

Etude et réalisation d'un composant à base de polymère électro-optique pour la conversion de signal du domaine optique vers le domaine hyperfréquence

François Duport

▶ **To cite this version:**

François Duport. Etude et réalisation d'un composant à base de polymère électro-optique pour la conversion de signal du domaine optique vers le domaine hyperfréquence. Physique [physics]. École normale supérieure de Cachan - ENS Cachan, 2008. Français. NNT : . tel-00458137

HAL Id: tel-00458137
https://theses.hal.science/tel-00458137

Submitted on 19 Feb 2010

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.

N° ENSC-2008/ 121

THÈSE DE DOCTORAT
DE L'ÉCOLE NORMALE SUPÉRIEURE DE CACHAN

présentée par

François DUPORT

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'ÉCOLE NORMALE SUPÉRIEURE DE CACHAN

domaine
SCIENCES PHYSIQUES

Sujet de la thèse :

ETUDE ET REALISATION D'UN COMPOSANT A BASE DE POLYMERE ELECTRO-OPTIQUE POUR LA CONVERSION DE SIGNAL DU DOMAINE OPTIQUE VERS LE DOMAINE HYPERFREQUENCE

Soutenue à Cachan le 5 novembre 2008 devant le jury composé de :

Alain AZOULAY	Professeur-SUPELEC	Président
Bruno BÊCHE	Professeur-IPRennes	Rapporteur
Paul L. VOSS	Professeur-GeorgiaTech Lorrainne	Rapporteur
Joseph ZYSS	Professeur-ENS Cachan	Directeur
Chí Thành NGUYỄN	Ingénieur de recherche-ENS Cachan	Encadrant
Bernard JOURNET	Maitre de conférence-ENS Cachan	Encadrant

Laboratoire Systèmes et Applications des Technologies de l'Information et de l'Energie
ENS CACHAN/CNRS/UMR 8029
Laboratoire de Photonique Quantique et Moléculaire
ENS CACHAN/CNRS/UMR 8537
61, avenue du Président Wilson, 94235 CACHAN CEDEX (France)

Liste des domaines :

SCIENCES PHYSIQUES

OPTIQUE

HYPERFREQUENCES

POLYMERES

OPTIQUE NON-LINEAIRE

COMPOSANTS OPTIQUES

CONVERSION DE FREQUENCE

RADIO SUR FIBRE

RESEAUX OPTIQUES

Remerciements

Avant de commencer à parler de mes travaux de thèse, je tiens à remercier, ici, quelques personnes sans qui je n'aurais certainement pas pu mener à bien mon travail. Mes premiers remerciements vont à mes deux directeurs de thèse, le professeur Joseph Zyss, directeur de l'institut d'Alembert, et le professeur Sylvain Allano, directeur (à l'époque de mon arrivée à l'ENS de Cachan) du laboratoire SATIE qui m'ont chaleureusement accueillis au sein de l'institut d'Alembert, et du laboratoire SATIE.

Je voudrais aussi remercier chaleureusement l'équipe qui ma encadré pendant ma thèse, à savoir le professeur Joseph Zyss, Chi Thanh Nguyen (du LPQM), et Bernard Journet (du SATIE), à qui je voudrais aussi associer Rolland Hierle. Je les remercie du fond du cœur pour leurs enseignements, leur grande disponibilité et surtout la très grande patience dont ils ont toujours fait preuve à mon égard. En retour je n'ai malheureusement à leur offrir que mon amitié. Je sais, c'est bien peu de chose en regard de tous les tourments que j'ai pu leurs causer.

Je tiens aussi à remercier les personnels des laboratoires SATIE, LPQM du département EEA et de l'institut d'Alembert. Plus particulièrement, je veux ici remercier Jean-Pierre Madrange, « maître mécanicien » (si la formule peut faire sourire, elle n'est vraiment pas usurpée), sans qui nous ne pourrions certainement pas travailler, sur les bancs optiques notamment. Je veux aussi remercier Jean-Marie Désagulier (institution de l'ENS de Cachan à lui tout seul), Stéphane Callier, Christophe Sallé, pour leur aide précieuse concernant les montages électroniques. Enfin je veux remercier Rolland Hierle et Joseph Lautru pour tout ce qui est des travaux en salle blanche, et les nombreuses discutions sur les procédés de fabrication etc.

Je veux aussi remercier ici Sébastien Michel (thésard au LPQM) pour ses travaux sur la résistivité des polymères.

Je remercie aussi le professeur Isabelle Ledoux (directrice du LPQM) et Dominique Joss pour, entre autre, leur aide sur les mesures des non-linéarités des polymères.

Enfin je voudrais remercier tous les membres et personnels de l'institut d'Alembert, et de l'ENS de Cachan, qui ont pu m'apporter leur aide à un moment où à un autre.

Merci à toutes et à tous, j'ai vraiment aimé travailler avec vous, et j'en garde un excellent souvenir !

Table des matières :

Table des matières : 7
Table des figures : 9
Liste des tableaux : 12
Chapitre I. Introduction 13
I-1. Systèmes mixtes fibre-radio 15
I-2. Photodétection 18
I-3. Convertisseur de fréquence et mélange à trois ondes 21
I-4. Détection ponctuelle, systèmes à ondes progressives 22
Chapitre II. Principes physiques 25
II-1. Propagation dans un milieu non-linéaire : $\chi^{(2)}$, $\chi^{(3)}$ 27
II-2. Calculs au second ordre 32
Chapitre III. Matériaux et techniques de fabrication retenus 35
III-1. Calculs des reports de champ 35
III-2. Guides optiques de type sandwich 39
III-3. Guides RF microruban 43
III-4. Propriétés diélectriques des matériaux 49
III-5. Choix des matériaux 51
III-6. Mesures statique, RF et optique des matériaux 54
III-6.1. Mesures de résistivité 54
III-6.2. Mesures de la permittivité diélectrique des polymères 56
III-6.3. Mesure de la non linéarité du troisième ordre du PMMA-DR1 59
III-7. Axes d'améliorations possibles 64
Chapitre IV. Dimensionnement 65
IV-1. Structure retenue, masques 65
IV-2. Simulations des guides rf et optiques : accord de phase des ondes, longueur optimum 69
Chapitre V. Fabrication 73
V-1. Le dépôt par centrifugation 75
V-2. La photolithographie 76
V-3. L'attaque par plasma 79
V-4. Le dépôt d'or 82
V-4.1. Le dépôt par pulvérisation 82

V-4.2. Le dépôt par évaporation 84
V-5. L'orientation du milieu non-linéaire 85
Chapitre VI. Résultats 91
VI-1. En modulation : 92
VI-1.1. Étude quasi statique 95
VI-1.2. Étude dynamique 100
VI-1.3. Synthèse des résultats en modulation 105
VI-2. En démodulation : 106
VI-2.1. Bilan de liaison 109
VI-2.2. La mesure à l'analyseur de spectre 111
VI-2.3. Les raisons possibles de l'échec des mesures 111
VI-2.4. Synthèse des résultats en démodulation 113
Chapitre VII. Conclusion 115
Annexe I : Calculs théoriques de la propagation dans les guides optiques rectangulaires 117
Annexe II : Battement de lasers 123
I. Introduction 123
II. Principes physiques 124
II.1. Battement entre deux ondes optiques 124
II.2. Contraintes sur les sources 129
III. Expérience de battement entre deux lasers 131
III.1. Banc de test 132
III.2. Mesures 133
Bibliographie 139

Table des figures :

figure 1 : Réseau sans fil 15
figure 2 : Structure et diagramme de bande d'une photodiode PIN 19
figure 3 : Structure d'une photodiode à transport unipolaire 20
figure 4 : Phototransistor bipolaire à hétérojonction 20
figure 5 : Principe de la diode moléculaire 25
figure 6 : Formule du Disperse Red 1 26
figure 7 : Schéma du composant 31
figure 8 : Rendement du composant en fonction de la longueur de la zone active. A gauche : calculs au second ordre, à droite : calculs au premier ordre 33
figure 9 : Fonction de transfert calculée d'un composant de 26 mm le longueur de zone active. en rouge : calculs au second ordre, en bleu : calculs au premier ordre 34
figure 10 : Modèle à une dimension 37
figure 11: Guides optiques enterrés 39
figure 12 : Mode TM dans un guide en sandwich NOA61 PMMA-DR1 NOA65 de 5X1 microns 42
figure 13 : Mode TM dans un guide en sandwich NOA65 PMMA-DR1 NOA65 de 5X1 microns 42
figure 14 : Largeur équivalente de la piste microruban en fonction de l'indice effectif de la ligne (n) et de la permittivité diélectrique (ε) 45
figure 15 : Courbe de l'impédance en fonction du rapport h/(w+Δw) pour différentes permittivités diélectriques relatives 46
figure 16 : Cartes de champ électrique simulées à l'aide du logiciel CST Microwave 47
figure 17 : Simulation de l'atténuation de la ligne microruban en fonction de la fréquence du signal 48
figure 18 : Variation de la permittivité diélectrique relative en fonction de la fréquence 50
figure 19 : Formule du copolymère PMMA-DR1 x-(1-x) 52
figure 20 : Résistivité à 132°C des polymères utilisés 55
figure 21 : Guide coaxial réalisé pour la mesure des permittivités diélectriques relatives 56

figure 22 : Mesures et simulation du paramètre S11 du guide coaxial rempli de colle NOA61 57
figure 23 : Mesures et simulation du paramètre S11 du guide coaxial rempli de colle NOA65 58
figure 24 : Génération troisième harmonique dans un milieu non-linéaire..... 60
figure 25 : Banc de mesure THG couche mince 62
figure 26 : Mesure de génération de troisième harmonique du substrat de silice 62
figure 27 : Mesure de génération de troisième Harmonique du PMMA-DR1 70-30 sur une lame de silice..... 62
figure 28 : Simulations des caractéristiques des guides monomodes en fonction de l'épaisseur du cœur du guide. En rouge pour le sandwich NOA65/PMMA-DR1/NOA65 et en bleu pour NOA61/PMMA-DR1/NOA65 66
figure 29 : Variation de la largeur de ligne le long de l'adaptation aux pastilles de collage et réalisation sur le masque 68
figure 30 : Variation du rendement en fonction des indices aux fréquences de 1, 4, 16, et 64 GHz 70
figure 31 : Variation du rendement en fonction de l'intégrale de recouvrement du champ électrique optique pour les fréquences de 1, 4, 16, et 64 GHz..... 71
figure 32 : Etapes de fabrication des composants 74
figure 33 : Masques pour la photolithographie avec les détails des marques d'alignement 77
figure 34 : Alignement des masques après photolithographie 77
figure 35 : Marques d'alignement aux bouts des guides optiques..... 78
figure 36 : Défaut lors de la photolithographie 78
figure 37 : Principe de l'attaque plasma 79
figure 38 : Calibrage de l'attaque du PMMA-DR1 par RIE en fonction du substrat et du fournisseur..... 80
figure 39 : Défauts reportés par l'attaque plasma 80
figure 40 : Défauts de la photolithographie (probablement liés à des impuretés sur le masque ou la couche de photorésine) transférés au guide optique par l'attaque plasma..... 81
figure 41 : Vue au microscope optique (à gauche) et au microscope électronique à balayage (à droite) de la section d'un guide optique..... 81
figure 42 : Fonctionnement de la pulvérisation d'or..... 83
figure 43 : Vitesse du dépôt d'or par pulvérisation en fonction du courant 83
figure 44 : Pulvérisation d'or: à gauche à 5.10^{-1} mbar, à droite à 10^{-1} mbar 84

figure 45 : Principe du dépôt d'or par vaporisation 85
figure 46 : Orientation par la méthode Corona 86
figure 47 : Courbe de résistivité des matériaux, détermination des tensions d'orientation 87
figure 48 : Evolution de la température et de la tension pendant l'orientation du milieu non-linéaire 88
figure 49 : Composant fini monté sur son support 89
figure 50 : Défaut de clivage vu au microscope électronique à balayage : le cœur du guide optique se déchire au lieu de casser 91
figure 51 : Attaque des colles NOA au moment de la RIE 92
figure 52 : Schéma du banc de test en modulation 92
figure 53 : Propagation des modes TE et TM dans le guide, influence sur la polarisation 93
figure 54 : Fonction de transfert statique d'un modulateur de phase monté en modulateur d'amplitude (avec deux polariseurs) 95
figure 55 : Fonction de transfert (à gauche) et mesure en fonction du temps (à droite) à 0,1 Hz d'un composant en sandwich NOA65/PMMA-DR1/NOA65 avant la gravure des lignes microruban (en haut) et après la gravure des lignes microruban (en bas) 96
figure 56 : Fonction de transfert (à gauche) et mesure en fonction du temps (à droite) à 0,1 Hz d'un composant en sandwich NOA61/PMMA-DR1/NOA65 de longueur de zone active 25 mm 97
figure 57 : VπL en fonction de la fréquence. En bleu un composant de 30 mm de long avec une électrode massive avec de la NOA65 en confinement inférieur, en rose le même composant avec une électrode de 19 micron de large et 20 mm de long, enfin en vert un composant avec de la NOA61 en confinement inférieur 97
figure 58 : Banc de test en modulation pour les fréquences jusqu'à 20 GHz 101
figure 59 : Fonctions de transfert et fonctions de transfert optique de deux modulateurs de phase polymères ayant une zone active de 17 mm de long (en haut) et 25 mm de long (en bas) 103
figure 60 : Banc de test en démodulation : test par battement de deux lasers 108
figure 61 : Tentative de mesure du battement dans un composant utilisé en redressement optique. La mesure est faite en gardant la puissance maximum mesurée (à gauche). La puissance du signal éventuellement mesurée est du même ordre de grandeur que le bruit. .. 112
figure 62 : Schéma du guide optique 117
figure 63 : Résolution graphique des équations caractéristiques des modes 120
figure 64 : Résolution graphique des équations caractéristiques des modes 121

figure 65 : Montage d'injection optique entre deux lasers 129
figure 66 : Montage avec deux lasers stables sans asservissement 130
figure 67 : Laser à cavité étendue en configuration Littrow 130
figure 68 : Laser à cavité étendue en configuration Littman-Metcalf 130
figure 69 : Schéma du banc de test 132
figure 70 : Battement mesuré autour de 540 MHz 133
figure 71 : Battement mesuré à 60 MHz 133
figure 72 : Battement mesuré à 1,55 GHz 134
figure 73 : Non linéarités mesurées de l'amplificateur haute fréquence: la fréquence double est générée, la puissance maximum de sortie de l'amplificateur étant -10 dBm 134
figure 74 : Photographie de l'expérience de battement: le coupleur 3 dB est sur le carton blanc, la photodiode 15 GHz juste derrière 135
figure 75 : Spectre d'un battement à 90 MHz 136
figure 76 : Spectre d'un battement à 13,862 GHz 136

Liste des tableaux :

tableau 1 : Caractéristiques principales des guides optiques sandwich NOA61/PMMA-DR1/NOA65 41
tableau 2 : Caractéristiques principales des guides optiques sandwich NOA65/PMMA-DR1/NOA65 41
tableau 3 : Propiétés physiques utiles des polymères utilisés 63
tableau 4 : bilan de liaison de la chaine de mesure en démodulation 110

Chapitre I. Introduction

Mes travaux de thèse s'inscrivent dans la continuité des travaux de recherche menés conjointement par le laboratoire des Systèmes et Applications des Technologies de l'Information et de l'Energie (SATIE) et le Laboratoire de Photonique Quantique et Moléculaire (LPQM) de l'ENS de Cachan, d'abord en collaboration, puis au sein de l'institut d'Alembert. Ces travaux de recherche concernent l'utilisation de composants à base de polymères électro-optique dans les systèmes mixtes fibre-radio. Ces recherches abordent notamment les problématiques de la modulation, l'amplification et la détection des signaux optiques transportant un signal hyperfréquence. Les aspects de modulation ont été étudiés par Arial Donval et Patrick Labbé lors de leurs thèses [1-2-3-4-5]. Patrick Labbé a aussi abordé les aspects de conversion du signal optique dans le domaine hyperfréquence, mais sans pouvoir faire de réalisation. Ma thèse s'inscrit dans la prolongation de ces travaux. Le cadre de mes recherches n'aborde pas les aspects de développement de nouveaux matériaux polymères, il se cantonne aux travaux sur la structure du composant de conversion de signaux. Les matériaux utilisés se basent sur l'expérience précédemment acquise au sein du laboratoire LPQM.

L'utilisation des ondes radio connait une forte augmentation. Que ce soit pour des problèmes de bande passante, d'applications ou encore de saturation du spectre déjà alloué, les besoins de fréquences de plus en plus élevées vont croissants. C'est ainsi que les longueurs d'ondes visées sont maintenant millimétriques (ce qui correspond à des fréquences de l'ordre de plusieurs dizaines ou centaines de GHz, voire de l'ordre du THz). Ces nouvelles fréquences ont la caractéristique de s'atténuer plus rapidement en propagation en espace libre. Ceci peut être vu comme un inconvénient mais pas nécessairement. Dans les applications de communications à courte distance, les longueurs d'ondes millimétriques permettent de bénéficier de plus de bande passante, d'une portée restreinte (réseaux intra bâtiment) pouvant paradoxalement se révéler utile pour des questions de sécurité (écoute du réseau à distance moins facile), d'occupation du spectre (réutilisation de porteuse facilitée), ou bien encore d'une moindre perturbation des équipements déjà existants (par exemple les équipements de vol des avions). De plus l'utilisation de ces longueurs d'ondes millimétriques voire submillimétriques ouvre aussi de nouvelles perspectives par exemple dans le domaine

de la spectroscopie [6] pour la détection entre autres de substances psychotropes (spectres d'absorption spécifiques de la cocaïne ou de l'héroïne dans les fréquences THz). Un autre domaine où l'utilisation des ondes THz se révèle apporter de nouvelles possibilités est l'imagerie THz. En effet, aux ondes THz, les vêtements sont transparents, et le corps humain réfléchit environ la moitié de ces ondes. Dans le domaine de la sécurité, par exemple dans les aéroports, les applications sont directes Des matières explosives non détectables avec les méthodes d'imagerie actuelles (rayons X), sont facilement décelables par exemple quand ces explosifs sont portés par une personne (baisse notoire des ondes réfléchies par le corps à cet endroit) [7-8].

Mais un point critique de l'utilisation des longueurs d'ondes millimétriques est la génération de ces ondes. En effet les oscillateurs à ces fréquences sont assez chers, et les sources accordables encore plus. Une solution consiste à faire une différence de fréquence sur un détecteur entre deux sources plus économiques à réaliser [9]. L'utilisation de lasers fonctionnant dans le domaine infrarouge devient ici très intéressante car ces lasers sont déjà produits en grand nombre, notamment pour les réseaux de télécommunication. Ainsi en illuminant un photodétecteur avec deux faisceaux lasers séparés en fréquence de Δf, on génère à la sortie du détecteur une onde radio à cette fréquence Δf. Mais alors se pose le problème de la bande passante du détecteur. C'est pourquoi nous avons recherché une nouvelle méthode pour convertir des longueurs d'ondes télécom (autour de 1,55 µm) en ondes millimétriques. Travailler à ces longueurs d'ondes permet de bénéficier d'une grande partie des travaux déjà réalisés dans le domaine des télécommunications optiques, mais aussi de prévoir des applications, par exemple, dans les communications sans fil, et notamment dans les systèmes mixtes fibre-radio.

Afin d'éviter toute confusion quant aux dénominations des signaux, ondes ou porteuses (optiques aussi bien qu'hyperfréquences) j'adopte les dénominations suivantes :

- le terme d'onde est utilisé pour désigner un champ électromagnétique dynamique non modulé. Il s'agit d'une fréquence pure dans le sens non modulée (ne contenant pas l'information à transmettre) mais tenant compte éventuellement des différents bruits de phase, variations en fréquence etc. dus à la source de l'onde (par exemple un laser)

- le terme de signal est utilisé pour désigner une onde pouvant être modulée (c'est-à-dire pouvant contenir une information), héritant donc des défauts de l'onde et de ceux de la modulation. Un signal optique peut transporter soit un signal radio (porteuse radio modulée par une information), soit seulement une onde radio.

- le terme de porteuse est utilisé pour désigner l'onde qui transporte le signal.

I-1. Systèmes mixtes fibre-radio

Les systèmes mixtes fibre-radio sont caractérisés par l'utilisation de fibres optiques, et donc d'une porteuse optique, pour véhiculer un signal radio. Les applications possibles sont dans les réseaux sans fil pour amener le signal radio jusqu'aux antennes ou inversement, dans des liaisons point à point pour remplacer les guides d'ondes millimétriques, ou bien même dans des applications où la non déformation du signal radio est primordiale, par exemple pour du brassage ou de la mesure. Il est souvent plus simple de convertir un signal radio en signal optique pour l'acheminer vers différents appareils de mesure que d'acheminer le signal radio avec des câbles coaxiaux ou des guides d'onde. On peut ainsi voir se multiplier les systèmes couplant une antenne à un modulateur optique permettant le transport d'un signal radio sur une porteuse optique [10-11].

La fibre optique bénéficie de plusieurs avantages, dont notamment une très grande bande passante, une très faible atténuation (environ 0,2 dB/km), et une insensibilité quasiment parfaite aux perturbations électromagnétiques extérieures (tout signal qui n'est pas injecté dans la fibre à son entrée ne sera pas guidé par elle). Les systèmes mixtes fibre-radio tirent partie de ces trois atouts pour transporter un signal radio. Les câbles coaxiaux ou autres guides d'onde creux sont beaucoup plus volumineux qu'une fibre optique (250 µm de diamètre avec l'enveloppe de protection) et sont caractérisés par une atténuation de l'ordre du dB par mètre aux longueurs d'ondes millimétriques. De plus ils ne peuvent absolument pas rivaliser en termes de bande passante. Enfin le déploiement de la fibre optique est bien plus simple car elle est plus flexible que les câbles coaxiaux et donc à fortiori les guides d'onde creux qui, eux, sont rigides.

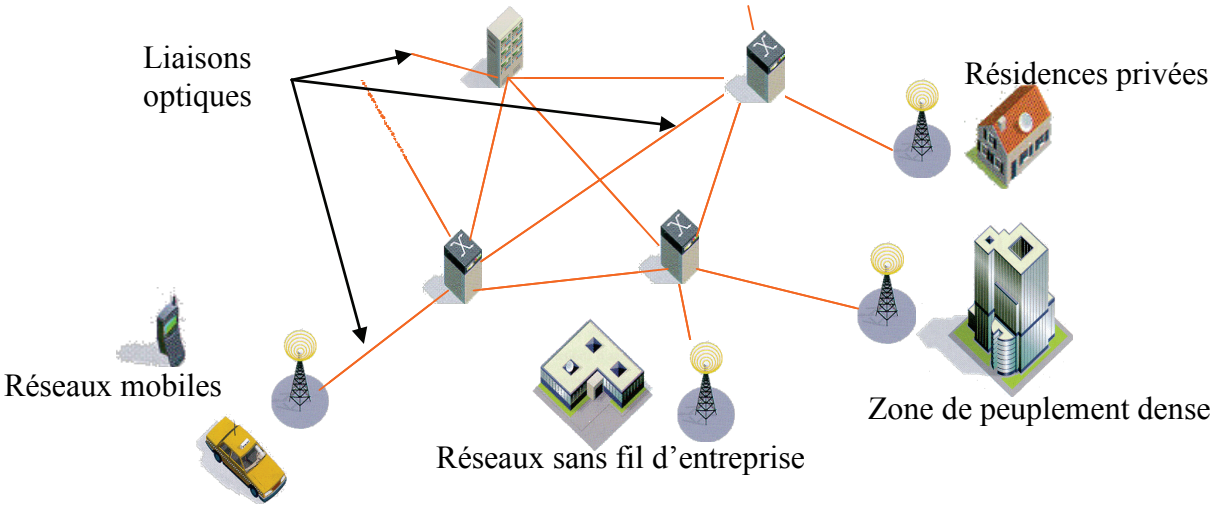


figure 1 : *Réseau sans fil*

Dans les réseaux de communication sans fil, la fibre optique peut être utilisée pour transporter le signal radio jusqu'aux antennes du réseau. Il est alors facile d'acheminer une très grande bande passante jusqu'aux antennes ou bien différents types de signaux car la fibre optique est un canal transparent pour le signal transporté.

Attachons-nous d'abord à la propagation d'un signal radio (ayant une porteuse de pulsation ω_{HF}) modulé sur une porteuse optique (de pulsation ω_{opt}).

$$\begin{aligned} E(t,z) &= E \cdot M_{Données}(t) \cdot \frac{1+\cos(\omega_{HF} \cdot t)}{2} \cdot \cos(\omega_{opt} \cdot t - k \cdot z) \\ &= \frac{E}{2} \cdot M_{Données}(t) \cdot \left(\cos\left(\left(\omega_{opt} - \omega_{HF}\right) \cdot t - k \cdot z\right) + \cos(\omega_{opt} \cdot t - k \cdot z) + \cos\left(\left(\omega_{opt} + \omega_{HF}\right) \cdot t - k \cdot z\right)\right) \end{aligned} \quad (1.1)$$

Ce signal a trois composantes optiques (la première bande latérale, la porteuse optique, puis la deuxième bande latérale) aux pulsations respectives ω_{opt}-ω_{HF}, ω_{opt}, *et* ω_{opt}+ω_{HF}. Comme les silices qui composent la fibre optique n'ont pas un indice constant en fonction de la longueur d'onde, la fibre optique voit sont indice varier légèrement en fonction de la longueur d'onde de la porteuse optique utilisée. C'est la dispersion chromatique de la fibre (notée D_λ) qui exprime le décalage temporel, induit par kilomètre de fibre, entre deux ondes optiques séparées de 1 nanomètre en longueur d'onde. A 1,55 micron de longueur d'onde la dispersion chromatique est généralement de l'ordre de 18 ps/nm.km pour de la fibre SMF28 standard. A cause de cela, au bout d'une distance (l) de fibre parcourue, la fibre optique introduit un déphasage ($\Delta\varphi$) entre les bandes latérales du signal optique (aux pulsations ω_{opt}-ω_{HF} et ω_{opt}+ω_{HF}) séparées en longueur d'onde de $\Delta\lambda$.

$$\begin{aligned} \Delta\varphi &= \omega_{HF} \cdot D_\lambda \cdot \Delta\lambda \cdot l \\ \Delta\lambda &= \frac{2\pi \cdot c}{\omega_{opt} - \omega_{HF}} - \frac{2\pi \cdot c}{\omega_{opt} + \omega_{HF}} = \frac{4\pi \cdot c \cdot \omega_{HF}}{\left(\omega_{opt} - \omega_{HF}\right) \cdot \left(\omega_{opt} + \omega_{HF}\right)} \end{aligned} \quad (1.2)$$

On remarque qu'après avoir parcouru une distance dans la fibre de $\frac{\pi}{\omega_{HF} \cdot D_\lambda \cdot \Delta\lambda}$, les bandes latérales du signal optique sont en opposition de phase. Si le signal est détecté en ce point, il n'y aura plus de signal hyperfréquence en sortie du détecteur. Pour une porteuse hyperfréquence de 40 GHz et une porteuse optique de 1,55 micron ($\Delta\lambda \approx$0,64 nm), cette distance est d'environ 2,17 km. Pour éviter ce phénomène d'effondrement périodique du signal (de période $\frac{2\pi}{\omega_{HF} \cdot D_\lambda \cdot \Delta\lambda}$), il faut retirer une des deux bandes latérales (de pulsations

ω_{opt}-ω_{HF} ou ω_{opt}+ω_{HF}) du spectre du signal optique. Un tel signal est appelé à bande latérale unique. Dans un système mixte fibre-radio, dès que les hyperfréquences en jeu sont élevées ou que la longueur de fibre parcourue est importante, on se doit de filtrer l'une des deux bandes latérales du signal optique. On perd alors la moitié de l'énergie du signal, mais par contre la longueur de fibre parcourue ne perturbe plus le signal hyperfréquence transporté.

L'utilisation d'amplificateurs optiques est possible pour régénérer le signal. La fibre optique utilisée pour alimenter une antenne permet de s'affranchir des interactions entre les ondes émises ou reçues par l'antenne et les guides d'ondes qui alimentent cette antenne. Un réseau optique permet aussi de ne pas disposer des oscillateurs hyperfréquences dans chaque station de base du réseau, la fibre permettant de diffuser sur tout le réseau la porteuse hyperfréquence à l'aide de la porteuse optique. En utilisant la diaphonie de certains composants optiques (par exemple l'intermodulation sur les amplificateurs optiques à semi-conducteurs en mode saturé), les données à transmettre et la porteuse hyperfréquence du signal radio peuvent être transmises séparément sur des porteuses optiques différentes (donc ne provenant pas forcément du même endroit) [12]. Enfin il est possible, en couplant une antenne avec un modulateur électro-optique, de convertir un signal hyperfréquence reçu en signal optique radio. Cette fonction peut être utilisée dans les réseaux sans fil mais aussi comme sonde pour des systèmes de mesure.

Le point clef de ces systèmes est la conversion, dans un sens ou dans l'autre, du signal optique vers le signal hyperfréquence. En effet, ces conversions, dans des systèmes où des ondes millimétriques sont utilisées, demandent des composants de très grande bande passante dans le domaine hyperfréquence. Comme on l'a déjà entrevu précédemment, notamment pour certaines applications où l'onde hyperfréquence n'est qu'une porteuse pour un signal de données à plus basse fréquence, il existe des méthodes permettant de s'affranchir de la modulation de la porteuse optique aux hyperfréquences en utilisant deux porteuses optiques. Ces systèmes sont composés soit d'un laser bimodal en utilisant les interactions entre les deux modes [13], soit de deux lasers monomode [14]. Sur un photodétecteur, le mélange des deux ondes optiques crée une onde radio à la fréquence différence. Reste alors deux problèmes importants : la stabilité en fréquence de l'oscillation générée et aussi (pour certaines applications sensibles à la phase de l'onde radio) le bruit de phase généré par cette interaction. Il faut garder à l'esprit que la stabilité en longueur d'onde d'un laser DFB par exemple est de l'ordre du nanomètre (124 GHz environ à 1,55 µm) avec une largeur de raie de quelques MHz. Il est nécessaire de réaliser un asservissement de ces deux lasers pour éviter que la fréquence du battement réalisé ne soit trop instable voire le battement inutilisable. Pour cela

une partie du signal optique est prélevée pour être détectée. La fréquence du battement est alors comparée à une référence pour asservir un ou les deux laser(s) en fréquence [15-16]. Il est aussi possible d'asservir l'excitation d'un laser esclave sur un laser maître en injectant une petite partie du signal du laser maître dans le laser esclave pour réduire le bruit de phase du battement [17]. Mais si la pureté du signal de battement n'est pas une nécessité, on peut aussi utiliser deux lasers monomodes ayant une assez grande finesse de raie et une assez bonne stabilité en fréquence. C'est ce que nous avons retenu comme solution pour tester notre composant en redressement optique. Nous avons utilisé deux lasers accordables en longueur d'onde autour de 1,55 µm. Ces lasers à cavité étendu sont monomodes, ont une polarisation rectiligne de par leur construction, une stabilité en fréquence inférieure à 1 GHz (voir moins) sur une heure (inférieure à 100 MHz en « instantané ») et une finesse de raie de l'ordre de 150 kHz. Nous n'avons donc pas envisagé de réaliser d'asservissement en longueur d'onde entre ces deux laser [Annnexe II].

I-2. Photodétection

La conversion du signal optique vers le signal hyperfréquence nécessite aussi des composants ayant une très grande bande passante. La solution classique de conversion du signal est la photodétection. Dans une photodiode ou dans un phototransistor, l'éclairement du semi-conducteur permet de créer des charges électriques dans celui-ci, et donc de varier le courant circulant dans le composant. Mais ces charges ont une vitesse finie qui va induire les temps de transit le long de la zone de charge d'espace (ZCE), parfois intrinsèque (I) (alors aussi appelée zone de déplétion), et de diffusion dans le reste des semi-conducteurs. Ces temps de transit, ainsi que la constante de temps liée à la capacité de la zone de charge d'espace, donnent la constante de temps globale du composant. Il y a un compromis à trouver sur la zone de charge d'espace : en effet la réduction de l'épaisseur de cette zone permet de réduire le temps de parcourt des charges mais augmente la capacité de celle-ci. Il faut en parallèle réduire sa surface. Toutefois ces temps de réponse peuvent pour les très hautes fréquences constituer une limite.

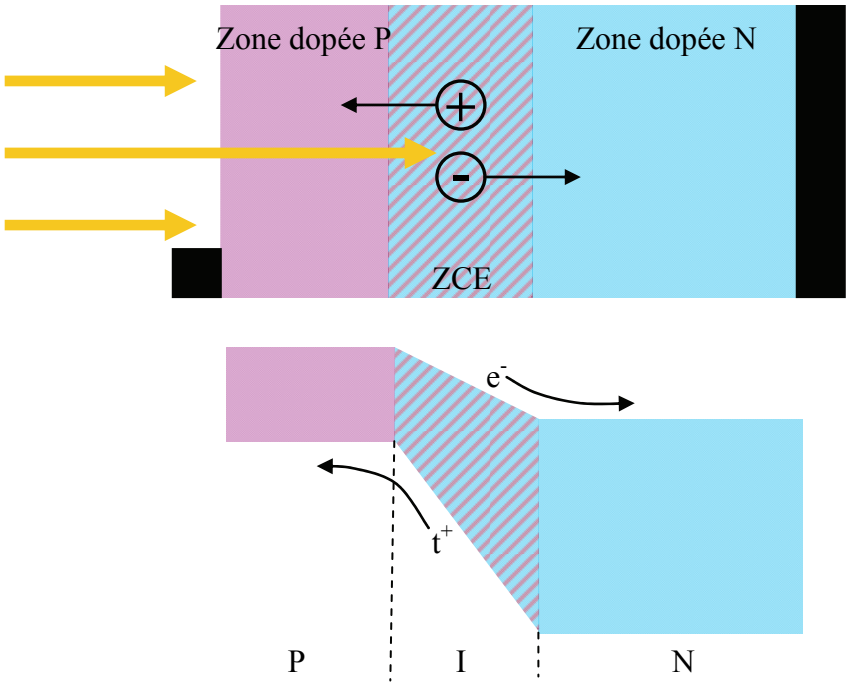


figure 2 : *Structure et diagramme de bande d'une photodiode PIN*

En vue d'améliorer ces temps de transit et de diffusion, de nouvelles structures ont été proposées comme la photodiode à transport unipolaire (Uni-Traveling-Carrier PhotoDiode), ou le phototransistor bipolaire à hétérojonction (Heterojunction Bipolar PhotoTransistor : HBPT ou HPT) [18-22-19-20-21]. Ces deux types de composants ont un fonctionnement assez proche qui pose comme principe de séparer la zone d'absorption des photons de la zone de charge d'espace. Dans la photodiode à transport unipolaire, la génération des paires électron-trou se fait par photoabsorption dans la zone dopée positivement. De ce fait seul le comportement des électrons compte. Ils migrent vers la zone de charge d'espace dans laquelle ils sont accélérés. C'est ce temps de migration qui va imposer essentiellement les limitations en fréquence (de l'ordre de 100 GHz de bande passante [23]).

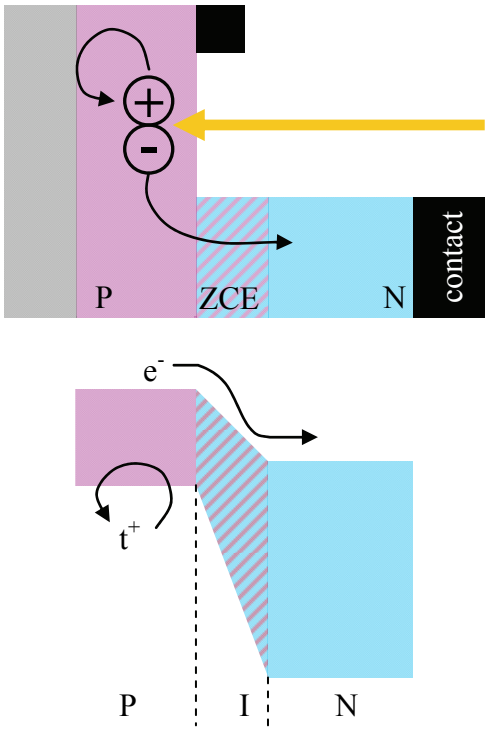


figure 3 : *Structure d'une photodiode à transport unipolaire*

Le phototransistor bipolaire à hétérojonction utilise la structure du transistor bipolaire npn dont la jonction base collecteur (polarisée en inverse) reçoit les photons. Le photocourant ainsi généré agit comme le courant de base du transistor. Certaines versions ont aussi une connexion électrique sur la base pour ajuster le point de fonctionnement. L'avantage de ces phototransistors est que la fonction de transistor apporte un gain supplémentaire par rapport à une photodiode.

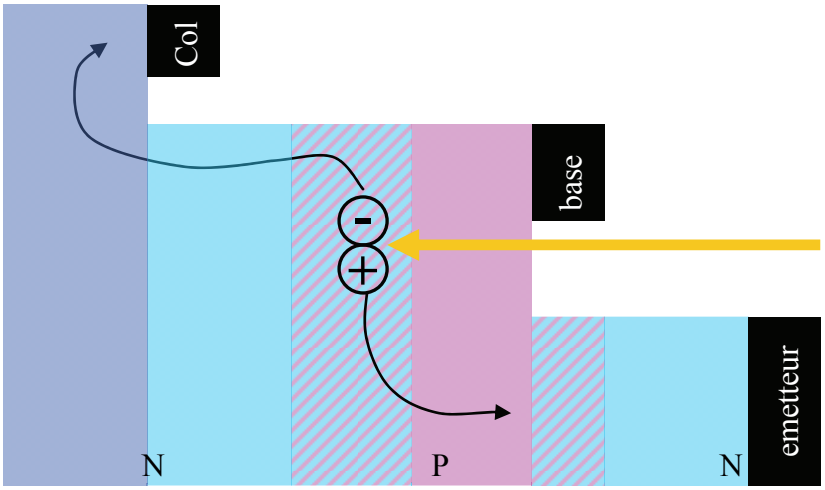


figure 4 : *Phototransistor bipolaire à hétérojonction*

Enfin, d'autres structures de transistor peuvent être utilisées pour réaliser des phototransistors. Les transistors à effet de champ (FET) en matériaux III-V sont connus en

électronique pour leurs très bonnes caractéristiques hyperfréquences. Plus particulièrement les transistors à hétérojonctions présentent une très grande mobilité des électrons entre le drain et la source, c'est pourquoi ils sont aussi appelés transistors à grande mobilité d'électrons (HEMT). La grille d'un tel transistor est une jonction Schottky sur un semi-conducteur à grand gap. Sous celui-ci se situe le canal du transistor composé d'un semi-conducteur à faible gap (non dopé). Sous le canal, le semi-conducteur est de nouveau à grand gap. Les limites du canal du transistor sont donc deux hétérojonctions, qui forment deux puits de potentiels (par la courbure des bandes de conduction due à l'alignement des niveaux de Fermi), pouvant sous certaines conditions (largeur du puits inférieur à la longueur d'onde de Broglie) conduire à la formation d'un gaz d'électrons bidimensionnel. Comme le canal est constitué d'un semi-conducteur non dopé, les électrons y sont libres et ont une très grande mobilité. C'est ainsi qu'il a été réalisé un phototransistor à hétérojonction fonctionnant jusqu'à 552 GHz [24].

I-3. Convertisseur de fréquence et mélange à trois ondes

La conversion de fréquence consiste à utiliser les non linéarités électro-optiques d'un milieu pour générer le signal hyperfréquence. Ceci est utilisé pour faire de la conversion de fréquence dans le domaine optique [25]. Le signal optique modulé par une onde radio est composé d'une longueur d'onde centrale à la longueur d'onde de la porteuse optique (du laser utilisé) et d'une ou deux bandes latérales (selon que le signal a été filtré pour éviter son effondrement périodique en fonction de la longueur de la fibre). Dans le milieu non-linéaire du second ordre, une polarisation non-linéaire est générée par les interférences entre la ou les bandes latérales du signal et la longueur d'onde centrale. Ceci engendre une onde à la fréquence différence de ces raies du spectre optique et donc un signal hyperfréquence. Une autre manière de générer une onde est d'utiliser un système pompe-sonde pour générer une onde à la fréquence différence entre celles de la pompe et de la sonde [26]. On utilise alors deux ondes optiques pour générer une troisième onde dans le domaine hyperfréquence. On réalise ainsi un mélange à trois ondes. Comme nous le verrons par la suite, la puissance du signal hyperfréquence généré est proportionnelle au carré de la fréquence de celui-ci. Il est ainsi théoriquement possible de faire des convertisseurs de fréquence (car il ne s'agit plus là de photodétection) n'ayant pour seule limite que celle de l'accord de phase entre les ondes optiques et hyperfréquence dans un composant à ondes progressives. Dans la pratique la limitation en haute fréquence est due à la bande passante du guide hyperfréquence utilisé pour récupérer l'onde générée. Par contre, comme nous le verrons dans les calculs, il faut aussi

veiller à ce que la fréquence d'utilisation ne soit pas trop basse pour avoir un signal radio généré. Une telle réalisation a été présentée par T. Hori et K.H. Park [27] en utilisant des modulateurs de phase à ondes progressives à base de niobate de lithium. L'avantage de la conversion de fréquence par rapport à la photodétection est qu'il n'y a pas de charges mobiles (électrons ou trous) dans la zone active du composant et par conséquent il n'y a plus de limitation en haute fréquence du phénomène utilisé.

I-4. Détection ponctuelle, systèmes à ondes progressives

La détection d'un signal hyperfréquence sur une porteuse optique pose le problème de la bande passante du détecteur. Pour un photodétecteur classique de type photodiode, le rendement du composant s'effondre quand la fréquence du signal radio qu'on cherche à détecter augmente trop. Ceci est essentiellement lié à des effets capacitifs entre les électrodes ou sur la zone de charge d'espace du composant, aux temps de transit et de migration des charges dans le composant. Pour contrer ces phénomènes, il faut réduire la taille du composant, mais alors on réduit aussi le volume d'interaction entre le milieu actif et la lumière, réduisant ainsi l'efficacité quantique et par la même le rendement du composant. La solution pour garder un volume d'interaction suffisant est de réaliser un composant à ondes progressives [28]. Dans ces composants, le signal optique est injecté dans un guide le long duquel le signal optique est détecté. Un guide micro-onde est en charge de récupérer ce signal le long du guide optique. Se pose alors le problème de l'accord des vitesses des ondes dans le composant pour que les interactions le long du composant soient constructives. Si l'onde hyperfréquence guidée n'est pas en phase avec celle générée par la partie active du composant (structure de photodiode, phototransistor, ou encore milieu non-linéaire), la combinaison de ces ondes n'est plus constructive et revient à diminuer le signal précédemment généré. On peut ainsi définir la longueur de cohérence, qui représente la longueur au bout de laquelle le signal optique radio est en opposition de phase avec le signal hyperfréquence généré. Si cet accord de phase n'est pas réalisé, la puissance du signal hyperfréquence généré va osciller le long de l'axe de propagation. Ce phénomène est le même que celui qui conduit à l'observation de franges de Maker lors d'expériences de génération de second harmonique. C'est sur ce point que les solutions à base de matériaux polymères sont plus avantageuses que celles élaborées avec des semi-conducteurs ou du niobate de lithium. En effet les polymères utilisés permettent de réaliser l'accord des vitesses sur une bien plus grande plage de fréquence, améliorant ainsi significativement la bande passante du détecteur.

Pour l'utilisation des semi-conducteurs, différents moyens ont été imaginés [29]. Une première manière consiste à réaliser un composant assez court pour que le décalage entre les phases des ondes optiques et hyperfréquences soit assez faible pour ne pas trop nuire au rendement du composant. Par exemple un photodétecteur (photodiode ou phototransistor) peut être illuminé par la tranche et absorber l'essentiel de la lumière sur une vingtaine de microns. Ce photodétecteur sera à ondes progressives pour la partie optique mais ponctuel pour ce qui est des hyperfréquences [18-30]. Sinon il est aussi possible de créer un guide d'onde hyperfréquence ne venant récupérer le signal hyperfréquence que quand le signal généré en un point est en phase avec celui déjà présent le long du guide hyperfréquence [18-31]. Mais dès lors que l'on peut utiliser un matériau avec lequel l'accord de phase se réalise facilement, le composant se trouve grandement simplifié.

Dans la structure d'un composant à ondes progressives, la vitesse de l'onde optique va être essentiellement définie par l'indice du milieu guidant. Dans la ligne microruban, le diélectrique est essentiellement composé par les milieux de confinement du guide optique. Il est ainsi aisé de jouer sur les caractéristiques des matériaux pour obtenir cet accord de phase. De plus le milieu actif guidant est un polymère fonctionnalisé, permettant, en jouant à la fois sur le chromophore et la matrice utilisés, d'ajuster les caractéristiques recherchées. Les technologies polymères permettent une nouvelle approche dans l'élaboration des matériaux où on ne cherche plus une application à un matériau mais on ajuste des matériaux et une structure pour une application donnée.

Chapitre II. Principes physiques

Tout d'abord attachons-nous à l'étude des principes physiques utilisés pour l'élaboration du composant de conversion de fréquences à ondes progressives. Comme nous l'avons abordé dans l'introduction, ici nous ne cherchons pas à faire de la photodétection mais bien de la conversion de fréquence dans un milieu non-linéaire. Ce principe est déjà utilisé dans les composants de conversion de longueur d'onde optique avec la somme ou la différence de fréquence [25-26-27] ou encore la génération de second harmonique. Cet effet est aussi utilisé dans les modulateurs de phase et d'amplitude de type Mach-Zehnder, qu'ils soient en niobate de lithium, en matériaux polymères ou autres composants à base de cristaux optiques non-linéaires. Comme nous allons le voir on peut utiliser les non linéarités du second mais aussi du troisième ordre.

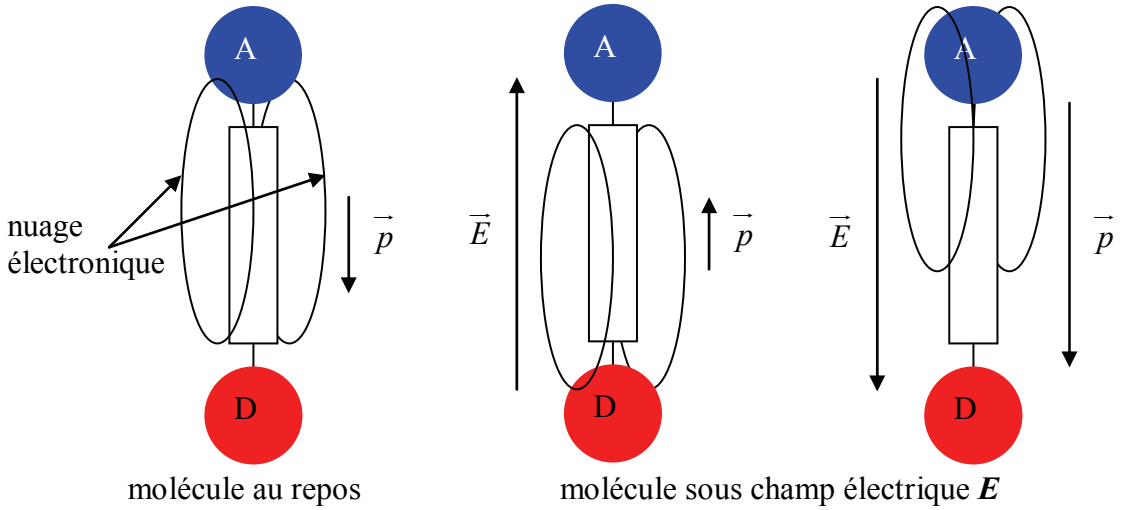


figure 5 : *Principe de la diode moléculaire*

Dans un matériau optique non-linéaire du second ordre, le principe utilisé est celui de la diode moléculaire [32-33-34-35]. Prenons l'exemple d'une molécule linéaire ayant à un bout un groupement donneur d'électron et à l'autre un groupement accepteur. Si cette molécule est capable d'effectuer un transfert de charge le long de sa chaîne, le nuage électronique sur l'ensemble de la molécule va avoir tendance à se déporter vers le groupement accepteur. Il apparaît alors un moment dipolaire sur la molécule. Sur une telle molécule, si un champ électrique extérieur important est appliqué, la polarisation de la molécule est plus

importante si ce champ est dans le sens de ce moment dipolaire que dans le sens inverse. Il se crée alors une saturation de la polarisation dans ce sens, réalisant la fonction diode. Cette molécule est dite hyperpolarisable. Dans un matériau centrosymétrique, la distribution angulaire des molécules est isotrope. L'intégration sur tout le matériau de la saturation de la polarisation de chaque molécule donne alors un résultat nul. Pour bénéficier de l'effet de diode moléculaire à l'échelle macroscopique, une orientation de toutes les molécules du matériau dans le même sens est nécessaire (le matériau est alors non centrosymétrique) [1-36].

Nous utilisons le chromophore Dipersed Red 1 (voir figure 6) greffé sur la matrice polymère de plexiglas (PolyMéthylMetAcrylate). Le DR1 est hyperpolarisable le long de son axe.

Dans un matériau optique non-linéaire du troisième ordre, le moment dipolaire au repos est nul. Considérons là aussi une molécule linéaire avec un champ électrique orienté selon l'axe de la molécule. Si un champ électrique faible est appliqué sur la molécule, la polarisation de la molécule est proportionnelle au champ électrique. Si maintenant ce champ électrique est important, la polarisation de la molécule sature, ceci quelque soit le sens du champ électrique. C'est la saturation de la polarisation dans les deux sens qui induit des harmoniques d'ordre impair dans la polarisation de la molécule. Dans un matériau centrosymétrique, la distribution angulaire des molécules non-linéaires est isotrope. Comme ce phénomène de saturation est centrosymétrique à l'échelle de la molécule, l'intégration des contributions de toutes les molécules donne un résultat non nul à l'échelle macroscopique. Ce phénomène est centrosymétrique à l'échelle macroscopique [36]. L'orientation des chromophores dans le matériau n'est pas une nécessité mais elle accroît le phénomène pour les champs électriques le long de l'axe d'orientation.

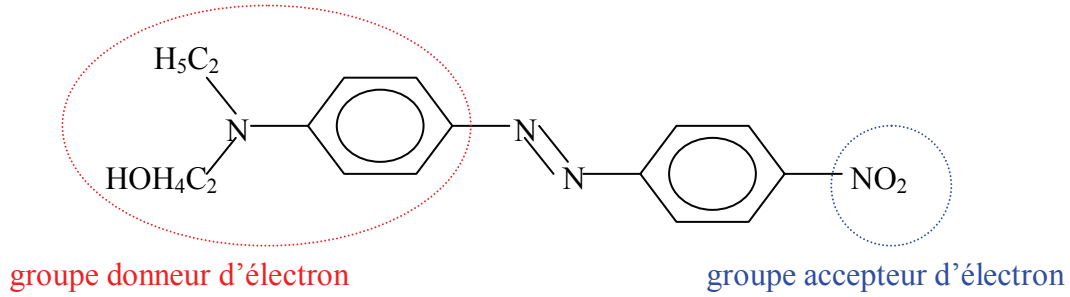


figure 6 : *Formule du Disperse Red 1*

II-1. Propagation dans un milieu non-linéaire : $\chi^{(2)}$, $\chi^{(3)}$

Dans un milieu diélectrique, une onde optique, caractérisée par son champ électrique *E*, entraîne la polarisation de ce milieu, $P=\varepsilon_0 .\chi.E$. Dans cette expression, χ est la susceptibilité diélectrique du milieu. Pour les champs électriques assez importants, cette susceptibilité peut être non-linéaire et donc dépendre de l'amplitude du champ électrique dans le milieu [37-38-39-40-41-42-43]. Considérons un champ électrique polarisé selon le vecteur ***u*** ($\vec{E} = E \cdot \vec{u}$). On peut écrire le développement limité au troisième ordre de la polarisation comme dans l'équation (2.1).

$$\vec{P} = \varepsilon_0 \cdot \left(\chi_{\vec{u}} \cdot E + \chi_{\vec{u}}^{(2)} \cdot E^2 + \chi_{\vec{u}}^{(3)} \cdot E^3 + \varepsilon\left(E^3\right) \right) \cdot \vec{u} \tag{2.1}$$

La polarisation linéaire du milieu est $\varepsilon_0 \cdot \chi_{\vec{u}} \cdot E$, la polarisation non-linéaire du milieu : $P_{NL} = \varepsilon_0 \cdot \left(\chi_{\vec{u}}^{(2)} \cdot E^2 + \chi_{\vec{u}}^{(3)} \cdot E^3 + \varepsilon\left(E^3\right) \right)$, elle résulte de l'hyperpolarisabilité du milieu. Ces susceptibilités diélectriques non-linéaires ($\chi^{(2)}$ et respectivement $\chi^{(3)}$) sont la résultante de chaque susceptibilité diélectrique non-linéaire au niveau moléculaire (β et respectivement γ). Pour chaque molécule ou chromophore du milieu, la susceptibilité diélectrique non-linéaire à l'ordre 2 notée β est maximum pour un champ électrique orienté selon un axe donné et nulle perpendiculairement à celui-ci. Pour qu'il y ait une susceptibilité non-linéaire au second ordre dans un milieu non-linéaire, il faut donc que celui-ci présente des chromophores orientés dans le même sens. Afin de simplifier les notations, nous considèrerons que le milieu est orienté et que le champ électrique est dans le sens de cette orientation.

Considérons deux ondes aux pulsations ω_1 et ω_2. Pour simplifier les notations, nous noterons leurs amplitudes de champs électriques respectifs E_1 et E_2. La polarisation non-linéaire au second ordre est exprimée dans l'équation (2.2).

$$\begin{aligned} P_{NL}^{(2)} &= \varepsilon_0 \cdot \chi^{(2)} \cdot \left(E_1 \cdot \cos\left(\omega_1 \cdot t + \varphi_1\right) + E_2 \cdot \cos\left(\omega_2 \cdot t + \varphi_2\right) \right)^2 \\ &= \varepsilon_0 \cdot \chi^{(2)} \cdot \begin{pmatrix} E_1^2 \cdot \cos^2\left(\omega_1 \cdot t + \varphi_1\right) + E_2^2 \cdot \cos^2\left(\omega_2 \cdot t + \varphi_2\right) + \\ 2 \cdot E_1 \cdot E_2 \cdot \cos\left(\omega_1 \cdot t + \varphi_1\right) \cdot \cos\left(\omega_2 \cdot t + \varphi_2\right) \end{pmatrix} \\ &= \varepsilon_0 \cdot \chi^{(2)} \cdot \begin{pmatrix} E_1^2 \dfrac{\cos\left(2 \cdot \omega_1 \cdot t + 2 \cdot \varphi_1\right) - 1}{2} + E_2^2 \dfrac{\cos\left(2 \cdot \omega_2 \cdot t + 2 \cdot \varphi_2\right) - 1}{2} \\ + E_1 \cdot E_2 \cdot \left(\cos\left(\left(\omega_1 + \omega_2\right) \cdot t + \left(\varphi_1 + \varphi_2\right) \right) + \cos\left(\left(\omega_1 - \omega_2\right) \cdot t + \left(\varphi_1 - \varphi_2\right) \right) \right) \end{pmatrix} \end{aligned} \tag{2.2}$$

On voit apparaitre 6 pulsations dans la polarisation non-linéaire au second ordre : la pulsation nulle, celles à $2.\omega_1$ et $2.\omega_2$, celle à $\omega_1+\omega_2$, et celle qui nous intéresse à $\omega_1-\omega_2$. Les deux dernières pulsations correspondent au mélange à trois ondes dans un milieu non-linéaire. La somme des fréquences est utilisée dans les modulateurs. Pour le redressement optique nous utilisons la différence entre deux porteuses optiques.

$$P_{NL}^{(2)} = \varepsilon_0 \cdot \chi^{(2)} \cdot E_1 \cdot E_2 \cdot \cos\left(\left(\omega_1 - \omega_2\right) \cdot t + \left(\varphi_1 - \varphi_2\right)\right) \tag{2.3}$$

Considérons maintenant trois ondes aux pulsations ω_1, ω_2 et ω_3 ainsi que leurs amplitudes de champs électriques respectifs E_1, E_2 et E_3. La polarisation non-linéaire au troisième ordre s'exprime alors comme dans l'équation (2.4) en ne s'attachant qu'aux pulsations qui nous intéressent :

$$\begin{aligned} P_{NL}^{(3)} &= \varepsilon_0 \cdot \chi^{(3)} \cdot \left(E_1 \cdot \cos\left(\omega_1 \cdot t + \varphi_1\right) + E_2 \cdot \cos\left(\omega_2 \cdot t + \varphi_2\right) + E_3 \cdot \cos\left(\omega_3 \cdot t + \varphi_3\right)\right)^3 \\ &= \varepsilon_0 \cdot \chi^{(3)} \cdot \left(... + 6 \cdot E_1 \cdot \cos\left(\omega_1 \cdot t + \varphi_1\right) \cdot E_2 \cdot \cos\left(\omega_2 \cdot t + \varphi_2\right) \cdot E_3 \cdot \cos\left(\omega_3 \cdot t + \varphi_3\right)\right) \\ &= \varepsilon_0 \cdot \chi^{(3)} \cdot \left(\begin{array}{l} ... + \\ \dfrac{3}{2} \cdot E_1 \cdot E_2 \cdot E_3 \cdot \left(\begin{array}{l} \cos\left(\left(\omega_1 + \omega_2 + \omega_3\right) \cdot t + \left(\varphi_1 + \varphi_2 + \varphi_3\right)\right) + \\ \cos\left(\left(\omega_1 + \omega_2 - \omega_3\right) \cdot t + \left(\varphi_1 + \varphi_2 - \varphi_3\right)\right) + \\ \cos\left(\left(\omega_1 - \omega_2 + \omega_3\right) \cdot t + \left(\varphi_1 - \varphi_2 + \varphi_3\right)\right) + \\ \cos\left(\left(\omega_1 - \omega_2 - \omega_3\right) \cdot t + \left(\varphi_1 - \varphi_2 - \varphi_3\right)\right) \end{array} \right) \end{array} \right) \end{aligned} \tag{2.4}$$

Dans ce cas, à partir de trois ondes différentes on en génère une quatrième. On parle alors de mélange à quatre ondes. Si l'une des ondes considérées est statique (de pulsation nulle), il est possible de générer une polarisation non-linéaire aux fréquences somme et différence des deux autres comme dans un milieu non-linéaire du second ordre. Mais comme nous l'avons déjà vu plus haut, au contraire d'un milieu non-linéaire du second ordre, un milieu non-linéaire du troisième ordre peu être centrosymétrique. Ceci permet, si la susceptibilité diélectrique non-linéaire au troisième ordre $\chi^{(3)}$ est assez importante, de ne pas avoir à orienter le milieu, étape qui peut s'avérer assez délicate dans la fabrication d'un composant, comme nous le verrons plus tard. Selon la littérature, on peut s'attendre à ce que la susceptibilité diélectrique non-linéaire au troisième $\chi^{(3)}$ ordre soit de 6 ordres de grandeur environ inférieure à la susceptibilité diélectrique non-linéaire au deuxième ordre $\chi^{(2)}$ [41]. Pour les calculs suivants, remarquons que la polarisation non-linéaire à la différence de fréquences (en tenant éventuellement compte d'un champ électrique statique) est alors :

$$\begin{aligned} P_{NL}^{(2)} &= \varepsilon_0 \cdot \chi^{(2)} \cdot E_1 \cdot E_2 \cdot \cos\left(\left(\omega_1 - \omega_2\right) \cdot t + \left(\varphi_1 - \varphi_2\right)\right) \\ P_{NL}^{(3)} &= \frac{3}{2} \varepsilon_0 \cdot \chi^{(3)} \cdot E_{stat} \cdot E_1 \cdot E_2 \cdot \cos\left(\left(\omega_1 - \omega_2\right) \cdot t + \left(\varphi_1 - \varphi_2\right)\right) \end{aligned} \tag{2.5}$$

Si par exemple on applique au composant un champ électrique statique de l'ordre du volt par micron (chose assez facile en appliquant quelques volts sur l'électrode d'un composant de quelques microns d'épaisseur), on peut envisager d'utiliser, en remplacement, un milieu non-linéaire du troisième ordre ayant une susceptibilité diélectrique non-linéaire de six ordres de grandeur inférieure à celle du milieu non-linéaire du second ordre. Ceci revient à remplacer dans les calculs le $\chi^{(2)}$ par le produit $1{,}5.\chi^{(3)} .E_{stat}$.

Attachons-nous maintenant à la propagation des ondes dans le milieu non-linéaire. L'équation de propagation de la lumière dans un tel milieu doit tenir compte de la polarisation non-linéaire du milieu comme dans l'équation (2.6).

$$\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{E} + \frac{\varepsilon_r}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = -\mu_0 \frac{\partial^2 \overrightarrow{P^{NL}}}{\partial t^2} \tag{2.6}$$

La polarisation non-linéaire intervient dans cette équation dans une dérivée seconde par rapport au temps ce qui permet déjà de dire que plus la fréquence que l'on cherche à générer par le mélange à trois ondes est grande, plus le phénomène sera important (quadruplé pour un doublement de la fréquence générée). Ainsi un composant de conversion de fréquences optiques vers une hyperfréquence sera de type passe haut, il aura un rendement nul aux basses fréquences. Considérons trois ondes toutes polarisées selon le même axe et se propageant le long de l'axe z. Deux ondes optiques de pulsations ω_2 et ω_3, et une onde hyperfréquence que l'on cherche à générer à la pulsation ω_1 telle que $\omega_1 = \omega_3 - \omega_2$. Pour simplifier les notations, nous utilisons la décomposition en séries de Fourier (continues ou discrètes) pour les champs électriques. Les différentes constantes, notamment les vecteurs d'ondes, sont donc complexes (ce qui permet de prendre en compte facilement les atténuations des ondes). Nous avons donc :

$$\begin{cases} \vec{E} = \sum_{i=1}^{3} E_i(z) \cdot e^{j(\omega_i \cdot t - k_i \cdot z)} \cdot \vec{u} \\ k_i = k_i' - j \cdot \alpha_i = \dfrac{\omega_i \cdot n_i}{c} - j \cdot \alpha_i \\ \omega_1 = \omega_3 - \omega_2 \end{cases} \tag{2.7}$$

Les polarisations non-linéaires aux pulsations ω_1, ω_2 et ω_3 (notées $P^{NL}{}_1$, $P^{NL}{}_2$ et $P^{NL}{}_3$) sont exprimées ainsi :

$$\begin{cases} P_1^{NL} = \varepsilon_0 \cdot \chi^{(2)} \cdot E_3(z) \cdot e^{j\cdot(\omega_3 \cdot t - k_3 \cdot z)} \cdot E_2^*(z) \cdot e^{-j\cdot\left(\omega_2 \cdot t - k_2^* \cdot z\right)} = \varepsilon_0 \cdot \chi^{(2)} \cdot E_3(z) \cdot E_2^*(z) \cdot e^{j\cdot\left((\omega_3-\omega_2)\cdot t - \left(k_3 - k_2^*\right)\cdot z\right)} \\ P_2^{NL} = \varepsilon_0 \cdot \chi^{(2)} \cdot E_3(z) \cdot e^{j\cdot(\omega_3 \cdot t - k_3 \cdot z)} \cdot E_1^*(z) \cdot e^{-j\cdot\left(\omega_1 \cdot t - k_1^* \cdot z\right)} = \varepsilon_0 \cdot \chi^{(2)} \cdot E_3(z) \cdot E_1^*(z) \cdot e^{j\cdot\left((\omega_3-\omega_1)\cdot t - \left(k_3 - k_1^*\right)\cdot z\right)} \\ P_3^{NL} = \varepsilon_0 \cdot \chi^{(2)} \cdot E_1(z) \cdot e^{j\cdot(\omega_1 \cdot t - k_1 \cdot z)} \cdot E_2(z) \cdot e^{j\cdot(\omega_2 \cdot t - k_2 \cdot z)} = \varepsilon_0 \cdot \chi^{(2)} \cdot E_1(z) \cdot E_2(z) \cdot e^{j\cdot((\omega_1+\omega_2)\cdot t - (k_1 - k_2)\cdot z)} \end{cases} \quad (2.8)$$

En utilisant les notations (2.7) dans l'équation de propagation de la lumière dans le milieu non-linéaire (2.6), après simplification par l'équation de propagation de la lumière dans un milieu linéaire, on obtient le système d'équations suivant (2.9) exprimant les champs électriques des trois ondes. [37]

$$\begin{cases} -\dfrac{\partial^2 E_1}{\partial z^2} + 2\cdot j\cdot k_1 \dfrac{\partial E_1}{\partial z} = \dfrac{\omega_1^{\,2}}{c^2} \cdot \chi^{(2)} \cdot E_3 \cdot E_2^* \cdot e^{j\cdot\left(k_1 + k_2^* - k_3\right)\cdot z} \\ -\dfrac{\partial^2 E_2}{\partial z^2} + 2\cdot j\cdot k_2 \dfrac{\partial E_2}{\partial z} = \dfrac{\omega_2^{\,2}}{c^2} \cdot \chi^{(2)} \cdot E_3 \cdot E_1^* \cdot e^{j\cdot\left(k_1^* + k_2 - k_3\right)\cdot z} \\ -\dfrac{\partial^2 E_3}{\partial z^2} + 2\cdot j\cdot k_3 \dfrac{\partial E_3}{\partial z} = \dfrac{\omega_3^{\,2}}{c^2} \cdot \chi^{(2)} \cdot E_1 \cdot E_2 \cdot e^{j\cdot(k_3 - k_1 - k_2)\cdot z} \end{cases} \quad (2.9)$$

Pour fixer les conditions d'accord de phase, nous négligerons les atténuations des ondes, c'est-à-dire que nous ne considérons que la partie réelle k_i' des vecteurs d'onde k_i. L'accord de phase est réalisé aux conditions suivantes :

$$\begin{aligned} & k_1' = k_3' - k_2' = k_{\omega_3}' - k_{\omega_2}' = k_{\omega_2+\omega_1}' - k_{\omega_2}' = \omega_1 \cdot \left.\frac{\delta k_\omega'}{\delta\omega}\right|_{\frac{\omega_2+\omega_3}{2}} \\ & \Leftrightarrow \frac{k_1'}{\omega_1} = \left.\frac{\delta k_\omega'}{\delta\omega}\right|_{\frac{\omega_2+\omega_3}{2}} \end{aligned} \quad (2.10)$$

Cette expression traduit le fait que pour réaliser l'accord de phase entre les ondes optiques incidentes (de pulsations ω_2 et ω_3) et l'onde hyperfréquence générée à la pulsation ω_1, il faut que la vitesse de groupe optique soit égale à la vitesse de phase hyperfréquence. Pour maximiser le rendement du composant il faudra en tenir compte dans la conception des guides optiques et hyperfréquences.

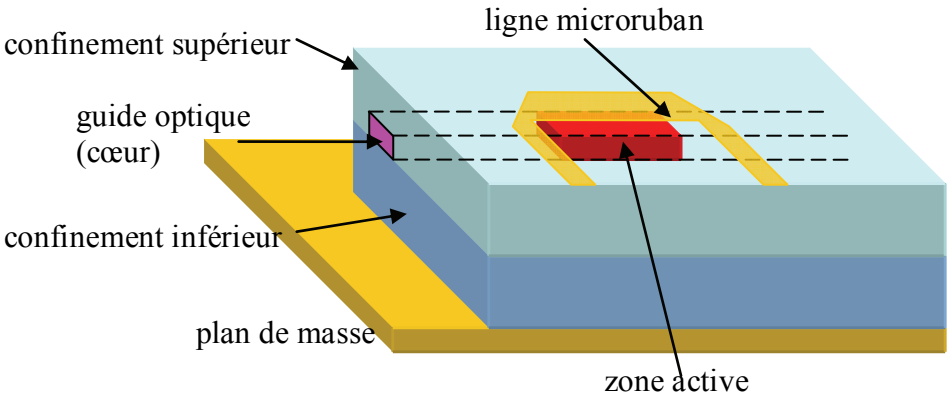


figure 7 : *Schéma du composant*

Comme on peut le voir sur la figure 7, la partie active du composant de conversion est composée d'un guide optique enterré de type sandwich servant de diélectrique à une ligne microruban. Le guide optique est positionné sous la ligne microruban. Le cœur du guide optique enterré est composé de polymère électro-optique. Comme le mélange à trois ondes n'a lieu que dans ce polymère, il faut donc pondérer dans les calculs précédents la polarisation non-linéaire par la proportion du champ électrique de chaque onde qui sera effectivement dans le cœur du guide optique. Il s'agit de calculer le rapport des intégrales de recouvrement des modes des guides d'ondes sur le cœur du guide optique. Elles seront notées Γ_1 pour l'onde hyperfréquence, Γ_2 et Γ_3 pour les ondes optiques. Ces intégrales de recouvrement sont estimées lors de la simulation des guides optique et hyperfréquence. Nous obtenons alors le système d'équations différentielles croisées (2.11) où k_1, k_2, et k_3 sont maintenant les constantes de propagation du mode hyperfréquence et des deux modes optiques (ces constantes de propagation sont complexes afin de prendre en compte les pertes de propagation sur chaque mode.

$$\begin{cases} -\dfrac{\partial^2 E_1}{\partial z^2} + 2 \cdot j \cdot k_1 \dfrac{\partial E_1}{\partial z} = \dfrac{\omega_1^2}{c^2} \cdot \chi^{(2)} \cdot \Gamma_1 \cdot E_3 \cdot E_2^* \cdot e^{j \cdot \left(k_1 + k_2^* - k_3\right) \cdot z} \\ -\dfrac{\partial^2 E_2}{\partial z^2} + 2 \cdot j \cdot k_2 \dfrac{\partial E_2}{\partial z} = \dfrac{\omega_2^2}{c^2} \cdot \chi^{(2)} \cdot \Gamma_2 \cdot E_3 \cdot E_1^* \cdot e^{j \cdot \left(k_1^* + k_2 - k_3\right) \cdot z} \\ -\dfrac{\partial^2 E_3}{\partial z^2} + 2 \cdot j \cdot k_3 \dfrac{\partial E_3}{\partial z} = \dfrac{\omega_3^2}{c^2} \cdot \chi^{(2)} \cdot \Gamma_3 \cdot E_1 \cdot E_2 \cdot e^{j \cdot \left(k_3 - k_1 - k_2\right) \cdot z} \end{cases} \qquad (2.11)$$

II-2. Calculs au second ordre

Pour dimensionner le composant et essayer de prévoir son fonctionnement, il faut parvenir à résoudre le système d'équations différentielles croisées (2.11). Malheureusement un tel système ne peut être résolu de manière analytique sans appliquer l'approximation des enveloppes lentement variables. Malgré cette hypothèse, les calculs analytiques sont très compliqués [44]. Cette approximation consiste à poser comme principe pour la résolution que les amplitudes des champs électriques E_i varient très lentement le long de l'axe de propagation sur une distance de l'ordre de la longueur d'onde. Dans l'hypothèse des enveloppes lentement variablesleur taux de croissance ou décroissance linéique (représenté par la dérivée second de l'amplitude par rapport à z) devient alors négligeable devant le produit de la dérivée première du champ par le vecteur d'onde. Cette hypothèse est exprimée analytiquement par (2.12) :

$$\frac{\partial^2 E_i}{\partial z^2} << -2 \cdot j \cdot k_i \cdot \frac{\partial E_i}{\partial z} \tag{2.12}$$

Cette hypothèse est tout à fait réaliste dans le domaine optique où les longueurs d'ondes sont de l'ordre du micron voir plus petites. En prenant en compte la longueur de la zone active du composant de 28 mm au maximum, cette hypothèse est bien applicable. Par contre la longueur d'onde dans le vide à la fréquence de 10 GHz est de 30 mm. On ne peut donc pas considérer cette hypothèse comme a priori valable pour notre composant, cela reviendrait à dire qu'il est soit inefficace, soit que l'onde hyperfréquence est déjà présente à l'attaque de la zone active par les ondes optiques. Pour réaliser nos calculs nous avons retenu l'hypothèse des enveloppes lentement variables (2.12) pour les deux ondes optiques 2 et 3 en l'utilisant dans le système d'équations différentielles croisées (2.11) pour obtenir le système (2.13).

$$\begin{cases} -\dfrac{\partial^2 E_1}{\partial z^2} + 2 \cdot j \cdot k_1 \dfrac{\partial E_1}{\partial z} = \dfrac{\omega_1^{\,2}}{c^2} \cdot \chi^{(2)} \cdot \Gamma_1 \cdot E_3 \cdot E_2^* \cdot e^{j \cdot \left(k_1 + k_2^* - k_3\right) \cdot z} \\ 2 \cdot j \cdot k_2 \dfrac{\partial E_2}{\partial z} = \dfrac{\omega_2^{\,2}}{c^2} \cdot \chi^{(2)} \cdot \Gamma_2 \cdot E_3 \cdot E_1^* \cdot e^{j \cdot \left(k_1^* + k_2 - k_3\right) \cdot z} \\ 2 \cdot j \cdot k_3 \dfrac{\partial E_3}{\partial z} = \dfrac{\omega_3^{\,2}}{c^2} \cdot \chi^{(2)} \cdot \Gamma_3 \cdot E_1 \cdot E_2 \cdot e^{j \cdot \left(k_3 - k_1 - k_2\right) \cdot z} \end{cases} \tag{2.13}$$

Les calculs ont été réalisés avec deux logiciels différents : Mathematica et Matlab. Sous Mathematica, les systèmes d'équations différentielles croisées (2.11) et (2.13) ont été

posés directement avec leurs conditions initiales. Sous Matlab, le système a été discrétisé le long de l'axe z et le pas de calcul a été ajusté. A partir de trois pas de calcul par micron les calculs convergent vers la même solution. Les deux logiciels ont donné les mêmes résultats. Comme on peut le voir sur la figure 8, des oscillations sur la puissance du signal hyperfréquence sont présentes alors que l'accord de phase parfait est posé comme hypothèse (voire l'équation (2.10)). Ces oscillations n'apparaissent pas si les calculs sont faits au premier ordre seulement (hypothèse des enveloppes lentement variables). Plus la fréquence est élevée, plus ces oscillations sont faibles et de période courte. A 64 GHz elles commencent à devenir négligeables. De plus si les atténuations des ondes sont considérées comme nulles, ces oscillations disparaissent presque complètement. Elles semblent très liées à la fréquence du signal hyperfréquence et aux atténuations des signaux. L'hypothèse des enveloppes lentement variables n'est donc pas applicable pour les hyperfréquences en dessous d'une vingtaine de gigahertz. Il faut aussi remarquer sur la figure 8 que pour les « basses » fréquences (1 GHz et 2 GHz), les variations de puissance entre les deux cas de simulation sont bien dues aux oscillations sur la puissance du signal hyperfréquence généré.

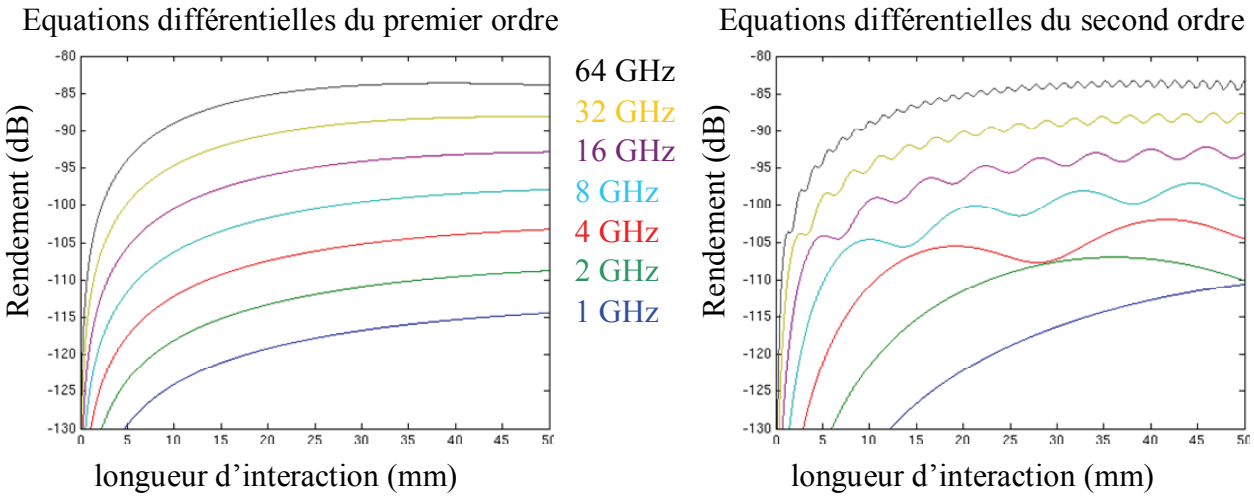


figure 8 : *Rendement du composant en fonction de la longueur de la zone active. A gauche : calculs au second ordre, à droite : calculs au premier ordre*

Ces calculs tiennent comptent l'atténuation optique mesurée sur les guides à 1,55 µm de longueur d'onde (de l'ordre du décibel par centimètre) et de l'atténuation calculée de la ligne microruban en fonction de la fréquence (entre 0,3 et 2,5 dB/cm pour une fréquence variant entre 1 et 64 GHz). Par contre il n'est pas tenu compte des différentes pertes de couplage. De même nous avons pu calculer la fonction de transfert d'un composant ayant une zone active de 26 mm de long (figure 9).

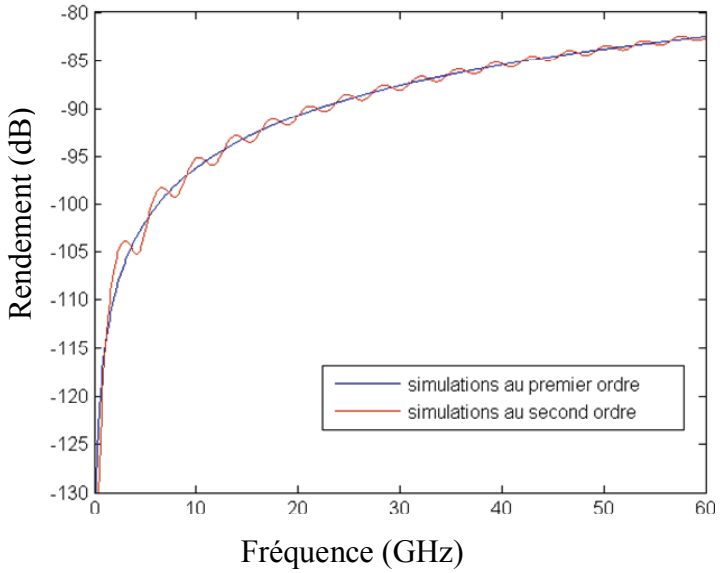


figure 9 : *Fonction de transfert calculée d'un composant de 26 mm le longueur de zone active. en rouge : calculs au second ordre, en bleu : calculs au premier ordre*

Les rendements attendus des composants sont très faibles, mais nous cherchons simplement, dans nos travaux, à montrer qu'il est possible d'utiliser le mélange à trois ondes dans un milieu non-linéaire en vue de faire une conversion signal vers les hyperfréquences. Pour obtenir de meilleurs rendements, une solution simple, en apparence, est de travailler à plus haute fréquence (quelques centaines de gigahertz par exemple). Mais les principaux problèmes sont alors le coût des appareils de mesure et l'utilisation de guides d'ondes creux donc rigides à la place des câbles coaxiaux, ce qui ne facilite pas la mesure ainsi que le couplage avec le composant à tester. De plus pour utiliser des guides d'ondes creux, il faut alors envisager un couplage par antenne de type Vivaldi comme proposé dans la thèse de Patrick Labbé [3]. Mais ces réalisations demandent de procéder d'abord à une gravure chimique du plan de masse des composants et peuvent être source de problèmes lors des dépôts successifs des différentes couches de polymère. C'est pourquoi nous avons choisi de nous restreindre aux fréquences inférieures à 44 GHz.

Chapitre III. Matériaux et techniques de fabrication retenus

Le composant à réaliser doit remplir trois fonctions de base : le guidage du signal optique, sa conversion en signal hyperfréquence, et enfin le guidage du signal hyperfréquence. La conversion du signal optique en signal hyperfréquence est faite par le matériau diélectrique non-linéaire. Le guide hyperfréquence doit bien sûr permettre de récupérer le signal hyperfréquence généré. Pour trouver une structure qui remplisse ces trois fonctions, on peut s'inspirer des réalisations déjà faites pour la fonction générale inverse à savoir la modulation d'une porteuse optique. En effet les modulateurs de phase (et donc aussi les modulateurs d'amplitude de type Mach-Zenhder) utilisent le même principe physique de mélange à trois ondes et ont les mêmes contraintes d'accord de phase. L'étude des solutions proposées pour la modulation de phase montre que les solutions ont toutes en commun l'utilisation d'un guide optique enterré de type sandwich qui sert de diélectrique à un guide micro-onde ouvert plan. Le guide micro-onde peut être principalement une ligne microruban ou coplanaire. Le choix du guide s'effectue en fonction de la fréquence d'utilisation, des contraintes d'accord de phase, de fabrication, et des caractéristiques des matériaux retenus. Pour notre composant le guide micro-onde retenu est la ligne microruban, ce choix sera plus détaillé dans la partie III-3. Le mode fondamental d'une ligne microruban sur un plan de masse est transverse électrique et magnétique (TEM). Dans une première approximation (qui sera justifiée par la suite dans la partie III-3), nous considérons que le champ électrique sous la ligne microruban est vertical.

III-1. Calculs des reports de champ

Dans les calculs précédents sur le mélange à trois ondes, les amplitudes des champs électriques ne dépendent que de la variable de l'axe de propagation. Ceci vient de l'hypothèse faite sur les fonctions représentant les champs électriques. Elles sont considérées comme ayant la variable le long de l'axe de propagation (z) séparable des variables perpendiculaires à cet axe (x et y). L'équation de propagation de la lumière dans un milieu diélectrique non-

linéaire (2.6) peut alors se simplifier en considérant des champs électriques uniformes tout en prenant en compte les caractéristiques des modes qui se propagent dans les différents guides d'onde (à savoir leurs indices effectifs, leur distribution dans l'espace, etc.). Afin de bien modéliser le comportement de la zone active du composant, il est nécessaire de connaitre l'amplitude des champs électriques verticaux dans le polymère non-linéaire (c'est-à-dire dans le cœur du guide optique). Ainsi la polarisation non-linéaire peut être estimée aux différentes fréquences. Pour cela on définit des intégrales de recouvrement du champ électrique par rapport au champ moyen du mode à la fréquence considérée. Ceci permet de définir les paramètres Γ_1, Γ_2 et Γ_3 nécessaires à la modélisation de la conversion de fréquence. Pour la polarisation non-linéaire à la pulsation ω_i, le paramètre Γ_i est le produit des intégrales de recouvrement des champs électriques sur le cœur du guide optique aux pulsations ω_j et ω_k.

Du domaine statique au domaine hyperfréquence, les caractéristiques des signaux mesurées sont soit des tensions, soit des puissances sur une impédance caractéristique de 50 ohms environ (impédance caractéristiques de la ligne microruban) qui peuvent être ramenées à des tensions. Dans le domaine optique, seules des puissances sont mesurables. Deux méthodes de calculs du champ électrique dans le polymère non-linéaire sont nécessaires.

III-1.1. Report de champ du domaine statique au domaine hyperfréquence

A partir de la tension sur la ligne et de l'épaisseur de diélectrique entre la ligne et le plan de masse, le champ électrique moyen peut être calculé à partir de la tension. Une modélisation simplifiée peut être utilisée pour modéliser le report de champ au moins jusqu'aux hyperfréquences. Le modèle utilisé est un empilement de couches considérées comme infiniment grandes. Il s'agit d'un modèle à une dimension (verticale) constituant une approximation des champs électriques et densités de courants dans la zone du cœur du guide optique ainsi qu'au dessus et en dessous.

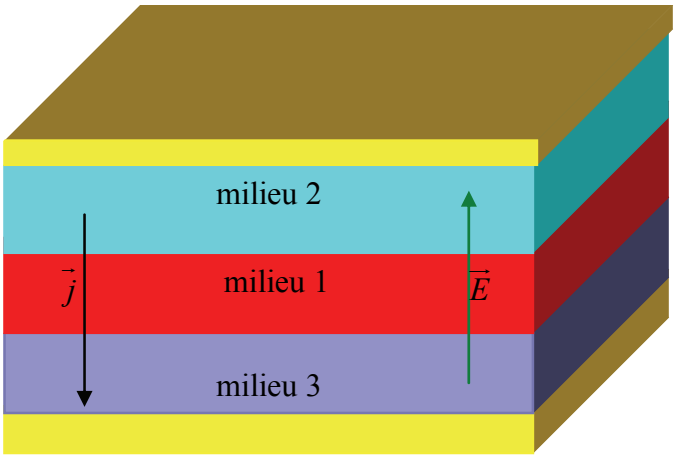


figure 10 : *Modèle à une dimension*

Dans ce modèle, la densité de courant électrique ***j*** est la même dans tout le volume des trois milieux 1, 2 et 3. Considérons une couche du modèle, son épaisseur est notée e_i. La tension sur cette couche s'écrit ainsi :

$$U_i = E_i \cdot e_i \tag{3.1}$$

Cette couche est composée de polymère et est modélisée par sa résistance et sa capacité électrique par unité de surface [45-46-47-48]. En considérant la résistivité et la permittivité diélectrique du polymère comme uniforme dans la couche, on peut écrire :

$$\vec{j} \cdot \vec{z} = \left(\frac{1}{R_i} + \frac{j \cdot \omega \cdot \varepsilon_i}{e_i} \right) U_i = \left(\frac{1}{\rho_i \cdot e_i} + \frac{j \cdot \omega \cdot \varepsilon_i}{e_i} \right) E_i \cdot e_i \tag{3.2}$$

La loi d'Ohm s'écrit pour le champ électrique et la densité de courant :

$$\begin{aligned} \overrightarrow{E_i} &= \zeta_i(\omega) \cdot \vec{j} \\ &= \left(\frac{\rho_i}{1 + j \cdot \rho_i \cdot \varepsilon_i \cdot \omega} \right) \cdot \vec{j} \end{aligned}$$

Le paramètre important, que ce soit pour le fonctionnement du composant comme pour l'orientation du polymère non-linéaire, est le champ électrique dans le cœur du guide optique. Le report de champ dans le cœur du guide optique (milieu 1) par rapport à un champ uniforme s'écrit :

$$\overrightarrow{E_1} = \frac{\frac{\rho_1}{1 + j \cdot \rho_1 \cdot \varepsilon_1 \cdot \omega}}{\sum_1^3 \frac{\rho_i}{1 + j \cdot \rho_i \cdot \varepsilon_i \cdot \omega}} \overrightarrow{E_{uniforme}}$$

à la fréquence nulle: $\overrightarrow{E_1} = \frac{\rho_1}{\sum_1^3 \rho_i} \overrightarrow{E_{uniforme}}$ (3.3)

aux fréquences élevées: $\overrightarrow{E_1} = \frac{\frac{1}{\varepsilon_1}}{\sum_1^3 \frac{1}{\varepsilon_i}} \overrightarrow{E_{uniforme}}$

L'intégrale de recouvrement du champ électrique est le rapport du champ dans le polymère non-linéaire (***E*$_1$**) sur le champ uniforme (***E*$_{uniforme}$**).

Pour maximiser le report de champ statique (pour l'étape d'orientation du polymère non-linéaire), il faut que la résistivité du polymère non-linéaire soit plus élevée que celle des milieux de confinement. De même, pour maximiser le report de champ dynamique (jusque dans le domaine hyperfréquence), il faut que la permittivité diélectrique du polymère non-linéaire soit plus faible que celle des milieux de confinement [49-54].

III-1.2. Report de champ dans le domaine optique

Dans les calculs du mélange à trois ondes, pour calculer un champ uniforme représentant le mode guidé, une approximation est faite : la puissance optique passe entièrement dans le cœur du guide optique. L'amplitude du champ électrique uniforme est exprimée en fonction de la section du cœur du guide ($S_{cœur}$), de la puissance optique guidée par le mode (P_{mode}), et de l'impédance caractéristique du mode ($Z0/n_{mode}$, $Z0$ étant l'impédance caractéristique du vide, c'est-à-dire 120π).

$$E_{uniforme} = \sqrt{\frac{Z0}{n_{mode}} \cdot \frac{P_{mode}}{S_{coeur}}} \quad (3.4)$$

Mais en réalité une partie de la puissance véhiculée par le mode du guide est située à l'extérieur du cœur du guide optique. La puissance optique qui interagit avec le polymère non-linéaire est plus faible que la puissance totale véhiculée par le mode. Cette proportion d'énergie dans le cœur du guide optique est définie par le facteur de confinement du mode

optique considéré. En prenant comme intégrale de recouvrement du mode optique la racine carrée du facteur de confinement, le produit de l'intégrale de recouvrement par le champ électrique uniforme donne le champ électrique dans le polymère non-linéaire.
Il ne faut pas oublier que ceci revient aussi à considérer la puissance optique qui circule dans le cœur du guide optique comme uniforme sur toute la section du cœur du guide optique. Cette approximation est valable tant que la puissance réelle par unité de surface reste suffisamment importante dans tout le cœur du guide optique pour qu'elle génère bien les effets non-linéaires modélisés.

III-2. Guides optiques de type sandwich

La structure retenue pour guider le signal optique est celle d'un guide enterré.

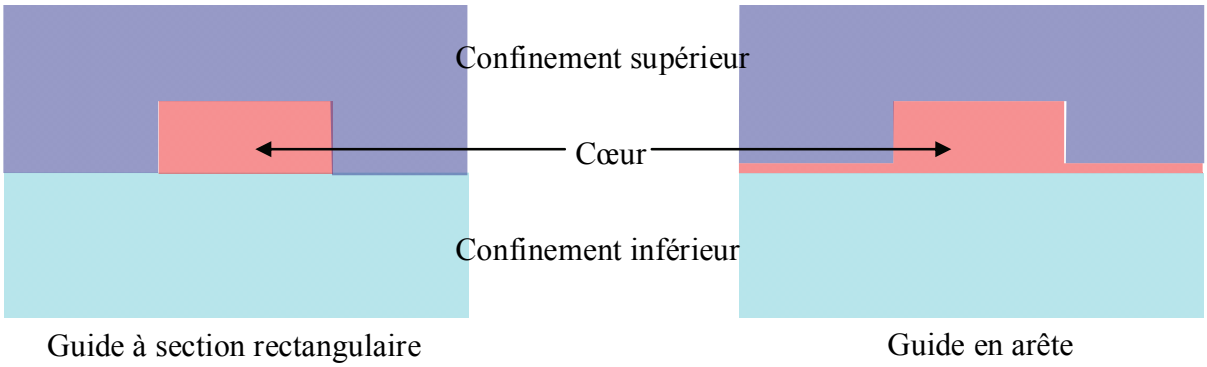


figure 11: *Guides optiques enterrés*

Pour que les électrodes supérieures du composant ne gênent pas le guidage optique, il faut un milieu de confinement supérieur sur lequel elles seront déposées. Cette couche de confinement supérieure permet aussi de protéger le cœur du guide de l'air. C'est un avantage qui permet d'éviter une éventuelle oxydation ou encore une hydratation à long terme du cœur du guide optique. En effet, la présence de tout produit ayant des liaisons oxygène-hydrogène engendre des pertes optiques par absorption plus importantes à la longueur d'onde de 1,55 µm. L'humidité ambiante est donc à long terme un facteur d'augmentation des pertes optiques si le milieu de confinement supérieur est l'air. En raison du choix de la ligne microruban comme guide hyperfréquence, le cœur du guide optique sera posé sur un milieu de confinement inférieur, lui-même déposé sur un plan de masse en or. Comme nous le verrons dans la partie consacrée au dimensionnement du composant, la hauteur entre le plan de masse et la ligne microruban doit être aussi faible que possible. Pour satisfaire cette

contrainte, le cœur du guide optique ne pourra pas être trop épais. La seule contrainte sur la largeur du guide optique est que celui-ci reste monomode à la longueur d'onde utilisée. Sinon, le second mode à être guidé étant antisymétrique, la polarisation non-linéaire qu'il génèrerait sur l'ensemble du cœur du guide serait nulle. Toute l'énergie qui est transportée par ce mode ne sert pas pour le mélange à trois ondes. La section du cœur du guide optique peut être rectangulaire ou en arête. Garder une couche d'isolation (dite couche tampon) entre les milieux de confinement de chaque côté du cœur du guide peut permettre de régler certains problèmes de compatibilité entre ceux-ci. Les guides optiques retenus sont présentés dans la figure 11.

Comme précisé plus haut, nous considérons que le champ électrique du mode hyperfréquence de la ligne microruban est vertical sur la section du cœur du guide optique. Pour que le champ hyperfréquence généré par la polarisation non-linéaire dans le cœur du guide optique soit guidé par la ligne microruban, il faut donc que la polarisation non-linéaire soit verticale, et de ce fait, le champ électrique du mode optique aussi. Il convient donc de réaliser un guide optique monomode quasiment transverse magnétique (mode TM fondamental). Les calculs et simulations sont réalisés pour ce mode. Les calculs sont présentés dans l'annexe I.

Pour choisir les bonnes dimensions du guide optique (respectant les contraintes fixées plus haut, à savoir surtout rester monomode), les calculs sont réalisés à l'aide du logiciel OptiBPM. Comme le nom du logiciel l'indique, la méthode de calcul utilisée est celle de la propagation de faisceaux lumineux. Il faut calculer le ou les modes guidés par la structure retenue, pour différentes structures en faisant varier les dimensions du guide (hauteur, largeur), la structure (en arête ou section rectangulaire), et les indices des matériaux (en fonction des différents matériaux disponibles au laboratoire). Toutes les données caractéristiques des guides simulés sont notées pour ajuster les choix sur le composant (guide hyperfréquence, épaisseur des milieux de confinement). Les guides retenus sont ceux monomodes. Les différentes valeurs d'indices des milieux de confinement sont celles des colles optiques de chez Norland NOA61 et NOA65. Ces deux colles sont disponibles au laboratoire et compatibles avec le PMMA-DR1 utilisé en solution avec du TriChloroEthane (TCE). Les épaisseurs du cœur sont de 0,8 micron, 1 micron et 1,2 micron. En effet, au vu des travaux précédemment réalisés au laboratoire, une épaisseur de l'ordre du micron de PMMA-DR1 permet d'avoir une bonne uniformité et un bon état de surface de la couche.

tableau 1 : *Caractéristiques principales des guides optiques sandwich NOA61/PMMA-DR1/NOA65*

Dimensions du guide optique (µm)	Indice effectif du mode fondamental	Facteur de confinement (%)	Intégrale de recouvrement
3 × 0,8	1,574	35,9	0,599
4 × 0,8	1,577	41,4	0,643
5 × 0,8	1,578	43,8	0,662
3 × 1	1,579	51,5	0,718
4 × 1	1,582	55,6	0,746
5 × 1	1,584	57,5	0,758
3 × 1,2	1,583	62,3	0,790
4 × 1,2	1,587	65,8	0,811
5 × 1,2	1,589	67,3	0,820

tableau 2 : *Caractéristiques principales des guides optiques sandwich NOA65/PMMA-DR1/NOA65*

Dimensions du guide optique (µm)	Indice effectif du mode fondamental	Facteur de confinement (%)	Intégrale de recouvrement
3 × 0,8	1,569	49,7	0,705
4 × 0,8	1,573	52,5	0,724
5 × 0,8	1,574	53,8	0,733
3 × 1	1,576	60,6	0,778
4 × 1	1,579	63,2	0,795
5 × 1	1,581	64,4	0,802
3 × 1,2	1,582	68,7	0,829
4 × 1,2	1,585	71,2	0,844
5 × 1,2	1,587	72,3	0,850

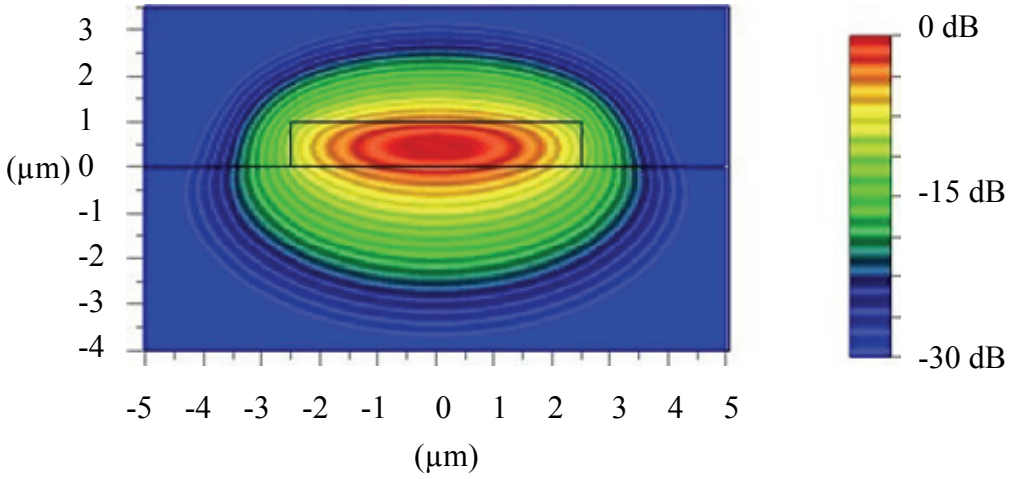


figure 12 : *Mode TM dans un guide en sandwich NOA61 PMMA-DR1 NOA65 de 5X1 microns*

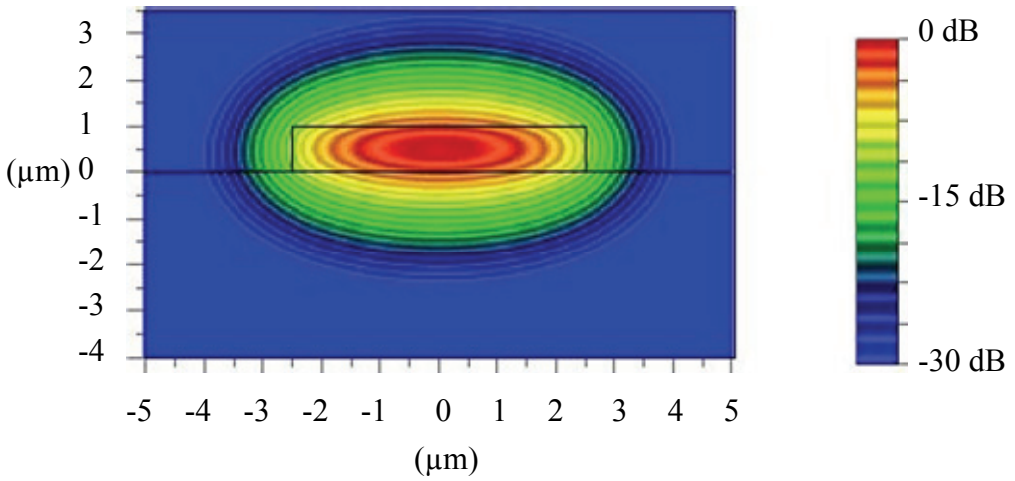


figure 13 : *Mode TM dans un guide en sandwich NOA65 PMMA-DR1 NOA65 de 5X1 microns*

Pour le sandwich de polymères utilisant la colle NOA61 en confinement inférieur, on remarque sur la figure 12 que le confinement dans la couche de NOA61 est moins bon que dans la couche de NOA65. En effet l'indice optique est plus élevé dans la colle NOA61, et donc le contraste d'indice avec le PMMA-DR1 plus faible.

Pour la suite des calculs, l'indice effectif du guide sera considéré comme égal à 1,58 et variant de 1,569 à 1,589. Pour les pertes optiques, les valeurs prises sont celles mesurées par la méthode dite de « cut back ». Cette méthode consiste à mesurer les pertes globales sur un composant puis à en couper un morceau et refaire les mesures de pertes. Elle permet de s'affranchir en partie des pertes d'insertions très dépendantes du clivage du composant. Les pertes par unité de longueur mesurées sont de l'ordre de 0,5 dB/cm. Pour les calculs nous prendrons des pertes de 1 dB/cm. Le problème de cette méthode est que les pertes globales

d'un composant dépendent fortement des interfaces d'entrée et de sortie du composant. Les résultats expérimentaux sont donc assez variables.

III-3. Guides RF microruban

Le guide micro-onde retenu pour élaborer le composant est la ligne microruban. Ce guide présente plusieurs avantages comparé à un guide microfente ou coplanaire L'un d'eux est de faire circuler la majeure partie de l'énergie entre la ligne et le plan de masse. Ainsi une plus grande partie du mode guidé par la ligne recouvre le cœur du guide optique. De plus la forme des lignes de champ du mode guidé n'est que très peu dépendante de l'épaisseur de la ligne. Comme l'or qui constitue la ligne microruban est déposé par-dessus les couches de polymères avec plus ou moins de précision sur l'épaisseur, il est important d'avoir un guide dont les caractéristiques ne varient pas trop en fonction de cette épaisseur. Certes cette épaisseur influence la résistance linéique de la ligne tant que l'épaisseur est inférieure à deux fois l'épaisseur de peau dans l'or à la fréquence d'utilisation. Mais les autres caractéristiques (impédance caractéristique, indice effectif du mode guidé, lignes de champ) ne varient que très peu. De même la tolérance sur les variations de la largeur de la ligne est assez bonne. Les variations induites notamment sur l'indice effectif n'entraînent pas de chute drastique du rendement car la longueur totale de la zone active du composant est courte devant la périodicité des oscillations introduites par le désaccord de phase. Les calculs hyperfréquences sont menés avec le logiciel CST Microwave de la suite CST Studio. La méthode de calcul est celle des éléments finis dans le domaine temporel (FDTD). Les calculs de pertes de la ligne en fonction de la fréquence ont aussi été réalisés à l'aide du logiciel de simulation Advanced Design System (ADS) de Agilent Technologies.

Notre but est de fabriquer une ligne microruban ayant d'une part le même indice effectif que les guides optiques calculés précédemment (pour l'accord de phase entre les ondes), et d'autre part, une impédance caractéristique de 50 ohms. L'épaisseur de la ligne microruban est égale à deux fois l'épaisseur de peau à la fréquence maximum de travail (44 GHz, fréquence maximum de mesure de notre analyseur de spectre). Dans ces conditions, la conduction dans la ligne peut être considérée comme massive (comprendre sur toute la section de la ligne) quelle que soit la fréquence. La résistance linéique de la ligne reste donc à peu près constante, et ne sera pas une source de limitation de la bande passante du composant. Dans le cas contraire, quand la fréquence du signal devient trop élevée, le courant électrique

ne circule plus au centre de la ligne et la résistance linéique de la ligne augmente avec la fréquence. La formule de l'épaisseur de peau dans un conducteur est donnée dans l'expression suivante (3.5).

$$\delta = \frac{1}{\sqrt{\pi \cdot f \cdot \mu_0 \cdot \sigma}} \tag{3.5}$$

σ étant la conductivité du conducteur. Nous utilisons de l'or industriel 24 carats, de conductivité 4,2 10^7 Sm^{-1}, ce qui donne une épaisseur de peau d'environ 0,37 microns à 44 GHz. L'épaisseur de la ligne est choisie à 0,8-0,9 micron, car la conductivité de l'or une fois déposé peut décroître un peu. Cette épaisseur est notée *t* dans les calculs. Une autre valeur fixée par les contraintes de fabrication des guides optique, est l'épaisseur de diélectrique entre le plan de masse et la ligne microruban. Pour que le guide optique ne soit pas gêné par le plan de masse ni par la ligne microruban, il faut que l'épaisseur totale du sandwich soit d'environ 7 microns au minimum. Ce paramètre est noté *h* dans les calculs suivants. Comme on le verra dans la partie consacrée aux mesures des constantes diélectriques des polymères de confinement, les constantes diélectriques effectives des colles NOA 61 et 65 utilisées sont très proches. Elles sont considérées comme égales à 3,1 dans les calculs, et comprises entre 3 et 3,5 pour les fréquences considérées (de 1 à 44 GHz).

Le modèle de calcul des lignes microruban prend comme hypothèse que la ligne est infiniment mince. Pour tenir compte de son épaisseur, il faut rajouter un terme correctif à la largeur réelle. On parle alors de largeur équivalente, qui est légèrement plus large que la largeur réelle. Ce terme correctif s'écrit d'après [55] :

$$\Delta w = \frac{t}{\pi} \ln\left(\frac{4 \cdot e}{\sqrt{(t/h)^2 + \left(\frac{1/\pi}{w/h + 1.1} \right)^2}} \right) \cdot \left(\frac{1 + 1/\varepsilon_r}{2} \right) \tag{3.6}$$

La principale contrainte à réaliser est l'accord de phase entre les guides optique et hyperfréquence. Pour cela il faut que l'indice effectif de la ligne microruban soit égal à celui du guide optique. Pour une ligne microruban, l'indice effectif est le suivant [55] :

$$\varepsilon_{eff} = \frac{\varepsilon_r + 1}{2} + \frac{\varepsilon_r - 1}{2} \cdot \left(1 + \frac{12 \cdot h}{w + \Delta w} \right)^{-0.5} \quad \text{pour } \varepsilon_r \leq 16 \text{ et } 1 \leq \frac{w + \Delta w}{h} \leq 20 \tag{3.7}$$

Or la constante diélectrique effective du guide optique est d'environ 2,4964. De l'équation (3.7) on déduit :

$$w + \Delta w = \frac{3 \cdot h \cdot \left(2 \cdot \varepsilon_{eff} - \varepsilon_r - 1\right)^2}{\left(\varepsilon_{eff} - 1\right) \cdot \left(\varepsilon_r - \varepsilon_{eff}\right)} \tag{3.8}$$

A ce stade, un des problèmes est de gérer au mieux les incertitudes sur les valeurs réelles de la permittivité diélectrique des polymères de confinement (a priori inférieure à 3,2 à partir de quelques gigahertz, voir plus proche de 3,1 vers 30 GHz), et la valeur de l'indice effectif du mode propagé par le guide optique (variant entre 1,569 et 1,589).

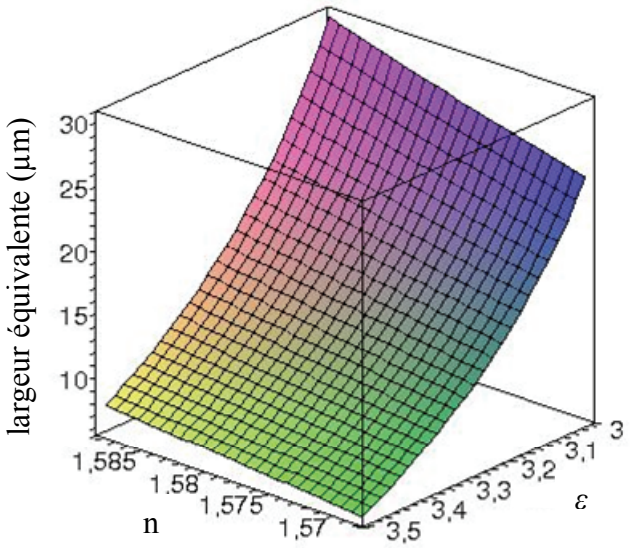


figure 14 : *Largeur équivalente de la piste microruban en fonction de l'indice effectif de la ligne (n) et de la permittivité diélectrique (ε)*

D'une manière plus pratique, il faut aussi tenir compte des procédés de fabrication, à savoir l'attaque chimique qui sert à graver les électrodes. Même si l'épaisseur de l'électrode est faible, il y a un peu de sous-attaque, c'est-à-dire que la largeur de l'électrode d'or est un peu plus faible que celle de l'emprunte de photorésine réalisée par photolithographie. On peut aussi se servir de ce phénomène pour ajuster la largeur de l'électrode sur quelques microns (jusqu'à environ 5 microns). Finalement la largeur de la ligne microruban est choisie à environ une vingtaine de microns. Son dessin sur le masque pour la photolithographie fait 21 microns de large. On vérifie alors que la variation entre la largeur équivalente et la largeur réelle de la ligne due à l'épaisseur de celle-ci est légèrement inférieure au micron. Cette variation est de l'ordre des incertitudes de calcul et de fabrication.

Reste à calculer l'impédance caractéristique d'une telle ligne. Si on considère la partie de transition entre la ligne microruban et le câble coaxial d'impédance 50 ohms qui sert à brancher le composant, il faudra un dispositif pour adapter la transition et éviter au maximum les ondes stationnaires qui pourraient nous gêner lors des mesures. Mais dans l'éventualité de mesures sous pointes ou d'intégration différente du composant, l'impédance caractéristique doit tout de même être de 50 ohms ou s'en approcher au plus près. L'impédance caractéristique d'une ligne microruban en fonction de ces caractéristiques est [55] :

$$Z0 = \frac{120 \cdot \pi}{2\sqrt{2}\pi\sqrt{\varepsilon_r + 1}} \cdot \ln\left(1 + \frac{4 \cdot h}{w + \Delta w} \cdot \left(\frac{14 + 8/\varepsilon_r}{11} \cdot \frac{4 \cdot h}{w + \Delta w} + \sqrt{\left(\frac{14 + 8/\varepsilon_r}{11}\right)^2 \cdot \left(\frac{4 \cdot h}{w + \Delta w}\right)^2 + \frac{1 + 1/\varepsilon_r}{2} \cdot \sqrt{\pi}}\right)\right) \quad (3.9)$$

Les courbes suivantes donnent l'impédance caractéristique en fonction du paramètre *h/(w+Δw)* et de la permittivité diélectrique des polymères de confinement.

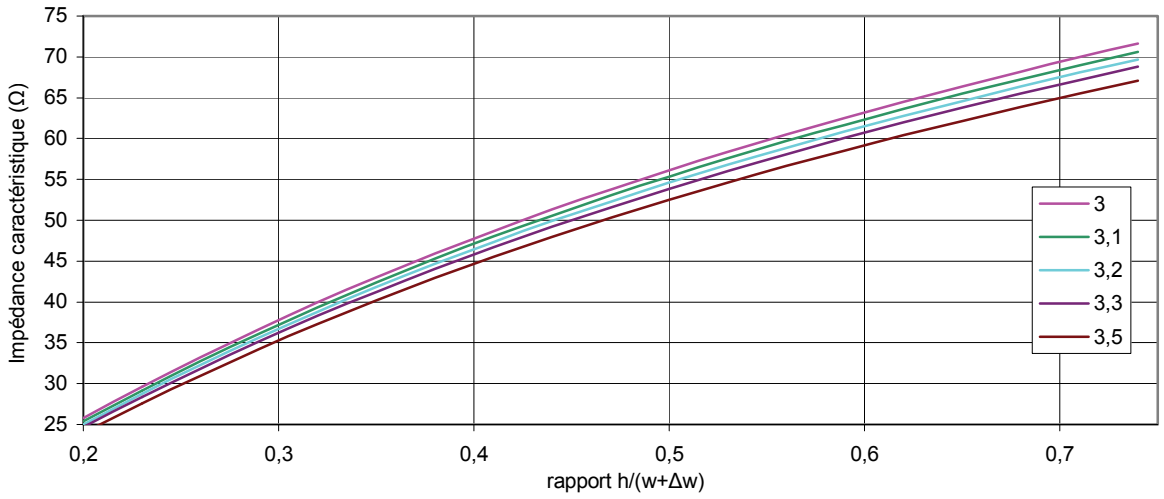
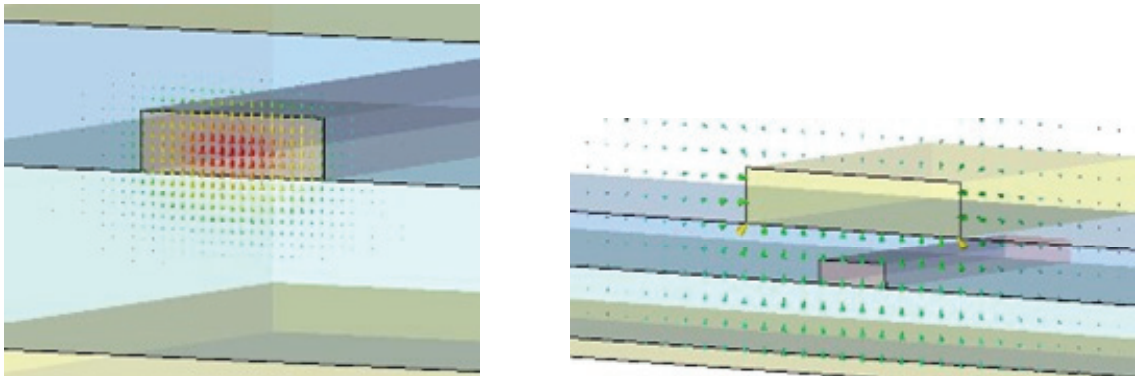


figure 15 : *Courbe de l'impédance en fonction du rapport h/(w+Δw) pour différentes permittivités diélectriques relatives*

De plus des simulations ont été réalisées à l'aide des logiciels Advanced Design System de Agilent pour obtenir la perte par unité de longueur de la ligne microruban et CST Microwave pour les cartes de champ et l'ajustement des caractéristiques de la ligne.

La carte de champ de la ligne microruban permet de bien vérifier que la polarisation non-linéaire dans le cœur du guide optique, générée par le mode optique TM guidé excite bien le mode hyperfréquence de la ligne microruban. En effet sur la section du cœur du guide

optique, le champ électrique hyperfréquence est bien vertical comme nous l'avions supposé pour le dimensionnement du guide optique.



Carte de champ optique Carte de champ hyperfréquence

figure 16 : *Cartes de champ électrique simulées à l'aide du logiciel CST Microwave*

Les pertes le long de la ligne microruban sont de trois types : les pertes ohmiques, les pertes diélectriques (liées à l'absorption des polymères), et les pertes par rayonnement (liées à l'apparition de modes d'ordre supérieurs).

La fréquence d'apparition de modes d'ordre supérieur sur une ligne microruban est donnée par la formule suivante :

$$f = 2{,}14 \cdot 10^{12} \frac{\sqrt[4]{\varepsilon_r}}{h} \qquad (3.10)$$

Pour notre composant, cette fréquence est de l'ordre de 360 GHz, nous pouvons donc négliger ces pertes.

Les pertes diélectriques sont évaluées par le paramètre *tan(δ)* qui caractérise les polymères. D'après les mesures présentées dans la partie III-6.2, ce paramètre est inférieur à 10^{-2}, entraînant des pertes assez négligeables (inférieures à 0,002 dB.cm^{-1} à 1 GHz, et 0,05 dB.cm^{-1} à 40 GHz), comparées aux pertes ohmiques.

Les pertes ohmiques sont simulées à l'aide du logiciel Advanced Design System de la société Agilent. De ces simulations est tirée une fonction permettant de tenir compte de l'atténuation en fonction de la fréquence dans les calculs de mélange à trois ondes dans le composant.

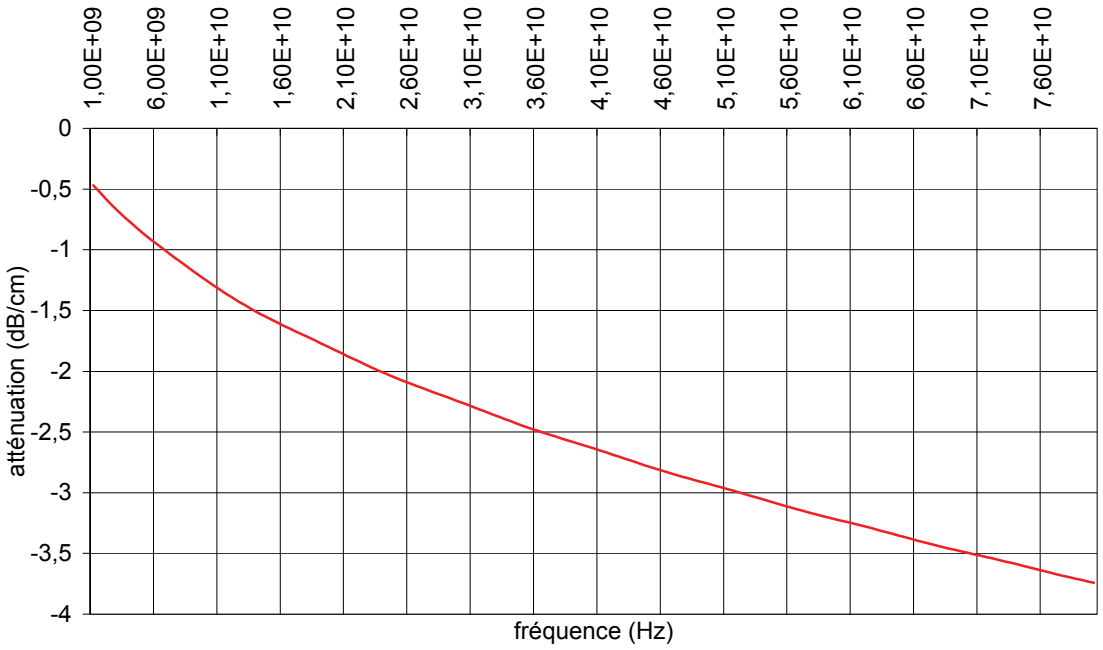


figure 17 : *Simulation de l'atténuation de la ligne microruban en fonction de la fréquence du signal*

Pour connecter le composant aux câbles coaxiaux, des connecteurs SMA sont utilisés. La liaison entre ces connecteurs et la ligne microruban est faite par un fil d'or d'une cinquantaine de microns de diamètre collé sur la ligne. Pour réaliser ce collage, un carré d'un quart de millimètre de côté est nécessaire. Relier la ligne microruban directement à ce carré n'est pas judicieux, car il y a alors de nombreux phénomènes de réflexions donnant lieu à des ondes stationnaires dans le composant pouvant gêner fortement les mesures. La première idée envisageable est de dimensionner la zone de collage pour qu'elle réalise une antenne patch. Mais, d'une part la taille devient assez importante, d'autre part cette antenne ne sera adaptée que pour certaines fréquences et ne pourra pas couvrir tout le spectre de mesure envisagé. Enfin le long de l'antenne patch se crée une onde stationnaire dont l'amplitude est maximum aux extrémités et nulle en son centre, endroit le plus probable de collage du fil d'or. La solution retenue est de réaliser une transition d'indice entre la ligne microruban et la zone de collage en faisant varier la largeur du tronçon de ligne microruban concerné. Le choix de la variation de l'indice effectif de la ligne est très important. Pour minimiser les réflexions il faut que la constante diélectrique effective de la ligne varie de manière linéaire. La largeur de la ligne varie selon la fonction exprimée dans l'équation (3.8). On remarquera que la forme de la ligne convexe est assez proche de celle des antennes cornet large bande pour les guides d'ondes creux. Ainsi les seules discontinuités qui seront présentes dans la partie hyperfréquence du composant seront les fils d'or collés entre la ligne hyperfréquence et les connecteurs.

De manière plus générale, le dimensionnement des guides optique et hyperfréquence doit tenir compte de la variabilité des procédés de fabrication mais aussi de la permittivité diélectrique des polymères utilisés. C'est pourquoi il n'est pas toujours judicieux de se placer aux valeurs précises donnant l'accord de phase exact ou une impédance strictement égale à 50 ohms, mais plutôt de voir à quelles valeurs les variations des polymères ou de la fabrication ont le moins de conséquences. De plus, les procédés de fabrication permettent parfois d'ajuster un peu mieux les caractéristiques du composant, comme par exemple lors de la gravure humide de la ligne microruban, le problème de la sous-attaque sous la photorésine pouvant être utilisé pour réduire la largeur de la ligne à la taille voulue.

III-4. Propriétés diélectriques des matériaux

Pour réaliser le guide optique il faut que les matériaux de confinement aient un indice dans le domaine optique plus faible que celui du matériau du cœur du guide. Comme on peut le constater dans le tableau 1 et le tableau 2, augmenter le contraste d'indice permet d'augmenter le confinement du mode optique dans le cœur du guide optique. Pour améliorer le rendement du composant, il faut aussi chercher à maximiser le report de champ dans le domaine des hyperfréquences. Pour cela, il faut au contraire que la permittivité diélectrique du cœur du guide optique soit plus faible que celles des milieux de confinement inférieurs et supérieurs. Là aussi, plus le contraste d'indice est fort, meilleur est le report de champ. Mais ce contraste est dans le sens opposé à celui des indices optiques. L'intersection des courbes des permittivités diélectriques des différents matériaux doit avoir lieu entre le domaine optique et le domaine hyperfréquence. Ainsi, pour le polymère non-linéaire, la fréquence de transition entre ces deux domaines doit être plus basse que celles des matériaux de confinement.

Etudions plus en détail la permittivité diélectrique relative d'un matériau diélectrique. Cette permittivité peut être exprimée par le modèle suivant jusqu'aux pulsations optiques (jusque dans le domaine du lointain infrarouge) [56-57] :

$$\varepsilon = \varepsilon' + j \cdot \varepsilon''$$

$$\begin{cases} \varepsilon' = \dfrac{\varepsilon_0 - \varepsilon_1}{1 + \omega^2 \cdot \tau_{0-1}^2} + \dfrac{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}{1 + \omega^2 \cdot \tau_{1-2}^2} + \ldots + \dfrac{\varepsilon_n - \varepsilon_\infty}{1 + \omega^2 \cdot \tau_{n-\infty}^2} + \varepsilon_\infty \\ \varepsilon'' = \dfrac{(\varepsilon_0 - \varepsilon_1) \cdot \omega \cdot \tau_{0-1}}{1 + \omega^2 \cdot \tau_{0-1}^2} + \dfrac{(\varepsilon_1 - \varepsilon_2) \cdot \omega \cdot \tau_{1-2}}{1 + \omega^2 \cdot \tau_{1-2}^2} + \ldots + \dfrac{(\varepsilon_n - \varepsilon_\infty) \cdot \omega \cdot \tau_{n-\infty}}{1 + \omega^2 \cdot \tau_{n-\infty}^2} \end{cases} \quad (3.11)$$

$$\text{avec} \begin{cases} \tau_{0-1} > \tau_{1-2} > \ldots > \tau_{n-\infty} \\ \varepsilon_0 > \varepsilon_1 > \varepsilon_2 > \ldots > \varepsilon_n > \varepsilon_\infty \end{cases}$$

ε' est la permittivité diélectrique relative réelle et ε'' l'indice de pertes. τ_{0-1}, τ_{1-2}, $\tau_{n-\infty}$ sont les temps de relaxation des transitions entre les différentes polarisations (interfaciale, de polarisation -ou de Debye-, atomique, électronique etc…).

Dans le domaine optique, le comportement des diélectriques est décrit plus communément par leur indice exprimé en fonction de la longueur d'onde λ. Un à deux pics d'absorption liés à la polarisation atomique et électrique du matériau sont observés. Ces pics se caractérisent par une élévation de l'indice dans le domaine infrarouge et/ou visible. Le modèle de dispersion de l'indice optique suivant permet de modéliser ce comportement [56-58] :

$$n = a + \frac{b}{\lambda^2} + \frac{c}{\lambda^4} + \ldots \text{ avec } a \text{ et } b \text{ positifs} \quad (3.12)$$

La constante a élevée au carré correspond à la permittivité diélectrique relative à l'infini (ε_∞) du modèle de permittivité diélectrique relative vu plus haut. Il est donc possible de rejoindre les deux modèles. Nous obtenons, pour les différents matériaux utilisés, la courbe suivante de la permittivité diélectrique relative en fonction de la fréquence.

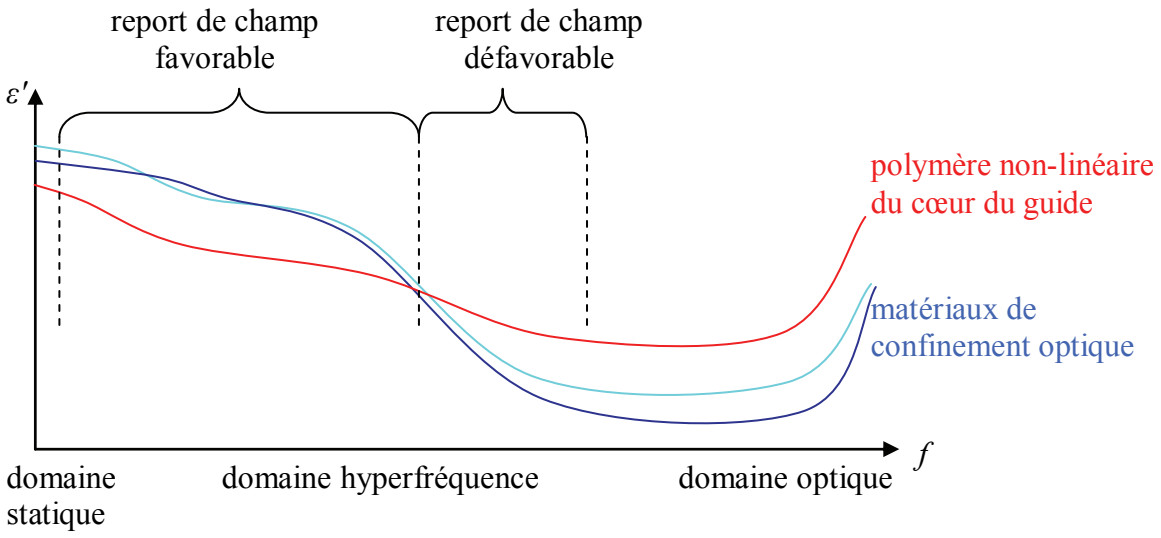


figure 18 : *Variation de la permittivité diélectrique relative en fonction de la fréquence*

Pour améliorer le rendement du composant aux hyperfréquences, ils faut trouver les matériaux de confinement optique dont la permittivité diélectrique soit supérieur à celle du cœur du guide optique pour les fréquences de travail envisagées.

III-5. Choix des matériaux

Le but du travail actuel n'étant pas de développer de nouveaux matériaux mais de travailler sur la structure du composant, les matériaux précédemment utilisés au laboratoire ont été retenus, ce qui a permis de bénéficier de l'expérience déjà acquise [50-51-52-53]. Pour choisir quels matériaux utiliser dans la fabrication des composants, il a fallu passer en revue un grand nombre de matériaux disponibles et trouver le meilleur compromis pour la fabrication et la fonction à réaliser. Deux contraintes principales peuvent être distinguées dans le choix des matériaux : la première est la compatibilité des matériaux entre eux et de leurs solvants éventuels, la seconde est le choix, dans les matériaux restants, de ceux qui permettent d'optimiser le composant (sélection en fonction des permittivités diélectriques, résistivités, température de transition vitreuse, etc.).

Un premier point dans le choix des matériaux est celui du polymère non-linéaire. C'est autour de lui que s'organise le composant. Pour notre composant, le choix est celui du PolyMéthylMetAcrylate (PMMA, plus couramment connu sous le nom de Plexiglas), greffé avec le chromophore Disperse Red 1 (DR1) à une concentration massique de 50% entre les copolymères MMA et MMADR1. Il est communément noté PMMA-DR1 50-50

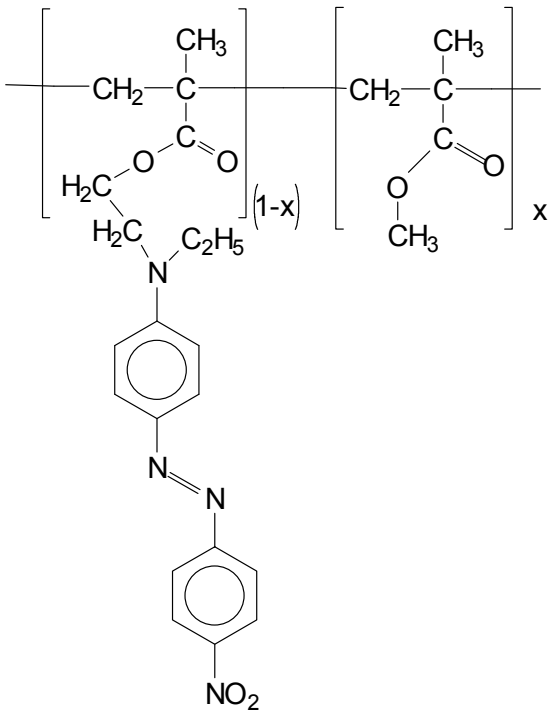


figure 19 : *Formule du copolymère PMMA-DR1 x-(1-x)*

Les chaînes polymères de la matrice PMMA sont à bas poids moléculaire (poids moléculaire PMMA LMW : 93300 g.mol^{-1}; longueur de chaîne polymère PMMA : 729 ; concentration molaire de MMADR1 : 23,36%). Nous l'utilisons en solution dans du TriChloroEthane (TCE) avec des concentrations massiques de l'ordre de 10%. De telles solutions déposées par centrifugation avec une vitesse de rotation de l'ordre de 1000 tours par minutes donnent des couches d'épaisseur d'environ un micron. La température de transition vitreuse de ce polymère a été mesurée au laboratoire de Photophysique et Photochimie Supramoléculaire et Macromoléculaire (PPSM) de l'ENS de Cachan. Elle est estimée à 132°C, avec une plage de transition entre 128°C et 136°C. Les mesures de la résistivité à cette température sont détaillées dans la partie suivante. La seule caractéristique du PMMA-DR1 non mesurée est la permittivité diélectrique en hyperfréquence. En effet, la méthode retenue pour effectuer ces mesures sur les colles optiques NOA est consommatrice de produit (environ 2,5 cm^3). Aux vues du prix du polymère (environ 6 k€ pour 20 g), et surtout de sa rareté, nous n'avons pas fait ces mesures. Le problème est que dans la littérature, les valeurs que l'on peut trouver de la permittivité diélectrique du PMMA-DR1 sont rares et assez variables (allant de 2,3 [54-61] à 3 à 8 GHz [60], voir jusqu'à 5,7 [59]) et généralement données sans les caractéristiques du polymère, à savoir la longueur moyenne de la chaîne, le dopage ou greffage, la concentration massique des copolymères. La valeur de 2,3 donnée par M. Lee dans [54] semble assez peu probable. En effet, le mode optique guidé par le

composant considéré a un indice effectif de 1,54. L'indice optique (en infrarouge) du PMMA-DR1 utilisé est donc supérieur à cette valeur. Or l'indice optique en infrarouge est très proche de la racine carrée de la permittivité diélectrique à l'infini utilisée dans le modèle des diélectriques en hyperfréquence. Pour être plus précis, la constante du modèle de dispersion de l'indice optique d'un diélectrique est la racine carrée de permittivité diélectrique à l'infini du modèle hyperfréquence. Il est donc très peu probable que la racine carrée de la permittivité diélectrique effective en hyperfréquence soit plus faible que l'indice effectif du mode optique guidé. Pour nos calculs, nous prendrons une valeur de 3 tout en envisageant que cette valeur soit éventuellement plus élevée [63-64]. Une valeur plus faible permettrait d'améliorer le report de champ en hyperfréquences.

Les matériaux utilisés pour le confinement optique sont les colles optiques NOA 61 et NOA 65 de la société Norland. Il s'agit de résines qui se réticulent aux UV. Comme ce sont des résines, leur solidité est bonne après réticulation, même à la température de transition vitreuse du PMMA-DR1 (132°C). Comme nous le verrons dans la partie suivante, les caractéristiques hyperfréquences des deux colles sont assez similaires. Par contre, les caractéristiques statiques (la résistivité) à 132°C et optiques sont assez différentes. Il est plus avantageux de n'utiliser que de la colle NOA 65 comme milieu de confinement inférieur et supérieur. Cette configuration a été testée mais il est apparu nécessaire de laisser une fine couche de PMMA-DR1 en tampon entre les couches de NOA 65. En effet, si l'empilement successif de deux couches de NOA 65 ne pose pas de problème, dans le processus de fabrication, il s'est avéré qu'il n'était pas possible de déposer la couche de confinement supérieur après avoir dessiné les guides optiques et attaqué entièrement la couche de PMMA-DR1 par RIE. Dans cette situation, la couche de NOA 65 déposée par centrifugation se rétracte et forme des gouttelettes avant de pouvoir faire la réticulation.

III-6. Mesures statique, RF et optique des matériaux

Les caractéristiques des polymères mesurées dans les domaines statique, hyperfréquence, et optique sont respectivement leur résistivité, leur permittivité diélectrique en hyperfréquence, et leur indice optique autour de 1,55 µm. Les résistivités des différents polymères utilisés ont été mesurées par Sébastien MICHEL dans le cadre de ses travaux de thèse au LPQM. Elles sont mesurées à la température de transition vitreuse du PMMA-DR1 50-50, pour permettre de calculer le report de champ au moment de l'orientation de celui-ci dans le composant. On remarquera que, excepté lors de l'orientation du composant, le domaine statique n'est quasiment jamais atteint au cours des expérimentations en modulation, notamment à cause de la constante de temps très élevée de la couche de PMMA-DR1 50-50.

III-6.1. Mesures de résistivité

Pour mesurer la résistivité des polymères, des échantillons sont préparés. Sur un plan de masse en or est déposée une couche de polymère de quelques microns. Sur cette couche de polymère est déposée une électrode d'or de forme carrée. La mesure consiste à enregistrer le courant en fonction du temps quand une certaine tension est appliquée à l'échantillon et que la température est bien contrôlée et stabilisée. Un tel échantillon a aussi un comportement capacitif, ceci d'autant plus que le polymère est peu conducteur. Il faut donc attendre que le courant se stabilise pour ne mesurer que la partie du courant liée à la résistivité du polymère. Une régression sur la courbe du courant permet d'obtenir cette valeur finale. Connaissant la taille de l'électrode (sa surface) et l'épaisseur de polymère, on en déduit sa résistivité à la température de la mesure. La résistivité des différents polymères dépend de la température de la mesure mais aussi du champ électrique dans le polymère. Les mesures sont donc réitérées pour des valeurs de champ électrique allant de 10 à plus de 100 volts par micron (voir la figure 20). La conduction électrique dans les polymères considérés peut être vue comme ohmique pour les champs électriques faibles (jusqu'à une vingtaine de volts par microns). Pour les champs électriques plus élevés, le polymère est considéré comme un semi-conducteur réalisant une jonction Schottky avec les électrodes [65].

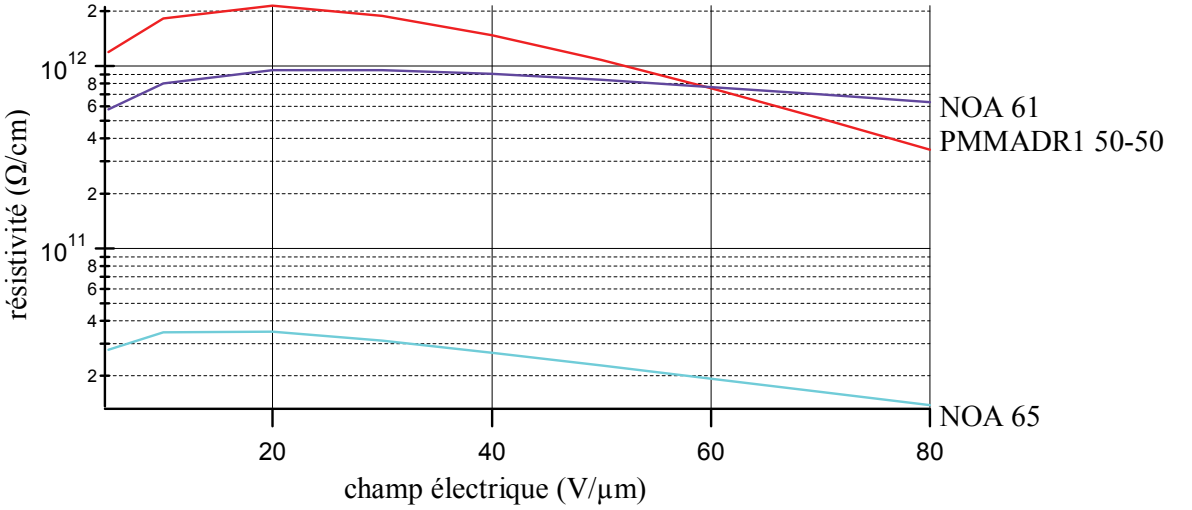


figure 20 : *Résistivité à 132°C des polymères utilisés*

De manière générale, surtout pour le polymère non-linéaire du cœur, les mesures sont faites jusqu'au claquage de l'échantillon. Cela permet de connaitre, pour chaque couche de polymère, le champ maximum applicable au cours de l'étape d'orientation. Le tracé des courbes de la résistivité de chaque polymère, en fonction du champ électrique, permet de faire une première sélection dans les polymères de confinement par rapport à un polymère non-linéaire donné. De plus, en traçant des courbes de densité de courant constante, on peut déduire du point d'intersection de ces courbes avec les courbes de résistivité des polymères les champs électriques dans chaque polymère pour une densité de courant donnée. En multipliant chaque champ électrique par l'épaisseur de la couche de polymère concernée, et en sommant les tensions ainsi obtenues, on obtient la tension d'orientation à appliquer pour une distribution de champ électrique donnée. On remarque que si un champ supérieur à 60 volts par micron est appliqué sur la couche de PMMA-DR1, le report de champ a lieu essentiellement dans l'éventuelle couche de NOA 61. De manière plus générale, les composants n'utilisant que la colle NOA 65 comme matériau de confinement ont des tensions d'orientation de l'ordre de la centaine de volts pour un champ d'orientation d'une cinquantaine de volts par microns dans le PMMA-DR1. Ceux utilisant aussi de la colle NOA 61 voient leur tension d'orientation augmenter jusque vers 300 à 400 volts pour le même champ d'orientation dans le PMMA-DR1.

III-6.2. Mesures de la permittivité diélectrique des polymères

Il a fallu réaliser ces mesures car aucune donnée n'est disponible pour les colles NOA 61 et NOA 65 aux fréquences envisagées dans ce travail. Pour faire ces mesures, trois guides d'ondes coaxiaux identiques ont été réalisés. Ils consistent en un fil de cuivre placé au milieu d'une rainure de section carrée, faite dans du cuivre, refermée par un couvercle en cuivre. Le conducteur central est maintenant en position par les deux connecteurs SMA auxquels il est soudé. Un des trois guides sert de référence et reste donc vide pour les mesures, les deux autres sont remplis respectivement de colle NOA 61 et NOA 65.

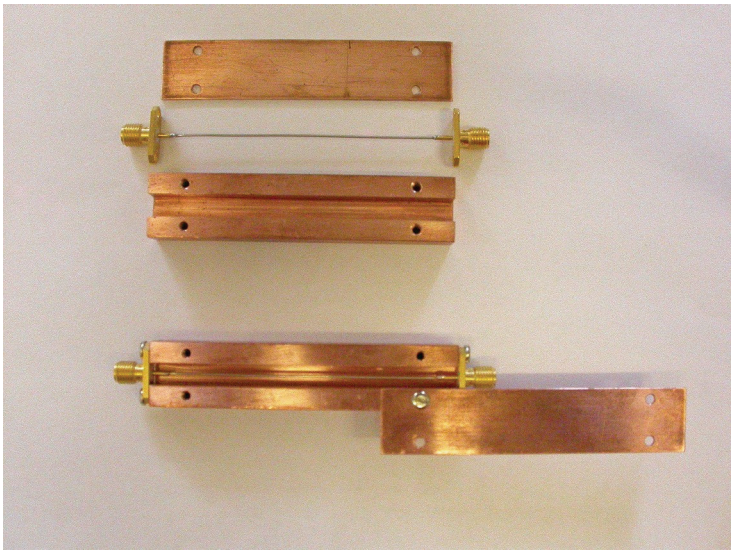


figure 21 : *Guide coaxial réalisé pour la mesure des permittivités diélectriques relatives*

L'impédance caractéristique de ces guides n'est pas adaptée à 50 ohms. C'est la mesure du coefficient de réflexion en entrée de chaque guide qui permet de faire une régression sur les mesures, à l'aide du logiciel de simulations CST Microwave. La mesure du guide resté vide permet d'ajuster les paramètres de dimension du guide ainsi que ceux du téflon présent dans les connecteurs SMA. Ensuite, pour chaque colle NOA, les seuls paramètres vairables utilisés pour la régression sont les permittivités diélectriques avec une valeur à 0,5 GHZ, une valeur à l'infini, ainsi que la fréquence de transition. Cela nous a permis de remarquer que les deux colles utilisées ont des caractéristiques hyperfréquences assez proches et que leur permittivité diélectrique relative est assez élevée dans les fréquences envisagées pour obtenir un bon report de champ sur le cœur du guide optique. Les permittivités diélectriques relatives sont à peu prêt de 3,2. Malheureusement, à cause de la quantité de matériau utilisée pour faire ces

mesures, à cause du prix et de la rareté du PMMA-DR1 50-50, il n'a pas été possible de faire les mesures pour ce polymère.

Le modèle utilisé pour la permittivité diélectrique relative réelle (ε') et l'indice de pertes (ε'') est exprimé dans l'équation suivante [56] : (3.13)

$$\begin{aligned} \varepsilon &= \varepsilon' + j \cdot \varepsilon'' \\ \varepsilon' &= \frac{\varepsilon_{statique} - \varepsilon_{\infty}}{1 + \omega^2 \cdot \tau^2} + \varepsilon_{\infty} \\ \varepsilon'' &= \left(\varepsilon_{statique} - \varepsilon_{\infty}\right) \cdot \frac{\omega \cdot \tau}{1 + \omega^2 \cdot \tau^2} \end{aligned} \qquad (3.13)$$

Il est le même que celui présenté dans la partie III-4 mais avec une seule transition. C'est en effet suffisant pour décrire les matériaux entre 0,5 et 35 GHz. Dans ce modèle, la permittivité diélectrique relative à l'infini est plus faible que celle en régime statique. Les permittivités diélectriques statiques et infini déduites du modèle ne correspondent pas aux valeurs réelles (respectivement plus élevées et plus faibles), il y a d'autres transitions mais à des fréquences non considérées ici. Les mesures utilisées sont les coefficients de réflexion S11 et S22 car leurs minima sont localisables de manière beaucoup plus précise que les extrema des coefficients de transmission S21 et S12.

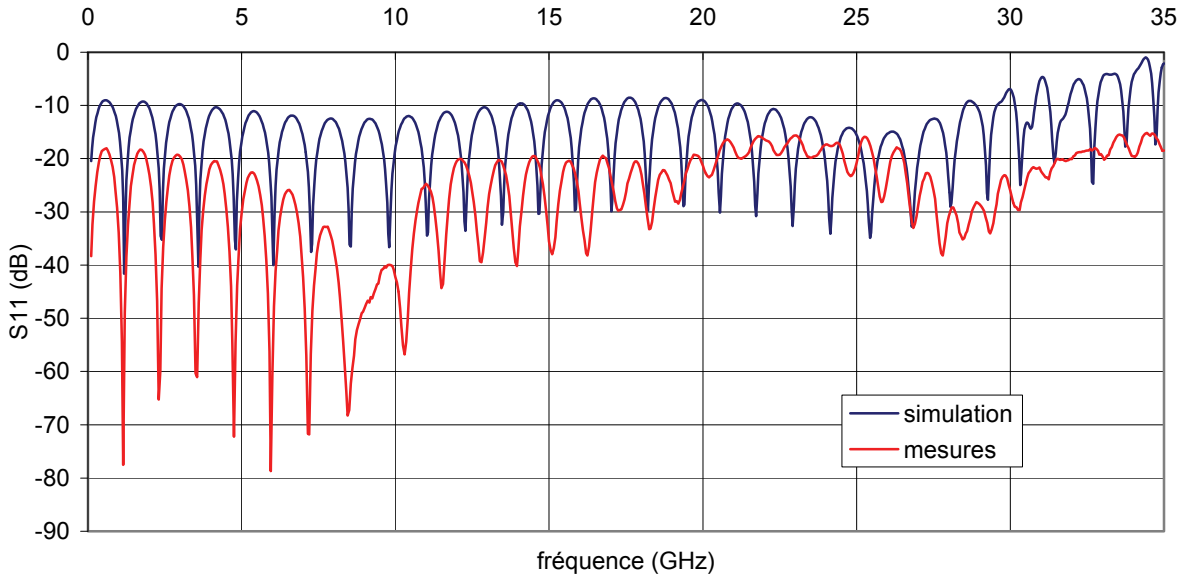


figure 22 : *Mesures et simulation du paramètre S11 du guide coaxial rempli de colle NOA61*

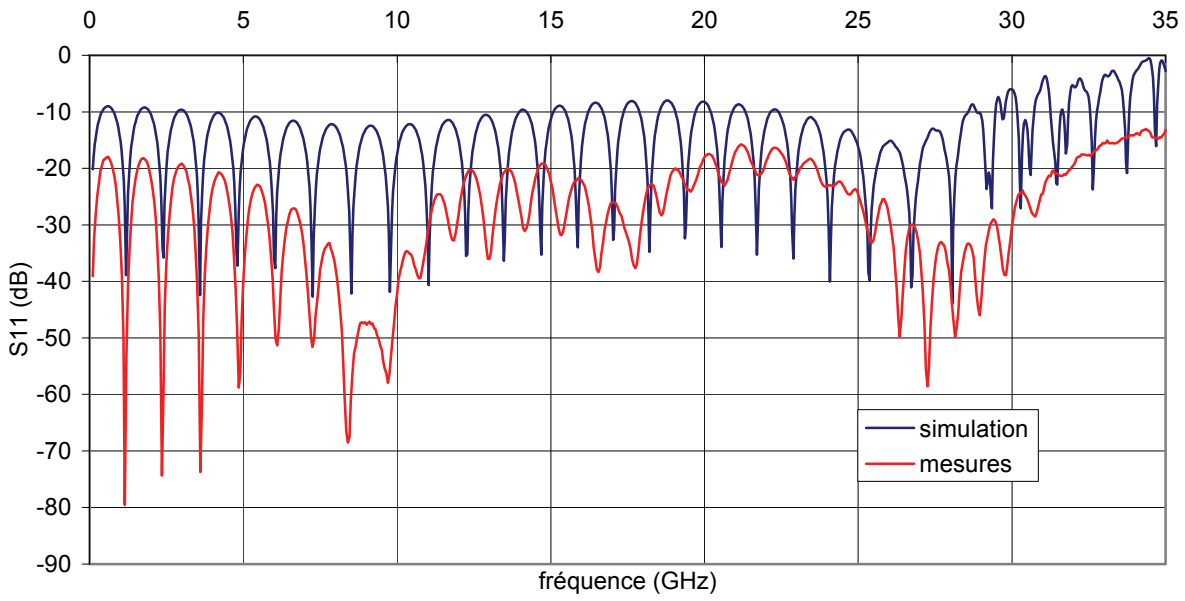


figure 23 : *Mesures et simulation du paramètre S11 du guide coaxial rempli de colle NOA65*

La régression est bonne jusqu'à la fréquence de 18 GHz pour la colle NOA 61, et jusque vers 10 GHz pour la colle NOA 65. En dessous de ces fréquences, les minimums des coefficients de réflexion (paramètre S11 et S22) calculés sont en accord avec les mesures. Au-delà de ces fréquences, il n'est plus possible de faire correspondre ces minimums. Pour pouvoir maintenir l'accord, il faudrait que la permittivité diélectrique des colles augmente, ce qui n'est pas possible avec le modèle utilisé. Mais ce phénomène est probablement dû aux défauts de fabrication des guides coaxiaux, ainsi qu'à ceux des connecteurs SMA qui sont certifiés jusqu'à 18 GHz. En effet, des bulles se sont formées pendant la réticulation des colles aux abords des connecteurs SMA. Pour des fréquences assez faibles, ces bulles ne vont pas créer de réflexion des ondes. Quand la fréquence augmente, les réflexions sur ces bulles induisent un raccourcissement de la longueur de la cavité. Dans ce cas ce n'est pas la permittivité diélectrique des matériaux qui augmente mais la longueur effective du guide à considérer qui diminue. En incluant dans le modèle de simulation des bulles dans le diélectrique du guide coaxial, nous avons pu vérifier ce phénomène. Par contre, les résultats ne sont pas apparus comme plus proches des mesures réelles, sans doute à cause de la difficulté à modéliser fidèlement ces bulles. Comme ces bulles sont apparues pendant la réticulation, nous ne pouvons savoir de quoi elles sont remplies (gaz, liquide, solide), ni leur pression interne éventuelle.

III-6.3. Mesure de la non linéarité du troisième ordre du PMMA-DR1

Pour des raisons de disponibilité du PMMA-DR1 greffé à 50%, les mesures de la susceptibilité diélectrique non-linéaire à l'ordre 3 ($\chi^{(3)}$) ont été réalisées sur des couches minces de PMMA-DR1 70-30 (concentration massique de 30% de DR1 greffé sur les molécules de PMMA). Il faut rappeler ici que le PMMA-DR1 est un polymère fonctionnalisé prévu pour utiliser sa susceptibilité diélectrique non-linéaire à l'ordre 2 ($\chi^{(2)}$). Comme nous l'avons vu au paragrapphe II-1, l'intérêt d'utiliser la non-linéarité cubique du PMMA-DR1 est de pouvoir se passer de l'étape d'orientation des chromophores (DR1) du polymère. En effet, en appliquant un champ électrique de l'ordre du volt par micron (quelques volts appliqués sur l'électrode de notre composant), si la susceptibilité diélectrique non-linéaire à l'ordre 3 du PMMA-DR1 est au maximum inférieure de 6 ordres de grandeur à sa susceptibilité diélectrique non-linéaire à l'ordre 2, alors le produit du champ électrique statique avec sa susceptibilité diélectrique non-linéaire à l'ordre 3 ($E_{stat.}\ \chi^{(3)}$) sera équivalent à sa susceptibilité diélectrique non-linéaire à l'ordre 2 ($\chi^{(2)}$). L'idée des mesures que nous avons réalisées est donc de connaitre l'ordre de grandeur de la susceptibilité diélectrique non-linéaire à l'ordre 3 ($\chi^{(3)}$) du PMMA-DR1. Les mesures et les calculs présentés ici sont dans cette optique.

Pour évaluer la susceptibilité diélectrique non-linéaire à l'ordre 3 ($\chi^{(3)}$) du PMMA-DR1 70-30, nous avons réalisée une expérience de génération de troisième harmonique (THG) sur une couche mince de polymère (1,37 µm d'épaisseur, déposée sur une lame de microscope). Cette méthode de mesure a été développée notamment par F. Kajzar et F. Messier [66] mais aussi par J. Zyss et I. Ledoux [67-68]. Un laser YAG pulsé émettant à la longueur d'onde de 1,907 µm est utilisé pour l'excitation. La génération de troisième harmonique se mesure en effectuant une rotation de l'échantillon. Cette rotation fait apparaitre des variations de l'intensité optique à la troisième harmonique, appelées Franges de Maker. Ces franges sont dues au désaccord de phase entre la fondamentale et la troisième harmonique dans le milieu non-linéaire.

Nous avons vu au paragraphe II-1 la propagation de la lumière dans un milieu non-linéaire.

$$\vec{\nabla}\times\vec{\nabla}\times\vec{E}+\frac{\varepsilon_r}{c^2}\frac{\partial^2\vec{E}}{\partial t^2}=-\mu_0\frac{\partial^2\overrightarrow{P^{NL}}}{\partial t^2} \qquad (3.14)$$

Dans le cas présent, toutes les longueurs d'ondes envisagées sont dans le domaine infrarouge et visible (1,907 µm et 635,6 nm). L'hypothèse des enveloppes lentement variables est ici applicable pour toutes les ondes considérées. L'équation de propagation de la lumière peut donc s'écrire :

$$\begin{cases} 2\cdot j\cdot k_{\omega}\dfrac{\partial E_{\omega}}{\partial z}=\dfrac{\omega^2}{c^2}\cdot\chi^{(3)}\cdot E_{3\omega}\cdot E_{\omega}^{*2}\cdot e^{j\cdot(3k_{\omega}-k_{3\omega})\cdot z} \\ 2\cdot j\cdot k_{3\omega}\dfrac{\partial E_{3\omega}}{\partial z}=\dfrac{9\omega^2}{c^2}\cdot\chi^{(3)}\cdot E_{\omega}{}^{3}\cdot e^{j\cdot(k_{3\omega}-3k_{\omega})\cdot z} \end{cases} \quad \text{avec } \frac{\partial^2 E_{\omega,3\omega}}{\partial z^2}<<-2\cdot j\cdot k_{\omega,3\omega}\cdot\frac{\partial E_{\omega,3\omega}}{\partial z} \quad (3.15)$$

Considérons un milieu non-linéaire de longueur L, attaqué par une onde à la pulsation ω.

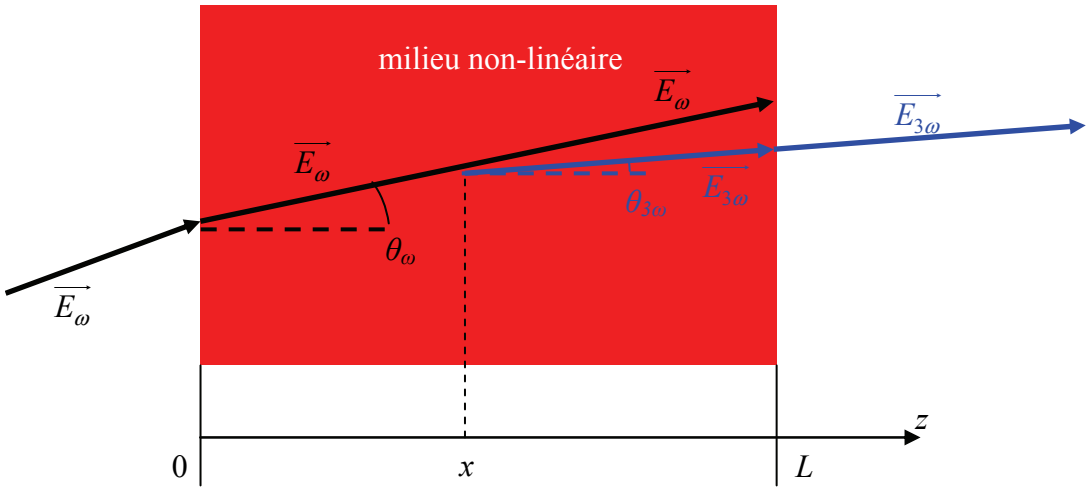


figure 24 : *Génération troisième harmonique dans un milieu non-linéaire*

Afin de simplifier un peu les calculs, nous allons considérer que la fondamentale a une amplitude constante le long de l'échantillon. En tout point z l'harmonique ainsi générée est donc :

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_{3\omega}}{\partial z}&=\frac{9\omega^2}{2\cdot j\cdot k_{3\omega}\cdot c^2}\cdot\chi^{(3)}\cdot E_{\omega}{}^{3}\cdot e^{j\cdot(k_{3\omega}-3k_{\omega})\cdot z} \\ E_{3\omega}&=\frac{9\omega^2}{(k_{3\omega}-3k_{\omega})\cdot k_{3\omega}\cdot c^2}\cdot\chi^{(3)}\cdot E_{\omega}{}^{3}\cdot\sin\left(\frac{(k_{3\omega}-3k_{\omega})\cdot z}{2}\right) \end{aligned} \quad (3.16)$$

A la sortie du milieu non-linéaire nous avons une intensité lumineuse de la troisième harmonique proportionnelle à :

$$I_{3\omega}\propto\left|\frac{9\omega^2}{(k_{3\omega}-3k_{\omega})\cdot k_{3\omega}\cdot c^2}\cdot\chi^{(3)}\right|^2\cdot I_{\omega}{}^{3}\cdot\sin^2\left(\frac{(k_{3\omega}-3k_{\omega})\cdot L}{2}\right) \quad (3.17)$$

Considérons maintenant le chemin optique en fonction de l'angle θ de la lumière dans le milieu :

$$\begin{aligned} k_\omega &= \frac{2\pi}{\lambda_\omega} n^\omega \cdot \cos\left(\theta^\omega\right) \\ k_{3\omega} &= \frac{2\pi}{\lambda_{3\omega}} n^{3\omega} \cdot \cos\left(\theta^{3\omega}\right) = \frac{6\pi}{\lambda_\omega} n^{3\omega} \cdot \cos\left(\theta^{3\omega}\right) \\ \left(k_{3\omega} - k_\omega\right) \cdot L &= \frac{6\pi}{\lambda_\omega}\left(n^{3\omega} \cdot \cos\left(\theta^{3\omega}\right) - n^\omega \cdot \cos\left(\theta^\omega\right)\right) \cdot L \end{aligned} \tag{3.18}$$

L'intensité lumineuse de la troisième harmonique est donc :

$$I_{3\omega} \propto \left| \frac{9\omega^2}{\left(k_{3\omega} - 3k_\omega\right) \cdot k_{3\omega} \cdot c^2} \cdot \chi^{(3)} \right|^2 \cdot {I_\omega}^3 \cdot \sin^2\left(\frac{\frac{6\pi}{\lambda_\omega}\left(n^{3\omega} \cdot \cos\left(\theta^{3\omega}\right) - n^\omega \cdot \cos\left(\theta^\omega\right)\right) \cdot L}{2} \right) \tag{3.19}$$

On peut définir la longueur de cohérence comme la distance entre deux extremums consécutifs d'intensité. Elle vaut donc :

$$l_c = \frac{\lambda_\omega}{6\left(n^{3\omega} - n^\omega\right)} \tag{3.20}$$

L'intensité lumineuse de la troisième harmonique est donc dépendante de l'angle d'incidence ce qui conduit aux Franges de Maker.

Pour réaliser les mesures, une couche de PMMA-DR1 70-30 est déposée sur une lame de silice. L'échantillon ainsi réalisé est monté sur un pied motorisé permettant de varier l'angle d'incidence de la lumière. Pour éviter le phénomène de génération de troisième harmonique dans l'air, l'échantillon est placé dans une chambre à vide. La lumière qui sort de l'échantillon est ensuite filtrée pour retirer la fondamentale. La troisième harmonique est ensuite détectée par un photomultiplicateur.

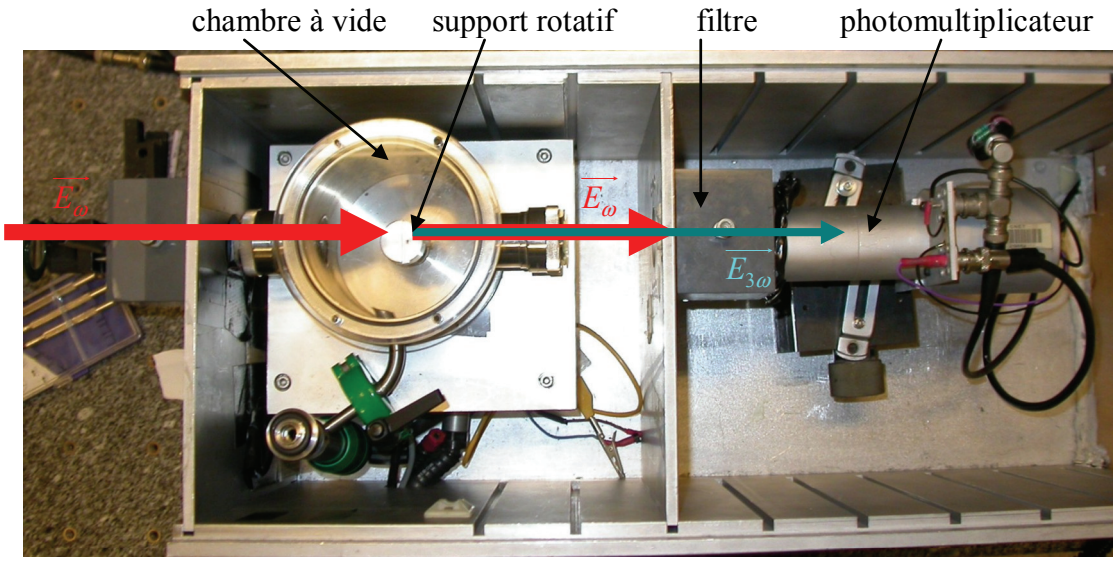


figure 25 : *Banc de mesure THG couche mince*

Les résultats de mesure donnent l'intensité lumineuse captée en fonction de l'angle de l'échantillon.

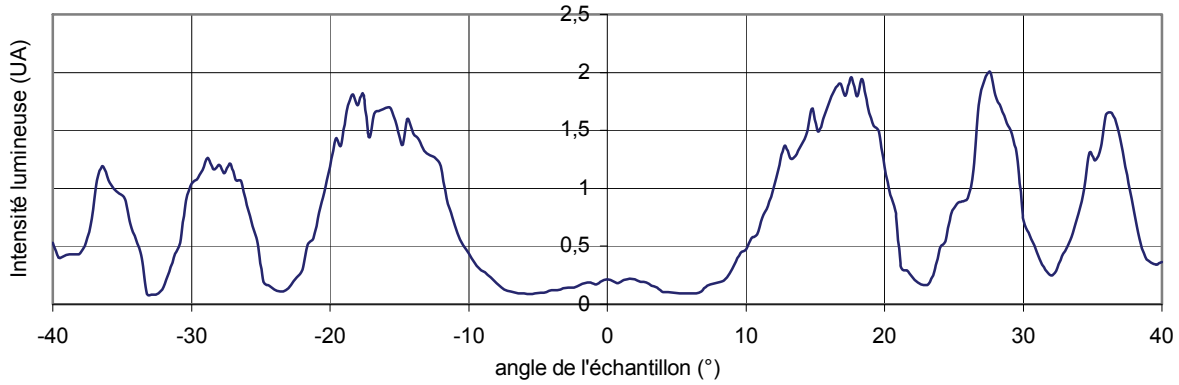


figure 26 : *Mesure de génération de troisième harmonique du substrat de silice*

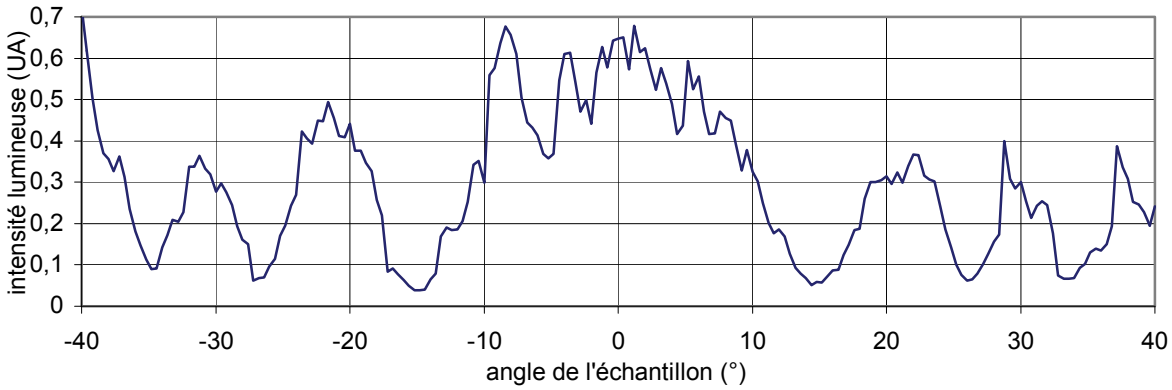


figure 27 : *Mesure de génération de troisième Harmonique du PMMA-DR1 70-30 sur une lame de silice*

Il convient bien sûr de prendre en compte l'influence du substrat de l'échantillon (la lame de silice), la génération de troisième harmonique ayant également lieu dans la silice. Sur le photodétecteur, on détecte l'interaction entre les ondes générées dans la couche de polymère et dans la lame de silice. Dans notre cas, l'épaisseur de polymère étant mince, et plus fine que la longueur de cohérence dans la silice, Wang et al. montrent dans [69] qu'une bonne approximation de la susceptibilité diélectrique non-linéaire à l'ordre 3 du polymère est :

$$\chi^{(3)} = \chi_S{}^{(3)} \frac{2}{\pi} \frac{l_{C,S}}{L} \sqrt{\frac{I_{3\omega}}{I_\omega}} \tag{3.21}$$

Avec $\chi_S^{(3)}$ la susceptibilité non-linéaire de la silice, $l_{C,S}$ la longueur de cohérence de la génération de troisième harmonique dans la silice. Avec nos mesures nous obtenons une susceptibilité non-linéaire à l'ordre 3 avoisinant les 10^{-21} $m^2.V^{-2}$, soit bien trop faible pour pouvoir être exploitée. En effet, en considérant que l'ont peut appliquer un champ électrique statique de l'ordre de 10^6 $V.m^{-1}$ sur le polymère électro-optique, pour utiliser la susceptibilité diélectrique non-linéaire à l'ordre 3, il faut que celle-ci soit au plus de 6 ordres de grandeur inférieure à la susceptibilité diélectrique non-linéaire à l'ordre 2 (qui est d'environ 10 $pm.V^{-1}$). Ce résultat est aussi prévisible en analysant la tension demi-onde (V_π) des modulateurs réalisés à base de PMMA-DR1, en fonction de la tension de polarisation. Si cette tension (V_π) dépend de la tension de polarisation, c'est que l'effet électro-optique n'est pas complètement linéaire dans le modulateur et qu'ainsi la susceptibilité diélectrique non-linéaire à l'ordre 3 joue un rôle [70].

Le tableau 3 récapitule les principales propriétés physiques des matériaux choisis pour la fabrication des composants.

tableau 3 : *Propiétés physiques utiles des polymères utilisés*

polymère	résisitivité (ρ en Ω.cm)	permittivité diélectrique relaitve en basses fréquences (≤1 MHz) (ε_r)	permittivité diélectrique relaitve en hyperfréquences (≤30 GHz) (ε_r)	indice optique (n_{opt} à 1,55 µm)	Coefficient électrooptique (r_{33} en $pm.V^{-1}$)
NOA61	~10^{12}	~4	~3,2	1,54	X
MOA65	~3.10^{10}	~4	~3,2	1,57	X
PMMA-DR1	~$2.\ 10^{12}$	>3,6 (estimé)	non mesuré	1,63	~10

III-7. Axes d'améliorations possibles

Plusieurs points peuvent encore faire l'objet d'améliorations dans le composant proposé. Ils ont pour but d'améliorer le report de champ dans le cœur du guide optique. Un premier axe d'amélioration concerne le confinement optique : un plus fort gradient d'indice optique entre les polymères de confinement et le polymère non-linéaire du cœur du guide permet un meilleur confinement et donc de réduire l'épaisseur des couches de confinement. La conséquence de cette réduction d'épaisseur du sandwich de polymères est l'abaissement de la tension d'orientation (la chute de tension sur les couches de confinement étant plus faible) ainsi que l'augmentation de la tension générée sur la ligne microruban en redressement optique. Ces variations seront d'autant plus fortes que le report de champ est moins bon (en statique comme en hyperfréquence). Dans ce cas le champ électrique dans les couches de confinement optique est plus important. Une variation de l'épaisseur induit alors de plus grandes variations sur la tension entre la ligne microruban et le plan de masse. Si le report de champ est très bon, l'amélioration du rendement du composant ne sera pas flagrante. Pour s'en convaincre, il suffit de comparer le report de champ dans la couche de NOA 65 par rapport à la couche de NOA 61 pendant l'étape d'orientation du polymère non-linéaire : la tension aux bornes de la couche de NOA 65 est négligeable devant celle aux bornes de la couche de NOA 61.

Pour augmenter encore le rendement du composant en jouant sur le report de champ électrique du domaine statique jusqu'aux hyperfréquences, d'autres matériaux peuvent être testés. Pour faciliter l'étape d'orientation, il faut rechercher des matériaux dont la résistivité est plus faible que celle du PMMA-DR1. L'utilisation de NOA 65 pour les deux couches de confinement est déjà une bonne solution, mais rechercher un polymère ayant une résistivité encore inférieure d'un ordre de grandeur peut permettre d'améliorer le report de champ. Il faut cependant faire attention à ne pas chercher une résistivité trop basse à température ambiante sous peine d'introduire de nouvelles pertes diélectriques dans le domaine hyperfréquence (le sandwich de polymères ne pouvant plus être alors considéré comme un diélectrique parfait [62]). De même des polymères de confinement ayant une permittivité diélectrique plus élevée dans le domaine des hyperfréquences permettent d'améliorer le report de champ. Sur ce point, les améliorations possibles sont plus importantes car les colles NOA 61 et NOA 65 n'ont pas une permittivité diélectrique très élevée en hyperfréquences par rapport à celle que l'on peut supposer du PMMA-DR1 d'où un report de champ médiocre dans ce domaine.

Chapitre IV. Dimensionnement

Maintenant que les différentes parties du composant ont été étudiées séparément, il faut rassembler les résultats obtenus et mettre au point le composant, en n'oubliant pas de prendre en compte les marges liées à la fabrication. Deux types de sandwichs polymères sont testés pour le guide optique. Pour cela il est utile de réaliser plusieurs largeurs de guides optiques pour s'adapter aux matériaux et aux variations inhérentes aux procédés de fabrication. Il faut donc prendre en compte une certaine variabilité des indices effectifs des modes optiques dans le dimensionnement de la ligne microruban. De même, les formes du dessin des guides optiques et de la ligne microruban (coude, adaptation etc.…) sont à optimiser.

IV-1. Structure retenue, masques

La résistivité plus faible de la colle NOA 65 à la température de transition vitreuse du PMMA-DR1 50-50 rend plus intéressant d'utiliser cette colle que la NOA 61 comme matériau de confinement. Par contre la colle NOA 61 est certifiée pour les applications militaires aux Etats-Unis, et présente une très grande stabilité une fois réticulée, supérieure à celle de la colle NOA 65. La colle NOA 65 est difficile à utiliser en confinement inférieur. C'est pourquoi les deux types de sandwich (avec de la colle NOA 61 et NOA 65 en confinement inférieur) sont pris en compte. Le PMMA-DR1 qui compose le cœur du guide optique est déposé par centrifugation. La concentration de la solution varie légèrement (des concentrations de 9 à 12% ont été testées). La couche déposée par centrifugation voit sont épaisseur varier de 0,6 à 1,5 µm environ. Il faut donc pour chaque type de sandwich polymère, calculer, à différentes épaisseurs de PMMA-DR1, la largeur maximum du guide optique pour qu'il reste monomode. La figure 28 présente les résultats des simulations de largeur maximale des guides monomodes et les indices effectifs du mode guidé.

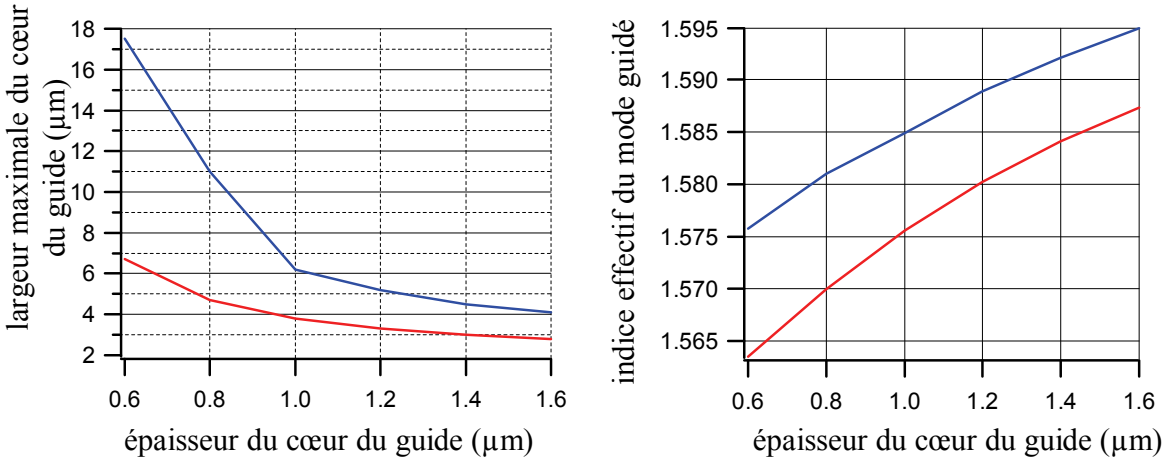


figure 28 : *Simulations des caractéristiques des guides monomodes en fonction de l'épaisseur du cœur du guide. En rouge pour le sandwich NOA65/PMMA-DR1/NOA65 et en bleu pour NOA61/PMMA-DR1/NOA65*

L'épaisseur de PMMA-DR1 visée est de 1 µm. On peut raisonnablement penser qu'elle sera inférieure à 1,4 µm. Dans ce cas, et pour le sandwich avec de la colle NOA 65 en confinement inférieur, trois largeurs de guide de 3, 4 et 5 microns permettent de toujours avoir au moins un guide monomode au minimum. Pour le sandwich avec de la colle NOA 61 en confinement inférieur, les limites sont pour des guides beaucoup plus larges.

Les wafers utilisés pour construire les composants sont des wafers de deux pouces de diamètre sur lesquels on peut disposer trois composants. Sur chaque composant nous pouvons exploiter les deux côtés pour réaliser la structure de redressement optique (ou modulateur de phase). En réalisant des guides optiques de trois largeurs différentes, il est possible, sur un composant et demi (c'est-à-dire trois côtés de composant) de faire toutes les combinaisons entre les longueurs de la zone active du composant et les largeurs de guide optique.

Afin de pouvoir coller les fils d'or qui connectent le composant aux connecteurs SMA fixés sur le support, il faut que les pastilles de connexion soient espacées d'un millimètre. Sur un côté de composant, la longueur de la zone active ne peut donc être incrémentée que de deux millimètres. Dans le but de pouvoir faire varier la longueur de la zone active par incréments d'un millimètre, la longueur de la zone active est un nombre impair de millimètres sur trois moitiés de composant, sur les trois autres c'est un nombre pair de millimètres. En réalisant une permutation sur trois largeurs de guides optiques on réalise toutes les combinaisons possibles sur un wafer, à savoir que pour chaque largeur de guide optique, la longueur de la zone active varie de 11 à 28 mm.

Pour pouvoir, dans le futur, réaliser un couplage direct avec une fibre optique, des adaptateurs de mode ont été réalisés aux bouts des guides optiques. Ils sont tirés directement du travail de thèse de Patrick Labbé [3]. Les fibres optiques monomodes à la longueur d'onde de 1,55

micron ont une largeur de mode de 10 microns. Ces adaptateurs sont constitués d'une section de guide de 10 microns de large et de 1 millimètre de long puis d'une partie de guide dont la largeur décroît de 10 microns à la largeur du guide (3, 4 ou 5 microns) sur une longueur de 2 millimètres. Le long de cette section, les modes non fondamentaux ne sont progressivement plus guidés et deviennent évanescents. Le mode fondamental voit, lui, sa largeur passer progressivement de 10 microns à la largeur du mode fondamental du guide dans lequel il est injecté. La présence de ces adaptateurs doit normalement permettre d'augmenter le couplage avec la fibre par rapport à un couplage direct dans le guide optique. Mais dans les travaux actuels, pour permettre de contrôler plus facilement la polarisation de la lumière injectée dans les guides, et notamment permettre de tester les composants en modulation, le couplage est fait à l'aide d'objectifs de microscope. Il faut donc prévoir une zone pour le clivage des composants entre la fin de l'adaptateur de mode et le début de la zone active du composant. Cette zone mesure 2 millimètres de long. En intégrant le fait que les trois composants par wafer doivent se situer dans un cercle de 2 pouces de diamètre, la longueur active maximale réalisable est de 28 millimètres.

De plus, comme vu dans la partie de calcul de la ligne microruban, des adaptations ont été réalisées pour connecter la ligne microruban aux pastilles de collage des fils de connexion. Sur une longueur de 1,4 millimètre, la largeur de la ligne passe de 21 microns à 250 microns. La variation est faite de telle manière que la constante diélectrique effective de la ligne passe linéairement de 2,496 à 4,458. L'indice effectif de la ligne varie alors de manière logarithmique ce qui permet de minimiser les réflexions. La figure 28 présente la largeur de la ligne le long de l'adaptation ainsi que le dessin de l'adaptation et de la pastille de collage.

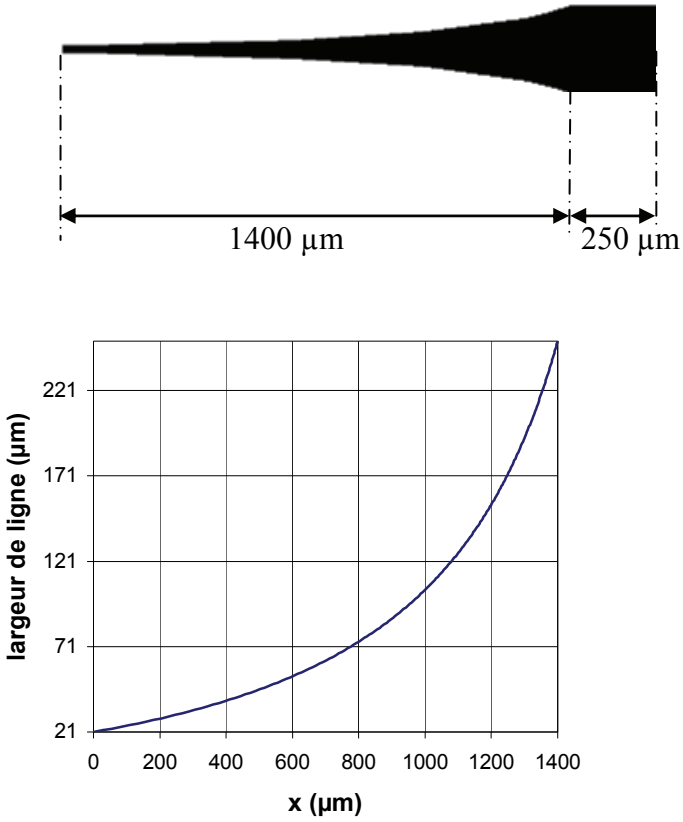


figure 29 : *Variation de la largeur de ligne le long de l'adaptation aux pastilles de collage et réalisation sur le masque*

Deux masques ont été commandés pour fabriquer les composants. Le premier comporte le dessin des guides optiques, à savoir pour chacun des trois composants du wafer, deux groupes de neuf guides optiques de trois largeurs différentes (3, 4 et 5 microns) de 32 millimètres de long avec à chaque bout les adaptateurs de mode optique. Le second masque comporte le dessin des lignes microruban, avec les adaptations et les pastilles de collage.

IV-2. Simulations des guides rf et optiques : accord de phase des ondes, longueur optimum

Les calculs du mélange à trois ondes présentés dans la partie II-2 sont faits dans le cas d'un accord de phase parfait. Or, à cause des différentes largeurs de guide optique, les deux différents sandwichs de polymères utilisés, les variations des permittivités diélectriques relatives des polymères, ou encore les variations de la largeur de la ligne microruban liées à la fabrication, l'accord de phase entre les modes optiques et hyperfréquences ne peut être facilement réalisé en pratique. Il s'agit alors de tenir compte de ce désaccord de phase dans les calculs pour voir s'il ne grève pas trop le rendement du composant, de calculer la longueur de cohérence du mélange à trois ondes dans ces conditions et éventuellement de réduire la taille de la zone active du composant en cas de trop fort désaccord de phase.

Le phénomène, pris en compte dans la génération de la fréquence différence sans accord de phase entre les ondes optiques et hyperfréquences, est semblable à l'apparition des franges dites de Maker dans la génération de la seconde harmonique dans un milieu non-linéaire. Quand la polarisation non-linéaire à la fréquence considérée (pour nous dans le domaine des hyperfréquences) est en opposition de phase avec l'onde générée précédemment, les interférences sont destructives. Il en résulte une oscillation de la puissance de l'onde générée en fonction de la longueur d'interaction. On définit la longueur de cohérence comme étant la longueur d'interaction au bout de laquelle la polarisation non-linéaire et le champ électrique généré au tout début de la zone active du composant sont en opposition de phase. Notons Δk le désaccord de phase et L_c la longueur de cohérence.

$$\begin{aligned} \Delta k &= k_1' + k_2' - k_3' = \frac{\omega_1 \cdot n_{HF}}{c} + n_{opt} \cdot \frac{\omega_2 - \omega_3}{c} = \frac{\omega_1}{c} \cdot \left(n_{HF} - n_{opt} \right) \\ L_c &= \frac{\pi}{|\Delta k|} = \frac{\pi \cdot c}{\omega_1} \cdot \frac{1}{\left| n_{HF} - n_{opt} \right|} \end{aligned} \tag{4.1}$$

A quarante gigahertz, pour une longueur active de composant de 28 millimètre (valeur minimale de la longueur de cohérence acceptable), l'écart d'indice entre les modes hyperfréquence et optique doit être au maximum de 0,134. Les indices optiques simulés précédemment en fonction des sandwichs de polymères et des largeurs de guide optique donnent des valeurs comprises entre 1,569 et 1, 589. En prenant les conditions extrêmes les plus défavorables pour la ligne microruban, à savoir une largeur variant entre 15 et 21

microns, et une permittivité diélectrique relative des polymères entre 3 et 3,5 (or d'après nos mesures, elle est plutôt de 3,2, au maximum de 3,3 aux fréquences considérées), l'indice effectif de la ligne varie entre 1,539 et 1,667. L'écart d'indice entre les modes hyperfréquence et optique est au maximum de 0,098 et donc inférieur à la limite précédemment calculée. En considérant les composants actuels avec leur désaccord maximal en les modes optique et hyperfréquence, la fréquence maximale de fonctionnement serait de 54,5 GHz (cf. le graphique de gauche de la figure 18). Si on admet que la permittivité diélectrique relative des polymères est inférieure ou égale à 3,3, cette fréquence limite, pour un composant dont la zone active mesure 28 millimètres, passe à 97,49 GHz. Le désaccord de phase ne sera donc a priori pas un problème limitant sur nos composants aux fréquences envisagées.

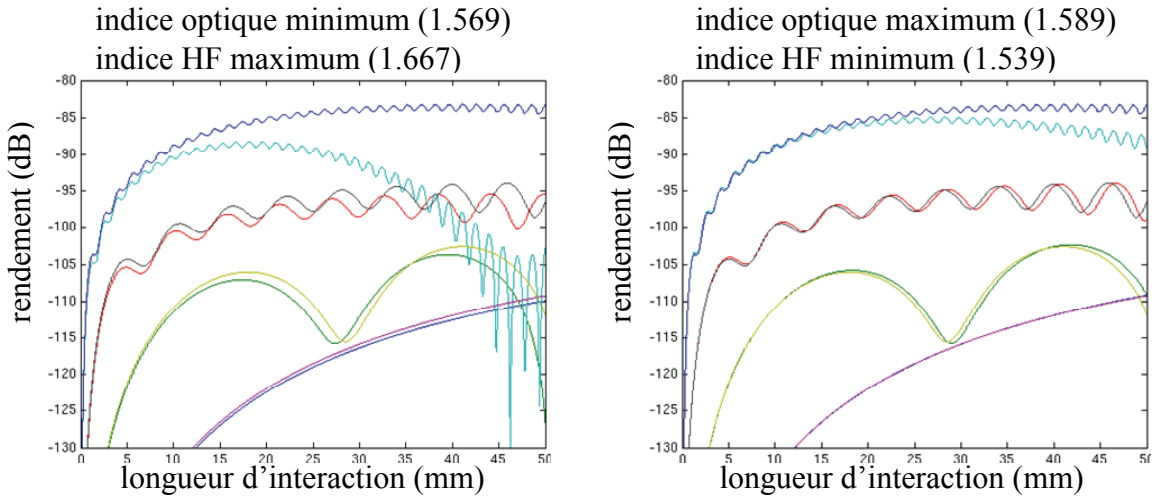


figure 30 : *Variation du rendement en fonction des indices aux fréquences de 1, 4, 16, et 64 GHz*

Par contre si on considère aussi la variation de l'intégrale de recouvrement du mode optique, les variations par rapport au cas médian de la puissance du signal hyperfréquence généré sont plus importantes. En considérant seulement les variations de l'intégrale de recouvrement du mode optique, l'écart de puissance du signal hyperfréquence généré par rapport au cas médian est constant quelle que soit la longueur de la zone active du composant. La figure 31 montre ces écarts.

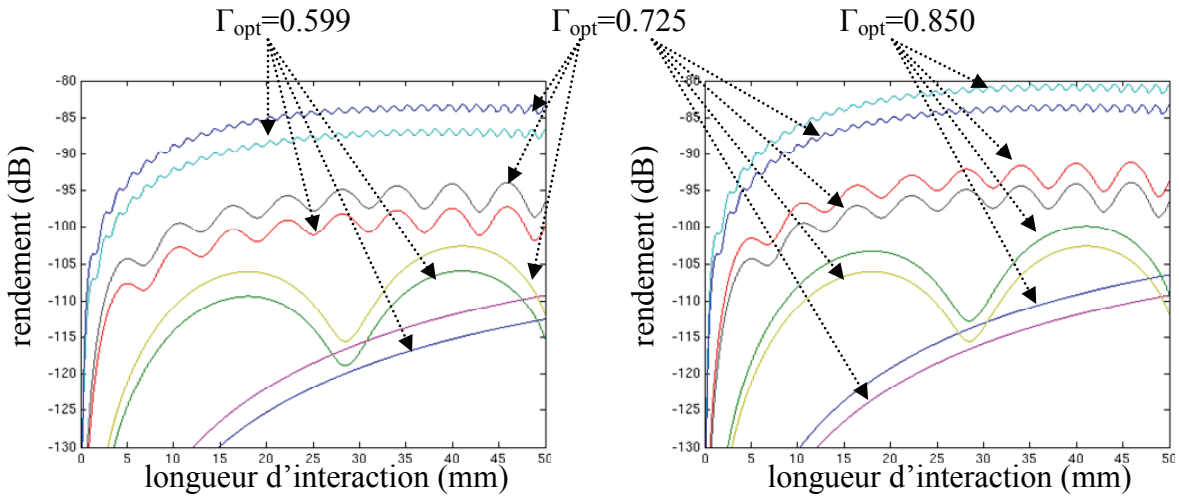


figure 31 : *Variation du rendement en fonction de l'intégrale de recouvrement du champ électrique optique pour les fréquences de 1, 4, 16, et 64 GHz*

Dans la pratique, les écarts d'indice optique et ceux de l'intégrale de recouvrement du champ électrique optique sont liés car ils résultent des deux types de sandwichs utilisés et des variations sur les dimensions du guide optique. Pour les composants réalisés, si une longueur de zone active de 26 mm est considérée, l'écart entre le cas moyen simulé pour obtenir l'accord de phase et le cas le plus défavorable, le rendement baisse tout de même de 5 dB. A l'inverse, le cas le plus favorable en terme d'intégrale de recouvrement, malgré le léger désaccord de phase qu'il induit, apporte un gain de près de 2 dB.

Chapitre V. Fabrication

Dans cette partie est présenté le processus de fabrication des composants. Chaque sous-partie présente une étape de fabrication précise avec les contraintes et problèmes qui lui sont propres, ainsi que les solutions que nous avons essayé d'apporter. Le processus de fabrication commence par le dépôt de la couche de colle NOA61 ou NOA65 selon le sandwich polymère réalisé. Ce dépôt se fait par centrifugation (aussi appelé dépôt à la tournette) comme pour toutes les couches de polymère ou de photorésine qui sont déposées. Ensuite est déposée la couche de polymère électro-optique, à savoir le PMMA-DR1 dit 50-50. Pour réaliser les guides optiques, une attaque avec un plasma d'oxygène est réalisée. Avant de faire l'attaque, les motifs sont réalisés en photorésine S18 (préalablement déposée par centrifugation) par photolithographie. Une fois la couche de PMMA-DR1 structurée, la couche de NOA65 du confinement supérieur est déposée. Ensuite a lieu une étape peu courante en salle blanche qui consiste à masquer les marques d'alignement avec du ruban adhésif avant le dépôt d'or. En effet, comme on cherche à déposer près de 1 micron d'or, cette couche ne permet pas de voir au travers les marques d'alignement des masques faites préalablement sur la couche de PMMA-DR1. On effectue ensuite le dépôt d'or. Ensuite les motifs des lignes microruban sont reportés sur la couche d'or. Les trois composants présents sur chaque wafer sont alors séparés par clivage. Deux procédures peuvent alors se faire : soit l'étape d'orientation est faite avant de graver chimiquement les électrodes, soit après. Enfin à lieu le collage des fils d'or pour la connexion du composant, puis celui-ci est mis sur un support.

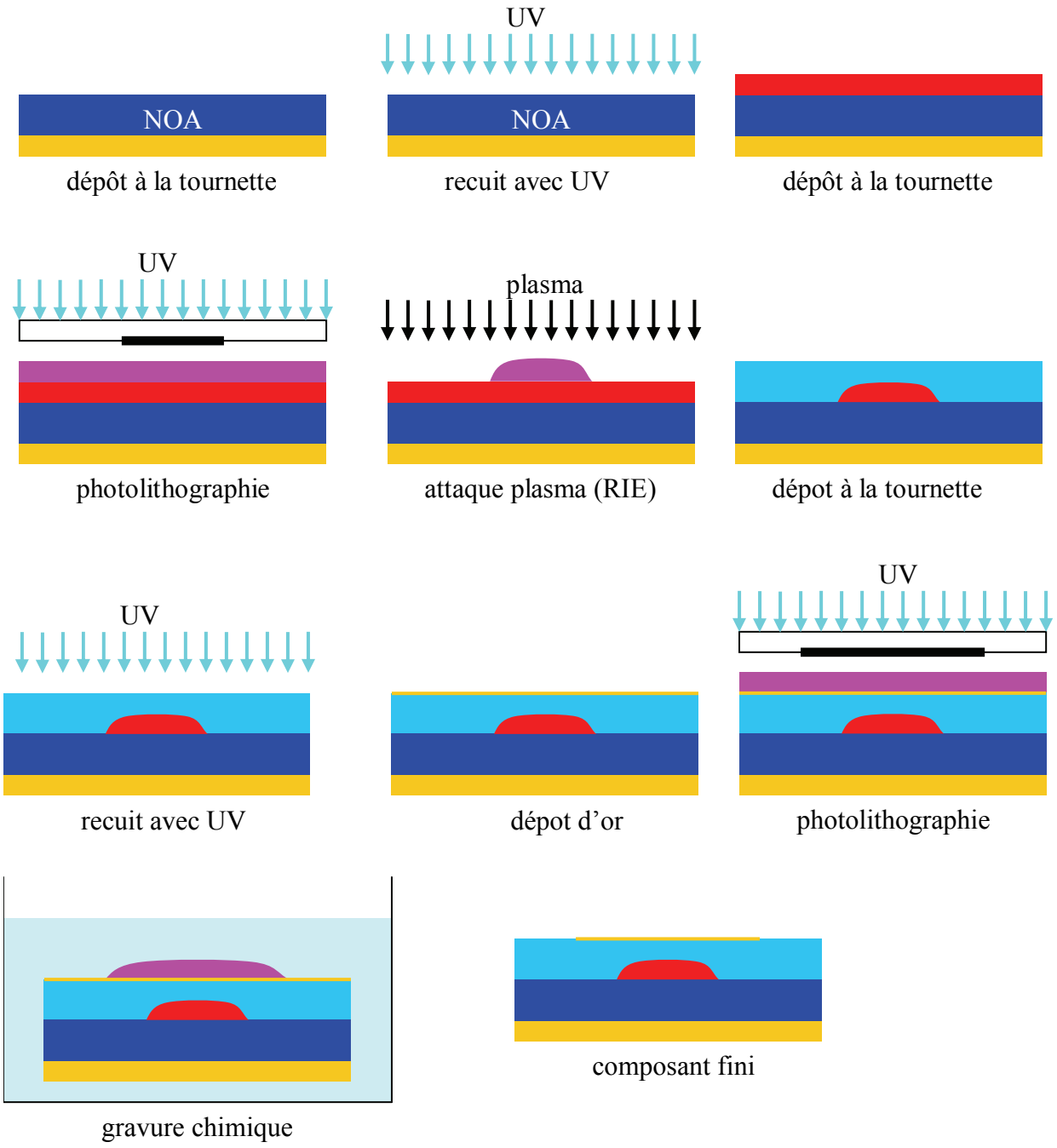


figure 32 : *Etapes de fabrication des composants*

Les parties suivantes détaillent ces étapes à réaliser.

V-1. Le dépôt par centrifugation

Cette étape est aussi connue par son appellation anglaise de spincoating. Il s'agit de déposer une solution visqueuse par centrifugation sur un support de préférence circulaire. Pour les colles optiques NOA61 et NOA65, il n'y a pas de préparation. Par contre le PMMA-DR1 est livré sous forme de poudre rose sombre (du moins sous lumière jaune, sous lumière blanche il est un peu plus rouge).

Pour réaliser le dépôt il faut réaliser une solution. Pour le PMMA-DR1 nous utilisons du TriChloroEthane (TCE). C'est un solvant très volatil qui peut se révéler assez agressif mais il n'attaque ni le PMMA ni le DR1 (au contraire de l'acétone qui a tendance à le blanchir). Ce solvant a l'avantage, avec le PMMA-DR1, de s'évaporer assez vite (mais moins vite que l'acétone) sans créer trop de contraintes mécaniques sur la couche. Après chaque dépôt de PMMA-DR1 par centrifugation, le wafer est placé dans une étuve initialement froide pour être chauffé à 120°C pendant 2 heures environ avant de refroidir une nuit lentement dans l'étuve. Cette étape d'étuve termine beaucoup d'étapes de la fabrication pour retirer le plus possible les solvants des couches de polymère.

Les dépôts par centrifugation des colles NOA61 et NOA65 sont suivis d'une réticulation dans un four à UV chauffé à 70°C environ. Ces colles réalisent 80% de leur polymérisation sous UV pendant 17 à 35 minutes. Ensuite les wafers sont placés dans une étuve chaude à 120°C pendant deux heures pour finir de polymériser et relâcher les contraintes mécaniques qui auraient pu apparaître pendant le passage sous UV (en effet la surface de la couche polymérise avant le fond).

Enfin pour déposer les résines photosensibles S18, un recuit sur une plaque thermostatée est fait juste après le dépôt. Après un refroidissement à l'air libre, la photolithographie peut avoir lieu.

Les programmes utilisés pour le dépôt par centrifugation présentent toujours le même enchaînement, seules les vitesses de rotation, accélérations et temps changent selon les matériaux. La séquence est la suivante :

- Le cycle de pré-étalement de 4 à 5 secondes à une vitesse variant de 200 à 800 tours par minute et une accélération de 200 tours par minute par seconde. Ce cycle a pour but de bien répartir la solution ou la colle sur tout le wafer. Il se déroule donc avec le capot de la tournette ouvert.

- Le cycle d'étalement d'une duré de 26 secondes à 4 minutes, à une vitesse de 1000 à 5000 tours par minutes et une accélération de 1000 à 5000 tours par minute par seconde. Il se déroule capot fermé avec un couvercle pour les solutions. Ce couvercle permet de maintenir une pression partielle de solvant plus importante au dessus du wafer, limitant l'évaporation, et permettant de diviser la vitesse de rotation presque de moitié pour obtenir des couches d'épaisseur identique. L'état de surface est aussi amélioré selon les vitesses de rotation (on observe généralement une amélioration quand la vitesse obtenue est entre 1000 et 2000 tours par minute). Ce couvercle n'est pas utile pour les résines NOA61 et NOA65.

La vitesse de rotation est d'autant plus importante, et le temps d'autant plus long que la solution à déposer est visqueuse. Pour le PMMA-DR1 en concentration massique de 10% dans le TCE, une vitesse de 1000 tours par minute pendant 1 minute donne une couche de l'ordre du micron. Pour la colle NOA65, une vitesse de 5000 tours par minute pendant 4 minutes donne une couche d'environ trois microns.

Tous les programmes utilisés ont été préalablement calibrés (en jouant aussi sur les concentrations des polymères dans leurs solvants quand c'était possible), et ce pour tous les substrats sur lesquels un produit est amené à être déposé.

Pour les programmes à haute vitesse (au-delà de 3000 tours par minute), le centrage du wafer est primordial pour éviter qu'il ne se décroche du support, mais aussi pour éviter qu'il ne vibre et ainsi dégrade la qualité de l'état de surface.

V-2. La photolithographie

Cette étape vise à transférer le motif d'un masque sur une couche de résine sensible aux rayons ultraviolets. Cette couche de résine photosensible est préalablement déposée par centrifugation. Il existe des résines positives et négatives. Pour nos composants nous avons utilisé des résines positives. C'est-à-dire que les parties de résine photosensible qui restent après la photolithographie doivent être protégés des ultraViolets par la masque. En dehors des motifs sombres du masque, les ultraviolets détruisent la structure interne de la résine qui peut alors être révélée par un bain dans de la soude. Le masque utilisé est une plaque de silice pure parfaitement plane. Sur un côté de cette plaque se trouve les motifs. Ils sont en chrome, opaques aux rayons ultraviolets.

Dans une photolithographie par contact, le côté du masque qui porte les motifs est pressé assez fortement sur la couche de résine qui couvre le wafer. L'insolation a lieu pendant

4 à 7 secondes selon l'épaisseur de la couche de résine à insoler (de 0,4 à 1 micron environ). Ensuite le wafer passe une minute dans un bain de soude à 22°C, puis il est rincé et séché. Pour le premier masquage le wafer est aligné sur le méplat du wafer. Ce méplat marque un des plans cristallins du wafer. Cet alignement est nécessaire pour que, lors du clivage des composants, les plans de cristallins soient bien parallèles et perpendiculaires aux guides optiques. Pour le deuxième masquage, l'alignement se fait sur les marques prévues à cet effet sur les deux masques. Elles sont complémentaires d'un masque sur l'autre. Afin de garder visibles les marques d'alignement reportées sur la couche de PMMA-DR1, les bords du wafer sont masqués avec du ruban adhésif jusqu'aux marques d'alignement. Les lignes microruban qui seront réalisées sur la couche d'or se situent à l'intérieur du carré ainsi défini (voir figure 33 et figure 34).

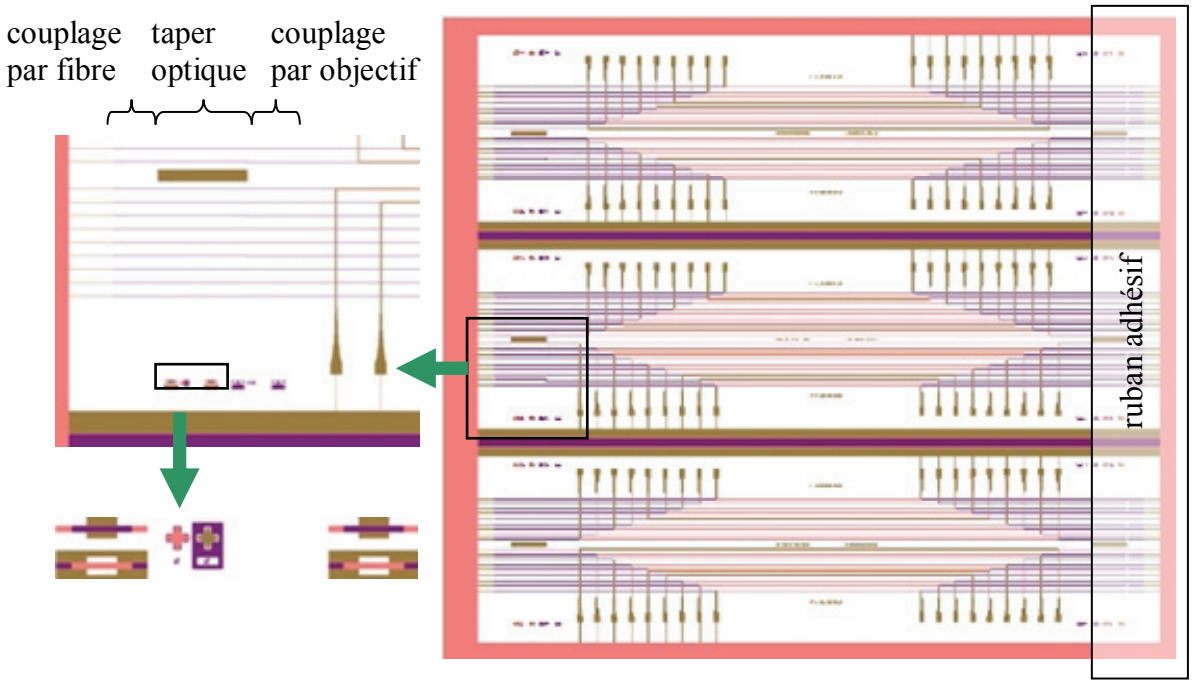
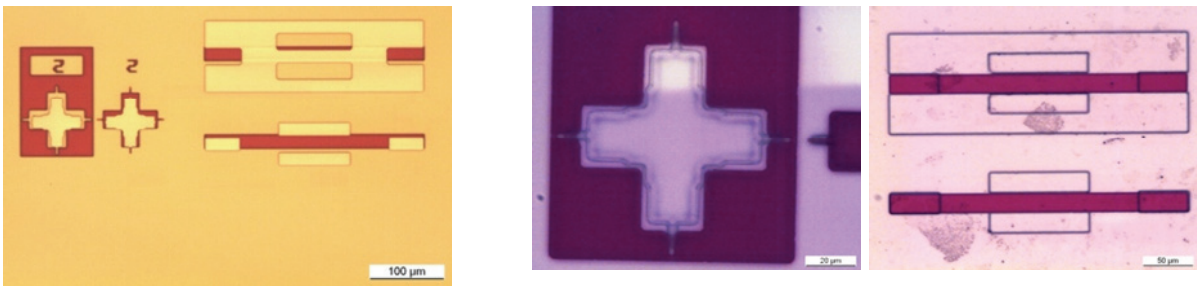


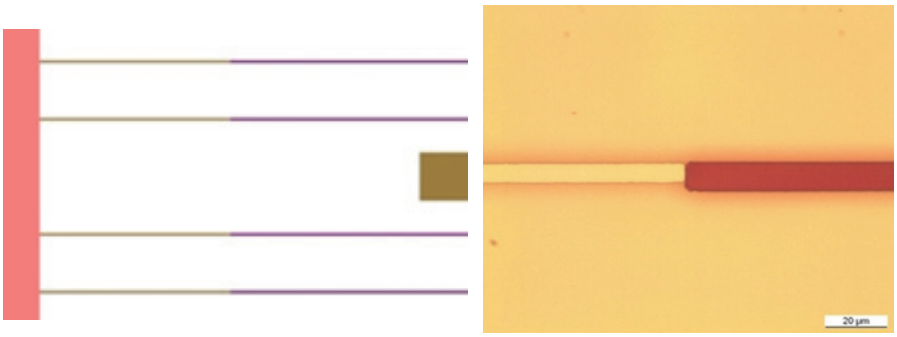
figure 33 : *Masques pour la photolithographie avec les détails des marques d'alignement*



alignement au travers de la couche d'or alignement après protection par du ruban adhésif

figure 34 : *Alignement des masques après photolithographie*

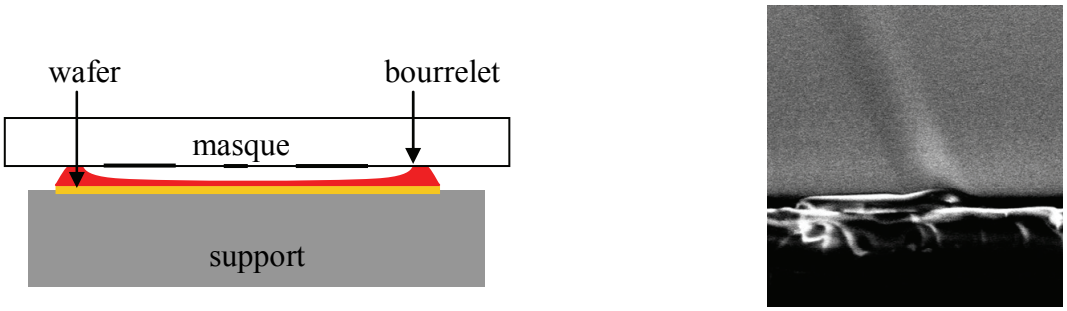
Les marques d'alignement sont situées aux quatre coins de chaque composant. Des marques sont ajoutées sur le masque de la couche d'or correspondant aux bouts des guides optiques. Il s'agit des marques d'alignement les plus éloignées les unes des autres dans le sens de la longueur. Elles permettent ainsi de bien centrer les lignes microruban sur les guides optiques et de n'avoir quasiment plus aucun angle entre les guides optiques et les lignes microruban.



masque réalisation

figure 35 : *Marques d'alignement aux bouts des guides optiques*

La lumière ultraviolette utilisée pour insoler arrive sur le masque sous la forme d'une onde plane. Ainsi l'image sur la photorésine est la plus nette possible. Théoriquement, le masque est plaqué complètement sur la couche de photorésine. Mais dans la pratique, il subsiste une couche d'air, car, lors des dépôts successifs par centrifugation, un bourrelet se forme sur le bord du wafer (voir figure 36). Pour minimiser son importance, il faut essayer de bien doser les solutions lors du dépôt et bien ajuster le cycle de pré-étalement. Nous avons essayé de gratter ce bourrelet avant la photolithographie mais alors beaucoup de particules restent sur le wafer ce qui n'est pas bon non plus. A cause de cette couche d'air, on perd en netteté sur les motifs reportés. Les flans des motifs de photorésine sont inclinés.



conditions réelles de photolithographie défaut engendré sur la photorésine

figure 36 : *Défaut lors de la photolithographie*

V-3. L'attaque par plasma

L'attaque par plasma est aussi appelée par son nom anglais, Reactive Ion Etching (RIE). Pour nos composants, la couche de PMMA-DR1 à attaquer n'est pas épaisse (de l'ordre du micron), il ne s'agit donc que de RIE et non pas de DRIE (Deep Reactive Ion Etching). Le principe est d'utiliser un plasma pour bombarder le wafer et attaquer la partie de la couche non protégée par la photorésine. Seul reste la partie de la couche qui est recouverte par la photorésine.

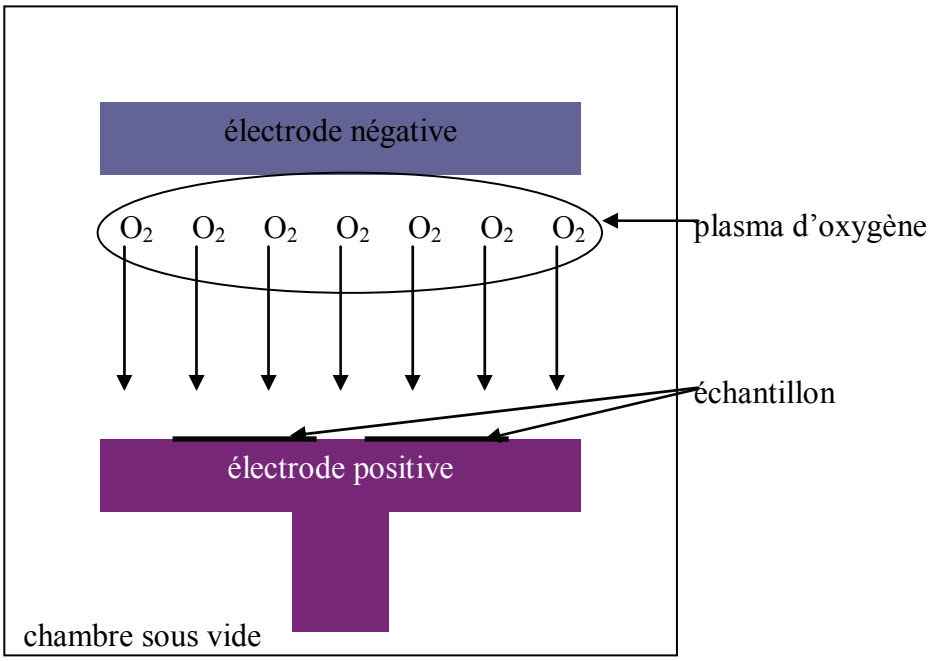


figure 37 : *Principe de l'attaque plasma*

Le plasma se fait dans une chambre en basse pression. Dans la chambre, il y a deux électrodes. Ces électrodes servent à orienter le bombardement à l'aide d'un champ électrique statique. Le plasma utilisé est un plasma d'oxygène. Les échantillons à graver sont placés sur l'électrode positive. Le vide est d'abord fait dans la chambre, puis la pression est remontée à quelques millitorrs (quelques microbars) en injectant de l'oxygène dans la chambre. Le plasma est ensuite créé et maintenu pendant une durée dépendant de l'épaisseur à graver. L'attaque réalisée est fortement anisotrope, orientée selon le champ électrique (perpendiculaire aux électrodes).

La photorésine utilisée lors de la photolithographie protège la couche de PMMA-DR1 là où elle est encore en place. C'est ainsi que les motifs créés lors de la photolithographie sont reportés sur la couche de PMMA-DR1. Préalablement à la gravure des motifs pour les

composants, il faut tester la résistance des matériaux à cette attaque. On détermine la vitesse d'attaque de la photorésine utilisée ainsi que celle du PMMA-DR1 50-50. Normalement les colles NOA61 et NOA65 ne sont pas attaquées, mais comme on le verra sur les photos, même si leur vitesse d'attaque est faible, elle n'est pas nulle.

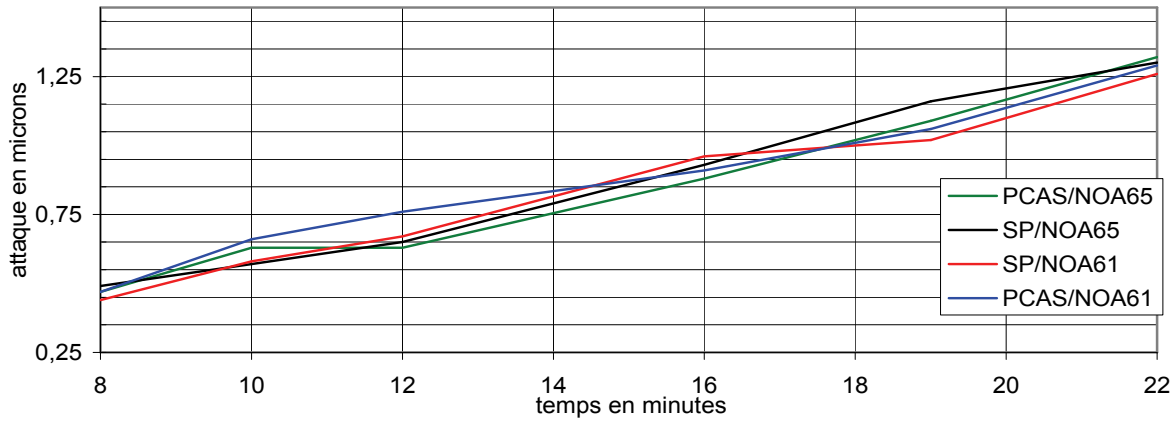


figure 38 : *Calibrage de l'attaque du PMMA-DR1 par RIE en fonction du substrat et du fournisseur*

A cause de la méthode qui consiste à transférer, à l'aide de l'attaque plasma, le motif de la photorésine sur la couche de PMMA-DR1, les défauts de la couche de photorésine sont reportés sur la couche de PMMA-DR1 (notamment les flans inclinés vus sur la figure 36). C'est principalement les défauts de la couche de photorésine qui sont visibles sur la couche de PMMA-DR1 plus que ceux induits par l'attaque en elle-même. En effet ces défauts liés à l'attaque ne sont quasiment pas visibles sur nos composants étant donné l'épaisseur de polymère gravée et la dureté des polymères. Ces défauts sont en général visibles sur les attaques profondes (DRIE) sur les semi-conducteurs.

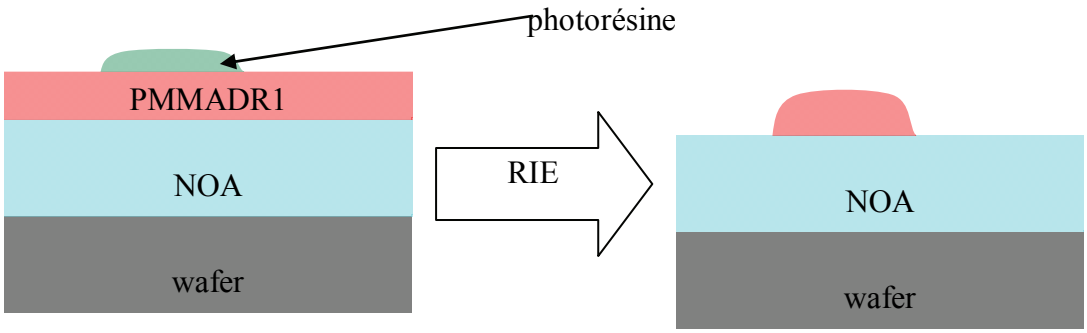


figure 39 : *Défauts reportés par l'attaque plasma*

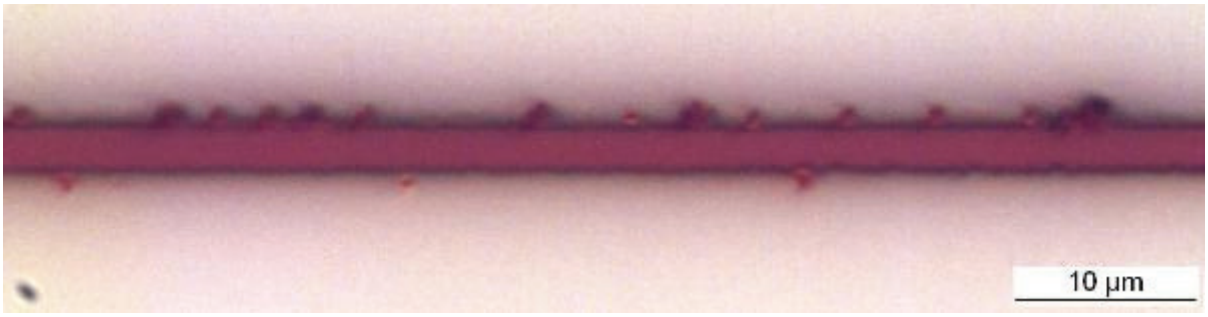


figure 40 : *Défauts de la photolithographie (probablement liés à des impuretés sur le masque ou la couche de photorésine) transférés au guide optique par l'attaque plasma*

Après l'attaque, s'il reste de la photorésine sur la couche de PMMA-DR1, il faut l'enlever en l'insolant quelques secondes et en la révélant avec de la soude. Mais malgré cette étape, il est difficile de l'enlever entièrement. Une fine couche se forme à l'interface entre le PMMA-DR1 et la résine (probablement de l'ordre de la centaine de nanomètre d'épaisseur) car le solvant de la résine semble tout de même agir un peu sur le PMMA-DR1. De plus cette couche semble résister un peu mieux à l'attaque que la photorésine. Pour éviter cela, nous avons déposé quelques centaines de nanomètres de PMMA-DR1 en plus puis nous avons allongé la durée d'attaque pour enlever aussi cette couche intermédiaire. De cette façon on évite d'insoler et de révéler de nouveau la photorésine et ainsi de mouiller le composant à nouveau. La figure 41 montre les résultats obtenus sur la section des guides.

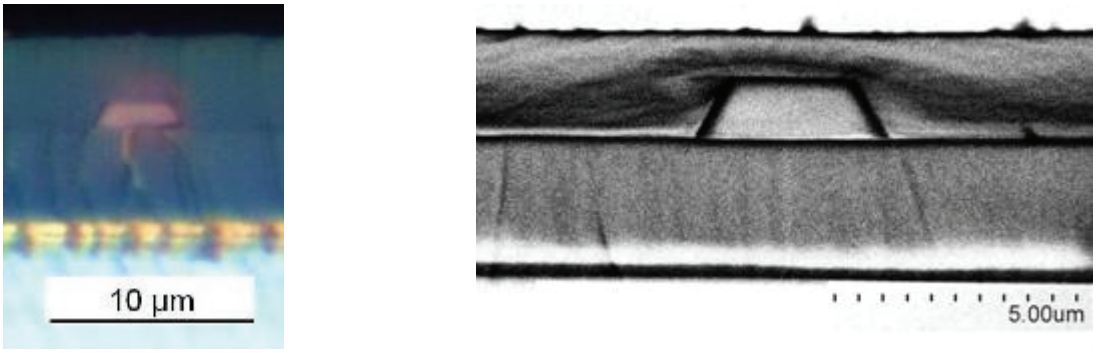


figure 41 : *Vue au microscope optique (à gauche) et au microscope électronique à balayage (à droite) de la section d'un guide optique*

Il faut noter que plus la photorésine a une vitesse d'attaque lente par rapport au PMMA-DR1, plus les flans des guides ont tendance à être verticaux. La vitesse du PMMA-DR1 50-50 est d'environ 0,057 micron par minute, celle de la photorésine utilisée de l'ordre de 0,04 micron par minute.

V-4. Le dépôt d'or

Pour cette étape nous avons utilisé deux méthodes. D'abord nous avons fait du dépôt par pulvérisation. Puis comme nous avons obtenu des résultats médiocres, nous sommes passés au dépôt par évaporation.

V-4.1. Le dépôt par pulvérisation

La pulvérisation d'or, aussi appelée « gold sputtering » en anglais, consiste à bombarder une cible d'or pour en arracher des particules. Ces particules viennent alors se déposer sur les composants. Le processus a lieu dans une chambre sous vide à une pression de 10^{-1} mbar (voir figure 42). Le vide est d'abord fait dans la chambre, puis un gaz d'argon est injecté dans la chambre continuellement pour obtenir cette pression. Lorsque la pression est stable et que la chambre est remplie d'argon, une tension de 100 à 150 volts est appliquée entre les cibles (placées à la cathode) et le support d'échantillon (placé à l'anode). Les électrons arrachés à la cathode viennent ioniser le gaz d'argon. Il se forme alors un plasma d'argon (ions positifs) dont les ions, attirés par la cathode, viennent percuter la cible. En percutant la cible d'or ils communiquent une partie de leur énergie cinétique aux particules d'or qui sont ainsi pulvérisées et viennent se déposer dans toute la chambre. Afin d'augmenter la densité ionique au bord de la cible, des anneaux magnétiques sont placés en dessous. Ils créent un champ magnétique parallèle à la cible et perpendiculaire au champ électrique. Les électrons secondaires sont ainsi piégés. La force de Lorentz provoque un mouvement hélicoïdal des électrons, augmentant la longueur de leur trajectoire, et ainsi leur probabilité de choc avec l'argon présent et leur efficacité d'ionisation.

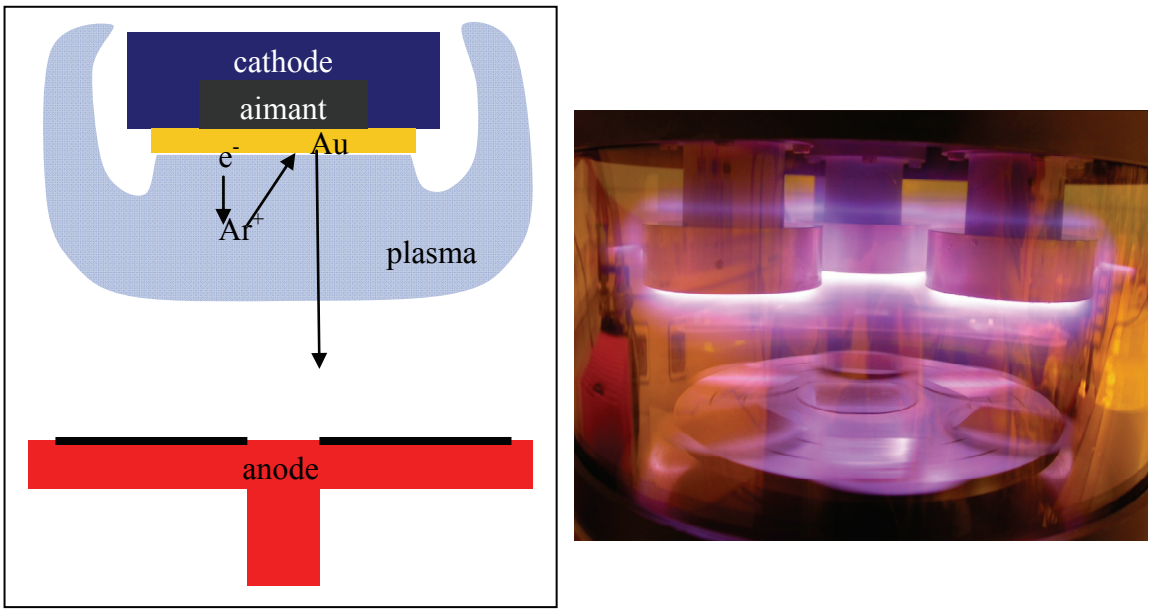


figure 42 : *Fonctionnement de la pulvérisation d'or*

Deux paramètres permettent d'ajuster la vitesse de dépôt. Le premier est le courant circulant entre la cible et le support d'échantillon. Mais l'augmentation du courant ne peut être trop grande à cause de l'apparition d'un bombardement électronique non négligeable sur les échantillons ainsi que du risque de décharge électrique liée à l'augmentation de la tension. Le dispositif utilisé limite le courant à 100 mA.

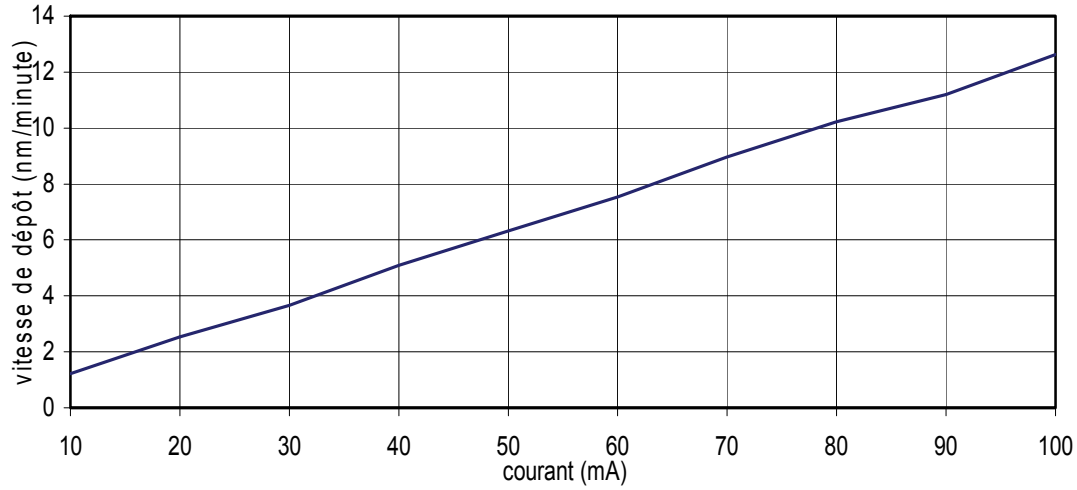


figure 43 : *Vitesse du dépôt d'or par pulvérisation en fonction du courant*

Le deuxième paramètre est la pression. Il faut qu'elle soit assez élevée pour permettre l'ionisation du gaz d'argon. Dans ces conditions, le parcours moyen libre, inversement proportionnel à la pression, peut être ajusté en variant légèrement la pression (au maximum

d'un ordre de grandeur). L'énergie cinétique des ions du plasma est proportionnelle au parcours moyen libre.

Pour les premiers échantillons, la pression pour le dépôt est de 5.10^{-1} mbar. Mais la vitesse de dépôt est très lente. La pression est alors descendue à 10^{-1} mbar. Il est apparu des problèmes de conduction le long des lignes microruban des composants. Comme on peut le voir sur la figure 44, ces problèmes sont dus à la taille des particules d'or arrachées à la cible qui sont trop grosses pour permettre un dépôt homogène.

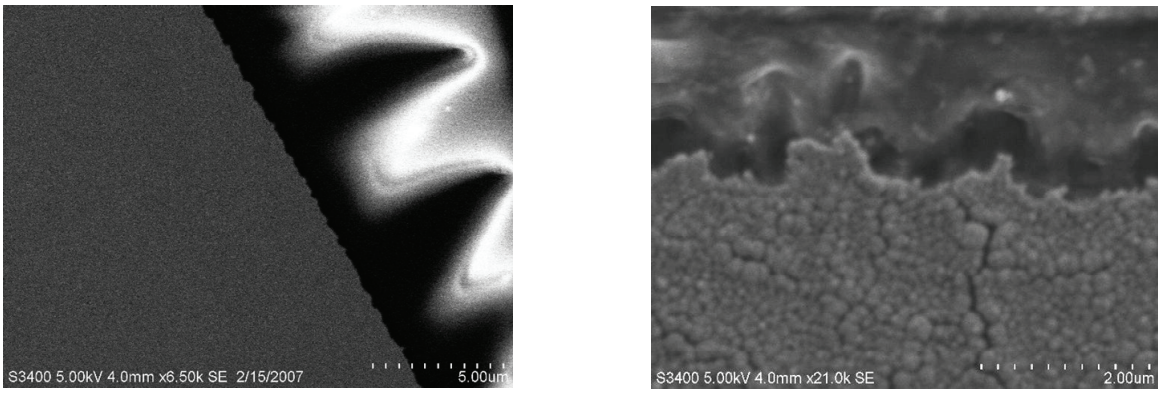


figure 44 : *Pulvérisation d'or: à gauche à 5.10^{-1} mbar, à droite à 10^{-1} mbar*

Les résultats obtenus n'étant pas satisfaisants, nous nous sommes tournés vers une autre méthode de dépôt.

V-4.2. Le dépôt par évaporation

Le dépôt par évaporation consiste, dans une chambre où règne un vide très poussé (de l'ordre de 10^{-6} à 10^{-7} bar), à chauffer de l'or jusqu'à son point de fusion (1065°C environ). L'échantillon est placé sur un support refroidi. L'or vient se condenser sur l'échantillon. Comme il s'agit de vapeur, pour des vitesses de dépôt jusqu'à environ dix nanomètres par minute, la couche de dépôt est quasiment parfaite. De plus le vide très poussé dans la chambre permet une bonne isolation thermique des échantillons. Seul le rayonnement et la condensation de l'or peuvent chauffer l'échantillon. Si l'échantillon chauffait trop, les polymères qui le composent risqueraient d'être endommagés.

Comme on peut le voir sur la figure 45, l'or est placé dans une nacelle en tungstène très fine (de l'ordre du huitième de millimètre). Pour chauffer l'or, on fait circuler un courant de quelques ampères dans la nacelle. Celle-ci rougit comme un filament de lampe jusqu'à atteindre la température de fusion de l'or. Pour surveiller la vitesse et l'épaisseur du dépôt,

une calle piézoélectrique détecte la quantité d'or déposée. Pour arriver à déposer les 0,9 microns recherchés, il faut tout de même plus d'une heure de dépôt au total. Mais la qualité du dépôt est bien meilleure que celle obtenue par pulvérisation à 0,1 mbar.

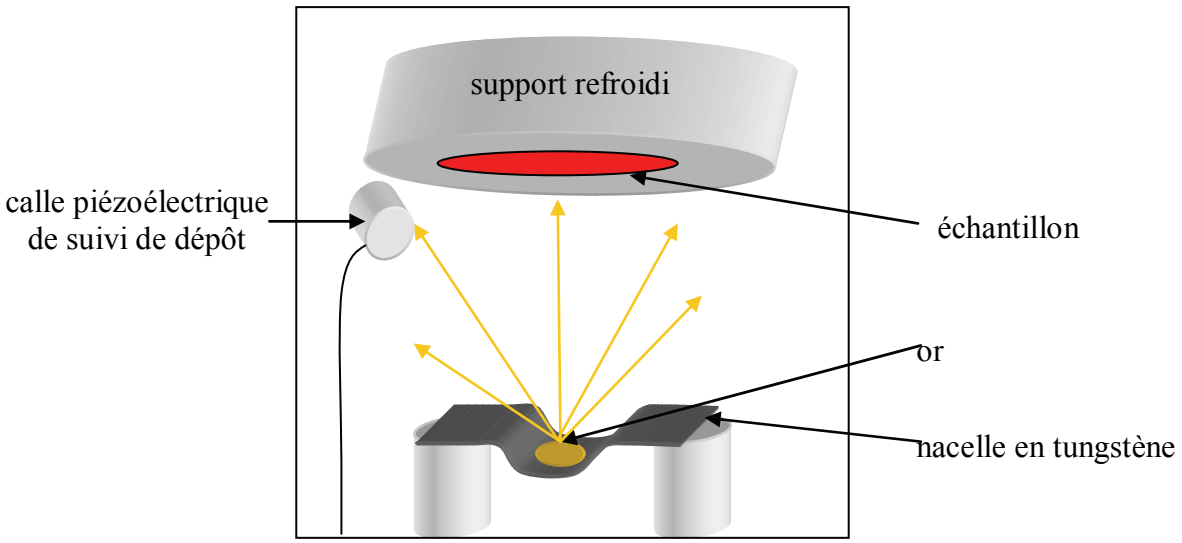


figure 45 : *Principe du dépôt d'or par vaporisation*

V-5. L'orientation du milieu non-linéaire

L'étape d'orientation du polymère non-linéaire dans la zone active du composant (zone où le guide optique passe sous la ligne microruban) est appelée étape de *poling*. Elle est nécessaire car le polymère étalé par centrifugation a une distribution aléatoire de l'orientation de ses chromophores. Or, pour réaliser un mélange à trois ondes dans celui-ci, il faut que le milieu ne soit pas centrosymétrique. Cette étape d'orientation consiste à aligner le plus possible à la verticale les moments dipolaires des chromophores greffés sur la matrice. Pour rendre de la mobilité à ces chromophores, le composant est chauffé à la température de transition vitreuse du polymère non-linéaire utilisé. Puis un fort champ électrique est appliqué alors que le composant est maintenu en température pendant une demi-heure puis refroidi lentement. Pour appliquer le champ électrique, deux méthodes peuvent être utilisées.

- La première est l'orientation Corona. Cette méthode consiste à appliquer une très haute tension entre une pointe située à quelques centimètres du composant, et le plan de masse de celui-ci. Autour de la pointe, des ions sont créés qui migrent alors sur la surface du composant. Si la pointe n'est pas trop proche, on crée ainsi un champ électrique relativement uniforme dans la couche de polymère. Comme c'est l'accumulation de charges à la surface qui engendre le champ électrique d'orientation, il est préférable que la couche de polymère à

orienter soit la dernière couche déposée. Mais pour garantir l'uniformité du champ et réduire les risques de claquage, il faut que l'état de surface de la couche de polymère à orienter soit le plus parfait possible. De plus, les hautes tensions mises en jeu favorisent les phénomènes d'arcs électriques qui détruisent localement le polymère.

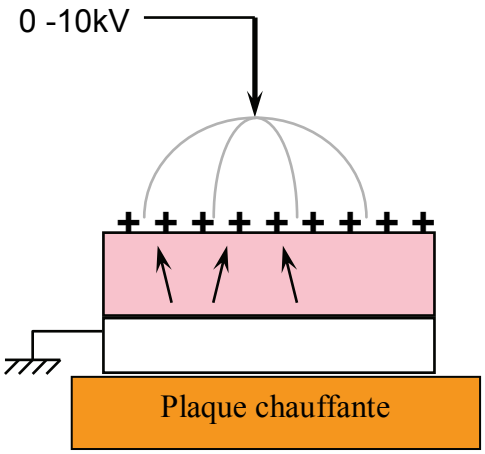


figure 46 : *Orientation par la méthode Corona*

Cette méthode d'orientation présente l'avantage de ne pas détruire entièrement le composant quand il y a un claquage lors du poling. Mais par contre, elle doit être réalisée au court de la fabrication du composant (juste après le dépôt de la couche de PMMA-DR1). Il faut alors éviter de chauffer le composant lors des étapes de fabrication qu'il reste à faire. C'est pourquoi nous n'avons pas choisi cette méthode pour réaliser l'orientation de nos composants.

- L'autre méthode consiste à utiliser une électrode pour l'orientation des chromophores au sein du polymère [71-45-72]. Comme le composant est chauffé à la température de transition vitreuse du polymère non-linéaire, pour éviter les déformations, il faut que les matériaux de confinement optique soit encore assez durs à cette température, sinon la force électrique créée entre l'électrode d'orientation et le plan de masse peut modifier localement la forme des couches de polymère [74]. Par contre, l'écart entre l'électrode et le plan de masse étant inférieur à dix microns, des tensions de l'ordre d'une centaine voir quelques centaines de volts permettent d'obtenir des champs d'orientation de plusieurs dizaines de volts par micron. La structure de type modulateur de phase de notre composant nous permet d'utiliser cette méthode avec un autre avantage : la ligne microruban peut aussi être utilisée comme électrode pour l'orientation. Ainsi il n'y a plus d'étape durant laquelle le composant doit être chauffé après l'orientation. Ces étapes sont toujours assez critiques car si elles durent trop longtemps ou si le composant est un peu trop chauffé, il y a un risque de perdre l'orientation du milieu non-linéaire.

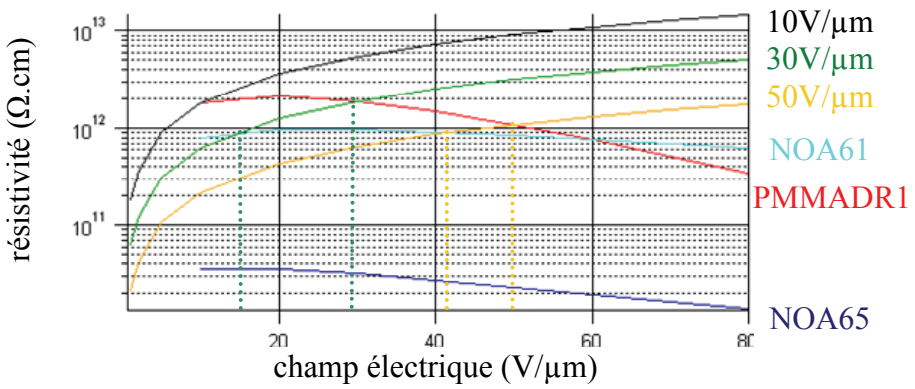


figure 47 : *Courbe de résistivité des matériaux, détermination des tensions d'orientation*

Pour définir la tension d'orientation, les mesures de résistivité des différents polymères sont utilisées. Il faut d'abord choisir le champ électrique d'orientation désiré dans la couche de PMMA-DR1. À l'aide des courbes de résistivité en fonction du champ électrique, on détermine la densité de courant dans les couches de polymère. On trace la courbe donnant la résistivité en fonction du champ électrique pour cette densité de courant. Les points d'intersection de cette courbe avec celles de résistivité des colles NOA donnent les champs qui auront lieu dans ces couches. La tension pour chaque couche du composant est déterminée en multipliant le champ électrique par l'épaisseur de la couche. La tension totale à appliquer sur le composant est obtenue en additionnant la tension sur chaque couche du composant.

Pour un composant type, réalisé avec une couche de NOA61 de 4 microns, une couche de PMMA-DR1 de 1 micron, et une couche de NOA65 de 3 microns, la tension d'orientation est d'environ 220 volts pour un champ d'orientation du PMMA-DR1 d'environ cinquante volts par micron. Si par contre le milieu de confinement inférieur est remplacé par de la NOA65, cette tension tombe à 62 volts. Pour un champ d'orientation de 60 volts par micron, ces tensions passent à 309 et 78 volts. Il est très intéressant du point de vue de la facilité d'orientation, d'utiliser la colle NOA65 comme milieu de confinement optique inférieur et supérieur.

Pour nos composants, le profil de chauffe est donné dans la figure 48. La température de transition vitreuse du PMMA-DR1 est maintenue pendant une demi-heure avec le champ statique d'orientation [72]. Ce champ électrique est maintenu jusqu'à la fin du refroidissement du composant. Pendant les mesures de résistivité, l'évolution du courant mesuré dans le temps a montré des constantes de temps de l'ordre de cinq minutes pour les différents matériaux. Le temps de maintien des conditions d'orientation doit être supérieur à ces constantes de temps

de chaque couche. Mais laisser chauffer le composant trop longtemps entraîne une détérioration des polymères [75]. Maintenir le composant pendant une demi-heure à 132° sous champ électrique semble un bon compromis.

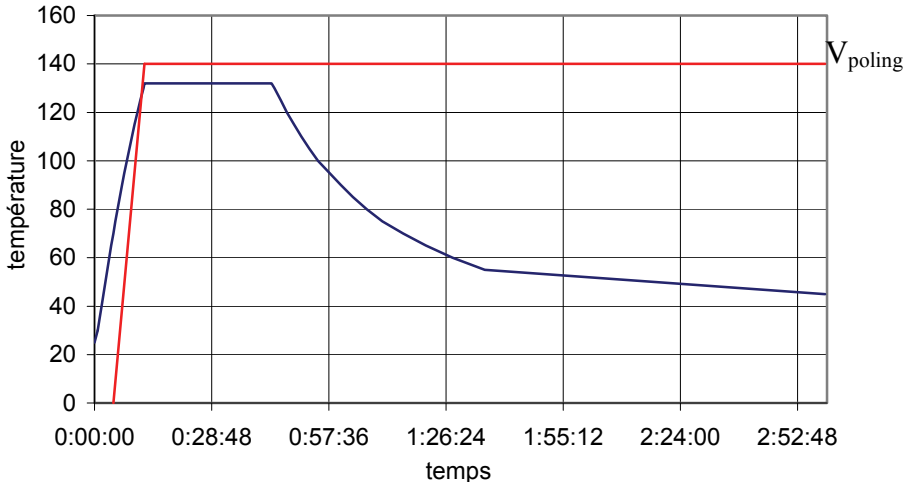


figure 48 : *Evolution de la température et de la tension pendant l'orientation du milieu non-linéaire*

Une fois cette étape d'orientation terminée, les chromophores DR1 dans le PMMA-DR1 sont orientés verticalement. L'angle moyen entre les chromophores et la verticale est d'autant plus faible que l'orientation a été efficace. Cette anisotropie du PMMA-DR1 induit une anisotropie des caractéristiques, notamment optiques, du PMMA-DR1. L'indice est alors différent selon la polarisation de la lumière. En raison des conditions réunies lors de l'orientation (champ électrique vertical quasiment uniforme sur tout le cœur du guide), l'ellipsoïde des indices du PMMA-DR1 est uniaxe [32-37]. Son axe lent (indice extraordinaire, n_e) est vertical, orienté selon le champ électrique d'orientation, son axe rapide (indice ordinaire, n_o) est dans le plan perpendiculaire, c'est-à-dire dans le plan horizontal. La susceptibilité diélectrique non-linéaire au second ordre ($\chi^{(2)}$) est alors différente selon la polarisation de la lumière.

$$\chi^{(2)}_{vertical} = -\frac{n_e^4 \cdot r_{33}}{2}$$
$$\chi^{(2)}_{horizontal} = -\frac{n_o^4 \cdot r_{13}}{2} \qquad (5.1)$$

r_{33} et r_{13} sont les coefficients électro-optiques selon les axes considérés. La susceptibilité diélectrique non-linéaire verticale est trois fois plus grande que celle horizontale. Les biréfringences induites par l'orientation du milieu sont négligées. Le rapport entre le

coefficient électro-optique vertical et le coefficient électro-optique horizontal est théoriquement de 3 à 5 selon la structure du polymère considéré [73].

Les tests en modulation des composants permettent de vérifier que ces coefficients électro-optiques ne sont pas négligeables. Ils donnent une bonne indication sur l'efficacité de cette étape d'orientation [32-71-74-76-77-78]. La structure de nos composants est celle d'un modulateur de phase. La biréfringence entre les polarisations verticales et horizontales (modes TM et TE) , induite par l'orientation du polymère électro-optique dans la zone active de nos composants, est utilisée pour faire tourner la polarisation du faisceau optique injecté dans le composant. Un polariseur placé à la sortie du composant permet de mesurer cette variation de polarisation en mesurant la puissance optique en sortie du polariseur. Tous ces tests sont étudiés en détail dans le chapitre suivant.

La figure 49 montre un composant monté sur son support et prêts aux tests.

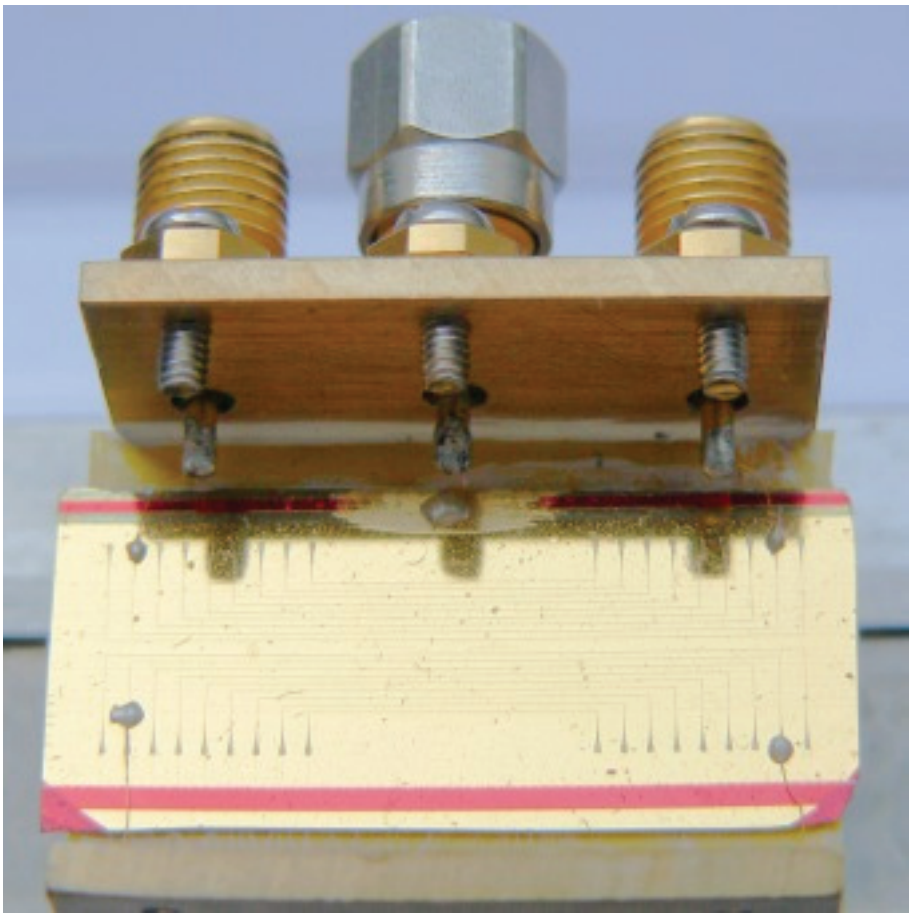


figure 49 : *Composant fini monté sur son support*

Chapitre VI. Résultats

Une fois les composants fabriqués, il convient de vérifier qu'ils ont été bien réalisés. Pour cela un premier test est réalisé en injectant de la lumière dans les guides optiques des composants. S'il n'y a pas de défauts sur le guide optique et si le clivage des extrémités du composant s'est fait de manière propre, le guidage optique est bon. Un problème lors du clivage est que les polymères ont parfois tendance à se déchirer plus qu'à casser de manière propre. Il est alors impossible de réaliser un bon couplage de la lumière dans le guide.

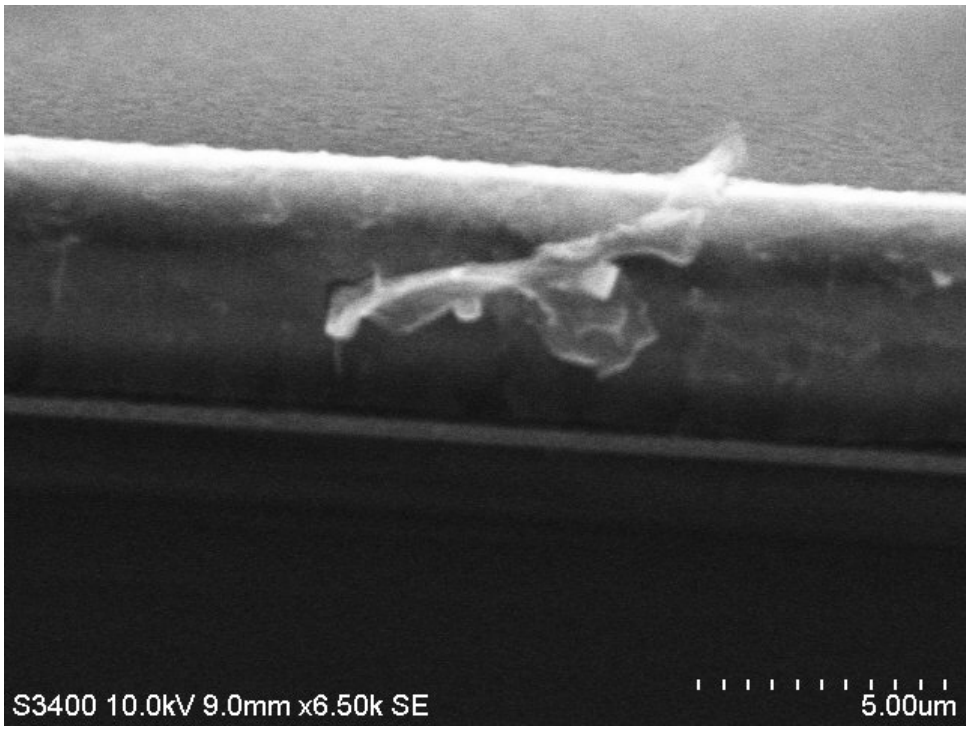


figure 50 : *Défaut de clivage vu au microscope électronique à balayage : le cœur du guide optique se déchire au lieu de casser*

Lors du test du guide optique, il convient aussi de vérifier que le mode transverse magnétique (TM) est bien guidé. En effet, ce mode est moins bien confiné (voir la partie III-2) que le mode transverse électrique (TE). Si l'une des couches de confinement est trop fine, le mode TE n'est plus guidé à cause de la proximité de l'or du plan de masse ou de la ligne microruban. Comme on peut le voir sur la figure 51, quand nous avons eu ce genre de problème, c'était essentiellement dû au fait que la couche de colle NOA qui sert de confinement optique inférieur a été réduite lors de l'attaque plasma (RIE).

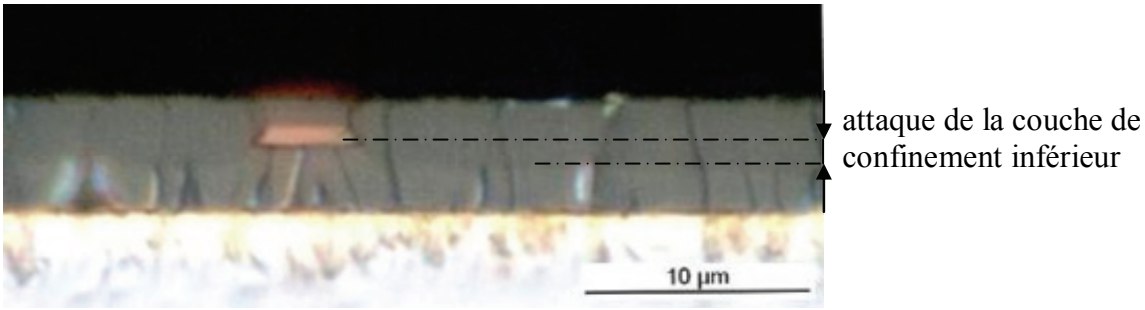


figure 51 : *Attaque des colles NOA au moment de la RIE*

VI-1. En modulation :

Le banc de test est décrit dans la figure 52. La source utilisée pour les tests en modulation est un laser à cavité étendue, accordable en longueur d'onde. Un tel laser permet d'avoir une onde polarisée rectilignement, en plus d'une très grande pureté spectrale (très petite largeur de raie, de l'ordre de 150 kHz, et une très grande stabilité en fréquence, variations inférieures au picomètre). La lumière sort du laser sur une fibre optique monomode à maintien de polarisation. Un objectif de microscope (X20) permet de passer la lumière de la fibre en propagation en espace libre. Ensuite le faisceau ainsi créé passe par un polariseur. Il permet de connaitre la polarisation du faisceau lumineux. Une lame demi-onde permet d'ajuster l'angle de polarisation du faisceau.

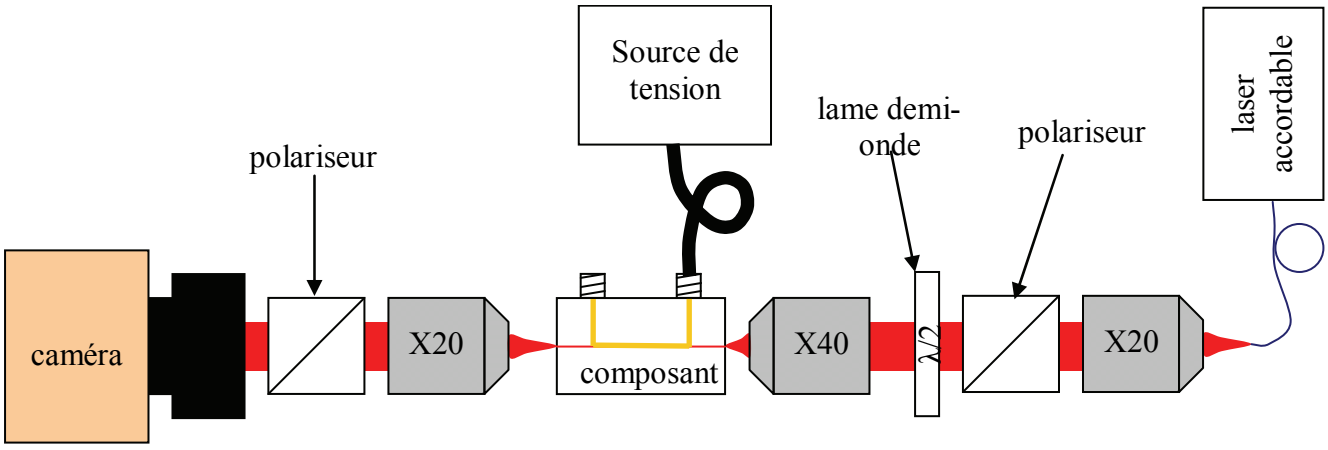


figure 52 : *Schéma du banc de test en modulation*

Pour injecter la lumière dans le composant, un objectif de microscope (X40) est monté sur une platine trois axes avec des calles piézo-électriques. Il est ainsi possible d'ajuster précisément la position du point de convergence de l'objectif de microscope sur l'entrée des guides optiques. Le composant en lui-même est monté sur une platine pour pouvoir ajuster sa

hauteur et sa position latérale (par rapport à l'axe optique). Un objectif (lui aussi monté sur une platine trois axes avec des calles piézoélectriques) suivi d'un polariseur à la sortie permettent de faire l'image sur une caméra infrarouge de la sortie du guide optique, ou de réinjecter le signal dans une fibre optique ou sur une photodiode.

Les composants qui sont réalisés ont la structure de modulateurs de phase. Ils guident les premiers modes TE et TM. Pour pouvoir les tester en modulation, il faut pouvoir, à partir de la fonction de modulateur de phase, réaliser une modulation d'amplitude [32]. En effet, on ne peut détecter qu'une variation de l'intensité lumineuse, pas une variation de la phase. Pour la suite, nous adoptons les notations suivantes : la polarisation du mode transverse magnétique (TM) est dite verticale, celle du mode transverse électrique (TE) horizontale. Le composant est attaqué avec un faisceau lumineux dont la polarisation est orientée à 45° de la verticale (ou de l'horizontale). Sur l'interface d'entrée du composant, le faisceau est décomposé sur les modes TE et TM. Chaque mode est ensuite guidé par le composant avec un déphasage propre à ce mode. Sur l'interface de sortie du composant, les deux modes TE et TM se recombinent pour former le faisceau de sortie. Le polariseur de sortie permet de connaitre l'orientation de la polarisation du faisceau de sortie. Le déphasage relatif entre les modes TE et TM à la sortie du composant va induire une rotation de la polarisation du faisceau lumineux.

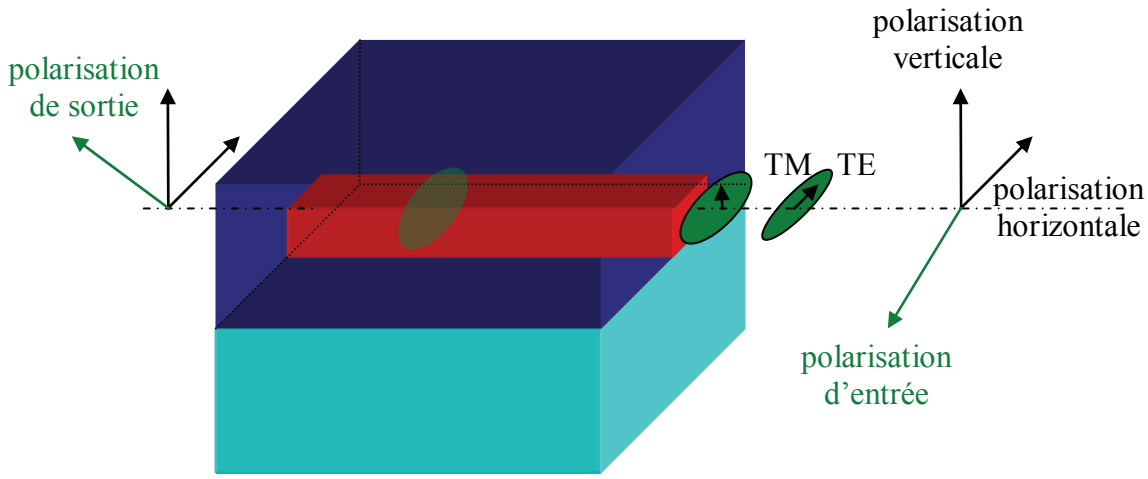


figure 53 : *Propagation des modes TE et TM dans le guide, influence sur la polarisation*

L'anisotropie des coefficients électro-optiques r_{33} et r_{13} induit une variation différente des indices optiques en fonction du champ électrique vertical. Le mode TE varie selon le coefficient r_{13}, et le mode TM selon r_{33} [32].

$$\begin{aligned}\delta\varphi_{TE} &= \frac{\pi \cdot L}{\lambda} \cdot \left(\frac{n_o^4 \cdot r_{13}}{n_{effTE}} \right) \cdot \Gamma_{TE} \cdot E_z \\ \delta\varphi_{TM} &= \frac{\pi \cdot L}{\lambda} \cdot \left(\frac{n_e^4 \cdot r_{33}}{n_{effTM}} \right) \cdot \Gamma_{TM} \cdot E_z \end{aligned} \tag{6.1}$$

Où L est la longueur d'interaction (la longueur de la zone active du composant, où la ligne microruban est au-dessus du guide optique), n_o est l'indice ordinaire, n_e l'indice extraordinaire, n_{effTE} l'indice effectif du mode TE, n_{effTM} l'indice effectif du mode TM, Γ_{TE} le facteur de confinement du mode TE, Γ_{TM} le facteur de confinement du mode TM. Pour la suite des calculs, les indices ordinaires et extraordinaires sont considérés comme égaux, de même que les facteurs de confinement des modes TE et TM, ainsi que leurs indices effectifs. Le déphasage entre les modes TE et TM varie donc en fonction du champ électrique vertical de modulation. Ces variations, différentes selon le champ électrique modulant, induisent une modification de la polarisation en fonction de la tension électrique appliquée sur les électrodes du modulateur. En plaçant le polariseur de sortie à 135°, ces variations de la polarisation du signal de sortie sont converties en variation de l'intensité du signal lumineux. On montre que l'intensité optique I s'exprime ainsi [32].

$$\begin{aligned} I(t) &= \frac{I_0}{2} \cdot \left(1 - \cos\left(\delta\varphi_{TM} - \delta\varphi_{TE}\right)\right) \\ &= \frac{I_0}{2}\left(1 - \cos\left(\frac{\pi \cdot L \cdot \Gamma \cdot n^4}{n_{eff} \cdot \lambda} \cdot \left(r_{33} - r_{13}\right) E_Z\right)\right) \\ &= \frac{I_0}{2}\left(1 - \cos\left(\frac{2 \cdot \pi \cdot L \cdot \Gamma \cdot n^4 \cdot r_{33} \cdot \Gamma_{Ez} \cdot \left(V - V_{offset}\right)}{3 \cdot n_{eff} \cdot \lambda \cdot d}\right)\right) \end{aligned} \tag{6.2}$$

Γ_{Ez} est l'intégrale de recouvrement du champ électrique E_z et V_{offset} permet de tenir compte du déphasage à la tension nulle V=0 entre les modes TE et TM. Si la polarisation est de 135°, le signal est maximum, si elle est de 45°, le signal est minimum. L'écart de tension entre ces états de polarisation en sortie (45° et 135°), avec une polarisation à 45° en entrée du composant est noté V_π (6.3).

$$V_\pi = \frac{3 \cdot n_{eff} \cdot \lambda \cdot d}{2 \cdot L \cdot \Gamma \cdot \Gamma_{Ez} \cdot n^4 \cdot r_{33}} \tag{6.3}$$

On appelle fonction de transfert (statique ou dynamique) du modulateur la courbe traçant l'intensité lumineuse en fonction de la tension appliquée.

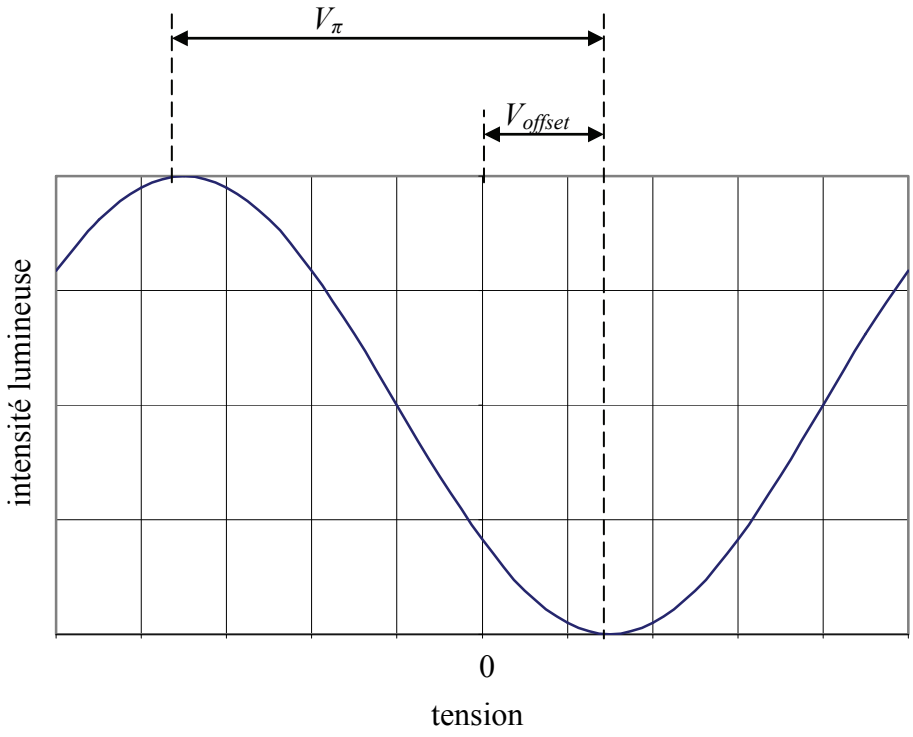


figure 54 : *Fonction de transfert statique d'un modulateur de phase monté en modulateur d'amplitude (avec deux polariseurs)*

VI-1.1. Étude quasi statique

La fonction de transfert d'un modulateur de phase électro-optique réalisé à l'aide de polymères représente l'intensité lumineuse en fonction de la tension appliquée. Mais, pour les basses fréquences, d'autres paramètres influencent cette fonction de transfert. Parmi ces paramètres, il y a notamment la température et la puissance lumineuse injectée dans le composant. Au cours des tests, la puissance lumineuse injectée dans les composants est constante, mais la température peut varier. Ces variations, même faibles, induisent une dérive, assez lente, de la fonction de transfert. La tension de décalage V_{offset} n'est alors pas constante. Le premier protocole de test a été le suivant : à l'aide d'une source de tension, une tension est appliquée sur le modulateur. Ensuite l'intensité lumineuse est mesurée après stabilisation. Les incréments de tension sont en générale de 1 volt. Mais la stabilité de l'intensité lumineuse n'était pas très bonne. De plus il est difficile, avec un tel protocole, de garantir que, pour chaque mesure, le temps entre l'application de la tension et la mesure de l'intensité lumineuse

est le même. Garantir ce temps pour les mesures des différents composants est encore plus compliqué, celles-ci prennent alors beaucoup de temps.

Pour pallier ce problème, nous avons utilisé un générateur basse fréquence et réalisé des mesures de la fonction de transfert de 10^{-2} Hz à 100 kHz. Les courbes obtenues permettent de déterminer la tension correspondant à l'écart entre un maximum et un minimum consécutifs de l'intensité lumineuse (c'est le « V_π »). Une fonction de régression dépendant du temps est utilisée pour déterminer cet écart. Ceci permet de prendre en compte un éventuel retard entre la consigne en tension et l'intensité lumineuse mesurée (comme c'est le cas dans le haut de la figure 55).

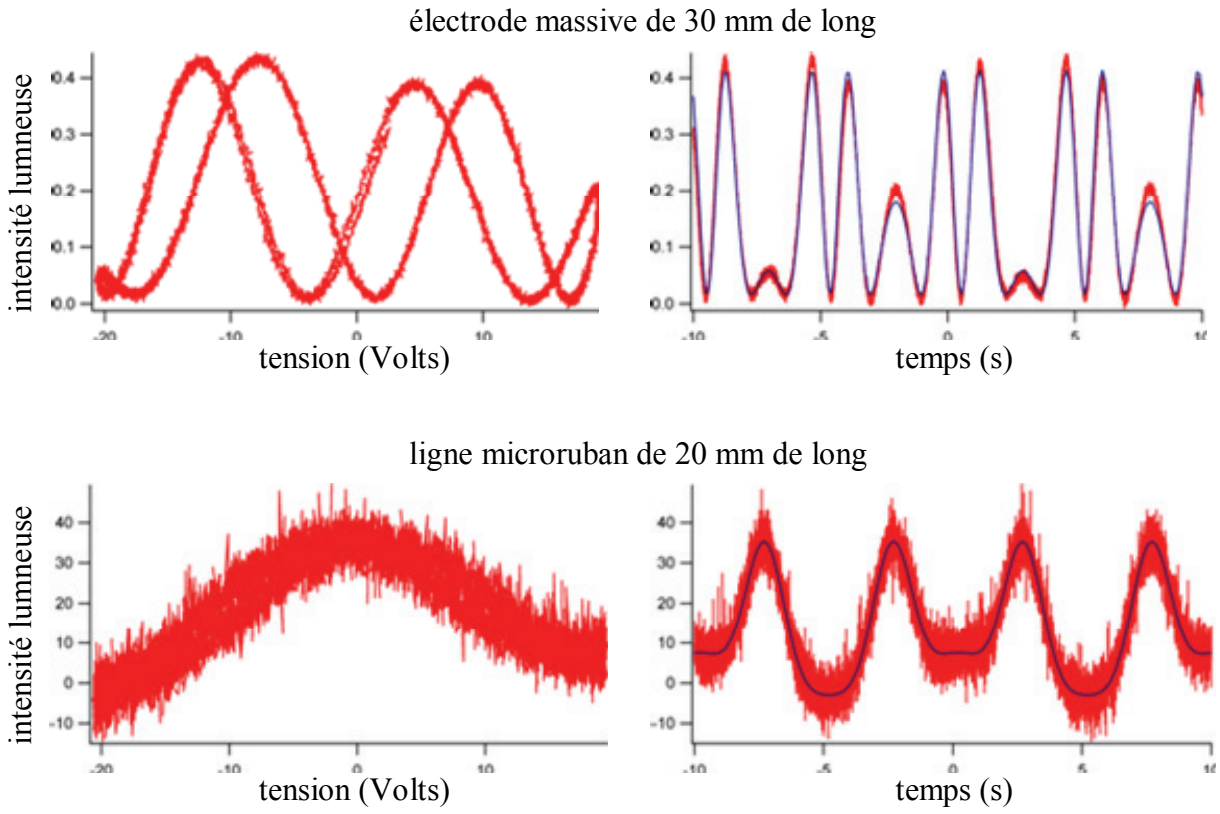


figure 55 : *Fonction de transfert (à gauche) et mesure en fonction du temps (à droite) à 0,1 Hz d'un composant en sandwich NOA65/PMMA-DR1/NOA65 avant la gravure des lignes microruban (en haut) et après la gravure des lignes microruban (en bas)*

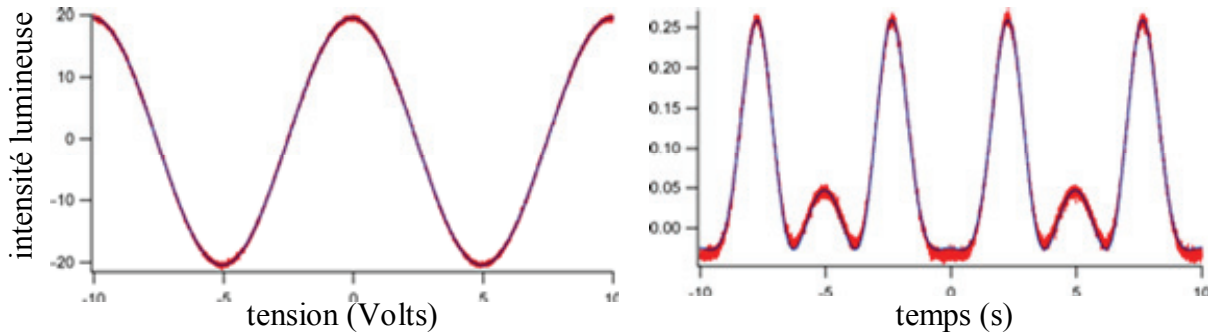


figure 56 : *Fonction de transfert (à gauche) et mesure en fonction du temps (à droite) à 0,1 Hz d'un composant en sandwich NOA61/PMMA-DR1/NOA65 de longueur de zone active 25 mm*

Les tensions V_π des deux composants dont les mesures sont présentées dans la figure 55 et la figure 56 sont respectivement 8,6 (électrode massive), 20,05 et 16,7 volts pour des zones actives de respectivement 30 (électrode massive), 20 et 25 millimètres. Mais le plus intéressant est de connaitre, pour ces deux types de composants, les tensions V_π en fonction de la fréquence de mesure. A partir de l'équation (6.3), on déduit la valeur du coefficient électro-optique en fonction du produit $V_\pi L$ (de environ 3 pm.V^{-1} à une dizaine de pm.V^{-1} selon les composants).

$$r_{33} = \frac{3 \cdot n_{eff} \cdot \lambda \cdot d}{2 \cdot \Gamma \cdot n^4 \cdot (V_\pi \cdot L)} \qquad (6.4)$$

La figure 57 présente le produit $V_\pi L$ en fonction de la fréquence de mesure.

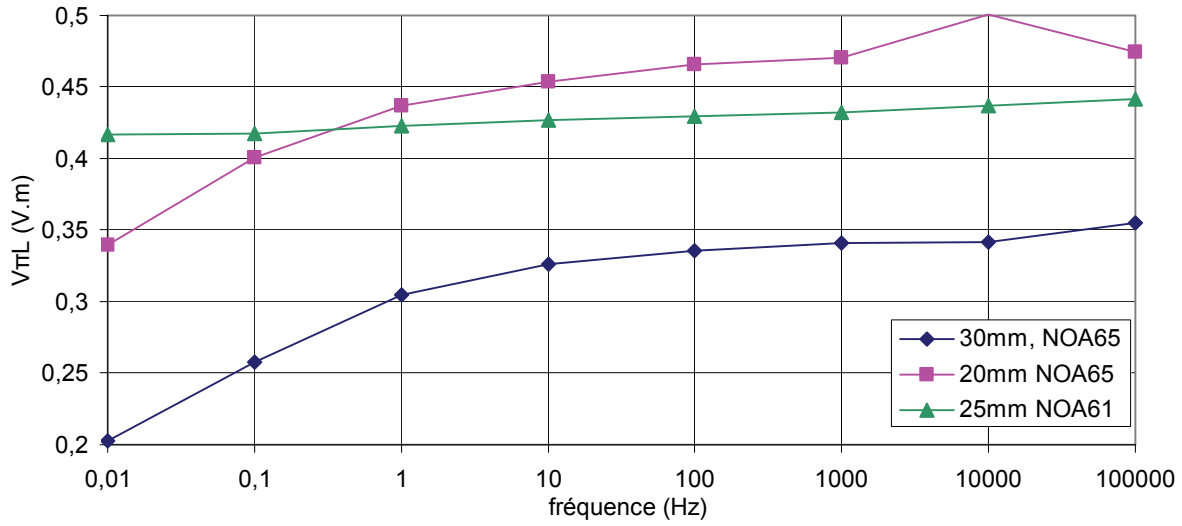


figure 57 : VπL en fonction de la fréquence. En bleu un composant de 30 mm de long avec une électrode massive avec de la NOA65 en confinement inférieur, en rose le même composant avec une électrode de 19 micron de large et 20 mm de long, enfin en vert un composant avec de la NOA61 en confinement inférieur

Selon les types de sandwichs utilisés (à savoir de la NOA61 ou de la NOA65 comme matériau de confinement inférieur), la courbe de la tension $V_\pi L$ en fonction de la fréquence ne présente pas les mêmes variations (en fonction de la fréquence). Cela est dû au fait que la colle NOA65 est moins résistive de deux ordres de grandeur que la colle NOA61, améliorant le report de champ dans les très basses fréquences (de la même manière que la NOA65 permet de réaliser l'étape d'orientation à des tensions plus faibles pour le même champ électrique statique dans le cœur du guide). Le décalage constant pour l'ensemble des fréquences entre les courbes des différents composants a plusieurs causes. La première est que les coefficients électro-optiques r_{13} et r_{33} sont différents pour les composants (selon l'efficacité de l'étape d'orientation). La deuxième est que le report du champ électrique est différent d'un composant à l'autre, en fonction du type de sandwich, mais aussi des épaisseurs des différentes couches de polymère.

Selon les fréquences, un retard entre la consigne en tension et la variation de l'intensité lumineuse est constaté (voir la figure 55, courbe de l'intensité lumineuse en fonction de la tension appliquée pour le composant avec une électrode massive). Pour les composants dont les lignes microruban n'ont pas encore été gravées, ce déphasage, plus important que pour les autres composants, est essentiellement dû à la capacité réalisée par le plan de masse et l'électrode massive supérieure posée sur le sandwich de polymères. Mais quand les électrodes sont gravées, l'apparition du déphasage s'accompagne d'une variation du produit $V_\pi L$ laissant présager que l'intégrale de recouvrement du champ E_Z varie et donc aussi le rapport Γ des intégrales de recouvrement des modes. Ces changements dans le report du champ électrique de modulation sont dus aux différences dans les comportements des matériaux en fonction de la fréquence (variation de la permittivité diélectrique relative en fonction de la fréquence par exemple) [45-46-47-49].

On remarque que pour les composants utilisant un sandwich de polymères avec de la NOA65 en confinements inférieur et supérieur, le produit $V_\pi L$ augmente pour les fréquences de 10^{-2} Hz à 100 Hz, puis se stabilise de 100 Hz à 100 kHz. Pour les composants utilisant de la NOA61 en confinement inférieur, ce produit ne varie que très peu sur les plages de fréquences considérées. Ces variations en fonction de la fréquence sont inversement proportionnelles aux variations de l'intégrale de recouvrement du champ électrique basse fréquence (Ez) sur le cœur du guide optique. On remarque que pour les composants utilisant de la colle NOA65 en confinement inférieur, le maximum de cette intégrale (et donc le minimum de Γ) n'est pas encore atteint à 10^{-2} Hz. Le domaine statique n'est donc pas encore atteint à cette fréquence. Ceci explique en partie pourquoi le premier protocole de mesure de

la tension V_π ne donne pas de résultats très reproductibles. Nous pouvons déduire deux hypothèses des différences de variation du produit $V_\pi L$ en fonction de la fréquence.

– Soit la chute de tension sur la couche supérieure de NOA65 est très faible comparée à celle sur les couches de PMMA-DR1 et de NOA61, ce qui explique les très faibles variations de l'intégrale de recouvrement du champ électrique basse fréquence pour les composants ayant une couche de NOA61 en confinement inférieur. Pour ces deux couches, le comportement serait stable sur les fréquences considérées (10^{-2} Hz à 100 kHz).

– Soit les variations de l'intégrale de recouvrement du champ électrique basse fréquence, pour les composants utilisant de la NOA65 comme confinement inférieur sont dues essentiellement aux variations du report de champ sur la couche de PMMA-DR1. Dans ce cas, pour les composants utilisant de la colle NOA61 comme confinement inférieur, ces variations du report de champ sont compensées par celles du report de champ sur la couche de NOA61.

Pour essayer de départager ces deux hypothèses, on peut essayer de regarder les constantes de temps des différents matériaux. Les permittivités diélectriques relatives des colles NOA61 et NOA65 sont données par le fabriquant (Norland Products) comme égales à 4,04 à 1 MHz. Pour celle du PMMA-DR1 50/50 nous n'avons pas de données et nous n'avons pas pu faire de mesures en raison des trop grandes quantités de produit nécessaire. Mais dans la littérature nous pouvons trouver des valeurs de la permittivité diélectrique du PMMA seul. Bien sûr, cette permittivité diélectrique relative dépend de plusieurs facteurs, notamment de la longueur de chaîne du polymère. De plus, la présence du DR1 induit des variations de cette permittivité et aussi des effets non-linéaires. Mais pour se donner une idée, nous prendrons une valeur de la permittivité diélectrique relative de 3,6. Chaque couche de polymère dans le composant peut, pour les basses fréquences, être modélisée comme une résistance et une capacité placées en parallèle [45-46]. Ce circuit a une constante de temps définie par le produit *RC*.

$$\begin{aligned} R &= \frac{\rho \cdot l}{S} \\ C &= \frac{\varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r \cdot S}{l} \\ \tau &= R \cdot C = \rho \cdot \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_r = \frac{1}{f_{trans.}} \end{aligned} \tag{6.5}$$

Cette constante de temps définit une fréquence de transition du polymère considéré. Pour les fréquences inférieures à celle-ci, en première approximation, on peut modéliser la couche de ce polymère comme une résistance. Pour les fréquences supérieures, comme une capacité. Si,

pour les valeurs des résistivités, on prend les résultats des mesures faites à des champs électriques de 10 volts par micron, on obtient des fréquences de transition de 8.10^{-3} Hz environ pour la colle NOA65, $3{,}5.10^{-4}$ Hz environ pour la colle NOA61, et $1{,}75.10^{-4}$ Hz environ pour le PMMA-DR1 50/50. Ces fréquences sont plus à prendre comme des ordres de grandeur, mais elles tendent à montrer que seule la colle NOA65 doit avoir un comportement assez changeant aux fréquences des mesures. C'est donc probablement cette transition entre le comportement résistif des couches de NOA65 et leur comportement capacitif qui induit ces variations dans le report du champ électrique de modulation. De plus remarque aussi que les fréquences de transition de la colle NOA61 et du PMMA-DR1 50/50 semblent être très basses. Le domaine statique n'est donc pas atteint, même pour les fréquences de 10^{-2} Hz. Les couches de PMMA-DR1 50/50 et de colle NOA61 sont donc à considérer comme ayant un comportement capacitif.

VI-1.2. Étude dynamique

Attachons-nous maintenant aux plus hautes fréquences. Le banc de test utilisé reste le même, sauf pour la partie source électrique et la détection. La source micro-onde utilisée est une source accordable Agilent pouvant fournir un signal jusqu'à 20 GHz. Les câbles hyperfréquences utilisés ont des fréquences de coupure à 26 ou 40 GHz. Pour la détection du signal optique modulé, nous avons utilisé une photodiode fibrée avec une fibre monomode. Le signal optique sortant du deuxième polariseur est injecté dans une fibre optique monomode à l'aide d'un objectif de microscope. Le signal ainsi récupéré est ensuite amplifié dans un amplificateur optique à fibre dopée à l'erbium. De cette manière le niveau de puissance optique est suffisant pour attaquer la photodiode fibrée. Cette photodiode est une photodiode suivie d'un amplificateur de 20 dB monté par la société DA-LightComm. Elle est prévue pour un fonctionnement jusqu'à 15 GHz.

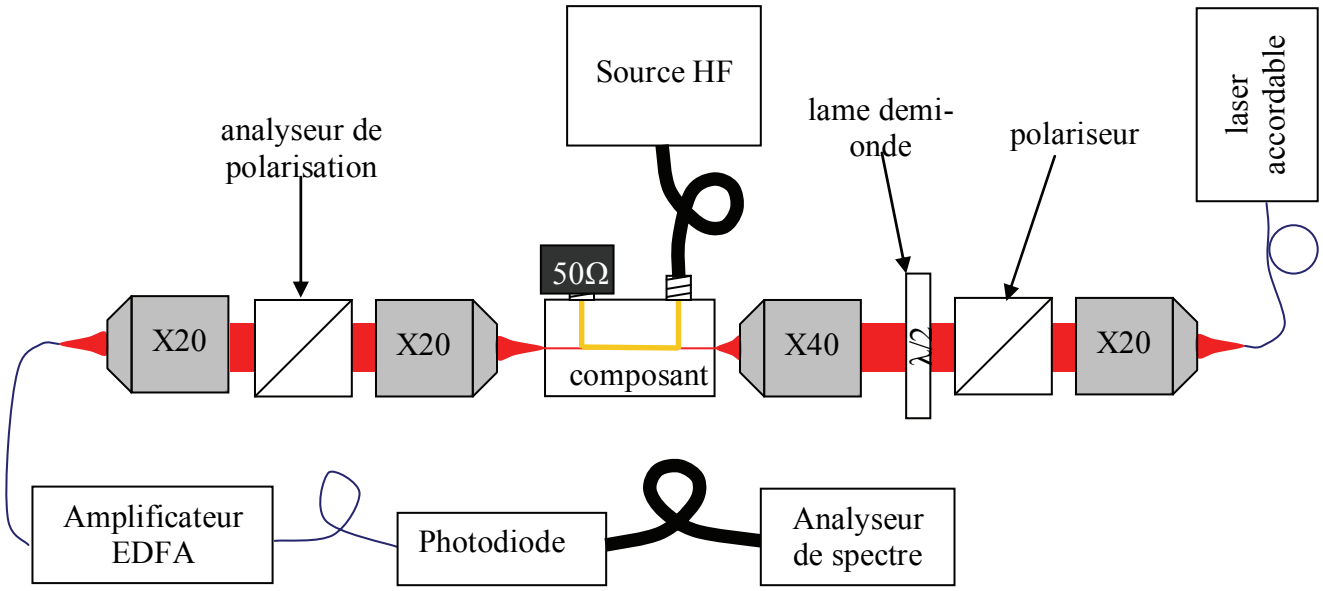


figure 58 : *Banc de test en modulation pour les fréquences jusqu'à 20 GHz*

Par contre, pour les fréquences considérées, on ne parle plus de tension mais de puissance. Les appareils (l'analyseur de spectre comme la source hyperfréquence) sont calibrés pour afficher ou fournir les puissances sur une charge adaptée de 50 Ohms. Tous les câbles et appareils utilisés ont comme impédance caractéristique 50 Ohms. C'est pourquoi les lignes microruban sur le composant ont été conçues pour être adaptées à 50 Ohms. L'équation (6.6) permet de retrouver l'amplitude de la tension entre la ligne et le plan de masse à partir de la puissance fournie.

$$\begin{aligned} V_{ligne} &= \sqrt{Z_C \cdot P_{HF}} \\ \text{si } Z_C &= 50\Omega \\ V_{ligne} &= \sqrt{50} \cdot \sqrt{P_{HF}} \end{aligned} \qquad (6.6)$$

Pour une puissance donnée, on peut ainsi retrouver la tension appliquée au composant pour peu que l'impédance ramenée à l'entrée du composant soit de 50 Ohms. On peut considérer cette condition comme vérifiée au moins jusqu'à quelques GHz.

Aux fréquences considérées, il faut aussi faire attention à l'effet de peau dans les conducteurs. Pour les câbles et les connecteurs SMA utilisés, ce phénomène est négligeable. En effet les bandes passantes des câbles sont supérieures à la fréquence maximum des mesures. Pour les connecteurs SMA utilisés, ils sont prévus pour un fonctionnement jusqu'à 18 GHz. Nous considérons que l'influence des défauts de ces connecteurs est négligeable aux fréquences de mesure. Par contre les fils de connexion entre les connecteurs SMA et le composant testé sont des fils d'or de 50 microns de diamètre. Si on prend comme critère que la résistance d'un fil d'or augmente de manière significative quand le diamètre du fil devient

deux fois supérieur à l'épaisseur de peau, l'effet de peau devrait se faire ressentir dès 10 MHz pour les fils d'or utilisés. La résistance des fils de connexion entre le composant et les connecteurs SMA augmente alors avec la fréquence. Mais ces fils de connexion ne mesurent que quelques millimètres de long (environ 6 mm) Leur résistance est d'environ 67 mΩ à la fréquence nulle. Elle passe de 375 mΩ à 1 GHz, à 2,38 Ω à 44 GHz. La perte ainsi engendrée reste assez faible (inférieure à 0,5 dB).

Un autre problème avec les fils de connexion entre les connecteurs SMA et le composant est que l'ensemble du fil de connexion et la pine du connecteur SMA forment une antenne. Si on considère que l'ensemble (d'environ dix millimètres) forme une antenne quart d'onde, la fréquence de fonctionnement de cette antenne est de 7,5 GHz. Un peu avant cette fréquence, des phénomènes de rayonnement apparaissent et diminue ainsi la puissance couplée sur la ligne microruban. Ce comportement est cyclique en fréquence : à chaque fois que la longueur du fil et de la pine du connecteur SMA est un multiple impair du quart de la longueur d'onde, la transmission en bout de fil sera minimum. Ainsi ce problème devrait aussi se poser vers 15 GHz. Bien sûr ces fréquences sont à titre indicatif, car ces phénomènes de rayonnement sont très dépendants de la longueur des fils de connexion. De plus quand la longueur des fils de connexion n'est plus négligeable devant la longueur d'onde du signal, il y a une désadaptation d'impédance sur les fils de connexion. Le critère utilisé couramment (par exemple dans les logiciels de simulation électromagnétique) est que ces phénomènes sont à prendre en compte quand les fils de connexion sur plus long que le dixième de la longueur d'onde. Pour nos composants, il faudrait prendre en compte les fils de connexion dès que la fréquence du signal atteint 3 GHz. Le problème est que nous n'avons pas réussi à modéliser ces phénomènes sur nos composants. Les calculs pour les simulations sont difficilement modélisables de façon simple et les logiciels de simulation utilisés ne nous ont pas permis d'obtenir de résultat.

La figure 59 présente les fonctions de transfert mesurées sur deux composants utilisés en modulateurs d'amplitude sur notre banc de test. Il s'agit de modulateurs de phase utilisés avec deux polariseurs placés à +45° et -45° en entrée et en sortie du modulateur. La fonction de transfert de la photodiode fibrée a été extraite des résultats. Ces résultats présentent deux courbes : la fonction de transfert globale du modulateur et une approximation de la fonction de transfert optique. Elle doit ne représenter que les pertes dues à la conversion du signal hyperfréquence vers le signal optique. Pour obtenir cette fonction de transfert optique, les pertes hyperfréquences ont été mesurées entre l'entrée hyperfréquence du modulateur et sa sortie hyperfréquence (à la place de la charge 50 Ohms pour les tests en modulation). Mais

ces pertes prennent en compte deux fois la transition du connecteur SMA vers la ligne microruban du composant. En prenant la racine carrée des pertes mesurées (en linéaire), nous nous approchons d'autant plus des pertes induites par une transition que les pertes le long de la ligne microruban sont négligeables. Le but de ces calculs de fonction de transfert optique n'est pas d'obtenir des valeurs précises, mais plus d'isoler les différents facteurs de pertes pour arriver à évaluer les pertes de la conversion optique micro-onde, en minimisant l'effet des désadaptations d'impédance à l'entrée du composant.

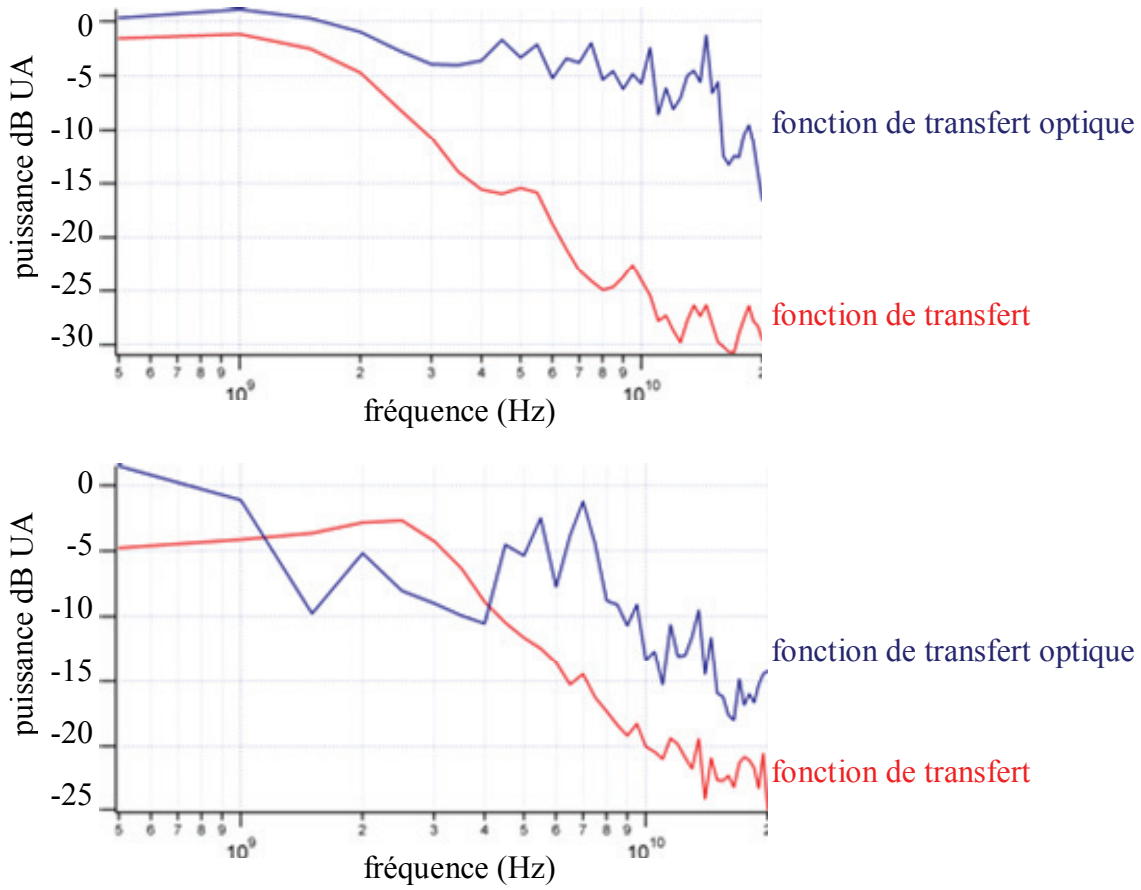


figure 59 : *Fonctions de transfert et fonctions de transfert optique de deux modulateurs de phase polymères ayant une zone active de 17 mm de long (en haut) et 25 mm de long (en bas)*

Comme on peut le voir sur la figure 59, la fonction de transfert optique n'est pas toujours très représentative ni cohérente. Pour peu que les pertes hyperfréquences sur les liaisons connecteur SMA avec le composant ne soient pas symétriques (c'est-à-dire les mêmes en entrée et en sortie du composant), cette fonction n'est plus représentative. C'est probablement le cas sur le deuxième composant présenté dans la figure 59 (composant du bas). Ces deux modulateurs ont des bandes passantes respectives d'environ 2 GHz pour le composant du haut de la figure 59, et d'environ 4 GHz pour celui du bas. Au vu de leur

conception, ces composants auraient dus avoir une bande passante beaucoup plus grande. En effet ils ont été conçus pour pouvoir fonctionner jusqu'à des fréquences de l'ordre de 40 GHz. Certes la conception ne peut garantir une bande passante à 3 dB de 40 GHz. La comparaison des fonctions de transfert des deux composants permet de voir qu'une fois la fréquence de coupure atteinte, la pente de la courbe est d'environ 25 dB par décade. La fonction de transfert optique du composant du haut ramène cette pente à environ 15 dB par décade. Ces pertes, croissantes avec la fréquence, ne sont pas liées aux connecteurs SMA et ni aux fils de connexion. Il reste essentiellement trois facteurs pouvant induire des pertes entrainant ce type de fonctions de transfert.

Un premier facteur est la conductivité de l'or déposé sur les composants. En effet, si cet or a une conductivité plus élevée que la valeur utilisée pour faire les simulations, alors l'épaisseur de peau va diminuer dans le composant, induisant une augmentation de la résistance linéique de la ligne microruban et surtout une baisse de la fréquence où cette résistance devient très dépendante de la fréquence de travail. Cela dit, nous avons utilisé les valeurs fournies par le fournisseur d'or, et a priori, l'or déposé devrait avoir une conductivité plutôt plus faible que celle de l'or brut à cause des éventuelles impuretés qui se seraient ajoutées à l'or.

Un deuxième facteur est le report du champ hyperfréquence sur le cœur du guide optique. Il ne faut pas oublier que dans le composant, trois polymères sont utilisés à la fois pour réaliser le guide optique mais aussi comme diélectrique pour la ligne microruban. Afin d'affiner les simulations, des mesures ont été faites pour essayer de déterminer la permittivité diélectrique relative des colles optiques NOA61 et NOA65. Les valeurs de permittivité diélectrique relatives ont permis d'ajuster le dimensionnement de la ligne microruban ainsi que d'estimer le report du champ électrique de modulation (par l'intermédiaire des intégrales de recouvrement) sur le cœur du guide optique quand les composants sont utilisés en modulateur de phase. Mais ces mesures n'ont pu être réalisées sur le PMMA-DR1, le polymère électro-optique qui constitue le cœur du guide optique. Le report du champ électrique modulant n'est donc pas connu mais estimé à partir d'une estimation de la permittivité diélectrique relative du PMMA-DR1. De ce fait les variations de cette permittivité diélectrique relative ne sont pas connues. Il se peut donc que la permittivité diélectrique relative du PMMA-DR1 varie de manière assez significative pour faire chuter le report du champ électrique modulant sur le cœur du guide optique à partir de quelques GHz voir une dizaine de GHz. Dans le chapitre IV-2 nous avons vu qu'entre le cas le plus favorable et celui le plus défavorable envisagé, une baisse du rendement du composant de 7

dB environ est possible. Les variations des permittivités diélectriques des matériaux peuvent donc expliquer en partie la forme des fonctions de transfert mesurées.

Un dernier facteur pouvant expliquer la bande passante des composants plus réduite qu'initialement prévue est lié à la réalisation des composants. Plus particulièrement il s'agit de la rugosité des conducteurs électriques. Quand la rugosité de la ligne microruban est comparable à l'épaisseur de peau dans le matériau (ici l'or), les pertes hyperfréquences induites par cette rugosité ne sont plus négligeables. Ainsi ces pertes par rugosité pourraient bien induire la forme constatée des fonctions de transfert des composants en modulation. Mais la ligne microruban est conçue pour que son épaisseur soit au maximum deux fois supérieure à l'épaisseur de peau dans l'or à 44 GHz. Il semble donc peu probable que les pertes par rugosité soient à l'origine de la forme des fonctions de transfert mesurées. Cela dit la rugosité de la ligne microruban est bien supérieure sur le composant ayant la bande passante la plus basse. Mais un autre point peu présenter des pertes par rugosité sur les composants : il s'agit du collage des fils d'or sur le composant. Comme les composants sont réalisés avec des polymères, les méthodes de connexion par ultrason ou microsoudure ne sont pas utilisables. Les fils d'or sont collés avec de la colle à l'argent. Il s'agit d'une résine et d'un durcisseur. La résine contient des cristaux d'argent qui établissent le contact électrique entre la ligne microruban et les fils d'or lors du durcissement. Ainsi les points de colle présentent une très grande rugosité pouvant peut-être mieux expliquer les pertes constatées mais seulement sur les fonctions de transfert. Normalement ces pertes sont extraites dans la fonction de transfert optique des composants.

VI-1.3. Synthèse des résultats en modulation

De manière générale, les mesures en modulation nous ont permis de vérifier la bonne fabrication et le bon fonctionnement des composants. Les résultats sont encourageants mais toute fois des problèmes sont déjà présents pour ce qui est du fonctionnement en très hautes fréquences. A partir de quelques gigahertz, des pertes commencent à apparaitre alors que le composant a été conçu autant que possible pour minimiser les effets de ces pertes en haute fréquence. Ces pertes dépendantes de la fréquence seraient a priori dues aux variations des permittivités diélectriques relatives des matériaux, à la rugosité éventuelle de la couche d'or ainsi qu'aux problèmes de couplage des composants avec les câbles coaxiaux. Mais nous n'avons pu faire les mesures en modulation jusqu'à 20 GHz qu'assez tard (figure 59). Dans

un premier temps les tests en modulation n'ont été menés que jusqu'à 2 GHz. A ces fréquences, les résultats sont très encourageants car les défauts, notamment de couplage hyperfréquence des composants, ne sont quasiment pas visibles. Mais pour la fonction de redressement optique, comme le rendement du principe de conversion n'est pas bon du tout aux fréquences auxquelles nous pouvons travailler (de l'ordre de -100 dB), chaque perte peut gêner grandement le fonctionnement du composant. Les tests en modulation jusqu'à 20 GHz ont au moins permis de montrer que la cause probable de l'échec du redressement optique avec nos composants est due aux pertes hyperfréquences, notamment celles de couplage avec les câbles coaxiaux et connecteurs SMA.

De la même manière, la modulation réussie jusqu'à 20 GHz, malgré le filtrage passe bas constaté sur la fonction de transfert des composants montre que les non linéarités du PMMA-DR1 50/50 sont exploitables à ces fréquences. Combiné aux colles optiques NOA61 et NOA65, qui ne sont prévues que pour des utilisations dans le domaine optique, il est possible de réaliser des fonctions mixtes optiques-hyperfréquences de manière assez aisée compte tenu du fait que ces polymères ne sont pas conçus pour des utilisations dans le domaine des hyperfréquences. Le principe physique de mélange à trois ondes dans le PMMA-DR1 que nous cherchons à utiliser dans nos composants n'est donc pas remis en cause.

VI-2. En démodulation :

Pour les mesures en démodulation, les composants sont utilisés différemment que pour les tests en modulation. Le principe utilisé est celui du mélange à trois ondes par battement de deux lasers. Il s'agit de créer une polarisation non linéaire dans le cœur du guide optique. En injectant deux ondes lasers de fréquences proches dans notre composant, cette polarisation non linéaire comporte essentiellement trois fréquences :

- la fréquence nulle qui est due à la polarisation non linéaire du PMMA-DR1 induite par chaque laser,
- la fréquence somme des fréquences des deux lasers. Vu que nous travaillons aux longueurs d'onde telecom (autour de 1,55 microns), la longueur d'onde ainsi générée est de l'ordre de 775 nm (très proche infrarouge). Cette longueur d'onde n'est pas détectée et de plus elle est probablement assez absorbée par le PMMA-DR1 qui devient de plus en plus absorbant quand on se rapproche du début du spectre visible.

- La fréquence différence des fréquences des deux lasers. C'est cette fréquence, du domaine des hyperfréquences (pour nous détectable jusqu'à 44 GHz) que l'on cherche à détecter.

La polarisation non linéaire ainsi créée par battement des deux lasers, engendre un champ électrique hyperfréquence toujours dans le cœur du guide optique (dans le PMMA-DR1). Ce champ électrique hyperfréquence excite le mode fondamental de la ligne microruban de nos composants. Pour que ce champ électrique excite bien le mode fondamental de la ligne microruban il faut donc qu'il soit orienté dans le même sens que celui du mode fondamental, c'est-à-dire verticalement.

De plus, pour qu'il y ait bien une interaction des deux ondes laser dans le milieu non linéaire (cœur du guide optique en PMMA-DR1), il faut que les deux ondes laser aient la même polarisation.

Dans nos composants nous injectons deux ondes laser polarisées rectilignement et toutes les deux verticales. Le mode de guidage optique utilisé est le mode transverse magnétique (champ électrique vertical). La polarisation non linéaire ainsi créée est donc aussi verticale et le champ électrique créé excite bien le mode fondamental de la ligne microruban. Le banc de test que nous avons réalisé utilise deux lasers accordables en longueur d'onde autour de 1,55 micron. Il s'agit d'un laser Tunics-BT accordable autour de 1,55 micron par pas de 1 nm, et d'un laser HP 8168D accordable par pas de 0,1 micron autour de 1,55 micron. Ces deux lasers sont des lasers à cavité étendue. Ils bénéficient donc d'une très grande pureté spectrale (finesses de raie données par les constructeurs de respectivement 150 kHz et 100 kHz) ainsi que d'une polarisation rectiligne verticale en sortie des lasers. La stabilité en fréquence donnée par les constructeurs est de 1 GHz sur une heure pour le laser HP et inférieure au picomètre (soit 125 MHz à 1,55 micron) pour le laser Tunics. Le battement entre ces deux lasers a été mesuré et caractérisé en annexe II. Ensuite, à l'aide d'un coupleur 3dB, ces deux ondes lasers sont injectées dans la fibre d'entrée du banc de test. La structure du banc de test reprend l'injection du signal optique dans le composant du banc de test en modulation. La figure 60 montre le banc de test en démodulation.

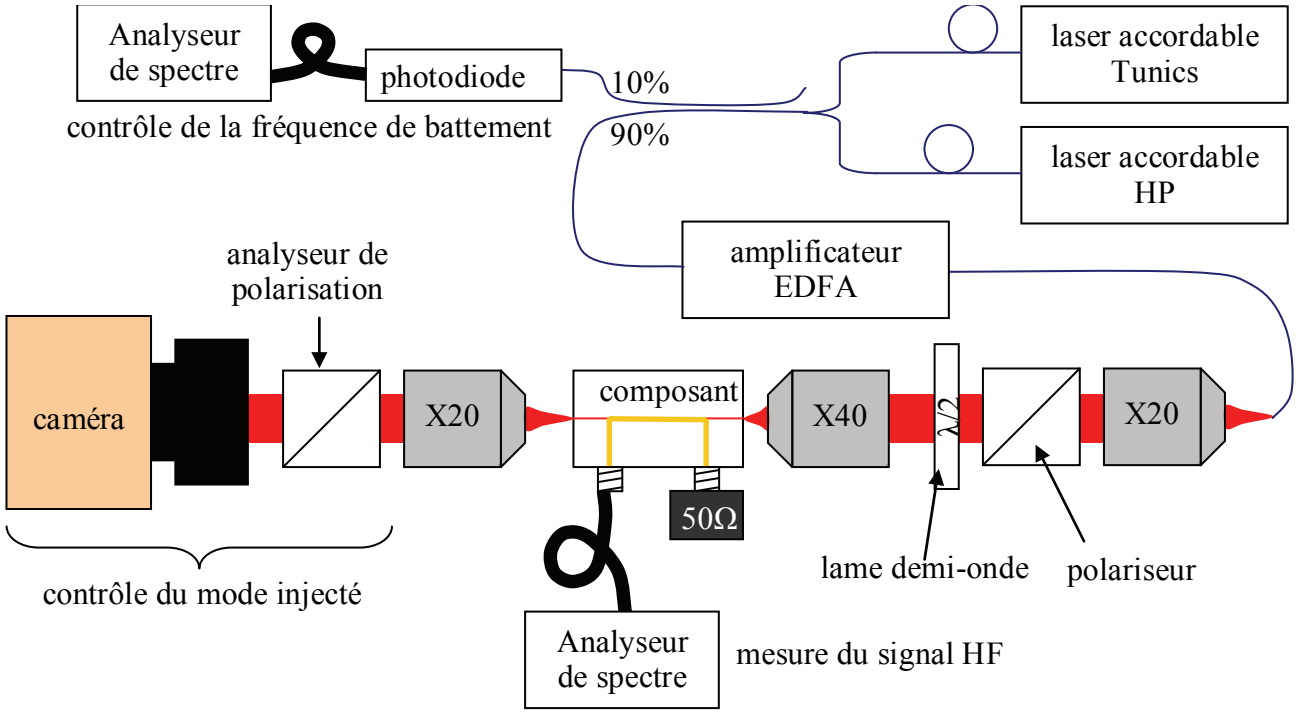


figure 60 : *Banc de test en démodulation : test par battement de deux lasers*

Le polariseur placé juste après le premier objectif de microscope (à la sortie de la fibre optique) permet de connaître, et donc d'aligner la polarisation de chaque laser. La lame demi-onde permet d'ajuster l'angle de la polarisation du signal optique (les deux ondes laser) sur la verticale. Le signal optique est ensuite injecté dans le guide optique du composant. La combinaison des grossissements objectifs de microscope permet normalement d'obtenir un spot à l'entrée du composant d'environ 5 microns de large. Ceci nous permet de coupler plus de puissance optique dans le composant. La charge de 50 Ohms placée à l'entrée électrique du composant n'est théoriquement pas nécessaire, mais elle permet, s'il y a lieu, d'éviter des phénomènes de réflexion qui pourraient venir parasiter les mesures. La caméra infrarouge et le polariseur placés en sortie du banc de test permettent de vérifier la bonne injection du signal optique dans le composant. Des tests de modulation en basse fréquence sont généralement réalisés pour ajuster le plus précisément possible l'injection optique dans le composant.

Les différentes campagnes de mesure en redressement optique par battement de deux lasers n'ont pas permis d'obtenir de résultat. Afin d'analyser les raisons de cet échec, nous allons d'abord réaliser un rapide bilan de liaison du banc de test.

VI-2.1. Bilan de liaison

Le but de ce bilan de liaison est de déterminer la puissance du signal hyperfréquence que nous pouvons attendre à l'entrée de l'analyseur de spectre. Le cas échéant, il nous permet aussi d'essayer d'évaluer les points critiques de la chaîne de mesure et de savoir où sont les raisons possibles de l'échec des mesures.

Les deux lasers utilisés comme source optique peuvent fournir une puissance de 400 µW pur le laser HP et de 6 mW pour le laser Tunics. Les pertes d'insertion du coupleur 3dB utilisé sont d'environ 3,3 dB. Le signal optique à la sortie de ce coupleur est donc d'environ 3 mW. Ensuite, afin de maximiser la puissance optique injectée dans le composant, le signal optique est amplifié par un amplificateur optique à fibre dopée à l'erbium. Il a bien sûr été vérifié que cet amplificateur ne modifie pas le signal optique de battement des deux lasers. A la sortie de cet amplificateur il a donc été détecté un battement des lasers jusqu'à des fréquences de l'ordre de 50 MHz. La polarisation à la sortie de l'amplificateur reste rectiligne. La puissance maximale mesurée à la sortie de l'amplificateur est d'environ 150 mW. Cette puissance est répartie sur les deux ondes lasers. La puissance maximum du signal optique disponible en sortie de l'amplificateur est donc d'environ 150 mW.

Nous avons ensuite mesuré la transmission de l'ensemble composé de la fibre optique, du premier objectif de microscope (grossissement de 20 fois), du polariseur et de la lame demi-onde. La transmission de l'ensemble est d'un peu plus de 81% (plus proche de 82%). Nous considèrerons que l'objectif de microscope de grossissement 40 fois qui sert à l'injection du signal optique dans le composant est aussi de 80%. Nous amenons donc 64,8% (-1,88 dB) des 150 mW disponibles à la sortie de l'amplificateur à l'entrée du guide optique (soit environ 97,2 mW, ou 19,87 dBm).

Il s'agit maintenant d'essayer d'évaluer les pertes d'insertion du signal optique dans le composant. Ces pertes ont trois origines :

- Tout d'abord, il faut considérer la forme et la taille du spot au point de focalisation de l'objectif de microscope. Le faisceau à la sortie de la fibre optique monomode en entrée du banc est un faisceau gaussien circulaire de largeur 10 microns. La combinaison des grossissements des deux objectifs de microscope (celui à la sortie de la fibre optique et celui pour l'injection dans le composant) permet de réduire de moitié la taille de ce spot. A l'entrée du composant nous réalisons donc un spot gaussien circulaire de 5 microns de diamètres. Mais le mode guidé dans le guide optique est lui elliptique, comme on peut le constater sur la figure 12 et la figure 13. Il faut donc aussi prendre en compte le recouvrement de ce mode elliptique par le spot circulaire en sortie de l'objectif de microscope. Ce recouvrement varie selon les différentes configurations possibles des composants (type de sandwich de polymère

à savoir de la colle NOA61 ou NOA65 en confinement inférieur, largeur des guides, et épaisseur de la couche de PMMA-DR1) entre 32% et 60%. Les pertes maximum dues au recouvrement sont donc de -4,95 dB. Pour les composants mesurés (guides optiques de 5 microns de large) elles sont d'environ 40% soit -3,98 dB.

– Il faut ensuite considérer les réflexions à l'entrée du guide optique. En prenant l'indice du cœur du guide optique (soit 1,627), le coefficient de réflexion est de 5,7%. Les pertes par réflexion sont donc d'environ -0,255 dB.

– Enfin il faut aussi considérer les pertes par diffusion liées à la rugosité de la surface d'entrée du guide optique. Ces pertes sont très difficiles à évaluer. Par contre, à l'aide de la caméra infrarouge et des tests en modulation, il est possible de sélectionner les composant pour lesquels ces pertes peuvent être négligées.

Le signal optique qui est injecté dans le composant est d'environ 36,7 mW soit 15,64 dBm.

Afin de bénéficier d'un rendement suffisant du mélange à trois ondes, les mesures ont été faites pour des fréquences de l'ordre de 20 GHz et au dessus. Le rendement de conversion du composant peut donc être estimé, d'après les simulations faites préalablement, comme supérieur à -100 dB (10^{-10}). La puissance du signal hyperfréquence à la fin de la zone active du composant devrait donc être de 3,7 pW, soit environ -84,36 dBm.

A ce point du bilan de liaison nous retrouvons les problèmes de couplage hyperfréquence entre le composant et les câbles coaxiaux. Comme précisé dans la partie précédente sur la modulation : ces pertes n'ont pas pu être évaluées à ce stade. Au vu des résultats des mesures des fonctions de transfert des composants en modulation, ces pertes seraient de l'ordre de -20 dB. Le signal hyperfréquence en sortie du composant serait alors de -104,36 dBm. Ce signal devrait rester mesurable, mais afin de l'augmenter un peu, un amplificateur hyperfréquence a aussi été utilisé pour certaines mesures. Il a bien sûr été préalablement vérifié que le plancher de bruit ramené à l'entrée de l'ensemble analyseur de spectre et amplificateur était inférieur à la puissance estimée du signal à mesurer. Le plancher de bruit ramené à l'entrée de l'amplificateur est aussi de l'ordre de -130 dBm, comme celui de l'analyseur de spectre seul.

Le tableau 4 récapitule les valeurs du bilan de liaison.

tableau 4 : *bilan de liaison de la chaine de mesure en démodulation*

	Lasers accordables et coupleur	Amplificateur EDFA	Objectifs et polariseur	Injection dans le guide optique	Rendement de conversion	Couplage HF	Ampli HF
Gain	X	50 ~17 dB	64,8% -1,9 dB	40% -4,2 dB	-100 dB	-20 dB ?	20 dB
Puissance (dBm)	4,77	21,8	19,9	15,6	-84,4	-104,4	-84,4
Puissance	~ 3 mW	150 mW	97,2 mW	36,7 mW	3,7 pW	36,7 fW	3,7 pW

VI-2.2. La mesure à l'analyseur de spectre

Le principe de mesure d'un analyseur de spectre est d'utiliser un filtre passe bande accordable pour balayer la gamme de fréquence sur laquelle les mesures sont demandées. La largeur du filtre qui sert à faire le balayage en fréquence va définir la précision en fréquence et en puissance de la mesure. En effet plus le filtre est étroit, plus la quantité d'énergie qu'il va laisser passer est petite et plus les incréments possibles en fréquence vont être petits. Le filtre idéal pour faire ces mesures doit avoir une fonction de transfert du type distribution de Dirac. Voyons maintenant comment le bruit intervient dans la mesure. Dans le cas d'un bruit blanc, la densité spectrale de puissance du bruit est constante quelque soit la fréquence considérée. Ainsi plus la bande passante du filtre servant à la mesure est étroite, plus le niveau de puissance du bruit mesuré par l'analyseur de spectre sera faible. Ce niveau de puissance du bruit est la convolution de la fonction de transfert du filtre de mesure avec la densité spectrale de puissance du bruit. Il est appelé plancher de bruit ou seuil de bruit. Un signal en dessous de cette puissance seuil ne pourra être différencié du bruit. Afin de minimiser le plancher de bruit il faut minimiser la bande passante du filtre de mesure. Mais alors pour une plage de fréquence donnée pour les mesures, le temps de balayage augment grandement.

L'analyseur de spectre Agilent que nous utilisons pour les mesures a un minimum de bande passante du filtre de mesure de 1 Hz (il s'agit en fait d'un filtre de bande passante plus large mais des corrections sont apportées par calcul). Pour cette large de bande passante du filtre de mesure, le plancher de bruit de l'appareil est de l'ordre de -130 dBm. Mais une mesure sur une plage de fréquence de 1 MHz est extrêmement longue.

VI-2.3. Les raisons possibles de l'échec des mesures

Dans notre banc de test par battement de deux lasers, il faut prendre en compte la stabilité en fréquence des lasers utilisés. La stabilité en fréquence du laser HP est donnée à 1 GHz sur une heure. Celle du laser Tunics est inférieur à 125 MHz. Au cours des tests par battement des deux lasers sur une photodiode, la stabilité en fréquence du battement mesuré c'est montrée plus importante qu'initialement prévue (cf. annexe II). Mais la fréquence de battement des deux lasers a une variation « instantanée », c'est-à-dire sur une durée inférieure à la seconde, de 50 MHz environ. A cela se rajoute une dérive beaucoup plus lente de l'ordre de 1 GHz en une heure. Au cours de ses travaux de thèse au laboratoire SATIE, le docteur

Dinh Xuan Quyen a utilisé ces deux lasers indépendamment avec un filtre optique Fabry-Perrot de très grande finesse et d'intervalle spectral libre de 125 MHz. Les mesures qu'il a pu faire ont montrées que le laser HP a une longueur d'onde d'émission qui dérive lentement en une heure mais est très stable sur de courts instants (quelques minutes par exemple). Par contre le laser Tunics présente une oscillation constante de sa longueur d'onde sur des temps très courts (de l'ordre voir inférieurs à la seconde). Pour nos mesures hyperfréquences, il faut donc tenir compte de ces variations de fréquence de battement. Les plages de mesures sont donc au minimum de 50 MHz. Le problème est que pour de telles plages de mesures, le plancher de bruit de l'analyseur de spectre est de l'ordre de -100 dBm car le filtre utilisé en entrée est de 300 kHz de bande passante. La puissance estimée du signal à mesurer est du même ordre de grandeur. Il est apparu impossible de distinguer la mesure du bruit en entrée de l'analyseur de spectre. Quelques mesures comme celle présentée à la figure 61 laissent à penser que la puissance du signal hyperfréquence à mesurer est du même ordre de grandeur que le plancher de bruit.

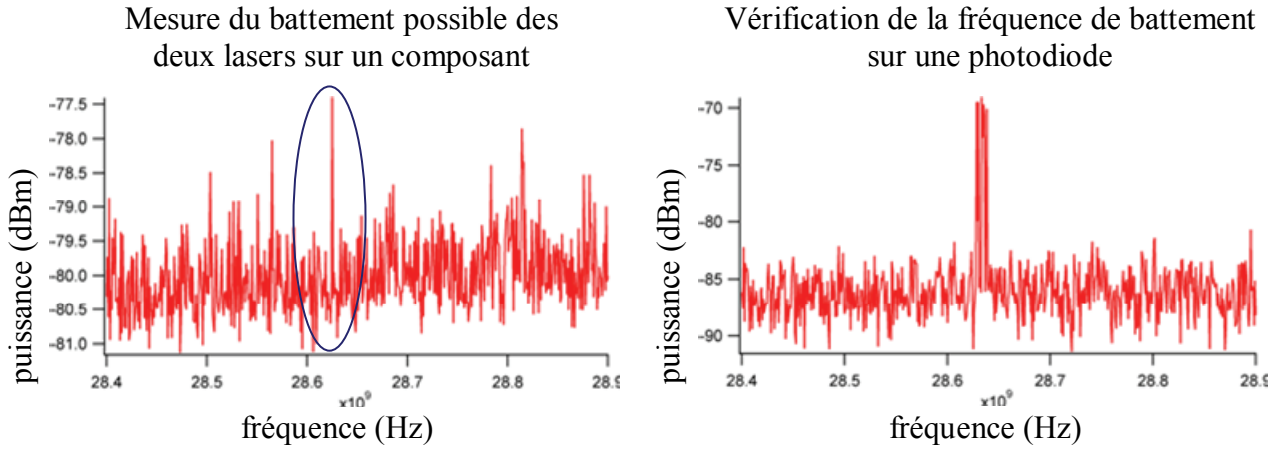


figure 61 : *Tentative de mesure du battement dans un composant utilisé en redressement optique. La mesure est faite en gardant la puissance maximum mesurée (à gauche). La puissance du signal éventuellement mesurée est du même ordre de grandeur que le bruit.*

Mais ces résultats ne se sont pas montrés reproductibles : une mesure, sans signal optique en entrée du composant pour évaluer le bruit de la mesure, laisse apparaitre le même type de pic à des fréquences différentes au bout d'un temps assez long (environ une heure). De plus il faut noter que la différence de puissance entre la possible raie de battement et les raies liées au bruit n'est que de 0,5 dB.

Il y a deux autres facteurs à prendre en compte lors qu'on réduit la bande passante du filtre de mesure de l'analyseur de spectre. Tout d'abord la probabilité que la fréquence de battement des lasers coïncide avec une position du filtre de mesure pendant assez longtemps pour que le battement soit détecté diminue d'autant plus que la bande passante du filtre de mesure est étroite et bien inférieure à 50 MHz. De plus, comme calculé dans l'annexe II sur le battement entre deux lasers, la finesse théorique de la raie de battement est de 120 kHz. Cela veut dire que pour un filtre de mesure de bande passante inférieure à 120 kHz, une partie seulement de la puissance de battement est détectée.

VI-2.4. Synthèse des résultats en démodulation

Même si certains signes laissent à penser qu'un signal hyperfréquence a pu être détecté en sortie des composants. Aucune mesure fiable n'a pu valider une telle observation. En regardant le bilan de liaison du banc de mesure avec le composant, il semble que les pertes de couplage dans le domaine hyperfréquence ont sans doute été mal évaluées. A la vue des mesures en modulations jusqu'à 20 GHz, elles pourraient être supérieures à 20 dB et donc venir grever le bilan de liaison. De plus la mesure de très faibles signaux aux fréquences envisagées reste assez compliquée. Afin de pouvoir mettre en évidence le mélange à trois ondes dans les composants, il faut retravailler le support des composants pour améliorer le couplage hyperfréquence. Ou sinon il faut envisager de travailler avec des guides d'onde creux, pour pouvoir faire un couplage par antenne et travailler à des fréquences plus élevées.

Chapitre VII. Conclusion

Le but de cette thèse était d'étudier et de réaliser un convertisseur de fréquences du domaine optique vers le domaine hyperfréquence en matériaux polymères. Le principe utilisé est celui du mélange à trois ondes dans un milieu optique non linéaire. Ce principe est le même que celui mis en jeu dans la modulation de phase. L'idée est de voir si un composant inverse au modulateur de phase est réalisable et de voir les avantages d'une telle structure.

Les simulations du comportement d'un tel composant sont assez déroutantes pour de la détection de signal optique. En effet, comme nous avons pu le voir en introduction, un photodétecteur a toujours son rendement qui s'effondre au delà d'une fréquence assez élevée. Pour augmenter la bande passante des photodétecteurs, l'idée est venue alors de réaliser des composants à ondes progressives. Ainsi le volume d'interaction est augmenté et le composant réalisé voit sa bande passante augmenter mais elle reste toujours limitée en fréquence car le principe même de la photodétection dans un volume donné comporte une limitation en fréquence. Les composants de conversion de fréquence par mélange à trois ondes sont eux aussi limités en fréquence, mais cette limite est une fréquence minimum de fonctionnement. Le principe même du mélange à trois ondes est d'autant plus efficace que la fréquence à générer est grande. C'est pour cela que ce principe fonctionne bien pour la modulation de phase optique. Pour autant qu'il soit possible de réaliser un guide d'onde capable de collecter et de transmettre le signal généré, il n'y a plus vraiment de limitation en haute fréquence.

Mais il faut bien commencer par faire un démonstrateur pour montrer que le mélange à trois ondes peut être utilisé pour convertir un signal optique vers un signal hyperfréquence. C'est le but de cette thèse. Même si ce but n'a pas été atteint, il ne faut pas pour autant abandonner ce type de composant. En effet, tous les calculs et les mesures intermédiaires montrent que pour des fréquences plus hautes que celles auxquelles nous avons travaillé, ce type de composants, réalisés en polymères, apporte un gain par rapport aux technologies des semi-conducteurs. Il est en effet d'autant plus compliqué de réaliser un détecteur à ondes progressives en semi-conducteurs que sa fréquence de fonctionnement est haute. Seuls les polymères permettent pour l'instant de garantir l'accord de phase dans le composant pour des très grandes plages de fréquence.

Par contre nous avons sans doute mal évalué les problèmes de couplage hyperfréquence entre le composant et les câbles de connexion. Le problème est qu'il n'y a pas encore de solution développée pour réaliser des connexions hyperfréquences avec les technologies polymères de manière efficace à nos fréquences de travail. L'utilisation de colle conductrice impose d'avoir des fils de connexion assez grands et limite la fréquence maximum d'utilisation des composants réalisés. La solution est sans doute de travailler à plus haute fréquence pour utiliser des guides d'onde creux plutôt que des câbles coaxiaux. Même si cela impose des contraintes sur les bancs de mesure, le couplage avec le composant peut se faire par antenne. Travailler à plus haute fréquence va permettre d'augmenter le rendement du mélange à trois ondes. Au début de ma thèse, nous avons écarté cette solution de couplage par guide d'onde que nous pensions plus compliquée à mettre en œuvre, mais tout compte fait ça ne semble pas un choix judicieux.

De manière plus générale, l'avenir des composants de conversion de fréquence en polymères est à chercher dans des fréquences de travail bien plus élevées que celles auxquelles nous avons cherché à travailler. En effet des photodétecteurs classiques fonctionnent déjà jusqu'à des fréquences de 100 GHz environ. Mais les technologies polymères seront beaucoup plus concurrentielles pour des fréquences de travail supérieures (de l'ordre du térahertz par exemple) de par les problèmes liés à l'accord de phase dans les composant et aussi parce qu'à ces fréquences le mélange à trois ondes devient vraiment exploitable pour obtenir des rendements de conversion acceptables pour des applications pratiques.

Annexe I : Calculs théoriques de la propagation dans les guides optiques rectangulaires

Les calculs présentés sont volontairement assez simples et ne représentent pas forcément les calculs réalisés dans les logiciels de simulation optique. Posons d'abord les bases du calcul de la propagation de la lumière dans ces guides [79]. Il s'agit de résoudre l'équation de propagation de la lumière (1.1) par la structure.

$$\Delta\vec{E} - \mu_0\varepsilon \cdot \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \vec{0} \tag{1.1}$$

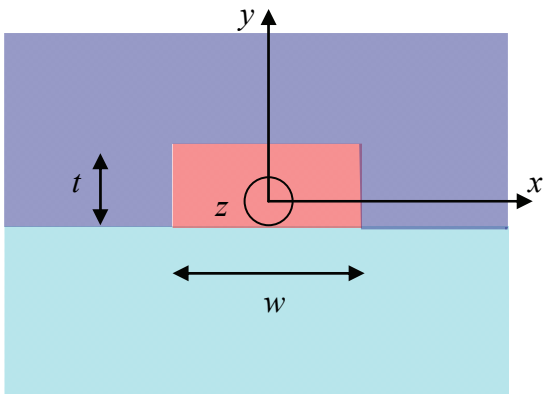


figure 62 : *Schéma du guide optique*

La propagation se fait selon l'axe *Oz*. Pour réaliser les calculs analytiquement, utilisons la notation complexe du champ électrique. Pour simplifier les calculs, posons l'hypothèse des variables séparables. Le champ électrique est de la forme suivante :

$$\vec{E} = A \cdot X(x) \cdot Y(y) \cdot e^{j(\omega \cdot t - k_z \cdot z)} \cdot \vec{u}$$

L'équation de propagation de la lumière devient alors :

$$\left(\frac{\partial^2 X}{\partial x^2} \cdot Y + X \frac{\partial^2 Y}{\partial y^2} - k_z^2 \cdot X \cdot Y + \mu_0 \cdot \varepsilon \cdot \omega^2 \cdot X \cdot Y \right) \cdot e^{j(\omega \cdot t - k_z \cdot z)} \vec{u} = \vec{0} \tag{1.2}$$

En divisant cette équation (1.2) par $X.Y.e^{j(\omega t - kz)}$ on obtient :

$$\frac{\frac{\partial^2 X}{\partial x^2}}{X}+\frac{\frac{\partial^2 Y}{\partial y^2}}{Y}-k_z^2+\mu_0\cdot\varepsilon\cdot\omega^2=0 \tag{1.3}$$

Les fonctions X et Y solutions de cette équation peuvent être paires ou impaires. Pour que ces solutions soient valables au sens physique, il faut que le champ électrique soit décroissant à l'infini. Les solutions paires pour les fonctions X et Y sont les suivantes :

$$X=\begin{cases} X_2\cdot e^{\alpha\cdot\left(x+\frac{w}{2}\right)} & x\le-\frac{w}{2} \\ X_1\cdot\cos\left(k_x\cdot x\right) & -\frac{w}{2}\le x\le\frac{w}{2} \\ X_2\cdot e^{-\alpha\cdot\left(x-\frac{w}{2}\right)} & x\ge\frac{w}{2} \end{cases}$$

$$Y=\begin{cases} Y_3\cdot e^{\beta_3\cdot\left(y+\frac{t}{2}\right)} & y\le-\frac{t}{2} \\ Y_1\cdot\cos\left(k_y\cdot\left(y-\delta y\right)\right) & -\frac{t}{2}\le y\le\frac{t}{2} \\ Y_2\cdot e^{-\beta_2\cdot\left(y-\frac{t}{2}\right)} & y\ge\frac{t}{2} \end{cases} \tag{1.4}$$

Les solutions impaires sont :

$$X=\begin{cases} -X_2\cdot e^{\alpha\cdot\left(x+\frac{w}{2}\right)} & x\le-\frac{w}{2} \\ X_1\cdot\sin\left(k_x\cdot x\right) & -\frac{w}{2}\le x\le\frac{w}{2} \\ X_2\cdot e^{-\alpha\cdot\left(x-\frac{w}{2}\right)} & x\ge\frac{w}{2} \end{cases}$$

$$Y=\begin{cases} -Y_3\cdot e^{\beta_3\cdot\left(y+\frac{t}{2}\right)} & y\le-\frac{t}{2} \\ Y_1\cdot\sin\left(k_y\cdot\left(y-\delta y\right)\right) & -\frac{t}{2}\le y\le\frac{t}{2} \\ Y_2\cdot e^{-\beta_2\cdot\left(y-\frac{t}{2}\right)} & y\ge\frac{t}{2} \end{cases} \tag{1.5}$$

Par conséquent l'équation (1.3) devient :

$$\begin{cases} -k_x^2 - k_y^2 - k_z^2 + \mu_0\varepsilon_1\omega^2 = 0 \text{ dans le milieu 1 (coeur du guide)} \\ \alpha^2 - k_y^2 - k_z^2 + \mu_0\varepsilon_2\omega^2 = 0 \text{ dans le milieu 2 (confinement supérieur, côtés du guide)} \\ -k_x^2 + \beta_2^2 - k_z^2 + \mu_0\varepsilon_2\omega^2 = 0 \text{ dans le milieu 2 (confinement supérieur, au dessus du guide)} \\ -k_x^2 + \beta_3^2 - k_z^2 + \mu_0\varepsilon_3\omega^2 = 0 \text{ dans le milieu 3 (confinement inférieur, au dessous du guide)} \end{cases} \quad (1.6)$$

Les modes recherchés sont quasiment transverses magnétiques, leur champ électrique comporte donc une composante selon l'axe *Oz* ($\vec{E} \bullet \vec{u} = A \cdot X(x) \cdot Y(y) \cdot e^{j(\omega t - k_z \cdot z)} \cdot \vec{u} \bullet \vec{z}$). Cette composante est tangente aux bords du cœur du guide, elle est continue sur ses bords. Les fonctions X et Y doivent être continues à ces interfaces. De plus la continuité du champ magnétique normal aux bords du cœur du guide impose la continuité des dérivées respectives des fonctions X et Y. Pour la suite des calculs, afin de ne pas trop surcharger les notations, nous examinons d'abord la fonction X puis de la même manière nous examinerons la fonction Y. Nous avons donc les relations de continuité suivantes :

- pour les fonctions paires :

$$\begin{aligned} X_2 &= X_1 \cdot \cos\left(k_x \cdot \frac{w}{2}\right) \\ \alpha \cdot X_2 &= X_1 \cdot k_x \cdot \sin\left(k_x \cdot \frac{w}{2}\right) \end{aligned} \quad (1.7)$$

- pour les fonctions impaires :

$$\begin{aligned} X_2 &= X_1 \cdot \sin\left(k_x \cdot \frac{w}{2}\right) \\ -\alpha \cdot X_2 &= X_1 \cdot k_x \cdot \cos\left(k_x \cdot \frac{w}{2}\right) \end{aligned} \quad (1.8)$$

En soustrayant la première équation à la seconde dans (1.6), en faisant le rapport des égalités dans (1.7) et (1.8), on obtient le système d'équations suivant :

$$\begin{cases} \alpha \cdot \frac{w}{2} = \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} k_x \cdot \frac{w}{2} \cdot \tan\left(k_x \cdot \frac{w}{2} \right) \text{ (fonctions paires)} \\ \alpha \cdot \frac{w}{2} = -\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} k_x \cdot \frac{w}{2} \cdot \operatorname{cotan}\left(k_x \cdot \frac{w}{2} \right) \text{ (fonctions impaires)} \\ \left(\alpha \cdot \frac{w}{2} \right)^2 + \left(k_x \cdot \frac{w}{2} \right)^2 = \omega^2 \cdot \mu_0 \left(\varepsilon_1 - \varepsilon_2 \right) \cdot \left(\frac{w}{2} \right)^2 = R^2 \end{cases} \quad (1.9)$$

Ce système se résout graphiquement en traçant $\alpha w/2$ en fonction de $k_x w/2$. Les solutions du système sont les points d'intersection entre le cercle de rayon R centré sur l'origine et les courbes définies en (1.9).

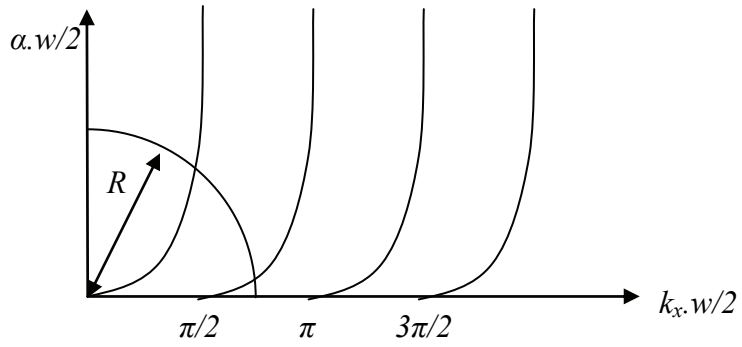


figure 63 : *Résolution graphique des équations caractéristiques des modes*

En calculant le champ magnétique, on montre de la même manière que pour la fonction Y on obtient le système suivant :

$$\begin{cases} \beta_2 \cdot \frac{t}{2} = \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} k_y \cdot \frac{t}{2} \cdot \tan\left(k_y \cdot \left(\frac{t}{2} - \delta y \right) \right) \text{ (fonctions paires en } y = \frac{t}{2} \text{)} \\ \beta_3 \cdot \frac{t}{2} = \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_3} k_y \cdot \frac{t}{2} \cdot \tan\left(k_y \cdot \left(\frac{t}{2} - \delta y \right) \right) \text{ (fonctions paires en } y = -\frac{t}{2} \text{)} \\ \beta_2 \cdot \frac{t}{2} = -\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} k_y \cdot \frac{t}{2} \cdot \operatorname{cotan}\left(k_y \cdot \left(\frac{t}{2} - \delta y \right) \right) \text{ (fonctions impaires en } y = \frac{t}{2} \text{)} \\ \beta_3 \cdot \frac{t}{2} = -\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_3} k_y \cdot \frac{t}{2} \cdot \operatorname{cotan}\left(k_y \cdot \left(\frac{t}{2} - \delta y \right) \right) \text{ (fonctions impaires en } y = -\frac{t}{2} \text{)} \\ \left(\beta_2 \cdot \frac{t}{2} \right)^2 + \left(k_y \cdot \frac{t}{2} \right)^2 = \omega^2 \cdot \mu_0 \left(\varepsilon_1 - \varepsilon_2 \right) \cdot \left(\frac{t}{2} \right)^2 = R_2^2 \\ \left(\beta_3 \cdot \frac{t}{2} \right)^2 + \left(k_y \cdot \frac{t}{2} \right)^2 = \omega^2 \cdot \mu_0 \left(\varepsilon_1 - \varepsilon_3 \right) \cdot \left(\frac{t}{2} \right)^2 = R_3^2 \end{cases} \quad (1.10)$$

Ce système d'équations tient compte des matériaux différents pour le confinement ; les interfaces en *t/2* et *-t/2* sont donc différents, et le mode peut être décentré de l'origine (d'où l'introduction de la variable δy).

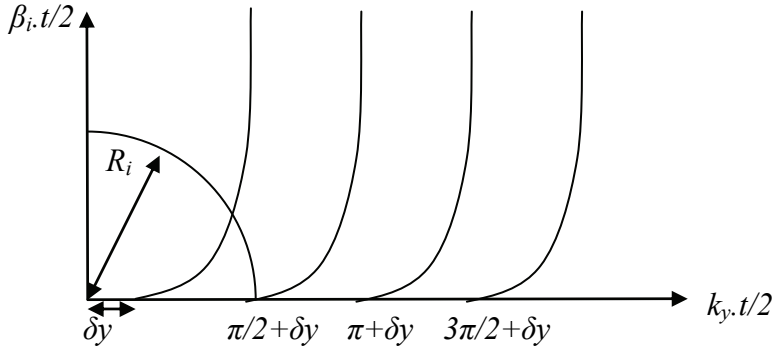


figure 64 : *Résolution graphique des équations caractéristiques des modes*

Pour notre composant, on veut réaliser des guides qui soient monomodes. Il faut donc choisir *w* et *t* de manière à exclure l'existence des solutions impaires pour les fonctions X et Y.

Annexe II : Battement de lasers

I. Introduction

Pour générer optiquement un signal radio hyperfréquence, il existe deux méthodes: la modulation d'une porteuse optique ou bien le battement entre deux ondes optiques. Chaque méthode possède ses avantages propres. La génération de signaux hyperfréquence par voie optique est utilisée pour les systèmes mixtes fibre/radio [9-3-80] mais aussi pour la caractérisation en fréquence des détecteurs optiques.

La modulation d'une porteuse optique présente l'avantage de n'utiliser qu'une seule source optique (c'est à dire seulement un laser) qui peut, soit être modulé directement, soit de manière externe. Mais dès que l'on veut générer un signal en hautes fréquences, le recours à la modulation externe s'impose. Celle-ci demande un modulateur de grande bande passante qui est souvent coûteux. Par contre la source optique n'a pas besoin d'être d'une très grande pureté spectrale: un simple laser à contre réaction distribuée (DFB laser), ou un laser à miroir de Bragg (DBR laser) peuvent suffire.

L'utilisation des interférences entre deux lasers, elle, nécessite d'avoir à disposition deux sources laser de grande pureté spectrale. Les deux ondes lumineuses doivent être suffisamment cohérentes entre elles pour pouvoir générer des interférences. En effet il faut que la finesse de raie des deux lasers soit très fine pour générer un battement des champs entre les deux ondes optiques. Par contre les fréquences que l'ont peut générer sont pratiquement illimitées; on peut tout à fait envisager de générer un signal de 124 GHz, ce qui représente un écart de longueurs d'ondes de seulement 1 nm environ à 1,55 micron. Mais il est très difficile de détecter un signal à si haute fréquence.

Pour générer un battement entre deux lasers, il faut donc soit des lasers de grande longueur de cohérence ce qui équivaut à de très fines largeurs de raie (par exemple des lasers à cavité étendue), soit réaliser un asservissement optique d'un laser (dit esclave) sur l'autre (dit maître) pour asservir et bloquer l'écart en fréquence entre les deux lasers et pour augmenter leur cohérence mutuelle.

La réalisation d'un signal hyperfréquence à l'aide de signaux optiques s'inscrit dans mon travail de thèse qui consiste à réaliser un photodétecteur à ondes progressives qui puisse fonctionner à très hautes fréquences. Pour tester ce composant j'ai besoin de pouvoir générer

un signal hyperfréquence avec ces photodétecteurs. Le Laboratoire de Photonique Quantique et Moléculaire (LPQM) et le laboratoire des Systèmes et Applications des Technologies de l'Information et de l'Energie (SATIE) ne possédant pas de modulateur optique fonctionnant à très hautes fréquences, et comme ces composants coûtent très cher, qu'il aurait aussi fallu avoir un oscillateur hyperfréquence, nous avons tout de suite pensé à utiliser des lasers à cavité étendue et réaliser éventuellement un montage d'injection optique bloquée pour les asservir. Le LPQM dispose déjà d'un laser accordable qui est à cavité étendue et Cornel Marxer de la société Sercalo Microtechnologies à Neuchâtel en Suisse, m'a très gentiment donné un laser accordable lui aussi à cavité étendue dont il ne se servait plus.
Ce document a pour but de présenter les résultats de la caractérisation du battement entre deux lasers à cavité étendue. Les battements sont détectés à l'aide d'une photodiode. Dans le futur de ma thèse, ces mêmes lasers serviront à caractériser en fréquence les photodétecteurs à ondes progressives que nous cherchons à mettre au point. Cette caractérisation de battement est donc le point de départ de la construction d'un banc de test pour ces futurs composants.
Nous aborderons d'abord la physique qui régie les interférences entre deux ondes lasers, puis nous verrons le montage réalisé et les mesures qu'il nous a permis de faire.

II. Principes physiques

Dans cette première partie, nous verrons comment deux ondes optiques peuvent interférer ensemble pour générer un phénomène de battement. Puis nous nous intéresserons aux implications.

II.1. Battement entre deux ondes optiques

Dans un premier temps nous allons considérer deux ondes optiques planes de pulsation ω_1 et ω_2 que nous représenterons par leurs champs électriques respectifs en notation complexe:

$$\overrightarrow{E_1(t)} = E_1 \cdot e^{i(\omega_1 \cdot t + \varphi_1)} \cdot \overrightarrow{u_1}$$
$$\overrightarrow{E_2(t)} = E_2 \cdot e^{i(\omega_2 \cdot t + \varphi_2)} \cdot \overrightarrow{u_2}$$

Les vecteurs $\overrightarrow{u_1}$ et $\overrightarrow{u_2}$ représentent les polarisations respectives des deux ondes. Ce sont des vecteurs de norme unité.

Les vecteurs des champs électriques de ces deux ondes s'additionnent pour donner un champ global :

$$\overrightarrow{E_{global}(t)} = \overrightarrow{E_1(t)} + \overrightarrow{E_2(t)}$$

La détection de ce champ revient à mesurer la moitié du module au carré du champ $\overrightarrow{E_{global}(t)}$.

$$\begin{aligned}
&\overrightarrow{E_{global}(t)} \bullet \overrightarrow{E^*_{global}(t)} = \\
&= \left(E_1 \cdot e^{i(\omega_1 \cdot t + \varphi_1)} \cdot \overrightarrow{u_1} + E_2 \cdot e^{i(\omega_2 \cdot t + \varphi_2)} \cdot \overrightarrow{u_2}\right) \bullet \left(E_1 \cdot e^{-i(\omega_1 \cdot t + \varphi_1)} \cdot \overrightarrow{u_1} + E_2 \cdot e^{-i(\omega_2 \cdot t + \varphi_2)} \cdot \overrightarrow{u_2}\right) \\
&= E_1^2 \cdot \overrightarrow{u_1} \bullet \overrightarrow{u_1} + E_2^2 \cdot \overrightarrow{u_2} \bullet \overrightarrow{u_2} + E_1 \cdot E_2 \cdot \left(e^{i((\omega_1 - \omega_2) \cdot t + (\varphi_1 - \varphi_2))} + e^{-i((\omega_1 - \omega_2) \cdot t + (\varphi_1 - \varphi_2))}\right) \cdot \overrightarrow{u_1} \bullet \overrightarrow{u_2} \\
&= E_1^2 + E_2^2 + 2 \cdot E_1 \cdot E_2 \cdot cos\left((\omega_1 - \omega_2) \cdot t + (\varphi_1 - \varphi_2)\right) \cdot \overrightarrow{u_1} \bullet \overrightarrow{u_2}
\end{aligned}$$

Cette énergie a une composante continue induite par chacune des deux ondes optiques. Vient se rajouter, un terme dit de battement à la pulsation intermédiaire ω_i, tel que $\omega_i = \omega_1 - \omega_2$. Ce terme de battement est dépendant des polarisations des deux ondes optiques. Pour maximiser les interférences, il faut que les deux polarisations soient colinéaires.

Attachons-nous maintenant au domaine fréquentiel. Chaque onde lumineuse provenant d'un laser est caractérisée pas sa finesse de raie et sa variation en fréquence.
La finesse de raie correspond à la largeur à mi-hauteur du spectre d'émission d'un laser: la lumière issue d'un laser est une succession de trains d'onde de décroissance exponentielle et de longueur $L_{cohérence}$, appelée la longueur de cohérence du laser [81]. On peut écrire:

$$\overrightarrow{E_{train-d'onde}} = E \cdot \mathcal{T}_{onde}\left(\frac{t - t_0}{T}\right) \cdot e^{i(\omega_0 \cdot t + \varphi)} \cdot \vec{u} \quad avec \begin{cases} \mathcal{T}_{onde}(t) = e^{-t} & si\ t \geq 0 \\ \mathcal{T}_{onde}(t) = 0 & si\ t < 0 \end{cases} \quad et\ T = \frac{L_{cohérence}}{c}$$

$\mathcal{T}_{onde}\left(\frac{t - t_0}{T}\right)$ est la fonction de décroissance du train d'onde, t_0 l'instant du train d'onde. Le spectre du train d'onde est:

$$S_{train-d'onde}(\omega) = E \cdot T \cdot \left(e^{-i\cdot(\omega t_0+\varphi)} \cdot \frac{1}{1+i\cdot T\cdot\omega} \right) \star \delta_{\omega_0}(\omega)$$
$$= E \cdot T \cdot e^{-i\cdot((\omega-\omega_0)\cdot t_0+\varphi)} \cdot \frac{1}{1+i\cdot T\cdot(\omega-\omega_0)}$$

La variation de la pulsation de l'onde lumineuse, elle, traduit le fait que chaque train d'onde *j* a une pulsation proche de la pulsation centrale de l'onde lumineuse. Notons $\delta\omega_j$ cet écart de pulsation, le champ et le spectre pour le train d'onde sont alors:

$$\overrightarrow{E_{train-d'onde}} = E \cdot \mathcal{T}_{onde}\left(\frac{t-t_0}{T}\right) \cdot e^{i\left((\omega_0+\delta\omega_j)\cdot t+\varphi_j\right)} \cdot \overrightarrow{u_j}$$
$$S_{train-d'onde-j}(\omega) = E \cdot T \cdot e^{-i\cdot\left((\omega-(\omega_0+\delta\omega_j))\cdot t_j+\varphi_j\right)} \cdot \frac{1}{1+i\cdot T\cdot\left(\omega-\left(\omega_0+\delta\omega_j\right)\right)}$$

Le champ électrique, respectivement le spectre, de l'onde lumineuse est la somme des champs électriques, respectivement des spectres, des trains d'onde, soit:

$$\vec{E} = \sum_j E \cdot \mathcal{T}_{onde}\left(\frac{t-t_j}{T}\right) \cdot e^{i\left((\omega_0+\delta\omega_j)\cdot t+\varphi_j\right)} \cdot \overrightarrow{u_j}$$
$$S(\omega) = \sum_j E \cdot T \cdot e^{i\cdot\left((\omega-(\omega_0+\delta\omega_j))\cdot t_j+\varphi_j\right)} \cdot \frac{1}{1+i\cdot T\cdot\left(\omega-\left(\omega_0+\delta\omega_j\right)\right)}$$

Maintenant si on considère deux lasers, le champ électrique global est:

$$\overrightarrow{E_{global}(t)} = \overrightarrow{E_1(\omega_1)} + \overrightarrow{E_2(\omega_2)}$$
$$= \sum_j E_1 \cdot \mathcal{T}_{onde}\left(\frac{t-t_j}{T_1}\right) \cdot e^{i\left((\omega_1+\delta\omega_j)\cdot t+\varphi_j\right)} \cdot \overrightarrow{u_{1j}} + \sum_j E_2 \cdot \mathcal{T}_{onde}\left(\frac{t-t_j}{T_2}\right) te^{i\left((\omega_2+\delta\omega_j)\cdot t+\varphi_j\right)} \cdot \overrightarrow{u_{2j}}$$

Le module au carré de ce champ est:

$$\overrightarrow{E_{global}(t)} \bullet \overrightarrow{E^*_{global}(t)} =$$
$$= \left(\sum_j E_1 \cdot \mathcal{T}_{onde}\left(\frac{t-t_j}{T_1}\right) \cdot e^{i\left((\omega_1+\delta\omega_j)\cdot t+\varphi_j\right)} \cdot \overrightarrow{u_{1j}} + \sum_j E_2 \cdot \mathcal{T}_{onde}\left(\frac{t-t_j}{T_2}\right) \cdot e^{i\left((\omega_2+\delta\omega_j)\cdot t+\varphi_j\right)} \cdot \overrightarrow{u_{2j}} \right)$$
$$\bullet \left(\sum_j E_1 \cdot \mathcal{T}_{onde}\left(\frac{t-t_j}{T_1}\right) \cdot e^{-i\left((\omega_1+\delta\omega_j)\cdot t+\varphi_j\right)} \cdot \overrightarrow{u_{1j}} + \sum_j E_2 \cdot \mathcal{T}_{onde}\left(\frac{t-t_j}{T_2}\right) \cdot e^{-i\left(t(\omega_2+\delta\omega_j)\cdot t+\varphi_j\right.} \cdot \overrightarrow{u_{2j}} \right)$$

$$\overrightarrow{E_{global}(t)} \bullet \overrightarrow{E^*_{global}(t)} =$$
$$= E_1^2 \cdot \sum_{j,k} \mathcal{T}_{onde}\left(\frac{t-t_j}{T_1}\right) \cdot e^{i\left((\omega_1+\delta\omega_j)\cdot t+\varphi_j\right)} \cdot \mathcal{T}_{onde}\left(\frac{t-t_k}{T_1}\right) \cdot e^{-i\left((\omega_1+\delta\omega_k)\cdot t+\varphi_k\right)} \cdot \overrightarrow{u_{1j}} \bullet \overrightarrow{u_{1k}}$$
$$+E_2^2 \cdot \sum_{j,k} \mathcal{T}_{onde}\left(\frac{t-t_j}{T_2}\right) \cdot e^{i\left((\omega_2+\delta\omega_j)\cdot t+\varphi_j\right)} \cdot \mathcal{T}_{onde}\left(\frac{t-t_k}{T_2}\right) \cdot e^{-i\left((\omega_2+\delta\omega_k)\cdot t+i_k\right)} \cdot \overrightarrow{u_{2j}} \bullet \overrightarrow{u_{2k}}$$
$$+E_1 \cdot E_2 \sum_{j,k} \mathcal{T}_{onde}\left(\frac{t-t_j}{T_1}\right) \cdot e^{i\left((\omega_1+\delta\omega_j)\cdot t+\varphi_j\right)} \cdot \mathcal{T}_{onde}\left(\frac{t-t_k}{T_2}\right) \cdot e^{-i\left((\omega_2+\delta\omega_k)\cdot t+\varphi_k\right)} \cdot \overrightarrow{u_{1j}} \bullet \overrightarrow{u_{2k}}$$

$$\overrightarrow{E_{global}(t)} \bullet \overrightarrow{E^*_{global}(t)} =$$
$$= E_1^2 \cdot \sum_{j,k} \mathcal{T}_{onde}\left(\frac{t-t_j}{T_1}\right) \cdot \mathcal{T}_{onde}\left(\frac{t-t_k}{T_1}\right) \cdot e^{i\left((\delta\omega_j-\delta\omega_k)\cdot t+\varphi_j-\varphi_k\right)} \cdot \overrightarrow{u_{1j}} \bullet \overrightarrow{u_{1k}}$$
$$+E_2^2 \cdot \sum_{j,k} \mathcal{T}_{onde}\left(\frac{t-t_j}{T_2}\right) \cdot \mathcal{T}_{onde}\left(\frac{t-t_k}{T_2}\right) \cdot e^{i\left((\delta\omega_j-\delta\omega_k)\cdot t+\varphi_j-\varphi_k\right)} \cdot \overrightarrow{u_{2j}} \bullet \overrightarrow{u_{2k}}$$
$$+E_1 \cdot E_2 \sum_{j,k} \mathcal{T}_{onde}\left(\frac{t-t_j}{T_1}\right) \cdot \mathcal{T}_{onde}\left(\frac{t-t_k}{T_2}\right) \cdot e^{i\left((\omega_1-\omega_2+\delta\omega_j-\delta\omega_k)\cdot t+\varphi_j-\varphi_k\right)} \cdot \overrightarrow{u_{1j}} \bullet \overrightarrow{u_{2k}}$$

Si on considère que tous les trains d'onde d'une même source ont la même polarisation (c'est à dire que tous les vecteurs $\overrightarrow{u_{1j}}$, respectivement $\overrightarrow{u_{2j}}$, sont égaux), on remarque que pour maximiser l'amplitude des battements il faut que les polarisations des deux sources laser soient identiques ($\overrightarrow{u_1} = \overrightarrow{u_2}$).

Étudions le produit suivant:

$$\mathcal{T}_{onde}\left(\frac{t-t_j}{T_1}\right) \cdot \mathcal{T}_{onde}\left(\frac{t-t_k}{T_2}\right) = 0 \; si \; t < \max\left(t_j, t_k\right)$$
$$\mathcal{T}_{onde}\left(\frac{t-t_j}{T_1}\right) \cdot \mathcal{T}_{onde}\left(\frac{t-t_k}{T_2}\right) = e^{-\left(\frac{t-t_j}{T_1}+\frac{t-t_k}{T_2}\right)} = e^{-\left(\frac{(T_1+T_2)t-\left(t_j\cdot T_2+t_k\cdot T_1\right)}{T_1\cdot T_2}\right)} \; si \; t \geq \max\left(t_j, t_k\right)$$
$$\mathcal{T}_{onde}\left(\frac{t-t_j}{T_1}\right) \cdot \mathcal{T}_{onde}\left(\frac{t-t_k}{T_2}\right) = \mathcal{T}_{onde}\left(\frac{\left(T_1+T_2\right)t-\left(t_j\cdot T_2+t_k\cdot T_1\right)}{T_1\cdot T_2}\right) \; si \; t \geq \max\left(t_j, t_k\right)$$

Voyons maintenant la transformée de Fourier de ce produit:

$$TF\left(\mathcal{T}_{onde}\left(\frac{t-t_j}{T_1}\right)\cdot\mathcal{T}_{onde}\left(\frac{t-t_k}{T_2}\right)\right) = \int_{\max(t_j,t_k)}^{+\infty} e^{-\left(\frac{(T_1+T_2)t-\left(t_j\cdot T_2+t_k\cdot T_1\right)}{T_1\cdot T_2}\right)}\cdot e^{-i\cdot\omega\cdot t}dt$$

$$= \int_{\max(t_j,t_k)}^{+\infty} e^{-t\left(\frac{T_1+T_2}{T_1\cdot T_2}+i\cdot\omega\right)+\frac{t_j\cdot T_2+t_k\cdot T_1}{T_1\cdot T_2}}dt$$

$$= \left[\frac{-T_1\cdot T_2\cdot e^{\frac{t_j\cdot T_2+t_k\cdot T_1}{T_1\cdot T_2}}\cdot e^{-t\left(\frac{T_1+T_2+i\cdot\omega\cdot T_1\cdot T_2}{T_1\cdot T_2}\right)}}{T_1+T_2+i\cdot\omega\cdot T_1\cdot T_2}\right]_{\max(t_j,t_k)}^{+\infty}$$

$$= \frac{T_1\cdot T_2\cdot e^{\frac{t_j\cdot T_2+t_k\cdot T_1}{T_1\cdot T_2}}\cdot e^{-\max(t_j,t_k)\cdot\left(\frac{T_1+T_2+i\cdot\omega\cdot T_1\cdot T_2}{T_1\cdot T_2}\right)}}{T_1+T_2+i\cdot\omega\cdot T_1\cdot T_2}$$

Ceci permet d'écrire:

$$\overrightarrow{E_{global}(t)}\bullet\overrightarrow{E^*_{global}(t)} = E_1^2\cdot\sum_{t\geq\max(t_j,t_k)}\mathcal{T}_{onde}\left(\frac{2\cdot t-\left(t_j+t_k\right)}{T_1}\right)\cdot e^{i\left(\left(\delta\omega_j-\delta\omega_k\right)\cdot t+\varphi_j-\varphi_k\right)}$$

$$+E_2^2\cdot\sum_{t\geq\max(t_j,t_k)}\mathcal{T}_{onde}\left(\frac{2\cdot t-\left(t_j+t_k\right)}{T_2}\right)\cdot e^{i\left(\left(\delta\omega_j-\delta\omega_k\right)\cdot t+\varphi_j-\varphi_k\right)}$$

$$+E_1\cdot E_2\sum_{t\geq\max(t_j,t_k)}\mathcal{T}_{onde}\left(\frac{\left(T_1+T_2\right)t-\left(t_j\cdot T_2+t_k\cdot T_1\right)}{T_1\cdot T_2}\right)\cdot e^{i\left(\left(\omega_1-\omega_2+\delta\omega_j-\delta\omega_k\right)\cdot t+\varphi_j-\varphi_k\right)}\cdot\overrightarrow{u_{1j}}\bullet\overrightarrow{u_{2k}}$$

Ce qui donne le spectre suivant:

$$S(\omega) = E_1^2\cdot\sum_{j,k}\frac{T_1\cdot e^{\frac{t_j+t_k}{T_1}}\cdot e^{-\max(t_j,t_k)\cdot\left(\frac{2+i\cdot\left(\omega-\left(\delta\omega_j-\delta\omega_k\right)\right)\cdot T_1}{T_1}\right)}}{2+i\cdot T_1\cdot\left(\omega-\left(\delta\omega_j-\delta\omega_k\right)\right)}$$

$$+E_2^2\cdot\sum_{j,k}\frac{T_2\cdot e^{\frac{t_j+t_k}{T_2}}\cdot e^{-\max(t_j,t_k)\cdot\left(\frac{2+i\cdot\left(\omega-\left(\delta\omega_j-\delta\omega_k\right)\right)\cdot T_2}{T_2}\right)}}{2+i\cdot T_2\cdot\left(\omega-\left(\delta\omega_j-\delta\omega_k\right)\right)}$$

$$+E_1\cdot E_2\sum_{j,k}\frac{T_1\cdot T_2\cdot e^{\frac{t_j\cdot T_2+t_k\cdot T_1}{T_1\cdot T_2}+i\cdot\left(\varphi_k-\varphi_j\right)}\cdot e^{-\max(t_j,t_k)\cdot\left(\frac{T_1+T_2+i\cdot\left(\omega-\left(\omega_1-\omega_2+\delta\omega_j-\delta\omega_k\right)\right)\cdot T_1\cdot T_2}{T_1\cdot T_2}\right)}}{T_1+T_2+i\cdot T_1\cdot T_2\cdot\left(\omega-\left(\omega_1-\omega_2+\delta\omega_j-\delta\omega_k\right)\right)}\cdot\overrightarrow{u_{1j}}\bullet\overrightarrow{u_{2k}}$$

Récapitulons les différents phénomènes physiques qu'on observe quand on détecte ces deux ondes laser:

- la durée finie de chaque train d'onde, c'est à dire sa longueur finie (longueur de cohérence), induit que le spectre est formé de raies en sinus-cardinal et non de raies de finesse infinie (fonction Dirac). Il s'agit de la finesse de raie du laser ou de sa longueur de cohérence.
- la variation de pulsation de chaque train d'onde par rapport à la pulsation centrale du laser, induit que le spectre du laser est composé de raies, décalées les unes des autres, comprises dans une bande de pulsation autour de la pulsation centrale du laser. Il s'agit là de la stabilité (en pulsation, fréquence ou longueur d'onde) du laser.

II.2. Contraintes sur les sources

De ce que nous avons vu précédemment, découle plusieurs contraintes sur les sources lumineuses employées pour réaliser une expérience de battement.

Tout d'abord, pour maximiser le phénomène de battement, il faut que les deux sources laser aient la même polarisation instantanée. Il y a alors deux solutions. La première consiste à asservir optiquement l'excitation d'un laser (dit esclave) sur l'autre laser (dit maître). Pour cela il faut, à l'aide d'un coupleur, prélever une petite partie du signal du laser maître pour l'injecter à l'aide d'un circulateur optique dans le laser esclave (voir figure 65).

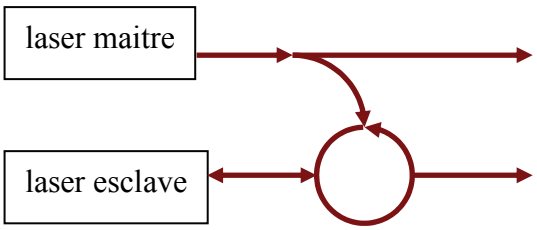


figure 65 : *Montage d'injection optique entre deux lasers*

Mais cette solution est assez coûteuse car elle nécessite un circulateur optique et deux lasers construits spécialement pour être couplés ensemble. Elle ne fixe pas la polarisation des ondes optiques mais permet que ces ondes aient la même polarisation. Par contre cette solution permet de réduire le bruit de phase du battement généré.

Sinon il est aussi possible d'utiliser deux lasers très stables en longueur d'onde et de très grande finesse de raie (voir figure 66).

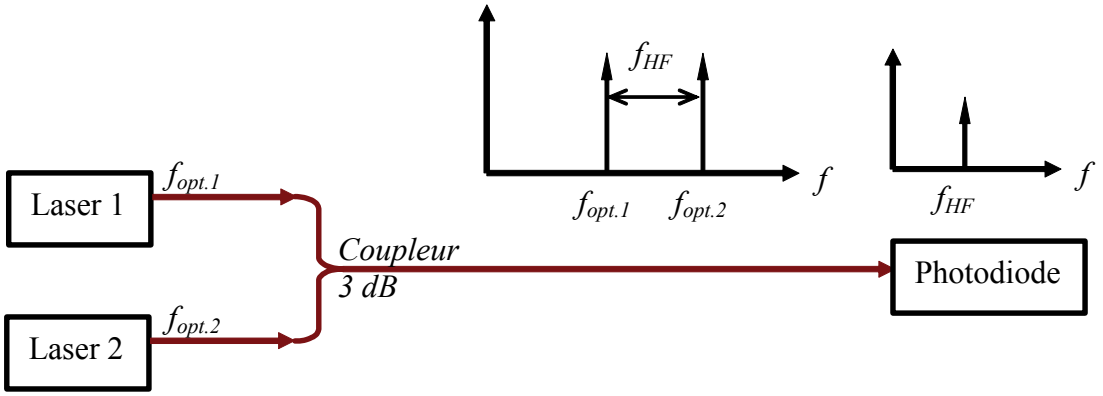


figure 66 : *Montage avec deux lasers stables sans asservissement*

Ces lasers doivent être mono-modes, c'est à dire n'avoir qu'un seul mode laser pour chaque longueur d'onde; ainsi ils n'émettent qu'une seule raie à la fois. Dans la pratique, seuls des lasers à cavité étendue réalisent cela. En effet seul une longueur de cavité importante permet d'obtenir une finesse de raie suffisante pour cette expérience. La figure 67 et la figure 68 montrent les principales structures d'un laser à cavité étendue.

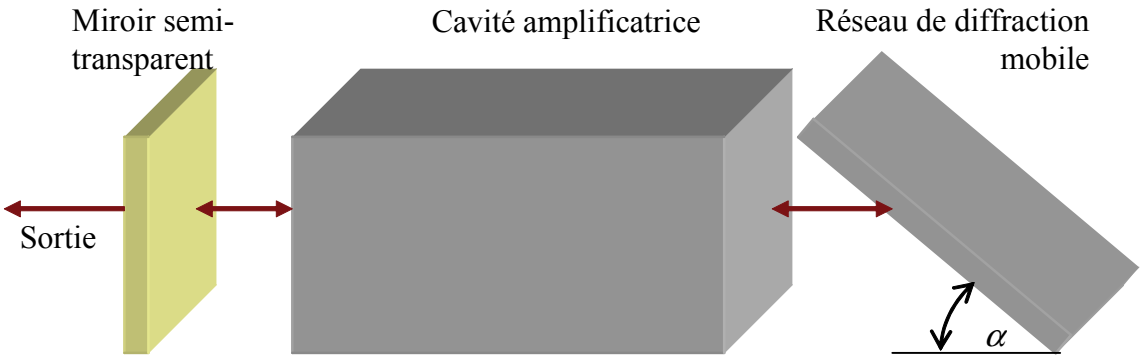


figure 67 : *Laser à cavité étendue en configuration Littrow*

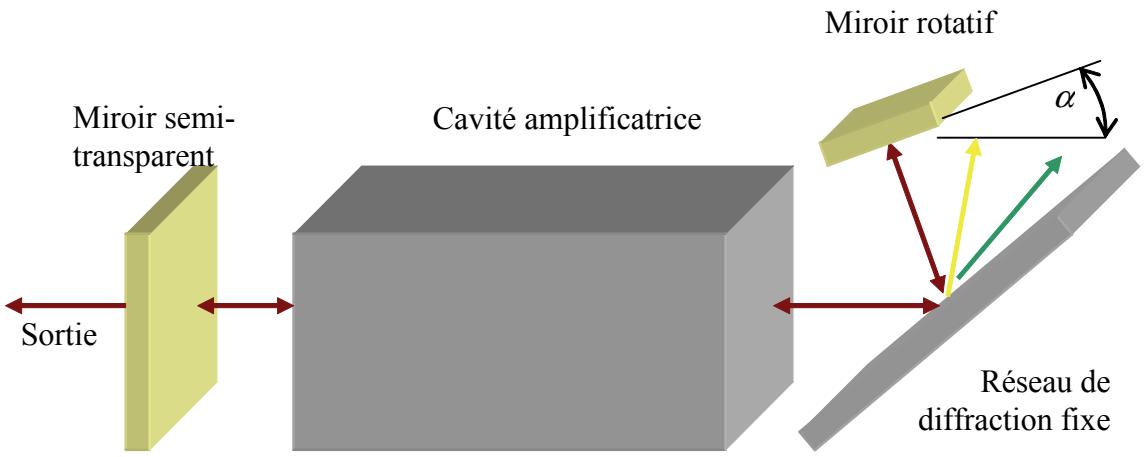


figure 68 : *Laser à cavité étendue en configuration Littman-Metcalf*

Les lasers accordables de précision sont bien souvent des lasers à cavité étendue. En variant l'angle d'attaque du réseau de diffraction ou du miroir, on fait varier la longueur d'onde d'émission du laser. De plus le réseau de diffraction induit une sélection de la polarisation réfléchie. On a donc une onde optique très stable en longueur d'onde, de grande longueur de cohérence (car la cavité laser est grande et son facteur de qualité élevé), et de polarisation rectiligne. Le Laboratoire de Photonique Quantique et Moléculaire possède déjà un tel laser (Tunics-BT) autour de 1,55 microns. De configuration Littman-Metcalf, il est accordable au picomètre près et d'une puissance pouvant aller jusqu'à 6 mW. Sa finesse de raie est de 150 kHz, soir une longueur de cohérence de 2 km. Mon ancien employeur Cornel Marxer m'a donné un laser de ce type de configuration Littrow dont il ne se servait plus. Il s'agit du HP 8168D qui est aussi accordable autour de 1,55 microns, mais pour un pas de 0,1 nanomètre. Sa stabilité en fréquence est annoncée à 1 GHz et sa finesse de raie à 100 kHz soit une longueur de cohérence de 3 km.
D'après les équations que nous avons vu précédemment, nous devrions donc obtenir des raies de battement d'une largeur minimum de 120 kHz (égale à $\frac{2}{T_1+T_2}$) incluses dans une bande de fréquence de 1 GHz autour de la fréquence de battement; nous verrons que, heureusement, ce n'est pas tout à fait le cas.

III. Expérience de battement entre deux lasers

A fin de pouvoir ultérieurement tester les photodétecteurs à ondes progressives que nous projetons de réaliser, nous avons besoin d'un banc de test capable d'évaluer la bande passante de ces photodétecteurs. Ce banc de test doit pouvoir monter haut en fréquence (jusqu'à 40 GHz) car c'est en très hautes fréquences que ces photodétecteurs seront les plus efficaces et intéressants. Pour des raisons de coûts il est plus intéressant de réaliser un battement entre deux lasers que d'utiliser un oscillateur haute fréquence couplé à un modulateur électro-optique haute fréquence (chaque composant coûtant très cher si on veut qu'ils puissent fonctionner jusqu'à 40 GHz).

III.1. Banc de test

Le banc de test est composé de deux lasers à cavité étendue (dont un au moins est accordable en longueur d'onde), d'un dispositif de contrôle de la polarisation, d'un coupleur fibré 2 vers 1, et d'un analyseur de spectre haute fréquence.

Les lasers utilisés sont deux lasers à cavité étendue, accordables en longueur d'onde. En effet seuls ces lasers permettent d'avoir la stabilité fréquentielle suffisante pour s'affranchir d'un asservissement optique entre eux. De plus ils ont une polarisation rectiligne. Le premier laser est un HP 8168D accordable par pas de 0,1 nanomètre. Le second un Tunics-BT modèle 1560 P6 accordable par pas de 1 picomètre tous deux autour de 1550 nanomètre. Il sera possible de faire des incréments de fréquence de 124,87 MHz.

Ensuite un dispositif de contrôle de la polarisation est adapté sur un des deux lasers de manière à aligner la polarisation des deux lasers pour maximiser le battement. Il s'agit dans la pratique de quelques boucles de fibre optique entre lesquelles on donne un certain angle.

Puis les sorties des deux lasers sont connectées à un coupleur fibré 2 vers 1 (50%/50%), c'est à dire que sur la fibre de sortie on retrouve 50% du signal de chacune des deux entrées.

Pour mettre au point notre banc de test, nous utilisons une photodiode de bande passante 1,8 GHz suivie d'un ampli RF de 1,7 GHz de bande passante. Dans un deuxième temps, nous utilisons une photodiode Da-lightcom de 15 GHz de bande passante intégrée avec un amplificateur RF.

Nous détectons ensuite le signal radiofréquence sur un analyseur de spectre.

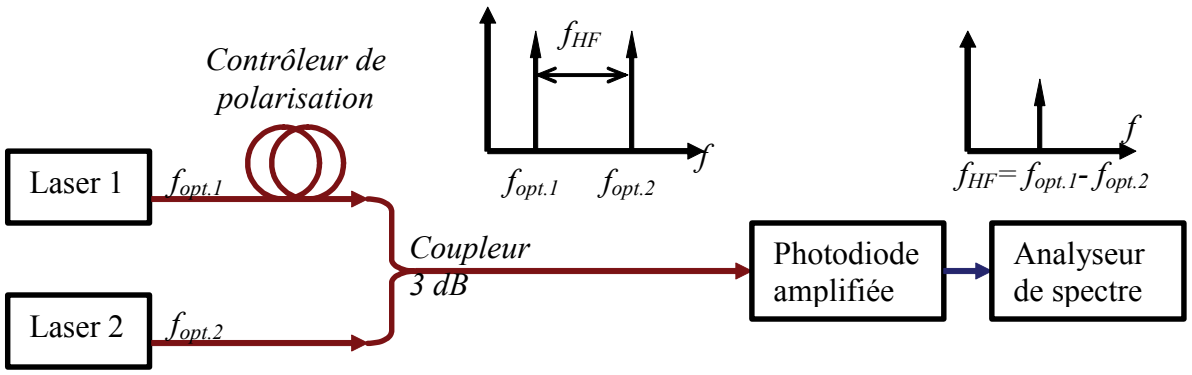


figure 69 : *Schéma du banc de test*

III.2. Mesures

III.2.1. Mesures jusqu'à 1,8 GHz

Au vu des caractéristiques des deux lasers et du photodétecteur utilisés pour mettre au point ce banc de test, nous nous attendions à observer des raies de battement sur tout le spectre détectable (à savoir 1,7 GHz). Mais, à notre grande surprise, ce ne fut pas le cas: la bande de fréquence dans laquelle les raies sont inscrites n'est que de 50 MHz (voir figure 70).

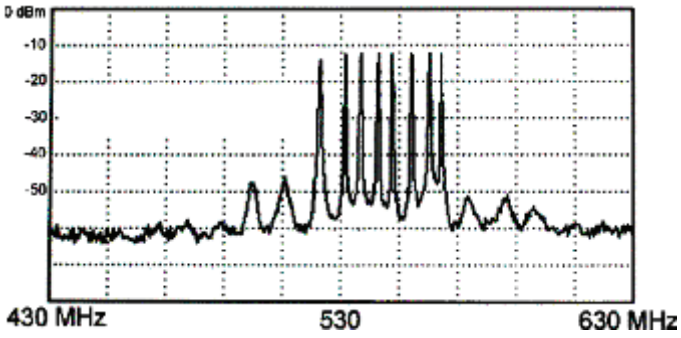


figure 70 : *Battement mesuré autour de 540 MHz*

Nous avons pu facilement générer des fréquences allant de 60 MHz jusqu'à 1,7 GHz (voir figure 71 et figure 72). En jouant sur la puissance du signal optique nous avons pu faire de la distorsion harmonique en saturant l'amplificateur hyperfréquence en sortie de la photodiode (voir figure 73).

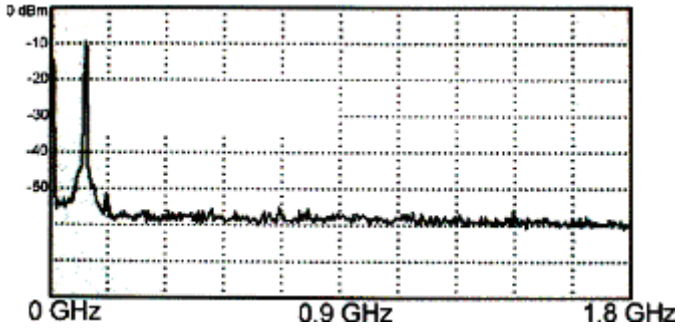


figure 71 : *Battement mesuré à 60 MHz*

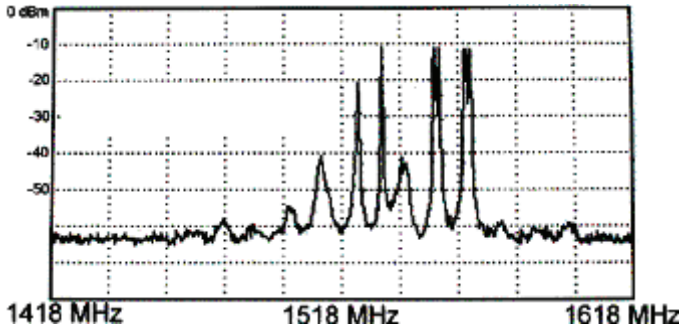


figure 72 : *Battement mesuré à 1,55 GHz*

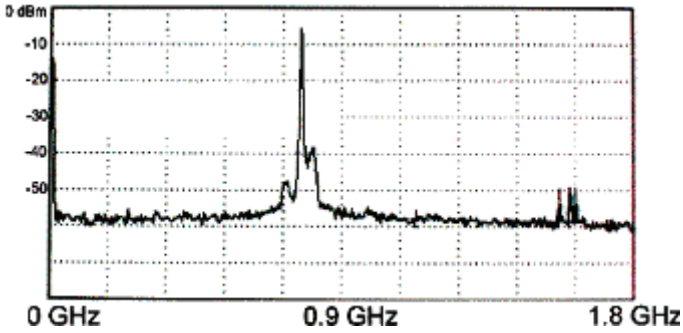


figure 73 : *Non linéarités mesurées de l'amplificateur haute fréquence: la fréquence double est générée, la puissance maximum de sortie de l'amplificateur étant -10 dBm*

Comme le rendement des futurs photodétecteurs à onde progressive ne sera probablement pas très bon, nous avons voulu voir si le fait de passer le signal optique dans un amplificateur optique à fibre dopée détériore le battement. Il n'en est rien, même en basse fréquence, comme on peut le voir sur la figure 71 (où le signal optique est amplifié à 40 mW). Par contre, afin de ne pas endommager la photodiode utilisée, nous avons atténué le signal optique à l'aide de lames d'atténuation de 9,5 dB.

III.2.2. Mesures jusqu'à 15 GHz

Pour cette seconde série de mesures nous avons utilisé le même protocole que pour les premières mesures. Les différences sont que la photodiode de 15 GHz de bande passante est fibrée (donc pas de montage d'optique en espace libre), et que l'analyseur de spectre utilisé a une bande passante de 44 GHz (modèle E4446A d'Agilent). Le câble RF utilisé est un Flexco certifié 40 GHz (modèle 52214 4563).

Tout d'abord nous avons la chance d'avoir deux lasers ayant la même polarisation. Ainsi si les fibres optiques ne sont pas contraintes, nous obtenons directement le maximum de battement sans avoir à ajuster la polarisation. Ensuite, comme nous disposons d'un analyseur

de spectre de 40 GHz de bande passante, la recherche du battement (i.e. le rapprochement des longueurs d'ondes des lasers) s'en trouve grandement facilité.
Enfin, la résolution et la rapidité de l'analyseur de spectre ont permises de vérifier qu'il n'y a qu'un pic de battement qui oscille rapidement dans une bande de 50 MHz autour de la fréquence de battement.

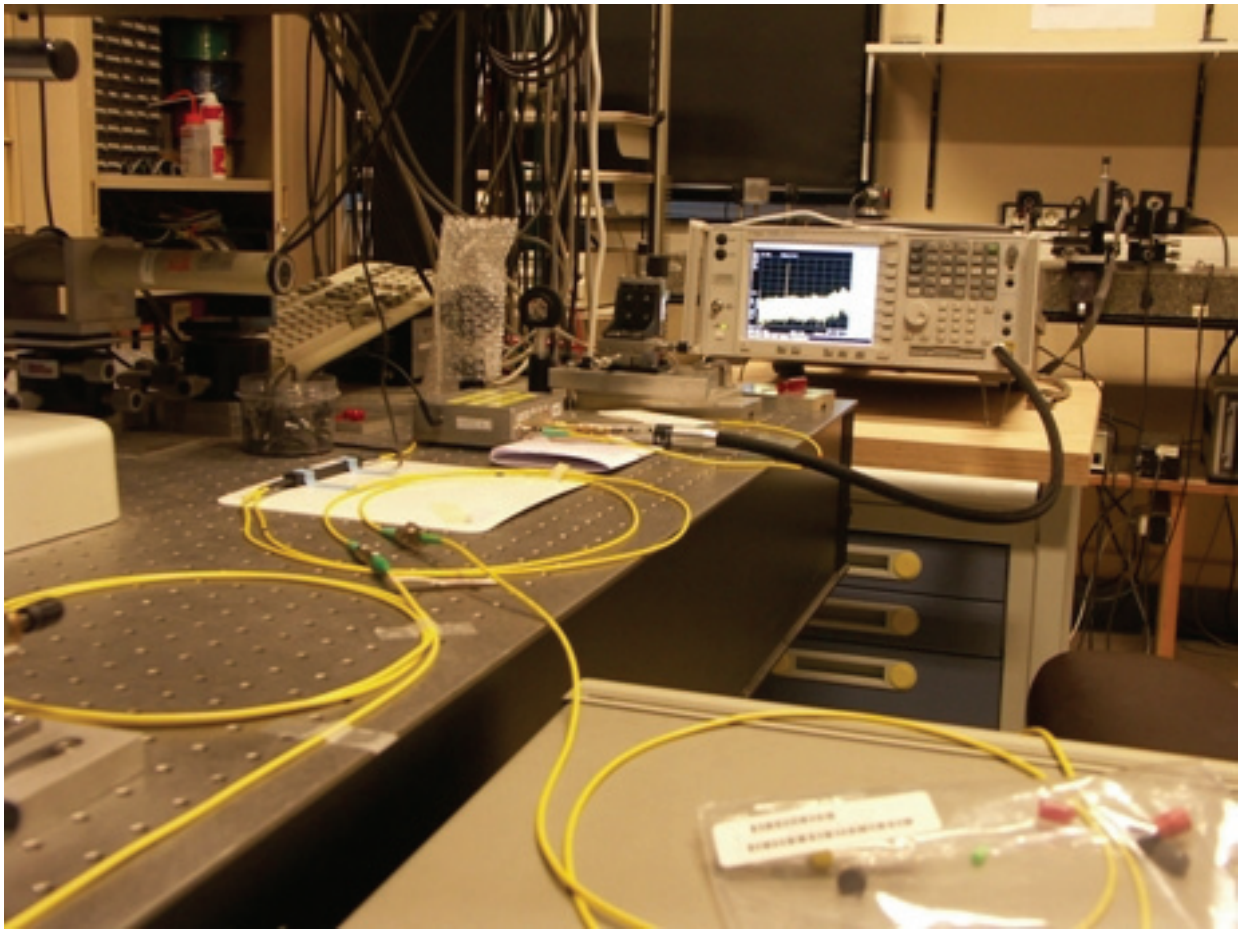


figure 74 : *Photographie de l'expérience de battement: le coupleur 3 dB est sur le carton blanc, la photodiode 15 GHz juste derrière*

Nous avons pu faire des mesures en basse fréquence (comme sur la figure 75).

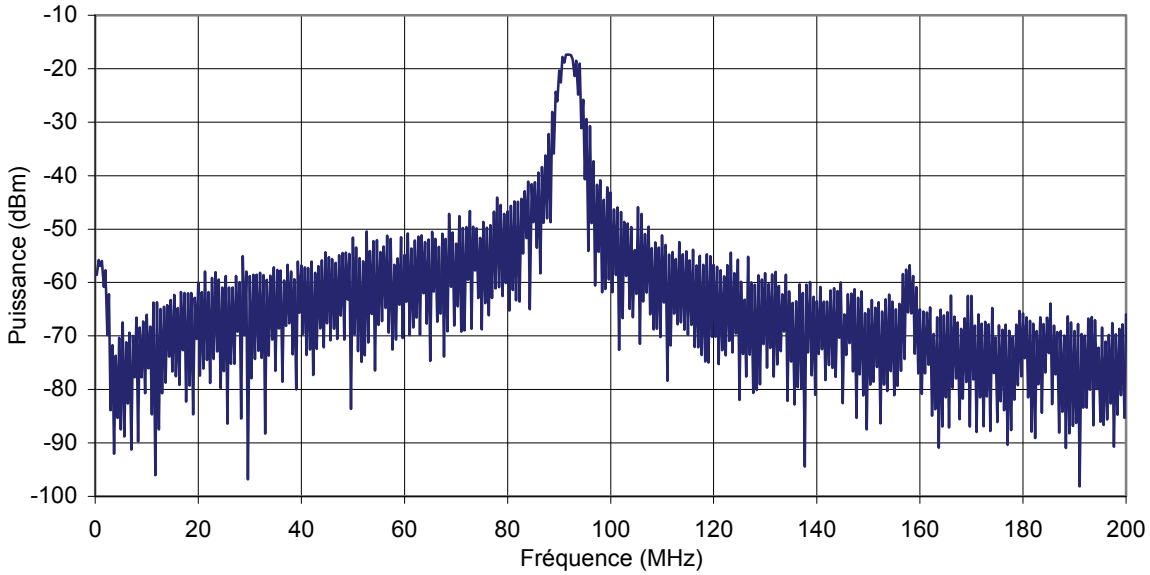


figure 75 : *Spectre d'un battement à 90 MHz*

Et aussi en haute fréquence à 13,9 GHz (voir figure 76).

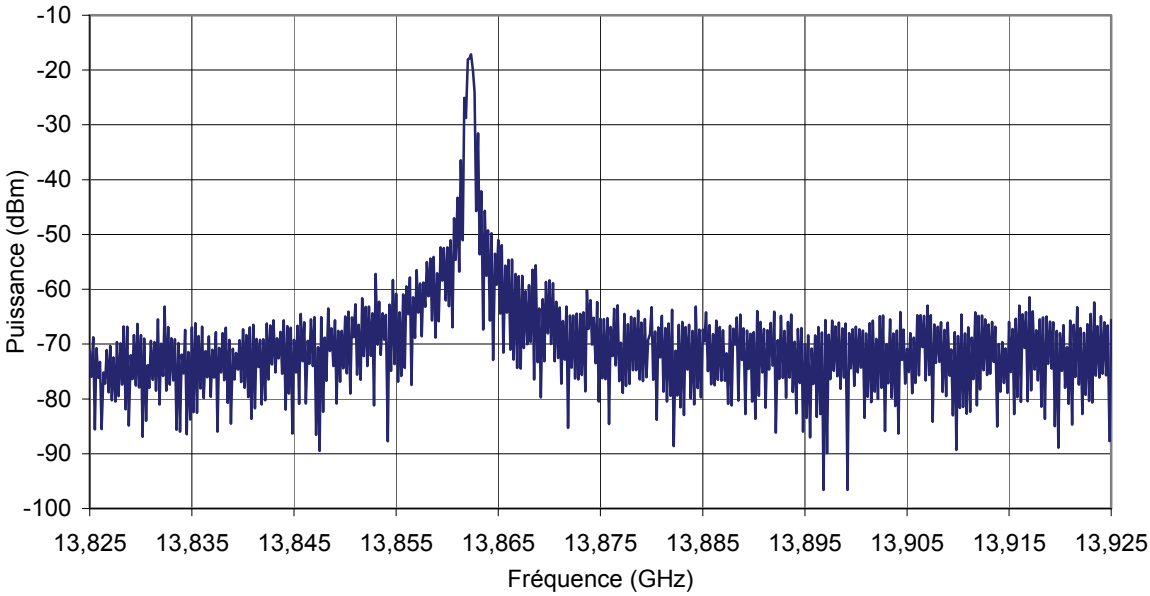


figure 76 : *Spectre d'un battement à 13,862 GHz*

III.3. Interprétation des résultats

Les résultats obtenus sont très encourageants: nous pouvons sans soucis tester des photodétecteurs en hautes voir très hautes fréquences; la seule limitation étant due à la fréquence maximum que peut détecter l'analyseur de spectre hyperfréquence. Bien sûr le

signal radio obtenu n'est pas assez propre pour une utilisation comme porteuse micro-onde à cause du bruit de phase qu'il contient. Toute fois il permet de caractériser la bande passante de photodétecteurs. De plus la stabilité en fréquence du battement est bien meilleure que ce à quoi nous nous attendions (50 MHz au lieu de 1 GHz minimum!). La dérive fréquentielle des lasers a probablement deux origines: une dérive en fréquence de 50 MHz maximum entre les trains d'onde successifs à la sortie des lasers, et une dérive lente (de l'ordre de l'heure) probablement liée à l'asservissement en température des lasers. Cette dérive lente doit, elle, être de l'ordre du giga Hertz pour le laser HP (sans doute inférieur à 124 MHz -1 picomètre d'écart de longueur d'onde à 1,55 microns- pour le laser Tunics).

IV. Conclusion

L'expérience menée montre qu'il est possible de réaliser un battement entre deux lasers sans avoir d'asservissement entre ceux-ci. Il n'est donc pas utile de réaliser un montage d'injection optique entre les deux lasers. Ce type de montage est toujours risqué si on n'utilise pas un laser esclave fait pour cela. De plus les résultats obtenus sont très bons, en effet le bruit reste très acceptable surtout pour caractériser des photodétecteurs en très hautes fréquences. Sauf à vouloir utiliser le signal généré comme porteuse radio, il n'est pas utile de s'affranchir de ce bruit.

De plus nous avons pu vérifier que le battement ne souffrait pas d'une amplification optique par fibre dopée, même à des fréquences aussi basses que 60 MHz. Il sera donc possible, si nos futurs composants ne sont pas assez efficaces, d'injecter un signal optique jusqu'à 40 mW (limite de blanchiment du polymère actif) afin de mettre en évidence le fonctionnement de ces photodétecteurs.

Il reste maintenant à réaliser une interface informatique pour piloter les lasers et l'analyseur de spectre par le bus GPIB. Ainsi le banc de test sera semi-automatique et permettra de récupérer les résultats des mesures de manière plus agréable.

Enfin il est aussi possible, si les besoins s'en font ressentir, d'augmenter les capacités du banc existant en améliorant l'analyseur de spectre.

Bibliographie

[1] : A. Donval, *Conception et réalisation de composants électrooptiques polymères insensibles à la polarisation,* Thèse de doctorat, Université Paris-Sud U.F.R. scientifiue d'Orsay, 1999

[2] : A. Donval, E. Toussaere, R. Hierle, J. Zyss, "Polymer based polarization insensitive amplitude modulator : conception, technology and demonstration", Vol. 115, *Synthetic Metals*, pp. 21-27, novembre 2000

[3] : P. Labbé, *Etude de solutions polymers pour la radio sur fibre,* Thèse de doctorat, Ecole Doctorale des Sciences Pratiques de l'ENS de Cachan, laboratoire LPQM, novembre 2001

[4] : P. Labbé, A. Donval, R. Hierle, E. Toussaere, J. Zyss, "Electro-optic polymer based device technology for optical telecommunication", Vol. 3, *Compte-Rendu de l'Académie des Sciences: Molecular Photonics: Materials, Physics and Devices*, pp. 543-554, Ed. J. Zyss, mai 2002

[5] : P. Labbé, A. Clouqueur, R. Hierle, E. Toussaere, J. Zyss, "Drift correction of polymer based Mach-Zhnder modulators", Vol. 25, *Nonlinear Optics*, p. 393, 2000

[6] : L. Duvillaret, F. Garet, J.F. Roux, J.L. Coutaz, « Optoélectronique térahertz », *Horizons de l'Optique 2005*, novembre 2005

[7] : J. Stiens, G. Poesen, G. Koers, R. Vounckx, "Imaging in the millimetre wave domain: challenges and pitfalls*", Nefertiti MPWI 2005*, janvier 2005

[8] : B. Kapilevich, M. Einat, B. Litvak, A. Shulsinger, E.Nehemia, "Experimental study of in-door mm-wave imaging resolution limits"*, Nefertiti MPWI 2005*, janvier 2005

[9] : L.A. Johansson, A.J. Seeds, "Generation and Transmission of Millimeter-Wave Data-Modulated Optical Signals Using an Optical Injection Phase-Lock Loop"*,* Vol. 21, No. 2, *IEEE Journal of Lightwave Technology*, février 2003

[10] : V. S. Ilchenko, A. A. Savchenkov, A. B. Matsko, and L. Maleki, "Sub-Micro Watt Photonic Microwave Receiver"*,* Vol. 14, No. 11, *IEEE Photonics Technology Letters*, pp. 1602-1604, novembre 2002

[11] : A. Nahata, D. H. Auston, T. F. Heinz, C. Wu, "Coherent detection of freely propagating terahertz radiation by electro-optic sampling", Vol. 68, No. 2, *Applied Physics Letters*, pp. 150-152, janvier 1996

[12] : B. Cabon, "Optical Architectures for Generation of Microwave Mixing", *3rd Nefertiti summer school: Optical Architectures for RF signal, processing and signal mixing,* septembre 2004

[13] : G. Grosskopf, D. Rohde, R. Eggemann, S. Bauer, C. Bornholt, M. Möhrle, B. Sartorius, "Optical Millimeter-Wave Generation and Wireless Data Transmission Using a Dual-Mode Laser"*,* Vol. 12, No. 12, *IEEE Photonics Technology Letters*, pp. 1692-1694, décembre 2000

[14] : X. Wang, W. Mao, M. Al-Mumin, S. A. Pappert, J. Hong, G. Li, "Optical Generation of Microwave/Millimeter-Wave Signals Using Two-Section Gain-Coupled DFB Lasers"*,* Vol. 11, No. 10, *IEEE Photonics Technology Letters*, octobre 1999

[15] : Yoshiyuki Doi, Seiji Fukushima, Tetsuichiro Ohno, Kaoru Yoshino, "Frequency Stabilisation of Millimeter-Wave Subcarrier Using Laser Heterodyne Source and Optical Delay Line"*,* Vol. 13, No. 9, *IEEE Photonics Technology Letters*,septembre 2001

[16] : J. Lasri, P. Goldgeier, V. Sidorov, D. Ritter, M. Orenstein, G. Eisenstein, Y. Betser, Y. Satubi, "Frequency Locking at 50-GHz Spacing Using Optoelectronic Mixing in Photoheterojunction Bipolar Transistors", Vol. 11, No. 10, *IEEE Photonics Technology Letters*, octobre 1999

[17] : C. Walton, A. C. Bordonalli, A. J. Seeds, "High-Performance Heterodyne Optical Injection Phase-Lock Loop Using Wide Linewidth Semiconductor Lasers", Vol. 10, No. 3, *IEEE Photonics Technology Letters*, mars 1998

[18] : K. Kato, "Ultrawide-Band/High-Frequency Photodetectors", Vol.47, No. 7, *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, pp. 1265-1281, juillet 1999

[19] : K. Li, M. Izutsu, "Photodetection, Photonic Feeding Coplanar Patch Antenna and Transmitting Experiment for Radio-on-Fiber System", Vol. 1, *Microwave Symposium Digest, 2001 IEEE MTT-S International*, pp.73-76, mai 2001

[20] : K. Li, J. X. Ge, T. Matsui, M. Izutsu, "Millimeter-wave Sub-carrier Optical Modulation, Photodetection and Integration with Antenna for Optic Fiber Link System", Vol. 3, *Microwave Symposium Digest, 1999 IEEE MTT-S International*, pp. 11015-1018, juin 1999

[21] : T. Ohno, S. Fukushima, Y. Doi, Y. Muramoto, Y. Matsuoka, "Transmission of Millimeter-wave Signals in a Fiber-Radio System Using a Unitraveling-Carrier Waveguide Photodiode" Vol. 12, No. 10 *IEEE Photonics Technology Letters*, pp. 1379-1381

[22] : A. Bilenca, J. Lasri, B. Sheinman, G. Eseinstein, D. Ritter, "Millimeter-Wave Generation and Digital Modulation in an InGaAs-InP Heterojunction Phototransistor: Model and Experimental Characterization of Dynamics and Noise", Vol. 19, No. 9, *IEEE Journal of Lightwave Technology*, pp. 1340-1351, septembre 2001

[23] : A. Beck, J.F. Lampin, M. Zaknoune, F. Mollot, « Photodiode à transport unipolaire pour la génération d'impulsion picoseconde », *10ème JNRDM*, mai 2007

[24] : M. E. Ali, K. S. Ramesh, H. R. Fetterman, M. Matloubian, G. Boll, "Optical Mixing with Difference Frequencies to 552 GHz in Ultrafast High Electron Mobility Transistors", Vol. 12, No. 7, *IEEE Photonics Technology Letters*, pp. 879-881, juillet 2000

[25] : H. Herrmann, W. Sohler, "Difference-frequency generation of tunable, coherent mid-infrared radiation in Ti:LiNbO3 channel waveguides", Vol. 5, No. 2, *Journal of Optical Society of America*, pp. 278-284, février 1988

[26] : A. Nahata, D. H. Auston, C. Wu, J. T. Yardley, "Generation of terahertz radiation from a poled polymer", Vol. 67, No. 10, *Applied Physics Letters*, pp. 1358-1360, septembre 1995

[27] : T. Hori, K. H. Park, "Continuous-wave millimeter wave generation at 94 GHz in a lithium niobate nonlinear optical waveguide using modulated optical input", Vol. 83, No. 11, *Applied Physics Letters*, pp. 2133-2135, spetembre 2003

[28] : A. Stöhr, A. Malcoci, A. Sauerwald, I. Cámara Mayorga, R. Güsten, D. S. Jäger, "Ultra-Wide-Band Traveling-Wave Photodetectors for Photonic Local Oscillators", Vol. 21, No. 12, *IEEE Journal of Lightwave Technology*, pp. 3062-3070, décembre 2003

[**29] :** K. S. Giboney, M. J. Rodwell, and J. E. Bowers, "Traveling-Wave Photodetector Theory", Vol. 45, No 8, *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, pp. 1310-1319, août 1997

[30] : D. Decoster., V. Magnin, J.P. Vilcot, J. Harari, J.P. Gouy, M. Fendler, F. Jorge, "InP Photodetectors for Millimeter Wave Applications", *SPIE Proceedings Photonics West, Photodetectors : Materials and Devices V*, vol. 3948, p. 162-169, janvier 2000

[31] : T. Chau, N. Kaneda, T. Jung A. Rollinger, S. Mathai, Y. Qian, T. Itoh, M. C. Wu, W. P. Shillue, J. M. Payne, "Generation of Millimeter Waves by Photomixxing at 1.55 µm Using InGaAs-InAlAs-InP Velocity-Matched Distributed Photodetectors", Vol. 12, No. 8, *IEEE Photonics Technology Letters*, pp. 1055-1057, août 2000

[32] : C. T. Nguyen, « *Composants photoniques à base de polymères électrooptiques pour les télécommunications optiques* », cours du master Information Sciences et Télécommunications, EDSP de Cachan, 2005-2006

[33] : A.Moliton, *Optoélectronique moléculaire et polymère : des concepts aux composants*, Springer-Verlag France et France Télécom R&D, Paris, 2003

[34] : R. L. Sutherland, *Handbook of nonlinear optics*, Marcel Dekker, New York, 1996

[35] : L. A. Hornak, *Polymer for lightwave and integrated optics, Technology and applications*, Marcel Dekker, New York, 1992

[36] : G. Martin, *Systèmes spatialement photo-structuré base de polymères pour l'optique non-linéaire et la photonique*, Thèse de doctorat, ENS de Cachan et Universidad Autonoma de Madrid, juillet 2003

[37] : M. Dumont, *Principes de l'Optique Non-Linéaire de la Modulation électro-optique et de l'optique des matériaux organiques*, cours, ENS de Cachan

[38] : N. Bloembergen, *Nonlinear Optics*, Benjamin, New York, 1965

[39] : A. Yariv, *Quantum Electronics 2nd Edition*, John Whiley & Sons, New York 1975, 3rd Ed. 1989

[40] : Y. R. Shen, *The Principles of Nonlinear Optics*, John Whiley & Sons, New York 1984

[41] : R. W. Boyd, *Nonlinear Optics*, Academic Press, Boston, 1992.

[42] : J.-R. Lalanne, A. Ducasse, S. Kielich, *Interaction Laser Molécule. Physique du laser et optique non linéaire moléculaire*, Polytechnica, Paris, 1994

[43] : J. F. Nye, *Physical Properties of Crystals*, Clarendon Press, Oxford, 1957, Traduction française: *Propriétés Physiques des Crystaux; leur representation par des tenseurs et des matrices*, Dunod, Paris, 1961

[44] : J. A. Armstrong, N. Bloembergen, J. Duccuing, P. S. Pershan, "Interactions between Light Waves in a Nonlinear Dielectric", Vol. 127, No. 6, *Physical Review*, septembre 1962

[45] : J. G. Grote and al, L. R. Dalton, C. Zhang, W. H. Steier, "Effect of conductivity and dielectric constant on the modulation voltage for optoelectronic devices based on nonlinear optical polymers", Vol. 40, No. 11, *Optical Engineering*, pp 2464-2473, novembre 2001

[46] : H. Park, Wol-Yon Hwang, Jang-Joo Kim, "Origin of direct current drift in electro-optic polymer modulator", Vol. 70, No. 21, *Applied Physics Letters*, pp. 2796-2798, mai 1997

[47] : M. D. Watson, P. R. Ashley, A. J. Guenthner,M. A. G. Abushagur, "Modeling of Electrooptic Polymer Electrical Characteristics in a Three-Layer Optical Waveguide Modulator", Vol. 41, No. 4, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, pp. 589-595, avril 2005

[48] : A Donval, E. Toussaere, R. Hierle, J. Zyss, "Polarisation insensitive electro-optic polymer modulator", Vol.87, No. 7, *Journal of Applied Physics*, p. 3258, 2000

[49] : D. M. Gill, A. Chowdhury, "Electro-Optic Polymer-Based Modulator Design and Performance for 40 Gb/s System Applications", Vol. 20, No. 12, *IEEE Journal of Lightwave Technology*, pp. 2145-2153

[50] : R. Lenvenson, J. Zyss, "Polymer based Optoelectronics: from Molecular Nonlinear Optics to Device Technology", Chap. C-III, *Materials for Optoelectronics*, pp. 341-374, M.Quillec Ed., Kluwer, Dordrecht, 1996

[51] : I. Ledoux, R. Levenson, J. Zyss, « Matériaux organiques pour les réseaux de communications optiques : de la molécule au composant », Vol. 162, *L'Echo des Recherches*, p. 35, 1995

[52] : J. Zyss, D. S. Chelma, "Quadratic nonlinear optics and optimization of the second order nonlinear optical response of molecular crystals", pp. 23-191, *Nonlinear Optical Properties of Organic Molecules and Crystals*, Vol. 1, Eds. D. S. Chemla and J. Zyss, Academic Press, Orlando, 1987

[53] : J. Zyss, I. Ledoux, « Molécules organiques et traitement du signal optique », Vol. 127, *L'Echo des Recherches*, p. 19, 1987

[54] : M. Lee, H. E. Katz, C. Erben, D. M. Gill, P. Gopalan, J. D. Heber, D. J. McGee, "Broadband Modulation of Light by Using an Electro-Optic Polymer", *Science*, Vol. 298, PP. 1401-1403, novenbre 2002

[55] : B. C. Wadell, *Transmission Line Design Handbook*, Artech House Publishers, pp. 93 à 124 - 289 à 294,1991

[56] : J. C. Dubois, « propriétés électriques des polymères et applications », *Initiation à la chimie et à la physico-chimie macromoléculaires*, Vol. 9, pp 22-42.

[57] : Zhong-Yang Cheng, Sükrü Yilmaz, W. Wirges, S. Bauer-Gogonea, S. Bauer, "Temperature-domain analysis of primary and secondary dielectric relaxation phenomena in a nonlinear optical side-chain polymer", Vol. 83, No.12, *Journal of Applied Physics*, pp. 7799-7807, juin 1998

[58] : J. D. Swalen, "Linear optical properties of NLO polymers", Vol. 5, *Pure Applied Optic*, pp. 723-729, 1996

[59] : T. Pliska, W. R. Cho, J. Meier, A. C. Le Duff, V. Ricci, A. Otomo, M. Canva, G. I. Stegeman, P. Raimond, F. Kajzar, "Comparative study of onlinear-optical polymers for guided-wave second-harmonic generation at telecommunication wavelength", Vol. 17, No. 9, *Journal of Optical Society of America*, pp. 1554-1564, 2000

[60] : G. Subramanyam, P. Mathala, C. Chevalier, A. Davis, P. Yaney. J. Grote, "Microwave Characterization Of Electro-Optic Polymers", *Materials Research Society Symposium Proceedings,* Vol. 734, 2003

[61] : M. Lee, O. Mitrofanov, H. E. Katz, C. Erben, "Millimeter-wave dielectric properties of electro-optic polymer materials", Vol.81, No. 8, *Applied Physics Letters*, pp. 1474-1476, août 2002

[62] : M. Lee, "Dielectric constant and loss tangent in $LiNbO_3$ crystals from 90 to 147 GHz" Vol. 79, No. 9, *Applied Physics Letters*, pp. 1342-1344, août 2001

[63] : D.W. Van Krevelen, *Properties of polymers third ed.*, Elsevier Science Publishers, Amsterdam, Oxford, New York, 1990, pp.321-339

[64] : Sir G. Allen, Frs; J. C. Bevington, *Comprehensive polymer science vol. 2*, Sundar L. Aggarwal. - Oxford : Pergamon press, 1992

[65] : R. Blum, M. Sprave, J. Sablotny, M. Eich, "High-electric-field poling of nonlinear optical polymers", Vol. 15, No. 1, *Journal of Optical Society of America*, pp. 318-328, janvier 1998

[66] : F. Kajzar, J. Messier, C. Rosilio, "Nonlinear optical properties of thin films of polysilane" , Vol. 60, *Journal of Applied Physics*, pp. 3040-3044, 1986

[67] : I. Ledoux, D. Josse, P. Vidakovic, J. Zyss, R. A. Hann, P. F. Gordon, B. D. Bothwell, S. K. Gupta, S. Allen, P. Robin, E. Chastaing, J. C. Dubois, "Second Harmonic Generation by Langmuir-Blodgett Multilayers of an Organic Azo Dye", Vol. 3, No. 7, *Europhysics Letter*, pp. 803-809, avril 1987

[68] : F. Kajzar, I. Ledoux, J. Zyss, "Electric-field-induced optical second-harmonic generation in polydiacetylene solutions", Vol. 36, *Physics Review A*, p. 2210, 1987

[69] : X.H. Wang, D.P. West, N.B. McKeown, T.A. King, "Determining the cubic susceptibility $\chi^{(3)}$ of films or glasses by the Maker fringe method: a representative study of spin-coated films of copper phthalocyanine derivation", Vol. 15, No. 7, *Journal of Optical Society of America*, pp.1895-1903, juillet 1998

[70] : N. P. Bhatambrekar, L. Dalton, Jingdong Luo, A. K.-Y. Jen, Antao Chen, "Third-order nonlinearity contribution to electro-optic activity in polymer materials in a constant Bias field", Vol. 88, *Applied Physics Letters*, 2006

[71] : Min-Cheol Oh, Hua Zhang, Cheng Zhang, Hernan Erlig, Yian Chang, Boris Tsap, Dan Chang, Attila Szep, William H. Steier, Harold R. Fetterman, Larry R. Dalton, "Recent advances in Electrooptic Polymer Modulators Incorporating Highly Nonlinear Chromophore", Vol. 7, No. 5, *IEEE Journal on selected topics in Quantum Electronics*, pp. 826-835, septembre-octobre 2001

[72] : J. A. Hagen, J. G. Grote, J. S. Zetts, D. E. Diggs, R. L. Nelson, F. K. Hopkins, P. P. Yaney, A. K-Y. Jen, L. R. Dalton, "Effects of the electric field poling procedure on electro-optic coefficient for guest-host nonlinear optic polymers", Vol. 5724, *SPIE Proceedings, Organic Photonic Materials and Devices VII*, pp. 217-223, 2005

[73] : P. Nagtegaele, E. Brasselet, J. Zyss, "Anisotropy and dispersion of a Pockels tensor: a benchmark for electro-optic organic thin-film assessment", Vol. 20, No. 9, *Journal of the Optical Society of America B*, pp. 1932-1936, 2003

[74] : H. Ono, T. Kikuchi, Y. Harato, "Electric-field modulation measurement of complex electro-optic effects in poled polymer", Vol. 68, *Applied Physics: Lasers and Optics*, pp. 207-210, 1999

[75] : C. C. Teng, M. A. Mortazavi, G. K. Boudoughian, "Origin of the poling-induced optical Loss in a nonlinear Optical Polymeric Waveguide", Vol. 66, No. 6, *Applied Physics Letters*, pp. 667-669, février 1995

[76] : S. Herminghaus, B. A. Smith, J. D. Swalen, "Electro-optic coefficients in electric-field-poled polymer waveguides", Vol. 8, No. 11, *Journal of Optical Society of America*, pp. 2311-2317, novembre 1991

[77] : Hua Zhang, Min-Cheol Oh, Attila Szep, William H. Steier, Cheng Zhang, Larry R. Dalton, Hernan Erlig, Yian Chang, Daniel H. Chang, Harold R. Fetterman, "Push-pull electro-optic polymer modulators with low half-wave voltage and low loss at both 1310 and 1550 nm", Vol. 78, No. 20, *Applied Physics Letters*, pp. 3136-3138, mai 2001

[78] : Min-Cheol Oh, Hua Zhang, Attila Szep, Vadim Chuyanov, William H. Steier, Cheng Zhang, Larry R. Dalton, Hernan Erlig, Boris Tsap, Harold R. Fetterman, "Electro-optic polymer modulators for 1.55 µm wavelength using phenyltetraene bridged chromophore in polycarbonate", Vol. 76, No. 24, *Applied Physics Letters*, pp. 3525-3527, juin 2000

[79] : L. Dupont, « Propagation guidée », optique intégrée, *Optoélectronique*, cours de 3ème année, ENST de Bretagne, 2000-2001

[80] : A. Nirmalathas, C. Lim, D. Novak and R.B. Waterhouse, "Progress in millimeter-wave fiber-radio access networks",Vol. 56, No. 12, *Annales des Télécommunications*, pp. 27-38, janvier-février 2001

[81] : G. Grynberg, A. Aspect, C. Fabre, *Introduction aux lasers et à l'optique quantique*, éditions Ellipses, 199

Résumé :

Cette thèse présente l'étude et la réalisation d'un composant à base de polymère électro-optique pour la conversion de signal du domaine optique vers le domaine hyperfréquence. Le principe physique mis en œuvre dans le composant est celui du mélange à trois ondes, ce mélange ayant lieu dans un polymère non-linéaire (électro-optique).

Après une introduction présentant brièvement les applications possibles pour un tel composant et les technologies concurrentes, les bases des principes physiques mis en œuvre dans le composant sont présentées. Les différents matériaux qui constituent le composant sont étudiés dans le domaine quasi-statique, le domaine hyperfréquence, et dans le domaine optique. Un choix des matériaux pour la réalisation est alors opéré. Le dimensionnement du composant est ensuite présenté. La structure retenue est similaire à celle d'un modulateur de phase optique : un guide optique enterré sert de diélectrique à une ligne microruban en charge de récupérer le signal hyperfréquence généré dans le polymère électro-optique. La fabrication du composant est détaillée, en décrivant chaque étape. Les composants réalisés sont alors testés.

Même si le principe physique que nous avons cherché à mettre en œuvre pour réaliser la conversion de fréquence est validé par le bon fonctionnement des composants de test en modulation, les mesures en génération de signal hyperfréquence sont très difficilement reproductibles. Aux fréquences auxquelles nous avons travaillé (inférieures à 40 GHz), le rendement de la conversion est trop faible (de l'ordre de -100 dB). De tels composants pour la conversion de fréquence du domaine optique vers le domaine hyperfréquence doivent être envisagés pour des fréquences de travail bien plus élevées (de l'ordre du térahertz).

Abstract :

This thesis presents the study and design of an optic to High Frequency converter made of electro-optic polymers and base on a travelling wave configuration. The three waves mixing phenomenon is used in the non-linear polymer in order to realise the frequency down conversion.

After a brief introduction to the main possible uses and rival technologies, the physical principles used in the converter are presented. The different materials forming the converter are studied in the quasi-static field, in the HF field and in the optical field, so as to choose the appropriate materials for the fabrication. The design and after the fabrication of the device are presented. Measurements are done with the realised samples.

Even if the modulation tests show that the tree wave mixing operate inside the device, it was very difficult to realise repeatable tests for the optic to HF down conversion due to the performance of the down conversion (about -100 dB) at this frequencies (lower than 40 GHz). An increase in the targeted HF frequency has to be done (around the terahertz).