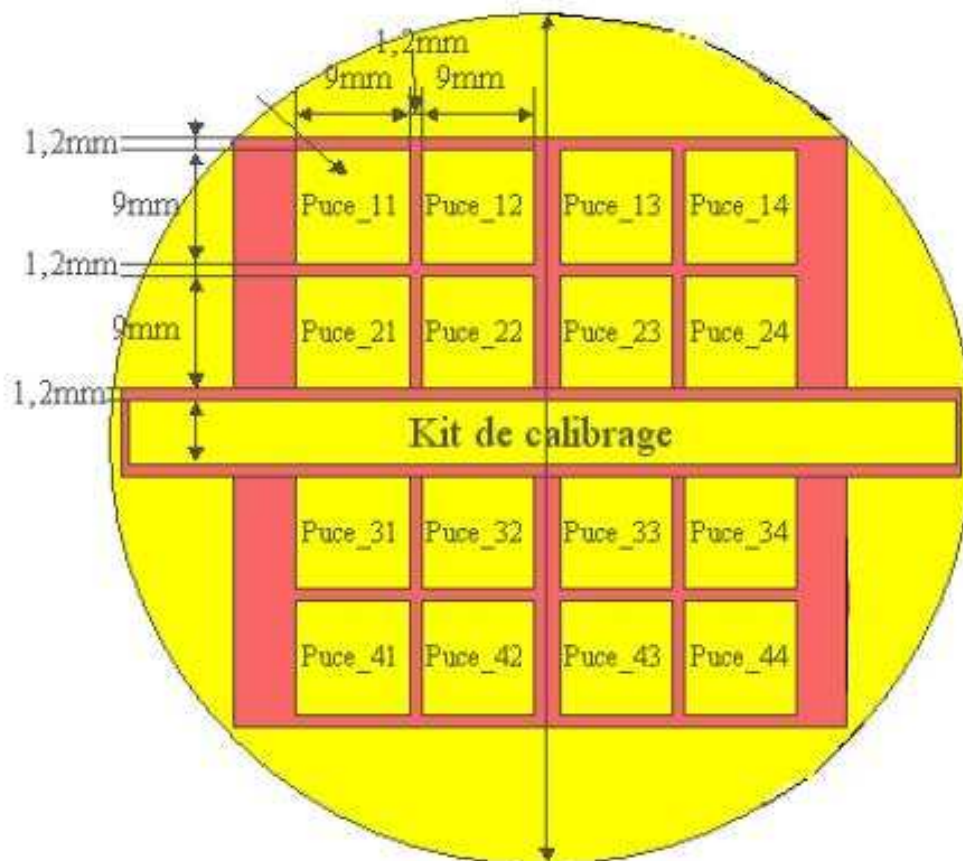


FIGURE 3.11 – Distribution des composants du wafer

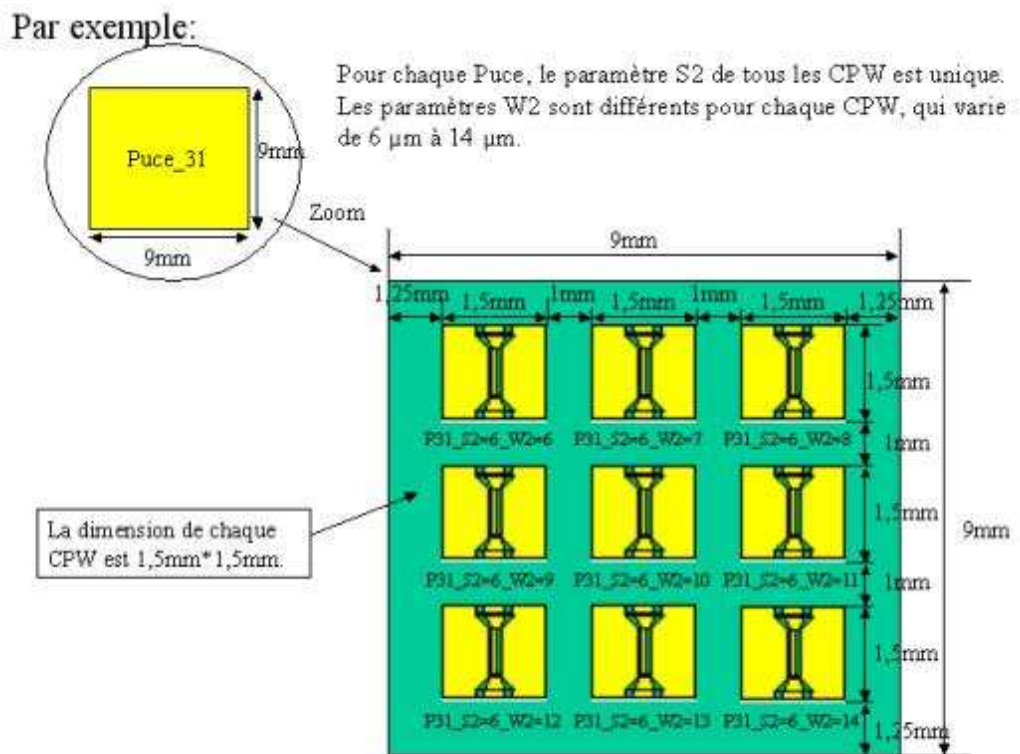


FIGURE 3.12 – Zoom d’une puce dans ce wafer

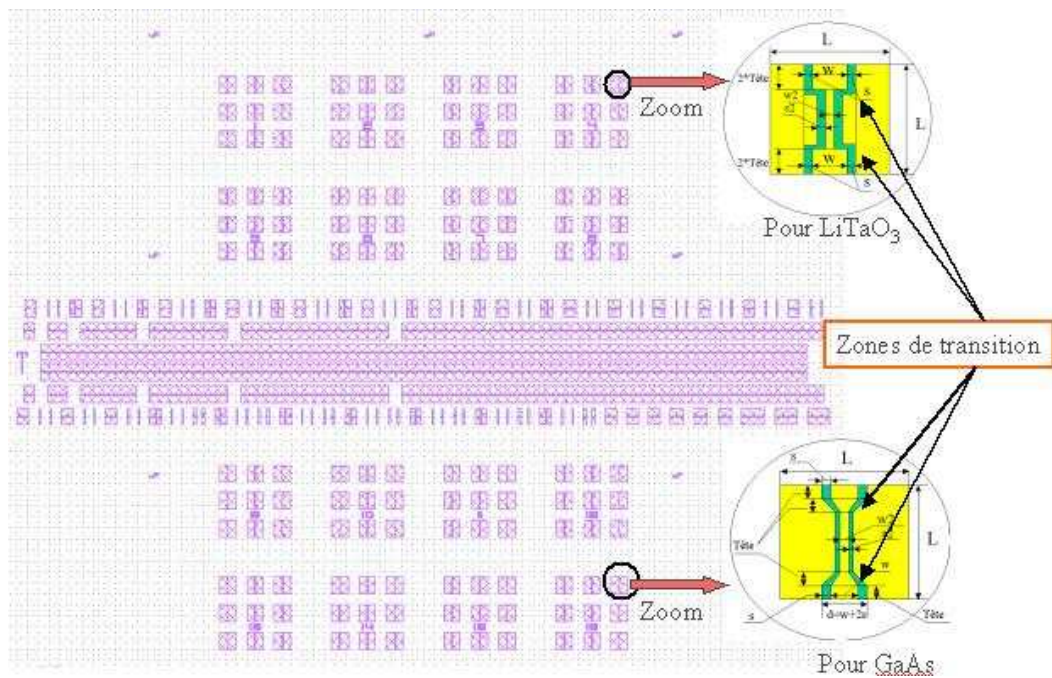


FIGURE 3.13 – Deux formes des zones de transition dans ce wafer

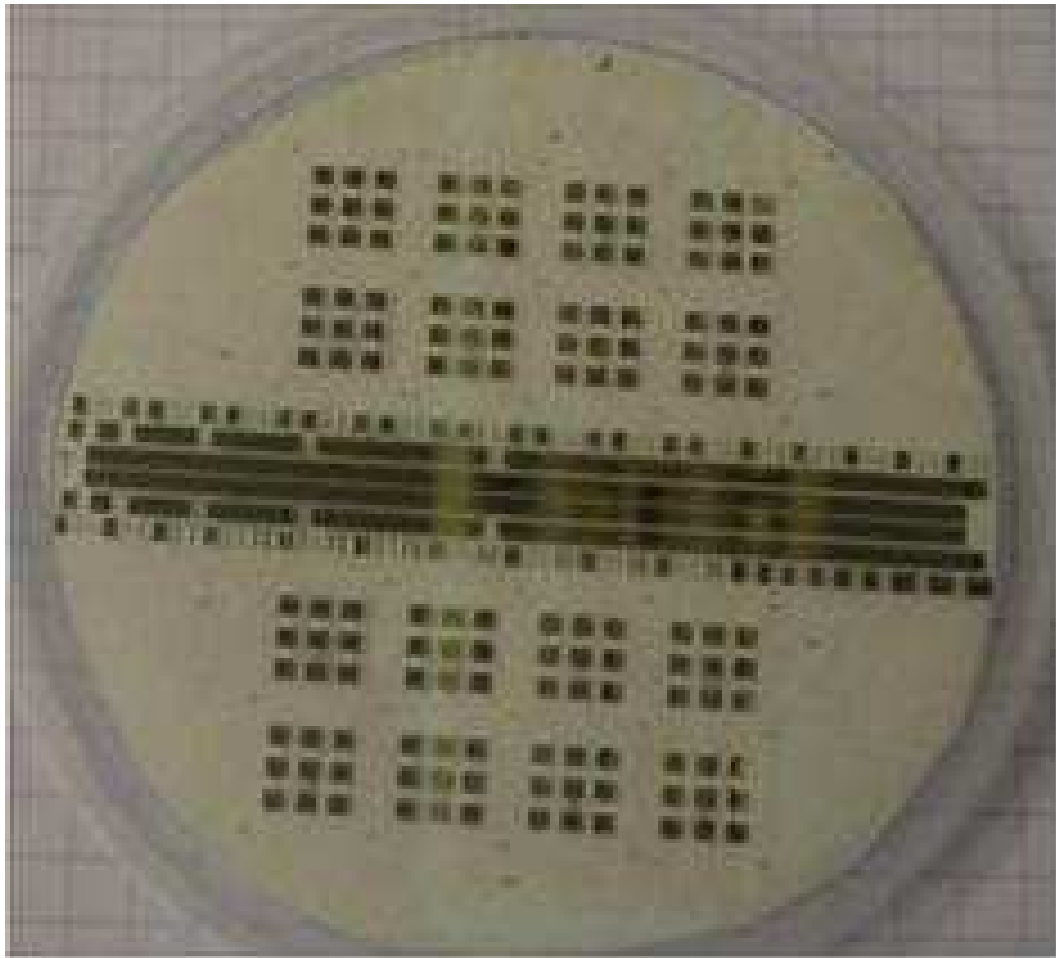


FIGURE 3.14 – Photo du wafer

3.2.2 Kit d'étalonnage par la méthode Multiline TRL

Avant d'utiliser l'analyseur de réseau, celui-ci doit être étalonné. Le kit d'étalonnage est un ensemble d'étalons sur wafer en technologie coplanaire permettant d'appliquer la méthode multiline TRL pour l'étalonnage de l'analyseur de réseau vectoriel. Cette méthode est présentée dans le chapitre 4. Pour pouvoir exécuter l'étalonnage multiline TRL, il faut concevoir des lignes de transmission de longueurs différentes, des charges réfléchissantes (courts-circuits ou circuits-ouverts) qui constituent le kit d'étalonnage lui-même ainsi que des éléments de vérification. La figure 3.15 montre des éléments dans le kit d'étalonnage.

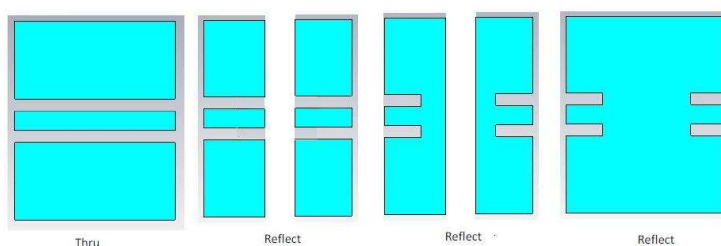


FIGURE 3.15 – Thru, reflect dans le kit d'étalonnage

3.3 Montage du banc électro-optique

Dans cette partie, nous présentons le montage du banc électro-optique pour reconstruire la forme d'onde de la photodiode à tester.

3.3.1 Montage du banc électro-optique à la PTB

Dans cette partie, l'ensemble expérimental mis en place pour la détection électro-optique d'impulsions électrique à la PTB est décrite. En effet, un séjour à la PTB qui bénéficie d'une longue expérience dans ce domaine, nous a permis de déterminer les parties à améliorer pour l'ajustage de notre propre banc.

La figure 3.16 montre le schéma du dispositif expérimental en configuration vertical du banc d'échantillonnage électro-optique à la PTB. Les impulsions laser femtoseconde avec une longueur d'onde entre 800 nm et 840 nm sont tout d'abord séparée en un faisceau de sondage ou d'échantillonnage et un faisceau de pompage ou d'excitation en utilisant le séparateur de faisceau BS1. L'amplitude du faisceau de pompage est modulée par un modulateur acousto-optique (AOM), qui permet la modulation du faisceau de pompe jusqu'à quelques MHz. Le faisceau pompe modulé est finalement focalisé sur le photocommutateur qui peut générer une impulsion électrique très rapide, comme sur la figure 3.17 [70]. Après le séparateur de faisceau BS-1, le faisceau de sonde passe à travers une ligne à retard motorisée qui permet de faire varier le temps de retard entre les faisceaux pompe et sonde. Après avoir traversé une lame demi-onde et un polariseur, le faisceau d'échantillonnage est focalisé dans le cristal électro-optique sur la ligne de transmission. Le faisceau d'échantillonnage est réfléchi par la ligne de transmission. La réflexion est guidée

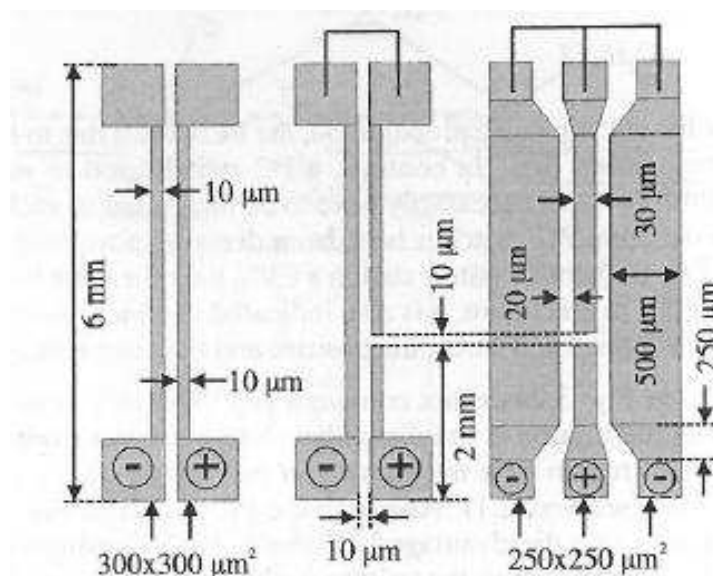


FIGURE 3.17 – Schéma de CPW au PTB. [70]

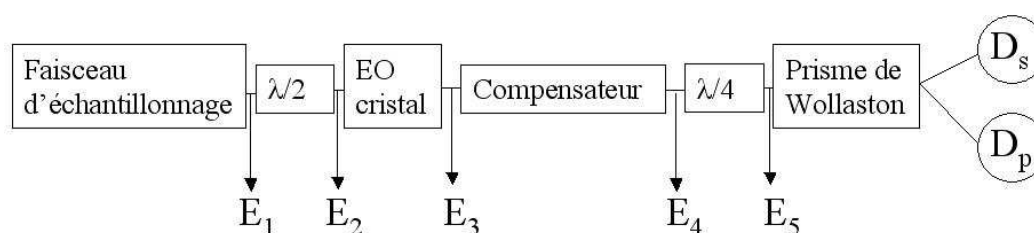


FIGURE 3.18 – Dispositif expérimental au PTB. [70]

électro-optique est biréfringent sans champ électrique appliqué et qu'il n'est pas possible d'ajuster son épaisseur, un compensateur peut alors être utilisé pour compenser le décalage de phase statique de sorte qu'il ne reste que le décalage électrique de phase induite par un champ. Ce déphasage peut ensuite être converti en une variation d'amplitude à l'aide d'une lame quart d'onde. Enfin, un prisme de Wollaston sépare les composantes du faisceau laser et un photorécepteur auto-équilibré soustrait ces composantes. Pour commencer la description mathématique, on suppose que le faisceau d'échantillonnage est d'abord polarisé linéairement le long de l'axe p .

$$\vec{E}_1 = E_0 \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (3.6)$$

La lame demi-onde est utilisée pour faire tourner la polarisation d'un angle $\frac{\pi}{4}$:

$$\vec{E}_2 = \frac{1}{\sqrt{2}} E_0 \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (3.7)$$

Après avoir traversé le cristal, les deux composantes de champ produisent un retard de phase différent de :

$$\phi_s = \frac{\omega}{c} (ln_s + l\Delta n_s) \quad (3.8)$$

et

$$\phi_p = \frac{\omega}{c} (ln_p + l\Delta n_p) \quad (3.9)$$

où n_s et n_p sont les indices de réfraction sans champ électrique appliqué, c est la vitesse de la lumière dans le vide et ω est la fréquence angulaire, les modifications d'indice de réfraction induites par le champ sont donnés par Δn_s et Δn_p . La longueur l est la longueur de propagation du laser dans le cristal. Après la propagation dans le cristal, le faisceau d'échantillonnage peut être décrit comme :

$$\vec{E}_3 = \frac{1}{\sqrt{2}} E_0 \begin{pmatrix} e^{-i\phi_s} \\ e^{-i\phi_p} \end{pmatrix} \quad (3.10)$$

Un compensateur est utilisé pour compenser le décalage de phase statique. Le faisceau d'échantillonnage après le compensateur peut être décrit comme :

$$\vec{E}_4 = \frac{1}{\sqrt{2}} E_0 \begin{pmatrix} 1 \\ e^{-i\delta} \end{pmatrix} \quad (3.11)$$

avec

$$\delta = \left| \frac{\omega l}{c} (\Delta n_p - \Delta n_s) \right| \quad (3.12)$$

La matrice de Jones d'une lame quart d'onde, avec son axe optique formant un angle de 45° avec les axes s et p du système de coordonnées est :

$$W = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & -i \\ -i & 1 \end{pmatrix} \quad (3.13)$$

Le faisceau d'échantillonnage après la lame quart d'onde est obtenu :

$$\vec{E}_5 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & -i \\ -i & 1 \end{pmatrix} E_0 \begin{pmatrix} 1 \\ e^{-i\delta} \end{pmatrix} = E_0 \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 - ie^{-i\delta} \\ -i + e^{-i\delta} \end{pmatrix} \quad (3.14)$$

Le prisme de Wollaston sépare les composantes p et s. Enfin, le photorécepteur auto-équilibré soustrait les intensités $I_s = |E_s|^2$ et $I_p = |E_p|^2$. Par conséquent, le signal du photorécepteur auto-équilibré est égale à :

$$I_{det} = |I_s - I_p| \quad (3.15)$$

$$I_{det} = \frac{E_0^2}{4} |(-i + e^{-i\delta})(i + e^{i\delta}) - (1 - ie^{-i\delta})(1 + ie^{i\delta})| \quad (3.16)$$

$$I_{det} = \frac{E_0^2}{4} |-2i(e^{i\delta} - e^{-i\delta})| \quad (3.17)$$

$$I_{det} = E_0^2 \sin(\delta) \quad (3.18)$$

Toutefois, pour un déphasage faible ($\sin(\delta) \approx \delta$), le signal détecté est directement proportionnel à δ .

Pour la configuration du dispositif de mesure à la PTB, l'échantillon est monté sur une plaque en circuit imprimé en GaAs, et positionné verticalement. Cette configuration permet de focaliser le faisceau d'échantillonnage à travers la face polie du substrat, sa réflexion est mesurée par un photorécepteur. Une photographie du dispositif expérimental en configuration verticale du banc d'échantillonnage électro-optique à la PTB et le schéma des déplacements micrométriques pour le réglage du dispositif sont présentés sur la figure 3.19 et 3.20. Pour optimiser les réglages des différentes expériences réalisées à partir de ce montage, un certain nombre de déplacements micrométriques sont prévus sur les objectifs du faisceau d'échantillonnage, de pompe et sur le support d'échantillon.

Le principal intérêt de cette configuration expérimentale est qu'elle permet l'utilisation du faisceau pompe pour générer une impulsion électrique rapide avec une amplitude importante. De plus, grâce aux multiples déplacements possibles sur les objectifs de pompe et de sonde et sur l'échantillon, des réglages indépendants et précis peuvent être effectués.

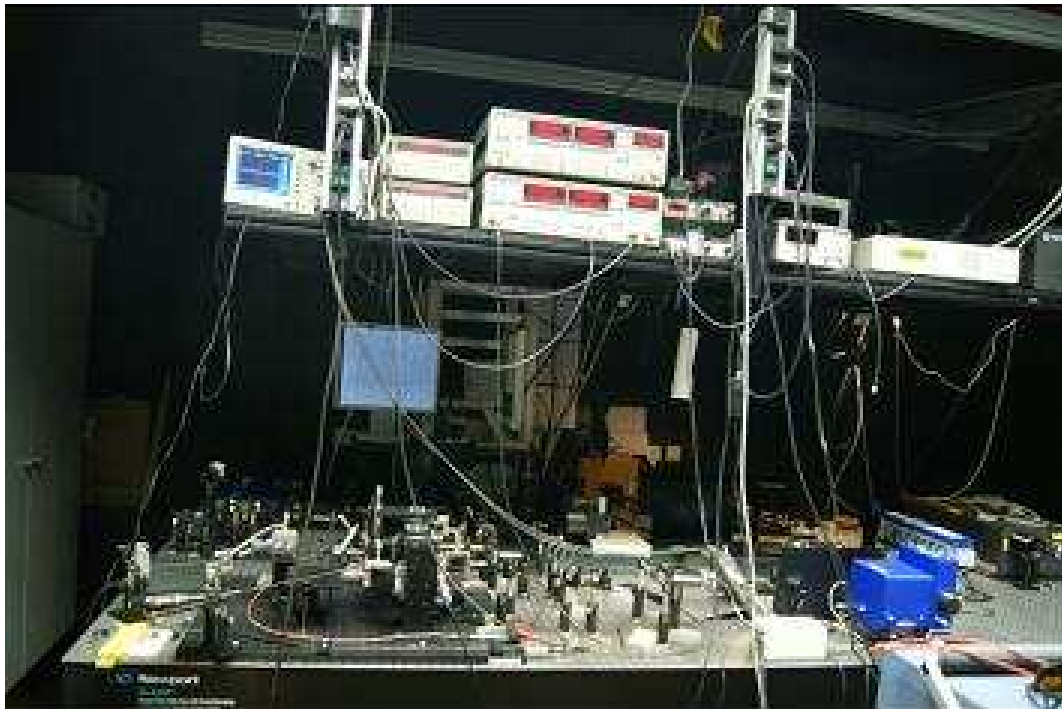


FIGURE 3.19 – Photographie du dispositif expérimental du banc d'échantillonnage électro-optique à la PTB. [70]

Cependant, un montage sur une plaque en circuit imprimé est nécessaire pour la positionnement vertical. Dans notre cas, on doit poser le cristal sur le CPW, donc le souci de mettre au point un banc de caractérisation nous a conduit à envisager une configuration plus classique où l'échantillon est posé à l'horizontale.

3.3.2 Montage du banc électro-optique au LNE

Pour la nouvelle configuration que nous proposons, le cristal électro-optique doit être posé sur la ligne coplanaire (CPW) horizontalement. En même temps, on doit poser les deux sondes à pointes qui permettent de transférer l'impulsion de la ligne coaxiale vers la ligne coplanaire. Donc, on a conçu un système mécanique de précision permettant de poser les deux sondes à pointes et le cristal électro-optique.

Un schéma et une photographie du banc d'échantillonnage électro-optique sont présentés sur les figures 3.21 et 3.22. La source laser est située sur une table optique dans la partie droite de la photographie. On peut voir également une lame semi-réfléchissante permettant de scinder le faisceau laser en deux parties : la partie

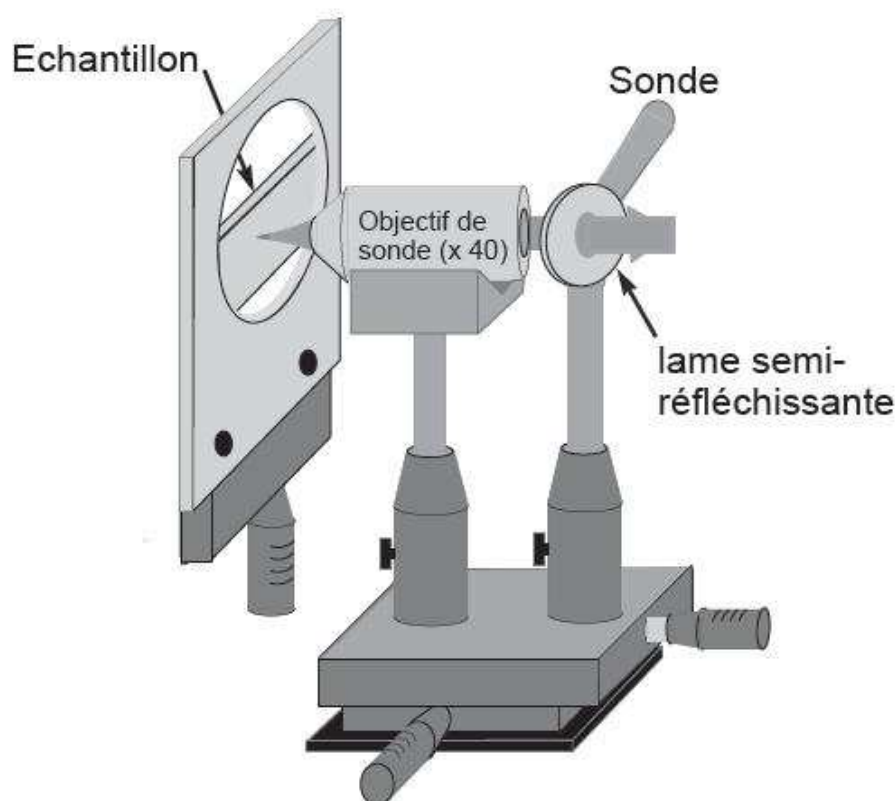


FIGURE 3.20 – Schéma des déplacements micrométriques pour le réglage du dispositif en configuration verticale du banc d'échantillonnage électro-optique à la PTB. [70]

transmise est le faisceau d'échantillonnage, la partie réfléchie est le faisceau d'excitation pour exciter la photodiode sous test qui peut générer une impulsion électrique ultra-rapide. Le faisceau d'excitation est focalisé sur l'entrée de la fibre optique de la photodiode au moyen d'une lentille avec ses supports. Grâce à ces supports, on peut focaliser le laser dans la fibre optique en monomode, sachant que le diamètre du coeur de la fibre optique monomode est autour de quelques μm .

Le faisceau d'échantillonnage est réfléchi par les miroirs de la ligne à retard optique motorisée. En réglant l'alignement du laser avec deux miroirs sur la ligne à retard, on constate que plus on s'éloigne de la source laser plus le laser perd en luminosité à cause de l'atténuation du laser dans l'air. Le réglage d'alignement du laser est très important pour la détermination de la réponse impulsionnelle de la photodiode. En effet, si la trajectoire du laser n'est pas bien orientée, le faisceau lumineux ne peut pas toujours traverser les fentes de la ligne coplanaire, vu la faible

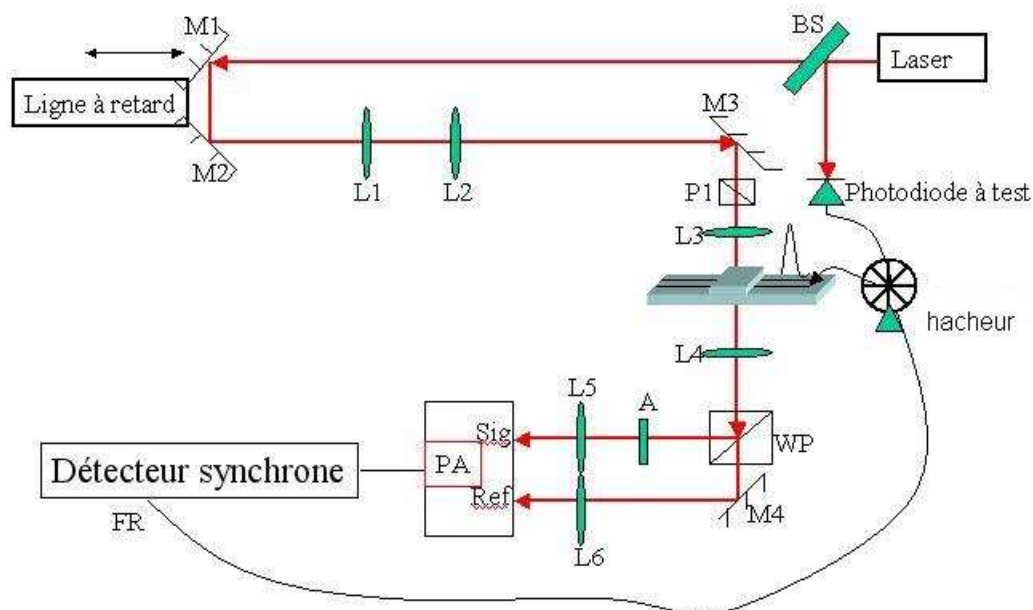


FIGURE 3.21 – Schéma du banc d'échantillonnage électro-optique au LNE avec un polarisateur et le photorécepteur auto-équilibré. BS : séparateur de faisceau, L : lentille, P : polariseur, A : Atténuateur optique, M : Mirror, WP : Prisme de Wollaston, PA : photorécepteur auto-équilibré, Sig : Signal optique du photorécepteur auto-équilibré, Ref : Référence optique du photorécepteur auto-équilibré, FR : Fréquence référence du hacheur.

largeur des fentes. Il faut que le faisceau réfléchi par les deux miroirs de la ligne à retard soit parallèle au plan de la table, ainsi ce réglage se fait grâce à des supports de miroirs. La position des miroirs doit également être réglée afin d'orienter le faisceau au centre du miroir pour une meilleure précision. La figure 3.23 présente ce réglage. On y remarque une pièce mécanique (figure 3.24) qui permet d'aligner le faisceau laser parallèlement à la direction de course de la ligne à retard. Cette pièce offre une liberté d'orientation angulaire sur les trois axes. Elle comporte deux réglages d'inclinaison qui permettent d'orienter le faisceau du laser parallèlement à un plan arbitraire.

Ensuite, le faisceau d'échantillonnage traverse deux lentilles convergentes parallèles avec la même distance focale égale à 25,4 mm. En modifiant la distance D (figure 3.25) entre les deux déplacements micrométriques, on peut faire converger



FIGURE 3.22 – Banc d'échantillonnage électro-optique au LNE

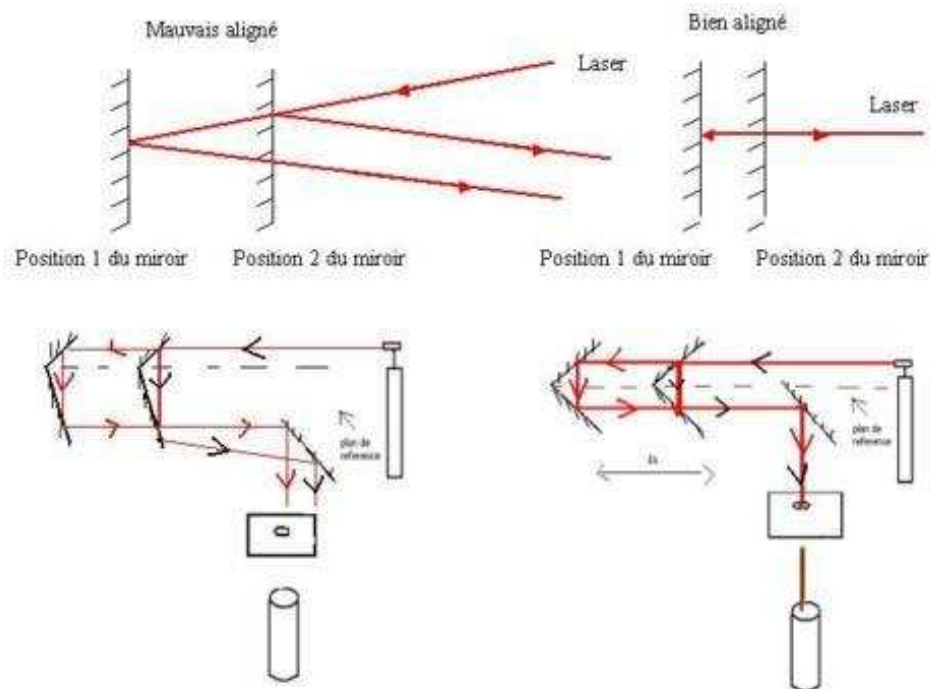


FIGURE 3.23 – Réglage du faisceau laser après deux miroirs sur la ligne à retard.

le faisceau d'échantillonnage afin d'obtenir un faible spot du laser et un meilleur alignement. Enfin, le faisceau d'échantillonnage traverse un polariseur tournant à



FIGURE 3.24 – Plateau tangent et tourant en modèle M-37

360° grâce à son support. On peut utiliser ces deux déplacements micrométriques pour modifier facilement la position focale du laser après la troisième lentille.

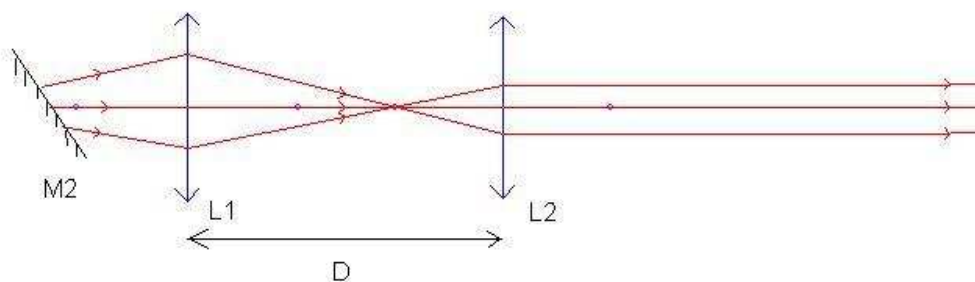


FIGURE 3.25 – Convergence le faisceau d'échantillonnage par deux lentilles avec déplacements micrométriques.

Ce faisceau est ensuite réfléchi par un troisième miroir M_3 en haut d'une platine qui supporte le wafer et les deux sondes à pointes. Le faisceau d'échantillonnage traverse alors successivement le premier polariseur, la troisième lentille L_3 , le cristal électro-optique qui est posé sur la ligne coplanaire, la fente de la ligne coplanaire, la quatrième lentille L_4 , un prisme de Wollaston, afin d'exciter les entrées signal et référence du photorécepteur auto-équilibré.

Pour le banc d'échantillonnage électro-optique du LNE utilisé en configuration avec deux polariseurs croisés et un puissance-mètre optique, le faisceau d'échantillonnage traverse alors successivement le premier polariseur, la troisième lentille L_3 , le cristal électro-optique qui est posé sur la ligne coplanaire, la fente de la ligne coplanaire,

la quatrième lentille L_4 , le deuxième polariseur, afin d'exciter le puissance-mètre optique (figure 3.26).

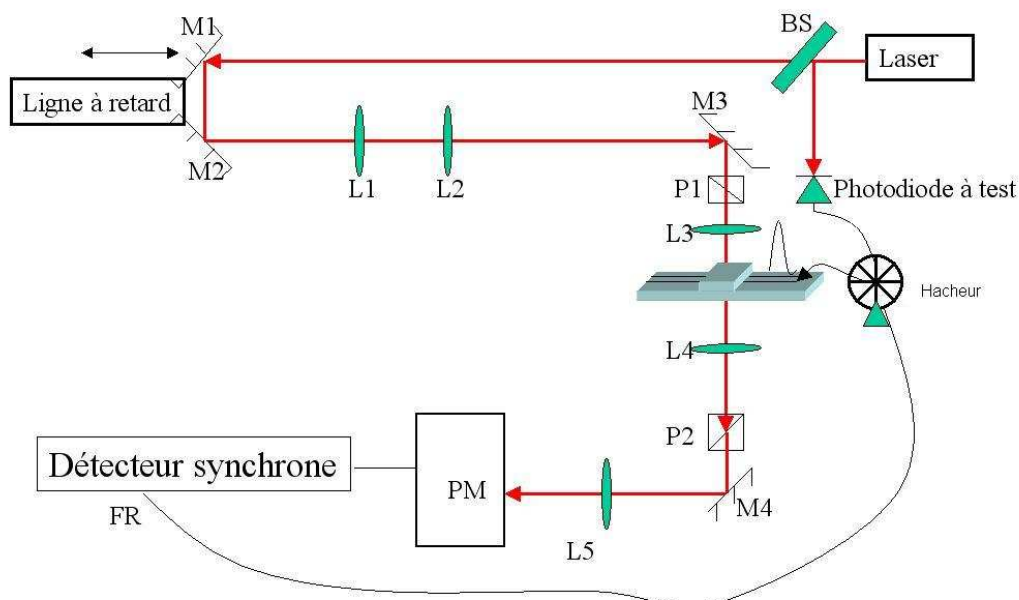


FIGURE 3.26 – Schéma du banc d'échantillonnage électro-optique au LNE avec deux polarisateurs croisés et la puissance-mètre optique. BS : séparateur de faisceau, L : lentille, P : polariseur, M : Mirror, WP : Prisme de Wollaston, FR : Fréquence référence du hacheur, PM : Puissance-Mètre optique.

Dans ce banc, le cristal électro-optique est au-dessus de la ligne de transmission (CPW) qui est réalisée sur un substrat en verre. Le faisceau laser peut traverser orthogonalement le modulateur électro-optique qui est composé du cristal électro-optique et des deux polariseurs croisés. Pour le cristal électro-optique, nous avons sélectionné le $LiTaO_3$ et le GaAs en épaisseur de $100\ \mu\text{m}$. La biréfringence naturelle du $LiTaO_3$ introduit un déphasage d'environ 90° après un passage du faisceau optique dans le cristal. Cela évite l'utilisation d'une lame quart-onde.

Le cristal électro-optique associé à la ligne coplanaire et aux deux polariseurs croisés constitue un modulateur d'amplitude du laser, grâce à l'effet électro-optique. Comme expliqué au chapitre 1, il faut appliquer un champ électrique parallèle à

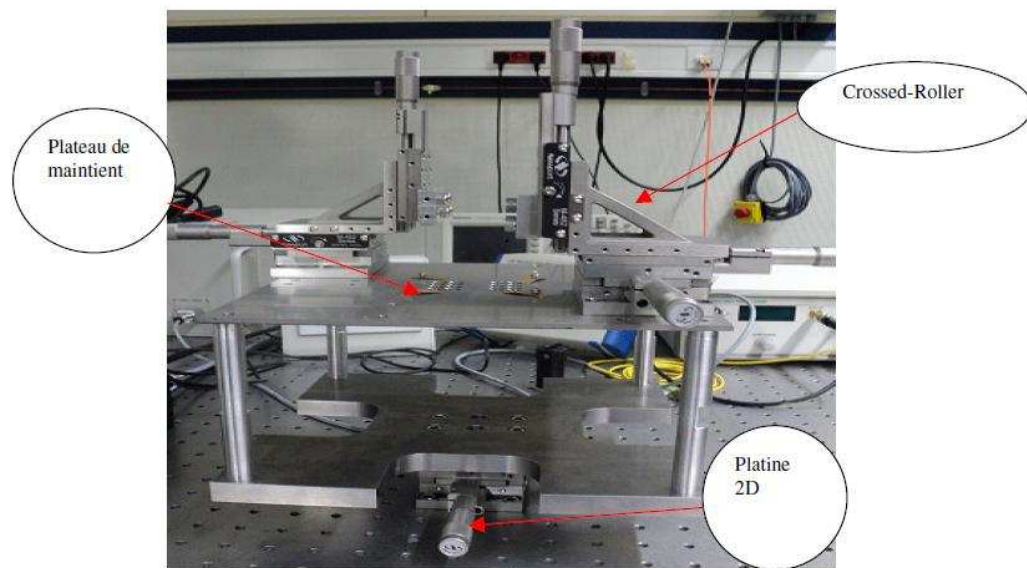


FIGURE 3.29 – Vue d’ensemble du système mécanique pour poser les pointes.



FIGURE 3.30 – Une vue d’ensemble du banc électrique

3.5 Conclusion

Ce chapitre a été consacré à la présentation complète de toutes les parties constituant le banc électro-optique du LNE. Nous avons réalisé un wafer tenant compte

des résultats de simulation des lignes de transmission du chapitre 3. Au milieu de ce wafer, on a conçu un kit d'étalonnage qui sera utilisé pour étalonner l'analyseur de réseau vectoriel par la méthode multiligne TRL. Cette méthode sera expliquée dans le chapitre suivant.

Ensuite, nous avons présenté les montages des bancs électro-optiques de la PTB et du LNE. Un séjour à la PTB nous a permis d'étudier leur banc électro-optique et d'améliorer notre banc afin de diminuer le bruit du laser.

Dans le chapitre suivant, nous présentons les méthodes et résultats de mesure.

Chapitre 4

Méthodes et résultats de mesure

Ce chapitre aborde plusieurs aspects de mesure. Il est consacré dans la première partie, à l'étalonnage de l'analyseur de réseau vectoriel et à la caractérisation des lignes de transmission. Le principal objectif est de trouver la meilleure ligne de transmission pour l'utiliser dans le banc électro-optique. Enfin, les résultats de mesure pour la reconstruction de la forme d'onde du signal électrique ultra rapide à la sortie de la photodiode sont présentés et discutés.

4.1 Étalonnage de l'analyseur de réseau vectoriel

Dans le chapitre 1, on a fait une introduction de l'analyseur de réseau vectoriel qui permet de déterminer la réponse fréquentielle des composants électroniques hyperfréquences. Afin d'obtenir une mesure précise des paramètres S d'un dispositif, il est indispensable de procéder à l'étalonnage de l'analyseur de réseau pour éliminer les erreurs inhérentes au système. La procédure d'étalonnage est l'ensemble des opérations consistant à déterminer les erreurs systématiques (dues aux imperfections des éléments qui constituent l'analyseur de réseau) avant d'effectuer la mesure du dispositif sous test (DST). Ainsi grâce à la mesure de charges étalons, l'analyseur de réseau détermine ses propres erreurs et applique les corrections aux mesures de manière automatique.

Une fois l'analyseur de réseau vectoriel étalonné, il peut servir à caractériser les CPWs que nous avons réalisés sur le wafer. En comparaison des résultats des

mesures et simulations, nous pouvons valider notre nouvelle configuration du système d'échantillonnage électro-optique.

4.1.1 Méthode d'étalonnage direct

Il existe deux familles d'étalonnage. D'abord, les méthodes d'étalonnage directes. Ce type d'étalonnage utilise des étalons connus tels qu'un court circuit (CC), un circuit ouvert (CO), une charge adaptée (CA) puis une connexion entre les deux ports de l'analyseur (thru). Il couvre l'ensemble des méthodes qui nécessitent la définition et la connaissance parfaites des paramètres des étalons utilisés. Une méthode typique est la méthode SOLT (Short Open Load Thru) et s'utilise dans le cas des technologies standards tels que les guides d'ondes, les câbles coaxiaux [77].

Les trois éléments étalons utilisés dans l'étalonnage direct doivent être aussi différents que possible en termes de facteurs de réflexion sur toute la bande de fréquence. L'étalonnage SOLT utilise trois étalons : un court-circuit, un circuit-ouvert et une charge 50 ohms [77] [78]. Les modèles généralement utilisés sont représentés dans la figure 4.1 [79]. Pendant l'étalonnage, les facteurs de réflexion sont calculés à partir de ces modèles.

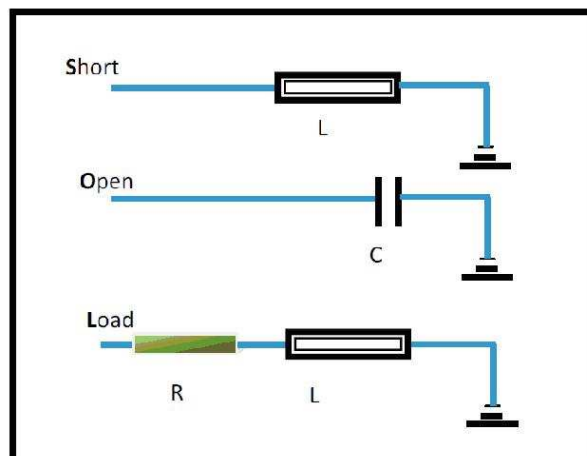


FIGURE 4.1 – Etalons SOLT

Le court-circuit est modélisé par une inductance due au courant qui parcourt la partie métallique, le circuit ouvert par une capacité liée à la propagation des ondes entre la pointe signal et la pointe de masse de la sonde [80]. Enfin, la charge

est représentée par une résistance en série avec une inductance due au courant qui parcourt la partie métallique.

Ces sont les modèles généralement utilisés dans la plupart des analyseurs de réseau. L'inconvénient principal de cette méthode est que les modèles électriques des éléments étalons ne sont pas toujours précis aux fréquences plus élevées [81] [82]. On peut également tenir compte des pertes de la ligne thru, soit en la mesurant après avoir effectué un étalonnage TRL, soit par simulation.

L'auto-étalonnage

On parle de méthodes d'auto-étalonnage, car certains paramètres non définis des étalons sont déterminés automatiquement par l'algorithme d'étalonnage. La méthode TRL est un exemple de technique d'auto-étalonnage, la plus utilisée pour les mesures sur wafer. L'objectif d'une méthode d'étalonnage telle que la technique TRL est de mesurer directement les paramètres S dans les plans du composant, pour s'affranchir de toutes les erreurs introduites par chaque élément de la chaîne de mesure [83].

La méthode TRL (Thru Reflect Line) consiste à mesurer trois éléments : une connexion directe de longueur L_{thru} , une ligne de transmission Line de longueur L, de constante de propagation complexe γ et d'impédance caractéristique Z_c , et une charge quelconque ayant un facteur de réflexion grand en module. Les étalons ne sont que partiellement connus. La connaissance préalable précise de ces éléments n'est pas nécessaire. Par contre, l'impédance caractéristique de la ligne définit l'impédance de référence du système de mesure et donc l'impédance de normalisation des paramètres S [84]. Les trois éléments de la méthode TRL sont présentés sur la figure 4.2.

Ainsi Thru est la connexion directe entre les deux ports de l'analyseur de réseau (définis au milieu du Thru), sa matrice S ($S_{11} = S_{22} = 0$; $S_{12} = S_{21} = 1$) est connue si l'impédance caractéristique des deux ports est identique.

Le Reflect est un quadripôle virtuel à fort coefficient de réflexion constitué de deux charges identiques mais inconnues (CC ou CO).

Quant au Line il s'agit d'une ligne de transmission adaptée avec une matrice S partiellement connue ($S_{11} = S_{22} = 0$) et un facteur de transmission $e^{-\gamma L}$ inconnu,

déterminé lors du calibrage.

La longueur de la ligne Line doit être de telle sorte qu'elle soit différente de la connexion Thru. Généralement on choisit une longueur correspondant à un déphasage compris entre 20° et 160° . L'idéal étant un déphasage de 90° car plus on s'approche de cette valeur, meilleur sera l'étalonnage [37].

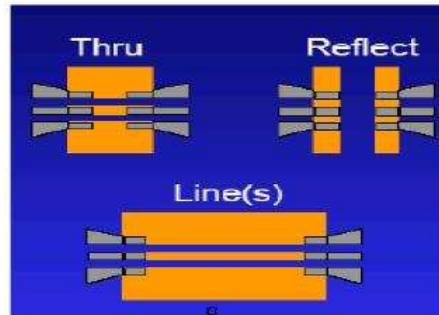


FIGURE 4.2 – Etalons TRL

4.1.2 Méthodes d'étalonnage TRL et Multiline TRL

La méthode TRL est la technique la plus adaptée pour la caractérisation de composants pour les mesures sous pointes (\ll on wafer \gg measurements). Dans notre cas, un kit d'étalonnage multiline TRL a été conçu au centre du wafer (figure 4.3). La multiline TRL consiste à rajouter des lignes supplémentaires redondantes qui s'ajoutent aux lignes de la méthode TRL classique. Cela permet d'étendre la bande de fréquence.

Selon les travaux de R. Doerner et al. [38], l'étalonnage TRL (Thru Reflect Line) réalisé sur substrat GaAs ($\epsilon_{rGaAs} = 12,9$) avec 7 longueurs différentes permet de couvrir une bande de fréquence de 110 GHz (f_{GaAs}) :

$$L_{GaAs_1} = 550 \mu\text{m}; L_{GaAs_2} = 912 \mu\text{m}; L_{GaAs_3} = 2685 \mu\text{m}; L_{GaAs_4} = 3750 \mu\text{m}; \\ L_{GaAs_5} = 7115 \mu\text{m}; L_{GaAs_6} = 20245 \mu\text{m}; L_{GaAs_7} = 40550 \mu\text{m}.$$

Nous cherchons à réaliser notre guide coplanaire sur un substrat en verre BK7 ($\epsilon_{rVerre} = 3,7$) pour couvrir une bande de fréquence de 100 GHz (f_{Verre}).

On a :

$$L_{Verre} = L_{GaAs} \frac{f_{GaAs}}{f_{Verre}} \sqrt{\frac{\epsilon_{GaAs} + 1}{\epsilon_{Verre} + 1}} \quad (4.1)$$

On obtient donc pour notre structure, les longueurs suivantes pour un étalonnage TRL :

$$L_{Verre_1} = 1040 \mu\text{m}; L_{Verre_2} = 1725 \mu\text{m}; L_{Verre_3} = 5079 \mu\text{m}; L_{Verre_4} = 7094 \mu\text{m};$$

$$L_{Verre_5} = 13459 \mu\text{m}; L_{Verre_6} = 38297 \mu\text{m}; L_{Verre_7} = 76708 \mu\text{m}.$$

Pour pallier la longueur L_{Verre_7} , plus grande que le diamètre d'un substrat de 76 mm de diamètre, on considère $L_{Verre_7}=69,486 \text{ mm}$.

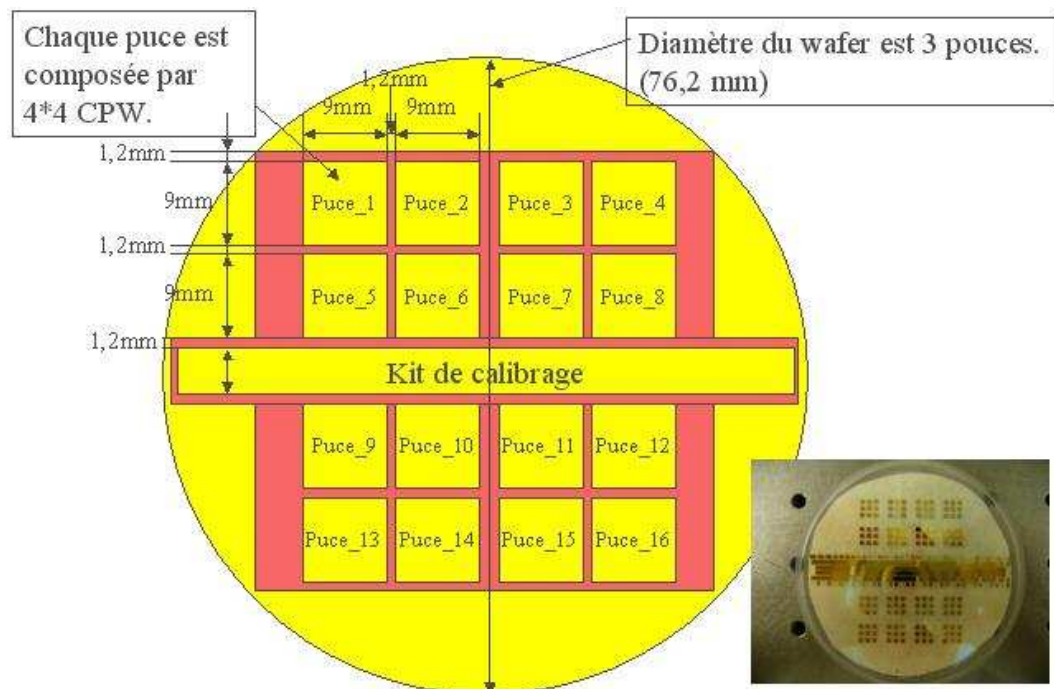


FIGURE 4.3 – Topologie du substrat avec le kit de calibrage au centre

4.1.3 Validation du programme Multical

Le principe consiste à effectuer des mesures brutes des étalons et exécuter un programme externe (Multical) pour l'étalonnage multiline TRL.

Multical est un logiciel basé sur un algorithme qui a été développé par le NIST et qui est capable d'estimer l'incertitude de ses propres résultats due aux erreurs aléatoires.

Il a pour but de corriger les écarts sur les mesures sous pointes. Il calcule aussi la constante de propagation γ des lignes utilisées pour l'étalonnage.

Le logiciel Multical peut être utilisé pour les structures « on wafer », les lignes

de transmissions planes, les lignes de transmissions coaxiales et les guides d'ondes métalliques. Il donne les résultats automatiquement avec une exactitude maximale, et peut déterminer et régler l'impédance de référence de l'étalonnage en utilisant des méthodes applicables à des substrats qui ont de faibles pertes, ou des substrats avec pertes mais peu dispersifs.

Afin que le logiciel Multical soit exploitable, des mesures ont été faites pour en vérifier la validité. Ainsi cette validation se fait en trois étapes :

- Étalonnage avec un kit de base composé de lignes à air coaxiales. On récupère (via un programme développé en interne) les données corrigées, brutes et les termes d'erreurs calculés par l'analyseur de réseau.
- Étalonnage avec Multical. On rentre les données du kit dans le logiciel, puis on récupère les données brutes de l'analyseur de réseau et enfin Multical fait la correction d'erreur automatiquement en donnant les mesures corrigées.
- On compare les paramètres S obtenus par les deux méthodes.

La courbe obtenue sur la figure 4.4 montre par exemple, pour le paramètre S_{21} , qu'il n'y a pas de différence notables entre les deux méthodes. En effet, la courbe de la différence des deux facteurs de transmission fluctue autour de zéro (figure 4.4) avec un écart plus important à 36,6 GHz et 46 GHz. Ainsi le logiciel Multical est validé et par conséquent il peut être utilisé pour les mesures on wafer.

4.1.4 Étalonnage de l'analyseur de réseau par la méthode multiligne TRL

La méthode multiligne TRL consiste à rajouter des lignes supplémentaires redondantes qui s'ajoutent à la méthode TRL classique afin d'étendre la bande de fréquence de l'étalonnage. En pratique, nous pouvons effectuer une recherche de couples optimaux afin d'obtenir le plus grand nombre de bandes de fréquences se recoupant entre elles.

Nous avons choisi de tester successivement deux méthodes. Le premier est l'étalonnage avec la méthode directe. L'autre est l'étalonnage avec le logiciel Multical.

Pour le premier, il faut effectuer au préalable une simulation des lignes du kit de calibrage avec le logiciel de simulation électromagnétique 3D CST Microwave Studio.

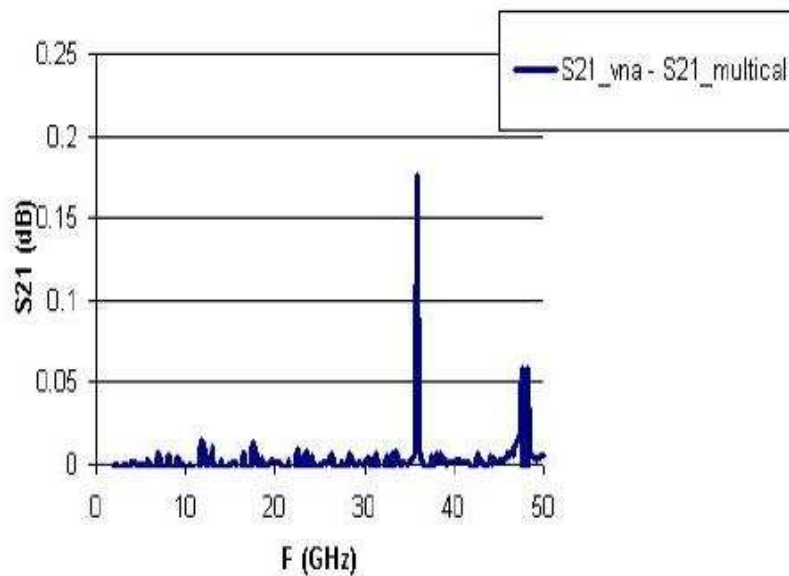


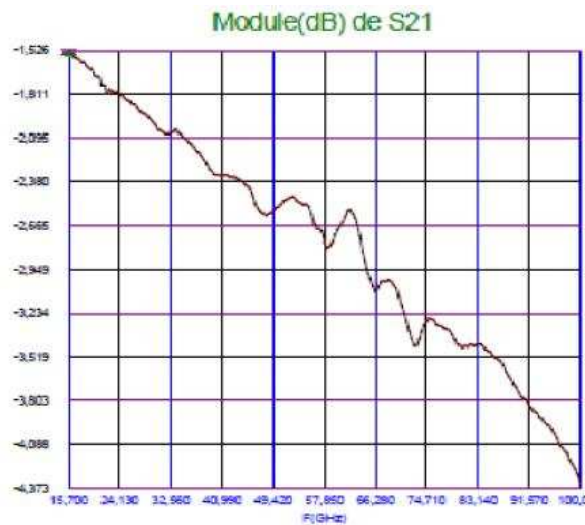
FIGURE 4.4 – Différence entre le facteur de transmission du VNA et du multical.

Un bon compromis consiste à récupérer les gammes de fréquences pour lesquelles nous avons $20^\circ \leq \varphi(s_{21}) \leq 160^\circ$, puis d'extraire les couples de lignes qui ont les plus grandes bandes passantes. Une fois ces couples de ligne déterminés, il faudra rentrer leurs caractéristiques dans l'analyseur via un programme développé en interne avant de pouvoir les mesurer.

Dans notre cas, sur les sept lignes du kit d'étalonnage seules trois ($L_1=1,04\text{mm}$, $L_2=1,725\text{mm}$, $L_3=5,079\text{mm}$) conviennent à notre étude car elles offrent les plus grandes bandes passantes qui se recoupent. Ainsi nous avons deux couples (L_1-L_3 pour la bande passante de 2,7 GHz à 21,2 GHz) et (L_1-L_2 pour la bande passante de 15,7 GHz à 100 GHz).

Après l'étalonnage de l'analyseur de réseau, nous mesurons une ligne ($L_4=7,094\text{mm}$) pour qu'elle serve de ligne de vérification. Le facteur de transmission de la ligne 4 est présenté sur la figure 4.5.

Pour l'étalonnage de l'analyseur de réseau avec le logiciel Multical, celui-ci impose de rentrer toutes les longueurs des lignes ainsi que leur type afin de pouvoir faire le calcul automatique des valeurs corrigées. Ainsi après avoir rentré toutes les caractéristiques des lignes du kit de calibration dans Multical, ces dernières sont implémentées dans l'analyseur de réseau et les mesures des lignes peuvent être ef-

FIGURE 4.5 – Facteur de transmission de la ligne L_4

fectuées. Le logiciel Multical est présenté sur la figure 4.6.

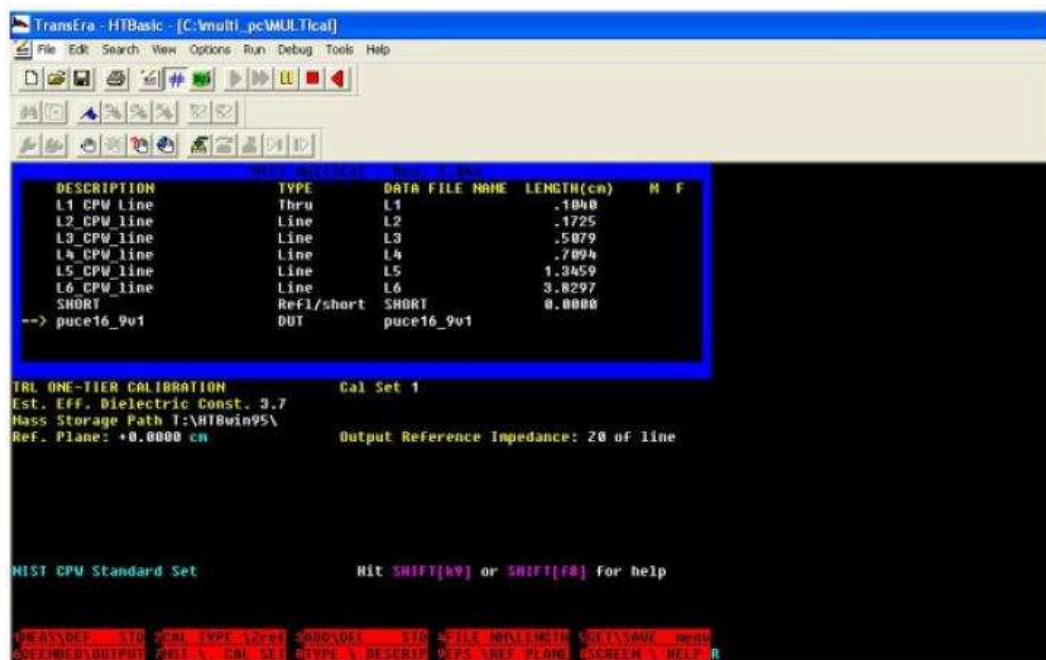


FIGURE 4.6 – Affichage de la caractérisation d'une ligne coplanaire avec Multical

Avec la ligne L_4 (ligne de vérification), nous obtenons le résultat ci-dessous :

On peut voir que nous obtenons les mêmes résultats pour la ligne L_4 quelle que soit la méthode utilisée. Néanmoins, on constate que la méthode TRL ne permet de descendre que jusqu'à 2,7 GHz et par conséquent pour effectuer un étalonnage sur

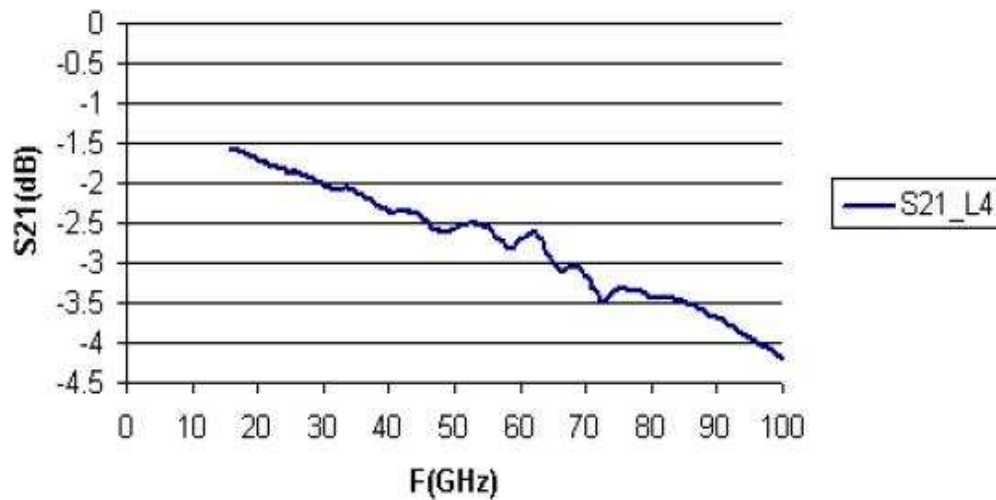


FIGURE 4.7 – Facteur de transmission de la ligne L_4 avec Multical

toute la bande, il faudra faire un calibrage SOLT en dessous de 2,7 GHz.

Ainsi, dans la suite, nous allons utiliser le logiciel Multical pour l'étalonnage et la caractérisation des lignes, car ce dernier offre la possibilité de faire des mesures sur toute la bande de fréquence mais aussi pour des raisons de facilité de mise en oeuvre.

4.2 Caractérisation des lignes de transmission par l'analyseur de réseau vectoriel

Après avoir appliqué la méthode multiligne TRL aux lignes du kit d'étalonnage pour l'étalonnage de l'analyseur de réseau vectoriel, la caractérisation des lignes coplanaires avec cristal électro-optique peut être effectuée.

L'impédance de référence de l'étalonnage multiligne TRL est l'impédance caractéristique des lignes de transmission qui est maintenant connue. Donc tous les paramètres mesurés sont référencés par rapport à une impédance égale à 50Ω .

Nous allons mesurer les paramètres S des premières et dernières puces (comme nous l'avons vu précédemment lors des simulations) pour voir s'il y a accord entre simulation et mesure.

4.2.1 Ligne coplanaire avec le cristal $LiTaO_3$

On fait des mesures pour toutes les lignes coplanaires du wafer. On présente les résultats des puces qui ont été considérées pour les simulations du chapitre 2.

Pour la ligne coplanaire de la puce 1, les paramètres sont $W = 87 \mu\text{m}$, $S = 10 \mu\text{m}$, $W_2 = 2 \mu\text{m}$, $S_2 = 10 \mu\text{m}$. La figure 4.8 présente la comparaison des résultats du facteur de transmission entre la simulation et la mesure.

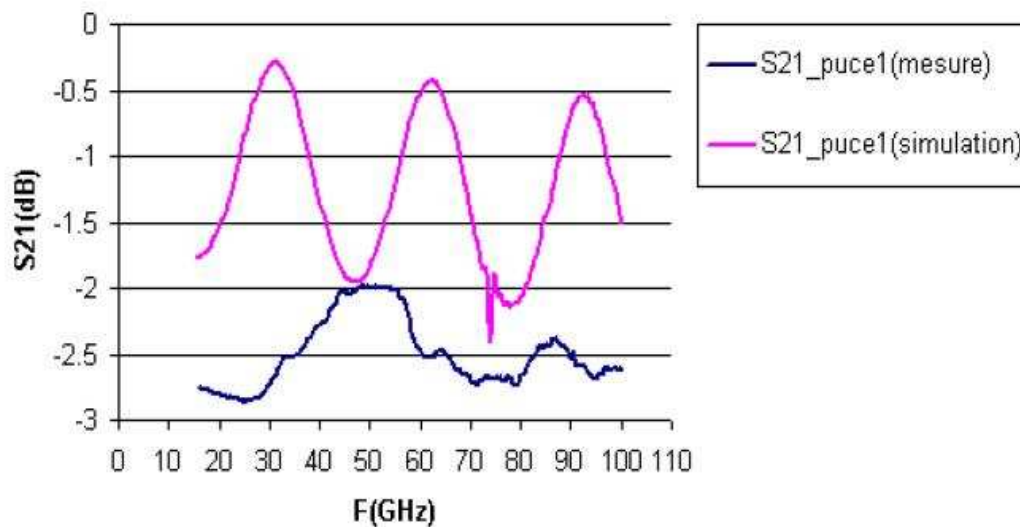


FIGURE 4.8 – Comparaison du facteur de transmission entre la simulation et la mesure pour une ligne coplanaire de la puce 1

Pour cette ligne coplanaire, on remarque qu'à 50 GHz, on a : $S_{21\text{mesure}} = -1,9$ dB ; $S_{21\text{simulation}} = -1,8$ dB.

Pour la ligne coplanaire de la puce 8, les paramètres sont $W = 87 \mu\text{m}$, $S = 10 \mu\text{m}$, $W_2 = 2 \mu\text{m}$, $S_2 = 45 \mu\text{m}$. La figure 4.9 présente la comparaison des résultats du facteur de transmission entre la simulation et la mesure pour cette ligne coplanaire.

Pour cette ligne coplanaire, on a à 50 GHz, $S_{21\text{mesure}} = -0,41$ dB ; $S_{21\text{simulation}} = -0,42$ dB.

Suite aux comparaisons des résultats avec le cristal $LiTaO_3$ entre la simulation et la mesure, on peut constater que les courbes ne se superposent pas. Cela est probablement dû aux résultats idéaux de la simulation. Cependant nous pouvons affirmer qu'il y a accord entre simulations et mesures sur les niveaux de performances

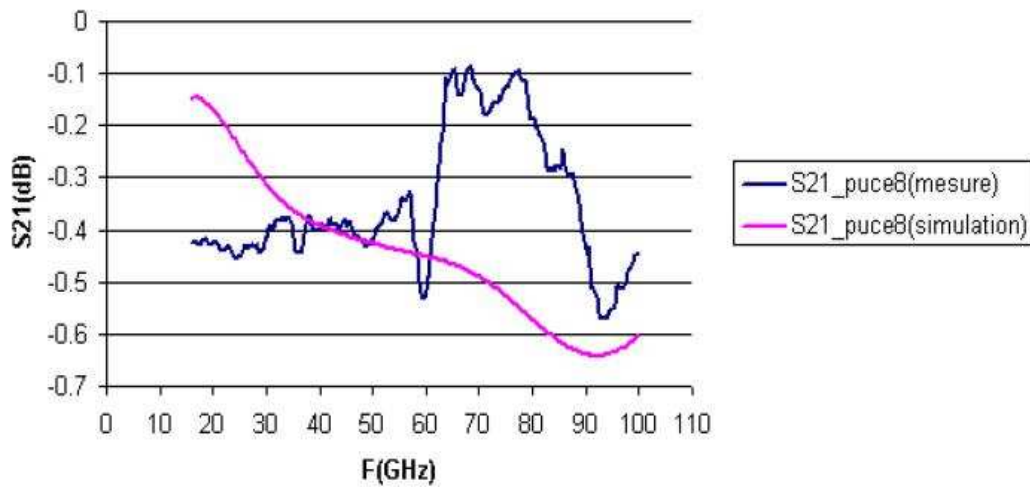


FIGURE 4.9 – Comparaison du facteur de transmission entre la simulation et la mesure pour une ligne coplanaire de la puce 8

attendus.

Les écarts obtenus en haute fréquence peuvent être causés par une légère imprécision lors des mesures (en posant les pointes, le cristal...), mais aussi par le logiciel qui ne tient pas compte des aspects technologiques pouvant altérer les résultats lors de la mesure (technique de gravure de l'or sur le substrat par exemple).

4.2.2 Ligne coplanaire avec le cristal GaAs

Pour la ligne coplanaire de la puce 9, les paramètres sont $W = 87 \mu\text{m}$, $S = 10 \mu\text{m}$, $W_2 = 6 \mu\text{m}$, $S_2 = 6 \mu\text{m}$. La figure 4.10 présente la comparaison des résultats du facteur de transmission entre la simulation et la mesure pour cette ligne coplanaire. Dans cette figure, on peut voir qu'à 50 GHz $S_{21\text{mesure}} = -1,6 \text{ dB}$, $S_{21\text{simulation}} = -0,8 \text{ dB}$.

Pour la ligne coplanaire de la puce 16, les paramètres sont $W = 87 \mu\text{m}$, $S = 10 \mu\text{m}$, $W_2 = 12 \mu\text{m}$, $S_2 = 20 \mu\text{m}$. La figure 4.11 présente la comparaison des résultats du facteur de transmission entre la simulation et la mesure pour cette ligne coplanaire. Dans cette figure, on peut voir qu'à 50 GHz $S_{21\text{mesure}} = -2,3 \text{ dB}$, $S_{21\text{simulation}} = -0,3 \text{ dB}$.

Les résultats obtenus sur les pertes d'insertions montrent que les courbes (puces 9 et 16) ont respectivement la même allure aussi bien en simulation qu'en mesure.

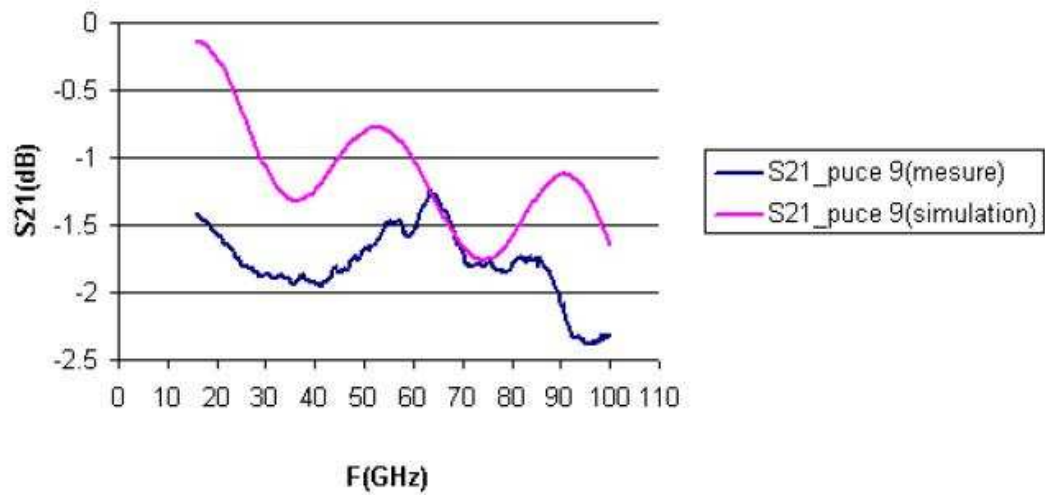


FIGURE 4.10 – Comparaison du facteur de transmission entre la simulation et la mesure pour une ligne coplanaire de la puce 9.

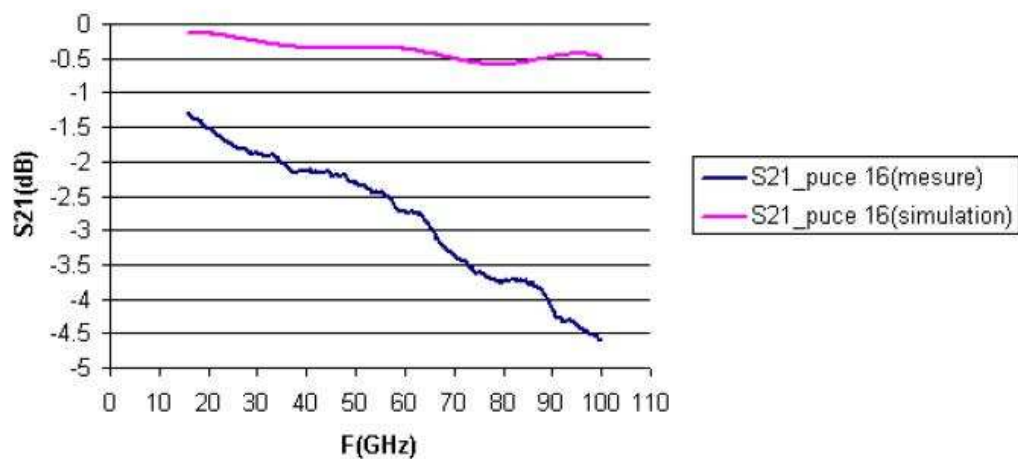


FIGURE 4.11 – Comparaison du facteur de transmission entre la simulation et la mesure pour une ligne coplanaire de la puce 16.

On constate néanmoins un décalage dû au contexte idéal de la simulation avec des pertes plus faibles.

Le tableau 4.1 compare les pertes d'insertion obtenues à 50 GHz entre simulation et mesure des lignes étudiées précédemment :

Ce tableau comparatif montre que les résultats des mesures pour les lignes coplanaires avec cristaux de $LiTaO_3$ peuvent être à certaines fréquences, plus proches de la simulation contrairement aux lignes coplanaires avec cristaux GaAs.

TABLE 4.1 – Paramètres des puces avec les cristaux $LiTaO_3$ et GaAs

Résultats	Résultats de simulation S_{21} (dB)	Résultats de mesure S_{21} (dB)
Puce 1 avec $LiTaO_3$	-1,8	-1,9
Puce 8 avec $LiTaO_3$	-0,42	-0,41
Puce 9 avec GaAs	-0,8	-1,6
Puce 16 avec GaAs	-0,3	-2,3

Lors de la simulation, il apparaissait clairement que les résultats des lignes coplanaires avec cristaux GaAs étaient linéaires et que l'on avait une meilleure transmission en terme de propagation par rapport aux lignes coplanaires avec cristaux $LiTaO_3$.

Cependant les mesures montrent un certain écart avec les simulations et cela peut probablement être causé par les largeurs des fentes, mais aussi être dû à une légère désadaptation. En effet, on constate que ces dernières sont plus petites que celles des lignes coplanaires avec cristaux de $LiTaO_3$.

4.2.3 Répétabilité des mesures

Nous avons évalué la répétabilité des mesures en effectuant une série de six mesures. La redondance des mesures permet aussi de minimiser les erreurs aléatoires.

L'incertitude due à la répétabilité est donnée par la formule suivante :

$$Incertainitude = \frac{S}{\sqrt{N}} \quad (4.2)$$

Avec un écart-type défini sous la forme suivante :

$$S = \sqrt{\frac{\sum (x_i - \bar{x})^2}{N - 1}} \quad (4.3)$$

où \bar{x} est la valeur moyenne de la série de mesure, x_i est la i^{eme} valeur obtenue sur une série de N échantillons. Dans notre cas, N égale 6. Ainsi nous présentons l'écart-type pour les lignes présentant les meilleurs résultats sur la figure 4.12, 4.13.

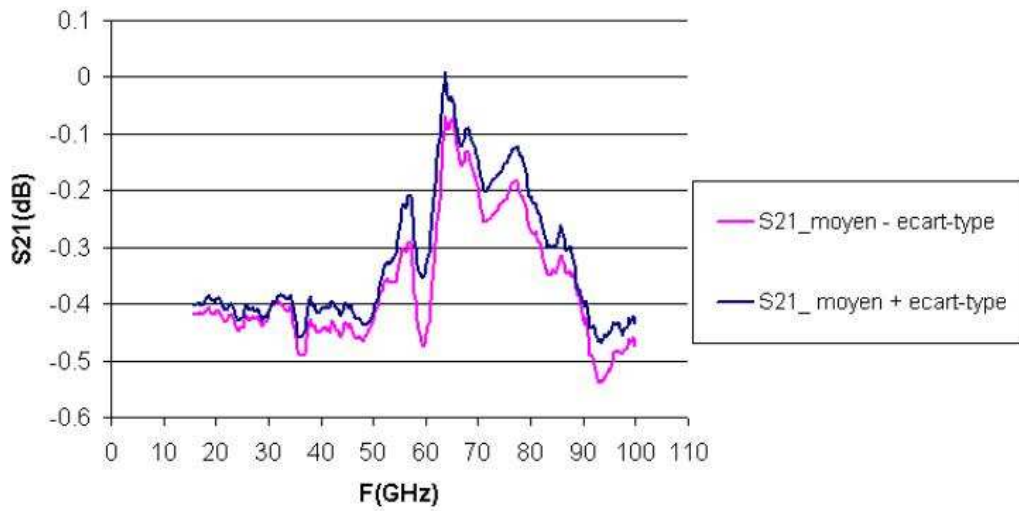


FIGURE 4.12 – Ecart-type pour une ligne coplanaire avec le cristal $LiTaO_3$ de la puce 8

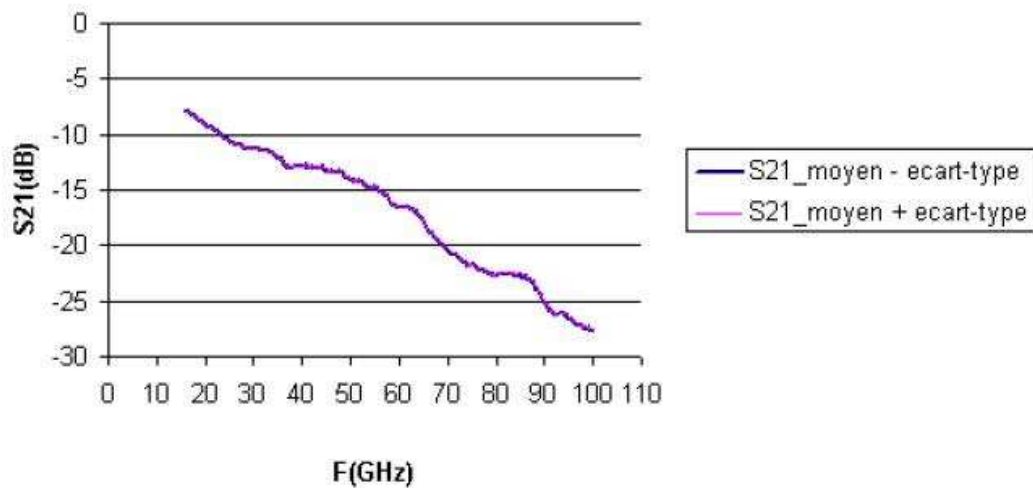


FIGURE 4.13 – Ecart-type pour une ligne coplanaire avec le cristal GaAs de la puce 16

Les courbes obtenues montrent que l'on a une faible incertitude sur les mesures. En effet, on peut dire que la valeur exacte du facteur de transmission S_{21} pour chaque fréquence correspond à la surface entre les deux courbes d'incertitude. On observe que l'on a une incertitude très faible pour la ligne coplanaire avec le cristal $LiTaO_3$, et une incertitude encore plus faible pour la ligne coplanaire avec le cristal GaAs. Nos mesures ont un bon niveau de répétabilité.

4.3 Mesure avec différentes configurations du système d'échantillonnage électro-optique

Cette partie est consacrée aux mesures avec différentes configurations du système d'échantillonnage électro-optique en utilisant le cristal $LiTaO_3$. Compte tenu des résultats de mesure obtenus dans la partie précédente, on peut choisir la ligne de transmission de la puce 8 avec le cristal $LiTaO_3$ pour faire des mesures. Pour reconstruire la forme d'onde du signal à la sortie de la photodiode sous test, il faut d'abord trouver la position du point de fonctionnement dans la course de la ligne à retard.

4.3.1 Recherche du point de fonctionnement dans la course de la ligne à retard

Dans le chapitre 1.2.1, on a fait une introduction de l'échantillonnage en temps équivalent. Pour pouvoir échantillonner le signal électrique à mesurer, il faut que le faisceau d'échantillonnage et le signal électrique à la sortie de la photodiode sous test soient synchronisés. Donc, il faut que les deux chemins du faisceau d'échantillonnage et du faisceau d'excitation soient équivalents temporellement.

Le faisceau d'échantillonnage se propage dans l'air. La photodiode a une entrée en fibre optique et une sortie électrique coaxiale. La sortie coaxiale de la photodiode est connectée à une sonde à pointes. Donc, le chemin optique du faisceau d'excitation est constitué de trois parties, une partie dans l'air, une partie dans la fibre optique et une partie électrique.

La fibre optique est habituellement constituée d'un coeur entouré d'une gaine, comme le montre la figure 4.14. Le coeur de la fibre a un indice de réfraction légèrement plus élevé que la gaine et peut donc confiner la lumière qui se trouve entièrement réfléchi de multiples fois à l'interface entre les deux matériaux (en raison du phénomène de réflexion totale interne). L'ensemble est généralement recouvert d'une gaine plastique de protection.

Dans notre cas, la fibre optique de la photodiode est monomode. Leur coeur

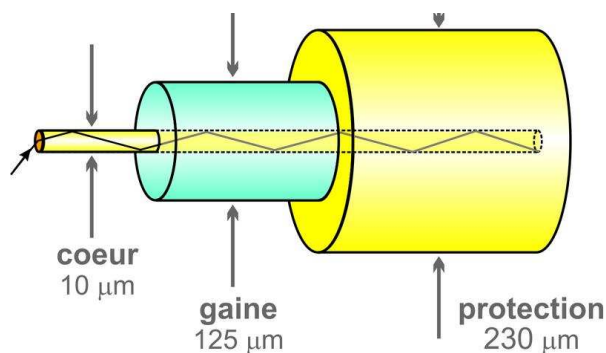


FIGURE 4.14 – Principe d'une fibre optique.

très fin n'admet ainsi qu'un mode de propagation, le plus direct possible c'est-à-dire dans l'axe de la fibre. Il existe plusieurs types de fibre optique. Dans la fibre à saut d'indice, l'indice de réfraction change brutalement entre le coeur et la gaine, où l'indice de réfraction du coeur a un indice uniforme n_1 . Sa valeur est autour de 1.47 à 1.52 [85]. La vitesse du faisceau d'excitation dans la fibre optique est :

$$V_{fibre} = c/n_1 \quad (4.4)$$

où c est la vitesse de la lumière dans le vide, V_{fibre} est la vitesse de la lumière dans la fibre optique. On utilise donc la formule ci-dessous pour convertir le chemin optique dans la fibre optique en un chemin optique dans l'air :

$$L_{air} = L_{fibre}n_1 \quad (4.5)$$

où L_{fibre} est le chemin optique dans la fibre optique, L_{air} est le chemin optique équivalent dans l'air. En mesurant précisément la longueur de la fibre optique de la photodiode et les deux chemins optiques dans l'air à l'aide d'une règle, on peut trouver la position du point de fonctionnement dans la course de la ligne à retard.

4.3.2 Mesure directe avec un analyseur de polarisation

La figure 4.15 montre le système d'échantillonnage électro-optique avec analyseur de polarisation. Dans ce système, le faisceau d'échantillonnage traverse d'abord un polariseur avant de traverser le cristal électro-optique. Compte tenu de la nature électro-optique du substrat, le champ électrique présent dans la ligne de trans-

mission modifie la polarisation du faisceau d'échantillonnage. Ensuite, le faisceau d'échantillonnage est focalisé dans un contrôleur de polarisation qui est connecté avec l'analyseur de polarisation (figure 4.16).

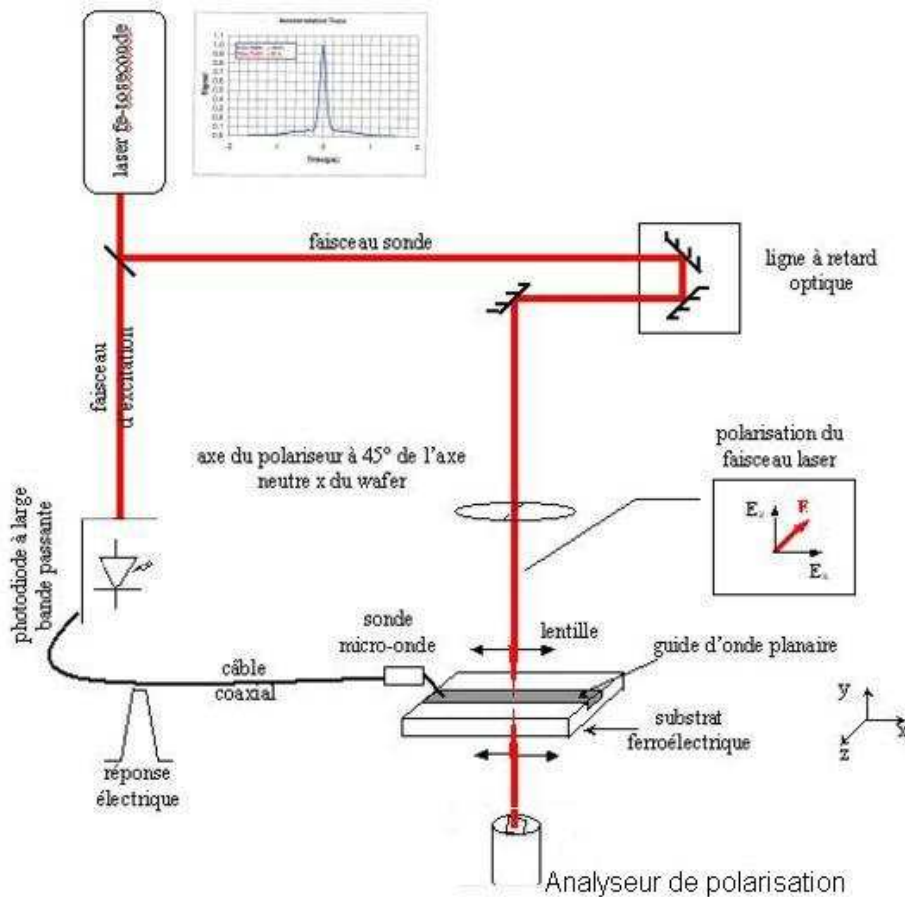


FIGURE 4.15 – Système d'échantillonnage électro-optique avec l'analyseur de polarisation.

Le stress thermique et mécanique provoque les modification de l'état de polarisation (State Of Polarization, SOP) de la lumière à cause du coeur de fibre optique irrégulière, et cela même pour la propagation dans une fibre optique monomode [86]. Par conséquent, nous avons besoin du contrôleur de polarisation qui peut contrôler le SOP à la sortie de la fibre optique.

On utilise d'abord un générateur de tension en remplacement de la photodiode sous test. On connecte un oscilloscope pour vérifier la présence du champ électrique dans la ligne de transmission (figure 4.17).

On trouve une relation entre la tension du générateur et le changement de l'état

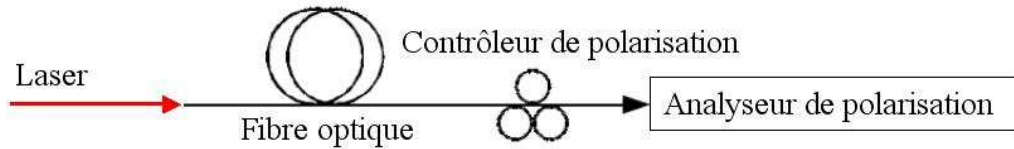


FIGURE 4.16 – Schema du contrôleur de polarisation connecté avec l'analyseur de polarisation.

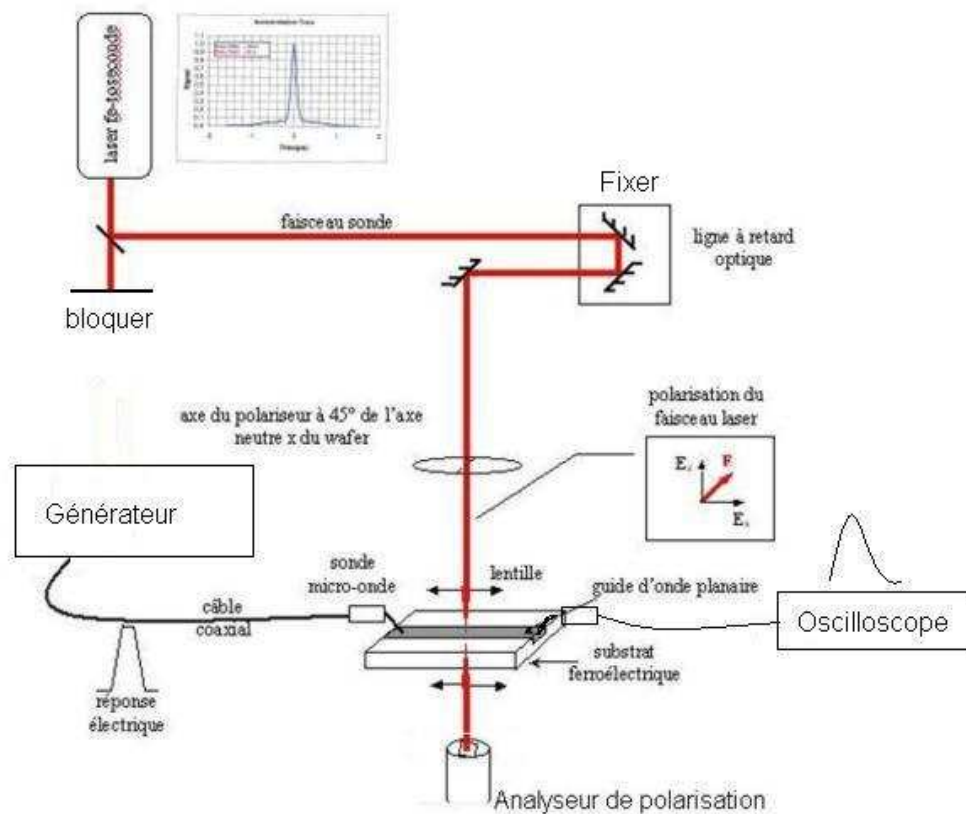


FIGURE 4.17 – Schema du système d'échantillonnage électro-optique avec l'analyseur de polarisation, le générateur et l'oscilloscope.

de polarisation du faisceau d'échantillonnage dû à l'application du champ électrique (figure 4.18). On peut voir que le changement de l'état de polarisation du faisceau d'échantillonnage est proportionnel à la tension du générateur.

La figure 4.19 montre un des résultats de mesure avec l'analyseur de polarisation pour le course totale de la ligne à retard. Les impulsions observables sur cette figure ne sont pas répétables et sont attribuées au bruit de mesure. En effet, le signal

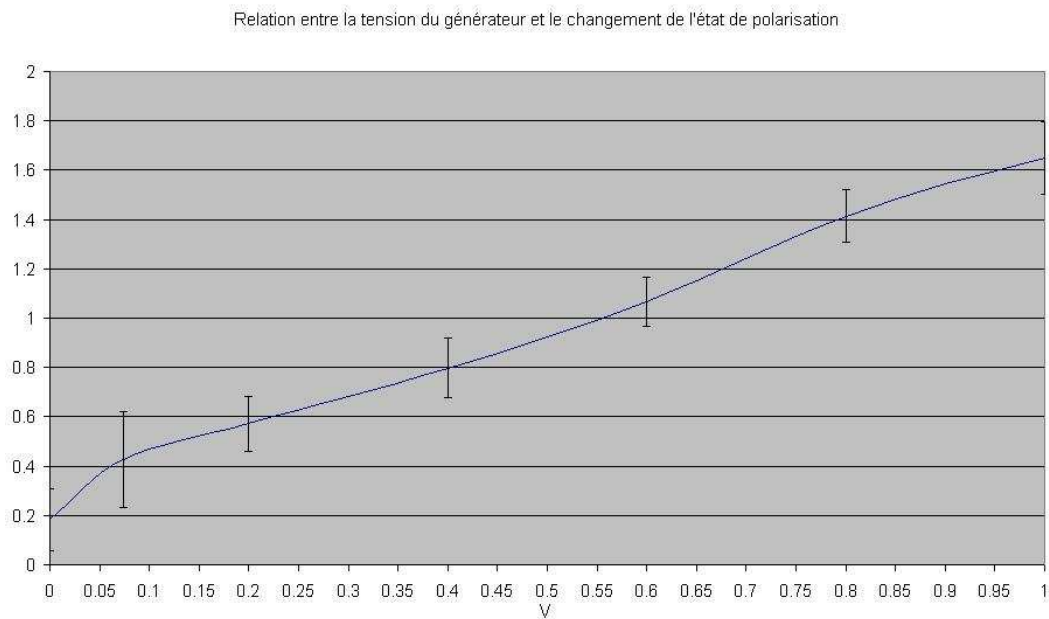


FIGURE 4.18 – Relation entre la tension du générateur et le changement de l'état de polarisation.

recherché est très faible et est noyé dans le bruit. Ce bruit peut être dû à la source du laser, aux vibrations de la table, etc.

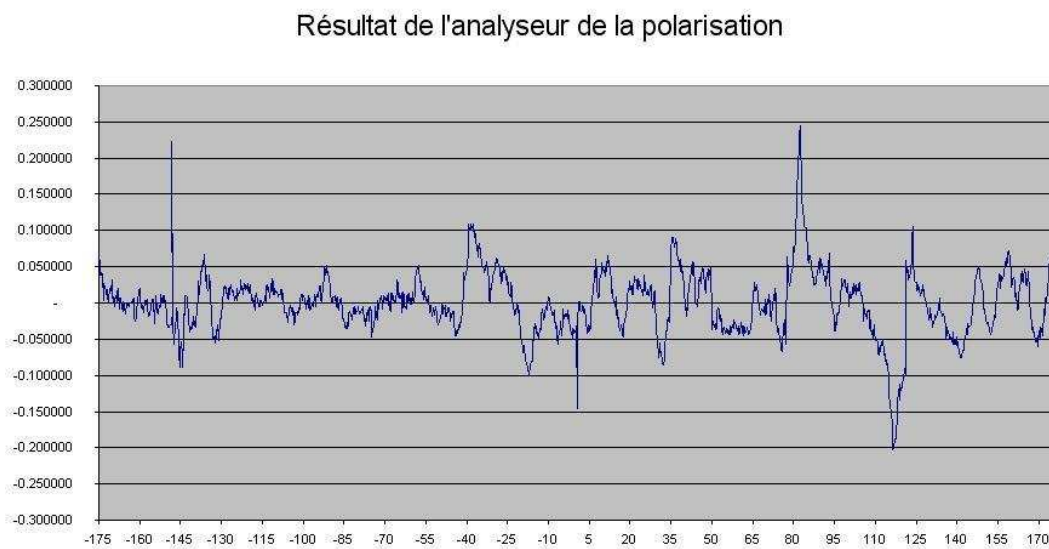


FIGURE 4.19 – Résultat de mesure avec l'analyseur de la polarisation.

4.3.3 Mesure à l'aide d'un puissance-mètre optique et avec détection synchrone

Pour réduire le bruit de mesure observé plus haut, on fait des mesures avec un puissance-mètre optique et un détecteur synchrone. Dans le chapitre 1, on a déjà discuté le principe du mesure avec un puissance-mètre optique. Comme l'amplitude du signal électrique à la sortie de la photodiode est très faible, autour de 150 mV à 200 mV (mesuré par un oscilloscope), le champ électrique appliqué sur la ligne de transmission ne peut pas produire une modification importante de la puissance du laser en sortie du deuxième polariseur. On remplace donc la photodiode sous test par un générateur qui peut générer un signal électrique avec une amplitude beaucoup plus élevée. Par ailleurs, nous utilisons un détecteur synchrone, afin d'extraire le signal utile 'noyé' dans le bruit. Le banc est présenté figure 4.20.

Le signal électrique créé par le générateur se propage sur la ligne de transmission vers l'oscilloscope. Le signal à la sortie du puissance-mètre optique est connecté à l'entrée du détecteur synchrone. La fréquence du signal électrique créé par le générateur est égale à la fréquence de référence du détecteur synchrone. Donc, chaque impulsion du faisceau d'échantillonnage intercepte une petite portion de l'information du signal électrique créé par le générateur. Si on applique un signal électrique en basse fréquence (plus basse que la fréquence de répétition du laser) créé par le générateur, le puissance-mètre optique peut voir un signal optique avec la même fréquence que ce signal électrique.

Dans notre cas, la fréquence de répétition du laser est 10 MHz. En réglant le générateur à la même fréquence, on peut aligner plus facilement le faisceau d'échantillonnage afin qu'il traverse orthogonalement le cristal électro-optique. Il suffit pour cela de chercher la valeur maximale sur le détecteur synchrone.

Une fois que l'alignement du faisceau d'échantillonnage est réalisé, on peut faire la mesure avec le banc de la figure 4.21.

Le système d'échantillonnage électro-optique avec puissance-mètre optique utilise deux polariseurs croisés. Dans ce système, on insère un hacheur dans le chemin optique du faisceau d'excitation. La fréquence du hacheur est la fréquence de

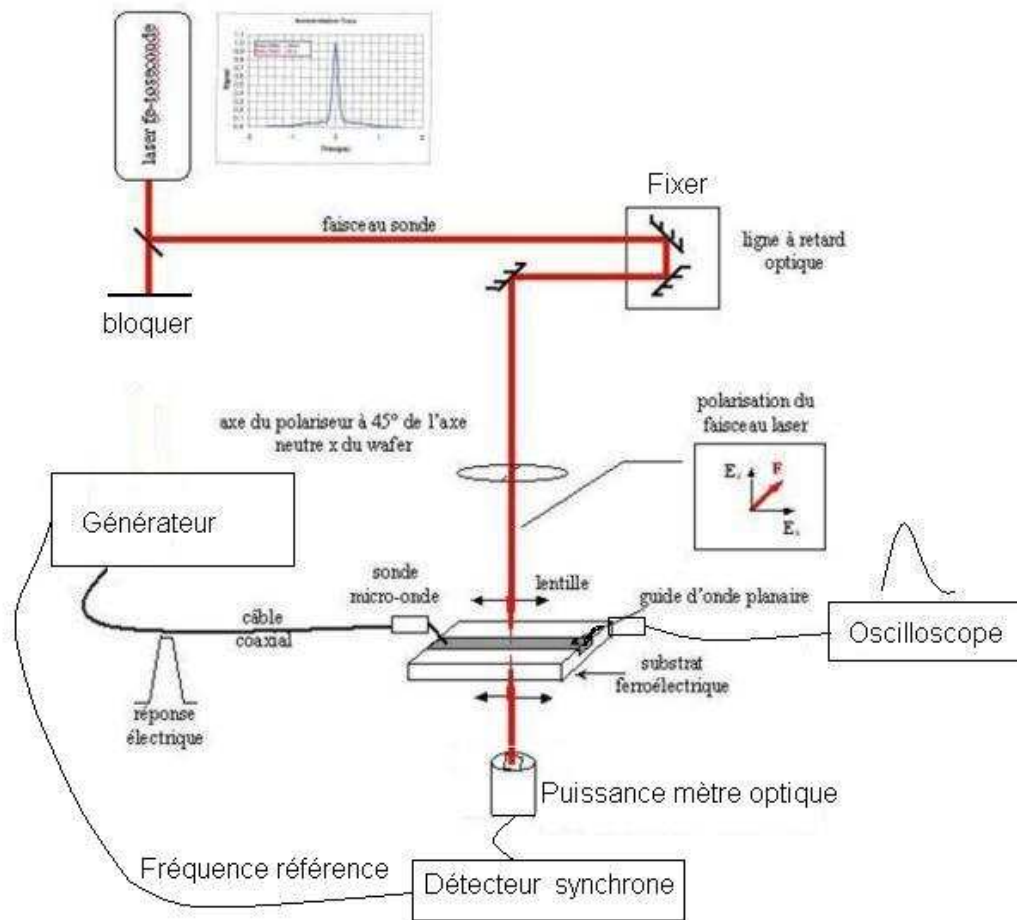


FIGURE 4.20 – Système d'échantillonnage électro-optique avec puissance-mètre optique, générateur basse fréquence et le détecteur synchrone.

référence du détecteur synchrone. Grâce au hacheur, le signal à la sortie de la photodiode est modulé par un signal carré avec la même fréquence que le hacheur. Ce signal électrique se propage sur la ligne de transmission vers l'oscilloscope. Dans l'autre chemin optique, le faisceau d'échantillonnage traverse successivement le premier polariseur, le cristal électro-optique et le deuxième polariseur. Compte tenu de la nature électro-optique du substrat, le champ électrique présent dans la ligne de transmission modifie la polarisation du faisceau d'échantillonnage. La puissance du laser à la sortie du deuxième polariseur est proportionnelle à la tension du champ électrique appliqué. Le puissance-mètre optique permet de mesurer la puissance du laser en sortie. Le puissance-mètre optique peut voir un signal optique avec la même

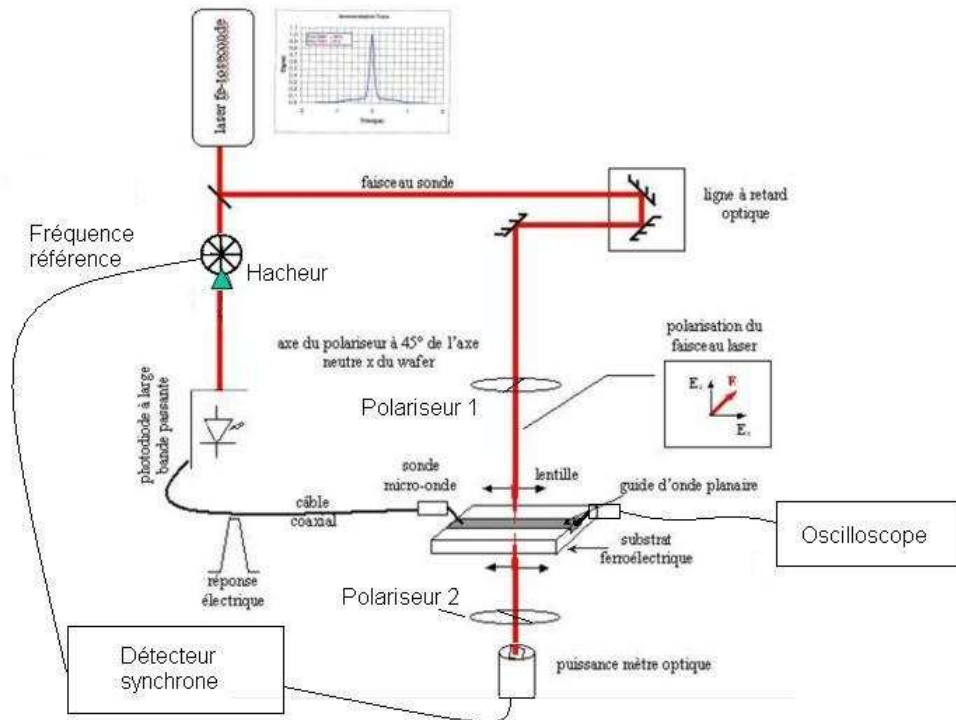


FIGURE 4.21 – Système d'échantillonnage électro-optique avec puissance-mètre optique.

fréquence que ce signal électrique carré, égale à la fréquence du hacheur. Ensuite, la sortie du puissance-mètre optique est connectée à l'entrée du détecteur synchrone. Pour une position fixe de la ligne à retard, on peut voir le résultat moyen d'une petite portion de l'information du signal électrique en sortie du détecteur synchrone. En déplaçant la ligne à retard, on peut tracer la forme d'onde du signal électrique en faisant l'acquisition du signal issu du détecteur synchrone.

Programme pour contrôler la ligne à retard et le détecteur synchrone

Un programme a été créé pour contrôler la ligne à retard et le détecteur synchrone. L'interface du programme est présentée sur la figure 4.22. On peut modifier des paramètres importants du détecteur synchrone, comme la sensibilité, le temps d'intégration d'acquisition et le nombre de valeur par acquisitions. Pour la ligne à retard, on peut modifier la position de départ, la position de fin et l'intervalle du déplacement. Le programme peut successivement déplacer la ligne à retard, faire les

acquisitions et tracer la courbe correspondante.

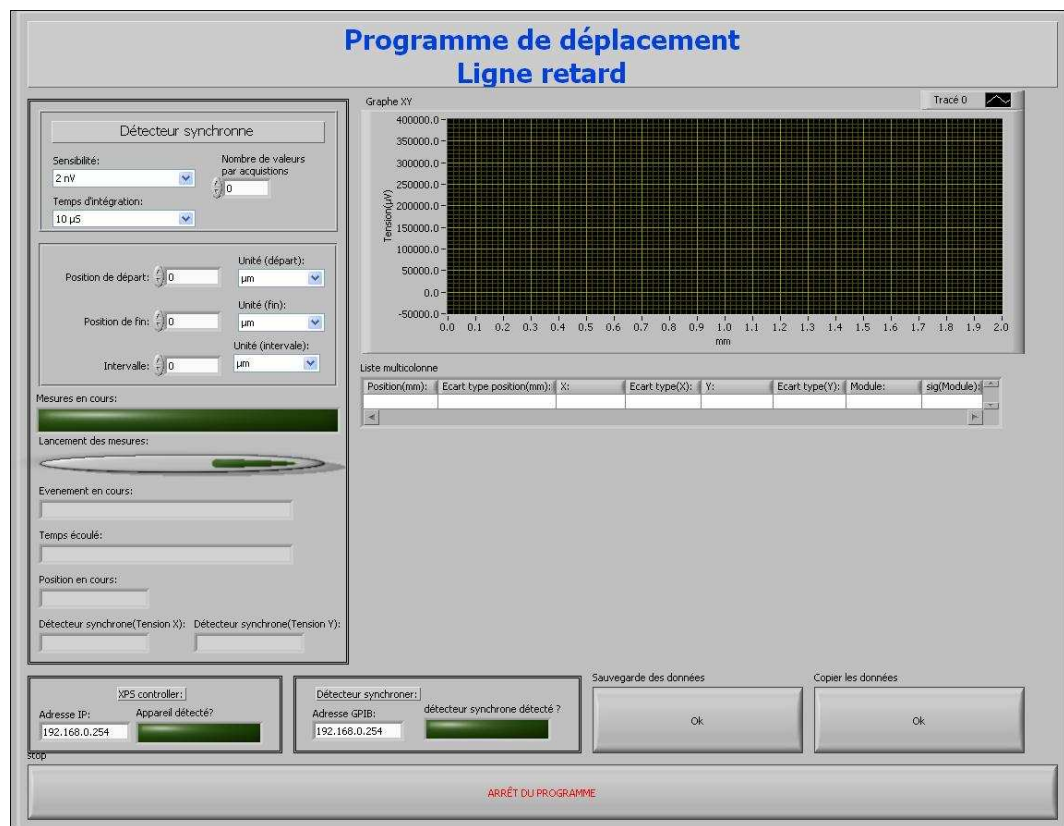


FIGURE 4.22 – Interface du programme pour contrôler la ligne à retard et le détecteur synchronisé.

Grâce à ce programme, on peut faire les mesures de manière automatique. Un exemple de mesure par puissance-mètre optique et détecteur synchrone est montré figure 4.23. Une impulsion observable sur cette figure est répétable sur la position de la ligne retard autour de 212 mm à 225 mm. Mais le signal recherché est très faible et est noyé dans le bruit.

Le détecteur synchrone produit un signal continu proportionnel à l'amplitude du signal sous test (voir 3.1.4). Pour bien voir le signal noyé dans le bruit par notre programme, une solution alternative est d'augmenter l'amplitude du signal à l'entrée du détecteur synchrone. Mais le niveau de sortie analogique maximal du puissance-mètre optique est limité à 1 V (voir 3.1.5). Donc nous devons trouver un autre instrument avec un niveau de sortie analogique plus important.

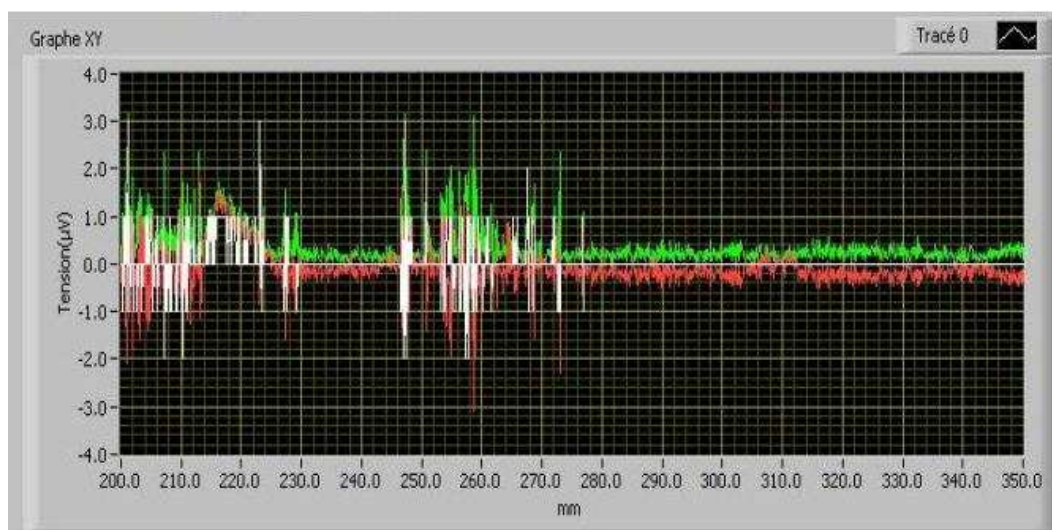


FIGURE 4.23 – Forme d'onde du signal électrique mesurée par la puissance-mètre optique avec le détecteur synchronisé.

4.3.4 Mesure à l'aide d'un photorécepteur auto-équilibré et détection synchrone

Pour résoudre ce problème, nous utilisons un photorécepteur auto-équilibré. Le niveau de sortie analogique maximal du photorécepteur auto-équilibré est 15 V. De plus, cet instrument permet de diminuer le bruit du laser de manière notable (voir 3.1.7).

Dans la partie 3.3.1, on a discuté la configuration du banc électro-optique de la PTB, (figure 4.24). Ce banc utilise un photorécepteur auto-équilibré avec un détecteur synchrone pour constituer une unité de détection.

Nous construisons un banc similaire en utilisant un photorécepteur auto-équilibré et le détecteur synchrone (figure 4.25). Un exemple de mesure à l'aide d'un photorécepteur auto-équilibré et détecteur synchrone est montré figure 4.26. L'impulsion observable sur cette figure est répétable sur la position de la ligne à retard autour de 212 mm à 225 mm. Par rapport au résultat de mesure avec le puissance-mètre optique, nous pouvons voir évidemment que l'amplitude du signal est bien augmentée et que le bruit est bien diminué. On peut constater deux réflexions sur la figure 4.26. Elles sont probablement dues aux désadaptations entre le connecteur de l'oscilloscope et le câble coaxial connecté à l'oscilloscope et/ou le câble coaxial connecté

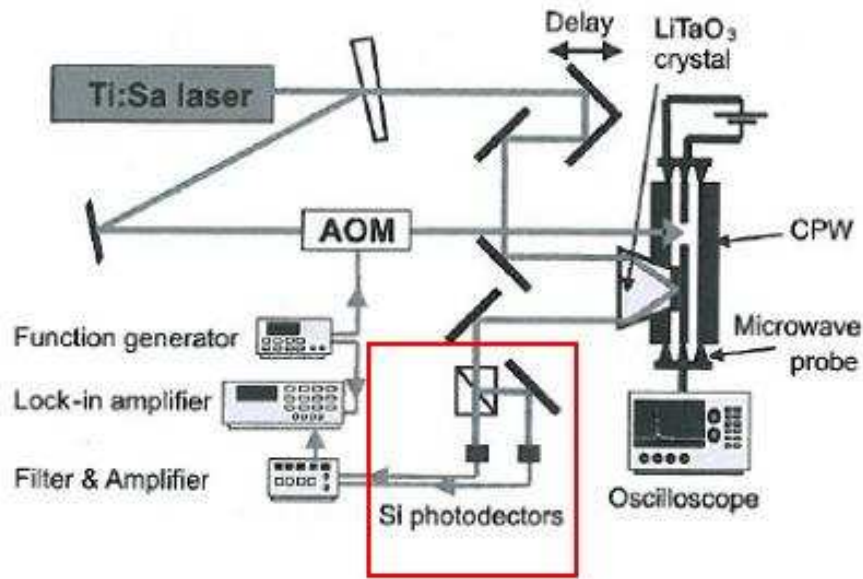


FIGURE 4.24 – Configuration du mesure par le photorécepteurs auto-équilibrés avec le détecteur synchronisé de la PTB. [99] [96] [97] [98]

à la sonde à pointes.

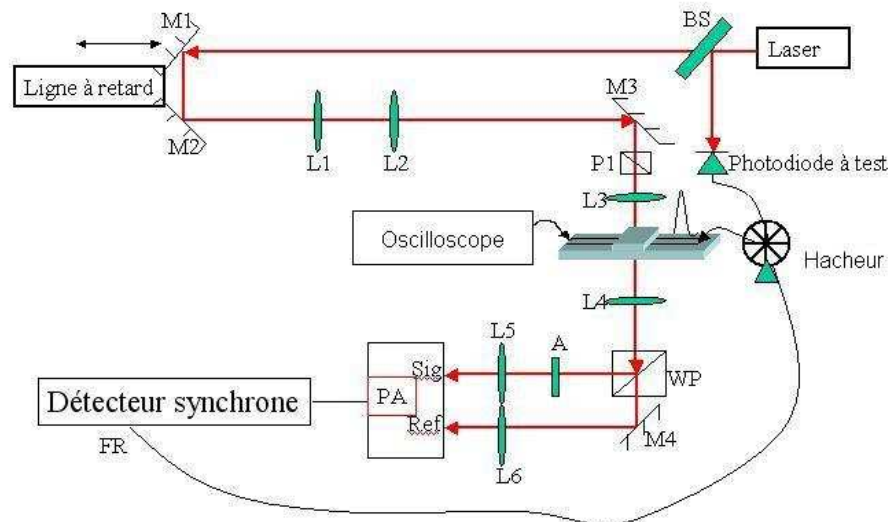


FIGURE 4.25 – Configuration du mesure à l'aide d'un photorécepteurs auto-équilibrés, le détecteur synchronisé et un oscilloscope.

Nous faisons une autre mesure en enlevant la sonde à pointes côté oscilloscope. Nous pouvons considérer la ligne de transmission comme un circuit ouvert. Le si-

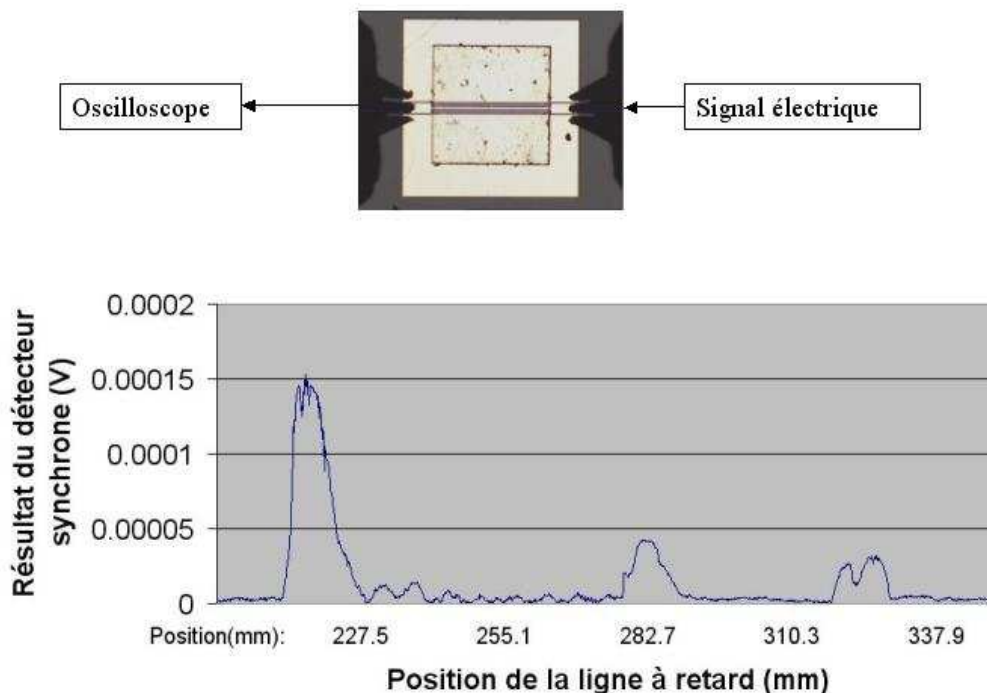


FIGURE 4.26 – Forme d’onde du signal électrique mesurée à l’aide d’un photorécepteur auto-équilibré et détecteur synchrone (une sonde à pointes connectée avec un oscilloscope).

gnal électrique ultra-rapide à la sortie de la photodiode se propage sur la ligne de transmission. Nous présentons le résultat de mesure sur la figure 4.27.

Plusieurs réflexions sont observées sur cette figure. Elles sont similaires au résultat de mesure du NIST [100], montré sur la figure 4.28. La figure 4.28 montre deux formes d’onde du signal électrique échantillonné dans le CPW qui sont mesurées avec le système d’échantillonnage électro-optique du NIST. Les deux formes d’onde ont été générés par la même photodiode sous les mêmes conditions d’excitation. Cependant, une des formes d’ondes a été mesurée dans un CPW terminé par un circuit ouvert, l’autre a été mesurée dans un CPW terminé par une résistance plane. La figure montre que la résistance CPW atténue les réflexions multiples avec une période d’environ 500 ps. Cette réflexion correspond aux signaux faisant les allers-retours entre la photodiode et la résistance CPW (voir figure 4.28).

Nous pouvons voir qu’il y a des réflexions dans notre résultat de mesure (figure 4.27). La distance entre chaque réflexion est presque équivalente. Les réflexions

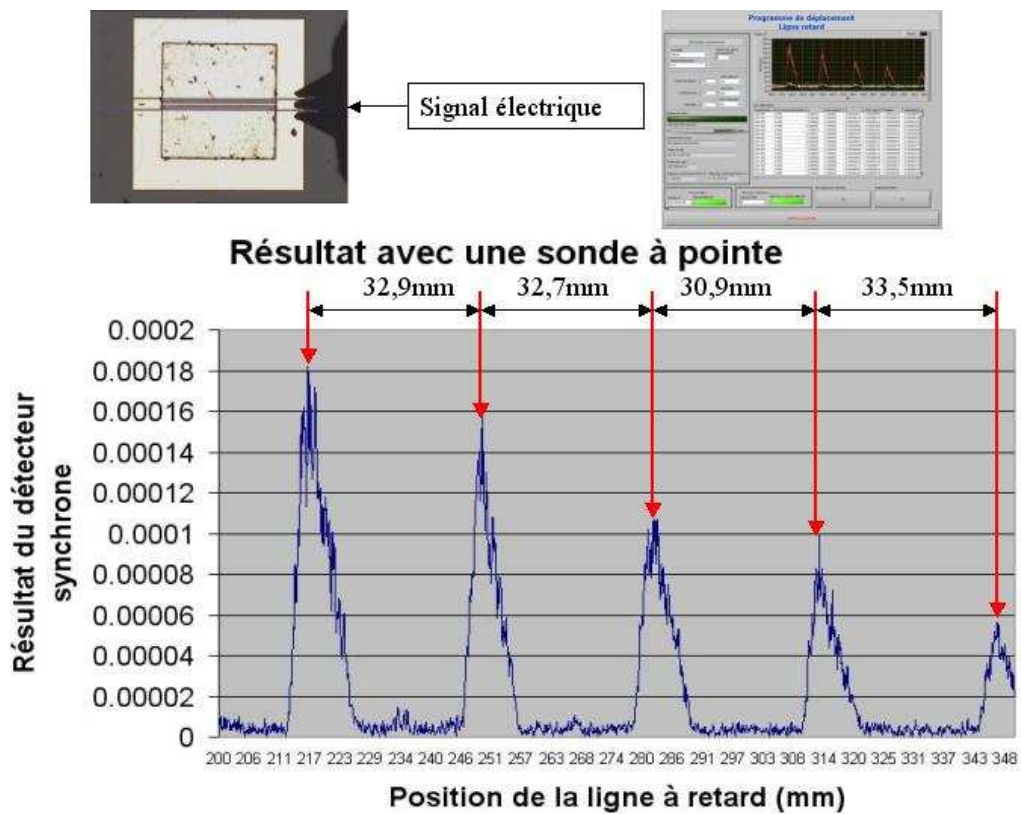


FIGURE 4.27 – Forme d’onde du signal électrique mesurée à l’aide d’un photorécepteur auto-équilibré et détecteur synchrone (Circuit ouvert).

faibles dues au cristal électro-optique qui couvre le milieu de la ligne de transmission se superposent à l’impulsion principale à cause de la petite dimension du cristal.

Le faisceau d’échantillonnage se propage à la vitesse de la lumière dans l’air. Le signal électrique quant à lui, se propage dans le cristal électro-optique avec la vitesse suivante : $V = C/\sqrt{\epsilon_{eff}}$, où c est la vitesse de la lumière dans le vide, ϵ_{eff} est la permittivité effective de la ligne de transmission. Dans notre cas, la permittivité du cristal $LiTaO_3$ est très importante autour de 43 [101]. Elle élargit l’impulsion principale considérée. Donc, nous pouvons convertir la distance spatiale en temps en utilisant la formule suivante : $T_{FWHM} = 2 \times D_{FWHM}/c\sqrt{\epsilon_r}$, où T_{FWHM} est la largeur temporelle à mi-hauteur du signal électrique, D_{FWHM} est la largeur spatiale à mi-hauteur du signal électrique. Pour notre résultat de mesure, D_{FWHM} est égale à 7,6 mm. Par calcul, nous obtenons T_{FWHM} autour de 7,72 ps. Cette valeur est très proche du résultat de caractérisation de la réponse impulsionnelle de la photodiode sous test (montré au paragraphe 3.1.2, figure 3.7). Elle peut également confirmer la

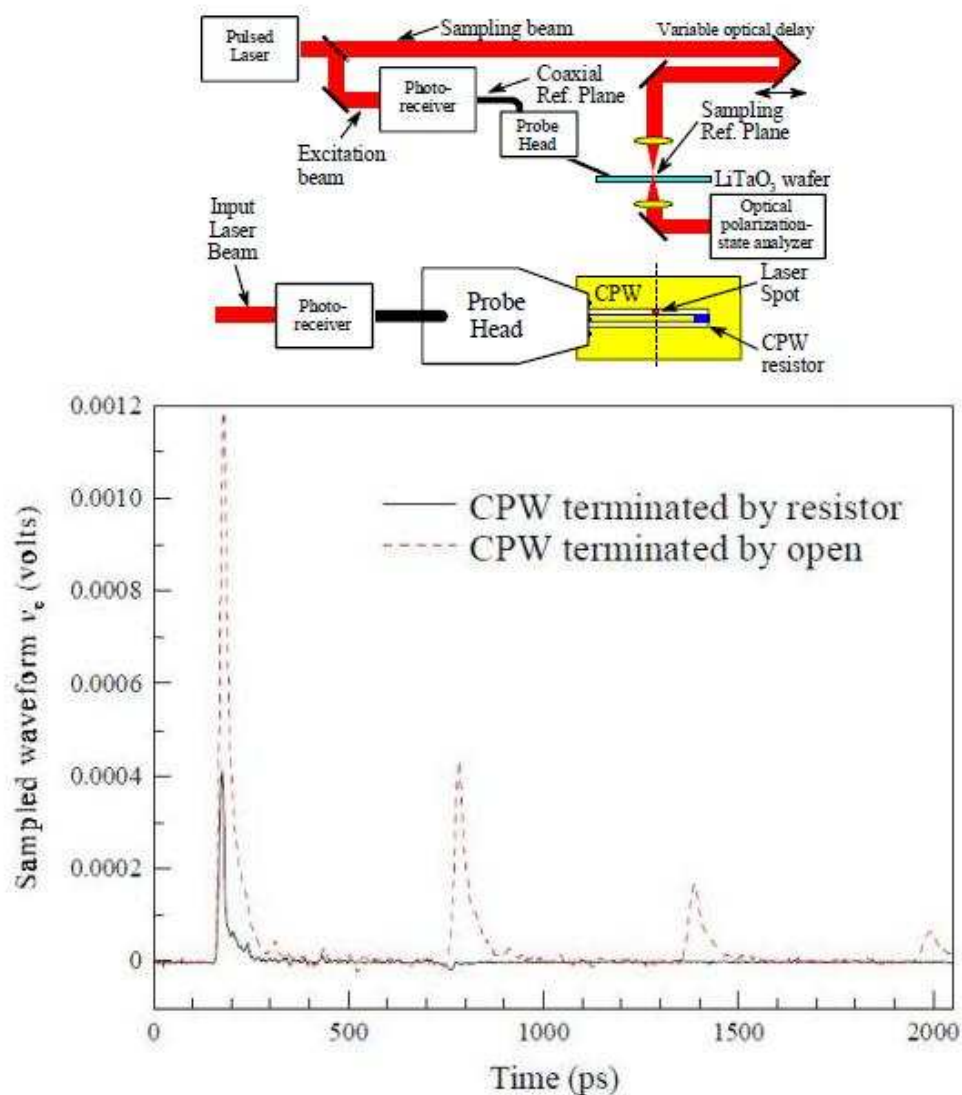


FIGURE 4.28 – Forme d’onde du signal électrique mesurée par le système électro-optique du NIST [100].

validité de notre système électro-optique.

4.4 Conclusion

Ce chapitre a été consacré à la présentation des résultats et de la méthode de mesure. Pour toutes nos mesures des lignes de transmission, la méthode d’étalonnage Multiline TRL a été mise en oeuvre pour étalonner l’analyseur de réseau. Dans cette méthode, des lignes supplémentaires s’ajoutent au couple (connexion directe - ligne) classiquement utilisé dans la méthode TRL. Nous avons utilisé le logiciel Multical du

NIST pour étalonner l'analyseur de réseau vectoriel. Nous avons validé ce programme par notre programme du LNE. En comparant les résultats de mesure et les résultats de simulation, on peut confirmer la validité des simulations et trouver la meilleure ligne de transmission pour propager le signal électrique ultra-rapide à la sortie de la photodiode sous test.

Ensuite, nous avons utilisé plusieurs méthodes de mesure pour reconstruire la forme d'onde du signal électrique ultra-rapide à la sortie de la photodiode sous test en utilisant le banc développé. Enfin, nous avons présenté les résultats obtenus sur la forme d'onde du signal électrique.

Conclusion et perspectives

Actuellement, plusieurs méthodes ont été décrites, et notamment par les trois principaux Laboratoires Nationaux de Métrologie (LNM) que sont le NPL, la PTB et le NIST, pour la mesure de la forme d'onde de signaux dynamiques complexes par échantillonnage électro-optique. Nous avons d'abord, dans le premier chapitre, présenté trois méthodes possibles pour la mesure de la réponse impulsionnelle. Parmi ces trois méthodes, nous avons choisi le système d'échantillonnage électro-optique. Ensuite, nous avons introduit le système d'échantillonnage électro-optique et présenté le principe de fonctionnement de l'analyseur de réseau vectoriel.

Dans le deuxième chapitre, nous avons présenté la conception des lignes de transmission par simulations électromagnétiques à l'aide du logiciel CST. Grâce à ces études de simulation, on a proposé une nouvelle configuration du système d'échantillonnage électro-optique. En utilisant le logiciel CST, nous avons conçu les dimensions des lignes de transmission qui ont été réalisées sur notre wafer. Nous avons fait des simulations pour chaque ligne de transmission. Les résultats de simulation sont satisfaisants.

Dans le troisième chapitre, nous avons fait une présentation complète de toutes les parties constituant le banc électro-optique du LNE. Nous avons détaillé tous les éléments sur le wafer. Au milieu de ce wafer, on a conçu un kit d'étalonnage pour étalonner l'analyseur de réseau vectoriel par la méthode multiline TRL. Ensuite, nous avons présenté les montages des bancs électro-optiques de la PTB et du LNE.

Le dernier chapitre a été consacré à la présentation des résultats et de la méthode de mesure. Pour toutes nos mesures des lignes de transmission, la méthode d'étalonnage Multiline TRL a été mise en oeuvre pour étalonner l'analyseur de réseau. Nous avons utilisé le logiciel Multical du NIST pour étalonner l'analyseur de réseau vectoriel. Il

est validé par notre programme du LNE. En comparant les résultats de mesure et les résultats de simulation, on peut confirmer la validité des simulations et trouver la meilleure ligne de transmission pour propager le signal électrique ultra-rapide à la sortie de la photodiode sous test. Enfin, nous avons utilisé plusieurs méthodes de mesure pour reconstruire la forme d'onde du signal électrique ultra-rapide en utilisant le banc développé au LNE. Les résultats obtenus sur la forme d'onde du signal électrique est très proche de la caractérisation de la réponse impulsionnelle de la photodiode sous test. Ils peuvent confirmer la validité de notre système électro-optique.

Les résultats obtenus ont démontré les bonnes caractéristiques du banc d'échantillonnage électro-optique du LNE. Mais il est perfectible en termes de réduction du bruit créé par le hacheur, de désadaptation de la ligne de transmission, et de positionnement du cristal électro-optique.

Afin de réduire le niveau de bruit créé par le hacheur, nous pouvons le remplacer par un modulateur acousto-optique. Pour augmenter la sensibilité du banc de mesure, nous pouvons utiliser une plus grande puissance du laser pour exciter la photodiode sous test qui peut générer une impulsion électrique plus importante. Nous pouvons aussi utiliser un objectif pour remplacer la lentille qui sert à focaliser le laser dans la fibre optique monomode de la photodiode.

Dans notre cas, les cristaux électro-optiques sont traités antireflet pour deux faces. Cela permet de diminuer la réflexion du faisceau d'échantillonnage. La sensibilité du banc de mesure peut être augmentée en utilisant d'autres cristaux ayant des coefficients électro-optiques plus élevés. Il est par exemple possible d'utiliser le polymère électro-optique DAST qui présente de très forts indices électro-optiques ainsi qu'une permittivité de 5 [40]. Nous pouvons déposer ce type de polymère sur notre wafer.

Une dernière technique pour améliorer notre banc de mesure est de déposer le cristal électro-optique par des instruments mécaniques et/ou coller le cristal sur la ligne de transmission pour éviter des petits mouvements dus au bruit induit par les instruments électriques.

Nous avons décrit les divers moyens et techniques afin d'améliorer les caractéristiques

du banc d'échantillonnage électro-optique. Une amélioration plus significative serait l'utilisation d'un polymère électro-optique comme milieu de détection. Ce banc de mesure d'échantillonnage électro-optique est prêt pour la mesure de la forme d'onde de signaux dynamiques complexes.

Bibliographie

- [1] Djamel ALLAL (2009), *Méetrologie de la forme d'onde*
- [2] K.Bock, H.Schafer, H.Knapp, D.Zoschg, K.Aufinger, *High-speed SiGe : C Bipolar Technology*, in International Electron Devices Meeting (IEDM). Technical Digest, (Washington).
- [3] S.E.Rosenbaum, B.K.Kormanyos, L.Jelloian, *155 to 213 GHz AlInAs/GaInAs/InP HEMT MMIC Oscillators*, IEEE Trans. Microwave Theory Techn., Vol.43, pp.927-932, 1995.
- [4] T.Hirose, Y. Momiyama, M.Kosugi, H.Kano, Y.Watanabe, *A 185 GHz f_{max} SOI DTMOS with a new metallic overlay-gate for low-power RF applications*, in International Electron Devices Meeting (IEDM). Technical Digest, (Washington), 2001.
- [5] C.C.Wang, M.Currie, R.Sobolewski, *Subpicosecond electrical pulse generation by edge illumination of silicon and indium phosphide photoconductive switches*, Appl.Phys.Lett.,vol.67,pp.79-81,1995
- [6] J.S.Rieh, B.Jagannathan, H.Chen, K.T.Schonenberg, D.Angell, *SiGe HBTs with cut-off frequency of 350 GHz*, in International Electron Devices Meeting (IEDM). Technical Digest, (San Francisco), 2002
- [7] Y.Bin, W.Haihong, A.Joshi, X.Qi, I.Effion and R.L.Ming, *15 nm gate length planar CMOS transistor*, in International Electron Devices Meeting (IEDM). Technical Digest, (Washington), 2001.
- [8] M.Y.Frankel, S.Gupta, J.A.Valdmanis and G.A.Mourou, *Generation of optical pulses shorter than 0.1 ps by colliding pulse modelocking*, Appl. Phys. Lett, vol.38, pp.617-619, 1981

- [9] H.M.Heiliger, M.Nagel, H.G.Roskos, H.Kurz, F.Schnieder, W.Heinrich, *Low-dispersion thin-film microstrip lines with cyclotene as dielectric medium*, Appl. Phys. Lett, vol.70, pp.2233-2235, 1997
- [10] *Oscilloscopes hyper : le temps réel fait de son mieux, mais...*, Instrumentation Electronique, page 38, 2006
- [11] Dylan Williams, Paul Hale and Kate A. Remley (2007), *The Sampling Oscilloscope as a Microwave Instrument*, IEEE microwave magazine, page 59, 2007
- [12] Ken Rush, Steve Draving and John Kerley, *Characterizing high-speed oscilloscopes*, IEEE Spectrum, September 1990
- [13] T.S.Clement, D.F.Williams, P.D.Hale, (2002), *Calibrating photoreceiver response to 110 GHz*, Publication du NIST, 2002
- [14] D.F.Williams, P.D.Hale, T.S.Clement, *Calibrating Electro-Optic Sampling Systems*, Publication du NIST
- [15] D.F.Williams, P.D.Hale, T.S.Clement, *Mismatch Corrections for Electro-Optic Sampling Systems*, Publication du NIST
- [16] T.S. Clement, P.D. Hale, D.F.Williams, C. M. Wang, A. Dienstfrey and D.A. Keenan, *Calibration of sampling oscilloscopes with high-speed photodiodes*, IEEE Trans. Microwave Theory Tech.,pp.3173-3181,Aug.2006.
- [17] Mark Bieler, Steffen Seitz, Meinhard Spitzer, Günter Hein, Klaus Pierz, *Rise-Time Calibration of 50-GHz Sampling Oscilloscopes : Intercomparison Between PTB and NPL*, IEEE Transactions on instrumentation and measurement, vol.56, No 2, April 2007
- [18] D.F.Williams, A. Lewandowski, T.S.Clement, C.M.Wang, P.D.Hale, J.M.Morgan, D.Keenan and A. Dienstfrey, *Covariance-Based Uncertainty Analysis of the NIST Electro-optic Sampling System*, IEEE Trans. Microwave Theory Tech.,vol. 54, no.1, pp. 481-491, Jan.2006.
- [19] Jonathan B Scott, *Rapid Millimetre-wave Sampler Response Characterization to Well Beyond 120 GHz Using an Improved Nose-to-nose Method*, IEEE MTT-S Digest, page 1511, 2003

- [20] Dylan F. Williams, Kate A. Remley, and Donald C. DeGroot, *Nose-to-Nose Response of a 20-GHz Sampling Circuit*, NIST
- [21] Kate A. Remley, Dylan F. Williams, Donald C. DeGroot, *Effects of Nonlinear Diode Junction Capacitance on the Nose-to-Nose Calibration*, IEEE Microwave and wireless components letters, vol.11, No 5, May 2001
- [22] Paul D. Hale, Tracy S. Clement, Kevin J. Coakley, C. M. Wang, Donald C. DeGroot and Angelo P. Verdoni, *Estimating the magnitude and phase response of a 50 GHz sampling oscilloscope using the nose-to-nose method*, NIST
- [23] Jan Verspecht and Ken Rush *Individual Characterization of Broadband Sampling Oscilloscopes with a Nose-to-Nose Calibration Procedure*, IEEE Transactions on instrumentation and measurement, vol 43, No 2, April 1994
- [24] Kate A. Remley *Nose-to-Nose Oscilloscope Calibration Phase Error Inherent in the Sampling Circuitry*, 60th ARFTG Conf. Dig, Washington, DC, Dec. 5-6, 2002, pp 85-97
- [25] Dylan F. Williams, Tracy S. Clement, Kate A. Remley, *Systematic Error of the Nose-to-Nose Sampling Oscilloscope Calibration*, IEEE Transactions on microwave theory and techniques, vol 55, No 9, September 2007
- [26] N. G. Paulter and D. R. Larson, *Sources of Uncertainty in the Nose-to-Nose Sampler Calibration Method*, IEEE Transactions on instrumentation and measurement, vol 52, No 5, October 2003
- [27] J.A.Valdmanis, *1-THz-bandwidth prober for high-speed devices and integrated circuits*, Electron. Lett., vol.23 : pp, 1308, 1987.
- [28] Kate A.Remley and Dylan F.Williams, *Sampling Oscilloscope Models and Calibrations*, IEEE MTT-S Digest, 2003
- [29] François Sanchez (1999), *Optique non-linéaire*, 1999
- [30] Siham Badi (2008), *Interfaces optoélectroniques ultra-rapides pour l'électronique supraconductrice à quantum de flux magnétique*, Thèse Université de Savoie, 2008
- [31] Bloembergen N, (1996), *Nonlinear optics*, Ed. 4th Edition, 1996

- [32] Shen Y. R, (1984), *The principles of nonlinear optics*, Ed. 1984
- [33] A.Carenco, *Composants actifs*, Ecole d'Eté systèmes Optiques. 1984
- [34] Brian H. KOLNER and David M. BLOOM, *Electrooptic Sampling in GaAs Integrated Circuits*, IEEE Journal of quantum electronics, vol. QE-22, NO.1, January 1986.
- [35] J.P.Huignard, *Présentation de l'effet électro-optique*, Ecole d'Eté d'Optoélectronique, page 294.
- [36] Almaz Optics, INC, *Gallium Arsenide Transmission*, www.almazoptics.com/GaAs.htm
- [37] Djamel Allal, B. Mellouet, *Traçabilité au SI des mesures effectuées à l'aide d'analyseur de réseau vectoriel*, LNE
- [38] R. Doerner, and A. Rumiantsev, *Verification of the wafer-Level LRM + calibration technique for GaAs applications up to 110 GHz*, ARFG Microwave Measurements Conference-Spring, 65th, 2005.
- [39] Frickey D, *Conversions between S, Z, Y, H, ABCD, and T parameters which are valid for complex source and load impedances*, IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, vol.42, no.2, pp. 205-211, February 1994.
- [40] Laurent Joulaud, *Echantillonnage electro-optique a 1,55 m pour la mesure de circuits rapide sur InP*, Thèse Université Paris XI Orsay, Dec,2004
- [41] D.H.Auston, (1975), *Picosecond optoelectronic switching and gating in silicon*, Appl. Phys. Lett. 26, P.101 (1975)
- [42] A.M.Johnson and D.H.Auston, *Microwave switching by picosecond photoconductivity*, IEEE J. Quantum Electron. 11, P.283, 1975.
- [43] Dib.N.I, Harokopus. W.P, Katehi.P.B, Ling.C.C, *Study of a Novel planar transmission line*, IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Dig, vol.2, pp.623-626, June 1991.
- [44] Katehi L.P.B, Rebeiz G.M, *Novel micromachined approaches to MMICs using low parasitic, high-performance transmission media and environments*, IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Dig, vol.2, pp.1145-1148, June 1996.

- [45] Wen C.P, *Coplanar Waveguide : A Surface Strip Transmission line suitable for Nonreciprocal Gyromagnetic Device Applications*, IEEE Trans. Microwave Theory Tech, vol.17, No 12, pp 1087-1090, Dec, 1969.
- [46] Veyres C and Hanna V.F, *Extension of the application of conformal Mapping Techniques to coplanar Line with finite Dimensions*, int J. Electron, vol. 48, No.1, pp. 47-56, Jan 1980.
- [47] D.R.Grischkowsky, M.B.Ketchen, C.C.Chi, *Capacitance free generation and detection of subpicosecond electrical pulses on coplanar transmission lines*, IEEE J. Quantum Electron. 24, P.221, 1988.
- [48] J.A.Valdmanis and G.Mourou, *Subpicosecond electrooptic sampling : Principles and applications*, IEEE J. Quantum Electron. vol. 22, P.69, 1986.
- [49] U.D.Keil and D.R.Dykaar, *Electro-optic sampling and carrier dynamics at zero propagation distance*, Appl. Phys. Lett., vol. 61, pp.1504-1506, 1992.
- [50] E.Sano and T.Shibata, *Mechanism of subpicosecond electrical pulse generation by asymmetric excitation*, Appl. Phys. Lett., vol. 55, pp.2748-2750, 1989.
- [51] M.C.Nuss, D.W.Kisker, P.R.Smith and T.E.Harvey, *Efficient generation of 480 fs electrical pulses on transmission lines by photoconductive switching in metalorganic chemical vapor deposited CdTe*, Appl. Phys. Lett., vol. 54, pp.57-59, 1989.
- [52] D.R.Hjelme, M.J.Yadlowsky and A.R.Mickelson, *Two-dimensional mapping of the microwave potential on MMIC's using electrooptic sampling*, IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol.41,pp.1149-1158, 1993
- [53] W.Mertin, *Two-dimensional field mapping of monolithic microwave integrated circuits using electro-optic sampling techniques*, Optical and Quantum Electronics, vol. 28, pp. 801-817, 1996.
- [54] K.Yang, G.David, J.G.Yook, *Electrooptic mapping and finite-element modeling of the near-field pattern of a microstrip patch antenna*, IEEE Trans. Microwave Theory Tech.,vol.48,pp288-294,2000.

- [55] W.R.Donaldson, L.Kingsley, W.Weiner, *Electro-optic imagery of the internal fields in a GaAs photoconductive switches*, J.Appl.Phys.,vol.68,pp.6453-6457,1990.
- [56] R.A.Falk, J.C.Adams, C.D.Capps, *Electro-optic imagery of high-voltage GaAs photoconductive switches*, IEEE Trans. Electron Devices, vol.42,pp 43-49,1995.
- [57] J.C.Adams, R.A.Falk, S.G.Ferrier and C.D.Capps, *Electro-optic imagery of the internal fields in (111) GaAs photoconductors*, IEEE Trans. Electron Devices, vol.42,pp 1081-1085,1995.
- [58] Q.Wu, T.D.Hewitt and X.C.Zhang, *Two-dimensional electro-optic imaging of THz beams*, Appl.Phys.Lett., vol.69, pp.1026-1028,1996.
- [59] A.Yariv, *Optical Electronics in Modern Communications*, New York : Oxford University Press, 1997.
- [60] G.Hasnain, A.Dienes and J.Whinnery, *Dispersion of picosecond pulses in coplanar transmission lines*, IEEE Trans. Microwave Theory Tech, vol.34, pp.738-741, 1986.
- [61] M.Y.Frankel, S.Gupta, J.A.Valdmanis and G.A.Mourou, *Terahertz attenuation and dispersion characteristics of coplanar transmission lines*, IEEE Trans. Microwave Theory Tech, vol.39, pp.910-916, 1991.
- [62] K.C.Gupta, R.Garg and I.J.Bahl, *Microstrip lines and Slot Lines*, Norwood, MA :Artech House, 1979.
- [63] C.L.Liao, Y.M.Tu, J.Y.Ke and C.H.Chen, *Transient propagation in lossy coplanar waveguides*, IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol.44, pp.2605-2611,1996.
- [64] J.Y.Ke and C.H.Chen, *Dispersion and attenuation characteristics of coplanar waveguides with finite metallization thickness and conductivity*, IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol.43, pp.1128-1135,1995.
- [65] U.D.Keil, D.R.Dykaar, A.F.J.Levi, R.F.Kopf, *High-speed coplanar transmission lines*, IEEE J.Quantum Electron.,vol.28,pp.2333-2342,1992.
- [66] Manufacturer : *PriTel*, model : *FFL*.

- [67] Manufacturer : *Photline*, *model* : *U2t XPDV4120R*.
- [68] Manufacturer : *Newport*, *model* : *2017*.
- [69] Manufacturer : *GGB*, *model* : *Model 110H*.
- [70] M.Bieler *Ultrafast Optoelectronic Switches : Physics of Pulse Generation and Applications to High-Frequency Device Characterization*, 30 Juin 2003.
- [71] M.Bieler, M.Spitzer, G.Hein and U.Siegner, *Time-domain characterisation of non-coplanar high-frequency components up to 300 GHz*, *Electron. Letters*, vol.38,pp.1038-1039,2002.
- [72] D. Henderson, A. G. Roddie, and A. J. A. Smith, (1992), *Recent developments in the calibration of fast sampling oscilloscopes*, *Proc.Inst.Elect.Eng.*,vol.139,no.5,pt.A,pp.254-260, Sep.1992
- [73] A. J. A. Smith, A. G. Roddie and D. Henderson, (1996), *Electro-optic sampling of low temperature GaAs pulse generators for oscilloscope calibration*, *Opt.Quantum Electron.*, vol.28,pp.933-943, Jul. 1996
- [74] M. Bieler, M. Spitzer, G. Hein, U. Siegner, and E. O. Gobel, (2004), *Ultrafast optics establishes metrological standards in high-frequency electronics*, *Appl. Phys, A* 78, 429 (2004).
- [75] Jean-Bernard Lecourt, *Etude et réalisation de laser à fibre auto-impulsionnels à base d'absorbants saturables*, thèse pour obtenir le grade de docteur de l'université de Rouen.
- [76] Ludovic DESPLANQUE (2003), *Caractérisation électro-optique de composants térahertz par échantillonnage Franz-Keldysh subpicoseconde*, Thèse de doctorat, Université des Sciences et Technologies de Lille, Novembre 2003.
rfrence du chapitre 4
- [77] Rehnmark, S, *On the Calibration Process of Automatic Network Analyzer Systems*, *Microwave Theory and Techniques*, IEEE Transactions on Volume 22, Issue 4, page : 457-458, Apr 1974.
- [78] Rytting, D, *Network Analyzer Error Models and Calibration Methods*, ARFTG/NIST Short Course on RF Measurements for a Wireless World, San Diego, CA, Nov. 29-30, 2001.


- [79] Agilent Hewlett Packard, *Specifying calibration Standards for the HP 8510 Network Analyzer*, Product Note 8510-5a, Feb.1988
- [80] Scott A. Wattenberg, *RF Measurements of Die and Packages*, Artech House microwave library, 2002.
- [81] Imparato M, Weller T and Dunleavy L, *On-wafer calibration using space conservative (SOLT) standards*, 1999 IEEE MTT-S Int'l Microwave Symposium, June 1999.
- [82] Cascade Microtech, *A-guide to better VNA calibration for prob tip d Measurements*, Cascade Microtech Technical Brief, 1994.
- [83] Engen. G.F, Cletus A.Hoer, *Thru-Reflect-Line : An Improved Technique for Calibrating the Dual Six-port Automatic Network Analyzer*, IEEE Transactions on Microwave Theory and Technique, Vol.27, October 1979.
- [84] Marks R.B, Williams D.F, *A Universal Waveguide Circuit Theory*, J. Res. National Inst. Stand. Technology, vol. 5, pp.533-561, October. 1992.
- [85] Philip C. D.Hobbs, *Building Electro-Optical Systems, Making it all work*, Wiley series in pure and applied optics, pp.262-263, 2008.
- [86] Vegard L.Tuft, *Polarization and Polarization Controllers*, September 14, 2007
- [87] Mebrouk BAHOUCHE (2010), *Etude et traçabilité du calibrage « Line-Attenuator-Reflect » pour des mesures sous pointes à l'aide d'un Analyseur de Réseau Vectoriel*, Thèse de doctorat, Ecole Nationale Supérieure des Télécommunications, décembre 2010.
- [88] Dylan F. Williams, C. M. Wang, and Uwe Arz, *An Optimal Multiline TRL Calibration Algorithm*, National Institute of Standards and Technology.
- [89] D.H.Auston (1974), *Picosecond optoelectronic switching and gating in silicon*, Applied Physics Letters, Vol.26, No.3,1 February 1975, pp 101-103.
- [90] D.Henderson, A.G.Roddie, A.J.A.Smith (1992), *Recent developments in the calibration of fast sampling oscilloscopes*, IEE PROCEEDINGS-A, Vol.139, No.5, SEPTEMBER 1992, pp 254-260.

- [91] BRIAN H.KOLNER and DAVID M.BLOOM (1986), *Electro-optic Sampling in GaAs Integrated Circuits*, IEEE JOURNAL OF QUANTUM ELECTRONICS, vol.QE-22,No.1, January 1986.
- [92] BRIAN H.KOLNER and DAVID M.BLOOM, and P.S. Cross (1983), *Electro-optic Sampling with picosecond resolution*, Electron. Letters, vol.19, pp.574-575, 1983.
- [93] J.A.Valdmanis, G.Mourou, and C.W.Gabel (1982a), *Picosecond electro-optic sampling system*, Appl.Phys.Lett. **41**, pp 211-212.
- [94] Q.Wu and X.C.Zhang (1996), *Ultrafast electro-optic field sensors*, Appl.Phys.Lett. **68**.
- [95] Engen G.F, Hoer C.A, *Thru-Reflect-Line an improved technique for calibrating the dual six - port automatic network analyser*, IEEE Transactions Microwave Theory and Techniques, 1979, vol. MTT-27, No.12.
- [96] Mark Bieler, Steffen Seitz, Meinhard Spitzer, Günter Hein, Klaus Pierz, Uwe Siegner, M. Anjan Basu, Andrew J.A.Smith, and Matthew R. Harper *Rise-Time Calibration of 50 GHz Sampling Oscilloscopes : Intercomparison Between PTB and NPL*, IEEE Transactions on instrumentation and measurement, Vol,56, No.2, April 2007.
- [97] M.Bieler, M.Spitzer, G.Hein, K.Pierz and U.Siegner, *Calibration of the step response of a 70 GHz sampling oscilloscope using a novel optoelectronic technique*, 1-4244-2399-6/08/20.00,2008 IEEE.
- [98] S.Seitz, M.Bieler, M.Spitzer, K.Pierz, G.Hein and U.Siegner, *Optoelectronic measurement of the transfer function and time response of a 70 GHz sampling oscilloscope.*, Measurement Science and Technology, 2005.
- [99] R.A.Dudley, A.G.Roddie,D.J.Bannister,A.D.Giford,T.Krems and P.Facon *Electro-optic S-parameter and electric-field profiling measurement of microwave integrated circuits*, IEEE Proc-Sci, Meas. Technol, Vol.146, page 117-122, No.3, May 1999.

-
- [100] Dylan F. Williams, Paul D. Hale, Tracy S. Clement and Juanita M. Morgan, *Mismatch Corrections for Electro-optic Sampling Systems*, IEEE, Vol.38, page 1-5, Nov 2000.
- [101] M.Y. Frankel, J.F. Whitaker, G.A. Mourou and J.A. Valdmanis, *Ultrahigh-bandwidth vector network analyzer based on external electro-optic sampling*, Solid-state electronics, vol.35, N3, pp. 325-332, 1992.

Annexe A

100 GHz Photodetector



100 GHz Photodetector
Product code: XPDV4120R

Operation Conditions

Parameter	Symbol	Condition	Min.	Typ.	Max.	Unit
Operating case temperature range	T_{case}		0		+75	°C
Relative humidity range	RH	Non condensing	5		85	%
Operating wavelength range	λ		1480		1620	nm
Average optical input power range	P_{opt}		-20		10	dBm
Photodiode reverse voltage	V_{PD}		1.5	2.0	2.8	V

Optical and Electrical Specifications ¹⁾

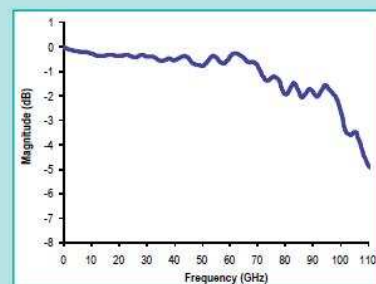
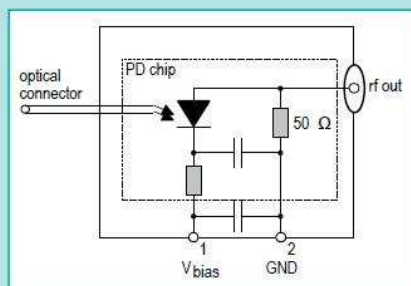
Parameter	Symbol	Condition	Min.	Typ.	Max.	Unit
Photodiode DC responsivity @ 1550 nm	R	optimum polarization		0.5		A/W
Polarization dependent loss	PDL			0.5	0.8	dB
Optical return loss	ORL	$\lambda = 1550 \text{ nm}$	27			dB
3dB cut-off frequency	f_{3dB}	²⁾	90	100		GHz
Output reflection coefficient	S ₂₂	0.05 - 50 GHz 50 - 110 GHz		-10 -8	-8	dB
Overload	P _{overl}			10		dBm
Photodiode dark current	I _{dark}	T _{case} = 25°C		5	200	nA
Pulse width		³⁾		7.5	8	ps

Notes: 1) $\lambda = 1550 \text{ nm}$, V_{bias} = 2 V, T = 25°C

2) Measured using a heterodyne measurement system

3) Measured using Tektronix oscilloscope with 70 GHz sampling head

Block Diagram and Typical Performance



u²t photonics

© u²t Photonics AG

Specifications in this document can be changed without notice. PB_XPDV4120R, Version 1v0

Annexe B

PM Femtosecond Fiber laser



PriTel, Inc
Ph: 630-983-2200 Fx: 630-983-2260
E-mail: pritel@pritel.com
Website: www.pritel.com

PM Femtosecond Fiber Laser: Test Data

Date:	January 22, 2010
Customer:	Keopsys
Model Number:	FFL-200-FS
Serial Number:	1807-10-001
Pump wavelength:	980 nm
Gain Fiber:	PM-Er-doped
Pulse Rep. Freq:	9.998 MHz
Band Pass Filter Bandwidth:	8 nm, Double Cavity
FFL Pump Power Setting:	235 mA
FFL Pump Power Setting Range:	200 - 240 mA
Wavelength:	1550 nm
Wavelength Micrometer :	6.62 mm
Pulse Width:	90 fs
Spectrum Width:	16 nm
Output Power (Secondary):	0.27 mW
Output Power (Primary):	16.2 mW
Output Peak Power (Primary):	1.7 kW
Primary Output Connector:	Free Space PM Output



PriTel, Inc
 Ph: 630-983-2200 Fx: 630-983-2260
 E-mail: prt@pritel.com
 Website: www.pritel.com

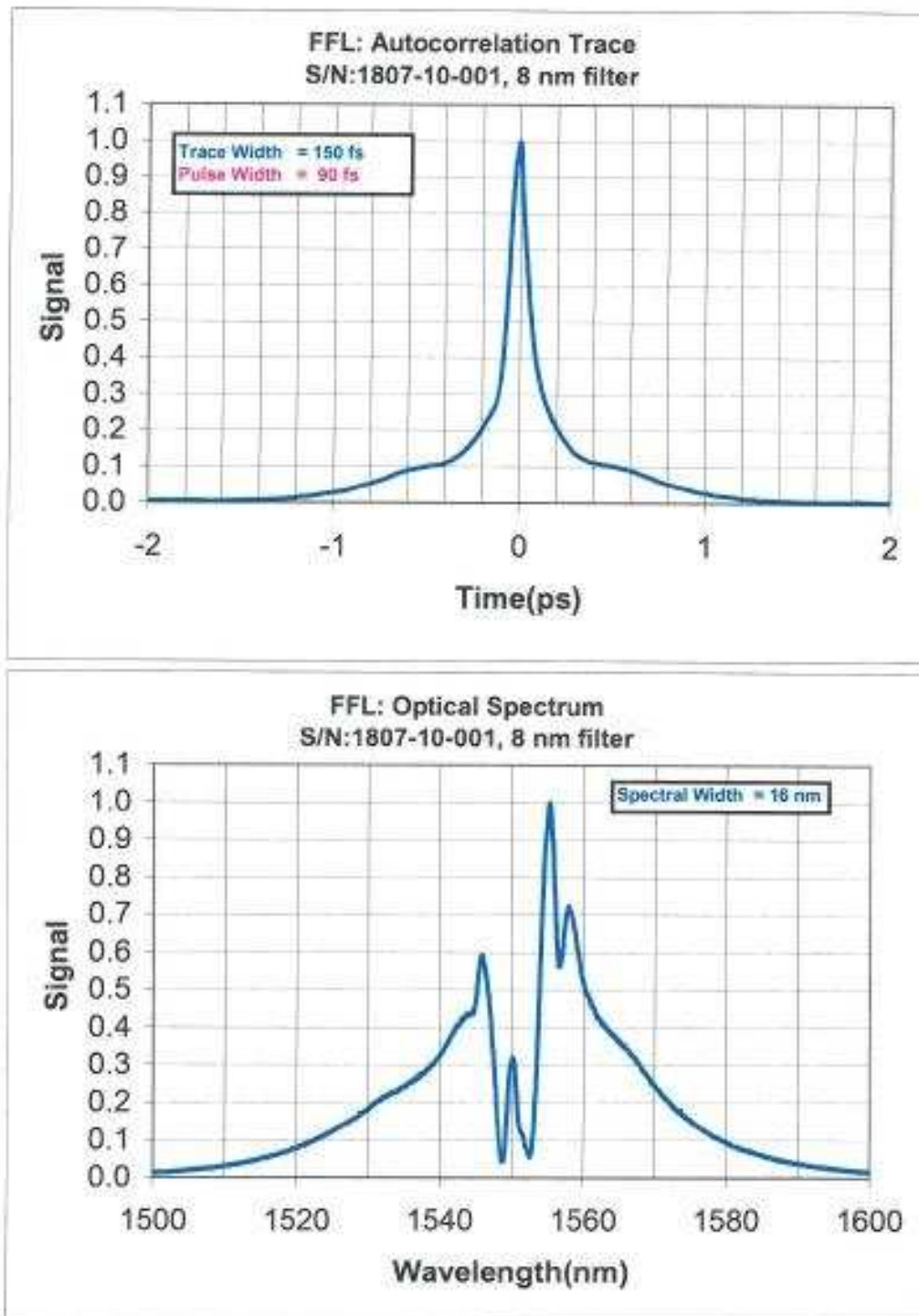
PM Femtosecond Pulse Generator

Model: FFL-200-FS
 Ser. No: 1807-10-001
 Customer: Keopsys
 Date: 22-Jan-2010

Filter Bandwidth= 8 nm , Double Cavity

Micrometer Reading (mm)	Wavelength (nm)	Operating Current (mA)	Pulsewidth (fs)	Spectral Width (nm)	Primary Output Power(mW)
9.88	1531.3	230	640	3.8	12.0
8.79	1535.1	240	520	7.5	12.5
8.20	1540.3	262	110	15.2	16.0
7.57	1544.9	250	94	16.2	16.3
6.73	1549.8	235	98	16.0	16.2
5.68	1554.9	230	100	17.6	16.4
4.42	1560.4	234	160	15.8	16.9
3.05	1564.6	260	380	12.6	17.4





Annexe C

Platine de translation de très grande précision



TABLE C.1 – Caractérisations de platine de translation de très grande précision

Model	XML350
Travel Range	350
Minimum Incremental Motion, Linear	0.01 μm
On-Axis Accuracy	3 or 1.5 μm
Bi-directional Repeatability	0.08 or 0.04 μm
Maximum Speed	300 mm/s
Uni-directional Repeatability, Guaranteed	0.05 μm
Straightness, Flatness	3 μm
Motor	Brushless Linear DC motor
Thread Type	M4 and M6
Bearings	Anti-creep crossed roller bearings
Limit Switches	Optical, on encoder's fiducial track
MTBF	20,000 h
Weight	48 lb (22 kg)
Normal Load Capacity (Cz)	300 N