



HAL
open science

Optique non-linéaire et propriétés dynamiques des composants IB/ISB sur InP, Application aux télécommunications optiques

Jérôme Saublet

► **To cite this version:**

Jérôme Saublet. Optique non-linéaire et propriétés dynamiques des composants IB/ISB sur InP, Application aux télécommunications optiques. Optique [physics.optics]. INSA de Rennes, 2017. Français. NNT : 2017ISAR0017 . tel-01730817

HAL Id: tel-01730817

<https://theses.hal.science/tel-01730817>

Submitted on 13 Mar 2018

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.

Thèse

UNIVERSITE
BRETAGNE
LOIRE

THESE INSA Rennes
sous le sceau de l'Université Bretagne Loire
pour obtenir le titre de
DOCTEUR DE L'INSA RENNES
Spécialité : Photonique

présentée par

Jérôme SAUBLET

**ECOLE DOCTORALE : Sciences de la Matière/ Matière
Molécules Matériaux
LABORATOIRE : FOTON (CNRS UMR 6082)**

**Optique non-linéaire et
propriétés dynamiques des
composants IB/ISB sur InP,
Application aux
télécommunications
optiques**

Thèse soutenue le 11.10.2017

Devant le jury composé de :

Ammar SHARAHIA

Professeur - ENIB / *Président du jury - rapporteur*

Christophe LABBE

Maitre de conférence HdR - ENSICAEN / *rapporteur*

Maud GUEZO

Maitre de conférence - INSA Rennes / *Examinatrice*

Hervé FOLLIOU

Professeur - INSA Rennes / *Directeur de thèse*

En présence de :

Mathieu PERRIN (Invité)

Maitre de conférence - INSA Rennes / *Co-encadrant de thèse*

Optique non-linéaire et propriétés dynamiques des composants IB/ISB sur InP, Application aux télécommunications optiques

Jérôme SAUBLET



En partenariat avec



Remerciements

Je tiens dans un premier temps à remercier Hervé Folliot et Mathieu Perrin, pour leurs encadrements au cours de cette thèse et de leurs aides au travers des difficultés et retards rencontrés.

Je remercie également tous les membres de laboratoire m'ayant apportés leurs expertises : Soline Boyer-Richard pour les calculs et la modélisation de nos structures de test, Tony Rohel pour leurs croissances, Thomas Batte pour la réalisation des composants et, Jean-Philippe Burin pour son aide dans leurs caractérisations. Je remercie aussi Yves Bouffort et Julien Lapeyre pour la réalisation des nombreux composants mécaniques et électroniques et sans lesquels notre montage de mesure n'aurait pu marcher.

Plus généralement c'est l'ensemble des membres du laboratoire et personnel de l'INSA que je remercie pour leurs accueils chaleureux et leurs soutiens.

Un grand merci également à Mathilde Gay et à l'ensemble du personnel de la plateforme PERSYST de Lannion pour avoir mis leurs installations et leurs expertises à notre disposition.

Je souhaite aussi remercié, Ammar Sharaiha, Christophe Labbé et Maud Gicquel-Guezo de me faire l'honneur de participer à mon jury de thèse.

Enfin ces remerciement ne serait pas complet sans une pensée pour ma famille qui ma soutenue et à stressé avec (et souvent plus que) moi pendant ces années.

Table des matières

INTRODUCTION GENERALE	1
CHAPITRE I : INTERETS ET ENJEUX DES COMPOSANTS SEMICONDUCTEURS NON-LINEAIRES DANS LE DOMAINE DES TELECOMMUNICATIONS OPTIQUES	3
I.1 INTRODUCTION AUX FORMATS DE MODULATION	3
I.1.1 <i>Théorie de l'information</i>	3
I.1.2 <i>Formats de Modulation Numérique</i>	9
I.2 RESEAUX DE TELECOMMUNICATION	26
I.2.1 <i>Infrastructures</i>	26
I.2.2 <i>Réseau optique : déploiement, avantage et structure</i>	31
I.3 PROPRIETES DES COMPOSANTS OPTIQUES A SEMI-CONDUCTEURS :	40
I.3.1 <i>Propriétés fondamentales des matériaux semi-conducteurs nanostructurés</i>	40
I.3.2 <i>Propriété « avancées » des semiconducteurs nanostructurés</i>	48
I.4 EXEMPLES D'APPLICATION DES PROPRIETES DYNAMIQUES ET DES NON-LINEARITES AU TRAITEMENT OPTIQUE DANS LES COMPOSANTS SEMI-CONDUCTEURS.....	57
I.4.1 <i>Saturation d'absorption pour la régénération 2R</i>	57
I.4.2 <i>Conversion en longueur d'onde par mélange à quatre ondes</i>	59
BIBLIOGRAPHIE.....	62
CHAPITRE II : MESURE POMPE-SONDE POLARIMETRIQUE : PRINCIPE, MISE EN APPLICATION ET VALIDATION	66
II.1 INTRODUCTION A LA METHODE « POMPE-SONDE »	66
II.1.1 <i>Principe</i>	66
II.1.2 <i>Exemples d'expériences « pompe-sonde »</i>	69
II.2 MESURE POMPE SONDE POLARIMETRIQUE	77
II.2.1 <i>Principe de mesure</i>	77
II.2.2 <i>Utilisation d'une structure de type interféromètre de Sagnac pour la réalisation d'un circuit optique adapté à la mesure polarimétrique</i>	81
II.3 MISE EN PRATIQUE	89
II.3.1 <i>La boucle Sagnac</i>	89
II.3.2 <i>Le polarimètre</i>	90
II.3.3 <i>Montage complet</i>	93
II.4 VALIDATION DU MONTAGE	98
II.4.1 <i>Evaluation des erreurs systématique de la structure</i>	99
II.4.2 <i>Mesures préliminaires</i>	102
CONCLUSION.....	110
BIBLIOGRAPHIE.....	111
CHAPITRE III : VERS DES COMPOSANTS AVANCES DE TRAITEMENT OPTIQUE DU SIGNAL EXPLOITANT LES TRANSITIONS INTER-SOUS-BANDES : LE CAS DES HETEROSTRUCTURE INGAAS/ALASSB	113
III.1 INTRODUCTION AUX COMPOSANTS ISB	115
III.1.1 <i>Laser à cascade quantique</i>	116
III.1.2 <i>QWIP</i>	119
III.2 FILIERES POUR COMPOSANT ISB	123
III.2.1 <i>Filière II-VI</i>	123
III.2.2 <i>Filière III-N</i>	125
III.2.3 <i>Filières III-V</i>	126
III.3 COMPOSANTS IB/ISB SUR INP : DEUX APPROCHES DE LA PROBLEMATIQUE.....	127
III.3.1 <i>Structure ISB à puits couplés (AIST)</i>	127
III.3.2 <i>Structure ISB : état de l'art au laboratoire (FOTON-OHM)</i>	138
III.4 PHOTODETECTEUR A DEUX PHOTONS INGAAS/ALASsB SUR INP, ETUDE PRELIMINAIRE.....	143
III.4.1 <i>Structure préliminaire : échantillon S1353</i>	144
III.4.2 <i>Seconde structure de test : échantillon S1504</i>	154
CONCLUSION.....	160
BIBLIOGRAPHIE.....	161
CONCLUSION GENERALE	167

Introduction générale

Les réseaux de télécommunications sont l'une des pierres angulaires de nos sociétés, que ce soit pour le commerce, les loisirs ou l'éducation. La demande d'accès toujours plus rapide à des volumes toujours croissants de données constitue un enjeu critique et global, associé à des problématiques de développement durable. De ce fait, les technologies télécoms constituent un domaine de recherche majeure.

Au-delà de leur importance stratégique, ces technologies constituent un domaine de recherche incroyablement vaste, allant de la modélisation du réseau à l'échelle globale jusqu'au composant discret. La création de nos moyens de communication fait appel à des domaines aussi divers que les mathématiques, la thermodynamique, l'informatique, le génie civil, les sciences des matériaux ou encore la physique quantique.

La présente thèse s'inscrit dans ce très vaste cadre ; nous allons nous intéresser plus particulièrement aux télécommunications optiques et au développement de composants semiconducteurs non-linéaires pour le traitement de l'information, en allant d'une présentation générale des problématiques associées jusqu'à une étude d'un composant spécifique en passant par un aspect caractérisation et le développement expérimental associé.

L'objectif initial de ma thèse était plus spécifiquement la mise en place d'un montage expérimental pour la mesure de la réponse dynamique en phase et en amplitude de composants en géométrie guide d'onde et son application à l'étude d'amplificateurs optiques à base de boîtes quantiques et de lasers à modes bloqués issus de ces structures notamment. Ce travail n'a pu être réalisé en totalité faute en partie de problèmes expérimentaux, notamment la disponibilité du laser de mesure (nombreuses pannes) et à son instabilité. Il a alors été décidé en cours de thèse de travailler en parallèle de la mise au point du dispositif, sur des composants innovants à base de transitions intra et intersousbandes dans des multipuits AlAsSb/InGaAs à $1.55\mu\text{m}$ pour le traitement optique du signal et pouvant tirer parti du dispositif expérimental élaboré. Ce travail reste également à parfaire, mais offre des perspectives intéressantes.

Ce document sera donc divisé en trois grandes parties distinctes ;

Dans notre premier chapitre, nous allons présenter les principes généraux de la théorie du signal et comment ils sont appliqués à la mise en place des systèmes de télécommunications numériques via la création de réseaux optimisés et l'utilisation de formats de modulation avancés. Nous montrerons alors comment les spécificités de l'optique cohérente (multiplicité des longueurs d'onde, bande passante des médiums, exploitation de la polarisation...) ont conduit cette technologie à prendre une part de plus en plus importante dans le déploiement des réseaux mondiaux. Enfin, nous montrerons pourquoi les composants semiconducteurs constituent une brique fondamentale dans la mise en place des technologies de traitement tout optique du signal.

La caractérisation des matériaux optiques étant une étape indispensable à la réalisation de tout nouveau composant optique à semiconducteurs, nous présenterons dans notre second chapitre une rapide revue de la technique dite « pompe-sonde » et nous détaillerons notre propre travail visant à la mise en place d'un montage de mesure pompe-sonde performant et novateur

reposant sur une mesure polarimétrique de la réponse dynamique de la variation d'amplitude et de phase d'un signal optique. Nous détaillerons les premiers résultats obtenus grâce à ce montage et montrant sa viabilité, et concluons sur les améliorations/perfectionnements possibles.

Finalement, dans notre troisième et dernier chapitre, nous présenterons un aspect particulier des technologies optiques à semiconducteurs, à savoir les composants utilisant les transitions dites inter-sousbande (ISB) pour réaliser des fonctions complexes avec des performances élevées en termes énergétiques et de rapidité. Dans un premier temps, nous présenterons les composants ISB classiques qui sont le laser à cascade quantique (QCL) et le photodétecteur infrarouge à puits quantique (QWIP). Nous poursuivrons par une brève présentation des principales filières adaptées aux applications ISB.

Dans une seconde partie nous nous intéresserons au cas particulier des structures InGaAs/AlAsSb/InP et à leurs capacités à exploiter une combinaison de transitions ISB et interbandes (IB) pour la réalisation de composants avancés combinant une capacité à opérer à très haut-débit et réalisation de fonctions fortement non-linéaires telles que la modulation de phase croisée ou encore la détection quadratique pour l'échantillonnage. Nous y présenterons tout d'abord les travaux précurseurs réalisés par T.Mozume et son équipe sur le développement d'un modulateur de phase tout optique basé sur une structure à puits quantiques couplés, nous poursuivrons avec une brève présentation des travaux antérieurs du laboratoire FOTON sur la croissance et l'optimisation de structures à puits simples pour application IB/ISB au travers des résultats de thèse de Y.Zhao et nous terminerons par nos propres travaux où nous proposons une nouvelle structure électro-optique pour la photodétection à deux photons.

Nous concluons enfin sur les perspectives de ce travail.

CHAPITRE I : Intérêts et enjeux des composants semiconducteurs non-linéaires dans le domaine des télécommunications optiques

Afin de mieux comprendre les enjeux de ces composants non-linéaires avancés et de leurs caractérisations nous allons dans ce premier chapitre brosser un portrait détaillé du domaine des télécommunications optiques, pour ce faire nous présenterons les principes généraux de la théorie du signal et comment ils modèlent nos réseaux de télécommunication de leurs infrastructures jusqu'au format de modulation. Nous montrerons comment les spécificités de l'optique cohérente (multiplicité des longueurs d'onde, bande passante des médiums, exploitation de la polarisation...) ont conduit cette technologie à prendre une part de plus en plus importante dans le déploiement des réseaux mondiaux. Enfin nous présenterons les propriétés des matériaux semi-conducteurs et comment une bonne maîtrise de leurs avantages comme de leurs défauts permet la réalisation de fonction de traitement simple comme complexe au sein des réseaux optiques, nous illustrerons ces problématiques au travers de deux exemples.

I.1 Introduction aux formats de modulation

L'augmentation constante de la complexité et de la quantité des informations à transmettre exige la mise au point de méthodes permettant l'optimisation de cette transmission. Dans cette première partie, nous allons détailler les principes de base d'une transmission d'information efficace et de leurs applications aux formats numériques aujourd'hui utilisés dans les systèmes de télécommunications. Nous détaillerons en particulier les transmissions optiques et leurs performances.

I.1.1 Théorie de l'information

La théorie de l'information est un ensemble d'outils mathématiques et physiques complexes formalisés par Claude Shannon en 1948 et s'appuyant notamment sur les travaux de Nyquist, Hartley et Brillouin [1][2][3][4].

Elle a pour but de modéliser les techniques de communication afin d'optimiser la transmission des informations. Elle touche notamment à la protection contre les erreurs de transmission, le codage et la compression de l'information ou encore la cryptographie.

Du fait de l'étendue de cette théorie et de la complexité des outils mathématiques associés, nous nous contenterons d'aborder quelques concepts simples, mais fondamentaux.

a) Modélisation de liaison

Dans le cadre de cette théorie un système de communication sera modélisé comme suit :

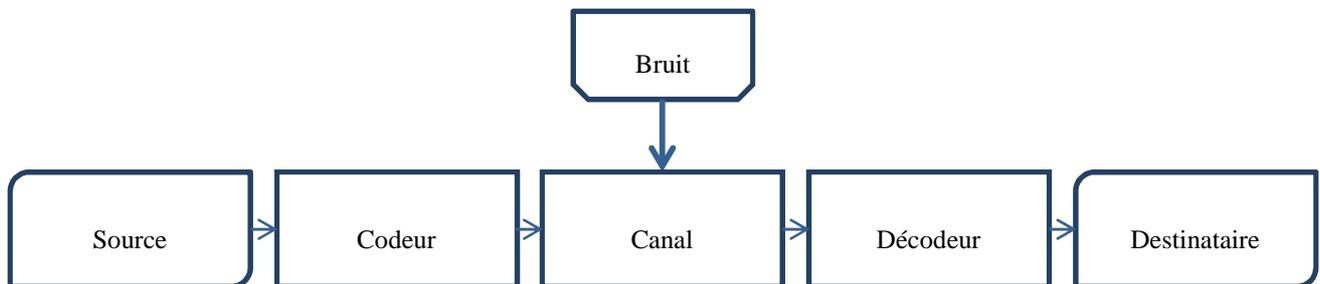


Fig.1.1 : Modèle type d'une liaison en théorie de l'information

La source fournit l'information à transmettre. Cette information peut être de complexité variable (texte, image, signal analogique) ; on aura donc tendance à scinder l'aspect codage/décodage en deux parties distinctes : le codage de source qui assure la transition entre l'information et un code binaire et le codage de canal qui permet la transmission de ce code.

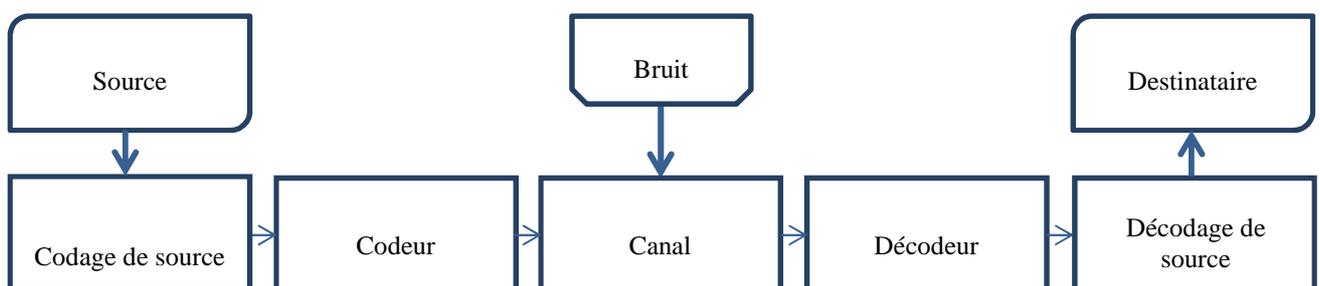


Fig.1.2 : Modèle de liaison modifié pour tenir compte de l'aspect codage/décodage de source

Le codage de source est un aspect important de la théorie du signal mais n'a que peu d'impact sur les infrastructures physiques qui nous intéressent ; nous nous contenterons donc d'aborder le codage de canal.

En s'appuyant sur ce modèle, il est possible d'évaluer et d'optimiser les performances d'une liaison télécom. En particulier on cherchera à déterminer la capacité de la liaison, c'est-à-dire le débit maximal (en bits/s) pouvant transiter dans le canal sans subir un niveau de dégradation fixé.

De cette description ressort trois points critiques :

- La nature du code employé
- Les propriétés du canal
- L'importance du bruit

b) Codage

Afin d'assurer la transmission du signal, il est nécessaire d'encoder le code binaire sur un signal physique. Notre information ayant été réduite à une suite de 0 et de 1, ce signal prendra un ensemble fini d'états (contrairement au cas de la transmission d'un signal analogique). Chacun de ces états portent le nom de **symbole**. L'ensemble de ces symboles constitue ***l'alphabet du codage***. La forme la plus simple d'alphabet comporte deux états associés aux bits 0 et 1.

Toutefois il est possible -et on le verra utile- d'introduire des alphabets plus longs, chaque symbole codant non plus 1 bit mais un ensemble de N bits. Le nombre de bits codés par un symbole est appelé (par abus de langage) ***la valence V*** de ce symbole. En toute rigueur, la valence désigne le nombre maximal d'états utilisables dans une liaison donnée, ce qui signifie que pour cette liaison chaque symbole représentera $N \leq V$ états/bits, la plupart des codes de transmission ayant une valeur N constante sur tout l'alphabet et (on le verra) aussi proche que possible de V, on parlera simplement de valence du code.

Coder un mot de N bits implique l'utilisation d'un alphabet de M symboles. On a ainsi :

$$M = 2^N = 2^V$$

Transposer l'information sur un signal physique n'est pas toutefois suffisant pour assurer la transmission : il faut pour cela que le signal obtenu soit compatible avec le canal utilisé.

c) Medium, canal et bande passante

Le signal physique créé par le codeur va se propager dans un médium adapté ; câble métallique pour un signal électrique, atmosphère (ou espace) pour les radio-télécommunications ou fibre pour les signaux optiques.

Si l'on étudie la fonction de transfert d'un médium spécifique, on observe une dépendance entre la fréquence et l'absorption du milieu ; la (ou les) plage(s) de fréquence(s) adaptée(s) à la transmission (faible absorption) constitue la Bande passante du médium.

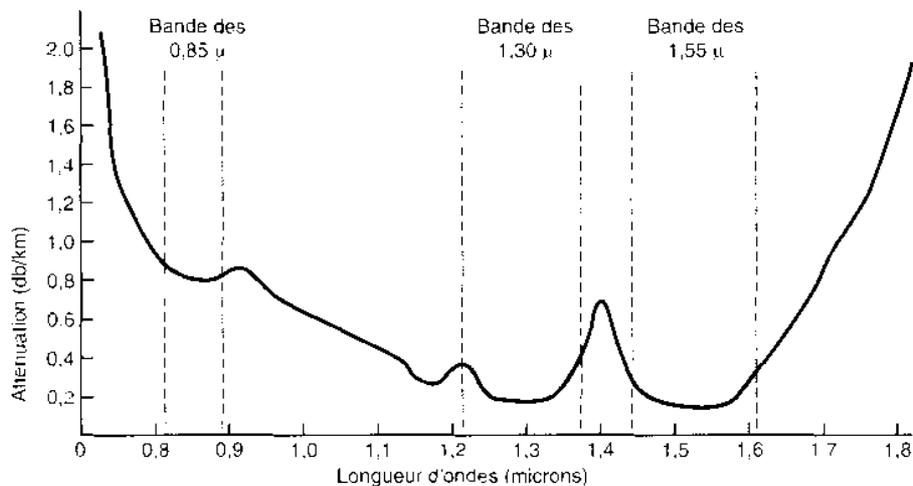


Fig1.3 : Le tracé de l'atténuation (absorption) dans la silice met en évidence trois bandes adaptées à la transmission optique dans l'infrarouge, en particulier les fenêtres centrées à 1.3 et 1.55μm seront exploitées dans la transmission par fibre optique. Le pic situé à 1.4μm correspond à l'absorption des liaisons OH, et est lié la technologie d'élaboration employée [18].

Le canal de transmission sera donc un intervalle de fréquences situé dans la bande passante du médium. On notera que cela signifie qu'il est possible d'avoir plusieurs canaux distincts au sein d'un même médium de transmission (le meilleur exemple étant la radio où la bande passante du médium qu'est l'air est divisée en un grand nombre de canaux chacun transmettant une station spécifique).

La bande passante du canal impose une limite au débit possible. Tout d'abord en imposant une fréquence de travail maximale au système, quels que soient le format de modulation, le débit en symboles par seconde (capacité du canal C) ne pourra jamais dépasser la fréquence limite de la bande passante BP du canal.

$$C \leq BP$$

De plus un signal modulé ne sera jamais une sinusoïde pure, ce qui signifie qu'il présentera un spectre élargi (par exemple deux bandes latérales encadrant la fréquence de la porteuse) qui devra être contenu dans la bande passante du canal pour être transmis sans perte.

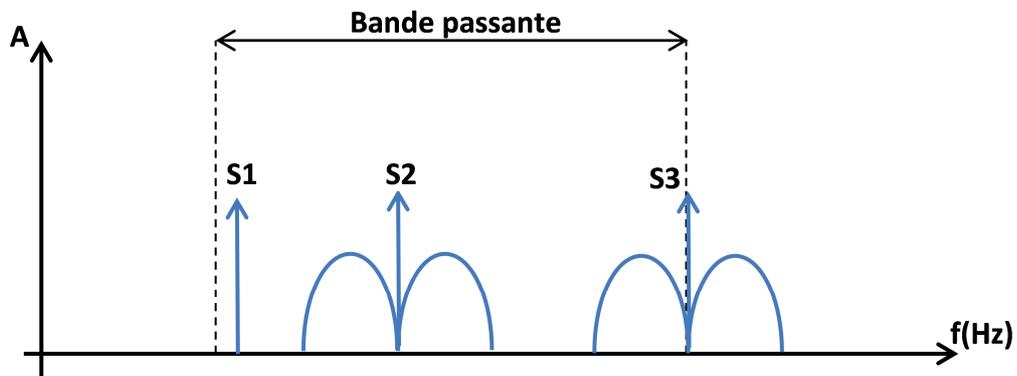


Fig.1.4 : Illustration de la problématique de l'occupation de la bande passante (BP). Signal S1 transmis sans perte et faible occupation de la BP, S2 transmis sans perte mais occupation importante de la BP, S3 occupation plus faible de la BP mais fort risque de dégradation.

d) Bruit et limite de Shannon

À partir de ces observations, il est possible d'évaluer la capacité d'une liaison, en supposant la bande passante capable d'accommoder le spectre du signal modulé, le débit maximal D_M en symbole par seconde est égale à la bande passante du canal:

$$D_M = BP \text{ (Hz)}$$

Chaque symbole ayant une valence V , nous avons la capacité du canal C en bits/s :

$$C = BP * \log_2 V$$

Il semblerait donc possible d'augmenter indéfiniment la capacité d'une liaison en augmentant la valence du code (pour peu que le spectre du signal reste compris dans la bande passante).

Dans la pratique, le canal sera exposé à un ensemble de perturbations qui viendront dégrader le signal. On observera en particulier l'apparition de signaux de bruits parasites et une atténuation de l'intensité qui à terme conduiront à une augmentation de la probabilité d'erreur de transmission lors du décodage. On définit donc une mesure de cette dégradation : le rapport signal sur bruit ou **SNR** (Signal Noise Ratio), rapport de la puissance du signal sur la puissance de bruit en sortie du canal :

$$SNR = \frac{P_{signal}}{P_{bruit}}$$

Via plusieurs outils relevant des statistiques et de la thermodynamique, Shannon a montré que ce phénomène impliquait une limite maximum au débit indépendante du codage utilisé, c'est la limite de Shannon :

$$C = BP * \log_2[1 + SNR]$$

Shannon a aussi montré (2^{ème} théorème de Shannon) que cette limite est atteignable pour peu que l'on utilise un codage suffisamment performant, bien que dans la pratique cela implique des codes d'une complexité telle qu'il devient difficile de coder et de décoder l'information en temps réel ; l'augmentation du débit dans le canal se traduira paradoxalement par une réduction de la vitesse à laquelle une information passera de la source au destinataire. Cet aspect est essentiellement lié au codage de source, nous ne le détaillerons donc pas plus ici.

On cherchera donc à optimiser la liaison afin d'obtenir un débit aussi proche que possible de la capacité du canal tout en conservant un code simple. Pour cela nous pouvons adresser plusieurs points clés :

- Augmenter la bande passante du système afin d'augmenter la vitesse de travail ainsi que le nombre de canaux accessibles.
- Augmenter le SNR afin de réduire le taux d'erreur.
- Optimiser l'occupation de la bande passante en réduisant la largeur de bande de chaque signal.
- Optimiser le code/alphabet afin de transmettre autant d'informations que possible dans une bande donnée.

Les deux premiers points reposent presque entièrement sur des aspects purement physiques tels le choix et la qualité du medium de transmission ou encore les performances des composants utilisés... Les deux derniers reposent eux sur notre capacité à encoder l'information sur un signal physique aussi optimal que possible. Ce processus repose sur la modulation du dit signal physique. Nous allons donc présenter quelques-uns des grands formats de modulation utilisés en télécommunication et en quoi ils répondent à ces problématiques.

I.1.2 Formats de Modulation Numérique

Il existe une multitude de formats de modulations avancés applicables au domaine des télécommunications [5]. Tous sont toutefois issus de l'application et de la combinaison de formats simples. Dans ce qui suit, nous évoquerons de manière non exhaustive ces formats simples et quelques variantes. Il est important de noter que tous ces formats partagent des principes et des limitations techniques ce qui conditionnent leur mise en pratique.

a) Modulation par déplacement (« Shift Keying ») et limitations

Comme nous l'avons décrit plus haut ces formats sont basés sur un nombre fini de symboles se succédant à chaque temps d'horloge ; on observera donc une variation brusque d'un paramètre

physique du signal, au contraire de la modulation analogique qui se base sur une variation continue, on parlera donc de modulation par déplacement : le « **shift keying** ».

En donnant au paramètre physique manipulé plus de deux états, il est possible d'augmenter la valence du code afin d'augmenter le débit. Toutefois, cette démarche pose certains problèmes : pour un système donné, les paramètres du signal (amplitude, fréquence...) ne peuvent varier que dans une plage fixe ; augmenter le nombre d'états accessibles signifie réduire l'écart de valeur entre chaque état, et donc potentiellement réduire leur « discernabilité ».

À titre d'exemple, si on imagine un modulateur électronique d'amplitude alimenté par une source [+15V, -15V] l'écart maximal entre deux état sera de 30V pour une modulation à N=2, de 7.5V pour N=4, de 625mV pour N=48... Plus la proximité entre états est grande, plus le risque d'erreurs lors de la réception augmente. On aura donc tendance à limiter la valence du code en fonction des performances du canal et du récepteur.

La grande majorité des formats de modulation modernes ont été développés pour le support électronique ; de ce fait, la plupart des symboles utilisés par ces formats peuvent être représentés comme un couple amplitude/phase ; un outil descriptif commun est la **constellation du code**.

Dans cette représentation, chaque symbole C_k est vu comme un nombre complexe que l'on placera dans un plan complexe I-Q. D'un point de vue physique cela revient à considérer chaque symbole comme étant la combinaison de deux ondes : l'une en phase (axe réelle I) et l'autre en quadrature (axe imaginaire Q)

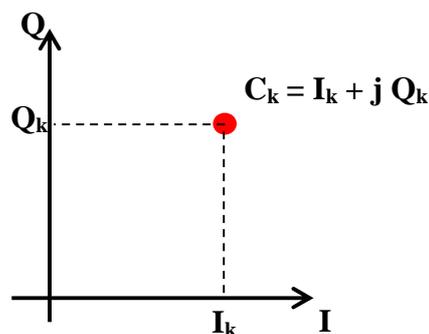


Fig.1.5 : Représentation d'un symbole quelconque dans le plan I-Q de la constellation.

Cette représentation permet notamment d'estimer la résistance d'un code aux erreurs liées au bruit ; en effet, à la réception le démodulateur devra, pour chaque symbole reçu, estimer à quel point du diagramme il correspond ; or, l'introduction de bruit par le canal peut se traduire par une mauvaise interprétation.

Prenons l'exemple d'un format de modulation en phase (Phase Shift Keying - PSK cf 1.2.c) à 8 symboles (PSK-8). Sa constellation théorique prend la forme de huit points repartis sur un cercle (Fig.1.5 a)).

Les défauts de transmission systématiques (e.g. atténuation) se traduiront par un déplacement des points sur le graphe et de ce fait pourront être corrigés par des opérations de normalisation simples.

Les bruits statistiques conduiront à une transformation des points en ligne ou en surface représentant toutes les valeurs possibles pour un symbole. En particulier un bruit gaussien se traduira par un halo autour de la position théorique (fig.1.6 b)). Dans cet exemple, on peut voir que le bruit est tel qu'il y a recouvrement entre les états accessibles par les symboles C_1 et C_2 . Ainsi lors de la démodulation, le signal pourra être interprété comme ayant l'une ou l'autre valeur, d'où une forte probabilité d'erreur.

Dans cette situation, il faudra se demander si ces recouvrements peuvent conduire à un taux inacceptable d'erreur, et si oui il faudra modifier le format afin de l'adapter aux conditions de transmission. On pourra soit supprimer certains symboles par exemple en passant à un format à 4 états (fig.1.6 c)), soit modifier le format utilisé, ici en ajoutant une composante de modulation en amplitude(QAM) qui, bien que plus complexe, permet la conservation de la valence à 8 (fig.1.6 d)).

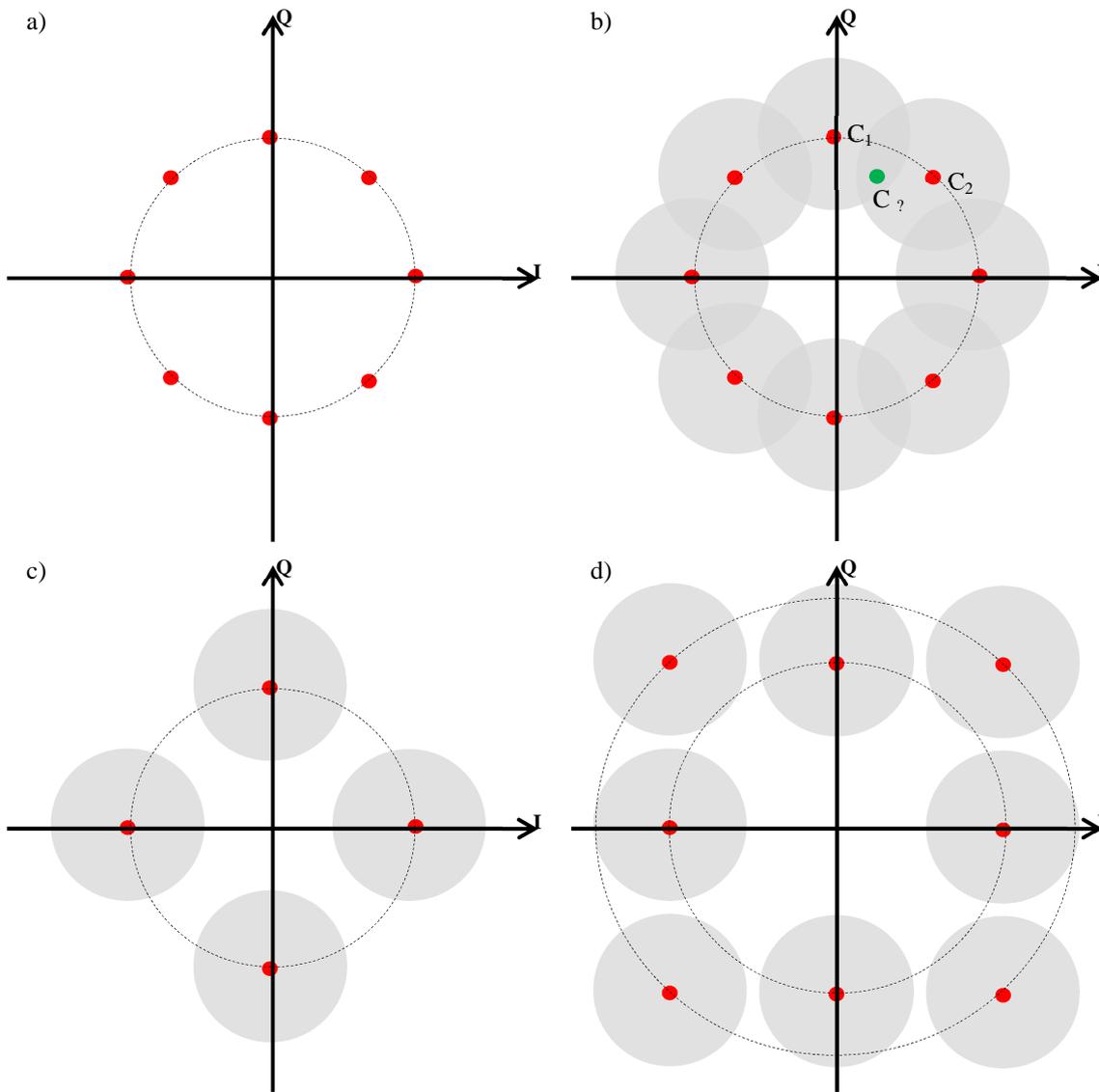


Fig.1.6 : a) constellation d'un format PSK-8 idéal b) constellation d'un format PSK-8 bruité c) constellation d'un format PSK-4 d) constellation d'un format QAM-8.

La nature numérique de ces formats de modulation pose aussi un problème d'ordre spectral ; les variations du signal se traduisent par un élargissement du spectre qui sera d'autant plus important que le changement sera brusque. Or les formats de modulation par déplacement se caractérisent, dans leurs formes les plus « basiques », par d'importantes discontinuités d'amplitude, de phase ou de fréquence.

Une part importante de la problématique de ces formats sera donc de trouver un juste équilibre entre valence du code, occupation de la bande passante et le contrôle du taux d'erreur.

On peut évaluer cet équilibre en représentant pour les différentes valences envisagées le graphe du taux d'erreur représente le taux d'erreur (**BER : binary error rate**) en fonction du SNR exprimé comme l'énergie E_B d'un bit sur la densité N_0 de bruit.

Nous allons dans la partie suivante présenter les principaux formats de modulation utilisés à l'heure actuelle.

- Modulation ASK

Les modulations de type ASK (Amplitude Shift Keying) sont l'équivalent numérique de la modulation d'amplitude (AM). Elles reposent sur un alphabet où chaque symbole est caractérisé par une intensité (électrique, optique...) spécifique.

Le format ASK le plus classique est de nature binaire (ASK-2) : présence d'une intensité pour un 1, absence pour un 0 (ou intensité négative dans le cas d'un ASK symétrique).

Il est possible d'utiliser des formats ASK-M à M symboles, par exemple le format ASK-4 code 2 bits sur un quartet d'intensité de $[3a_0 ; a_0 ; -a_0 ; -3a_0]$; le choix de ces intensités assure un écart constant ($2a_0$) et mesurable entre chaque symbole :

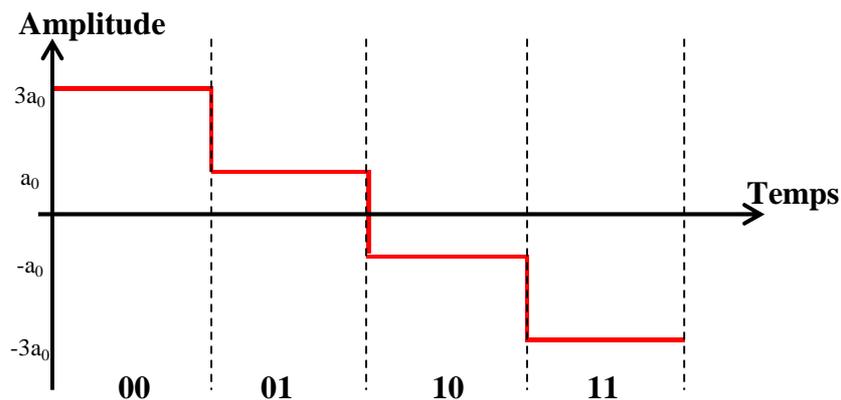


Fig.1.7 : Représentation d'un format ASK-4,

Toutefois, tous les média de transmission introduisant du bruit d'amplitude et une atténuation sur le signal, l'utilisation d'un format ASK-M suppose un contrôle rigoureux du SNR pour éviter les pertes de données. Les schémas suivants [fig1.8] illustrent le problème de l'augmentation de la valence puisque chaque augmentation de la valence implique soit d'augmenter la gamme d'intensité utilisée (ce qui pose des problèmes techniques), soit de réduire le pas entre chaque point de la constellation :

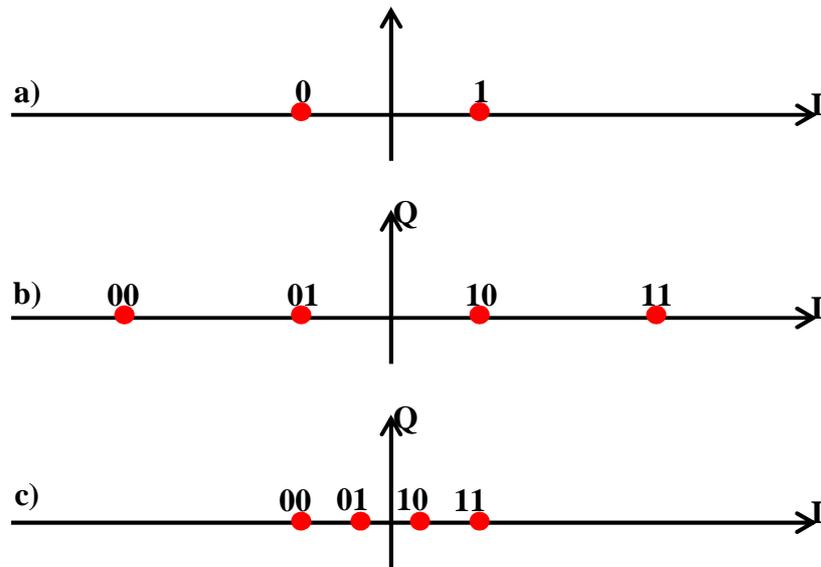


Fig.1.8 : a) constellation d'un format ASK-2. b) constellation d'un format ASK-4 pour lequel l'espacement entre les symboles est maintenue identique au format ASK-2. c) constellation d'un format ASK-4 pour lequel c'est la gamme d'amplitude qui est conservée.

Un second problème lié à ces formats est qu'ils introduisent d'importantes discontinuités sur la porteuse, discontinuités d'amplitude ainsi que dans certains cas de phase. Ceci se traduira par un un taux d'erreur d'autant plus important que la valence sera élevée [6].

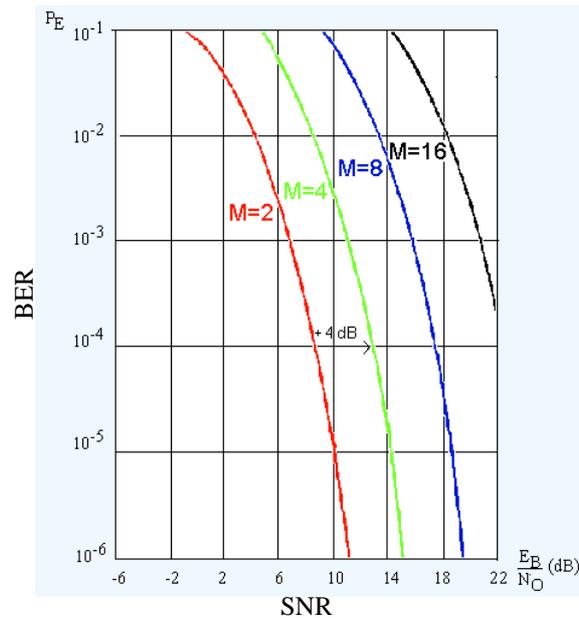


Fig.1.9: Performances des formats ASK usuels.1

- Format PSK

Dans le cadre de la modulation par déplacement de phase PSK (**Phase shift Keying**), amplitude et fréquence de la porteuse restent inchangées tout au long de la transmission, chaque symbole est codé par un déphasage du signal.

La constellation prend la forme d'un ensemble de points répartis sur un cercle (cf. Fig.1.6). Comme dans le cas de l'ASK, il est possible d'augmenter la valence du code. Les formats PSK les plus classiques sont le BPSK (Binary PSK) de valence 2, le QPSK (quadrature PSK) de valence 4 et le 8-PSK de valence 8.

On notera l'existence de variantes tel le $4/\pi$ -PSK de valence 4 composé de 2 constellations QPSK (soit 8 points, chaque symbole étant représenté deux fois) tournées de 45° l'une par rapport à l'autre. Sans entrer dans les détails, cette construction permet d'éviter que, lors du changement de symbole, le signal passe par l'origine de l'axe I-Q, ce qui correspond à une absence de phase définie, potentiellement nuisible au bon décodage du signal.

¹ Le code source Matlab pour ce tracé et les suivants est le travail de N.Bajaj (<https://fr.mathworks.com/matlabcentral/fileexchange/30995-digital-modulation-ask--psk--fsk.>)

Afin de pouvoir démoduler un signal PSK, il est nécessaire de pouvoir mesurer le déphasage introduit sur chaque symbole, ce qui nécessitera l'utilisation d'une référence. Deux approches sont alors possibles:

- L'approche cohérente ou CPSK (Coherent PSK) utilise un signal de référence distinct du signal modulé. Chaque symbole sera défini comme un déphasage fixe et connu avec la référence, on pourra donc représenter l'alphabet comme un ensemble de segments de sinusoïde :

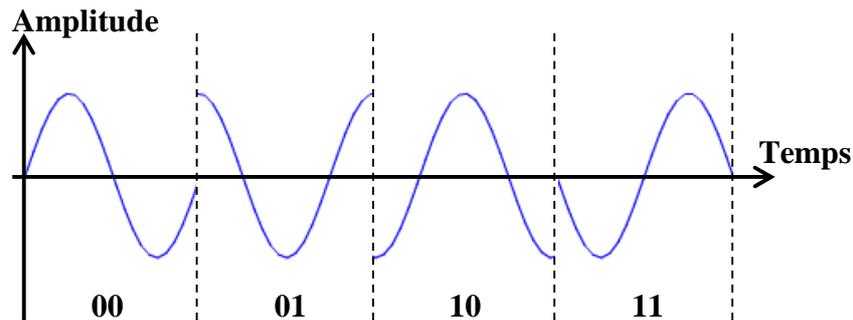


Fig.1.10 ; Exemple d'un alphabet CQPSK.

Dans la pratique, cette approche est peu utilisée car elle nécessite une forte synchronisation entre émetteur et récepteur : toute dégradation de cette synchronisation se traduit par une augmentation du taux d'erreur. D'autre part, ce format est particulièrement sensible au glissement de phase lors de la transmission (typiquement dans le cas d'une transmission radio les changements de conditions météorologiques peuvent induire un déphasage parasite). Ces deux défauts sont d'autant plus critiques que leur influence augmente avec la valence du code. De ce fait on n'emploie que rarement des formats de valence supérieure à 8-CPSK.

- L'autre méthode dite non-cohérente ou différentielle (DPSK : differential PSK) s'affranchit de la nécessité d'une référence en définissant chaque symbole comme un déphasage par rapport au symbole précédent :

Symbole	$\Delta\phi = \phi_{n+1} - \phi_n$
00	+45°
01	+135°
10	-135°
11	-45°

Fig1.11 : exemple table de correspondance bit/déphasage pour un format 4-DPSK

On notera que dans cette approche un même symbole pourra prendre tous les états de phase définis par la constellation :

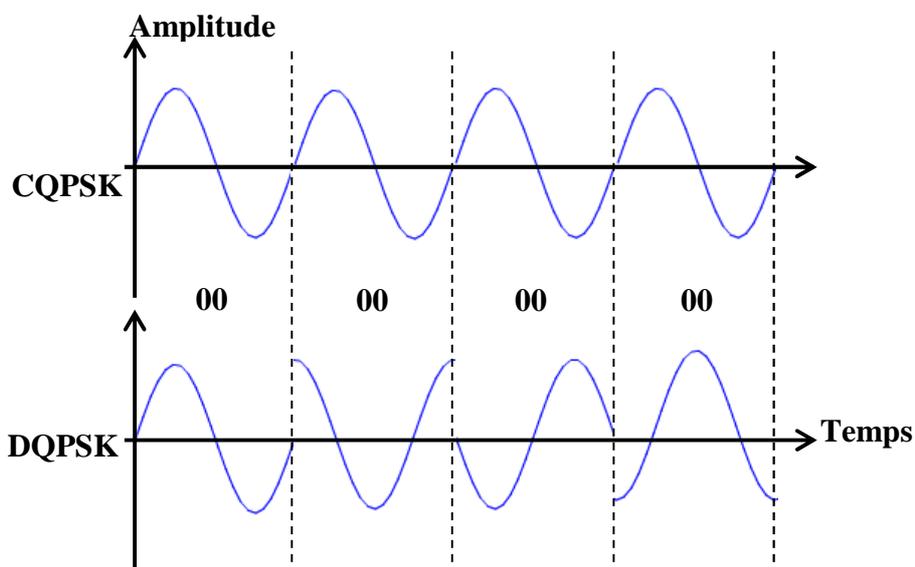


Fig1.12 : Comparaison de deux segments de signaux QPSK et DQPSK

De part cette absence de symbole fixe, les formats DPSK sont plus complexes à démoduler, ce qui se traduit en théorie par un taux d'erreurs plus important :

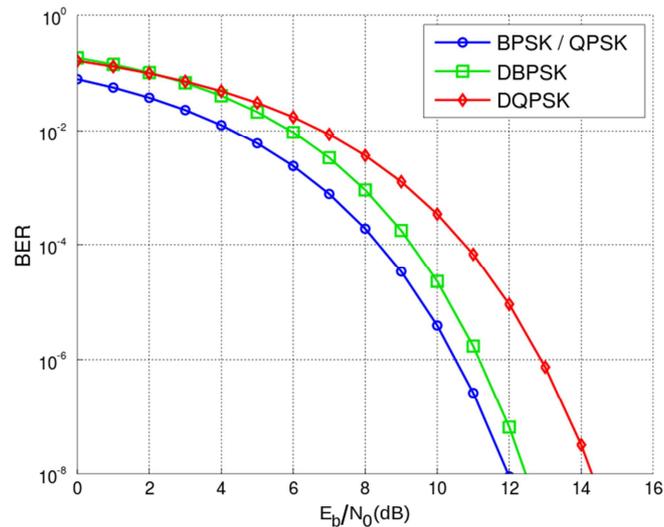


Fig.1.13 : comparaison des performances de quelques format PSK et DPSK.

Toutefois, ces formats présentent une grande robustesse face au glissement de phase parasite, pour peu que les phénomènes associés (d'origine opto-thermique, opto-acoustique, opto-mécanique...) produisent sur des temps longs devant la durée d'un symbole. De ce fait, dans les mêmes conditions de transmission les formats DPSK présenteront un SNR plus important que les formats cohérents les rendant ainsi supérieurs en termes de performances. En outre, l'absence de synchronisation émetteur-récepteur simplifie la mise en pratique du format au sein d'un réseau de télécommunication.

À valence égale, le format PSK n'est pas spécialement plus performant (encombrement spectral et taux d'erreur équivalent) que les autres formats classiques, mais il présente un meilleur SNR du fait de sa grande robustesse face au bruit lié aux conditions de transmission.

D'un point de vue spectral, les multiples ruptures de phase des formats PSK entraînent l'apparition et la multiplication de lobes latéraux avec l'augmentation de la valence (cf. Fig.1.14).

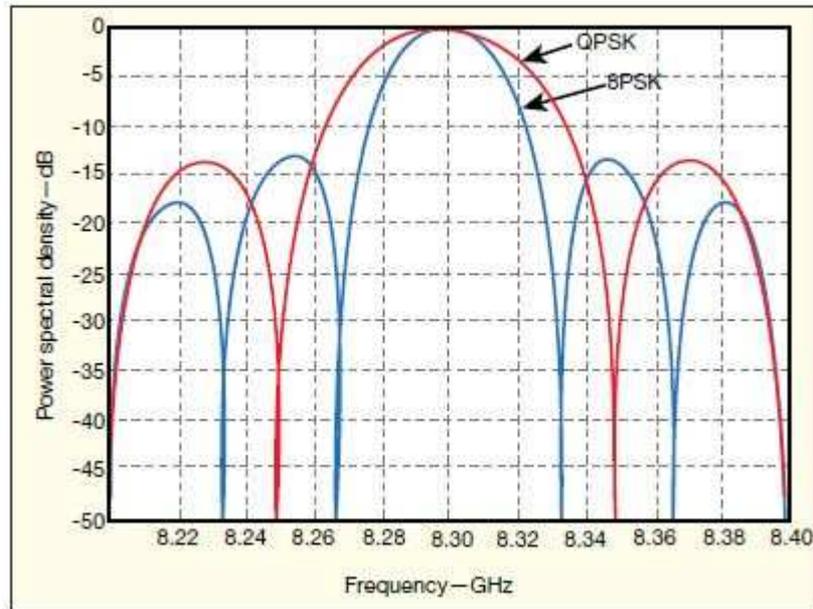


Fig.1.14 : Exemple de spectre pour les formats QPSK et 8PSK [7].

Ceci associé au rapprochement rapide des points de la constellation limite l'utilisation de format PSK de valence supérieure à 8 [7].

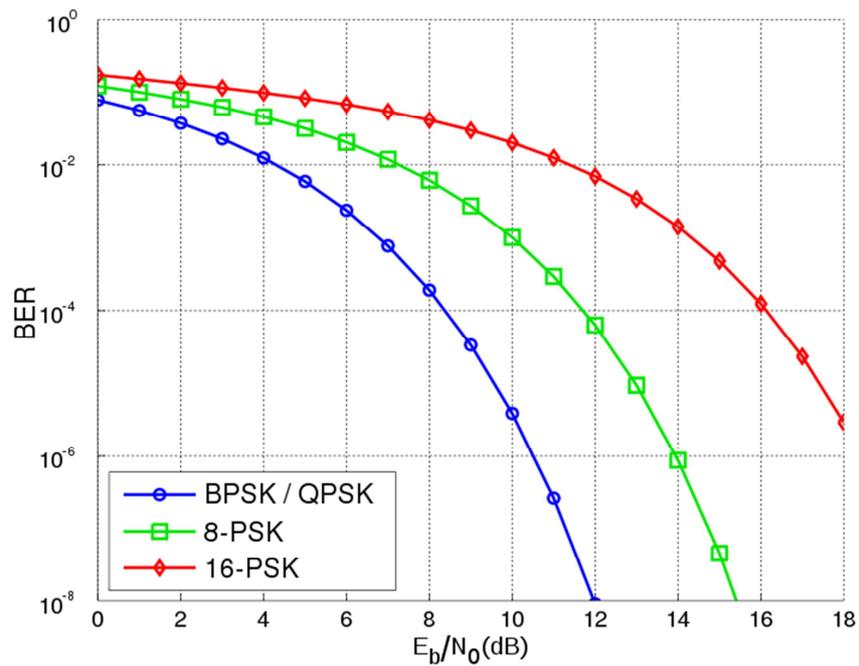


Fig.1.15 : Augmentation du taux d'erreur binaire (BER) avec la valence pour les formats PSK.

- Format FSK

La modulation par déplacement de fréquence (Frequency Shift Keying) définit chaque symbole via une fréquence propre. Afin d'obtenir ce changement de fréquence d'un symbole à un autre deux approches sont possibles ;

- L'approche non-cohérente utilise autant d'oscillateurs indépendants qu'il y a de symboles dans le code ; les sorties de ces oscillateurs sont combinées en fonction du code binaire à transmettre, le signal résultant peut être vu comme la combinaison de N signaux 2-ASK chacun sur une porteuse distincte :

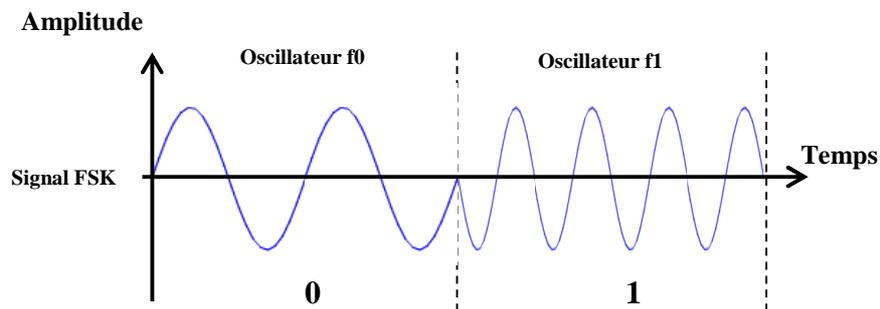


Fig.1.16 : Exemple de signal FSK non-cohérent de valence 2

L'approche non-cohérente présente un défaut majeur ; chaque oscillateur travaillant de façon indépendante, l'amplitude à un instant ne sera pas la même d'un oscillateur à un autre avec pour résultat l'apparition de discontinuités de phase lors du passage d'un symbole à un autre (visible sur Fig.1.16). Ces brusques variations de phase se traduisent par un élargissement du spectre du signal similaire à celui observé dans le format PSK, ce qui couplé à l'utilisation de plusieurs fréquences ce traduit par une mauvaise efficacité spectrale et notamment l'apparition de raies parasites.

- La solution à ce problème (deuxième approche) est l'utilisation de format dit CPFSK (Continuous Phase FSK) qui repose sur l'utilisation d'un oscillateur pilotable, c'est-à-dire dont la fréquence peut être modifiée dans un temps suffisamment court devant la durée d'un symbole. Dans ce cas il n'y a pas de rupture de phase sur la porteuse ce qui se traduit par une disparition des raies parasites.

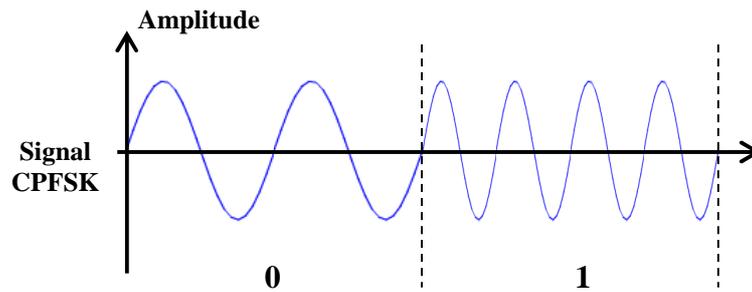


Fig.1.17 : Transition sans rupture dans le cas d'un signal CPFSK.

Dans les deux cas, la largeur du spectre est fonction du nombre N de porteuses, de leurs espacements Δf et du débit. Dès lors, l'optimisation du format passera par un choix judicieux des porteuses. On peut dans ce cadre citer un format particulier le MSK (minimum shift keying).

Le format MSK est un format CPFSK de valence 2 dont l'espacement entre porteuse est :

$$\Delta f = \frac{\text{Débit (bit /s)}}{2}$$

Cet espacement permet l'obtention d'un spectre aussi étroit que possible sans interférence entre les porteuses (on parlera de porteuses orthogonales, notion que nous détaillerons dans la suite).

Le principal avantage de ces formats est une grande robustesse face aux bruits et aux erreurs de transmission, en particulier contrairement aux formats précédents le taux d'erreur des formats PSK diminue lorsque la valence augmente (cf. Fig1.18). La valence maximale sera en pratique limitée par les performances techniques du modulateur/démodulateur utilisé [8].

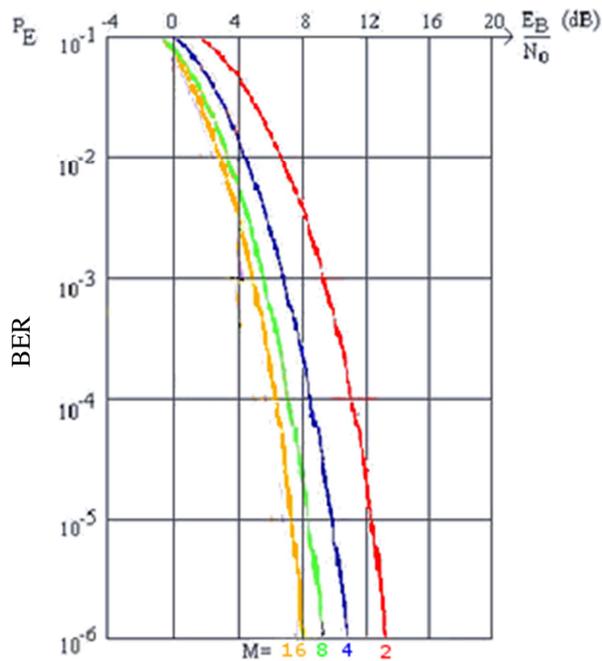


Fig.1.18 : Performance de divers format FSK

Dans le cadre des télécommunications optiques, nous pourrions ajouter à cette liste la modulation en polarisation (PoSK) reposant sur le codage de l'information sur des états de polarisation orthogonaux. Toutefois ce format, bien que très intéressant, est encore d'utilisation assez marginale, d'une part parce qu'il implique l'utilisation d'une infrastructure capable de maintenir la polarisation du signal lumineux et d'autre part parce qu'il ne permet pas de valence supérieur à deux [9].

Au-delà de ces formats de base, il existe de nombreux formats que l'on peut qualifier d'hybride en cela qu'ils combinent plusieurs formats simples afin d'obtenir une valence élevée sans augmentation excessive du taux d'erreur. Nous proposons ici de présenter deux de ces formats avancés.

e) Format de modulation hybride (QAM, OFDM)

- Format QAM

La modulation d'amplitude en quadrature QAM (Quadrature Amplitude Modulation) est un format hybride combinant ASK et PSK, chaque symbole est défini par un couple amplitude-phase.

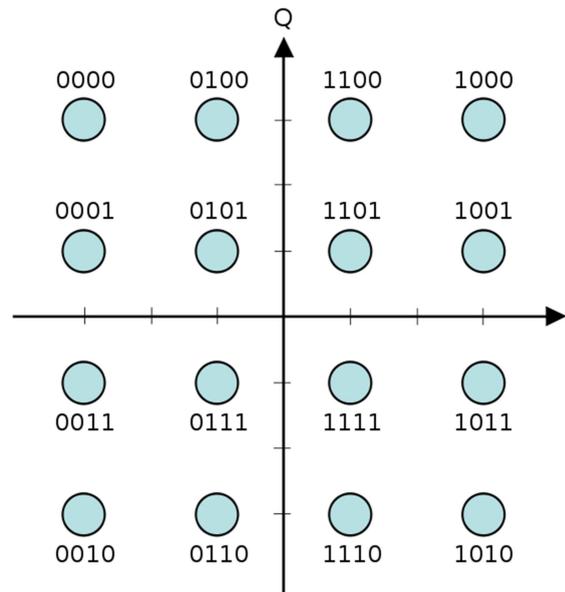


Fig.1.19 : exemple de constellation d'un QAM rectangulaire de valence 16

En répartissant les symboles sur un plan et non plus sur une courbe, ce format permet d'augmenter la valence tout en maintenant un écart entre symboles contiguës suffisant pour conserver un taux d'erreur acceptable. Il est à titre d'exemple possible de réaliser une QAM de valence 4096 (12 bits par symbole), ce qui serait plus difficilement réalisable en PSK et très peu fiable en ASK.

Toutefois, comme dans le cas des formats précédent, l'augmentation de la valence se traduira par une augmentation de la densité de la constellation et donc une diminution de l'écart entre état voisin ce qui entrainera une augmentation importante du taux d'erreur pour les formats QAM de très forte valence; il s'agira donc de choisir là encore un juste équilibre entre volume d'informations transmises et fiabilité de cette transmission.

Afin d'obtenir le signal QAM, on divise la porteuse et le signal binaire en deux canaux distincts, chaque demi-symbole est encodé sur l'une des demi-porteuse via une modulation ASK. On place ensuite les canaux en quadrature avant de les recombinaer :

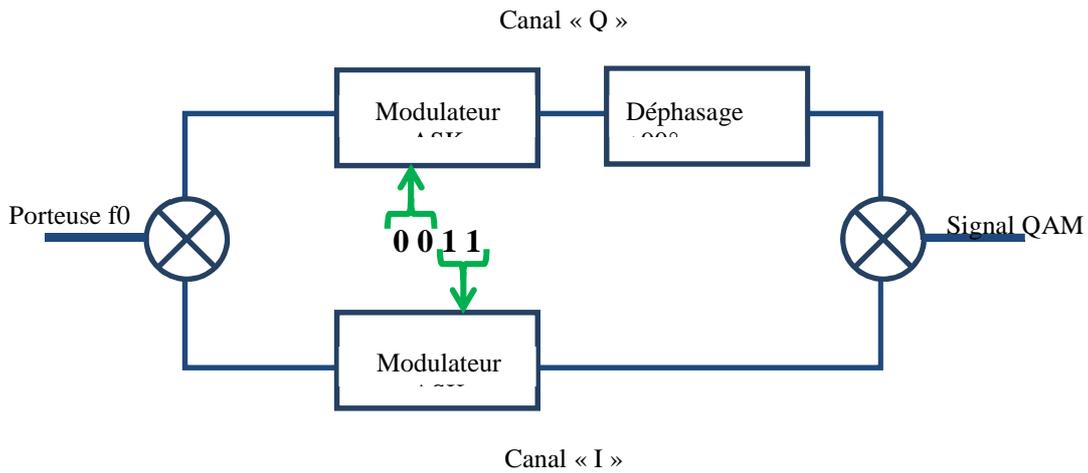


Fig.1.20 : Schémas de principe d'une modulation 16-QAM

On notera que la constellation est un outil particulièrement adapté à ce format, les axes I et Q correspondant directement aux canaux I et Q du modulateur. Il est aisé de programmer des formats plus ou moins complexes [10] :

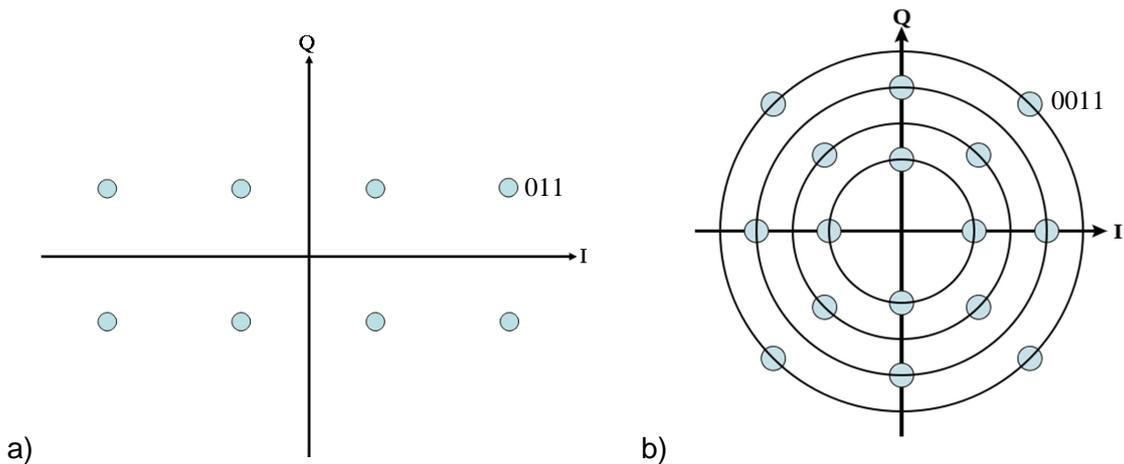


Fig.1.21 : a) 8-QAM asymétrique, le nombre d'état selon un axe (I) et différent du nombre d'état selon l'autre (Q). b) 16-QAM circulaire, les états son placé sur des cercles concentrique plutôt que sur une grille.

- Format OFDM

L'OFDM (Orthogonal Frequency Division Multiplexing) [11] est moins un format de modulation qu'une méthode permettant de démultiplier l'efficacité d'un format. Plutôt que de chercher à augmenter la valence sur une porteuse unique, l'OFDM répartit l'information sur un ensemble de N sous-porteuses modulées selon un format « classique » (ASK, QAM...). Ainsi un système OFDM

se comportera comme N liaisons distinctes ; le débit final étant la somme des débits sur chaque liaison/sous-porteuse. L'ensemble de N symboles compose un bloc.

À titre d'illustration, si nous utilisons un format OFDM à 10 sous-porteuses modulées selon un format QPSK on obtiendra une transmission de 40 bits par bloc.

En plus de l'augmentation du débit, la répartition du signal sur plusieurs porteuses permet de simplifier le traitement de certains phénomènes perturbateurs (atténuation à haute fréquence, interférences au sein d'une bande, évanouissement en espace libre...).

L'OFDM exploite la même propriété physique qui permet le fonctionnement du format MSK, c'est-à-dire l'utilisation de fréquences « orthogonales » entre elles permettant la superposition des différentes sous-porteuses sans interférence, ce qui permet l'obtention d'une efficacité spectrale élevée.

Un ensemble de N fonctions est dite orthogonale lorsque sur un intervalle de temps $[T_a ; T_b]$ il respecte la relation suivante:

$$\int_{T_a}^{T_b} F_n(t) * F_k(t) dt = \begin{cases} 0 & \text{si } n \neq k \\ 1 & \text{si } n = k \end{cases}$$

Où « * » est l'opérateur conjugué complexe.

Du point de vue du format OFDM l'orthogonalité est obtenue en s'assurant que les fréquences des sous porteuses soient régulièrement espacées :

$$f_k = f_0 + k\Delta f$$

Avec Δf un multiple entier de $1/T_u$ où T_u est la durée utile d'un symbole. En général on prendra $\Delta f = 1/T_u$ afin d'obtenir un encombrement spectral minimal.

Comme tous les formats de modulation, l'OFDM présente des points faibles qui s'ils ne sont pas correctement traités peuvent conduire à la dégradation du signal.

Le premier défaut concerne le format OFDM « classique » ; chaque sous-porteuse pouvant être vue comme un ensemble de canaux indépendants, on s'expose à voir apparaître des dégradations non homogènes en fonction de la porteuse et du trajet parcouru. Ce défaut est compensé par l'utilisation d'un format COFDM (coded OFDM) associant codage correcteur d'erreur et

entrelacement des sous-porteuses. Ceci se fait toutefois au prix d'une perte d'efficacité spectrale et d'une complexité système accrue.

Le second et principal défaut du format OFDM est qu'il nécessite une synchronisation très précise entre émetteur et récepteur ; si cette synchronisation est imparfaite on observera une perte de l'orthogonalité des sous-porteuses entraînant de fait des interférences et une dégradation du taux d'erreur.

Enfin chaque sous-porteuse étant modulée selon un format « classique », la transmission OFDM partagera les limitations de ce format[12].

I.2 Réseaux de Télécommunication

En modélisant efficacement le transfert d'informations entre une source et un destinataire, la théorie du signal a permis la création de vastes et performants réseaux de télécommunications (internet, téléphonie, radio et télévision...) qui forment l'ossature de notre société moderne. Toutefois, pour passer d'une liaison à un réseau, il est nécessaire de mettre en place une infrastructure physique qui imposera ses propres contraintes.

I.2.1 Infrastructures

Tout comme la théorie du signal, la question des infrastructures réseau est bien trop vaste et complexe pour être traitée dans ce document ; nous allons exposer ici certaines des problématiques clés et comment elles influent sur la structure générale des réseaux télécoms.

a) Dualité source/destinataire

Tout d'abord, dans le cas d'un réseau de télécommunications, un utilisateur n'est pas confiné au seul rôle de source ou de destinataire mais remplit les deux rôles ; l'infrastructure doit donc établir deux liaisons pour une communication. De plus, le dimensionnement de ces liaisons dépendra de la nature des interlocuteurs. Dans le cadre d'une communication téléphonique, la quantité d'informations issue des deux interlocuteurs est équivalente ; à l'inverse dans une application type internet, les interlocuteurs seront d'une part un serveur fournissant des données et d'autre part un

utilisateur fournissant des requêtes/instruction. On observera donc une dissymétrie entre le débit descendant (utilisateur vers serveur) et montant (serveur vers utilisateur), l'infrastructure devra prendre en compte cette dissymétrie et l'exploité pour optimiser le dimensionnement des canaux (fort débit montant, faible débit descendant).

b) Multiplicité des sources

La théorie du signal utilise pour modèle un couple source-destinataire relié par une unique liaison. Dans la pratique il y a multiplicité des sources et destinataires, ce qui implique l'existence d'une multitude de liaisons potentielles (N sources et M destinataires implique $N \times M$ liaisons). Un réseau (en particulier câblé) ne saurait être construit sur ce modèle. Il est en effet inenvisageable d'établir une liaison permanente entre chacun des 3 milliard d'utilisateurs d'internet et les quelques 8 millions de centres de donnée [13].

Le déploiement des réseaux de télécommunication a donc nécessité la mise en place de stratégies permettant la réduction du nombre de liaisons physiques et l'optimisation des flux de données.

Un réseau de télécommunication va donc prendre l'apparence d'un maillage, constitué de nœuds reliés entre eux par des liaisons physiques. Chaque nœud ne présentera qu'un nombre limité de connexions, mais leurs multiplications permettent d'assurer qu'il existera toujours un chemin reliant deux nœuds quelconques.

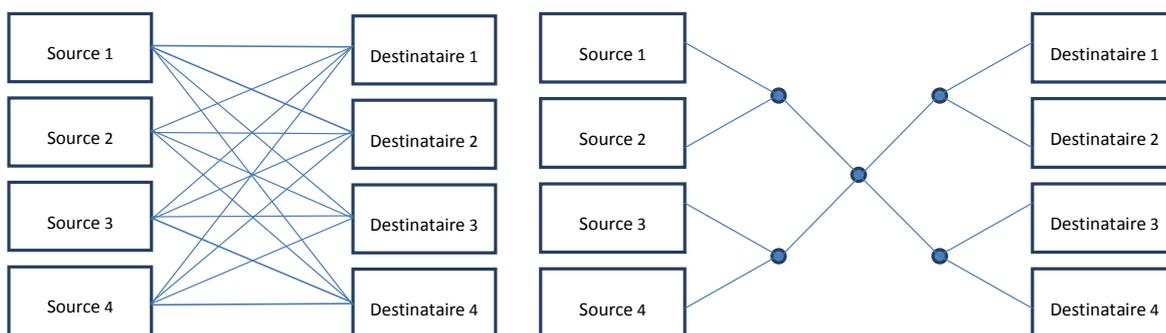


Fig1.22 : Multiplication des liaisons théorique dans un cas à plusieurs sources et destinataires (gauche) et exemple de maillage permettant la réduction du nombres de liaisons (droite).

Afin de permettre le bon fonctionnement de ce maillage deux fonctions sont indispensables :

- Le routage, c'est-à-dire la mise en place des mécanismes et des protocoles permettant dans un premier temps d'identifier les interlocuteurs (adresse IP, numéro de téléphone...) puis de créer un chemin les reliant pour la durée de leurs échanges. D'un point de vue physique cela implique l'existence, au sein de certain nœud, de composants capables de modifier le chemin du signal.
- La concentration : le nombre de nœuds étant limité, à tout moment il transitera entre deux nœuds plusieurs flux de données distincts. En fonction du nombre de flux et de la distance à parcourir, il pourra se révéler plus rentable de les transmettre sur une unique liaison de débit élevé que sur plusieurs lien de faible débit. Ceci impliquera l'utilisation de technique de multiplexage.

c) Régénération

Lors de la transmission, chaque signal parcourra donc un chemin spécifique caractérisé par le nombre de nœuds rencontrés et la distance les séparant. Le bruit introduit sur un signal sera fortement dépendant de ce chemin. Afin de garder un débit maximal constant, il va donc être nécessaire de maintenir un niveau de bruit constant quel que soit le chemin parcouru. Ceci implique, en particulier sur les longues distances, l'ajout de composants capables de compenser le bruit, on parle de régénération du signal.[14][15]

On peut définir trois grands types de régénération, chacun associé à un type de bruit particulier ;

- Première forme de dégradation : l'atténuation. Elle se traduit par une diminution de l'intensité moyenne du signal. Elle peut être due à l'absorption par le milieu ou encore la dispersion. Elle est particulièrement problématique dans les formats utilisant l'amplitude (ASK, QAM) où elle peut se traduire par la mauvaise interprétation d'un symbole. Pour tous les formats elle se traduit aussi par un risque de non détection d'un symbole par le récepteur. L'atténuation est corrigée par l'utilisation d'amplificateur (Réamplification).
- La seconde forme de dégradation est plus complexe, elle se compose de tout phénomène pouvant modifier le profil en amplitude du signal : apparition d'un fond continu, déformation des fronts du signal, bruit thermique optique, ces phénomènes trouvant leurs origines dans des effets tel la dispersion chromatique ou les effets non-linéaires (cf 3.2.c). Elle se traduira par un risque accru de mauvaise interprétation d'un symbole et sera corrigée par l'utilisation de fonction de Remise en forme (Reshaping). Ces fonctions sont plus complexes que les fonctions d'amplifications puisque reposant sur une dépendance non-linéaire à l'amplitude du signal.

- Enfin, il y a les dégradations temporelles/fréquentielles. Elles se traduisent par des phénomènes de glissement de phase (gigue), de dispersion temporelle ou encore de glissement de fréquence (chirp). Ces dégradations sont particulièrement nuisibles aux formats de modulation en phase et en fréquence et restent une source d'erreur importante pour tout système dépendant du respect d'une horloge. Les fonctions de correction de ce problème sont dites de resynchronisation (Retiming).

Du point de vue du déploiement des réseaux de télécom cela se traduit par la nécessité d'introduire à intervalles réguliers des composants de régénération ou répéteurs.

Une structure réalisant la seule amplification sera qualifié de 1R, si elle corrige l'ensemble des défauts d'amplitude de 2R et enfin un composant capable de régénérer complètement un signal sera qualifié de 3R.

d) Structure finale et échelle

On peut à présent résumer une connexion physique par un schéma de ce type :

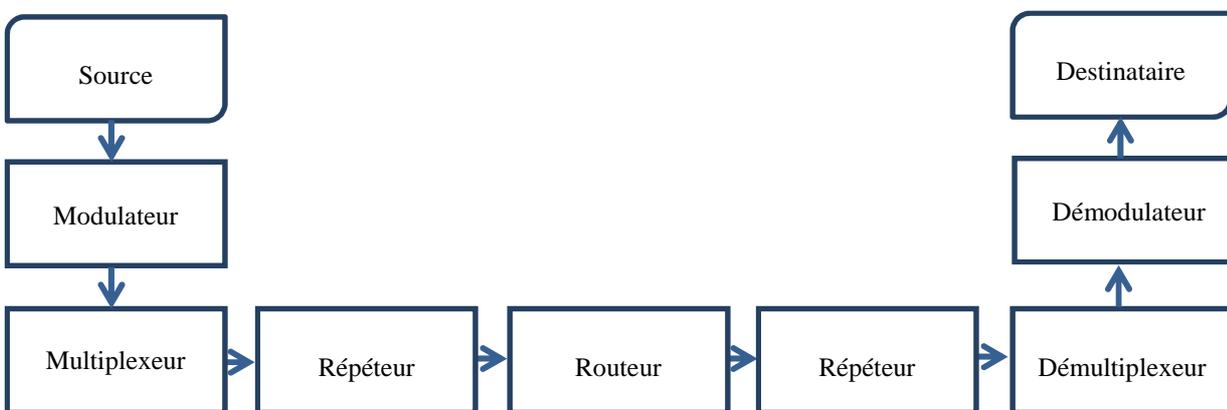


Fig.1.23 : Schémas simplifié d'une connexion physique

L'importance et le nombre de chacun de ces éléments dépendra en grande partie de l'échelle du système observé.

Un réseau métropolitain couvrira une surface restreinte mais avec une forte densité d'utilisateurs, ceux-ci seront essentiellement des consommateurs d'informations on aura donc un réseau :

-Très ramifié et demandant des performances de routage élevées ainsi qu'une maîtrise importante de la bande passante.

-Relativement robuste face aux dégradations donc nécessitant des répéteurs moins nombreux/performants.

-Débit montant important et un débit descendant faible (toute proportion gardée)

A l'inverse un réseau longue distance (Long Haul Network) se composera d'un nombre plus réduit de destinataires (centre de données) mais séparés par des distances importantes (connexion intercontinentale en particulier). Ces destinataires seront en général à la fois source et destinataire d'un nombre très important de flux d'informations. Ces réseaux seront donc :

-Peu ramifiés nécessitant moins un investissement dans le routage que dans l'agrégation des flux.

-Sensibles aux dégradations du signal donc nécessitant un nombre importants de répéteur performants.

- Des débits montants et descendants symétriques et très importants

Un autre aspect clé de l'échelle du réseau est sa maintenance et sa mise à niveau. Un réseau local sera en général facile d'accès ce qui permettra de l'entretenir facilement ainsi que d'effectuer des modifications de ses composants pour des coûts et dans des délais raisonnables. À l'inverse, un réseau longue distance représentera un investissement conséquent que ce soit en termes financiers, de temps ou de moyens techniques. De plus, une partie de l'infrastructure sera en général difficile d'accès: on citera les satellites de communication ou les câbles sous-marins à titre d'exemple, réduisant de fait notre capacité à interagir avec ces éléments que ce soit pour les entretenir où les modifier.

En raison de ces limitations, la mise à niveau des réseaux longues distances passera essentiellement par une amélioration des composants terminaux ce qui impose que les composants « internes » soient suffisamment performants et « transparents » pour accommoder les modifications du signal transmis.

C'est à ce type de réseau longue distance, simple dans sa structure mais extrêmement exigeant dans ses performances que nous allons nous intéresser dans la suite et plus particulièrement au réseau optique qui constitue aujourd'hui la technologie prédominante.

I.2.2 Réseau optique : déploiement, avantage et structure

Nous allons voir ici comment et pourquoi la technologie optique s'est imposée comme l'épine dorsale² des réseaux de télécommunication mondiaux, avec près de 280 million de kilomètres de fibre déployée pour la seule année 2015.

a) Historique

L'idée d'établir des connexions intercontinentales câblée remonte à l'ère du télégraphe (1^{er} liaison transatlantique en 1865). Il faut toutefois attendre la moitié du vingtième siècle avant de voir apparaître des liaisons complexes telles que décrites ci-dessus. Avec l'évolution de l'électronique, il devient possible de réaliser des répéteurs suffisamment performants et autonomes pour permettre l'utilisation de techniques de télécommunication avancées. En 1956 on assiste à la pose de TAT1 première connexion transatlantique moderne constitué de 60 circuits reposants sur la transmission de signaux téléphonique modulés en amplitude et fréquence et transmis électriquement sur câble coaxiaux. Les deux décennies suivantes verront l'amélioration des répéteurs (introduction des transistors) et le déploiement de nouvelles connexions. Toutefois le débit limité, les problèmes d'atténuation ou encore le nombre de répéteurs cantonne ces câbles à la seul téléphonie. L'attention se tourne progressivement vers les télécommunications satellitaires (premier satellite de télécom Telstar-1 lancé en 1962).

Néanmoins la mise au point du premier laser solide (1960) [16], rapidement suivie de diodes lasers à semi-conducteurs [17] fonctionnant à basse température puis à température ambiante (1970) associées à la mise au point de fibres optiques à faibles pertes par les laboratoires Corning [18] ressuscite l'idée de transmettre de l'information par voie optique, idée déjà proposée par Graham Bell pendant les années 1880.

On observe rapidement les premiers essais de communication optique ; la première liaison téléphonique par fibre est établie en 1977 entre les villes de Long Beach et d'Artesia en Californie (~10km).

En 1988 TAT-8 premier câble transatlantique à fibre optique est mis en service.

² Une carte détaillé du réseau fibré est disponible ici : submarinecablemap.com.

À partir de ce point, l'évolution des technologies (1995 amplificateur à fibre dopée erbium : EDFA, 1998 multiplexage WDM, fibres haute performance et fibres plastiques) vont assoir la domination de la voie optique pour les télécommunications.

Les évolutions suivantes des technologies conduisent au déploiement au niveau interurbain puis métropolitain ainsi qu'une augmentation du débit longue distance au Terabits/s...

b) Avantages de la fibre

On peut pointer quelque grands domaines dans lesquels la fibre surpasse le câble :

Bien que plus complexe à produire, la fibre est issue d'un matériau abondant, la silice, ce qui la rend rentable pour la mise en place d'infrastructure étendu. De surcroit, à débit équivalent, la fibre représentera un volume et un poids inférieurs à ceux d'un câble ce qui facilite le déploiement.

Les câbles électriques vont interagir avec les champs électromagnétiques ambiants, les captant sous forme de parasites et émettant eux-mêmes un champ discernable, ce qui se traduit notamment par l'obligation d'ajouter un blindage électromagnétique lors de l'assemblage des câble longue distance afin d'isoler chaque voie. A contrario les fibres n'émettent ni ne captent aucune radiation (dans des conditions standard d'utilisation).

Un signal optique transmis dans une fibre sera défini non seulement par son intensité, sa phase et sa fréquence de modulation mais aussi par sa longueur d'onde, sa polarisation et son mode de propagation. Ces paramètres supplémentaires ouvrent la voie à des formats de transmission plus complexes, ainsi que certaines fonctions associées que nous détaillerons plus loin.

Les conducteurs métalliques voient leur impédance augmenter avec la fréquence, causant une augmentation de l'atténuation et de l'échauffement. Ceci a pour conséquence une limitation de la bande passante. Dans le cas des télécommunications, le câble coaxial offrira un bande passante maximale de l'ordre du gigahertz pour une longueur maximale de 500 mètres. Les fibres ne sont pas soumises à cet effet, ce qui se traduit par une bande passante largement supérieur (approchant les 100 THz).

De plus, s'il on observe le spectre d'absorption de la silice, on observe plusieurs plages de longueurs d'onde (en particulier autour de 1300 et 1550 nm) où l'atténuation est particulièrement faible (inférieur au dB/km) comparée à celle d'un câble (10 à 100 fois supérieur selon le câble et la fréquence de travail). L'existence de ces fenêtres télécom permet d'une part un espacement plus

important des répéteurs et d'autre part la transmission de plusieurs porteuses de longueur d'onde distinctes au sein d'une même fibre.

Bien entendu, l'utilisation d'un signal optique implique l'utilisation d'un ensemble de composants spécifiques dont les performances seront tout aussi critiques.

c) Composants actuels et performances

Dans l'absolu, il serait intéressant de réaliser un état de l'art des composants des réseaux optiques actuels. Toutefois du fait de la masse de données, d'une certaine opacité des acteurs industriels (câbliers, opérateurs...) et de l'évolution constante des technologies, un tel travail serait non seulement long et fastidieux mais aussi rapidement obsolète. Nous allons donc nous contenter de dresser un rapide tableau des principales technologies utilisées à l'heure actuelle dans les réseaux de télécommunication [19], sans entrer dans les détails spécifiques ni chercher à caractériser la prédominance de tel ou tel composant.

- Emission et modulation

Afin de transmettre l'information par voie de fibre optique la première étape est l'application des théories et des techniques de modulations décrites auparavant à une onde lumineuse.

Comme nous l'avons évoqué plus haut, la source de ce signal lumineux sera une diode laser[20] c'est-à-dire des composants à base de semi-conducteurs nanostructurés dont nous détaillerons la structure et le fonctionnement dans la suite de ce texte.

Du fait de leur taille réduite, ces composants présentent un encombrement et une consommation électrique réduite parfaitement adaptés au déploiement à grande échelle associé au réseau de télécommunication.

Afin d'être exploitable pour les télécommunications (en particulier longues distances), le composant laser doit émettre une puissance suffisamment élevée (typiquement dans la gamme 0-10dBm). Par extension, on prêter attention aux paramètres qui sont le courant de seuil (courant minimal permettant le fonctionnement en mode laser) et le rendement (rapport de la puissance optique fournie sur la puissance électrique consommée).

Afin d'optimiser l'occupation de la bande passante, on cherchera à disposer de lasers présentant une largeur spectrale aussi réduite que possible, permettant le passage au travers de multiples filtres sans pertes ainsi que la juxtaposition d'autant de canaux dans la bande passante

accessible. Cela requiert par ailleurs une très bonne stabilité en fréquence à condition de fonctionnement constante (température, alimentation...). Les dérives de longueur d'onde devront être faibles devant l'espacement entre deux canaux adjacents.

Enfin, la multiplication des canaux implique la nécessité de pouvoir produire non plus une mais un ensemble de longueurs d'ondes distinctes. La solution la plus simple est bien sûr l'utilisation de plusieurs lasers de longueur d'onde fixe déterminée lors de la fabrication. Toutefois dans une optique de flexibilité lors du déploiement comme de l'opération on privilégiera les lasers dits accordables c'est-à-dire dont la longueur d'onde peut être pilotée. Plusieurs technologies sont ainsi utilisées. Toutes sont des variations de la structure Fabry-Perot (un milieu amplificateur intégré dans une cavité de résonance) :

- les diodes laser les plus répandues sont de simples cavités Fabry-Perot ; les facettes semi-réfléchissantes, réalisées lors de la découpe du composant assurent la contre-réaction. Technologiquement simple à produire, elles ne sont pas accordables et tendent à présenter de nombreux modes longitudinaux.

- Les diodes DFB (Distributed Feedback Bragg) et DBR (Distributed Bragg Reflector)[21] utilisent des miroirs de Bragg (soit une succession calibrée de matériaux diélectriques d'indices différents) afin d'assurer simultanément la contre-réaction est la suppression des modes longitudinaux. De plus dans le cas des DBR à semiconducteurs, la séparation entre le milieu de gain et les miroirs de Bragg permet le pilotage de l'indice de ces derniers et donc la possibilité de contrôler la longueur d'onde émise. Une application particulière des structures de Bragg est la technologie VCSELs (Vertical Cavity Surface-Emission Laser) qui permet la réalisation de laser émettant non pas selon le plan de croissance du matériau mais à la perpendiculaire de celui-ci, permettant la création d'un ensemble d'émetteur sans clivage [22].

- Les lasers à cavité externe intègrent le milieu à gain dans une structure plus vaste (pouvant comprendre lentilles, miroir, réseau...). Bien que plus complexes, ces structures offrent un meilleur contrôle des paramètres de sortie[23].

- Les lasers à blocage de mode permettent la génération d'impulsions laser courtes et rapprochées adaptées à la transmission haut débit. Ils reposent sur la modulation du gain (en amplitude ou en fréquence) au sein de la cavité afin d'obtenir une mise en phase des modes longitudinaux (typiquement la cavité est telle qu'aucun mode seul ne peut atteindre une amplification suffisante pour obtenir un effet laser, seule la combinaison des modes permet de passer le seuil). Du point de vue spectral, ces lasers présenteront un peigne de fréquences, ce qui selon les cas, peut être

un défaut (nécessité de filtrer le signal et perte d'une part importante de la puissance optique) ou un avantage (génération simultanée de N canaux stables et synchronisés)

- Diode LED (émission incohérente et large spectralement), utilisable uniquement dans les applications courtes distances. Elles offrent une solution alternative faible coût aux diodes lasers, mais ne permettent pas d'atteindre des débits aussi élevés. Elles présentent un intérêt particulier pour les télécommunications « indoor », les diodes visibles étant de plus en plus répandues pour l'éclairage, leur exploitation pour les communications devient donc intéressante [24].

Une fois la ou les porteuses optiques générées et calibrées pour le réseau, il va falloir moduler le signal selon le format souhaité. Pour cela deux méthodes sont envisageables, soit par pilotage direct du laser soit par modulation de l'onde émise par le laser avant injection dans la fibre.

La Modulation directe (DML : Direct Modulation Laser) est réalisée en utilisant le signal modulé comme courant de contrôle du laser. Bien que simple d'application et rentable en termes d'encombrement, cette méthode reste limitée. Outre qu'elle n'est réellement applicable qu'au format ASK, elle présente deux défauts majeurs : d'une part une vitesse de modulation réduite (la majorité des DML travaillent autour de 2.5GB/s, certains prototypes de laboratoire atteignant les 40 GB/s) d'autre part la modulation directe à haut débit du laser induit des dégradations du spectre (effet de « chirp » - couplage phase amplitude lié aux interactions entre propriétés optiques et population de porteurs injectés) nuisibles aux applications de type WDM.

On aura donc plutôt tendance à employer des composants de modulation séparés (ou externes), intégrés entre le laser et la fibre. Il existe principalement deux modèles :

Les modulateurs d'amplitude à absorption EAM (Electroabsorption Modulateur) reposant sur les effets Franz-Keldysh ou Stark confiné quantiquement (QCSE) dans les semiconducteurs, soit une modification de l'absorption d'un médium lorsqu'on lui applique un champ électrique. Ces modulateurs, ayant tendance à introduire des variations de phase sur le signal, sont peu compatibles avec la majorité des formats de modulation avancée (OFDM, QAM...) et ne représentent plus qu'une fraction marginale des composants pour télécommunications longue distance.

Les modulateurs de phase reposent majoritairement sur des guides de niobate de lithium (LiNbO₃) dont l'indice peut être contrôlé électriquement. Dans la pratique ces guides sont de plus en plus souvent implantés dans les bras d'une structure MZM (Mach-Zehnder Modulator) reposant sur un interféromètre de Mach-Zehnder, ceci permettant un meilleur contrôle de la phase et de l'amplitude en sortie du modulateur.

En associant plusieurs de ces structures simples il devient possible de réaliser des formats complexes ; on citera par exemple les modulateur QAM et PSK nécessitant l'utilisation de plusieurs modulateurs ASK (cf. fig. 1.19).

- Régénération et routage

Malgré les performances élevées de la fibre en termes d'atténuation du signal, la nécessité de régénérer régulièrement le signal demeure, selon les technologies employées la distance entre répéteur variera entre 20 et 100km.

La ré-amplification du signal peut être réalisée optiquement via plusieurs technologies :

-l'amplificateur à fibre dopée erbium (EDFA) repose sur un segment de fibre dont la silice est enrichie d'ions Erbium et dans lequel on vient injecter le signal à amplifier et un signal de pompe (pompage optique). L'absorption de la pompe par la fibre permet l'apparition d'un phénomène d'émission stimulée qui vient amplifier le signal [25].

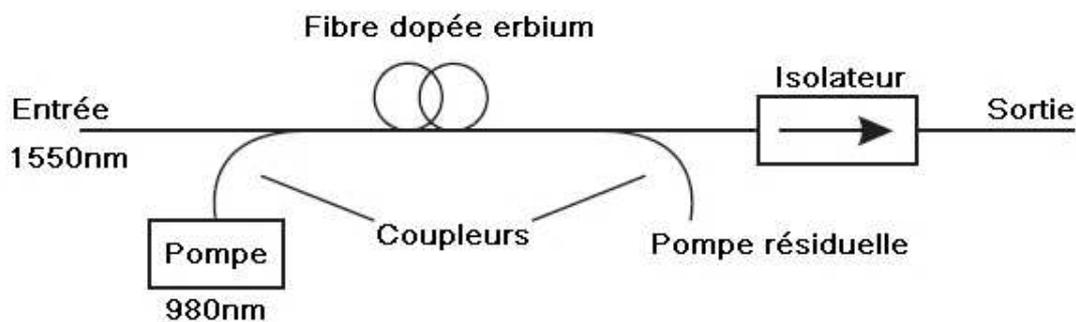


Fig.1.24 : Amplificateur à fibre dopée erbium [19].

-L'amplificateur Raman, repose sur l'exploitation de l'effet SRS (Stimulated Raman Scattering) dans la silice constitutive de la fibre de transmission. Comme dans le cas de l'EDFA un signal de pompe est injecté, on observera un transfert d'énergie de la pompe vers le signal. En général la pompe est contrapropagative pour limiter la « pollution » du signal [26].

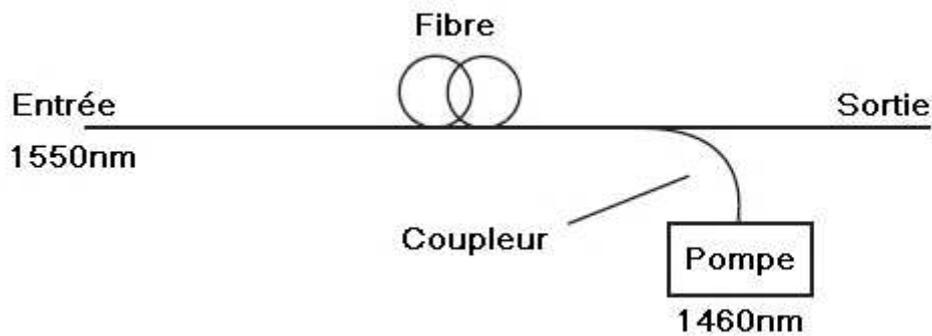


Fig.1.25 : Amplificateur Raman, configuration contrapropagative [19].

-L'amplificateur semi-conducteur (SOA), similaire dans sa structure à une diode laser il permet une amplification par émission stimulée. Contrairement aux deux précédentes méthodes la pompe est de nature électrique.

Bien qu'il existe quelques composants réalisant des fonctions de régénération plus avancées, on peut citer à titre d'exemple la compensation du chirp par des fibres spéciales [27]. Dans la majorité des cas, les régénérations 2R et 3R sont fortement dépendantes d'un traitement électronique, c'est-à-dire de structures récupérant le signal optique, le convertissant en signal électrique à des fins de traitement puis réinjectant le signal régénéré dans la fibre.

- Routeur et multiplexeur

Le multiplexage, le démultiplexage et le routage des signaux optiques peuvent être réalisés sans intervention de composants électroniques via l'utilisation d'une combinaison plus ou moins complexe de filtres et d'éléments diffractifs [28] :

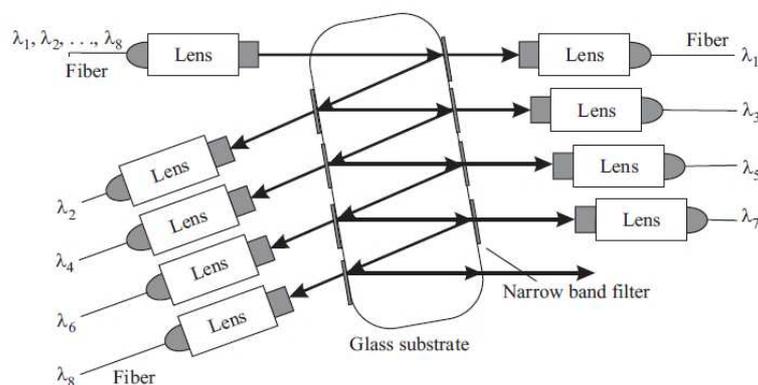


Fig.1.26 : Exemple d'un multiplexeur/démultiplexeur tout optique [28]

En l'état, ces structures seront dites statiques. En effet, le chemin que suivra chaque canal/longueur d'onde sera fixé lors de la construction du dispositif, ceci constitue un manque de flexibilité qui limite les utilisations pratiques.

Il sera donc nécessaire d'intégrer des éléments pilotables électroniquement afin d'ajouter en flexibilité. Parmi les éléments les plus couramment utilisés, on citera les modulateurs acousto-optiques (AOM) et les structure interférométrique (MZI, Fabry-Perrot...). On notera qu'une fois programmés ces composants se comportent comme des composants statiques classiques.

Ces composants présentent le principal avantage d'être transparents ; on entend par là qu'ils transmettent directement et sans modifications les signaux quels que soit leur longueur d'onde (dans la gamme d'opération du composant) ou le format de modulation. Cette transparence est à double tranchant puisqu'elle implique que ces composants ne peuvent orienter une information en fonction de son contenu.

Il est alors nécessaire d'ajouter des composants de routage dynamiques capables d'orienter un signal en fonction de sa destination. Les méthodes actuelles consistent à reconvertir le signal optique en signal électronique afin d'en extraire un en-tête indiquant au système la destination du paquet de données et d'orienter celui-ci dans le bon canal.

d) Impact de l'électronique sur les réseaux optiques et perspectives futures

On observe donc un paradoxe ; les principaux avantages du signal optique sur le signal électronique sont d'une part sa capacité à être modulé et transmis à des fréquences supérieures sans dégradation et d'autre part l'accès à des signaux plus complexes. Pourtant certaines des fonctions clés du réseau, régénération, modulation, routage, sont toujours largement dépendantes de composants électroniques, composants qui sont sensibles aux mêmes problématiques d'échauffement et de bruits que les câbles. Plus la fréquence de travail d'un circuit augmentera plus il s'échauffera, plus les fonctions à réaliser seront complexes, plus il deviendra gourmand en énergie et sensible aux défaillances, et la principale solution à ces problèmes, la miniaturisation, touche à ses limites avec la mise au point de transistors nanométriques voire atomiques [29].

De ce fait on observe un bridage des performances par l'électronique. C'est ici qu'intervient le concept de traitement optique du signal, c'est-à-dire le développement de structures permettant la manipulation des signaux télécom optiques sans conversion préalable en signaux électroniques.

Comme nous l'avons vu plus haut, il est déjà possible de réaliser certaines fonctions simples de façon optique. On citera en particulier la ré-amplification par des structures de type SOA ou fibre dopée Erbium.

Toutefois, réaliser des fonctions plus avancées nécessite le développement de structures plus complexes reposant sur des propriétés physiques particulières (sensibilité au mode de polarisation, comportement non-linéaire...) permettant d'émuler les fonctions électroniques, nous allons en particulier nous intéresser aux propriétés des nanostructures semi-conductrices.

Les semiconducteurs offrent l'avantage, par rapport aux matériaux diélectriques transparents pour le traitement opto-électronique (e.g. Niobate de Lithium), de bénéficier de technologies de mise en forme maîtrisée et permettant une intégration poussée, mais aussi d'avoir un contrôle supplémentaire direct de la population de porteurs (en injection ou collection) par contact électrique. S'ils assurent naturellement les fonctions d'émetteurs et détecteurs de lumière (création de photons par recombinaisons de porteurs ou création de porteurs par absorption de photons), ils peuvent aussi par des effets d'interactions croisées entre populations de porteurs et photons modifier la propagation de ces derniers. La possibilité offerte de structuration des niveaux électroniques permet en outre de façonner/modifier ou exalter leurs propriétés linéaires/non linéaires, notamment proche des énergies des transitions optiques correspondantes. Ces matériaux sont toutefois le siège d'interactions porteurs/photons plus complexes, avec des constantes de temps caractéristiques très variables (fs- μ s) qui limitent leur usage par rapport à leurs concurrents pour les traitements optiques au-delà de l'émission et la réception.

I.3 Propriétés des composants optiques à semi-conducteurs :

La grande majorité des composants de traitement optique à base de semi-conducteurs existant ou en développement repose sur une structure spécifique, sorte de brique élémentaire. Cette structure consiste en général en un guide optique composé d'un ou plusieurs alliages d'éléments semi-conducteurs.

L'interaction entre le matériau et le rayonnement guidé via un ensemble de mécanismes de transitions électroniques (réelles ou virtuelles) et de conversion optoélectronique que nous détaillerons ci-après, engendrera une vaste gamme d'effets exploitables pour la réalisation de fonctions optiques (détection, émission, modulation, routage...).

La création d'une structuration du matériau permettra la modification de ses propriétés électroniques ouvrant la voie à un contrôle fin des interactions (intensification d'un effet ou inversement suppression d'un effet parasite) voire l'exploitation de propriétés plus complexes (e.g. anisotropie des réponses optiques...).

Nous allons dans un premier temps décrire les propriétés et comportement fondamentaux de ces matériaux, en rappelant quelques bases sur les semi-conducteurs.

I.3.1 Propriétés fondamentales des matériaux semi-conducteurs nanostructurés.

a) Structure de bande électronique

Fondamentalement, le comportement électrooptique d'un matériau dépend de ses propriétés électroniques et atomiques et des interactions associées avec les photons. Il est d'usage de procéder à certaines approximations, dont celle de Born–Oppenheimer qui sépare les mouvements des électrons (rapides) et des atomes (lents). Les propriétés électroniques peuvent se déduire du calcul des fonctions d'ondes, solution de l'Hamiltonien du matériau, qui requièrent des calculs très complexes.

Dans le domaine des semiconducteurs, les matériaux utilisés sont des cristaux dont la périodicité et les propriétés de symétrie permettent de simplifier fortement les calculs en ramenant l'ensemble du réseau dans l'espace direct $[x ; y ; z]$ à un motif élémentaire (la première zone de Brillouin) dans l'espace dit réciproque $[k_x ; k_y ; k_z]$.

Le calcul montre alors la formation de continuums d'énergie, ou bandes, accessibles ou non aux porteurs et présentant différentes propriétés (en particulier la masse effective des porteurs conditionnant leur mobilité). Les hypothèses utilisées sont celles de l'Hamiltonien à un électron et à température nulle. Un électron est alors plongé dans un potentiel périodique dépendant du cristal.

Afin de simplifier l'interprétation de ces calculs, on tracera le **diagramme de bandes** du matériau c'est-à-dire une projection des énergies des bandes sur des axes d'intérêt définis par un ensemble de points (dits critiques) de la zone de Brillouin (première zone).

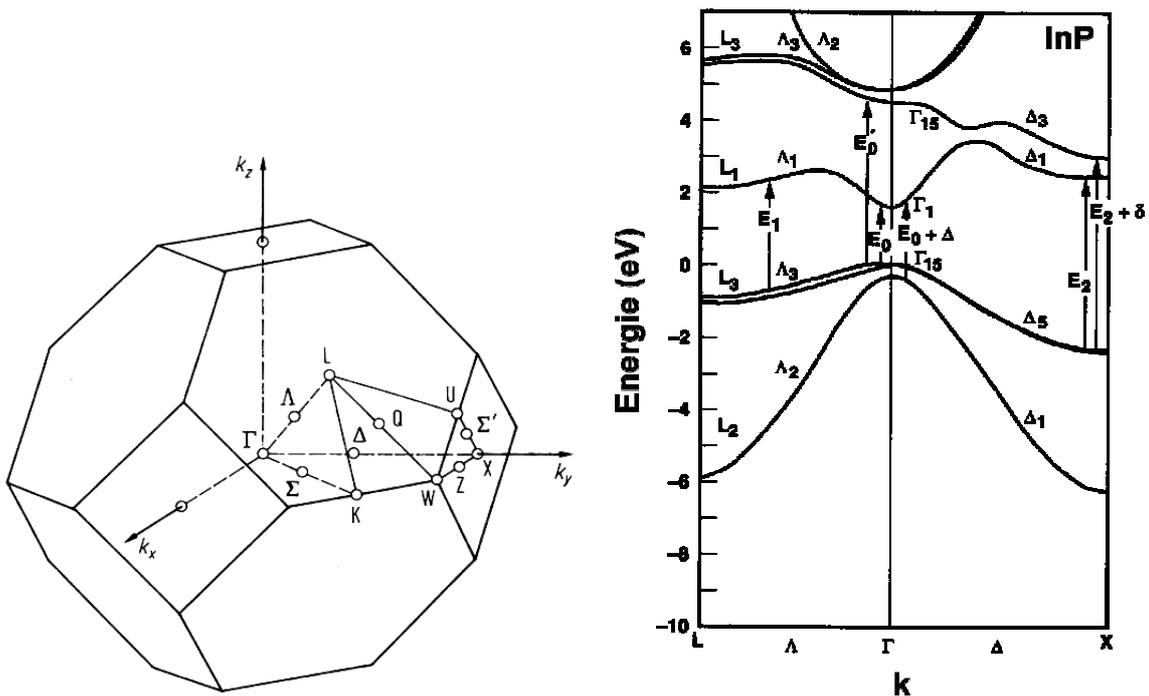


Fig.1.27 : Zone de Brillouin pour une structure de type zinc-blende et exemple de diagramme de bandes associé (ici InP)

Pour des raisons de simplicité, nous nous restreindrons à une description autour d'un unique point critique de cet espace (le point Γ situé au centre de la zone) et pour les principales bandes impliquées dans les phénomènes nous intéressant.

Cette structure simplifiée comporte (pour un semi-conducteur non dopé) deux bandes, la bande de valence (BV) où se trouve la majorité des porteurs pour un matériau au repos et la bande de conduction (BC) vers laquelle les porteurs (électrons) transiteront sous l'effet d'une excitation (thermique, électrique, optique...). Ces bandes sont séparées par un intervalle d'énergie inaccessible aux porteurs, la bande interdite (plus généralement désigné par la terme anglais de « gap »), sa position et sa largeur étant spécifique au matériau (composition, contrainte...) et définissent une partie de ses propriétés électriques et optiques.

Dans le cas particulier des semiconducteurs III-V (GaAs, InP, InSb ...), on notera que "la" bande de valence est en pratique composée de trois bandes se distinguant notamment par les masses effectives des porteurs et leurs symétries des fonctions de Bloch associées en centre de zone (partie périodique des vecteurs propres du Hamiltonien); l'une est dite bande de trous lourds (Heavy Hole HH) , l'autre de trous légers (Light Hole LH), enfin une dernière bande distante (de 0.1 à 0.8 eV) due à l'interaction spin-orbit (couplage L.S), dite Split off spin orbit.

b) Effets de la nanostructuration

La nanostructuration est une modification locale de la composition du matériau. Elle peut être obtenue technologiquement par des techniques d'épitaxie [30], qui consiste à déposer des atomes ou molécules (par évaporation d'éléments simples ou en utilisant des gaz précurseurs) sur un substrat cristallin. Il est dans une certaine limite possible de déposer des couches de même structure cristallographique mais de nature ou composition différente. Si les paramètres de maille des matériaux déposés sont voisins mais différents de celui du substrat, les couches épitaxiées provoquent l'apparition de contraintes. Celles-ci impliquent une modification de la structure de bandes. Dans le cas d'une contrainte biaxiale, la couche épitaxiée peut donc se retrouver en tension ou compression, selon que son paramètre de maille est respectivement inférieur ou supérieur à celui du substrat. Cette contrainte entraîne seule (hors effet de confinement) une levée de dégénérescence des bandes de trous lourds et légers. Si l'on observe les bandes (en un point critique donné) selon un axe traversant la nanostructure (souvent l'axe de croissance), on verra apparaître un profil spécifique formé par le raccordement énergétique des bandes des différents matériaux.

Si l'on considère un matériau B de gap faible ($E_{g,B}$) intégré dans un matériau A de gap plus élevée ($E_{g,A}$), on observera une structure de bande de ce type :

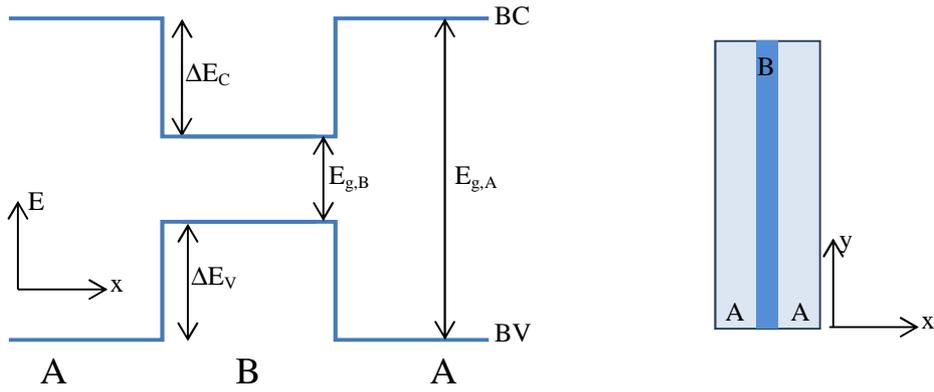


Fig.1.28 : Raccordement des bandes d'énergies selon la perpendiculaire au plan des couches

La zone B constitue en particulier un puits de potentiel à la fois pour les électrons et les trous (on parle de raccordement de bande de type I). Sauf apport d'une énergie d'extraction suffisante (ΔE_C pour un porteur occupant le bas de la bande de conduction) les porteurs pénétrant dans la zone B y resteront piégés ce qui se traduira par une modification locale spécifique de la densité de porteurs, on parle de confinement. Pour une dimension de confinement suffisante, c'est-à-dire si le libre parcours moyen des porteurs est supérieur à au moins l'une des dimensions de la structure, on observera une altération de l'énergie des porteurs qui en se réfléchissant aux interfaces tendront à former des états stationnaires quantifiés : on passera donc d'un continuum d'état à une structure composée de multiples « sous-bandes » :

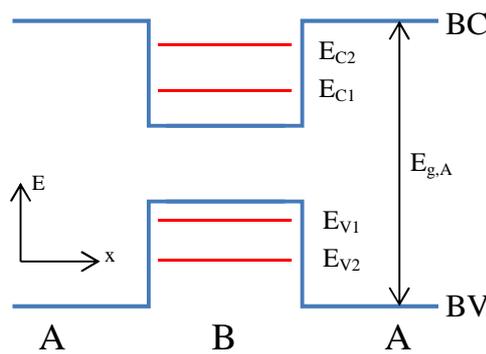


Fig.1.29 : apparition de niveaux d'énergies discrets dans les bandes de conduction et de valence

Les propriétés électroniques du matériau résulteront des transitions des porteurs entre ces niveaux. On pourra ainsi distinguer d'une part les transitions entre niveaux de bandes distinctes (on parlera alors de transition interbande IB) et d'autre part entre niveaux d'une même bande (transition inter sousbande ISB).

Dans certaines conditions, la distinction entre bandes HH et LH devra être prise en compte pour la pleine compréhension de propriétés de la structure.

Ces aspects seront plus détaillés au cours du chapitre III.

c) Types de nanostructuration

L'exemple ci-dessus est unidimensionnel. Dans la pratique la structure sera un volume dont la forme et les dimensions conditionneront le confinement des porteurs.

La structure la plus simple et la plus proche de notre exemple théorique est la structure dite à « puits quantique » (Quantum Well : QW). Elle se compose d'un matériau initial dans lequel on vient modifier la nature ou la composition d'une couche de quelques atomes d'épaisseur (typiquement quelques nm). Du point de vue des porteurs, cette couche est quasi infinie dans le plan de croissance (dimensions grandes devant le libre parcours moyen d'un porteur), l'effet du confinement n'est sensible que selon la perpendiculaire au plan des couches ; il s'agit donc d'un confinement « 1D ». Ce type de structure est le plus répandu dans les applications industrielles.

En réalisant une structuration plus complexe il est possible d'obtenir des confinements d'ordre plus élevé :

Si l'on souhaite réaliser un confinement 2D, on doit réaliser une structure « infinie » selon un axe et de dimensions réduites (quelques atomes) selon les deux autres axes d'où le terme de fil quantique (Quantum dash : QD). Dans la pratique, les fils quantiques s'apparentent plutôt à des bâtonnets de matériaux lorsque leur axe long est contenu dans le plan d'épitaxie (pour les cas étudiés au laboratoire) et de densité surfacique variable selon les conditions de croissance (pression d'éléments, température et orientation du substrat). La topologie et la densité de ces structures constitueront des paramètres supplémentaires affectant les propriétés électrooptiques du matériau.

Enfin si l'on crée des clusters (<10nm) de matériaux noyés dans une matrice, on parlera de boîtes (ou d'îlots) quantiques (Quantum Dots : QDs). Dans cette configuration les porteurs sont confinés

selon les trois dimensions. Le fort confinement associé à ces structures crée une structure électronique fortement discrétisée, comparable à celle de macromolécules.

On notera que dans le cas des applications pratiques la structure n'est souvent pas constituée d'un unique plan nanostructuré mais d'une répétition de plans. Ainsi le nombre de plans et leur espacement s'ajouteront à la liste des paramètres ajustables afin d'obtenir les propriétés souhaitées au sein du matériau.

d) Effet de l'environnement sur le modèle/comportement réel

Cette description simple des états électroniques n'est valable que dans le cas d'un composant idéal et à température nulle (0K). Dans la pratique, il faut bien entendu prendre en compte les phénomènes liés à l'agitation thermique (phonons) et aux interactions à N particules (interactions porteurs-porteurs notamment).

En particulier, si l'on observe le spectre d'émission en photoluminescence (ou le spectre d'absorption) de ces matériaux dans des conditions normales d'utilisation, on observera un phénomène d'élargissement, c'est-à-dire une augmentation de la largeur spectrale de tout ou partie du spectre. Cette modification du spectre est liée à une modification des transitions optiques accessibles au centre émetteur/absorbeur (dans notre cas les atomes des nanostructures) par un phénomène perturbateur.

Si l'ensemble des centres sont affectés de manière identique par le phénomène considéré on parlera d'élargissement homogène. La modification du spectre observé sera un reflet direct de la modification de comportement introduite.

L'une des principales sources d'élargissement homogène est la thermalisation du matériau à une température $T^{\circ} > 0K$, introduisant une excitation des atomes et la possibilité de transitions assistées par phonons. Les interactions phonons-électrons (élastiques ou inélastiques) associées se traduisent par une décohérence des états électroniques (changements de direction, de phase ou d'énergie) et à un élargissement de type Lorentzien (ou éventuellement de Fano pour décrire les interactions non symétriques avec un continuum).

A l'inverse, si chaque centre est affecté de manière distincte on parlera d'élargissement inhomogène ; le spectre observé sera le résultat de l'accumulation des variations de comportement de chaque centre.

Parmi les sources d'élargissement inhomogène on pourra citer d'une part les modifications locales du matériau (dislocations, défauts cristallins, dopage) et d'autre part les variations statistiques de la géométrie ou de la composition des nanostructures (par exemple épaisseur d'un puits ou volume d'une boîte [31]) induisant un changement du confinement. L'origine des sources d'élargissement inhomogène étant généralement statistique (d'origine thermodynamique), il est fréquent d'utiliser une gaussienne pour décrire les élargissements correspondants.

e) Réponse dynamique type des porteurs dans une nanostructure semi-conductrice

Afin de décrire les phénomènes rencontrés lors du traitement d'un signal optique par un composant semiconducteur, nous allons décrire la dynamique de relaxation des densités de porteurs au sein de type SOA ou photodétecteur, traversé par une impulsion lumineuse [32][33].

Initialement, le composant se trouve à un état de pseudo-équilibre fixé (stationnaire) par la structure et le potentiel de polarisation qui lui est appliqué ; les porteurs sont répartis selon une distribution de type Fermi-Dirac (fig.1.30 1)).

Lorsque l'on injecte une impulsion lumineuse, on observe une modification importante et rapide (<picoseconde) de la densité de porteurs résonnants avec la longueur d'onde de l'impulsion. Dans un régime d'absorption, on observera une forte augmentation de la densité de porteurs autour de cette énergie (fig.1.30 2)), et dans un régime d'amplification, une forte déplétion par émission stimulée (on parle de Spectral Hole Burning-SHB).

Immédiatement après le passage de l'impulsion, la population de porteurs va tendre à revenir au point de fonctionnement fixé dans un temps caractéristique dépendant du matériau et des conditions de fonctionnement (température, polarisation électrique, longueur d'onde de travail...). Dans un premier temps (~ps), on observera une redistribution des porteurs afin de retourner à une distribution de type Fermi-Dirac (fig.1.30 3)) (avec éventuellement des pseudo-niveaux de Fermi pour décrire les statistiques des électrons et trous).

La distribution résultante se trouve à une température T^C différente de celle du réseau T^L (plus chaude dans le cas d'une absorption, plus froide dans le cas d'une émission)³. On va donc

³ T^C : Carrier Temperature, température de la population de porteur, T^L : Lattice Température, température du réseau cristallin.

observer une thermalisation des porteurs (Carrier Heating CH), c'est-à-dire une redistribution de l'énergie des porteurs par interaction avec des phonons (fig.1.30 4)).

On notera que la température T^c dépendra majoritairement d'une thermalisation liée aux phénomènes de transition stimulée (absorption ou émission) causée par l'impulsion d'excitation. Toutefois une fraction des photons peut être absorbée par des porteurs libres. Ce phénomène de FCA (Free Carrier Absorption) viendra moduler la température de la population (Carrier Heating).

Après le processus de thermalisation, nous obtenons une distribution de Fermi à la température du réseau mais présentant un excès ou un défaut de porteurs. La dernière étape sera donc un recouvrement de la densité de porteurs passant par l'extraction des porteurs, leur recombinaison (radiative ou non) ou par l'injection de nouveaux porteurs via les électrodes (réservoirs).

Le dispositif étant revenu à son état initial il est « prêt » à recevoir et traiter une nouvelle impulsion.

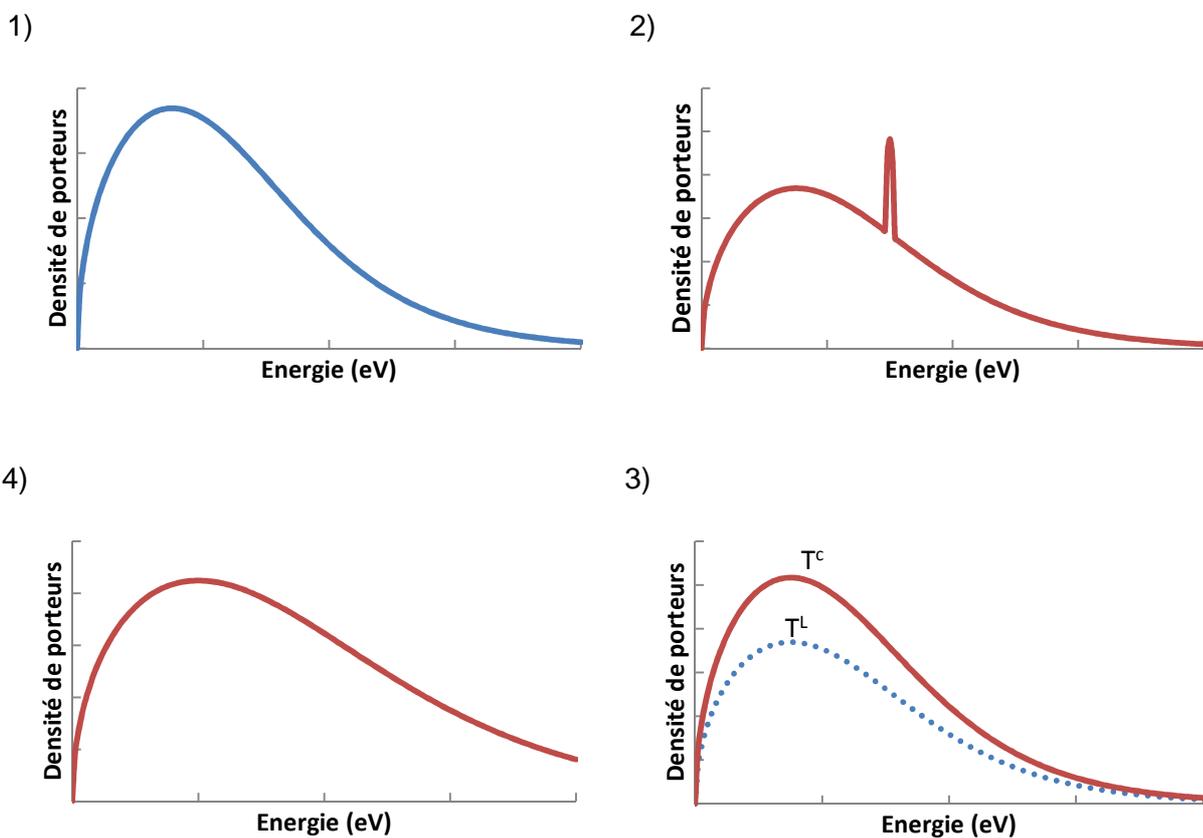


Fig.1.30 : Modification de la densité de porteur au cours d'un cycle excitation-relaxation classique (ici cas d'une absorption). 1) Distribution à l'équilibre (température de la population T^c égale à celle du réseau T^L $T^c=T^L$). 2) absorption d'une impulsion, création d'un excès de porteur à l'énergie considérée.3) Redistribution des porteurs selon une distribution Fermi-Dirac à $T^c > T^L$. 4) Thermalisation des porteurs, suivit du retour en 1) par extraction des porteurs excédentaires.

La dynamique ci-dessus est une dynamique classique et idéale où les caractéristiques de l'impulsion (longueur d'onde, polarisation, intensité, fréquence) sont simples. Dans la pratique, on observera un ensemble de phénomènes complexes pouvant modifier massivement le comportement du composant.

Dans ce qui suit nous allons décrire certains de ces phénomènes.

I.3.2 Propriétés « avancées » des semiconducteurs nanostructurés

Au-delà de ces premiers phénomènes simples on observera un ensemble de mécanismes et d'interactions complexes entre le ou les signaux optiques et le matériau. Nous allons dans cette partie décrire brièvement ces phénomènes, la majorité des phénomènes abordés seront de type non-linéaires (interactions plusieurs particules).

Toutefois nous allons avant tout aborder les phénomènes anisotropes et la réponse dynamique qui, au même titre que les non-linéarités, sont sources de complexité dans le comportement des composants.

a) Anisotropie

De façon intrinsèque ou du fait de la nano-structuration et de la symétrie de la structure cristalline, la majorité des matériaux étudiés présentent une anisotropie de leurs propriétés électrooptiques, ce qui se traduira par une modification de l'importance relative des divers phénomènes étudiés en fonction de l'orientation du composant par rapport au signal optique et à son état de polarisation.

En nous restreignant au cas d'un guide d'onde, la principale anisotropie sera une anisotropie en polarisation c'est-à-dire une modification des propriétés du composant en fonction de l'orientation du champ électrique de l'onde. L'anisotropie optique peut être liée soit à des facteurs géométriques de confinement (guide optique), soit à la biréfringence du matériau liée aux propriétés structurales et électroniques du matériau.

Certaines transitions optiques seront plus sensibles aux photons en mode transverse électrique (TE) (c'est-à-dire dont le champ électrique est parallèle au plan des nanostructures) qu'aux photons en mode transverse magnétique (TM) (c'est-à-dire dont le champ électrique est perpendiculaire à ce plan). Cette sensibilité pourra affecter différemment les propriétés de gain et de phase au sein du composant [34].

Un exemple type de cette anisotropie peut ainsi être observée en régime d'absorption dans un puits quantique (non contraint), qui du fait de la géométrie du confinement, induit une levée de dégénérescence des niveaux trous lourds (LH)/ trous légers (HH). Les transitions depuis la bande LH seront plus facilement activées par les photons TM, et les transitions depuis HH exclusivement par les photons TE. Du fait de la nature différente des symétries des fonctions d'onde associées aux bandes HH et LH, on pourra donc observer une différence de la dynamique d'absorption en fonction de la polarisation des impulsions utilisées.

Les travaux présentés en partie III de ce texte reposent notamment sur l'exploitation de ces phénomènes.

b) Dynamique des phénomènes électro-optiques

Chacun des phénomènes possibles lors d'une interaction lumière-matière se caractérisera par une dynamique spécifique. Certains seront « instantanés » (effet purement optiques n'influant pas sur la distribution des porteurs) d'autres présenteront des temps caractéristiques plus ou moins courts (moins d'une picoseconde jusqu'à plusieurs microsecondes pour des effets thermiques).

La dynamique globale du composant sera de ce fait la combinaison de l'ensemble de ces dynamiques spécifiques. La prédominance de tel ou tel mécanisme sera pour sa part dépendante de la nature du signal optique, continue ou impulsionnelle, et dans ce dernier de la durée et du taux de répétition des impulsions.

À titre d'exemple, un amplificateur basé sur l'émission stimulée (type SOA) présentera un affaiblissement de son gain si le temps entre deux impulsions intenses successives est plus court que le temps nécessaire au rétablissement de l'inversion de population par les mécanismes précédemment détaillés.

De manière plus générale, la contribution des différents effets linéaires ou non-linéaires au fonctionnement du composant dépendra de leur dynamique propre et des conditions de travail.

Ces phénomènes dépendent de l'intensité de l'onde incidente. Dans le cas de signaux d'intensité variable de type OOK (On-Off Keying), les dynamiques de retour à l'état stationnaire dépendent donc des constantes de temps de relaxation de l'énergie associées aux différentes interactions (porteurs/réseau, porteurs/photons porteurs/porteurs). Celles-ci peuvent donc être complexes (durée de vie des photons dans la cavité, émission spontanée, temps de vie et de diffusion des porteurs dans la structure, interactions porteurs/porteurs entre bandes différentes, ou encore thermalisation du composant)...

Nous allons à présent aborder quelques phénomènes non-linéaires clés. Du fait de leurs diversités, de multiples hiérarchisations sont envisageables. Ici, nous avons choisi de distinguer les phénomènes impliquant une modification de distribution des porteurs, des phénomènes purement optiques (aucune modification de l'état des porteurs). Nous évoquerons aussi les phénomènes impliquant une combinaison de ces comportements.

c) Non-linéarités optiques

La propagation d'une onde électromagnétique dans un matériau diélectrique engendrera un déplacement des charges liées, engendrant en tout point un moment dipolaire $\vec{\mu}$, on peut alors définir la polarisation \vec{P} comme la variation du moment dipolaire par unité de volume :

$$\vec{P} = \frac{d\vec{\mu}}{dV}$$

Ce terme de polarisation permet la caractérisation de la réponse optique non-linéaire du matériau. Pour ce faire, on tendra à l'exprimer sous la forme d'une série de Taylor soit :

$$\vec{P} = \varepsilon_0 \sum_{i=1}^n \left[\chi^{(i)}(\omega_1, \dots, \omega_n) \cdot \prod_{i=1}^n \overline{E(\omega_i)} \right]$$

Où \vec{E} est le champ électrique associé à n ondes de fréquences ω_i , et $\chi^{(i)}$ le tenseur de susceptibilité électrique d'ordre i.

En faisant les hypothèses simplificatrices d'une onde monochromatique, en projection sur un unique axe et pour un matériau présentant peu ou pas de non-linéarité pour les ordres élevés, on aura :

$$P = \varepsilon_0 \chi^{(1)} E + \varepsilon_0 \chi^{(2)} E^2 + \varepsilon_0 \chi^{(3)} E^3$$

Soit la combinaison des effets linéaires du $\chi^{(1)}$, des effets non-linéaires quadratiques du $\chi^{(2)}$ et enfin des non-linéarités du $\chi^{(3)}$.

- Effets non-linéaires associés au $\chi^{(1)}$

Si les effets du $\chi^{(1)}$ sont linéaires, ils peuvent toutefois engendrer des comportements non-linéaires à l'échelle du composant.

Lorsqu'une population de photons se propage dans le matériau, elle engendrera une variation de la population de porteurs et par extension, une variation de la susceptibilité du matériau. On pourra alors distinguer les effets résonnants, i.e. affectant les propriétés du matériau à la longueur d'onde des photons injectés, et les effets non résonnants, affectant les propriétés du matériau sur l'ensemble du spectre énergétique.

Le principal effet non-linéaire résonnant est l'effet de saturation, c'est-à-dire la modification brusque des propriétés du matériau associée à une déplétion de la population de porteurs à la transition considérée ; il s'agira en particulier des effets de saturations de gain et d'absorption.

Le principal effet non résonnant est l'effet de couplage phase/amplitude, le gain g et l'indice n d'un matériau étant les parties réelle et imaginaire de la susceptibilité, ils présentent un couplage obéissant aux relations de Kramers-Krönig :

$$Re(\chi(\omega)) = g(\omega) = \frac{2}{\pi} \int_0^\infty \frac{\Omega n(\Omega)}{\Omega^2 - \omega^2} d\Omega$$

$$Im(\chi(\omega)) = n(\omega) = -\frac{2\omega}{\pi} \int_0^\infty \frac{g(\Omega)}{\Omega^2 - \omega^2} d\Omega$$

Comme on peut le voir ci-dessus, une variation de gain/absorption à une longueur d'onde donnée engendrera une modification de l'indice sur l'ensemble du spectre de fréquences et réciproquement.

Parmi les effets notables induits par ce couplage, on trouvera le chirp (variation de la longueur d'onde d'émission du composant) dans les lasers interbandes qui présentent par nature des densités d'états joints asymétriques.

Il est donc nécessaire de caractériser la force de ce couplage. On emploie pour cela le paramètre de Henry H (LEF : Linewidth Enhancement Factor) défini comme le rapport de la variation des parties imaginaire (indice) et réelle (gain) de la susceptibilité χ :

$$H = \frac{Im(\chi)}{Re(\chi)}$$

- Effets non-linéaire du $\chi^{(2)}$

Les principaux effets du $\chi^{(2)}$ peuvent se classer en plusieurs catégories : génération de fréquence somme ou soustraite (SFG - sum-frequency generation - DFG difference frequency generation) ou le doublage de fréquence (Second Harmonic Generation- SHG), et l'effet Pockels. Ce sont des effets se produisant exclusivement (dans l'approximation dipolaire électrique [50]) dans les matériaux non centrosymétriques et qui induisent donc une réponse diélectrique non symétrique, comme la réponse courant tension d'une diode en électricité.

Le SFG est ainsi la génération au sein du matériau d'un photon de fréquence ω_3 à partir de deux photons de fréquence ω_1 et ω_2 tel que :

$$\hbar\omega_3 = \hbar\omega_1 + \hbar\omega_2$$

Lorsque les deux pulsations sont dégénérées, la somme des fréquences correspondra à un doublage de fréquence (SHG) dont l'amplitude sera traduite par une efficacité de conversion γ du signal. L'intensité du signal doublé dépendra alors du carré de l'intensité de pompe :

$$I_{doublé} = \gamma I_{pompe}^2$$

Il est à noter que pour obtenir une bonne efficacité de ces phénomènes (SHG, DFG, SFG), il est nécessaire d'obtenir ou d'approcher une condition dite d'accord de phase, c'est-à-dire lorsque la somme des vecteurs d'ondes \vec{k} de chacun des signaux est nulle (ou proche de 0, on parlera alors de quasi-accord de phase) :

$$\sum_i \vec{k}_i = \vec{0}$$

Si cette condition n'est pas remplie, chaque photon créé (ou dans le cas de l'effet Pockels diffractés) à une position z présentera un déphasage avec ceux créés en $z \pm \epsilon$ ce qui se traduira par l'apparition d'interférences qui à l'échelle du matériau induira une perte significative de l'intensité de sortie.

L'effet Pockels est un effet particulier du $\chi^{(2)}$ qui induit une modification de la biréfringence du milieu en fonction d'un champ électrique appliqué (quasi statique). La variation de la biréfringence est linéaire par rapport à l'amplitude du champ continu appliqué et n'est normalement pas affectée par le champ associé au signal optique, dans GaAs on observera une variation d'indice de l'ordre de $4 \cdot 10^{-4}$ pour une tension appliquée de 100V/cm.

L'effet inverse de l'effet Pockels est la rectification optique (où la différence de fréquence entre les deux ondes incidentes est nulle et produit donc un champ statique). Il est à noter que l'ensemble des phénomènes électrooptiques induit par le passage du signal peut conduire à une modification du champ appliqué (écranage...) ce qui pourra induire une dépendance entre biréfringence et intensité de l'impulsion.

- Effets non-linéaire du $\chi^{(3)}$

Les effets du $\chi^{(3)}$ sont plus divers. On distinguera les effets à un photon des effets à multiples photons/(pseudo)particules.

Dans le cas des effets à un photon, on citera à titre d'exemple les effets Raman et Kerr optique.

Dans le cas de l'effet Raman on observera un décalage de la longueur d'onde des photons par diffusion inélastique sur les atomes du milieu.

L'effet Kerr optique se traduira (pour une onde unique monochromatique) par une variation de l'indice du milieu Δn selon une loi au carré de l'amplitude du champ appliqué par l'onde lumineuse (ce qui le distingue de l'effet Kerr statique causé par l'application d'un champ électrique directement sur le matériau) :

$$\Delta n = \frac{3}{8} \cdot \frac{\chi^{(3)} E^2}{n_0}$$

Avec E l'amplitude du champ électrique associé à l'onde et n_0 l'indice optique associé à la susceptibilité d'ordre 1 (soit $\sqrt{1 + \chi^{(1)}}$)

Ceci pourra notamment causer un phénomène d'auto modulation de phase (variation de la phase du signal en fonction de son intensité), source d'erreurs sur les transmissions fibrées. S'il est bien contrôlé, il permet la réalisation d'effet complexe tel que l'auto focalisation [35] ou la réalisation de solitons optiques [36].

Parmi les effets à multiple photons, on citera l'absorption à deux photons (TPA) et le mélange à quatre onde (FWM : Four-wave mixing).

La TPA se traduira (dans le cas simple où les deux photons sont identiques) par un électron absorbant deux photons qui peut produire une transition à un niveau d'énergie normalement inaccessible à un seul photon [37].

$$\Delta E = 2 E_{h\nu}$$

Le TPA (en mode dégénéré où les deux photons sont identiques) suit une loi quadratique par rapport à l'intensité lumineuse. L'importance du phénomène sera quantifiée par le coefficient d'absorption à deux photons β (analogue au coefficient d'absorption α) tel que la variation d'intensité en cours de propagation soit donnée par :

$$-\frac{dI}{dz} = \alpha I + \beta I^2$$

Selon les valeurs des paramètres α et β on pourra observer un changement dans le comportement du matériau en fonction de l'intensité incidente.

Le FWM est un effet d'intermodulation où l'interaction entre deux ou trois ondes lumineuses initiales engendrent une ou deux ondes résultantes telles que :

$$\omega_1 + \omega_2 = \omega_3 + \omega_4$$

ou

$$\omega_4 = \omega_1 + \omega_2 - \omega_3$$

Comme nous le verrons plus tard, ce phénomène est particulièrement intéressant dans les applications de conversion en longueur d'onde.

Au-delà de leurs ordres, on pourra aussi diviser les non-linéarités en deux groupes : les non-linéarités trouvant leurs origines dans une modification de la distribution de porteurs par l'impulsion optique, et les non-linéarités où le champ (optique, électrique...) induit une modification des propriétés du matériau (en général sa biréfringence) sans modification de la distribution des porteurs (à l'échelle du composant), ce qui se traduira par une « absence » de temps caractéristique associé (effets quasi-instantanés, pas de temps de recouvrement...)

d) Effet de modulation croisée

Nous avons jusqu'à présent généralement considéré le cas simple où le matériau interagit avec un unique signal. Toutefois, il est envisageable de voir un composant être traversé simultanément par un ensemble de signaux aux caractéristiques distinctes (en intensité, polarisation, phase, longueur d'onde, fréquence...).

Chaque signal va tendre à modifier les propriétés électrooptiques du matériau, les dynamiques associées vont donc tendre à « entrer en concurrence », ainsi les caractéristiques de chaque signal de sortie I_{out} seront dépendantes de tous les signaux d'entrée I_{in} . Au lieu d'avoir un comportement du type :

$$I_{out1} = f(I_{in1}) \quad \text{et} \quad I_{out2} = f(I_{in2})$$

On observera :

$$I_{out1} = f(I_{in1}, I_{in2}) \quad \text{et} \quad I_{out2} = f(I_{in2}, I_{in1})$$

Bien entendu, la force du couplage entre deux signaux dépendra de leurs caractéristiques et de celle de la structure.

On peut distinguer deux types fondamentaux de modulation croisée :

- La modulation de gain croisée (XGM cross gain modulation) où l'amplitude d'entrée d'une impulsion influe principalement sur l'amplitude de sortie de l'autre [38].
- La modulation de phase croisée (XPM cross phase modulation) où la phase de l'impulsion d'entrée influe principalement sur la phase de sortie de l'autre [39].

Il est bien sûr possible d'observer des comportements plus complexes où les deux phénomènes se produisent conjointement ou encore des cas où l'un des paramètres de la première impulsion (l'amplitude par exemple) influera sur un paramètre distinct de la seconde (sa phase par exemple).

La complexité des effets de modulation croisée augmentera avec le nombre d'impulsions distinctes injectées dans le composant.

Dans le cadre d'application simple de type amplification, ces phénomènes peuvent se révéler néfaste [40], mais ils offrent aussi la possibilité de manipuler les signaux télécoms et donc de réaliser des fonctions réservées initialement aux composants électroniques [41]. Dans cette partie,

nous allons présenter trois concepts de composants issus de la littérature et exploitant ces phénomènes non linéaires afin de remplir des fonctions complexes.

I.4 Exemples d'application des propriétés dynamiques et des non-linéarités au traitement optique dans les composants semi-conducteurs

Dans cette partie nous allons décrire quelques structures, extraites de la littérature, exploitant les propriétés décrites ci-dessus pour réaliser diverses formes de traitement optique du signal.

I.4.1 Saturation d'absorption pour la régénération 2R

Dans ce premier exemple, nous allons présenter une technique de régénération 2R optique basée sur la propriété de saturation d'absorption ainsi que l'optimisation de ce processus par dopage du matériau.

L'utilisation des absorbants saturables pour la réjection du bruit d'amplitude dans les transmissions optiques fait partie des nombreuses voies étudiées dans le cadre du traitement optique du signal [42][43].

Cette méthode exploite le profil d'absorption particulier observé dans certaines structures semi-conductrices (notamment les multi-puits InGaAsP). Ce profil fortement non-linéaire peut être grossièrement divisé en deux modes de fonctionnement, en dessous d'un certain seuil de puissance incidente, le matériau présente un comportement fortement absorbant, au-dessus de ce seuil le matériau est essentiellement transparent.

Si l'on considère un signal de type 2-ASK réel, on observe la présence d'une intensité de bruit homogène sur l'ensemble du signal. La seule amplification se traduira par une dégradation du contraste (augmentation de l'intensité sur les « 0 », maintien de l'intensité nominal sur les « 1 »), mais si l'on vient transmettre ce signal dans un absorbant saturable dont le seuil se trouve au-dessus de l'intensité du bruit des 0 et en dessous du niveau des 1 on observera une réjection du bruit sur les 0 et donc une amélioration du contraste :

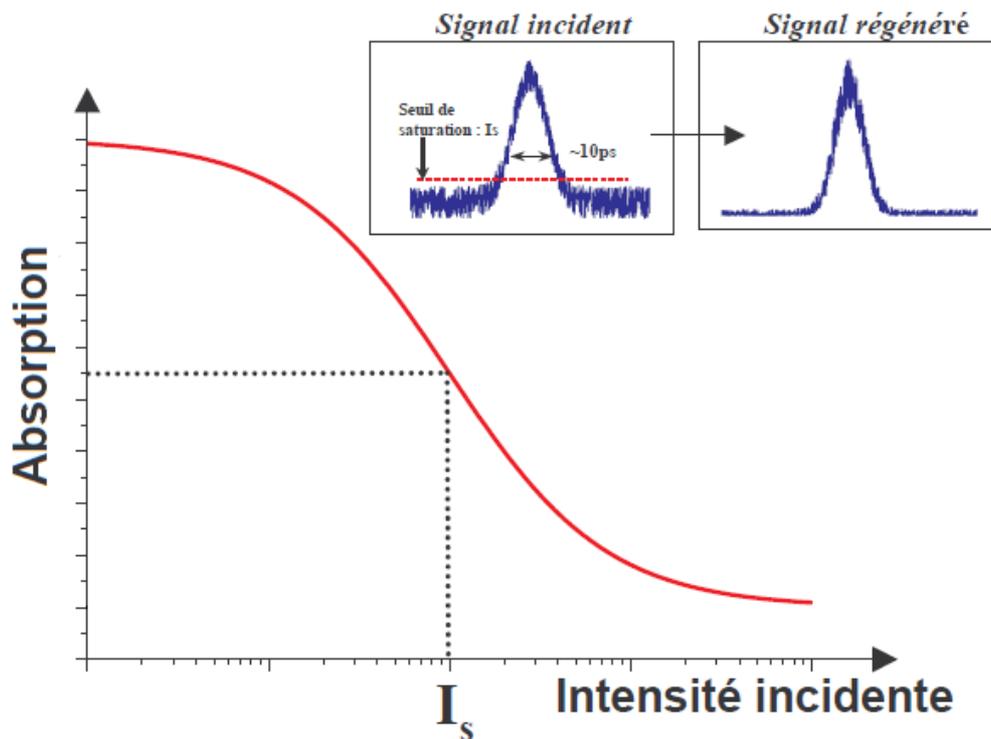


Fig.1.31 : Courbe d'absorption caractéristique d'un absorbant saturable et effet sur un signal bruité [44].

La réalisation d'un composant adapté nécessite le contrôle d'un ensemble de paramètres : la position en intensité du seuil bien sûr mais aussi la plage de fonctionnement en longueurs d'onde ou encore la réponse dynamique du composant.

C'est à cette dernière problématique à laquelle nous allons nous intéresser au travers des travaux réalisés par M Gicquel-Guézo [44] au laboratoire. L'un des points faibles des absorbants saturables à multi-puits quantiques (MQW) InGaAs/InP étudié est qu'ils présentent des dynamiques de retour au point de fonctionnement relativement lentes : après passage d'une impulsion la recombinaison spontanée électron-trou demande plusieurs nanosecondes ($\sim 2\text{ns}$) ce qui rend ces structures inexploitable pour des applications haut-débits.

Les travaux présentés proposent de palier ce défaut par dopage du matériau par du fer qui constituent des centres de recombinaison non radiative efficaces.

Les calculs montrent qu'à forte intensité (optique injectée) le composant présentera un régime stationnaire dont les caractéristiques dépendront de la seule concentration en fer.

L'expérimentation confirme ces calculs et montre une diminution drastique du temps de réponse des échantillons avec la concentration en Fer, passant de quelques nanosecondes pour des

dopages de l'ordre de 10^{16} cm^{-3} à moins d'une picoseconde à 10^{19} cm^{-3} . Ceci démontre la faisabilité d'un composant de traitement type 2R tout optique adapté au haut débit.

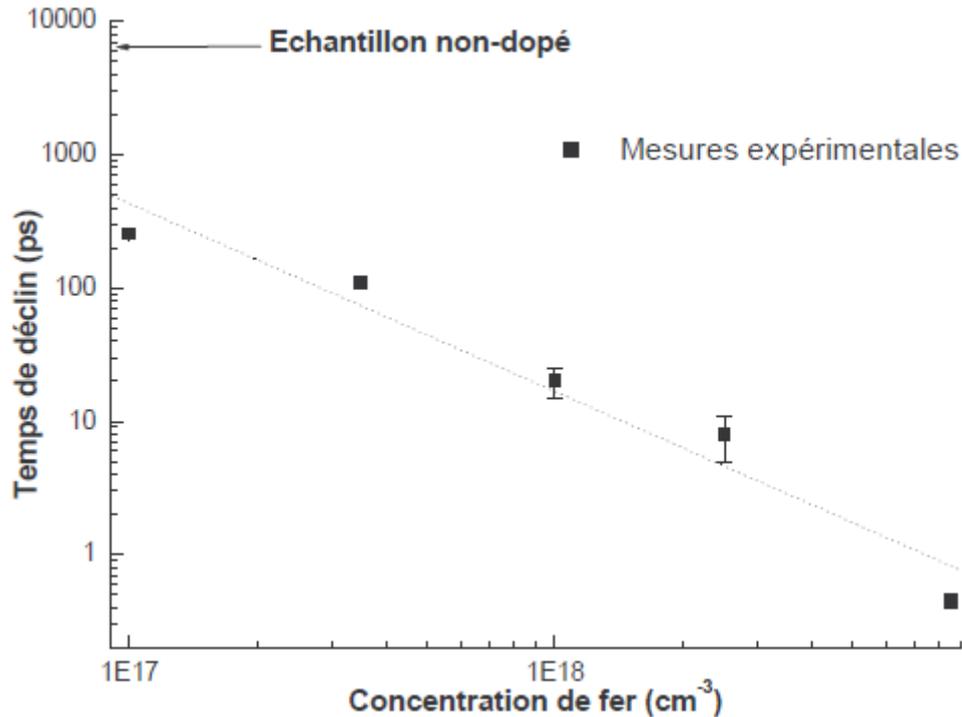


Fig.1.32 : évolution du temps de déclin (retour au point de fonctionnement) de divers absorbants saturables (multi puit InGaAs/InP) en fonction de leur dopages en fer[42].

I.4.2 Conversion en longueur d'onde par mélange à quatre ondes.

La conversion en longueur d'onde désigne l'ensemble des techniques permettant le transfert des informations entre des porteuses de longueurs d'onde distinctes, elle constitue notamment l'un des aspects clés des réseaux WDM. Lorsque l'on cherche à réaliser une conversion « tout optique », deux caractéristiques sont particulièrement souhaitables : d'une part une grande accordabilité de la longueur d'onde de sortie, et d'autre part la transparence au format de modulation, i.e. la capacité du composant à réaliser sa fonction, quel que soit le format choisi.

L'une des principales non-linéarités permettant d'obtenir ces caractéristiques est le mélange à quatre ondes (FWM)[45][46]. Dans ce paragraphe nous allons détailler le principe de fonctionnement en convertisseur FWM d'un composant SOA.

Il s'agira ici d'utiliser le FWM pour générer une onde résultant via l'interaction entre une sonde (s) et deux pompes (1) et (2):

$$\omega_{FWM} = \omega_1 + \omega_2 - \omega_s$$

En toute rigueur et en particulier dans le cas de format modulé, c'est un ensemble d'ondes qui sera généré. Par souci de simplicité nous considèrerons une onde théorique unique notée onde FWM.

En fixant l'écart de fréquence entre le signal et la pompe (1) que l'on notera $\Delta\omega_1$, on peut contrôler la longueur d'onde de la sortie (FWM) via l'écart de fréquence $\Delta\omega_2$ entre les pompes. Dans ces conditions les variations de phase et d'amplitude de (s) seront fidèlement retranscrites sur (FWM), on réalise ainsi à la fois l'accordabilité et la transparence au format.

Une des limitations de l'utilisation du FWM est l'efficacité de conversion η , i.e. la part de puissance transférée des pompes vers le signal (FWM). Dans le cas des SOA, l'élargissement homogène du gain tend à causer une chute de η lorsque le désaccord $\Delta\omega_2$ croît. Ceci se traduira par une réduction de la plage spectrale de travail du composant, ainsi que par une dégradation du SNR et du BER pour des formats avancés et/ou d'ordre élevé (QAM...).

Afin de limiter ces effets deux approches sont possibles, d'une part l'optimisation du contrôle de η dans la plage de travail souhaitée et d'autre part la correction par post-traitement des défauts introduits par le FWM, nous allons ci-après présenter deux exemples de ces approches.

Concernant l'approche par optimisation de l'efficacité de conversion nous nous intéresserons aux travaux de MM Morgan, Lacey et Tucker[47] proposant une structure dite BOP (Broadband orthogonal Pump) reposant sur l'utilisation de pompes en polarisation croisée.

Lorsque l'on observe les diverses contributions au champ associé à (FWM), on peut montrer que la dépendance entre η et $\Delta\omega_2$ est essentiellement contenue dans le terme exprimant la dispersion du signal (s) par le battement entre les pompes. Ce terme étant proportionnel au scalaire des champs des pompes, il s'annulera dans le cas de pompes orthogonales assurant ainsi un η et un SNR constants.

Les mesures montrent clairement une forte stabilité de η et du SNR pour des variations de $\Delta\omega_1$ allant de -3THz à +2THz.



Fig.1.33 : Efficacité de conversion (a) et rapport signal sur bruit (b) en fonction du désaccord $\Delta\omega_1$ pour une structure BOP et une structure de FWM classique[47].

Pour ce qui est de l'approche par correction des défauts, nous citerons la méthode développée dans les travaux de thèse de B. Fillion [48][49], méthode portant sur le développement de techniques de post-traitement digital. Comme précédemment, elle repose sur expression détaillée du signal converti, issu d'une connaissance approfondie des caractéristiques du SOA (gain, puissance de saturation, facteur de couplage phase/amplitude, durée de vie des porteurs) et de la modélisation de son gain en petit signal (ne prenant ni en compte les phénomènes de relaxation intrabandes et le SHB). Une fois en possession de cette expression générale du signal et connaissant la réponse impulsionnelle du filtre, il devient possible d'ajuster celui-ci afin d'éliminer les principales sources de bruit liées au FWM. Dans le cas de ces travaux, on a pu montrer une amélioration du BER jusqu'à deux ordres de grandeurs. Cette correction se fait toutefois au prix d'un traitement informatique complexe.

Nous avons ici montré que les composants de traitement tout optique constituent une voie intéressante pour l'amélioration des performances de réseaux télécoms déjà dominés par la fibre.

Afin de développer ces nouveaux composants semi-conducteurs, basés sur les phénomènes non-linéaires avec des dynamiques rapides, il est toutefois nécessaire de pouvoir étudier et mesurer en détails ces phénomènes et leurs interactions éventuelles pour mieux comprendre et optimiser leur fonctionnement. C'est l'enjeu du travail réalisé dans le cadre de cette thèse et qui est exposé dans le deuxième chapitre de ce document.

Bibliographie

- [1]: *A Mathematical Theory of communication*; C Shannon; *Bell System Technical Journal*, vol. 27, pp. 379-423 and 623-656; 1948.
- [2]: *Transmission of information*; R Hartley; *Bell System Technical Journal*, pp. 535-563; 1928.
- [3]: *Science and information Theory*; L Brillouin; ISBN 978-0-121-34950-9; 1962.
- [4]: *Certain topics in telegraph transmission theory*; H Nyquist; *Transactions of the American Institute of Electrical Engineers*, Volume: 47, Issue: 2, pp. 617-644; 1928.
- [5]: *Advanced Modulation Formats and Multiplexing Techniques for Optical Telecommunication Systems*; Ghafour Amouzad Mahdiraji, Ahmad Fauzi Abas; ISBN 978-953-307-072-8; 2010.
- [6] *ASK and FSK coherent lightwave systems: A simplified approximate analysis*; L. G. Kazovsky, O. K. TONGUZ; *J. Lightwave Technol.*, VOL. LT-8, NO. 3, PP.338 -352; 1990
- [7]: *On the theory of space-time codes for PSK modulation*; A. R. Hammons Jr, H. El Gamal; *IEEE Trans. Inform. Theory*, Vol. 46, pp. 524 -542; 2000.
- [8]: *S/N and error rate evaluation for an optical FSK-heterodyne detection system using semiconductor lasers*; Saito, Yamamoto, Kimura; *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol 19, Issue 2, pp.180-193; 1983.
- [9]: *Theory of Polarization Shift Keying Modulation*; Sergio Benedetto, Pierluigi Poggiolini; *IEEE Transactions On Communications*. VOL. 40, NO.4, PP.708-721; APRIL 1992.
- [10]: *An Introduction to Adaptive QAM Modulation Schemes for Known and Predicted Channels*; Svensson ; *Proceedings of the IEEE*. VOL. 95, NO.12, PP.708-721;2007.
- [11]: *OFDM for Optical Communications*; Jean Armstrong; *JOURNAL OF LIGHTWAVE TECHNOLOGY*, VOL. 27, NO. 3, PP.189-204 ; 2009.
- [12]: *Principe de la transmission OFDM - Utilisation dans les systèmes cellulaires - Intérêt et limites de l'OFDM* ; Xavier LAGRANGE ; *Technique de l'ingénieur*, article te7372, 2012.
- [13]: *Datacenter Trends and Strategies*; *International Data Corporation (IDC)*; 2015.
- [14]:*Optical Regeneration at 40 Gb/s and Beyond*; Olivier Leclerc, Bruno Lavigne, Elodie Balmefrezol, Patrick Brindel, Laurent Pierre, Delphine Rouvillain, Frederic Segueineau; *Journal of Lightwave Technology* Vol. 21, Issue 11, pp. 2779; 2003.

- [15]: *All-optical regeneration on a silicon chip*; Reza Salem, Mark A. Foster, Amy C. Turner, David F. Geraghty, Michal Lipson, Alexander L. Gaeta; *Optics Express* Vol. 15, Issue 12, pp. 7802-7809; 2007.
- [16]: *Stimulated Optical Radiation in Ruby*; T. H. Maiman; *Nature*, Vol 187, pp. 493-494; 1960.
- [17]: *Coherent Light Emission From GaAs Junctions*; Hall, R N, Fenner, G. E, Kingsley, J. D, Soltys, T. J and Carlson R. O. *Phys. Rev. Lett.* 9, 366–369; 1962.
- [18]: *Method of producing optical waveguide fibers*; Donald B. Keck, Peter C. Schultz; patent N° US3711262 A; 11 mai 1970.
- [19]: *Optical Networks: A Practical Perspective*; Rajiv Ramaswami, Kumar Sivarajan, Galen Sasaki; ISBN 978-0-080-92072-6; 2010.
- [20]: *The lasers behind the communications revolution*; W. F. Brinkman, T. L. Koch, D. V. Lang, D. W. Wilt; *Bell Labs Technical Journal*, 5(1):150–167; 2000.
- [21]: *40Gb/s direct modulation of distributed feedback laser for very-shortreach optical links*; K. Sato, S. Kuwahara, Y. Miyamoto, N. Shimizu; *Electron. Lett.*, vol. 38, no. 15, pp. 816–817; 2002.
- [22]: *Low-Threshold Electrically Pumped Vertical-Cavity Surface-Emitting Microlasers*; J. L. Jewell, A. Scherer, S. L. McCall, Y. H. Lee, S. Walker, J. P. Harbison, L. T. Florez; *Electron Lett.*, Vol. 25, No. 17, pp. 1123-1124; 1989.
- [23]: *External-cavity diode laser using a grazing-incidence diffraction grating*; K. C. Harvey and C. J. Myatt; *Optics Letters* Vol. 16, Issue 12, pp. 910-912; 1991.
- [24]: *LED Based Indoor Visible Light Communications: State of the Art*, Dilukshan Karunatilaka, Fahad Zafar, Vineetha Kalavally, Rajendran Parthiban; *IEEE Communication Surveys & Tutorials*, Vol 17, No 3, pp. 1649-1677; 2015.
- [25]: *Erbium-Doped Fiber Amplifiers: Fundamentals and Technology*; P. C. Becker, N. A. Olsson, J. R. Simpson; ISBN 978-0-120-84590-3; 1999.
- [26]: *Raman Amplification for Fiber Communications Systems*; Jake Bromage; *Journal of Lightwave Technology* Vol. 22, Issue 1, pp. 79; 2004.
- [27]: *Chirped Fiber Bragg Gratings for WDM Chromatic Dispersion Compensation in Multispan 10-Gb/s Transmission*; Isabelle Riant, Salim Gurib, Josselyne Gourhant, Pierre Sansonetti, Christian Bungarzeanu, Raman Kashyap; *IEEE Journal Of Selected Topics In Quantum Electronics*, Vol. 5, No. 5, pp. 1312-1324; 1999.

- [28]: *Passive DWDM components using microplasma optical interference filters*; M. A. Scobey, D. E. Spock; *OFC'96 Technical Digest*, pages 242–243; February 1996.
- [29]: *A single-atom transistor*; Martin Fuechsle, Jill A. Miwa, Suddhasatta Mahapatra, Hoon Ryu, Sunhee Lee, Oliver Warschkow; *Nature Nanotechnology*, Vol 7, pp. 242–246; 2012.
- [30]: *Basics of Molecular Beam Epitaxy (MBE)*; Fernando Rinaldi; *Annual Report 2002*, Optoelectronics Department, University of Ulm; 2002.
- [31]: *Quantum-dot size-distribution analysis and precipitation stages in semiconductor doped glasses*; Li-Chi Liu, Subhash H. Risbud; *Journal of Applied Physics* 68, 28; 1990.
- [33]: *Electronic Structure and the Properties of Solids*; Walter Ashley Harrison; ISBN 978-0-486-66021-9; 1989.
- [33]: *Electronic and Optoelectronic Properties of Semiconductor Structures*; Jasprit Singh; ISBN 978-1-139-44057-8; 2007.
- [34]: *Cross-Polarization Modulation in Semiconductor Optical Amplifiers*; H. Soto, D. Erasme, and G. Guekos; *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 11, No. 8, pp. 970-972; 1999.
- [35]: *Propagation soliton et auto-confinement de faisceaux laser par non linearité optique de kerr*; A. Barthelemy, S. Maneuf¹, C. Froehly; *Optics Communications*, Vol 55, Issue 3, pp. 201-206; 1985.
- [36]: *Stability of solitons in birefringent optical fibers*; Curtis R. Menyuk; *Optics Letters*, Vol. 12, Issue 8, pp. 614-616; 1987.
- [37]: *Two-Photon Excitation in CaF₂:Eu²⁺*; W Garrett; *Physical Review Letters* 7, pp. 229; 1961.
- [38]: *Performance Analysis of Wavelength Converters Based on Cross-Gain Modulation in Semiconductor-Optical Amplifiers*; Kristof Obermann, Stephan Kindt, Dirk Breuer, Klaus Petermann, *Journal Of Lightwave Technology*, Vol. 16, Issue 1, pp. 78; 1998.
- [39]: *Cross-phase modulation in optical fibers*; M. N. Islam, L. F. Mollenauer, R. H. Stolen, J. R. Simpson, H. T. Shang; *Optics Letters* Vol. 12, Issue 8, pp. 625-627; 1987.
- [40]: *Modulation instability induced by cross-phase modulation*; Govind P. Agrawal; *Phys. Rev. Lett.* 59, pp. 880; 1987.
- [41]: *All-optical switching based on cross-phase modulation in microstructure fiber*; Sharping J.E, , Fiorentino M, Kumar P, Windeler R.S; *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 14, No. 1, pp. 77-79; 2002.

- [42]: *Optical 2R regenerator based on passive saturable absorber for 40 Gbit/s WDM long-haul transmissions*; D. Rouvillain, P. Brindel, F. Segumineau, L. Pierre, O. Leclerc, H. Choumane, G. Aubin, J.L. Oudar ; *Electronics Letters*, Volume 38, Issue 19, pp. 1113-1114; 2002.
- [43]: *10-Gb/s All-Optical 2R Regeneration Using an MQW Fabry–Pérot Saturable Absorber and a Nonlinear Fiber*; M. Pantouvaki, M. J. Fice, R. Feced, E. P. Burr, R. Gwilliam, A. B. Krysa, J. S. Roberts, A. J. Seeds; *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 16 No. 2, pp. 617-619; 2004.
- [44]: *Absorbant saturable ultra-rapide à multipuits quantiques pour le traitement tout-optique du signal* ; M Gicquel-Guezo ; thèse de doctorat ; 2004.
- [45]: *Observation of degenerate stimulated four-photon interaction and four-wave parametric amplification*; R. L. Carman et al; *Phys. Rev. Lett.* 17 (26),pp. 1281; 1966.
- [46]: *Phase-matched-stimulated four-photon mixing in silica-fiber waveguides*; R. H. Stolen; *IEEE J. Quantum Electron*, Volume: 11, Issue: 3, pp. 100 - 103; 1975.
- [47] : *Widely Tunable Four-Wave Mixing in Semiconductor Optical Amplifiers with Constant Conversion Efficiency*; Trefor J. Morgan, Jonathan P. R. Lacey, Rodney S. Tucker; *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 10, No. 10, pp. 1401-1403; 1998.
- [48]: *Digital Post-Compensation of Nonlinear Distortions in Wavelength Conversion Based on Four-Wave-Mixing in a Semiconductor Optical Amplifier*; B. Fillion, A. Nguyen, L. Rusch, S. LaRochelle; *journal of lightwave technology*, vol. 33, no. 15, pp.3254-3264; 2015.
- [49]: *Wavelength converters based on four-wave mixing in semiconductor optical amplifiers for advanced modulation formats*; B. Fillion; thèse de doctorat; 2016.
- [50]: *Electric field-induced second-order nonlinear optical effects in silicon waveguides*; E. Timurdogan, C. V. Poulton, M. J. Byrd and M. R. Watts; *Nature Photonics*, Vol 11, pp. 200-207; 2017.

CHAPITRE II : Mesure Pompe-Sonde polarimétrique : principe, mise en application et validation

Les techniques de caractérisation et la maîtrise des propriétés optiques non linéaires et de leur dynamique constituent comme nous venons de le voir un domaine critique dans la recherche en matière de télécommunications optiques, et l'un des axes principaux de cette thèse. Les formats de transmission actuels et en cours de développement conjuguent modulation de phase et d'amplitude, voire de polarisation, avec des débits ou temps caractéristiques très courts. J'ai donc mis en place un banc de mesure pompe-sonde basé sur une technique innovante, et permettant de mesurer l'évolution de l'amplitude et de la phase d'un signal optique avec une résolution temporelle subpicoseconde.

Dans le présent chapitre, nous allons dans un premier temps présenter quelques généralités sur les techniques de mesure « pompe-sonde », puis décrire le principe et la réalisation du banc de mesure « pompe-sonde » *polarimétrique*. Nous concluons sur l'étape de validation de ce banc.

II.1 Introduction à la méthode « Pompe-Sonde »

II.1.1 Principe

La technique « pompe-sonde » est une forme de spectroscopie résolue en temps permettant la mesure de la réponse dynamique des propriétés optiques (linéaires et non linéaires) d'un matériau/échantillon.

Le principe de base de cette technique est le suivant : un faisceau optique (ou plusieurs), qualifié de pompe, est injecté dans l'échantillon afin d'induire une modification de l'état de celui-ci (de sa polarisation induite P). Dans le cas particulier des semi-conducteurs, il s'agira dans le cas le plus fréquent d'une modification des distributions des porteurs, même si de nombreux autres phénomènes peuvent être étudiés (non-linéarités, relaxation thermique...).

On viendra mesurer la relaxation du matériau par injection d'un faisceau qualifié de sonde dont les paramètres (amplitude, phase...) seront modifiés en fonction de l'état de l'échantillon. En modifiant le délai Δt entre la sonde et la (ou les) pompes, on échantillonnera et l'on reconstituera l'ensemble de la dynamique de relaxation.

A partir de ce principe ont été développés une multitude de montages distincts, tous cherchant à répondre à deux problématiques :

- S'assurer que les variations mesurées sont dues aux modifications des propriétés optiques de l'échantillon et non à des interactions entre la pompe et la sonde, il sera indispensable de pouvoir distinguer cette dernière du signal de pompe. La qualité de cette discrimination sera un point clé du développement d'une expérience pompe-sonde.
- Extraire des données expérimentales les paramètres des interactions lumière-matière, qui comme nous l'avons vu dans le paragraphe précédent sont nombreux et complexes. Pour, obtenir une description aussi complète que possible, il pourra se révéler intéressant de modifier le montage afin d'activer des phénomènes particuliers ou de mesurer des paramètres inaccessibles via un montage « classique ».

Nous allons dans ce qui suit présenter quelques-unes des grandes variantes de montage pompe-sonde :

- Géométrie colinéaire ou non-colinéaire

Dans sa forme la plus simple le montage pompe-sonde adopte une géométrie non-colinéaire c'est-à-dire que les faisceaux de pompes et de sonde suivent des chemins distincts et ne font que se croiser au sein du composant. Cette configuration permet une discrimination aisée du signal de sonde ; elle n'est toutefois pas adaptée à la mesure dans des structures de type guide d'onde.

Dans ce cas, on adoptera une géométrie colinéaire pour laquelle pompe et sonde sont recombinaées en un unique faisceau avant injection. Cette configuration permet la mesure sur guide d'onde et assure aussi une bonne robustesse face aux effets de biréfringence (modification du pointé du faisceau de sonde par la variation d'indice). Toutefois, elle pose un problème majeur, pompe et sonde étant confondues, il sera nécessaire de mettre en place une méthode de filtrage de la pompe afin de s'assurer que le signal mesuré est le seul signal de sonde sans quoi les informations extraites ne seront pas un reflet fiable de la dynamique du composant étudié.

- Polarisation, couleurs et fréquence

D'un point de vue général la méthode pompe-sonde est une mesure non-dégénérée. Pour des raisons de simplicité (génération et synchronisation des impulsions...) elle est plus fréquemment employée sous sa forme dégénérée : ceci présuppose une identité entre la pompe et la sonde que

ce soit en termes de longueur d'onde, de taux de répétition ou de polarisation. Dans ce cas, les phénomènes « sondés » sont les mêmes que ceux que l'on « pompe ».

Toutefois, de nombreux montages avancés viennent introduire des différences entre sonde et pompe ; ces différences permettent d'une part une meilleure discrimination entre les faisceaux et/ou d'autre part d'étudier des phénomènes spécifiques (relaxation, mélange à 4 ondes, cohérence....).

La pompe-sonde « croisée » emploie une sonde et une référence dont les polarisations sont orthogonales (en général rectilignes croisées, mais aussi parfois circulaire pour e.g. peupler une distribution de spins) ceci permettant la suppression de la pompe via des éléments de type polarisateur. Cette méthode peut se révéler problématique lorsque le matériau étudié présente une forte anisotropie en polarisation (biréfringence, anisotropie d'absorption...) mais parallèlement peut permettre l'étude de ces phénomènes.

Les méthodes de pompe-sonde dites à deux couleurs utilisent pour leur part une pompe et une sonde à des longueurs d'ondes distinctes permettant l'extraction de la sonde via un filtre. Dans cette configuration, la sonde ne mesurera pas la dynamique des porteurs résonants à la longueur d'onde de la pompe, mais les variations autour de cette longueur d'onde, ceci permettant d'étudier d'autres aspects de la dynamique du matériau, notamment les phénomènes de relaxation. La méthode à deux couleurs permet également l'ajout d'une nouvelle variable de mesure, l'écart de longueur d'onde $\Delta\lambda$ entre sonde et pompe, permettant une description plus complète du comportement dynamique (on tracera une nappe $G=f(\Delta t, \Delta\lambda)$ au lieu d'une courbe unique $G=f(\Delta t)$).

Enfin il est possible d'introduire un battement en fréquence (temporel) entre sonde et pompe. De tels montages sont qualifiés d'hétérodyne ; nous détaillerons leurs principe plus en détails dans le paragraphe suivant.

- Nombres de faisceaux

La méthode pompe-sonde nécessite seulement deux faisceaux (une sonde et une pompe). Il est cependant possible d'augmenter le nombre de signaux employer afin d'accéder à plus d'informations.

L'ajout d'un faisceau dit de référence, identique à la sonde mais injecté avant la pompe permettra de ne plus se reposer sur une connaissance *a priori* des caractéristiques de la sonde. En plus de simplifier la mesure de variation de gain, l'ajout d'une référence permettra la mesure du déphasage introduit sur la sonde, ceci donnant accès à la mesure de la variation d'indice au sein du matériau.

Plus complexe dans son principe, la méthode dite de « mélange à quatre ondes » emploie trois faisceaux incidents ; deux pompes et une sonde, séparées par des délais Δt_{12} (entre les deux pompes) et Δt_{23} (entre la deuxième pompe et la sonde) tous deux variables. Le passage successif des deux pompes se traduira par la formation d'un réseau de polarisation dans le matériau, réseau qui viendra diffracter une partie de la sonde. C'est cette quatrième onde diffractée qui sera captée et mesurée. La dynamique observée dépendra de deux phénomènes, l'interaction entre les pompes et la relaxation après pompage.

Nous allons à présent montrer comment ces principes fondamentaux sont appliqués afin de mettre en place des montage de mesures adaptés à un domaine d'étude spécifique.

II.1.2 Exemples d'expériences « pompe-sonde »

Dans la suite, nous allons nous restreindre au cas de montages pompe-sonde adaptés à la caractérisation des composants télécoms, plus précisément aux composants à guide d'onde (géométrie colinéaire) adaptés aux manipulations de gain et de phase (configuration à trois faisceau pompe-sonde-référence). L'aspect « deux couleurs » bien qu'important dans le cadre d'application type WDM ne sera pas abordé dans ce document, bien que nous ayons envisagé ce type de mesure en utilisant une fibre non linéaire dont la mise en œuvre a finalement été différée.

Nous allons dans un premier temps présenter les montages de pompe-sonde hétérodynes qui constituent la référence dans ce domaine.

a) Montage de mesure hétérodyne

L'hétérodynage dans la mesure optique présente de nombreux avantages liés à sa capacité à dépasser certaines limites des systèmes de mesures homodynes. On citera notamment l'isolation d'une composante spécifique du signal afin d'augmenter le SNR, l'extraction de phénomènes à des fréquences supérieures aux fréquences de coupure des détecteurs ou encore sa capacité à mesurer les informations de phases. La mesure hétérodyne impliquera la création d'un battement ou d'un mélange de fréquences entre les signaux de mesure (continus ou impulsionnels) utilisés.

Il peut s'agir d'un battement entre pompe et sonde, ce battement entrainera un retard croissant entre les impulsions de pompe et de sonde permet de s'affranchir de l'utilisation d'éléments mobiles pour créer le délai variable, on parle alors d'échantillonnage hétérodyne[1].

Dans le cas présent, nous allons nous intéresser à un hétérodynage entre sonde et référence permettant la mesure simultanée des variations de phase et de gain.

Nous allons décrire la structure de mesure développée par K.Hall [2] et améliorée par P.Borri [3]. Ce dispositif étant encore aujourd'hui la référence en matière de mesure pompe-sonde hétérodyne, il se retrouve sous des formes plus ou moins modifiées dans de nombreux autres travaux [4].

Le montage de P.Borri est conçu pour permettre à la fois les mesures pompe-sonde et FWM. Il est construit autour d'une structure complexe type Mach-Zehnder :



Fig.2.1 .Schéma du montage utilisé par P Borri [3] pour la caractérisation de structure de type SOA[3]. AOM: modulateur acousto-optique, Lock-in det : détection synchrone.

Pour des raisons de clarté nous allons nous appuyer sur le schéma du montage de A.Zilkie[4] qui est pour sa part construit autour d'un Michelson:



Fig.2.2 : Schéma du montage pompe sonde hétérodyne utilisé dans la référence [4]. OPO : oscillateur optique paramétrique. DUT : device under test, composant étudié. BS : lame séparatrice. PBS : cube séparateur de polarisation. NPBS : cube séparateur non polarisé. VOA Variable Optical Attenuator, atténuateur variable optique.

La chaîne de mesure utilise une série de deux modulateurs acousto-optiques (AOM). Pour rappel [5][6], ces composants permettent la diffraction et la modification de la fréquence de l'onde lumineuse les traversant. Dans le cas de ce montage, les AOM sont configurés afin de permettre la création de deux faisceaux ; un faisceau transmis dont la fréquence reste inchangée et un faisceau diffracté dont la fréquence sera décalée d'une valeur Δf . Dans le cas de ce montage, le laser source est ainsi divisé en trois faisceaux : une pompe de fréquence f_0 , une référence à $f_0+52\text{MHz}$ et une sonde à $f_0+53.5\text{MHz}$.

Le signal de pompe est haché à une fréquence de 200Hz par un chopper avant de se voir retarder par une ligne à retard (miroir de type coin-cube monté sur une plateforme motorisée) qui permet la variation du délai pompe-sonde. Cette ligne et le bras dans lequel elle se trouve, fixent trois paramètres essentiels:

-Le plus petit déplacement possible fixera la résolution ultime temporelle de la mesure (indépendamment de la source laser), paramètre critique pour les mesures de phénomènes ultra-rapides.

-La longueur de ligne fixera la plage de mesure accessible et donc la capacité d'observation de phénomènes aux temps longs.

-la longueur du bras fixera la position de la plage de mesure autour du point particulier qu'est la superposition entre pompe et sonde ; on veillera à disposer de quelques points pour lesquels la sonde est en avance sur la pompe (observation du composant en l'absence de pompe).

On notera la présence de nombreux éléments optiques (atténuateur variable VOA, cube séparateur, miroir). Ces éléments varient d'un montage à un autre et servent essentiellement à contrôler les rapports de puissance et les délais entre les différentes impulsions.

Les trois faisceaux sont recombinaés et forment alors un triplet d'impulsions qui sera injecté dans le composant (DUT : device under test).

Le signal de sortie passe par un interféromètre (ici de Michelson) qui va venir compenser le délai sonde référence (via un miroir mobile similaire à celui de la ligne à délai) permettant à ces deux impulsions d'interférer. Le battement de fréquence entre sonde et référence induit la génération de composantes centrées sur les multiples de Δf ; ces composantes présenteront une amplitude proportionnelle à celle de la sonde (et donc au gain/atténuation introduit par le composant) et un déphasage équivalent à celui créé entre sonde et référence par le DUT.

Ces informations seront récupérées via un amplificateur à détection synchrone (ADS) réglée sur la composante de plus basse fréquence (ici 1.5MHz) afin de réaliser une réjection des autres composantes.

Afin d'améliorer la stabilité en phase du signal ainsi que permettre la suppression du bruit de fond, on vient injecter les signaux d'amplitude et de phase issus du premier étage de mesure (ADS à 1.5MHz) dans deux ADS réglées sur la fréquence de hachage de la pompe (ici 200Hz) rejetant ainsi tout signal et toute fluctuation non liés à l'excitation du DUT par la pompe.

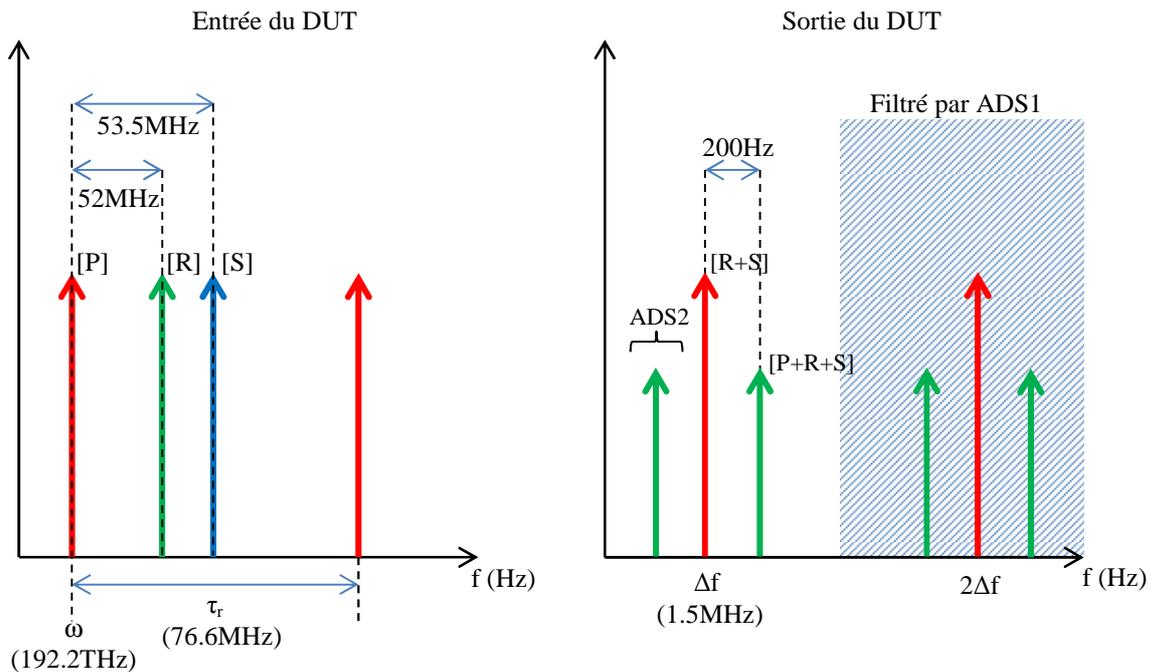


Fig.2.3 : Principe général de l'extraction du signal d'intérêt via une cascade d'ADS.

Gauche : spectre simplifié du signal d'entrée avec le peigne de fréquences associés à la pompe [P], au signal de référence [R] et à la sonde [S], décalé par les AOM. Droite : spectre simplifié en sortie du DUT avec les composantes issues du signal interférentiel entre sonde et référence [R+S] et les harmoniques issues de la modulation de pompe [P+R+S], la première ADS isole le spectre centré à Δf , la seconde l'une des harmoniques modulée à 200Hz.

Une description plus détaillée de la mesure par hétérodynage est disponible en [7]. De même une description approfondie du principe de fonctionnement des ADS est disponible en [8][9].

Si le montage hétérodyne est le moyen le plus répandu de réaliser une mesure pompe-sonde sur les paramètres de gain et la phase, il n'est pas le seul envisageable, nous allons ci-après nous intéresser à une méthode pompe-sonde permettant l'extraction du couple gain/phase sans hétérodynage.

b) Introduction d'une mesure gain et phase « alternative »

La principale limite de la méthode hétérodyne est la relative complexité du montage ; la recombinaison des impulsions implique l'utilisation de deux lignes à retard synchronisées,

l'obtention d'un battement de fréquences stable nécessite des AOM performants et un pilotage rigoureux de leurs fréquences de travail. Enfin l'extraction des données repose sur un traitement électronique relativement lourd (deux ADS en cascade). À cela s'ajoute les multiples éléments optiques (miroir, cube séparateur...). Chacun de ces éléments pourra être source d'erreurs et de bruit : maintenir une mesure fiable implique donc un contrôle rigoureux du montage.

Pour ces raisons, et vu le matériel disponible au laboratoire, nous nous sommes intéressés à un montage de mesure proposé par l'équipe de Nobuyuki Matsuda (Université de Tohoku) en 2008[10][11]. Ce montage offre des performances de mesure équivalente au montage hétérodyne tout en s'affranchissant d'une part importante de certains composants (en particulier les AOM), d'où une plus grande robustesse.

Ce montage repose sur deux aspects clés ; d'une part l'extraction des paramètres d'intérêts par une mesure polarimétrique, et d'autre part l'utilisation d'un circuit optique annulaire *analogue* (mais bien différent) à l'interféromètre de Sagnac et offrant de très bonnes performances en termes de sensibilité de mesure et de stabilité mécanique, nous qualifierons cette élément de « boucle Sagnac » dans la suite de ce texte.

Le principe de mesure et la structure générale de ce montage étant détaillés dans la suite de ce chapitre, nous ne nous y attarderons pas ici. La structure proposée par N.Matsuda est la suivante :



Fig.2.3 : Montage de mesure développé par N.Matsuda et son équipe [11]. HWP : Half wave plate (lame demi-onde), QWP quarter wave plate (Lame quart d'onde), PBS ; polarisation beam splitter (cube séparateur de polarisation), PD : photodiode, FU : Unité de Faraday. SWW Silicon Wire Waveguide.

Sur la figure ci-dessus on distinguera deux structures distinctes que nous retrouverons dans le montage présenté dans cette thèse, d'une part la structure la plus à droite (ensemble QWP/HWP/PBS4/PD) qui constitue l'élément de mesure de polarisation et d'autre part la boucle Sagnac évoquée plus haut.

On notera que ce montage est entièrement fibré, ce qui constituera sa principale différence avec notre propre réalisation. Cette mesure reposant sur une mesure de polarisation, les fibres utilisées sont des fibres monomode (Single Mode Fiber SMF) et à maintien de polarisation (Polarization Maintaining Fiber PMF).

Dans cette publication, le composant étudié est un guide d'onde en silicium (SWW : Silicon Wire Waveguide), structure dont le comportement non-linéaire est bien connu à la longueur d'onde de mesure, notamment la susceptibilité à l'effet Kerr optique et la dispersion liée aux porteurs libres créés (FCD).

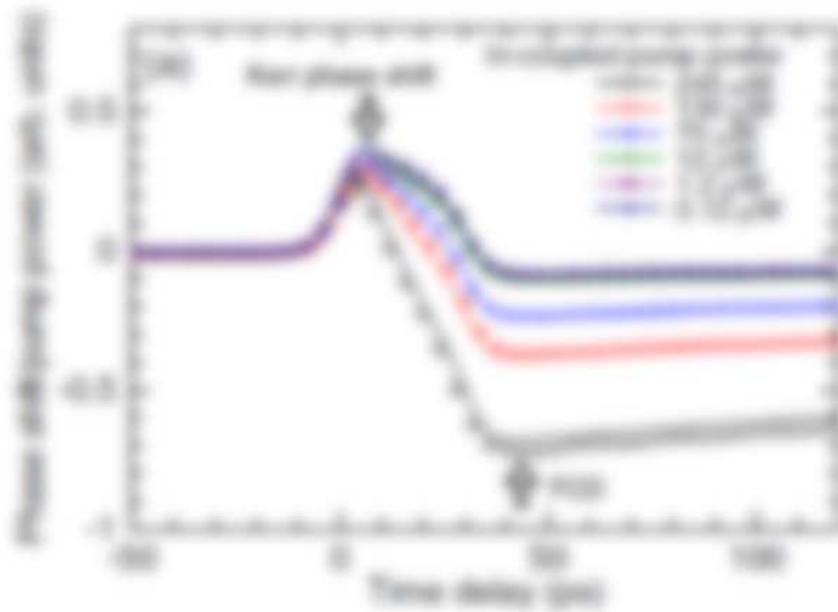


Fig.2.4 : courbe de déphasage obtenue par le montage pompe sonde proposé par N.Matsuda[11].

Les courbes obtenues grâce à ce montage mettent en évidence ces deux phénomènes : d'une part un déphasage instantané associé à l'effet Kerr suivi d'une variation plus lente associée à la dispersion par les porteurs libres.

La largeur d'impulsion utilisée étant de 6.8ps on pourrait s'attendre à une largeur de pic constante et équivalente à l'autocorrélation de l'impulsion soit environ 10ps. Dans la pratique, on observe un

élargissement à basse puissance attribuable à la dispersion du retard de groupe (GDD) introduit par le matériau.

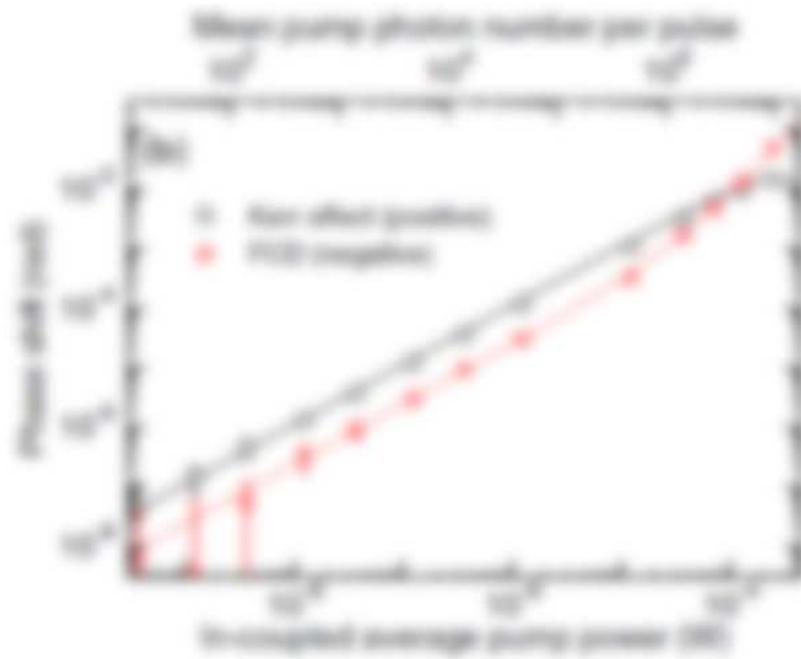


Fig.2.5 : Comparaison de déphasage théorique (lignes) et expérimental (points) pour les effets Kerr et FCD dans les guides de silicium[11].

On notera que les résultats expérimentaux restent en accord avec la théorie même pour une faible injection (~1000 photons injectés par impulsion) voire, dans le cas de l'effet Kerr, pour les très faibles injections (~10 photons) ce qui démontre les performances en terme de sensibilité de ce montage. L'incertitude sur la mesure de déphasage est de l'ordre de 10^{-4} mrad.

Au vu des performances élevées de cette méthode ainsi que son aspect innovant, nous avons souhaité mettre en place un montage de mesures reprenant ce principe en l'adaptant aux problématiques de notre laboratoire, en particulier un passage à une configuration en espace libre plus adapté, comme nous le verrons, aux mesures sub-picosecondes.

II.2 Mesure Pompe Sonde polarimétrique

Avant de décrire plus avant le montage mis en place au cours de cette thèse, nous allons détailler le principe théorique de ce type de mesure ainsi que les éléments clés nécessaires à sa mise en pratique.

II.2.1 Principe de mesure

Toute onde électromagnétique monochromatique polarisée peut être décrite comme la combinaison de deux champs électriques orthogonaux d'amplitudes E (E_x et E_y respectivement) et de phases ϕ (ϕ_x et ϕ_y respectivement) distinctes. Si l'on choisit arbitrairement l'une des deux composantes comme référence, on peut exprimer le vecteur en fonction d'un gain en amplitude ($g = E_y/E_x$) et du déphasage $\Delta\phi$ entre les composantes soit en utilisant le formalisme de Jones :

$$J = \begin{pmatrix} E_x e^{-i\phi_x} \\ E_y e^{-i\phi_y} \end{pmatrix} = E_x \begin{pmatrix} 1 \\ g e^{-i\Delta\phi} \end{pmatrix}$$

Ce vecteur correspond à l'expression d'une polarisation elliptique. Il est donc possible de relier les paramètres de phase et de gain aux paramètres de polarisation (azimut et ellipticité).

L'idée de la mesure par polarimétrie sera donc d'utiliser une mesure pompe-sonde à trois impulsions (pompe, sonde et référence) pour laquelle on viendra combiner les signaux de sonde et de référence après avoir introduit une rotation de 90° sur la polarisation de l'un d'entre eux, chaque signal devenant ainsi l'une des composantes orthogonales du signal final ; on récupère ainsi donc les deux informations sur g et $\Delta\phi$.

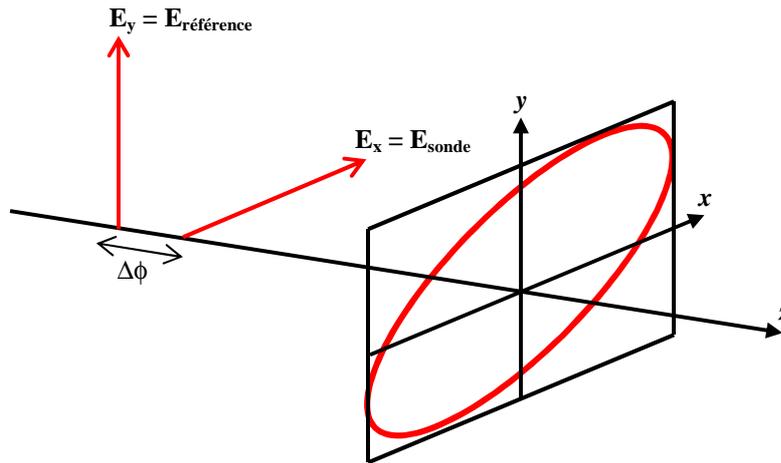


Fig.2.6 : formation d'une polarisation elliptique par combinaison des champs de sonde et de référence orthogonaux.

Nous allons à présent montrer comment passer de l'information de polarisation à l'information de phase et de gain. Pour cela, nous rappelons l'expression du vecteur de Stokes d'un signal polarisé :

$$S = \begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \langle E_x^2 \rangle + \langle E_y^2 \rangle \\ \langle E_x^2 \rangle - \langle E_y^2 \rangle \\ \langle 2 E_x E_y \cos(\phi_x - \phi_y) \rangle \\ \langle 2 E_x E_y \sin(\phi_x - \phi_y) \rangle \end{pmatrix} \quad (2.1)$$

On peut exprimer ce vecteur en fonction des intensités selon les divers axes de polarisation :

$$S = \begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} I_{tot} \\ I_x - I_y \\ I_{45^\circ} - I_{-45^\circ} \\ I_{CD} - I_{CG} \end{pmatrix} \quad (2.2)$$

I_{tot} l'intensité total de l'impulsion

I_x et I_y intensité selon les polarisations rectilignes horizontales et verticales

I_{CD} et I_{CG} intensité selon les polarisations circulaires droite et gauche

On peut alors observer l'effet de la modification du milieu sur la polarisation du signal résultant.

En l'absence de modification des paramètres de gain et de d'indice ($E_x = E_y$, $\phi_x = \phi_y$) le signal recombinaison sera polarisé rectilignement avec un azimuth de 45° :

$$S = \begin{pmatrix} I_{tot} \\ 0 \\ I_{tot} \\ 0 \end{pmatrix}$$

Si on vient introduire une variation de gain - donc d'amplitude sur la sonde-, on observe une rotation de la polarisation proportionnelle à la variation de transmission.

$$S = \begin{pmatrix} I_{tot} \\ I_x - I_y \neq 0 \\ I_{45^\circ} - I_{-45^\circ} \neq 0 \\ 0 \end{pmatrix}$$

Dans le cas d'une variation de l'indice, -donc de l'introduction d'un déphasage entre sonde et référence-, on observe une variation de l'ellipticité.

$$S = \begin{pmatrix} I_{tot} \\ 0 \\ I_{45^\circ} - I_{-45^\circ} \neq 0 \\ I_{CD} - I_{CG} \neq 0 \end{pmatrix}$$

Ainsi dans le cas pratique où gain et indice varient conjointement, l'état de polarisation du signal donne accès à une description complète de l'état du composant étudié.

En particulier si l'on introduit :

- I_{y0} : intensité de la référence avant traversée de l'échantillon
- T : transmittance de l'échantillon
- ΔT : variation de la transmittance de la sonde induite par la pompe
- $\Delta\phi$: Retard induite par la pompe

On a :

$$S = \begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 2I_{y0} \\ I_{y0}\Delta T \\ 2 I_{y0}\sqrt{T(T + \Delta T)}\cos(\Delta\phi) \\ 2 I_{y0}\sqrt{T(T + \Delta T)}\sin(\Delta\phi) \end{pmatrix} \quad (2.3)$$

On remarque que l'élément S_1 correspond directement à la variation relative de transmission :

$$S_1 = I_{y0}\Delta T = I_y \frac{\Delta T}{T}$$

Soit :

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{S_1}{I_y} \quad (2.4)$$

On notera l'introduction du terme I_y intensité de la référence après transmission, généralement plus aisé à mesurer.

De même l'élément S_3 peut être relié à la variation de phase

$$\Delta\phi = \text{ArcSin} \left(\frac{S_3}{2I_{y0}\sqrt{T(T+\Delta T)}} \right) = \text{ArcSin} \left(\frac{S_3}{2I_y\sqrt{1+\frac{\Delta T}{T}}} \right) \quad (2.5)$$

Il est important de rappeler que les composants que nous sommes amenés à tester tendent à présenter une forte anisotropie en polarisation, que cela soit sur des paramètres « simples » comme l'absorption linéaire ou plus complexes comme la nature des non-linéarités activables. Afin d'assurer une mesure fiable, il est donc nécessaire que sonde et référence partagent la même polarisation lors de leur traversée de l'échantillon, la rotation de 90° ne devant intervenir qu'après cette traversée. De plus si cette approche permet de s'affranchir de l'utilisation de composants de type AOM et détection synchrone (dans la pratique cette dernière reste utile afin d'augmenter la sensibilité de mesure), elle nécessite un contrôle strict de la phase des impulsions pour ne pas introduire d'erreur de mesure.

Il est donc nécessaire de disposer d'un circuit optique permettant la séparation, la modification de la polarisation et la recombinaison des impulsions tout en gardant le contrôle de leur phase.

C'est à ce point qu'entre en jeu l'intérêt de la structure en « interféromètre de Sagnac » proposé par N Matsuda et que nous avons été amenés à adapter à nos besoins.

II.2.2 Utilisation d'une structure de type interféromètre de Sagnac pour la réalisation d'un circuit optique adapté à la mesure polarimétrique.

a) L'Interféromètre de Sagnac

L'expérience du physicien George Sagnac (1869-1928) à l'origine du système optique connu aujourd'hui sous le nom d'interféromètre Sagnac avait pour but la mesure de la corrélation entre la vitesse angulaire d'un système et le déphasage entre des impulsions lumineuses contrapropagatives.

Le résultat est une structure annulaire dans laquelle se propagent deux impulsions lumineuses identiques (issues d'une impulsion primaire divisée par une lame semi-réfléchissante) et contrapropagatives.

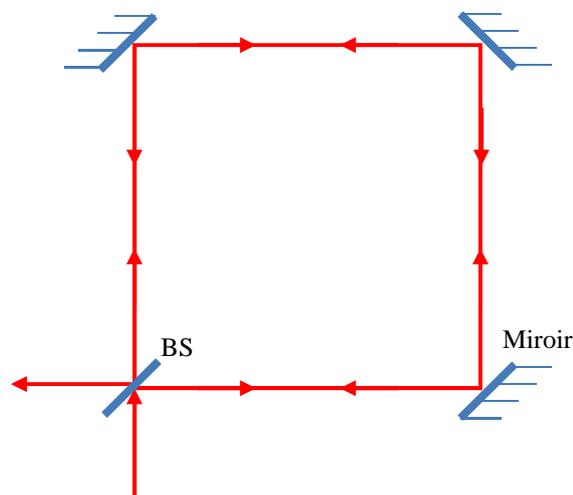


Fig.2.7 : schéma de principe d'un interféromètre Sagnac. BS = lame séparatrice (Beam Splitter).

Lorsque l'ensemble est mis en rotation (à une vitesse angulaire Ω_{rot}), les effets relativistes (ou plus simplement classiques) introduisent un allongement du temps de trajet de l'impulsion se propageant dans le sens de rotation du système et un raccourcissement de ce temps pour

l'impulsion contrapropagative. La différence de marche ainsi introduite se traduit par l'apparition d'interférences lors de la recombinaison.

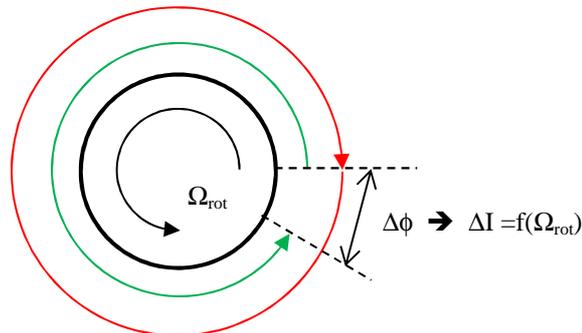


Fig.2.8 : Principe de la mesure tachymétrique par une boucle Sagnac : la rotation introduit une différence de phase $\Delta\phi$ induisant une modification de l'intensité I de sortie par interférences.

Au-delà de son intérêt en physique fondamentale, cet interféromètre a fait la démonstration d'une grande sensibilité au déphasage (proportionnel à la surface A « embrassée » par l'anneau) et une grande stabilité (les effets thermiques ou mécaniques n'affectant les éléments optiques que sur des échelles de temps grandement supérieures au temps de trajet des impulsions), ce qui a conduit à son utilisation pour le développement de centrales inertielles, notamment dans le domaine de l'aéronautique[12].

En particulier le déphasage introduit sur un signal optique de longueur d'onde λ sera donné par :

$$\Delta\phi = \frac{8\pi A \Omega_{\text{rot}}}{c \lambda}$$

En prenant les dimensions de notre interféromètre (0.09m^2 à une longueur d'onde de 1550nm) la rotation de la Terre ($7.292 \cdot 10^{-5}\text{rad/s}$) mesurée sur son axe se traduirait par un déphasage de l'ordre du millième de seconde d'arc ($3.5 \cdot 10^{-7}$ rad), soit de l'ordre de grandeur de l'incertitude du montage proposé par Matsuda.

Comme on le voit, cette structure répond à plusieurs points répondant à notre problématique.

La structure en anneau assure une recombinaison « parfaite » (sans déphasage) de nos deux impulsions, ce qui associé à la grande stabilité de cette structure permet d'envisager des mesures.

Le fait que les deux impulsions ne se propagent pas dans le même sens introduit en tout point de l'anneau un délai entre les deux impulsions :

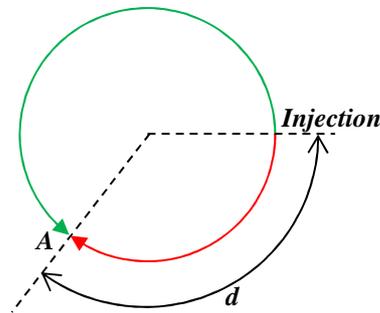


Fig.2.8 : différence de marche entre les deux faisceaux en un point A quelconque.

Si le point A se trouve à une distance d (sens direct) de l'entrée de l'interféromètre de circonférence C le délai entre les deux impulsions en A est de

$$\Delta t = \frac{2d - C}{v}$$

Il est dès lors aisé de régler l'écart entre sonde et référence en choisissant judicieusement la position de l'échantillon.

Il reste toutefois nécessaire de procéder à quelques adaptations afin d'obtenir le comportement souhaité.

b) Injection et extraction du signal de sonde

L'utilisation d'une lame semi-réfléchissante induit une perte de 50% du signal en sortie, l'autre moitié retournant dans le bras d'injection (cf. Fig.2.7).

La solution consiste à exploiter la nature polarisée des signaux en remplaçant cette lame par un cube séparateur de polarisation (PBS : Polarisation Beam Splitter). Cet élément composé de deux prismes biréfringents accolés présentent la propriété de séparer la lumière incidente selon sa polarisation avec une transmission simple selon un axe et une réflexion à 90° selon l'autre.

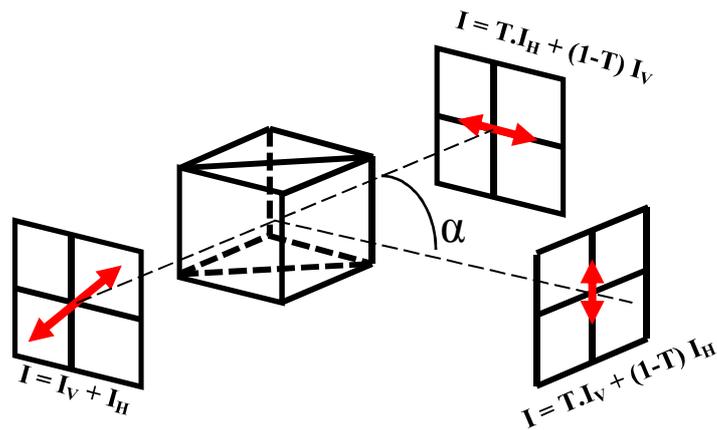


Fig.2.9 : séparation/recombinaison des composantes de polarisation verticale et horizontale d'un faisceau par un PBS. α tolérance angulaire de la réflexion. T taux de réflexion/transmission.

Comme on le voit cet élément va non seulement nous permettre de récupérer la totalité du signal de mesure en sortie de la boucle mais permettra aussi d'introduire automatiquement une rotation de 90° de la polarisation d'une des deux impulsions.

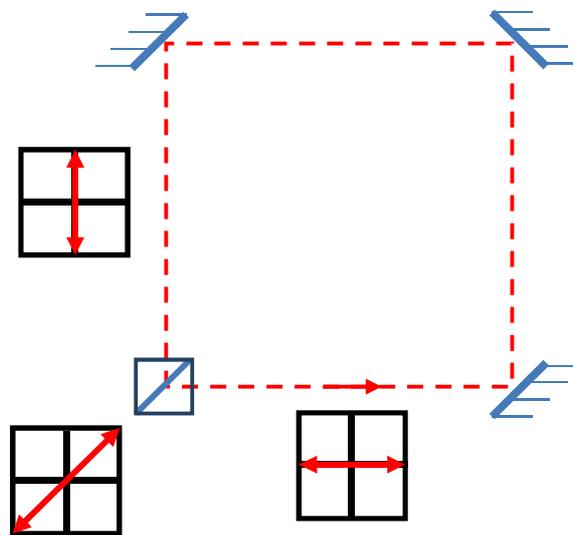


Fig.2.10 : Modification de la boucle Sagnac afin d'obtenir des impulsions croisées, les champs sont représentés dans le plan perpendiculaire à la direction de propagation.

Avec ce montage modifié, on obtient bien nos deux impulsions identiques, mais contrapropagatives et orthogonales, traversant l'échantillon respectivement à t_0 et $t_0 + \Delta t$ avant d'être recombinaées et extraites.

On notera que dans la pratique ces cubes sont malheureusement imparfaits ; les deux principaux défauts sont d'une part une tolérance angulaire α non nulle qui impliquera l'utilisation de miroirs

mobiles afin d'obtenir une parfaite superposition des faisceaux et d'autre part un taux d'extinction T inférieur à 100% (faible fuite d'une polarisation dans le mauvais bras) qu'il faudra prendre en compte lors du traitement des données (cet aspect sera détaillé en II.4.1).

c) Contrôle de la polarisation des impulsions de sonde et de référence

Comme nous l'avons décrit plus haut, afin d'assurer le bon fonctionnement de la mesure dans le cas de composants sensibles à la polarisation, il va nous falloir modifier la polarisation de nos impulsions ; une première fois afin qu'elles soient copolarisées lors de leur traversée de l'échantillon, et une seconde fois avant recombinaison afin de nous placer dans le cas de la mesure polarimétrique décrite.

Un écueil apparaît : la structure Sagnac est telle que tout élément optique simple (lame d'onde...) affectant l'une des impulsions affectera l'autre, il est donc nécessaire d'avoir recours à un élément optique non symétrique, capable d'affecter différemment les impulsions propagatives et contrapropagatives.

Le rotateur de Faraday constitue un tel élément ; il se compose d'un cylindre diélectrique inséré dans un aimant permanent qui applique un champ magnétique B selon son axe. La propagation, suivant cet axe, d'un champ électromagnétique produit un effet Faraday induisant une rotation de la polarisation, cette rotation sera de $+\beta$ (dépendant de la constante de Verdet du matériau, du champ B et de la longueur d de l'unité) pour un champ se propageant dans le sens du vecteur B et de $-\beta$ pour une propagation inverse.

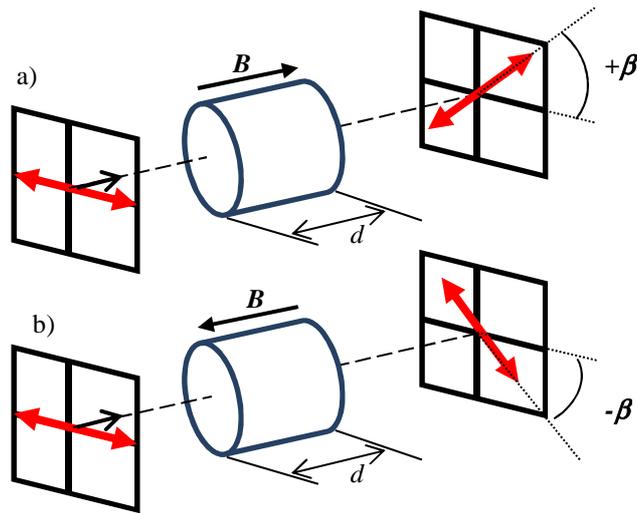


Fig.2.11 : effet du rotateur de faraday sur la polarisation d'une impulsion lumineuse se propageant selon B (a) et dans le sens opposé (b).

Il est ainsi possible d'obtenir le comportement souhaité, en ajoutant avant le rotateur un élément retardateur « classique » induisant une rotation de $+\beta$ quel que soit le sens de propagation on obtient pour une impulsion se propageant selon B $\beta' = +2\beta$ et pour une impulsion se propageant dans le sens inverse $\beta' = 0$. En choisissant $\beta = 45^\circ$ on obtient une structure finale laissant inchangées les impulsions la traversant dans un sens et induisant une rotation de 90° dans l'autre.

L'élément retardateur utilisé sera une lame demi-onde dont les axes seront à 45° des axes de polarisation de nos impulsions.

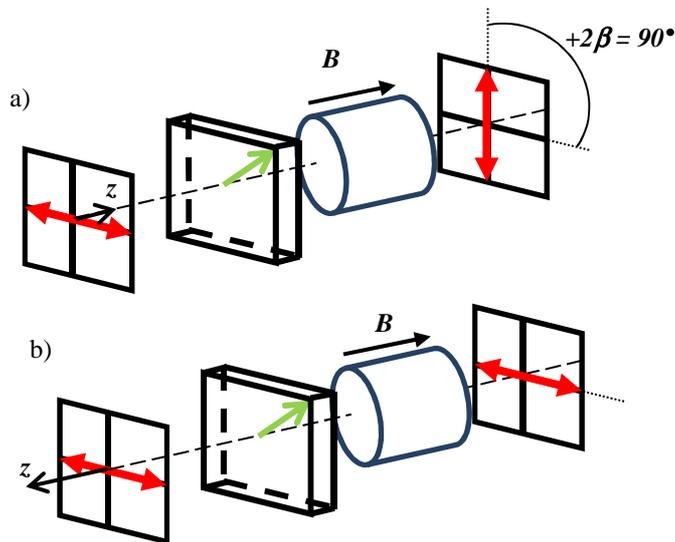


Fig.2.12 : effet de la structure sur la polarisation en fonction du sens de parcours, rotation de 90° dans le sens « actif » (a) et sans effet visible dans le sens « passif » (b).

Par la suite, nous représenterons ces dispositifs par le pictogramme suivant :

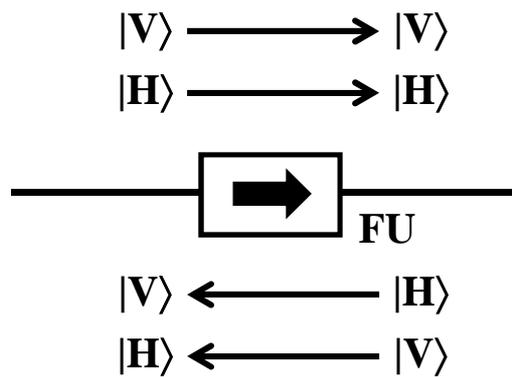


Fig.2.13 : Représentation simplifiée de l'unité de faraday(FU) et effet sur les polarisations en fonction du sens de passage.

On peut alors associer deux tels dispositifs de la façon suivante :

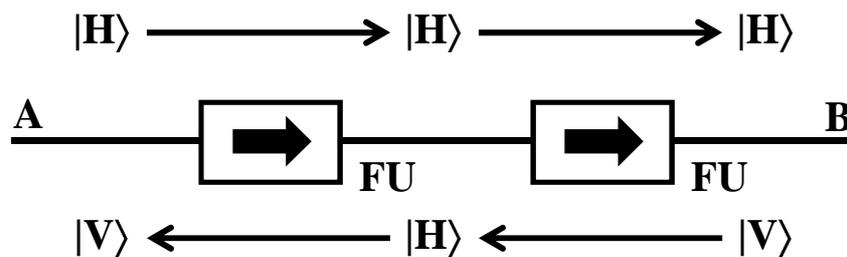


Fig.2.14 : association de deux unités F, l'impulsion propagative (A vers B) reste inchangée (polarisation Horizontale) l'impulsion contrapropagative (B vers A) voit sa polarisation tournée de 90° dans l'espace entre les deux FU.

Aux deux extrémités de la chaîne, les polarisations des deux impulsions sont bien orthogonales mais deviennent co-polarisées dans l'intervalle entre les deux unités : c'est dans cette intervalle que l'on viendra placer le dispositif testé.

Comme pour les cubes, ces éléments seront eux aussi non-idéaux, dans le cas de cette structure les imperfections se traduiront par de faibles modifications de la polarisation (rotation et/ou ajout d'une faible ellipticité) dont il faudra évaluer l'ampleur et l'impact sur la mesure.

d) Injection et rejection de la pompe

Dernière étape afin de convertir l'interféromètre de Sagnac en une structure apte à la réalisation de mesure pompe sonde, l'ajout d'un point d'entrée et d'un point de sortie du signal pompe. Dans notre cas nous travaillerons dans le cas d'une mesure dégénérée telle que décrite en introduction de ce chapitre ; la discrimination se fera donc par la polarisation. Les éléments optiques les plus adaptés à cette tâche sont là encore les PBS qui, orientés correctement (réflectifs pour la pompe, transparents pour la sonde) et insérés entre l'échantillon et l'unité de Faraday, permettront l'injection et la rejection du signal de pompe.

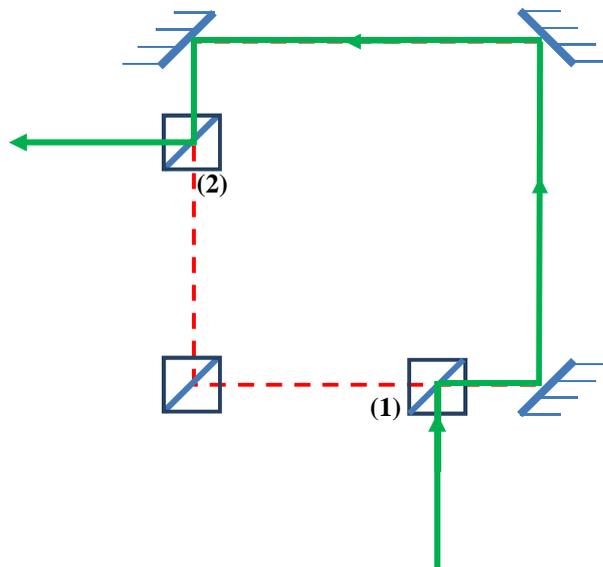


Fig.2.15 : chemin du signal de pompe de l'injection par le PBS (1) jusqu'à son extraction par le PBS (2).

Il faut noter d'une part que l'alignement du faisceau sera critique puisqu'il devra venir recouvrir parfaitement le faisceau de sonde, et d'autre part que le taux de rejection du cube de sortie constitue un paramètre critique pour réduire au maximum toute perturbation du signal final. Parmi ces perturbations, nous pouvons signaler la saturation du détecteur (la pompe étant d'intensité très supérieure à la sonde/référence), l'ajout d'interférences entre la pompe et les signaux de sonde et de référence et une lecture erronée de l'état de polarisation (la fuite de pompe s'ajoutant à la composante verticale d'où une rotation de l'ellipse).

II.3 Mise en pratique

Nous allons ici décrire le montage mis en place au cours de cette thèse afin d'appliquer cette technique aux matériaux semi-conducteurs pour les applications télécoms. Il s'agira donc d'un montage adapté à la caractérisation en espace libre de matériaux présentant des dynamiques élevées (sub picosecondes) autour de 1550nm. On notera que la conversion du montage en espace libre présente un avantage significatif vis-à-vis de la version fibrée, les impulsions femto-secondes sont particulièrement bien adaptées à la mesure de phénomènes ultrarapides mais présente une très forte largeur spectrale (à titre d'exemple une impulsion gaussienne de 100fs à 1550nm présentera une largeur spectral de 35,3nm) ce qui dans les matériaux dispersifs (comme la silice des fibres) se traduit par une distorsion importante de l'impulsion, effet qui est absent dans la cas de la transmission en espace libre (dans les domaines de distance considérées), ainsi le facteur de dispersion D passera de $21.9\text{ps}\cdot\text{nm}^{-1}\cdot\text{km}^{-1}$ pour la silice à $0.006\text{ps}\cdot\text{nm}^{-1}\cdot\text{km}^{-1}$ pour l'air, de même la dispersion chromatique passera de 12nm^{-1} à un peu moins de 1pm^{-1}

II.3.1 La boucle Sagnac

La boucle Sagnac mise en place est essentiellement identique à celle décrite ci-dessus,

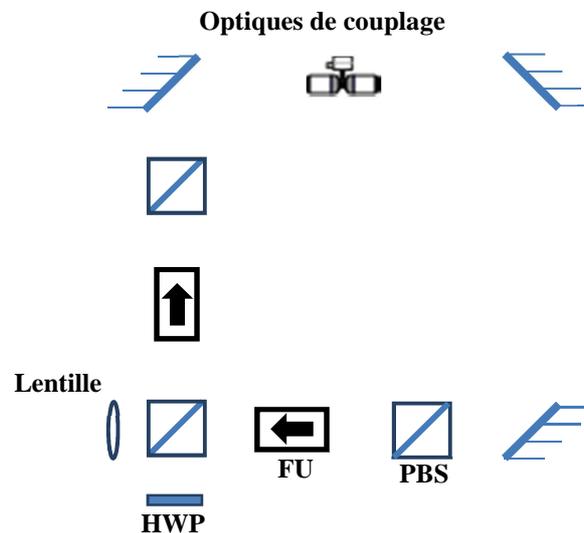


Fig.2.16 : Schémas de la boucle Sagnac mise en place.

On notera l'ajout de quelques éléments :

-d'une part une lame demi-onde au niveau du cube d'injection du signal de mesure, son rôle étant de placer ce dernier à une polarisation de 45° afin d'assurer une séparation 50/50 sur les voies de sonde et de référence.

- d'autre part, on notera aussi l'ajout éventuel de deux optiques (objectifs de microscope ou lentilles selon le type d'échantillon) permettant le couplage des faisceaux dans l'échantillon, notamment les guides.

-enfin une lentille (focale 20 cm) a été ajoutée en sortie de boucle elle permettra de focaliser le faisceau sur l'élément de mesure, ce qui nous amène à la mise en place de la structure de mesure de la polarisation, i.e. le polarimètre.

II.3.2 Le polarimètre

Afin de mesurer les variations d'indice et de gain de l'échantillon, il est nécessaire d'accéder aux informations d'azimut et d'ellipticité du signal en sortie de la boucle. Il existe sur le marché des polarimètres capables de mesurer ces paramètres ; ils restent toutefois coûteux et nous avons donc souhaité dans un premier temps mettre en place un dispositif de mesure plus simple et moins onéreux avec le matériel disponible.

L'étude du mode de fonctionnement des polarimètres classiques et le fait que les informations nous intéressant sont contenues dans les seuls termes S_1 et S_3 du vecteur de Stockes nous permet de proposer le dispositif suivant.

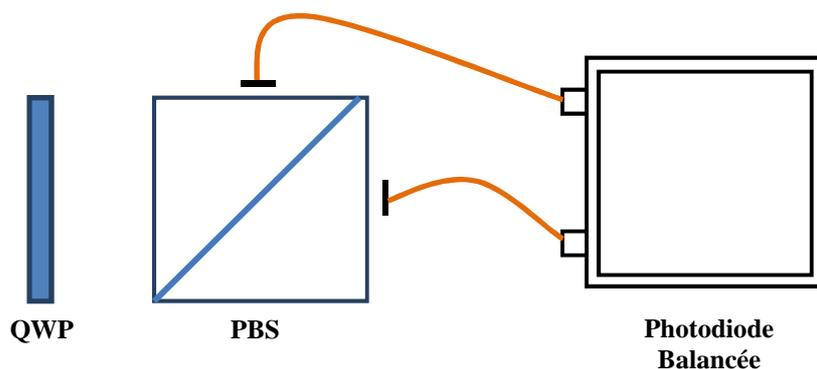


Fig.2.17 : Montage pour mesure de la polarisation.

Le premier élément est une photodiode balancée (Nirvana 2017 de Newfocus, gamme de mesure 800-1700nm, bande passante 125kHz.) c'est-à-dire produisant une tension de sortie

proportionnelle à la différence d'intensité lumineuse entre son entrée signal et son entrée de référence.

$$U_{\text{balancé}} = \alpha (I_{\text{signal}} - I_{\text{Référence}})$$

Les entrées de cette diode sont reliées par fibre optique aux « sorties » d'un PBS. De ce fait, la tension mesurée sera proportionnelle à la différence d'intensité entre la composante polarisée verticalement et la composante polarisée horizontalement du signal en entrée du cube.

$$I_{\text{signal}} = I_H$$

$$I_{\text{référence}} = I_V$$

Ce signal sera donc proportionnel au terme S_1 du vecteur de Stockes

$$U_{\text{balancé}} = \alpha (I_H - I_V) = \alpha S_1$$

et connaissant l'intensité de la référence (qui peut être lue sur une des voies de la diode), on en déduira la variation relative de transmittance du composant :

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{U_{\text{balancé}}}{U_{\text{Référence}}} \quad (6)$$

où $U_{\text{Référence}}$ est le signal associé au seul signal de référence ; il est obtenu en plaçant la diode en mode de lecture direct.

$$U_{\text{Référence}} = \alpha I_V = \alpha I_y$$

Afin de mesurer le terme S_3 , nous allons utiliser une lame quart d'onde placée avant le PBS. Le comportement d'une telle lame est décrit par la matrice de Mueller M_{QWP} suivante :

$$[M_{\text{QWP}}]_{\theta} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos^2 2\theta & \sin 2\theta \cos 2\theta & -\sin 2\theta \\ 0 & \sin 2\theta \cos 2\theta & \sin^2 2\theta & \cos 2\theta \\ 0 & \sin 2\theta & -\cos 2\theta & 0 \end{pmatrix}$$

Où θ est l'angle entre l'axe rapide de la lame et l'axe x de la base de référence (ici l'horizontal).

Si l'angle entre l'axe rapide de la lame et l'axe horizontal est de 0° , la matrice devient alors:

$$[M_{QWP}]_{0^\circ} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \end{pmatrix}$$

Le vecteur du signal résultant sera donc de la forme :

$$S' = [M_{QWP}]_{0^\circ} * S = \begin{pmatrix} S'_0 = S_0 \\ S'_1 = S_1 \\ S'_2 = S_3 \\ S'_3 = -S_2 \end{pmatrix}$$

S_1 reste donc inchangé.

Mais si nous tournons la lame à 45° la matrice devient :

$$[M_{QWP}]_{45^\circ} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

soit le vecteur résultant :

$$S' = [M_{QWP}]_{45^\circ} * S = \begin{pmatrix} S'_0 = S_0 \\ S'_1 = -S_3 \\ S'_2 = S_2 \\ S'_3 = S_1 \end{pmatrix}$$

Nous venons donc d'invertir les valeurs de S_1 et S_3 . Dès lors, le signal issu de la photodiode sera proportionnel S_3 d'où l'accès au terme de déphasage (via l'équation (5)).

$$U_{balancé} = \alpha (I_H - I_V) = \alpha (I_{CG} - I_{CD})$$

$$\Delta\phi = -\text{ArcSin} \left(\frac{U_{balancé}}{2U_{Référence} \sqrt{1 + \frac{\Delta T}{T}}} \right) \quad (7)$$

Il est important de noter que l'utilisation de ce montage particulier empêche l'acquisition simultanée des mesures en phase et en gain, une limitation qui sera aisément levée via l'utilisation d'un polarimètre automatique.

II.3.3 Montage complet

L'ensemble constitué par l'interféromètre et le polarimètre est intégré dans un montage plus vaste chargé de produire et de contrôler (en terme de puissance et de délai entre la pompe et le signal de mesure) les impulsions ainsi que de traiter les données numériquement.

La source laser utilisée est une chaîne détaillée en a).

Le cube séparateur de phase PBS0 assure la séparation du faisceau issu de la source laser en les faisceaux de sonde et de pompe, le positionnement de la lame demi-onde HWP0 fixant le rapport de puissance entre eux.

Les chopper et la détection synchrone assureront le traitement du signal (contrôle du bruit et extraction du signal d'intérêt), leurs fonctionnement est décrit en c).

Les densités optiques permettent un contrôle fin de puissance de sonde et de pompe.

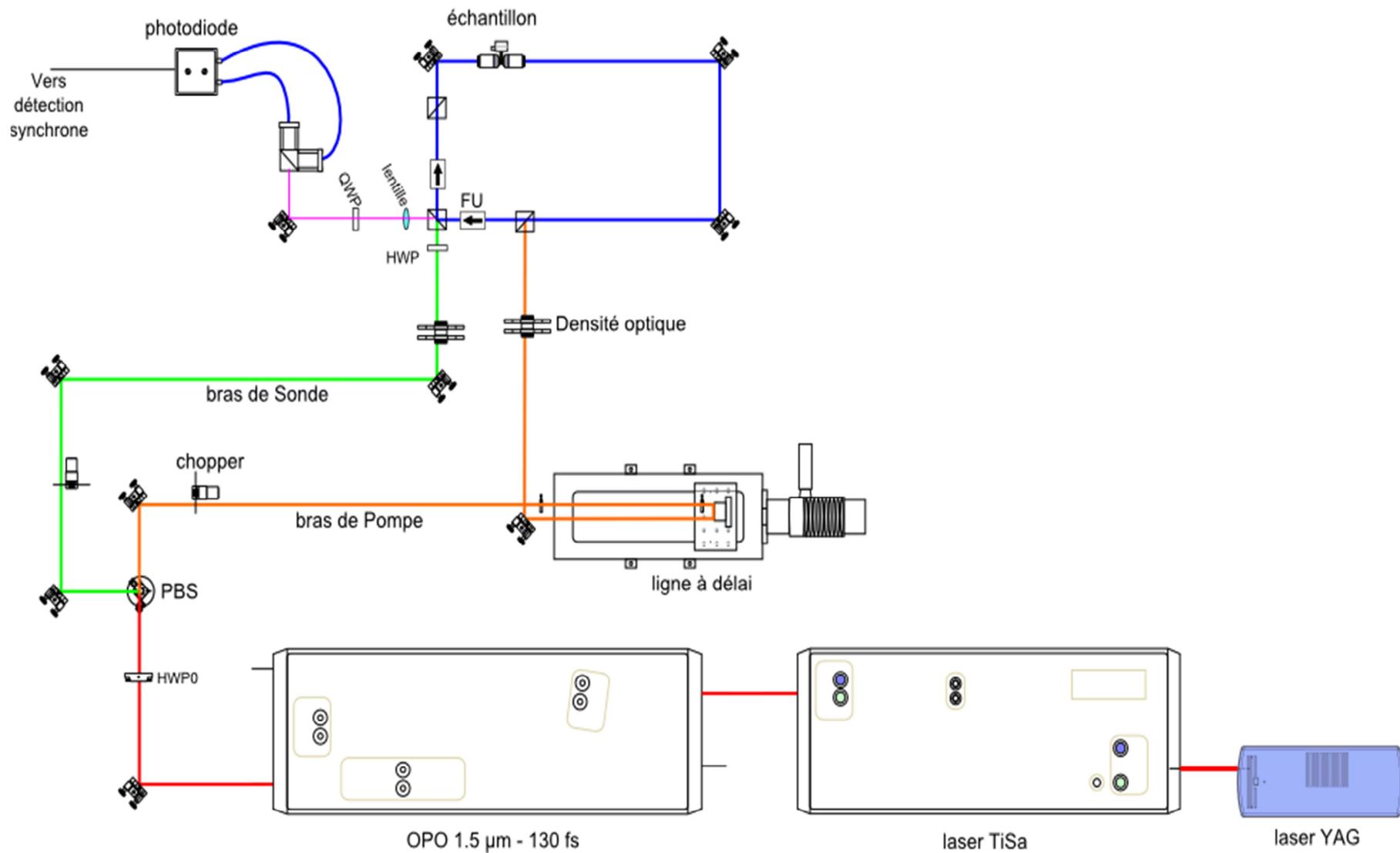


Fig2.18 : schémas général du montage de mesure pompe-sonde polarimétrique mis en place au cours de cette thèse PBS : cube séparateur de phase, HWP : lame demi-onde, QWP : lame quart d'onde, FU : Unité de Faraday.

a) Source Laser

Le laser utilisé pour générer les impulsions est bien entendu un élément critique ; son accordabilité définit la gamme spectrale accessible, sa finesse d'impulsion la résolution maximal de la mesure, sa puissance les processus activables et donc observables. Sa stabilité en puissance et en polarisation assurent par ailleurs la qualité de la mesure.

Dans le cas de notre montage, nous avons recours à une chaîne de trois lasers fournis par la société SpectraPhysics.

Le premier élément de la chaîne est un laser Nd continu à 532nm (modèle Millennia™) dont les 12W de sortie viennent pomper optiquement un laser titane saphir (modèle Tsunami™). Celui-ci génère un signal pulsé (impulsion de 150fs à un taux de répétition de 82MHz) à 820nm qui sera converti via un Oscillateur Paramétrique Optique, ou OPO, (Modèle Opal™) en un signal adapté à nos mesures. Le signal final est composé d'impulsions de ~130fs émises à une fréquence de 82MHz pour une longueur d'onde accordable entre 1.35 et 1.6 μm (sur la sortie « fondamentale »).

b) Ligne à délai

Afin d'introduire un délai variable entre la pompe et la sonde nous utilisons une ligne à délai motorisée sur laquelle est fixé un réflecteur de type coin de cube faisant décrire un U au faisceau, une variation d'une valeur d de la position de ce cube induit un allongement (ou un raccourcissement) du chemin de pompe d'une valeur de $2d$.

La ligne utilisée mesure 250mm de long soit une variation total du trajet de 500mm ceci se traduit un délai pompe-sonde maximum de 1,67 nanosecondes.

La ligne est actionnée par un moteur pas à pas dont la résolution théorique est de $1\mu\text{m}$. L'utilisation d'une carte de contrôle adaptée permet la réalisation de « micro-step » dont la valeur théorique est de $1/64$ de micron soit une variation du délai pompe-sonde de 0,1fs.

Cette valeur étant largement inférieure à la largeur des impulsions produites par notre chaîne laser cette ligne ne constituera pas un facteur limitant à la résolution de notre mesure.

c) Détection synchrone

L'application classique de la technique de détection synchrone dans le cadre d'une expérience pompe sonde (hors mesure hétérodyne) consiste à moduler l'un des deux signaux d'entrée (en

général la pompe) à une fréquence f_0 puis à filtrer spectralement le signal de sonde autour de cette fréquence.

Ceci permet bien sûr d'augmenter le rapport signal sur bruit de la sonde (celle-ci étant généralement de faible intensité) mais aussi de s'assurer que le signal enregistré correspond bien à l'interaction entre la sonde et le matériau excité par la pompe et non, par exemple, à une réflexion de la sonde ou à une interaction matériaux/sonde en l'absence de pompe.

La mesure se faisant ligne à retard arrêtée et la fréquence de répétition du laser étant largement supérieure à la dynamique de la photodiode (125kHz), on peut assimiler le signal de sonde à un signal continu. On a alors le signal modulé :

$$U_{mesuré} = \frac{U_{non\ modulé}}{2} * \cos(2\pi f_0 t) + \frac{U_{non\ modulé}}{2}$$

Un problème se pose toutefois ; nous travaillons ici en mesure dégénérée et avec des éléments optiques non-idéaux, ce qui introduit une faible fuite de la pompe dans le bras polarimétrique. Cette « fuite » ne peut plus être a priori distinguée du signal de mesure. Nous allons donc employer une détection synchrone en battement de fréquence pour séparer la pompe du couple sonde-référence.

Pour cela on vient moduler sonde et pompe à deux fréquences non multiples l'une de l'autre (par exemple $f_1 = 3f_0$ et $f_2 = 5f_0$)⁴. Le signal d'intérêt (sonde modulée à f_1 traversant un matériau pompé à une fréquence f_2) en sortie de la photodiode sera donc de la forme :

$$U_{diode} = \frac{U_{non\ modulé}}{2} * \cos(2\pi f_1 t) * \cos(2\pi f_2 t) + \frac{U_{non\ modulé}}{2}$$

$$U_{diode} = \frac{U_{non\ modulé}}{4} * [\cos(2\pi(f_1 - f_2) t) + \cos(2\pi(f_1 + f_2)t)] + \frac{U_{non\ modulé}}{2}$$

Il sera donc possible d'obtenir le signal d'intérêt libéré de son bruit et d'éventuelles « fuites » en réglant la détection synchrone à l'une des fréquences de battement $f_1 + f_2$ ou $f_1 - f_2$. On notera que l'intensité du signal est répartie entre ces deux fréquences et la composante continue, ce qui introduira un facteur 4 dans les équations (6) et (7) en II.3.2

⁴ Afin d'assurer l'accord entre les fréquences des hacheurs et la fréquence de mesure de la détection synchrone nous avons mis au point une carte de contrôle générant les signaux de commande pilotant les hacheurs (f_1 et f_2) et fournissant à la détection le signal de référence.

$$U_{mesuré} = [U_{diode}]_{f=f_1 \pm f_2} = \frac{U_{non\ modulé}}{4}$$

On notera que la mesure de $U_{référence}$ se fait à la seule fréquence f_1 ce facteur n'entrera pas en compte.

La détection synchrone repose sur une modulation sinusoïdale, or dans la pratique la modulation optique est réalisée par un hacheur (chopper), c'est-à-dire une lame coupant par intermittence le faisceau. Selon la fréquence de travail, la dimension/la forme du spot laser et celle de la lame du hacheur, le signal modulé se rapprochera plutôt d'un créneau :

De ce fait le signal extrait par la détection synchrone ne sera que l'harmonique fondamentale du signal réel.

La décomposition en série de Fourier d'un tel signal carré d'amplitude U_0 centré en 0 :

$$U(t) = \frac{4U_0}{\pi} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{\sin((2k+1)2\pi f_0 t)}{(2k+1)}$$

L'amplitude du signal mesuré par la détection synchrone sera donc (ordre $k=0$):

$$[U]_{k=0} = \frac{4U_0}{\pi}$$

On calcule alors simplement le facteur correctif, rapport du signal sinusoïdal mesuré au signal carré réel (d'amplitude $2U_0$ centré en U_0) soit

$$U_{détection\ synchrone} = \frac{2}{\pi} U_{diode}$$

Ce facteur affectant toutes les mesures (référence seule, référence + sonde en amplitude et en phase) il se simplifiera en général. Il faut toutefois le garder en mémoire si l'on souhaite travailler avec les termes bruts S_1 et S_3 .

Dans le cas des expressions de déphasage et de variation de transmittance relative, nous avons finalement les expressions corrigées :

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{4 U_{détection\ synchrone}}{U_{référence}} \quad (8)$$

$$\Delta\phi = -\text{ArcSin} \left(\frac{2 U_{\text{detection synchrone}}}{U_{\text{référence}} \sqrt{1 + \frac{\Delta T}{T}}} \right) \quad (9)$$

II.4 Validation du montage

La particularité de ce montage est sa nature purement « espace libre ». Il se pose donc diverses questions quant à ses caractéristiques et performances.

- Facilité à introduire l'échantillon dans la boucle sans briser la symétrie entre chemin de sonde et de référence

- Qualité de la réjection de la pompe

- Maîtrise du bruit afin de permettre des mesures d'une précision équivalente (voire supérieure) aux autres montages pompe sonde existants.

- Capacité à passer aisément du mode de mesure en gain au mode de mesure en phase, en particulier à réaliser ces deux mesures dans un intervalle de temps permettant une mise en parallèle des résultats (dépendant de la stabilité du laser).

Afin d'apporter les premiers éléments de réponse à ces questions et donc valider notre dispositif, nous avons d'une part « simulé » le comportement optique de l'interféromètre afin de mettre en avant les potentielles sources d'erreurs, puis avons effectué une série de mesures préliminaires sur un échantillon de référence à puits quantiques.

II.4.1 Evaluation des erreurs systématiques de la structure

Avant toute mesure, il est nécessaire d'évaluer les sources d'erreurs pouvant être introduites par les éléments optiques imparfaits employés.

Nous avons retenu quatre sources d'erreur :

-Défaut de séparation référence-sonde lié aux imperfections du couple HWP cube séparateur d'entrée.

-Apparition d'interférences sonde-référence en l'absence d'échantillon du fait des défauts des éléments optique de la boucle (en théorie la nature annulaire de la structure doit la rendre insensible à ce problème)

-Introduction d'erreurs par les imperfections des éléments du polarimètre.

-Défaut de réglage de la QWP mobile assurant le passage du mode de mesure gain au mode de mesure déphasage.

Nous nous intéresserons en particulier aux modifications non souhaitées de la polarisation et à leurs impacts sur les valeurs de $\Delta T/T$ et $\Delta\phi$.

Afin d'effectuer cette évaluation nous simulerons le comportement de l'interféromètre à vide. Nous travaillerons en utilisant les matrices de Jones, plus adaptées au calcul de phénomènes interférentiels.

- Cube séparateur

Un cube séparateur peut se représenter comme un couple de matrices de polariseurs (l'un associé à la réflexion l'autre à la transmission)

Soit dans un cas idéal :

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}_{\text{reflection}} \quad \text{et} \quad \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}_{\text{transmission}}$$

Le principal défaut associé au cube est un taux d'extinction non nul ; dans notre cas l'erreur nominal est de $e=1/1000$ soit les matrices réelles :

$$\begin{pmatrix} 1-e & 0 \\ 0 & e \end{pmatrix}_{\text{reflection}} \quad \text{et} \quad \begin{pmatrix} e & 0 \\ 0 & 1-e \end{pmatrix}_{\text{transmission}}$$

- lame d'onde

Une lame d'onde quelconque sera représentée par la matrice suivante

$$\begin{pmatrix} \cos^2(\alpha) + e^\delta \sin^2(\alpha) & (1 - e^\delta) \cos(\alpha) \sin(\alpha) \\ (1 - e^\delta) \cos(\alpha) \sin(\alpha) & \sin^2(\alpha) + e^\delta \cos^2(\alpha) \end{pmatrix}$$

Où α est l'angle introduit entre l'horizontal du montage et l'axe rapide de la lame et δ le retard de la lame, pour une lame λ/n on aura :

$$\delta = \pi \left(\frac{1}{n} + \text{erreur} \right)$$

L'erreur étant exprimée comme une fraction de la longueur d'onde de travail, dans le cas des lames utilisées l'erreur maximale est évaluée à 1/300.

Les lames d'onde sont mises en position via des montures rotatives, ce qui peut introduire une erreur sur α . Les HWP étant positionnées par itérations successives durant la phase de réglage et étant maintenues fixes par la suite, on pourrait négliger leurs impacts. Pas sécurité on choisira de prendre en compte une erreur arbitraire de l'ordre de la moitié de la résolution de la monture (soit 3.5 minutes d'arc). La QWP est pour sa part manipulée entre chaque changement de mode de mesure, ce qui introduira une source importante d'erreur. Nous l'évaluerons de l'ordre de la résolution des montures soit 7 minutes d'arc.

Dans la suite nous noterons $[M_{HWP}]$ la matrice des lames demi-onde et $[M_{QWP}]$ la matrice de la lame quart d'onde.

- Rotateur de Faraday

Les rotateurs sont définis par la matrice :

$$[M_{faraday}] = \begin{pmatrix} \cos(\beta) & -\sin(\beta) \\ -\sin(\beta) & \cos(\beta) \end{pmatrix}$$

Où β est la rotation introduite par l'élément, ici $+45^\circ$ dans le sens du champ, -45° dans le sens opposé.

Les imperfections de ce dispositif se traduisent par une variation de β , nous ne disposons pas de valeur standard d'erreur, toutefois les dimensions du système (épaisseur du cristal, champ appliqué...) et nos mesures nous permettent de considérer cette variation comme négligeable devant les défauts des autres composants.

- Calcul de la matrice du système

Nous choisissons un signal d'entrée arbitrairement unitaire, défini par son vecteur de Jones J_0 .

$$J_0 = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$$

Les signaux de sonde et de référence sont obtenus via les calculs suivants :

$$J_{sonde} = [M_{cube}]_{réflexion} * [M_{HWP}] * J_0$$

$$J_{référence} = [M_{cube}]_{transmission} * [M_{HWP}] * J_0$$

Les signaux de sonde et de référence après une rotation seront donnés par :

$$J'_{sonde} = [M_{HWP}] * [M_{faraday}]_{direct} * [M_{faraday}]_{direct} * [M_{HWP}] * J_{sonde}$$

$$J'_{référence} = [M_{faraday}]_{indirect} * [M_{HWP}] * [M_{HWP}] * [M_{faraday}]_{indirect} * J_{référence}$$

Le signal en sortie sera alors :

$$J_{sortie} = [M_{cube}]_{réflexion} * J'_{sonde} + [M_{cube}]_{transmission} * J'_{référence}$$

Finalement les signaux en sortie du polarimètre seront exprimés comme :

$$J_{sortie1} = [M_{cube}]_{réflexion} * [M_{QWP}] * J_{sortie}$$

$$J_{sortie2} = [M_{cube}]_{transmission} * [M_{QWP}] * J_{sortie}$$

La matrice QWP utilisée étant choisie (via l'azimut de l'axe rapide) selon que l'on souhaite simuler le fonctionnement en mesure de gain ou en mesure de phase.

Le résultat final sera obtenu en faisant la différence entre les intensités calculées à partir des vecteurs $J_{sortie1}$ et $J_{sortie2}$.

- Résultat de la « simulation »

La « simulation » de la boucle seule (du cube d'injection jusqu'à l'entrée du polarimètre) montre, en accord avec la théorie, une complète insensibilité aux défauts des composants optiques, $\Delta T/T$ et $\Delta\phi$ restant nuls.

La prise en compte des défauts de séparation à l'injection montre l'apparition d'un déphasage mesurable ainsi que de faibles interférences destructives :

$$\frac{\Delta T}{T} = -2,2 \cdot 10^{-4}$$

$$\Delta\phi = 0,848^\circ$$

Si les défauts optiques du polarimètre introduisent des erreurs négligeables, l'erreur de réglage de la position de la QWP introduit des erreurs de mesure plus notables :

$$\frac{\Delta T}{T} = 0,012$$

$$\Delta\phi = 0,33^\circ$$

(NB : calculs réalisés en supposant la boucle idéale)

Il faudra donc accorder un soin tout particulier au réglage de cet élément et à la réalisation d'un « zéro » entre chaque manipulation.

II.4.2 Mesures préliminaires

Afin d'évaluer les performances du montage, nous avons réalisé une série de mesures pompe-sonde sur un échantillon de référence aux propriétés connues.

Cet échantillon (TOH878) est une structure à multi-puits quantiques (MQW) sur InP (cf. Fig.2.19). Sa zone « active » se compose de 46 répétitions d'un motif puits barrière de GaInAs(70Å) dans InP(122 Å) pour une épaisseur totale de 883.2nm. Cette zone active est placée entre deux contacts InP de 0.5µm dopés respectivement au Béryllium ($2 \cdot 10^{17} \text{cm}^{-3}$) et au silicium ($3 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$). L'ensemble se trouvant sur d'un substrat d'InP aminci à ~300µm, on notera également la présence d'une couche tampon (dite « buffer ») de croissance de 250nm pour une épaisseur totale de 364µm.

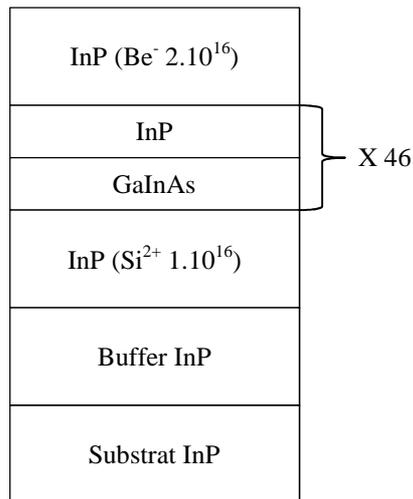


Fig.2.19 : structure général du TOH878.

Comme le montre le spectre d'absorption (ici mesure de la densité optique) en fonction de la longueur d'onde l'échantillon présente une transition excitonique fondamentale E₁HH₁ résonnante à 1.55μm (la densité optique mesurée étant de 42% soit un coefficient d'absorption d'environ 4800cm⁻¹). Nous travaillerons donc principalement autour de cette longueur d'onde afin d'obtenir une réponse aussi nette que possible.

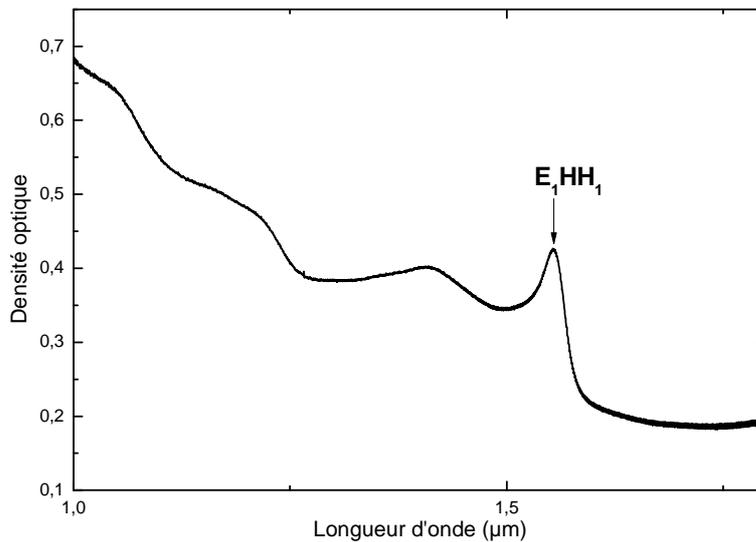


Fig.2.20 Spectre (densité optique) du TOH878 mesuré par spectroscopie infrarouge à transformé de Fourier (FTIR).

L'injection des signaux sera ici réalisée selon la perpendiculaire au plan de croissance par mesure de simplicité. On évalue le diamètre de spot laser à environ 1mm^5 . Cette configuration permet un alignement plus rapide du montage mais se traduira par une moins bonne résolution du fait du non confinement optique, de la fluence réduite par rapport à une configuration en guide monomode, et de la faible épaisseur de matériau actif traversé. La gamme de fluence accessible doit toutefois être suffisante pour observer un phénomène de blanchiment d'absorption.

On notera de plus que nous avons rencontré d'importants problèmes de stabilité de la chaîne laser rendant très difficile l'obtention de mesures fiables sur des temps longs ; le problème expérimental le plus néfaste étant un « décrochage » du laser, caractérisé par un écroulement brusque de la puissance de sortie. Ce phénomène, a priori aléatoire, pouvant se manifester n'importe où entre 15min en 1 heure après un réglage fin du laser, nous nous sommes restreints à des temps d'enregistrement de moins de 10min.⁶

a) Mesure pompe sonde en gain et phase

La courbe suivante constitue l'une des mesures les plus abouties obtenues par le montage ; elle montre l'enregistrement des variations de phase et de gain dans l'échantillon de référence effectué en un unique aller-retour et dans une plage de temps suffisamment courte (environ 6 min en prenant en compte le temps d'insertion de la lame quart d'onde) pour réduire les fluctuations du laser. La mesure est réalisée à 1550nm avec une puissance de pompe de 36mW (soit une fluence de 55nJ/cm^2) et un rapport pompe/sonde de 18.

Cette fluence est estimée en supposant un spot de 1mm de diamètre, une puissance moyenne de 36mW une durée d'impulsion de 130fs et un taux de répétition de 82MHz .

⁵ Évalué par imagerie infrarouge et confirmé par la mesure du waist du faisceau après collimation par la méthode de la lame de rasoir ($w=970\mu\text{m}$ à $1/e^2$).

⁶ Un changement de cristal et un réaligement du laser OPO a été nécessaire au démarrage de cette thèse. Il est à noter qu'une nouvelle source OPAL a été acquise au laboratoire (Chameleon OPO Coherent) en octobre 2016. Elle permettra d'une part une meilleure stabilité du signal et une accordabilité accrue (plage de 350 à $4\mu\text{m}$), en utilisant les différentes sorties (fondamentale, déplétée, doublée).

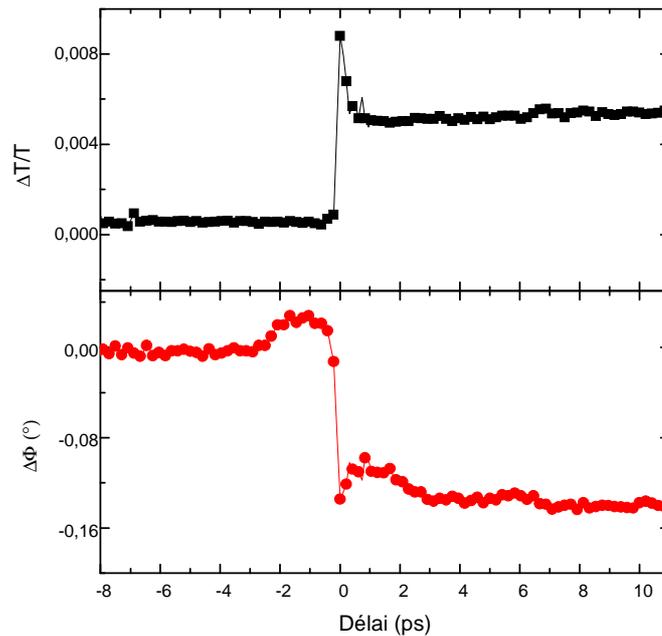


Fig.2.21: Mesure pompe sonde en gain et phase sur TOH878.

Comme évoqué plus haut (et pour les raisons détaillées en II.3.2) l'acquisition de ces courbes a été réalisée en deux temps, avec l'enregistrement de la mesure en amplitude sur l'aller de la ligne à retard suivit de l'enregistrement de la mesure en phase sur son retour de la ligne, avec ajout de la lame quart d'onde entre ces deux mouvements, l'absence de décalage entre les "zéros" (c'est-à-dire la superposition entre sonde et pompe) montre la bonne stabilité mécanique du montage, aspect indispensable à des mesures cohérentes et reproductibles.

Les profils de ces deux courbes sont en accord avec ceux rapportés dans la littérature [3][4] pour des composants de ce type, notamment le pic de 1ps associé au SHB visible au moment de la superposition. De même la mesure en phase nous montre un profil cohérent avec une mesure au pic excitonique sur ce type de multipuits.

Au-delà de cet aspect qualitatif, nous pouvons évaluer quelques paramètres clés des matériaux afin de nous assurer de la cohérence des résultats en particulier l'amplitude de la variation de transmission différentielle immédiatement après la coïncidence (0.008) nous permet d'évaluer la variation d'absorption de l'échantillon à environ 250cm^{-1} . En nous référant à des travaux antérieurs [13], nous pouvons alors estimer la variation de la densité de porteurs à environ 1.10^{10}cm^{-2} ce qui devrait se traduire par une variation d'indice de 7.10^{-3} . La variation de phase enregistrée est de

2.4mrad, ce qui correspondrait à une variation de l'indice de la zone active de $1,78 \cdot 10^{-3}$, en supposant la population de porteurs photoinduits homogène.

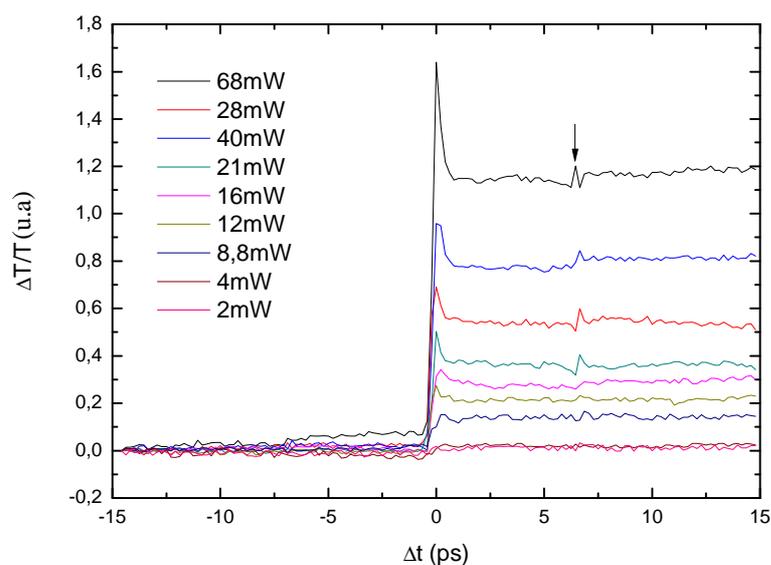
La disparité entre la valeur mesurée et celle prévue par la théorie s'explique facilement si l'on prend en compte le fait que la mesure est réalisée dans des conditions de forte absorption et dans une gamme de longueur d'onde où Δn varie fortement avec λ . Cette forte sensibilité a d'autant plus d'impact sur le résultat que la valeur mesurée est dans les faits l'intégrale de Δn sur la largeur spectrale de l'impulsion, soit 20nm.

L'apparition d'un faible déphasage positif (~ 0.7 mrad) est observé avant la superposition ; son apparition un peu plus de 1ps avant le début de la superposition nous permet d'écarter tout problème de réglage des lames d'ondes, de même l'hypothèse d'un élargissement temporelle lié au substrat est peu probable étant donné les caractéristiques de ce dernier. Une source possible pourrait être une faible fluctuation du laser, pour rappel l'absence d'un équilibrage parfait entre les deux voies entraîne l'apparition d'un décalage (offset) des tensions enregistrées (cf. II.4.1), se traduisant par une faible translation des courbes tant que la puissance du laser reste stable, mais qui entrainera des fluctuations dans le cas contraire, phénomène d'autant plus visible sur l'enregistrement en phase du fait de la grande sensibilité aux défauts de ce mode de mesure. La variation observée étant d'un ordre de grandeur inférieur à l'erreur « maximale » calculée, cette hypothèse semble la plus plausible.

L'objectif à court terme sera l'obtention d'un tel couple de mesures cohérentes sur des temps de mesure plus longs, ce qui nécessitera toutefois l'obtention d'un signal laser stable sur plusieurs dizaines de minutes.

b) Mesure pompe-sonde : effet de la puissance et de la longueur d'onde de pompe

Notre seconde série de mesures présente l'enregistrement de la transmission différentielle en fonction de la puissance de pompe. Ce type de mesure permet d'évaluer l'impact de la puissance sur la dynamique des divers non-linéarités, d'évaluer le seuil de blanchiment d'absorption... Dans le cadre de la validation du montage, elle nous permettra d'évaluer ses limites (seuil de saturation de la photodiode, niveau de bruit...), et donc sa capacité à résoudre les divers phénomènes d'intérêts.



**Fig.2.22 : Effet de la puissance de pompe sur le profil pompe sonde du TOH878 à 1550nm.
La flèche indique une réflexion parasite.**

Ces courbes ne montrent aucune aberration imputable au montage lui-même, en particulier on notera l'absence de saturation aux fortes puissances et une limitation liée au bruit à basse puissance. Ces observations sont confirmées par le tracé de l'intensité au pic de superposition en fonction de la puissance de pompe (fig.2.23(b)).

On notera de plus que les mesures à basse puissance nous permettent de placer le seuil de détectivité du blanchiment d'absorption autour de 4mW, les courbes associées (4mW et 8.8mW) restent cependant fortement bruitées.

On notera aussi un pic situé à 6.46ps, sa forme et sa position sont cohérentes avec l'hypothèse d'une réflexion dans l'échantillon. La capacité du montage à résoudre un tel signal parasite montre à la fois sa sensibilité et sa vulnérabilité à ce type de défauts confirmant l'importance des traitements antireflets tant pour les éléments optiques que pour les échantillons testés.

Nous pouvons aussi réaliser ces mesures à des longueurs d'onde différentes ; ceci permet bien sûr d'observer les dynamiques du composant hors du pic excitonique mais aussi de mettre à l'épreuve la résolution du montage. Les plages de travail des composants optiques utilisés étant largement supérieures à celle du laser ce changement ne devrait pas s'accompagner d'une dégradation significative de ses performances. On veillera toutefois à s'assurer de l'absence

d'artefact lié à cette problématique (interférences liées à la fuite de pompe, déformation du signal liée à des rotations de polarisation imparfaite...).

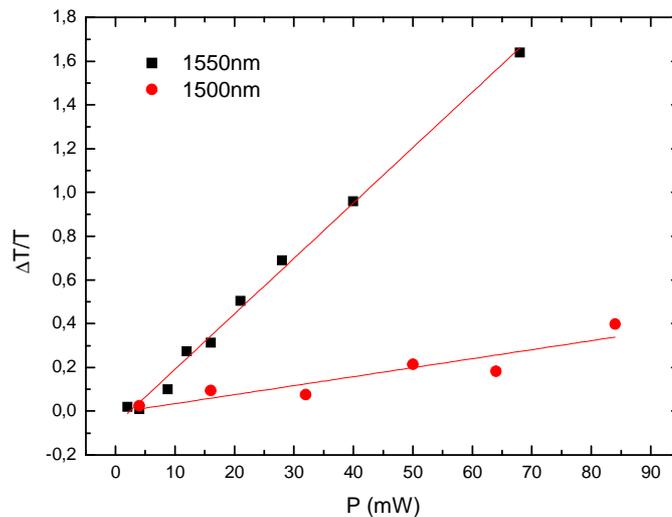
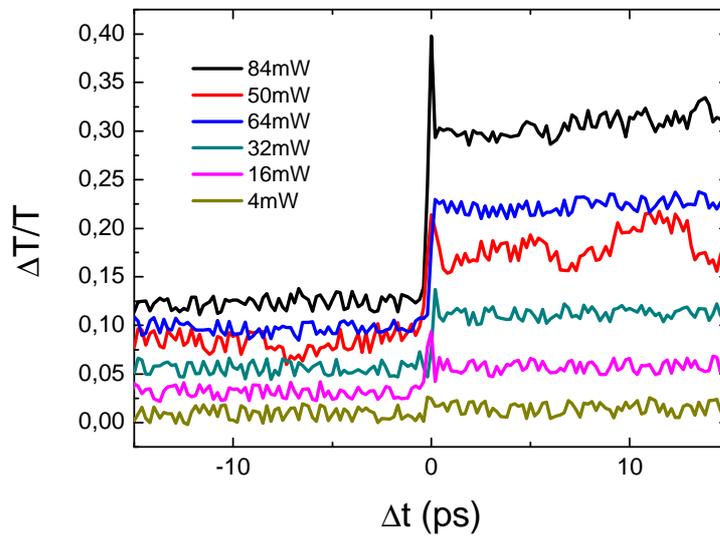


Fig.2.23 : Effet de la puissance de pompe sur le profil pompe sonde du TOH878 à 1500nm et amplitude de la variation de transmittance à la coïncidence en fonction de la puissance de pompe et de la longueur d'onde, les droites tiennent lieu de guides pour les yeux.

Comme précédemment, nous obtenons bien une série de courbes typiques des réponses pompe-sonde pour ce type de structure. En particulier nous obtenons la même dépendance linéaire de $\Delta T/T$ à la fluence et l'absence de saturation aux bornes de la gamme de puissance de pompe.

On remarque toutefois un encrassement des courbes et une diminution de la puissance de saturation calculée à puissance de pompe identique s'expliquant par le positionnement de la longueur d'onde (cf.fig 2.20) : à cette énergie les transitions sondées se trouvent dans le continuum (en dehors du pic excitonique) et l'absorbance est plus faible : la relaxation des porteurs à cette énergie étant plus rapide à cette énergie, la saturation est plus difficile à atteindre pour des temps caractéristiques supérieurs à τ_{CH} (ici qqs ps) . Cette plus forte fluence de saturation n'induit toutefois pas de modification notable de la dynamique de la structure comme le montre le rapport d'homothétie entre les courbes :

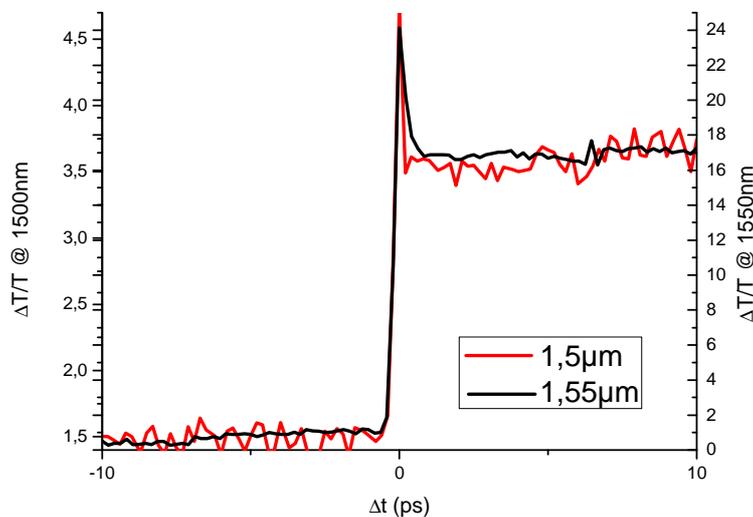


Fig.2.24 : comparaison du profil pompe-sonde pour le TOH878 à deux longueurs d'ondes distinctes, les échelles ont été dissociées afin de permettre la comparaison des profils.

On notera toutefois un temps caractéristique de SHB légèrement plus court pour la courbe à 1.5µm, en admettant qu'il ne s'agit pas d'un manque de résolution ou d'un effet du bruit. Ce raccourcissement peut s'expliquer simplement par un plus grand nombre d'états accessibles dans le continuum permettant une relaxation plus rapide des porteurs (τ_{CH} réduit).

Conclusion

Afin de répondre à la problématique de la mesure des paramètres de gain et de phase pour les composants très hauts débits, nous avons ici présenté un montage de mesure reposant sur une méthode innovante que nous avons adaptée à l'espace libre afin d'assurer la fiabilité des mesures pour des dynamiques sub-picosecondes dans les SOA. Nos mesures préliminaires ont révélé des fondations solides de notre dispositif et nous ont permis d'identifier un ensemble de points de blocage dont la résolution à venir devrait permettre de faire de ce montage un outil de premier plan dans la caractérisation des composants avancées pour les télécommunications optiques étudiés au laboratoire.

Nous allons à présent nous intéresser plus avant à ces composants et aux problématiques liées à leurs designs afin d'obtenir les comportements complexes et la qualité de fabrication nécessaire à leurs déploiements à grande échelle.

Bibliographie

- [1]: *Pump/probe spectroscopy by asynchronous optical sampling*; P. AEizinga, F. E.Lytle, Y.J., G.B.King N. M.Laurendeau; *Appl. Spectrosc*, 41, pp. 2-4; 1987.
- [2]: *Heterodyne pump–probe technique for time-domain studies of optical nonlinearities in waveguides*; K. L. Hall, G. Lenz, E. P. Ippen, G. Raybon; *Optics Letters*, Vol. 17, Issue 12, pp. 874-876; 1992.
- [3]: *Heterodyne pump-probe and four-wave mixing in semiconductor optical amplifiers using balanced lock-in detection*; P. Borri, W. Langbein, J. Mørk, J.M. Hvam; *optics communications vol. 169*, no 1-6, pp. 317-324; 1999.
- [4]: *High-Speed Properties of 1.55- μ m-wavelength Quantum Dot Semiconductor Amplifiers and Comparison with Higher-Dimensional Structures*; Aaron J. Zilkie; *these de doctorat*; 2008.
- [5]: *On the diffraction of light by progressive supersonic waves*; P. Phariseau; *Proceedings of the Indian Academy of Sciences - Section A*, Volume 44, Issue 4, pp 165–170; 1956.
- [6]: *Acousto-optic signal processing: Theory and implementation (Optical Engineering V.2)*; Berg. N. J., Lee. J. N; ISBN 978-0-824-71667-7; 1983.
- [7]: *Theory of heterodyne pump–probe experiments with femtosecond pulses*; A. Mecozzi, J. Mørk; *Journal of the Optical Society of America B Vol. 13*, Issue 11, pp. 2437-2452; 1996.
- [8]: *Phase sensitive detection: the lock-in amplifier*; Dr. G. Bradley Armen; *University of Tennessee*; *Online courses* (<https://tinyurl.com/mfpm4nf>); 2008.
- [9]: *A Pentode Lock-In Amplifier of High Frequency Selectivity*; Michels. W. C., Curtis. N. L.; *Review of Scientific Instruments* 12, pp. 444-447; 1941.
- [10]: *Observation of optical-fibre Kerr nonlinearity at the single-photon level*; Nobuyuki Matsuda, Ryosuke Shimizu, Yasuyoshi Mitsumori, Hideo Kosaka, Keiichi Edamatsu; *Nature Photonics* 3, pp. 95-98; 2008.
- [11]: *All-optical phase modulations in a silicon wire waveguide at ultralow light levels*; Nobuyuki Matsuda et al.; *Applied Physics Letters* 95; 2009.
- [12]: *The optical fibre Sagnac interferometer: an overview of its principles and applications*; B Culshaw; *Measurement Science and Technology*, Volume 17, Number 1; 2005.
- [13]: *Absorbant saturable ultra-rapide à multipuits quantiques pour le traitement tout-optique du signal* ; M Gicquel-Guezo ; *thèse de doctorat* ; 2004.

Chapitre III : vers des composants avancés de traitement optique du signal exploitant les transitions Inter-sous-bandes : le cas des hétérostructures InGaAs/AlAsSb.

L'étude de la réponse dynamique d'un semiconducteur ou d'un composant requiert souvent la mise au point de dispositifs de mesure évolués. Celui présenté dans le précédent chapitre s'inscrit dans cette logique. Ses performances techniques sont avant tout un moyen d'investigation des phénomènes rapides et complexes se produisant au sein des matériaux étudiés, c'est-à-dire dans notre cas, les matériaux semi-conducteurs visant au traitement des signaux de télécommunication optique à 1.3 et 1.55 μm , et plus particulièrement les composants de traitement exploitant les transitions inter sous-bandes dans les matériaux III-V/InP. Le présent chapitre va s'attacher à décrire l'exploitation de ces transitions, les matériaux adaptés à leur utilisation et les démarches entreprises permettant de passer de ces phénomènes physiques fondamentaux à des composants de traitement du signal fonctionnels.

Dans notre premier chapitre nous avons évoqué l'existence de transitions dites intrabandes ou inter-sous-bandes (ISB) aux caractéristiques distinctes de celles des transitions interbandes (IB). En utilisant leurs propriétés seules ou conjointement avec les transitions IB, il est possible d'obtenir des fonctions ouvrant la voie de nouvelles fonctionnalités.

On peut citer trois particularités des transitions ISB qui en font de bons candidats pour les applications de traitement optique :

- La première différence majeure entre transition IB et ISB porte sur leur dynamique. Les temps de relaxation intrabandes sont en effet intrinsèquement plus courts ($\sim 1\text{ps}$) que leur équivalent interbande ($\sim \text{ns}$). Cette propriété se traduira par des composants potentiellement bien plus rapides.
- La deuxième différence est leur sensibilité spécifique au mode TM. Là où les transitions IB pourront être activées quelle que soit la polarisation du signal (avec toutefois une large prépondérance du mode TE dans le cas des matériaux étudiés ici pour les transitions trous lourds – bande de conduction). Les transitions ISB seront presque exclusivement sensibles au mode TM[1]. Le principal intérêt de cette propriété est qu'elle permet l'obtention d'effets croisés contrôlés entre signaux TE et TM, permettant ainsi des fonctions

optiques avancées. On citera notamment la conversion en longueur d'onde et la modulation de phase croisée (XPM), que nous traiterons plus en détail dans la suite.

- Troisième différence enfin, la plus grande accordabilité et la « façonnabilité » de ces transitions. En effet, les transitions IB observables dans un semi-conducteur peuvent être choisies via le contrôle du confinement dans la structure. Toutefois, la gamme de longueur d'ondes accessible est fixée par trois paramètres (en se restreignant aux raccordements de bandes de type I): le gap qui fixera la plus faible énergie de transition accessible, les épaisseurs des couches et leur décalage (offsets) de bande de conduction et de valence qui fixent la plus faible énergie de transition. En s'affranchissant de la dépendance au gap, les composants ISB permettent un allongement des gammes spectrales accessibles (jusqu'à plusieurs centaines de microns pour certaines structures)[2]. De plus, selon les matériaux considérés, les transitions IB et ISB pourront couvrir des domaines de longueur d'onde distincts.

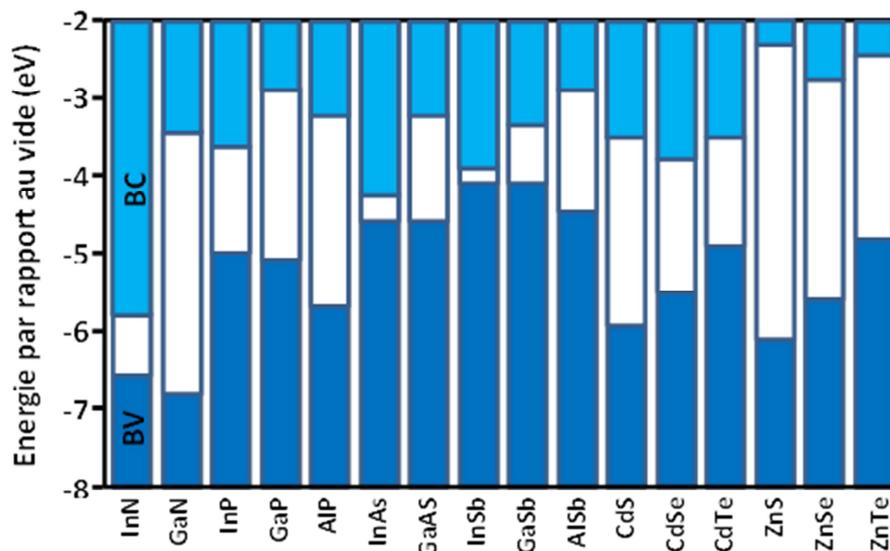


Fig.3.1 : Gaps et position énergétique des extrema de bandes pour quelques semiconducteurs non contraints usuels . VB : bande de valence, CB : bande de conduction.

En positionnant les bandes de valence et de conduction de divers semi-conducteurs par rapport à une énergie de référence (ici le vide), le schéma ci-dessus permet une visualisation immédiate de la problématique du choix des couples de matériaux binaires dans l'ingénierie de bandes.

On peut notamment visualiser l'effet sur le confinement, par exemple un puits InN dans GaN présentera un fort confinement des électrons en bande de conduction ($\sim 2\text{eV}$ d'offset) mais un plus faible confinement des trous en valence ($\sim 200\text{meV}$).

De même dans le domaine du choix des énergies accessibles, un puit InN/GaN ne donnera pas accès en IB à des longueurs d'onde aussi élevées qu'un puit InSb/AlSb ($\sim 1.77\mu\text{m}$ contre $7.3\mu\text{m}$ à 300K), mais à l'inverse en ISB l'InN/GaN permettrait théoriquement de plus faibles longueurs d'onde de travail qu'InSb/AlSb[3] ($\sim 620\text{nm}$ contre $\sim 3\mu\text{m}$).

Bien entendu, pour réaliser une structure ISB adaptée à un besoin spécifique, il ne suffira pas de prendre n'importe quel couple de matériaux présentant un offset de bande adapté, il faudra aussi s'assurer de la compatibilité de ces matériaux entre eux (accord des paramètres de maille, méthode de croissance...). Ceci conduit à définir des filières, c'est-à-dire des groupes de matériaux présentant des propriétés (cristallographiques, chimiques...) proches permettant la création d'hétérostructures. Dans le présent chapitre, nous allons nous attacher à présenter quelques applications désormais « classiques » des transitions ISB à l'optoélectronique, puis nous détaillerons les filières de matériaux permettant les applications pour les télécommunications optiques. Nous concluons en détaillant deux approches distinctes dans la réalisation de composants combinant inter et intra-bande (composant IB/ISB).

III.1 Introduction aux composants ISB

En guise d'introduction et afin de mieux cerner les particularités et challenges liés aux composants à transitions ISB, nous allons dans un premier temps présenter deux types de composants optoélectroniques utilisant ces transitions ; le laser à cascade quantique et le QWIP. Ces composants sont parmi les premières applications des transitions ISB pour la photonique. Ils ont la particularité de n'utiliser que des transitions ISB, ce qui fait d'eux des composants dits unipolaires, puisque n'utilisant qu'un seul type de porteurs.

III.1.1 Laser à cascade quantique

Le laser à cascade quantique (QCL) constitue l'une des premières applications des transitions ISB à des applications industrielles. Si son principe est relativement ancien [4][5][6], la démonstration de sa faisabilité date de 1994 par l'équipe de J.Faist des laboratoires Bell [7].

Les QCL reposent sur le même principe que les lasers conventionnels (fig. 3.2) à 3 niveaux; des porteurs sont injectés sur un niveau E3 d'énergie élevée, qui transitent ensuite de façon radiative jusqu'au niveau E2 de plus faible énergie avant d'être extraits (dépeuplement). La combinaison de l'injection sur E3 et du dépeuplement de E2 assure le maintien d'une inversion de population et par extension, la création d'un gain optique via émission stimulée sur la transition E3-E2. Dans la pratique, le bon fonctionnement d'un laser fera intervenir au moins un niveau d'énergie supplémentaire qui tiendra lieu soit de réservoir de porteur ($E4 > E3$) soit d'extracteur pour le processus de dépeuplement ($E1 < E2$), si ces deux niveaux sont présents dans la structure, on parlera alors de laser à 4 niveaux.

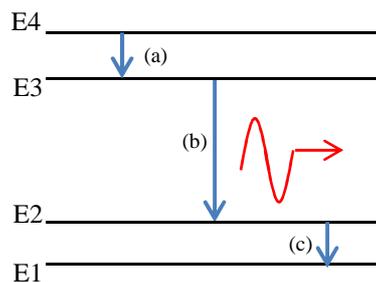


Fig.3.2 : Principe simplifié d'une émission laser, (a) injection des porteurs par transition non-radiative, (b) émission d'un photon par transition radiative stimulée, (c) extraction des porteurs par transition non-radiative.

Dans le cas d'un laser « conventionnel » à transitions IB, les niveaux E2 et E3 se trouvent de part et d'autre du gap (Fig.3.3 (a)) ce qui induit la limitation de la plus courte longueur d'onde accessible. A l'inverse, un QCL reposera sur une structure à 3 ou 4 niveaux en bande de conduction (Fig.3.3 (b)), niveaux dont l'écartement sera réglé par le design de la zone émettrice (épaisseur) et limitée (en énergie) par le seul offset de bande de conduction.

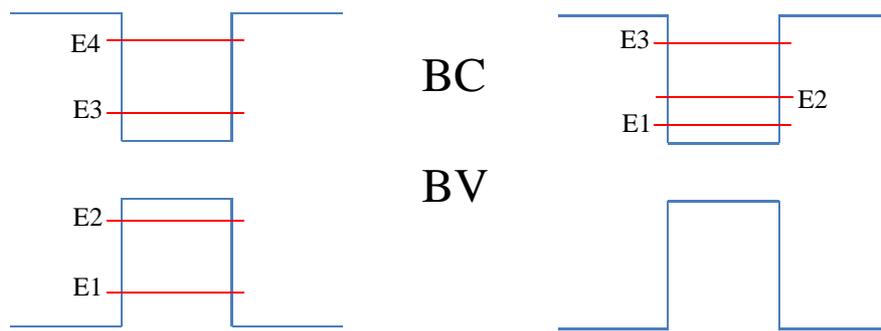


Fig.3.3 : configuration schématique des bandes dans a) un laser IB à quatre niveaux, b) dans un laser ISB à trois niveaux.

En général, cette zone émettrice est composée de trois puits couplés permettant la formation de la structure à trois niveaux souhaitée.

L'utilisation des transitions ISB et plus particulièrement leurs temps de vie caractéristique se traduit par deux différences majeures, d'une part les lasers ISB présenteront un fonctionnement dit « de classe A » (où la durée de vie des porteurs est inférieure à celle du photon en cavité) à l'opposé des lasers IB en général de classe B et présentant des oscillations de relaxation marquées [8].

Ces relaxations intrabandes non-radiatives rapides rendent plus difficiles l'obtention et le maintien d'une inversion de population. Ceci se traduit par de fortes valeurs de courants de seuil, et rend problématique l'alimentation de plusieurs structures émettrices successives pourtant indispensables pour obtenir un gain suffisant. Ce problème est moins présent dans le cas des lasers IB ou les temps de vie radiatifs plus long facilitent l'inversion de population et requiert un nombre de plans actifs plus faible (voire unique)[9].

C'est à ce point qu'intervient la seconde différence majeure, après leurs transitions radiatives les porteurs d'un laser ISB se trouveront toujours en bande de conduction contrairement à un laser IB où ils seront recombinaisonnés en bande de valence et devront être extraits de la structure (sauf cas particulier de laser à effet tunnel IB[10])

Cette disponibilité des porteurs constitue la solution au problème de gain. Il sera en effet possible de « recycler » les porteurs d'une structure active dans la suivante. Cela est possible si l'on s'assure que la chute de potentiel entre deux zones de transition stimulée est supérieure ou égale à l'énergie de transition, i.e. le niveau E1 du motif n se trouve à la même énergie que le niveau E3 du motif $n+1$. Cette condition peut être obtenue par application d'un champ électrique ;

le porteur traversera l'ensemble de la structure en « tombant » continûment d'un niveau au suivant ce qui vaut à cette technique le nom de cascade.

Afin d'assurer une bonne efficacité du processus, il est donc nécessaire d'avoir recours à une structure capable d'extraire les porteurs du motif n puis de les injecter dans le motif $n+1$. Ceci est obtenu via une structure composée d'un ensemble de puits couplés de largeur croissante induisant la formation d'une mini bande « glissante » (i.e. favorisation la relaxation d'une zone active à une autre), on obtient donc la structure classique d'un QCL :

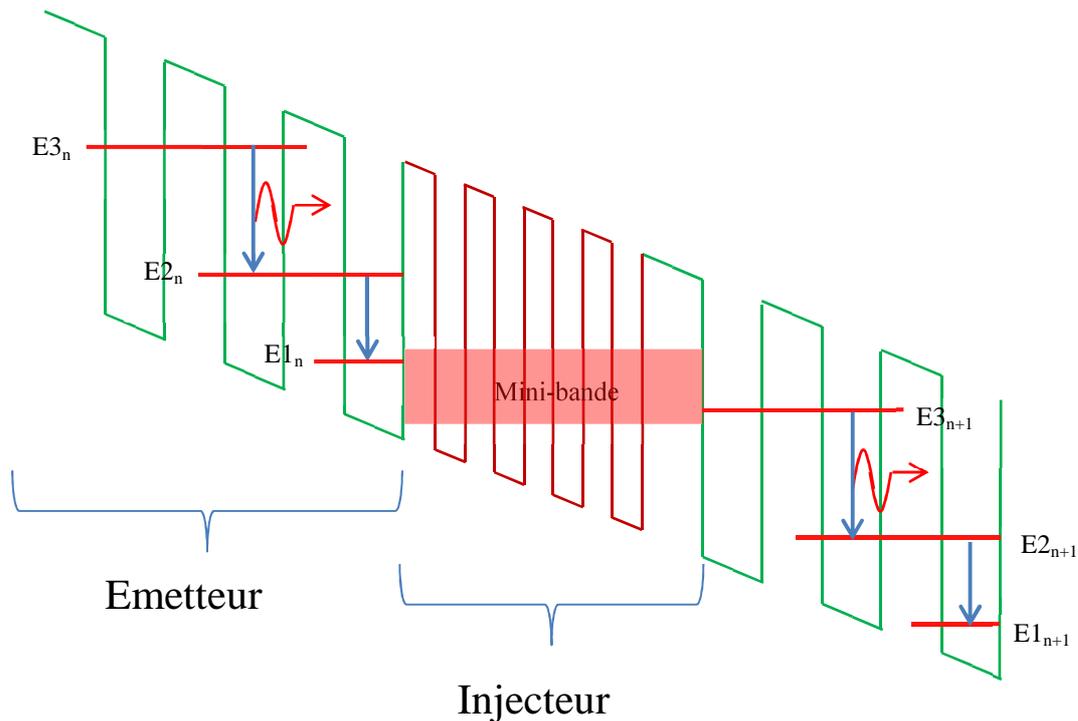


Fig.3.4 : représentation simplifié de la structure de bande d'un laser à cascade quantique.

En termes de performances, les QCL offrent un spectre de gain étroit avec des largeurs du pic d'émission pouvant être stabilisés aussi bas que 10kHz. Les plages d'accordabilité atteintes actuellement sont de 3,4 à 24 μ m pour InAlAs/InGaAs (et jusqu'à 2.63 μ m à basse température[11]) et de 60 à 250 μ m sur AlGaAs/GaAs.

En termes de puissance, on peut obtenir une opération continue avec des puissances de l'ordre de 1,5W à 4,9 μ m et des rendements énergétiques de l'ordre de 10% (avec des records à 27% [12]). On notera toutefois que les courants de seuils des QCL sont en général supérieurs à ceux des composants IB équivalents, ceci s'expliquant par la plus grande difficulté à créer et à maintenir une inversion de population du fait notamment de la forte dynamique de relaxation des transitions ISB.

Ces caractéristiques font du QCL un composant particulièrement prisé dans le domaine de la détection des gaz (LWIR, MIR) mais pour l'instant largement surclassés actuellement par les lasers IB dans le cadre des télécommunications optiques par fibre (NIR, VIS).

III.1.2 QWIP

Les QWIP (Quantum Well Infrared Photodetector) sont un type de photodétecteurs particulièrement adaptés à la mesure et à l'imagerie dans le moyen (MIR : 3-8 μ m) et lointain infrarouge (LWIR : 8-14 μ m)[13].

Comparés aux QCL, les QWIPs sont des structures simples : un ensemble de puits (20 à 50 en général) présente deux niveaux de conduction E0 et E1. Les puits sont dopés afin de créer une population de porteurs sur E0. Enfin, une polarisation électrique est appliquée entre les électrodes (émetteur et collecteur), afin d'obtenir une inclinaison de la structure de bande et un alignement du niveau E1 avec le bas de la barrière (on parlera de structure *bound-to-quasibound* cf Fig.3.5).

Sous l'effet d'une excitation thermique ou optique les porteurs en E0 transiteront vers E1 avant de rejoindre le continuum et de dériver vers le collecteur, créant alors un courant mesurable. Dans la pratique, le composant sera refroidi afin de rendre le processus d'excitation thermique négligeable devant le processus optique, et ainsi augmenter la détectivité. Ainsi, la variation de courant mesurée sera dûe au seul photocourant associé au photon résonnant avec la transition E0 vers E1, conférant par ailleurs au QWIP une assez grande finesse spectrale (FWHM de l'ordre du μ m à 10 μ m soit ~ 9 meV). La vitesse élevée de relaxation des transitions ISB permet la réalisation de détecteurs ultra-rapides. Comme dans le cas des composants télécoms la vitesse d'acquisition de ces détecteurs sera limitée par leur étage électronique.

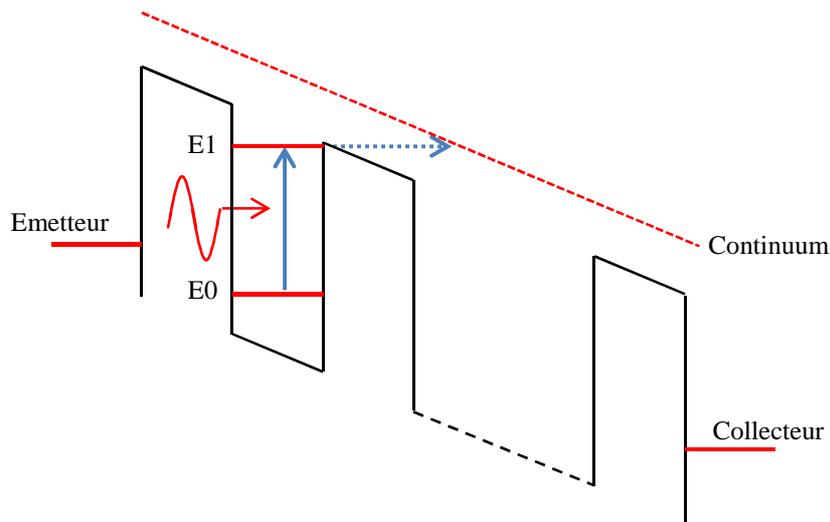


Fig.3.5: structure de bande d'un QWIP bound-to-quasibound.

On notera qu'en sus du problème des porteurs thermoexcités, deux processus viendront altérer la mesure : d'une part le passage des porteurs en E0 d'un puits à un autre par effet tunnel et d'autre part la capture des porteurs du continuum par les puits. On mesurera ce phénomène au travers du gain de photoconductivité, rapport du nombre d'électron collectés sur le nombre d'électrons extraits par les divers processus. En négligeant l'effet tunnel entre les puits, il peut s'exprimer comme une fonction inverse du nombre de puits et de la probabilité P_c de capture des électrons du continuum par les puits:

$$g_{photo} = \frac{\text{Electrons collectés}}{\text{Electrons extraits des puits}} = \frac{1}{N * P_c}$$

Pour GaAs/AlGaAs, ce gain variera entre 0.2 pour une trentaine de puits et 0.4 pour une cinquantaine [14]. On notera que pour cette caractéristique, les performances des QWIP sont en deçà de ce que l'on peut obtenir via d'autres structures, on peut notamment citer les dispositifs basés sur HgCdTe qui peuvent présenter des gains optiques de 100%[15].

Si la configuration bound-to-quasibound est la plus répandue, on notera l'existence de QWIP bound-to-continuum(Fig.3.6 (b)) où la bande E1 est absente, les transitions se faisant directement de E0 vers le continuum. Toutefois, dans ce cas, l'énergie thermique nécessaire à l'extraction d'un porteur est inférieure à celle nécessaire à l'extraction optique (de l'écart entre le haut des barrières

et le continuum soit environ 10-15meV), ceci se traduira par un courant d'obscurité plus important causant augmentation du bruit et diminution de la gamme dynamique [13].⁷

Enfin certains composants utiliseront une configuration bound-to-bound (Fig.3.6 (c)) où le niveau E1 est situé plus profondément dans le puit. Cette configuration est peu adaptée aux mesures classiques car l'extraction des porteurs nécessitera soit un apport d'énergie supplémentaire, soit l'utilisation de l'effet tunnel. On pourra toutefois citer le cas des composants QWIP à deux photons ; dans ce cas le niveau E1 est placé à mi-distance de E0 et du continuum ; l'extraction d'un porteur nécessitera donc l'absorption de deux photons ce qui confèrent à la structure une réponse quadratique adaptée par exemple à la mesure d'autocorrélation des impulsions laser [16].

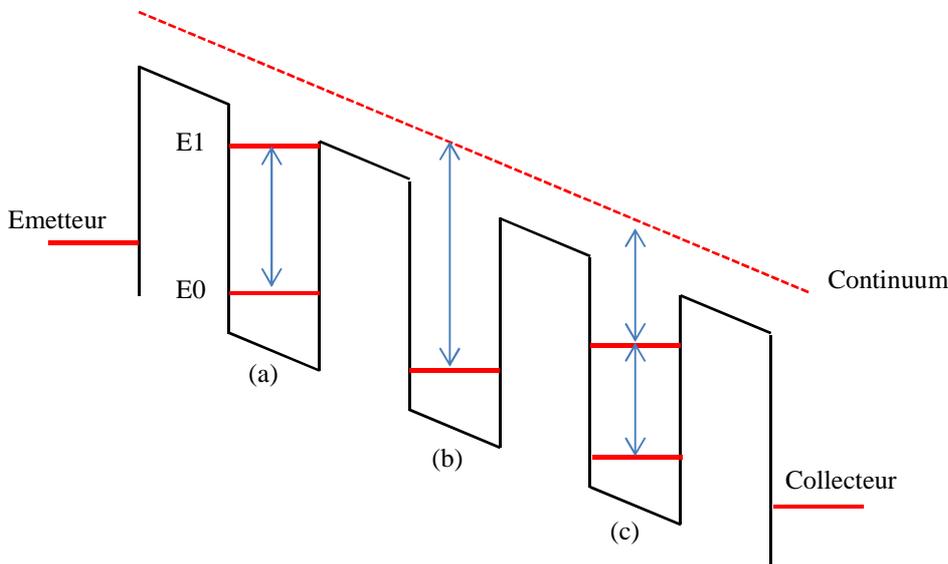


Fig.3.6 : comparaison entre les trois structures de bandes classiquement utilisées pour les QWIP. (a) configuration bound-to-quasibound. (b) Configuration bound-to-continuum. (c) Configuration bound-to-bound pour absorption à deux photons.

Un des points critiques dans la réalisation de composants QWIP réside dans le couplage des photons. En effet, les transitions ISB sont majoritairement activées par les photons en mode TM.

⁷ On évaluera les performances en termes de bruit via la détectivité spécifique (D^*) plutôt que par un rapport signal sur bruit :

$$D^* = \frac{q\lambda}{hc} \cdot \eta \cdot \frac{\sqrt{S_{det} \cdot \Delta f}}{\sigma_{total}}$$

avec q la charge élémentaire, λ la longueur d'onde, h la constante de Planck, c la vitesse de la lumière dans le vide, η le rendement quantique, S_{det} la surface ouverte du détecteur, Δf la bande passante de l'amplificateur utilisé et σ_{total} le bruit total de la photodiode. D^* sera exprimé en Jones ($\text{cm} \cdot \text{Hz}^{1/2} \cdot \text{cm}^{-1}$) la qualité d'un détecteur sera d'autant plus grande que D^* est élevé.

Ceci peut ne pas poser de réel problème dans le cas d'un composant de type guide d'onde où le rayonnement est couplé par la tranche, mais les QWIP sont principalement utilisés pour réaliser des matrices de détecteurs. Dans ce cas la lumière arrivera perpendiculairement au plan de croissance, ce qui rend impossible le couplage direct (incidence normale) selon le mode TM. Afin de résoudre ce problème on aura recours à des optiques de couplage. Ce sujet étant assez éloigné des aspects traités dans le présent document, nous renvoyons le lecteur à la thèse de T. Antoine [17] traitant en détail des problématiques de couplage dans ces composants.

Il faut noter qu'au-delà des questions de dynamique et de finesse spectrale, les QWIP sont souvent surclassés par d'autres composants plus avancés ou plus matures, on peut citer le détecteur HgCdTe qui présenteront un rendement quantique ($>70\%$ contre $<10\%$) et une détectivité spécifique ($2 \cdot 10^{12}$ contre $2 \cdot 10^{10}$) supérieure à ceux d'un QWIP dans des conditions similaires (ici le LWIR à 77K cf [18]).

Pourtant pour certaines applications et gammes spectrales spécifiques les QWIP se sont imposées face à leur concurrent, en particulier pour la réalisation de matrice de détections sur de grande surface, ce que la qualité de matériau tel HgCdTe ne permet pas.

En termes de performances actuelles, on trouvera des composants QWIP InAs/GaSb pour le MIR ($4.2\mu\text{m}$) offrant des performances élevées avec des rendements quantiques approchant les 60% et un D^* de 10^{12} Jones pour une température de fonctionnement de 150K [19]. Dans la bande LWIR, on citera la aussi des QWIP InAs/GaSb, montrant des rendements quantiques autour de 54% à $8\mu\text{m}$ et des D^* de $2.2 \cdot 10^{11}$ Jones à 77K.[20]

III.2 Filières pour composant ISB

Les composants ISB décrits ci-dessus sont principalement utilisés pour des applications au-delà de $3\mu\text{m}$. Afin de réaliser des composants ISB pour les télécoms, il faudra avoir recours à des matériaux permettant d'obtenir des transitions à 1.3 et $1.55\mu\text{m}$. Parmi les semiconducteurs, on pourra distinguer trois filières présentant des offsets de bandes et adaptés à ce domaine ; la filière II-VI, la filière III-N (Nitrure d'élément III) et la filière III-V. Cette dernière peut être divisée entre les matériaux sur substrat InP et sur substrat GaAs.

Nous allons brièvement présenter les propriétés et l'historique de développement des composants ISB télécom pour les deux premières filières, la filière III-V sera elle développée plus en détail en partie 3. Bien que notre sujet d'étude soit les transitions ISB, la connaissance de l'ensemble des transitions accessibles dans le matériau reste cruciale à la réalisation de composants aussi aborderons nous succinctement les caractéristiques IB de ces filières.

III.2.1 Filière II-VI

Cette filière regroupe des alliages d'éléments issus des colonnes II (en particulier Zn, Cd et Hg) et VI (O, Se et Te) de la classification périodique. La majorité de ces alliages sont des binaires (ZnO, CdSe, HgTe...), bien qu'on puisse être amené à utiliser des ternaires (HgCdTe...) et plus rarement des quaternaires (ZnCdMgSe).

Ces matériaux présentent des offsets de bande (binaire, sans contrainte) en conduction variant dans une gamme de 0.22eV (ZnS/ZnTe) à 1.47eV (CdSe/ZnS)[21] et sont donc particulièrement utilisés dans les domaines de la détection dans le MWIR et le LWIR, ainsi que pour les applications photovoltaïques. Leur gap direct permet aussi la réalisation de diodes et de laser IB émettant dans le bleu et le proche ultraviolet.

Nous allons ici brosser un bref historique de l'étude des transitions ISB dans la filière II-VI, et plus particulièrement de leurs applications pour les composants de traitement optique du signal. Nous passerons toutefois sous silence le vaste domaine des nanoparticules et nano-cristaux qui bien que présentant de multiples propriétés intéressantes, sont peu adaptés aux composants de traitement optique, du fait tant des difficultés de mise en œuvre de leur production à grande

échelle, que de leur intégration dans des puces (problème de contact, de dépôt précis et homogène...).

Les premières études portant sur les transitions ISB dans les II-VI datent de la fin des années 90 avec des études sur les systèmes HgCdTe [22] et CdS/ZnSe [23]. A ce stade, c'est encore le moyen et lointain infrarouge qui est visé (3 μ m pour CdS/ZnSe et 8 μ m pour HgCdTe).

Les premières avancées notables concernant les composants II-VI ISB pour les télécoms sont le fruit du travail d'une des équipes du Network Photonics Research Center de l'AIST (National Institute of Advanced Industrial Science and Technology, Japon) autour de MM Akimoto, Li, Sasaki et Hasama qui ont, au cours de la période 2004-2006, publié une série d'études portant sur la fabrication de super-réseaux [24] présentant des propriétés d'absorbant saturable [25] adaptées à la commutation optique [26].

Dans la lignée de ces travaux, on notera la présentation d'un commutateur haut débit (~1Tbps) (CdS/ZnSe)/BeTe permettant l'obtention d'une forte atténuation (10dB) via un signal de commande de faible puissance (7pJ) [27]

S'il ne s'agit pas de travaux dans le « domaine télécom », on notera toutefois l'existence d'études portant sur le développement de composants à cascade quantique, d'abord via l'observation de phénomène d'électroluminescence [28] puis par l'optimisation du matériau [29] afin d'obtenir des QCL II-VI.

Plus récemment, des études ont été menées afin d'optimiser des structures à puits couplés MgSe/CdSe afin d'obtenir une structure absorbante à 1.55 μ m présentant une qualité de matériau (et donc optique) adaptée à des applications télécom [30].

A l'heure actuelle le principal obstacle à l'utilisation à grande échelle des matériaux II-VI est liée à la qualité des matériaux et leur croissance complexe : l'activation des dislocations pour de faibles contraintes, la tendance au maillage, ou encore la non-congruence des éléments lors de l'évaporation sont autant de propriétés rendant difficile l'obtention d'un matériau de qualité sur de grandes surfaces (surface standard des wafer II-VI industriel autour des 100mm²).

III.2.2 Filière III-N

La filière des nitrures d'éléments III regroupe l'ensemble des alliages III-V dont l'un des éléments V est l'azote, notamment des binaires tel AlN, InN ou GaN et des ternaires comme GaAsN ou AlGaN ainsi que quelques quaternaires (InGaAsN).

Dans le domaine IB, ces matériaux couvrent les domaines du visible (~600nm) à l'ultraviolet (~200nm). Les offsets de bandes permettent d'obtenir des transitions ISB dans les domaines MIR et LWIR. Les offsets typiques seront dans une gamme allant de 1.5eV (GaN/InN) à 3eV(AlN/InN)[31].

Comme dans le cas des II-VI, les premières études portant spécifiquement sur les propriétés et les potentielles applications des transitions ISB dans les III-N datent de la fin des années 90 en particulier avec les travaux de N.Suzuki et N. Iizuka [32][33][34][35][36]. Contrairement au cas des matériaux II-VI, l'application au domaine des télécoms optiques a très rapidement été étudiée dès le début des années 2000, où seront présentées des simulations de composants pour la conversion en longueur d'onde [37] et la commutation [38].

Les premières démonstrations de composants fonctionnels à température ambiante sont faites en 2005, avec un détecteur QWIP GaN/AlN fonctionnant à 1.55 μ m [39]. Suivront un ensemble de composants de détection et d'émission [40][41].

La thématique des III-N étant particulièrement riche, nous recommandons la lecture de l'état de l'art (de 2012) présenté par MM Beeler, Trichas et Monroy dans la référence [42] ainsi que les travaux plus récents présentant notamment des composants adaptés au haut débit [43] et exploitant des matériaux avancés[44].

III.2.3 Filières III-V

Comme déjà évoqué, au sein de la filière III-V on peut distinguer deux grandes familles, selon que la croissance est réalisée sur InP ou sur GaAs

Nous n'allons pas détailler le cas des alliages III-V sur GaAs. En effet les structures basées sur substrat ne permettent pas d'obtenir de transition IB inférieure à 0,95eV, et à l'inverse, les relativement faibles offsets de bande accessibles via cette filière (0.06 à 0.24eV pour les alliages type AlGaAs/GaAs [45] et 0.211 à 0.604eV pour InGaAs/GaAs[46]) rendent difficile l'obtention de composants ISB adapté à la gamme 1.55 μ m.

Nous n'allons pas non plus détailler ici l'historique de la filière III-V/InP, celui-ci étant essentiellement lié au développement des composants QCL et QWIP présentés ci-dessus ; nous nous contenterons de rappeler que les premières études portant spécifiquement sur les mécanismes ISB pour ces matériaux remontent au début des années 90 [47] et que la thématique télécom prendra son essor fin 90 notamment avec les travaux de T. Mozume que nous détaillerons dans la suite de ce mémoire.

III.3 Composants IB/ISB sur InP : deux approches de la problématique.

Comme nous l'avons évoqué en introduction de ce chapitre, la possibilité de combiner au sein d'un même composant les propriétés des transitions inter et intra bande ouvre la voie à de nouvelles applications de traitement, la mise au point de ces composants nécessitera une ingénierie de bandes spécifique. Pour illustrer cette problématique, nous allons présenter les travaux de deux laboratoires proposant chacun une approche différente pour la mise au point de composants III-V sur InP.

III.3.1 Structure ISB à puits couplés (AIST)

Nous allons ici nous intéresser aux travaux réalisés sur une quinzaine d'années par plusieurs équipes japonaises affiliées à l'AIST (*National Institute of Advanced Industrial Science and Technology*), travaux centrés autour d'une structure à puits quantiques couplés (CQW : Coupled Quantum Well) sur substrat d'InP.

a) Théorie et premières réalisations

Comme nous l'avons vu dans le cas des QCL, l'introduction d'un couplage entre puits se traduit par la formation d'une structure de bandes spécifique dont les caractéristiques dépendront non seulement de la largeur des puits mais aussi de celle de la barrière. L'idée est donc d'utiliser ce degré de liberté supplémentaire pour obtenir des transitions ISB à 1.3 μ m et 1.55 μ m sur InP tout en conservant des épaisseurs de matériaux suffisantes pour une croissance maîtrisée (de l'ordre de la dizaine de monocouches).

Ce principe a fait l'objet d'un premier article [48] en 1999. Cette étude théorique s'est concentrée sur le calcul du diagramme de bande de la structure et la simulation des propriétés de diverses transitions ISB envisageables. La structure étudiée est composée de deux puits InGaAs séparés par une barrière fine d'AlAsSb, ce motif étant répété au sein d'une barrière AlAsSb. Le résultat est la formation d'une structure à 6 niveaux (2 niveau de valence v_1 et v_2 et quatre niveaux en conduction E1, E2, E3, E4).

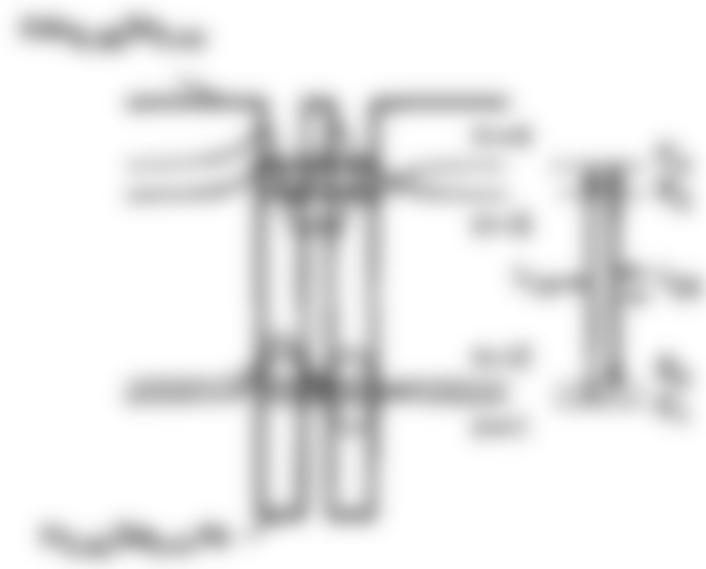


Fig.3.7 : Diagramme de bande (en conduction) pour la structure CQW présenté en [48].

Il a pu être démontré qu'un choix judicieux de composition ($\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{AlAs}_{0.56}\text{Sb}_{0.44}$) et de géométrie (puits de 2.1nm et barrière de 1.5nm) permettait d'obtenir deux transitions ISB : une à 1.3 μm (transition 1-4) et l'autre à 1.55 μm (transition 2-3), cf. Fig.3.8.

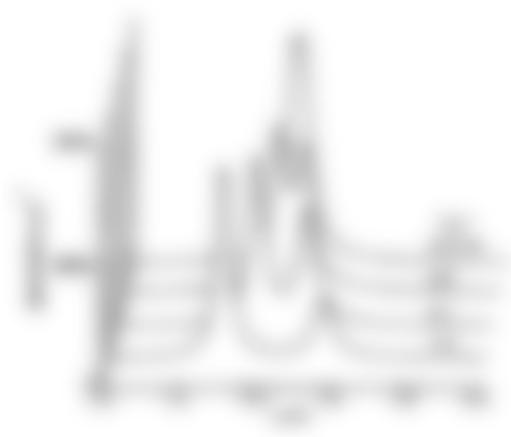


Fig.3.8 : Spectre d'absorption de la structure CQW pour différente épaisseur de barrière[48].

Les simulations réalisées pour cette étude montrent la possibilité d'induire une augmentation du gain à 1.55 μm par création d'une inversion de population par pompage à 1.33 μm (transition 1-4 suivit de la relaxation 4-3), et permet ainsi d'envisager des applications de modulation et de commutation haut débit.



Fig.3.9 : (a) recouvrement de l'absorption à 1.33µm et (b) réponse en gain après activation de la transition 1-4, pour un puit simple (ligne pointillée) et pour le CQW (ligne pleine)[48].

Les premiers résultats expérimentaux pour cette structure sont présentés dans la publication [49] de 2001. Le composant étudié est un guide de 2.81mm de longueur comprenant 80 périodes du motif à CQW. La mesure du spectre d'absorption (Fig.3.10) montre les principales transitions ISB (1-4, 2-3 et 1-3) aux longueurs d'ondes prévues par la théorie. On notera que cet échantillon est dimensionné afin d'obtenir une transition 1-4 résonnante à 1.55µm (au lieu de 1.3µm comme précédemment).

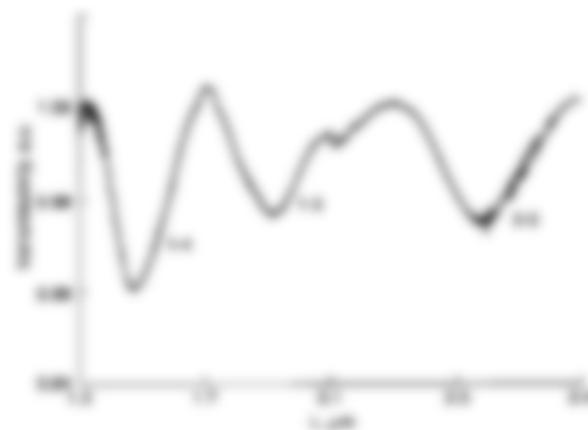


Fig.3.10 : mesure de la transmittance en mode TM dans un guide CQW avec identification des principales transitions ISB [49].

De même, la mesure pompe-sonde (Fig.3.11) réalisée à 1.55µm confirme la dynamique élevée du composant reposant sur l'exploitation de la relaxation 4-3, ce qui se traduit par un recouvrement de l'absorption suivant une loi exponentielle de temps caractéristique 685fs.

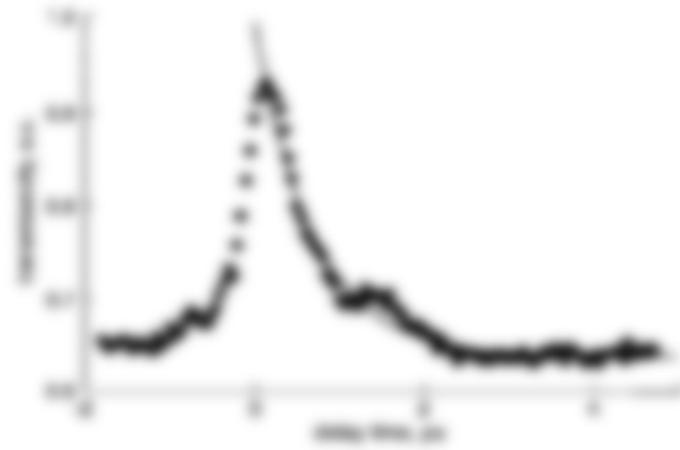


Fig.3.11 : Mesure pompe-sonde à 1.55 μ m sur guide CQW[49].

La mesure de la transmittance en fonction de l'intensité injectée montre par ailleurs une forte non-linéarité avec un facteur χ^3 de $5.8 \times 10^{-17} \text{ m}^2/\text{V}^2$ (à titre de comparaison un matériau sera considéré non-linéaire du troisième ordre à partir $\sim 3 \times 10^{-22} \text{ m}^2/\text{V}^2$, est un matériau fortement non-linéaire comme le ZnSe présentera un χ^3 de l'ordre de $3.6 \times 10^{-18} \text{ m}^2/\text{V}^2$ à 500nm)

Enfin la structure présente une intensité de saturation à $510 \text{ mW}/\mu\text{m}^2$, ce qui correspond aux ordres de grandeur classiques pour les structures semi-conductrices fortement non-linéaires (à titre d'exemple la structure à absorbant saturable présenté en I.4.1 montre un seuil aux alentours de $430 \text{ mW}/\mu\text{m}^2$).

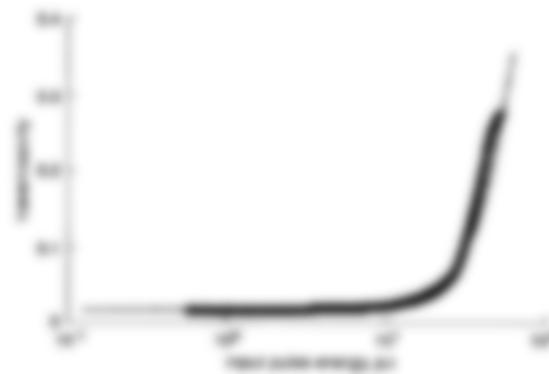


Fig.3.12 : réponse non-linéaire de la transmittance dans le guide CQW[49].

Une première application a été proposée en 2002 sous la forme d'un commutateur pour le démultiplexage temporel [50] exploitant la forte non-linéarité de l'absorption ISB dans cette structure.

Ce composant exploite principalement la transition 1-4. Afin d'assurer l'absence de transition interbande non-souhaitée car présentant une absorption résiduelle du signal, et d'assurer une population de porteurs suffisante sur le niveau 1, la structure est, à la manière d'un QCL ou d'un QWIP, uniformément dopée n (au silicium) afin d'obtenir une densité nominale de porteurs de $1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$.

Le fonctionnement en commutateur est une application du principe d'absorbant saturable décrit précédemment (I.4.1), à ceci près qu'au lieu d'un unique signal dont les états bas et hauts se trouvent de part et d'autre du seuil de saturation, on aura recours à deux signaux, d'une part un signal « information » d'intensité pic inférieure au seuil, et d'autre part un signal de commande d'intensité au moins égale à ce seuil. Lorsque ce dernier est injecté dans le composant, il le place à la transparence et permet donc la transmission du signal d'intérêt. La dynamique des transitions ISB imposera une forte synchronisation entre signal et commande pour permettre la transmission permettant de fait une grande finesse de commutation.

Ce mode d'opération est démontré dans cette publication via l'utilisation d'un signal de test composé de 4 impulsions de 300fs de large séparées d'une picoseconde chacune (simulant ainsi un multiplexage temporelle à 1THz). L'expérience montre qu'il est possible d'extraire avec un contraste satisfaisant une impulsion spécifique en injectant un signal de commande correctement synchronisé.

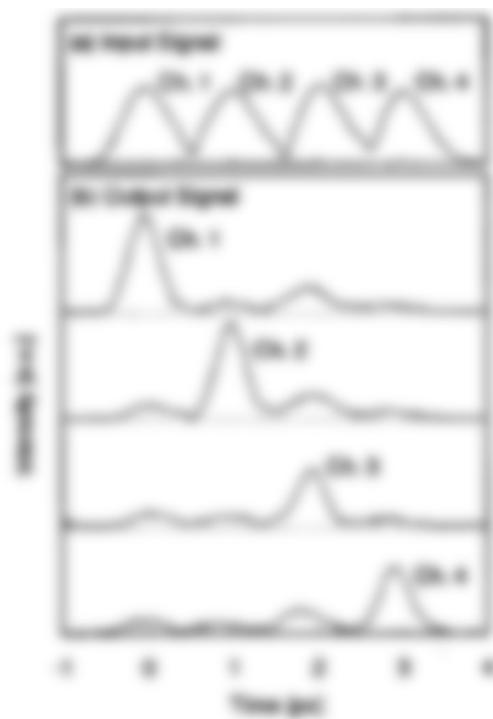


Fig.3.13 : Démultiplexage du signal (a) en ses quatre composante (b) via le composant CQW[50].

b) Evolution du concept, extension vers de la modulation de phase

Le gain et l'indice étant tous deux liés à l'état de la population de porteurs (via la susceptibilité complexe), on peut prédire qu'une variation de gain liée aux signaux TM résonnants avec les transition ISB se traduira par une variation d'indice pouvant affecter la propagation des autres signaux et en particulier des signaux TE résonnant ou non avec les transition IB. Cette interaction ouvre la possibilité de réaliser des composants à modulation de phase croisée (XPM).

Les premières observations sur la structure CQW ont confirmé la présence de ce phénomène dès 2007 [51]

L'effet de XPM dans de telles structures peut trouver son origine soit dans une modification global de l'indice du matériau lié à la redistribution des porteurs dans l'ensemble des sous-bandes, soit dans une augmentation de l'efficacité d'une transition interbande spécifique liée à la déplétion d'un niveau spécifique par les mécanismes inter sousbande. Dans ce dernier cas on observera une augmentation forte de la variation d'indice lorsque l'énergie des photons approchera du front d'absorption interbande phénomène que met en évidence l'article [52] de 2008.

Ceci permet de modéliser le comportement XPM du composant comme suit : en peuplant par dopage le niveau E1 en bande de conduction (mais pas le E2), on interdit toute transition IB (HH1-E1 potentiellement activée en mode TE) sur ce niveau (effet Moss-Burnstein). Un signal TE à l'énergie E1-HH1 ne sera donc pas absorbé.

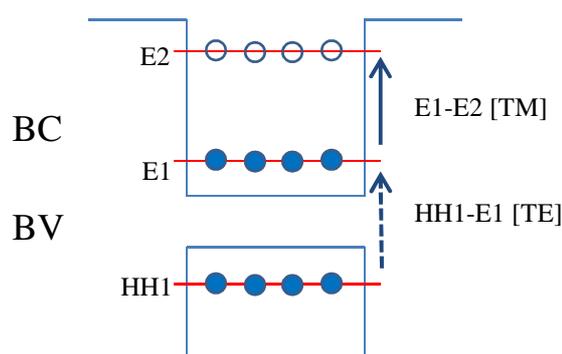


Fig.3.14 : Blocage de la transition HH1 vers E1 par dopage du puit.

L'injection d'un signal TM résonnant avec l'une des transitions ISB (dans le cas de ces études 1-4) induit une variation de la population de E1, corrélée à l'intensité du signal TM.

Un signal TE traversant la structure verra une modification de l'indice et de l'absorbance du guide induisant une modification de son amplitude et de sa phase. L'amplitude de ces modifications sera modulée par le niveau de déplétion du niveau E1 (i.e. par l'intensité du signal TM).

La variation maximale d'amplitude et de phase (atteinte pour une déplétion totale de E1 par la pompe TM) dépendra d'une part des paramètres de la structure (longueur du guide...) et d'autre part de la proximité entre l'énergie des photons TE et celle de la transition E1-HH1. On peut modéliser ces variations maximales via les expressions suivantes:

$$\Delta A(\hbar\omega) = \int_0^\infty \frac{\Gamma M \alpha_m L (\gamma/2)^2}{E_g + E} \cdot \frac{\hbar\omega}{(E_g + E - \hbar\omega)^2 + (\gamma/2)^2} \cdot \Delta f \cdot dE \quad (3.1)$$

$$\Delta\phi(\hbar\omega) = \int_0^\infty \frac{\Gamma M \alpha_m L (\gamma/2)}{2(E_g + E)} \cdot \frac{\hbar\omega (E_{ib} - \hbar\omega)}{(E_g + E - \hbar\omega)^2 + (\gamma/2)^2} \cdot \Delta f \cdot dE \quad (3.2)$$

Avec Γ le facteur de confinement optique, M le nombre de périodes de puits couplés, α_m absorbance d'une période de puits, E_g énergie de la transition IB, L la longueur effective du guide et γ l'élargissement lorentzien.

Afin d'obtenir un fonctionnement en pure modulation de phase, on ajustera la structure et la longueur d'onde du signal et de la commande afin d'obtenir une variation de phase aussi élevée que possible tout en conservant une absorption aussi faible que possible, essentiellement en choisissant une longueur d'onde légèrement inférieure au gap pour le signal TE.

L'étude de 2011[53] visait à évaluer les performances de modulation de phase de la structure et à élucider certains des mécanismes impliqués dans la dynamique du composant.

Le composant présenté se compose de 68 périodes d'un motif $\text{In}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}(2.65 \text{ nm})/\text{AlAs}(0.9 \text{ nm}) / \text{In}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}(2.65 \text{ nm}) / \text{AlAs}_{0.44}\text{Sb}_{0.56}(3 \text{ nm})$. La transition 1-4 ainsi obtenue est résonnante à 0.78eV. Le dopage à $5.4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ réalisé permet de repousser le front d'absorption interbande de 0.91eV à 1.05eV et assurant ainsi une bonne transparence pour le signal TE.

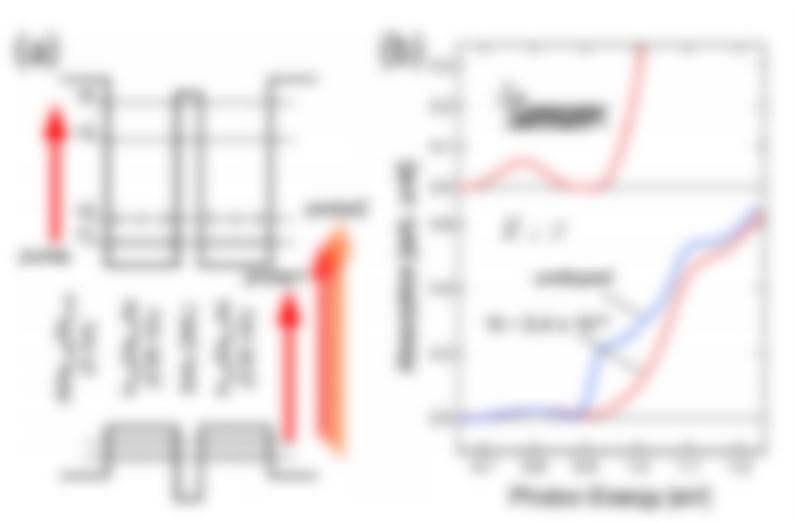


Fig.3.15 : (a) structure de bande schématisée du composant CQW et relation entre signaux et transitions. (b) Spectre d'absorption du substrat (haut) et effet du dopage sur le spectre d'absorption de la structure (bas), on notera la disparition du front lié aux transition IB à 0,91 et 1,05eV[53].

Le composant réalisé est un guide de $250\mu\text{m}$ de long pour $3\mu\text{m}^2$ de section ($3\mu\text{m}\times 1\mu\text{m}$). Les mesures montrent l'obtention d'un déphasage maximal de 0.18rad pour un signal de pompe de TM de 2pJ , d'où une efficacité de modulation de 0.09 rad/pJ .

Des mesures pompe sonde avec variation de la longueur d'onde de sonde ont de plus permis de montrer que la relaxation des porteurs peut être divisée entre une redistribution rapide (dominante dans la première picoseconde) suivie d'une thermalisation plus lente, l'ensemble permettant une relaxation totale en environ 8ps (pour une pompe de $22\mu\text{J}/\text{cm}^2$) (fig.3.16).

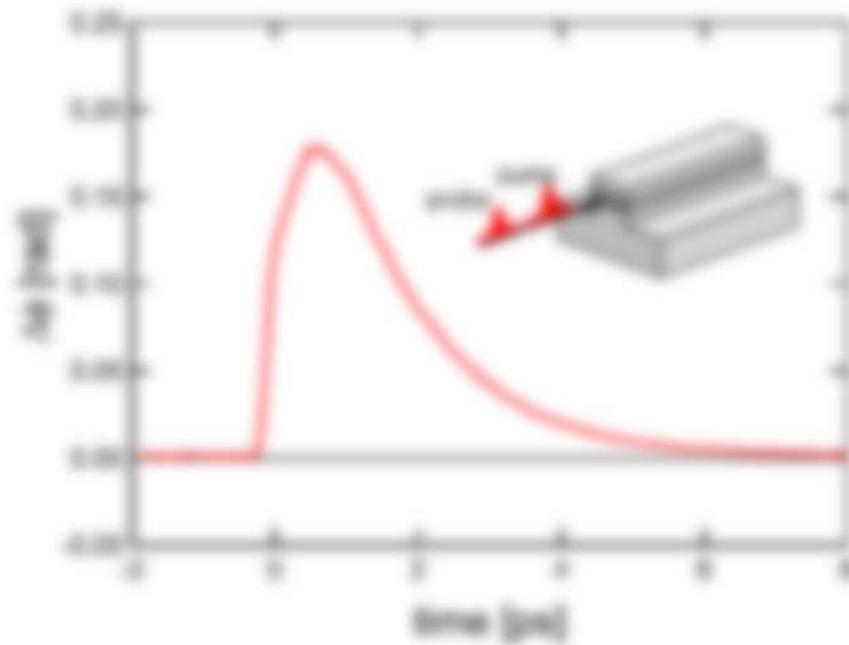


Fig.3.16 : Mesure de l'évolution du déphasage induit sur la sonde par le signal de pompe (2pJ/impulsion) à 1550nm[53].

Notons que la valeur de l'efficacité de modulation de 0.09 rad/pJ est suffisante pour permettre d'envisager des applications de modulation de phase selon des formats classiques. Ainsi un guide de 1mm permettra un déphasage d'une valeur π (compatible avec un format BPSK) pour une puissance de pompe de 8.6pJ, valeur confirmée dans l'étude [54] de 2011. Cette même étude propose une application de ce modulateur sous la forme d'un composant de commutation basé sur une structure MZI.

c) Optimisation du composant XPM et application avancée

À terme, l'objectif des recherches sur les fonctionnalités optiques est la réalisation de composants capables d'avoir les mêmes fonctions que les composants électroniques. Ceci passe notamment par l'obtention de fonctions logiques basiques mais fondamentales telles que XOR (OU exclusif) et NAND (NON- ET) qui constituent la base de toutes les processeurs électroniques actuels.

Dans cette optique, l'équipe de l'AIST a proposé en 2014 une puce réalisant une fonction XOR tout optique [55].

La puce elle-même consiste en un interféromètre de Michelson (MI) gravé dans la structure CQW. Le premier bras permet, via un circulateur, l'injection d'un signal TE continue (*TE cw probe*) et l'extraction du signal traité. Il tient donc à la fois lieu « d'alimentation » et de sortie logique pour le

XOR, nous le désignerons comme le bras E/O (entrée/sortie). Les bras suivant ((A) et (B) respectivement) constitueront les entrées pour les signaux logiques qui prendront la forme de deux pompes TM. Enfin le quatrième bras sera laissé inactif dans la structure de test.

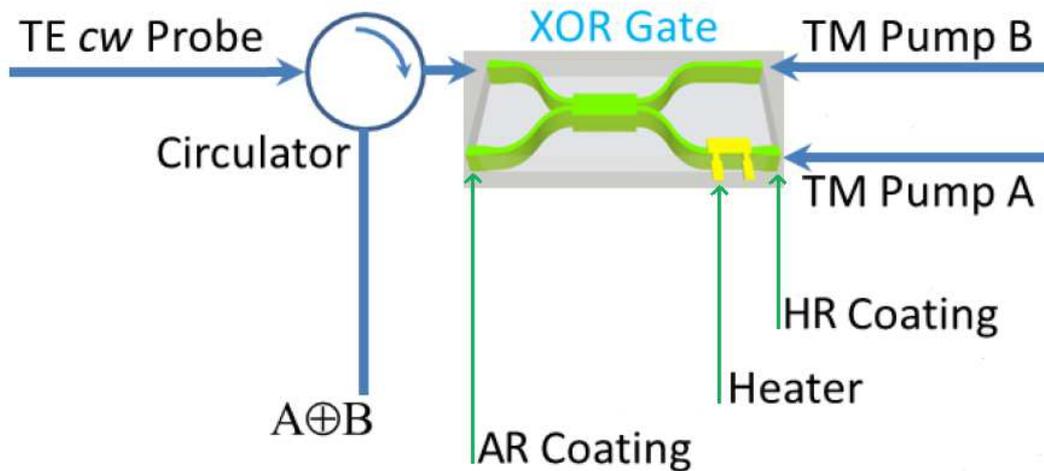


Fig.3.17 : Schémas de la porte XOR de l'AIST. AR Coating : traitement anti-reflet, HR Coating : traitement semi-réfléchissant, Heater : Contact chauffant, $A \oplus B$: Sortie logique de la porte [d'après 55].

Le signal TE injecté est séparé en deux composantes qui effectueront un aller-retour dans les deux branches (A) et (B). La structure CQW induira pour ces composantes une modulation de phase pilotée par les intensités des deux pompes TM (A et B). Après modulation les deux composantes seront recombinaées et interféreront. On obtient donc un pilotage de l'intensité en sortie par les intensités des entrées.

Afin d'obtenir un fonctionnement en XOR la modulation de phase choisie sera de type BPSK et le déphasage de repos (absence de pompe sur les deux entrées logiques) sera fixé à π dont l'ajustement fin sera assuré par un contact chauffant déposé sur (B) on obtient alors le tableau suivant :

Entrée (A)	Entrée (B)	Déphasage (A)	Déphasage (B)	Déphasage (A-B)	Sortie (E/O)
0	0	0	π	$-\pi$	0
0	1	0	0	0	1
1	0	π	π	0	1
1	1	π	0	π	0

Le comportement théorique est donc bien identique à la table de vérité d'une porte XOR. Les mesures subséquentes montrent que le composant se comporte comme prévu par la théorie, la dynamique ISB assurant de plus l'obtention d'une quasi- synchronicité entre entrées et sortie.

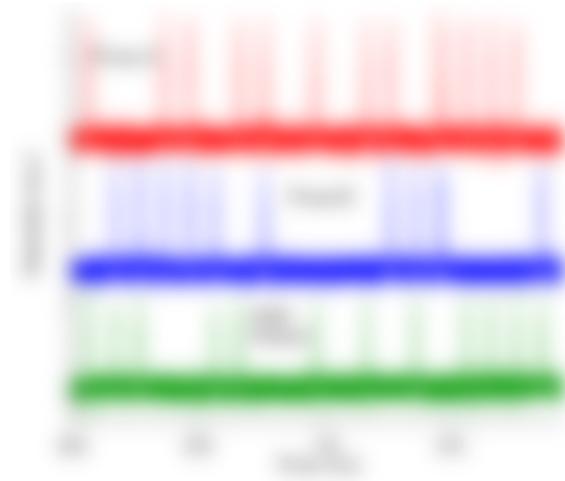


Fig.3.18 : Chronogrammes des entrées logique et de la sortie du composant XOR[55].

On notera que ce premier prototype présent des pertes relativement élevées liées à la proximité entre la longueur d'onde de la sonde et le front d'absorption (~4dB) ainsi qu'aux réflexions partielles en (A) et (B) (~3dB).

Pour conclure notre présentation du composant CQW de l'AIST, nous noterons que cette structure propose une solution efficace à la question de l'obtention de structure III-V/InP pour les longueurs d'onde étudiées. Elle permet la réalisation de fonctions avancées (modulation de phase) voir très avancées (XOR). Il a de plus été fait la démonstration de techniques permettant son intégration sur des puces plus complexes avec une dégradation maîtrisée des performances.

III.3.2 Structure ISB : état de l'art au laboratoire (FOTON-OHM)

La structure CQW remplit sa fonction de façon satisfaisante. Toutefois il serait souhaitable d'obtenir des performances comparables au moyen d'une structure plus simple, i.e. via des puits simples.

Comme pour le CQW la principale difficulté technique sera l'obtention simultanée des deux transitions aux longueurs d'onde souhaitées, en particulier la transition intrabande. Là où l'ingénierie de bande par l'effet de couplage entre les deux puits permettrait un réglage fin de l'écart entre les niveaux en bande de conduction, une structure à puits non couplés reposera sur un ajustement précis de sa composition et de sa géométrie.

Ces problématiques sont l'un des objets d'étude du laboratoire FOTON, nous présenterons ici les travaux de thèse de Yu ZHAO[56] centrés autour de la réalisation de composants à puits simples permettant l'obtention de transition ISB à 1,55 μ m pour les télécoms. Nous détaillerons deux approches pour la réalisation de ces composants et les défis techniques rencontrés.

a) Puits GaInAs/AlAsSb,

Dans cette structure, les puits sont réalisés à partir de GaInAs ($\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$) et sont séparés par une barrière d'AlAsSb ($\text{AlAs}_{0.56}\text{Sb}_{0.44}$), la croissance étant réalisée sur un substrat d'InP.

Afin de déterminer l'épaisseur optimale des puits ainsi que la marge d'erreur sur cette épaisseur, la structure a été simulée via la méthode dite des liaisons fortes (tight binding calculation)[57].

Le résultat de ces calculs montre que l'épaisseur nécessaire à l'obtention d'une transition ISB à 0.8eV est de 7 monocouches soit 2.1nm, une erreur d'une monocouche se traduisant par une déviation – conséquente - de 150nm (70meV). Le contrôle de l'épaisseur représente donc un point critique du processus de fabrication.

Pour de si faibles épaisseurs, la qualité des interfaces entre puits et barrière devient critique d'autant plus que l'un des éléments étudiés, l'antimoine, présente une nette tendance à migrer au-delà de la zone cible lors de la croissance. Une telle modification de la composition des matériaux à leurs interfaces se traduira par une modification des propriétés de la structure et donc par une probable déviation vis-à-vis du comportement souhaité.

Cette sensibilité est rapidement mise en évidence en observant le spectre de photoluminescence d'échantillons de puits de divers épaisseurs (7, 14 et 19 monocouches), on observe en effet une déviation nette entre la courbe théorique et la mesure :

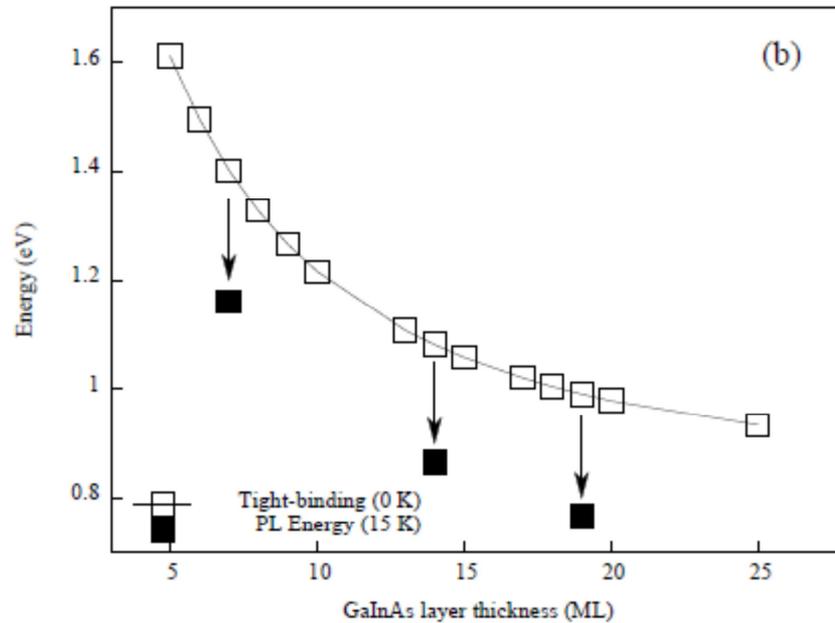


Fig.3.19 : Comparaison des énergies de transitions calculées et mesurées par photoluminescence en fonction de l'épaisseur des puits. Mesures réalisées à 15K pour une énergie d'excitation à 532nm de 4kW/cm²[56].

On notera toutefois que l'alliage AlAsSb en accord de maille sur InP est mal connu : notre connaissance du comportement de ce matériau repose sur l'agrégation de valeurs empiriques plutôt que sur un modèle précis.

Afin d'obtenir le fonctionnement à 1,55µm souhaité, il est donc nécessaire de déterminer les différents paramètres causant cette déviation.

L'utilisation de mesures par diffraction X a permis de mettre en valeur un écart de 4-5 monocouches par période puits-barrière, erreur liée majoritairement à un léger défaut de calibration sur les temps de croissance de AlAsSb(~3.4MC) et de GaInAs(~1.1MC) ainsi que plus minoritairement à un phénomène de ségrégation de l'indium et de l'antimoine.

Toutefois, l'erreur de dimensionnement observée n'est pas suffisante pour expliquer complètement l'écart à la théorie. L'hypothèse complémentaire est une contamination du puits par de l'antimoine des barrières. En effet cet élément est connu pour rester sur le front de croissance lors de l'épitaxie et donc s'incorporer en dehors des couches prévues. La structure de bande étant

dépendante de la composition du puits, une telle ségrégation pourrait expliquer les déviations observées.

Dans l'impossibilité de corriger complètement et simplement l'ensemble de ces phénomènes, une solution est de prendre en compte la nature répétable de ces déviations dans le design du composant. On pourra alors envisager d'obtenir un fonctionnement à $1.55\mu\text{m}$ en sous-dimensionnant les puits à 5 monocouches au lieu de 7.

Afin d'évaluer les propriétés d'une structure basée sur les transitions IB et ISB, on a recours à une mesure de l'anisotropie d'absorption (ici par une méthode multi-passage), c'est-à-dire du rapport entre l'absorbance du matériau vis-à-vis du mode TM et celle vis-à-vis du mode TE (en général exprimé en db). Ce mode de représentation permet de mettre en évidence un pic à l'énergie de transition intrabande (absorption TM maximal, absorption TE tendant vers zero) et une vallée à l'énergie de transition interbande (faible absorption du mode TM, forte absorption du mode TE).

Dans le cas de cette étude le résultat obtenu est le suivant :

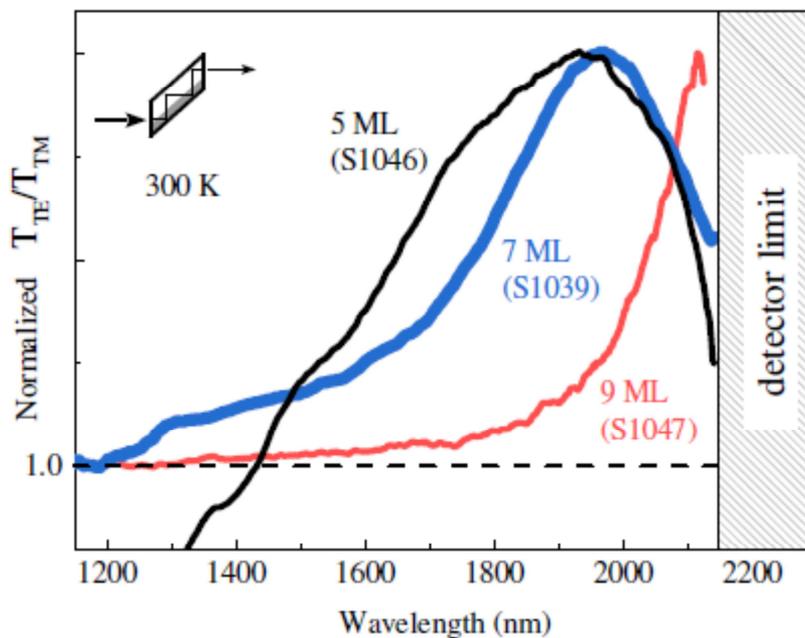


Fig 3.20 : Effet de l'épaisseur des puits sur le spectre l'anisotropie d'absorption normalisée[56].

Alors que la théorie prévoit qu'une réduction de l'épaisseur du puits de 7 à 5 monocouches devrait rapprocher le composant d'un fonctionnement à 1550nm , on observe dans la pratique une

stagnation du maximum d'absorption autour 1900nm, stagnation par ailleurs déjà décrite dans [58][59].

Cette stagnation suggère donc l'existence d'autres mécanismes ou d'une mauvaise connaissance des propriétés électroniques (notamment la structure de bande et les états profonds de AlAsSb) et nous a incité, donc à développer d'autres approches pour la réalisation du type de composant souhaité.

b) Puits InAs(Sb)/AlAsSb

Les puits InAs/AlAsSb constituent une autre structure compatible avec InP offrant de potentielles transitions inter-sousbande dans le domaine de longueur d'onde 1.55 μ m. De fait, le plus grand offset de bande de conduction associé à la plus faible masse effective des électrons dans InAs se traduit par une augmentation de l'énergie associée aux transitions ISB. De plus la suppression du gallium réduit les problèmes d'inhomogénéité du matériau.

Toutefois l'utilisation de l'InAs sur InP est délicate : son paramètre de maille (6.53Å) supérieur à InP(5.87Å) se traduit par des contraintes en compression biaxiale plus importantes au sein de la structure. Au-delà d'une épaisseur critique de ~2 monocouches, le mode de croissance tendra à devenir tridimensionnel (transition Stransky-Krastanov) ce qui se traduira par la formation d'ilots. Si la croissance est maintenue, la coalescence de ces ilots entraînera la formation d'un matériau dégradé (dislocations) et d'une interface non-plane entre le puits et la barrière [60].

L'épaisseur du puits nécessaire à l'obtention de transition à 0.8eV étant de 7 monocouches, il est indispensable de retarder l'apparition du mode de croissance 3D. Parmi les techniques possibles, celle qui a été « choisie » (et de fait largement imposée par les barrières AlAsSb !) dans cette étude est l'utilisation de l'antimoine comme agent tensioactif ; en se maintenant sur le front de croissance les atomes Sb viendront réduire l'énergie de surface retardant ainsi la formation d'ilots. Les mesures réalisées montrent que cette méthode permet de conserver une croissance par plan jusqu'à 10 monocouches [56].

Si l'emploi d'un surfactant retarde la relaxation 3D des contraintes, il n'annule cependant pas leur accumulation. Sans précaution particulière, la répétition d'un motif puits/barrière contraint induira une dégradation du matériau. Afin de limiter ce problème, une technique de compensation de contrainte reposant sur l'introduction dans les barrières d'une fine couche d'un troisième matériau (AlAs) en tension peut permettre l'obtention d'un matériau de qualité. On notera que dans le composant CQW de l'équipe de l'AIST, la barrière de couplage remplit ce même rôle de couche de relaxation.

Comme précédemment, il est nécessaire de vérifier que le composant présente le comportement souhaité, d'autant plus que les matériaux contraints tendent à présenter les comportements différents de leurs équivalents relaxés. Après calcul, la compensation des contraintes associées à 7 monocouches d'InAs/AlAs_{0.56}Sb_{0.44} sur InP nécessite l'utilisation d'une couche de 6 monocouches d'AlAs. Une compensation optimale est démontrée à 6,7 monocouches [56]. Les observations microscopiques révèlent toutefois la présence d'ondulations aux interfaces montrant que le contrôle des contraintes est encore imparfait, ceci induisant un élargissement du pic d'émission et un mauvais rendement lors des mesures de photoluminescence.

Nous allons à présent détailler les mesures préliminaires réalisées sur une nouvelle structure IB/ISB sur InP, proposée durant cette thèse.

III.4 Photodétecteur à deux photons InGaAs/AlAsSb sur InP, étude préliminaire.

Dans cette dernière partie nous allons présenter le concept et les premiers essais d'une structure IB/ISB permettant la photo détection à deux photons. Comme nous l'avons évoqué dans la partie consacrée au QWIP, la détection à deux photons constitue l'un des principaux moyens pour réaliser des mesures d'autocorrélation. Afin d'obtenir des détecteurs performants, il est nécessaire d'assurer une prédominance du mécanisme d'absorption à deux photons. Cet aspect est particulièrement critique dans le domaine des matériaux III-V, ces derniers présentant généralement une mauvaise efficacité d'absorption à deux photons près du gap du fait de la structure de bandes (règles de sélection sur le moment orbital).

Afin de favoriser les phénomènes non-linéaires, deux approches sont possibles : on peut soit utiliser une structure spécifique permettant l'exaltation du champ (microcavité, cristal photonique [61]) soit chercher à augmenter les coefficients non-linéaires du matériau par ingénierie de sa structure de bande ; c'est cette seconde approche qui nous intéressera ici.

Plus spécifiquement, l'objectif sera de réaliser une structure générant un photocourant via deux absorptions successives (contrairement à une TPA « classique » où les deux photons activent conjointement une unique transition). Idéalement cette structure réalisera, aussi efficacement que possible, une absorption à un photon mais ne permettra l'extraction de l'électron ainsi généré que via l'absorption d'un second photon. Ce principe est par ailleurs étudié dans le cadre de cellules photovoltaïques [62].

Dans le cas du composant étudié, la première transition sera une transition IB qui vient peupler un niveau de la bande de conduction (E_1) à partir d'un niveau de la bande de valence (HH_1) Une seconde transition ISB va permettre l'extraction du porteur et la détection du photocourant. Ces transitions pouvant être toutes deux résonnantes à la même longueur d'onde, on obtiendra un détecteur présentant une réponse quadratique efficace à cette longueur d'onde.

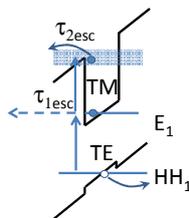


Fig.3.21 : principe général d'un détecteur 2x1Ph, τ_{1esc} et τ_{2esc} étant les taux d'extraction pour la transition IB et ISB, le profil des bandes correspond à un puit InGaAs/AlAsSb.

Nous avons déjà détaillé l'intérêt des III-V sur InP pour les applications IB/ISB en général et pour la détection en particulier, toutefois le choix de l'InGaAs/AlAsSb sur InP, un matériau encore peu exploité pour la réalisation de composants électrooptiques dipolaire, s'accompagne de quelques points d'intérêts supplémentaires. En particulier dans le cas de notre matériau on observera un diagramme de bande opposant une forte barrière de potentiel aux porteurs en bande conduction à une barrière quasi négligeable aux porteurs en bande valence. Ceci se traduira d'une part par une limitation du photocourant par le transport des électrons, et la présence éventuelle d'effets électrostatiques liée à l'accumulation d'électrons et l'extraction aisée des trous, et d'autre part par une réduction du courant d'obscurité lié à la diffusion des électrons [63]. Ce comportement complexe sera détaillé dans ce qui suit.

III.4.1 Structure préliminaire : échantillon S1353

L'échantillon S1353 est une structure préliminaire simple visant essentiellement à vérifier la qualité électrooptique du matériau en particulier la capture des porteurs dans les puits et l'efficacité d'extraction en fonction du champ électrique appliqué. Du fait de cette simplicité, on n'en attendra pas les performances d'un composant fonctionnel notamment en termes de confinement optique ou d'efficacité de photo détection.

a) Structure du matériau

La zone active du S1353 se compose de sept périodes de puits InGaAs (80Å) dans des barrières AlAsSb (30Å).

Du côté p une couche d'InAlAs de 100 Å constitue une couche d'arrêt de gravure (stop-etch) et permet une diminution de la barrière pour les trous, le contact est réalisé par une couche d'InP de 500Å dopé Be nominale à $5.10^{17} \text{ cm}^{-3}$ et d'une couche d'InGaAs de 200 Å.

Du côté n le contact est directement assuré par le substrat InP dopé S à 5.10^{18} .

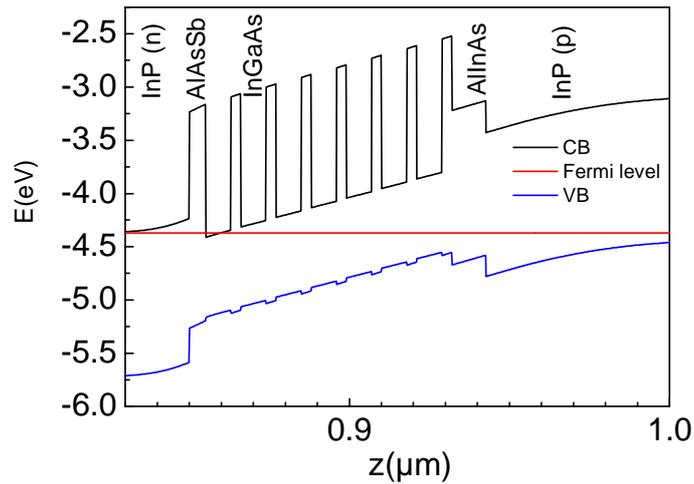


Fig.3.22: simulation de l'alignement de bande dans la structure S1353 sans tension de polarisation.

La différence de profil de barrière pour les électrons et les trous est ici nettement visible, avec un réseau de puits quantiques profonds pour les uns et un « plateau » pour les autres respectivement.

Afin d'évaluer simplement les propriétés électrooptiques de ce matériau, on aura recours à une structure de diode annulaire permettant à la fois la polarisation électrique et un couplage optique simple selon la perpendiculaire au plan de croissance (incidence normale).

Pour ce faire, on réalise une gravure du matériau jusqu'à la couche de stop-etch selon un motif octogonal (cf. Fig.3.23) que nous assimilerons à des cercles.

On procède ensuite au dépôt par canon à électrons d'électrodes titane-or annulaires en face avant (coté p) et d'un contact or-germanium pleine plaque en face arrière (coté n).

Le résultat étant un ensemble de 8 diodes, 6 « petites » diodes de diamètre intérieur 600 μm (numéroté p1 à p6) et deux « grandes » diodes de diamètre intérieur 1200 μm (G1 et G2).

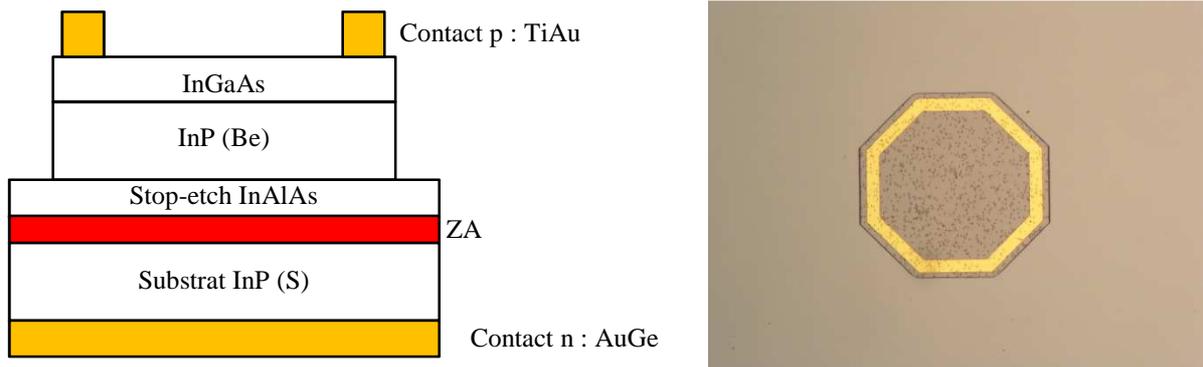


Fig.3.23 : Structure en coupe des diodes annulaires utilisées pour l'étude. Photo de la diode p6 après process.

b) Mesures électrooptiques préliminaires

Afin de réaliser cette première évaluation des propriétés électriques du composant, nous allons avoir recours à diverses techniques de mesures simples mais donnant accès à une vaste gamme d'informations sur la qualité de l'échantillon ; ces mesures sont les caractéristiques $I(V)$, $C(V)$ et de spectre de photocourant.

Ces mesures ont été réalisées sur un banc de caractérisation dédié, permettant la réalisation de mesure à température ambiante et à basse température (azote à 77K), Les mesures $I(V)$ ont été réalisées au moyen d'un électromètre (Keithley 617), avec un pas de mesure de 50mV descendu à 5mV par un pont diviseur et avec une sensibilité au pA.

Les mesures $C(V)$ ont été réalisées au capacimètre (hp 4280A).

Enfin les mesures de photocourant ont été extraite par détection synchrone, le balayage en longueur d'onde est réalisé par un monochromateur (HV5 Jobin- Yvon) alimenté par une lampe au tungstène, haché et filtré au-delà de $1\mu\text{m}$ afin de supprimer la réponse du substrat.

- Mesure $I(V)$

Le résultat le plus immédiat d'une mesure $I(V)$ est la confirmation que le composant présente bien le comportement redresseur caractéristique des jonctions, caractérisé par un profil de type diode :

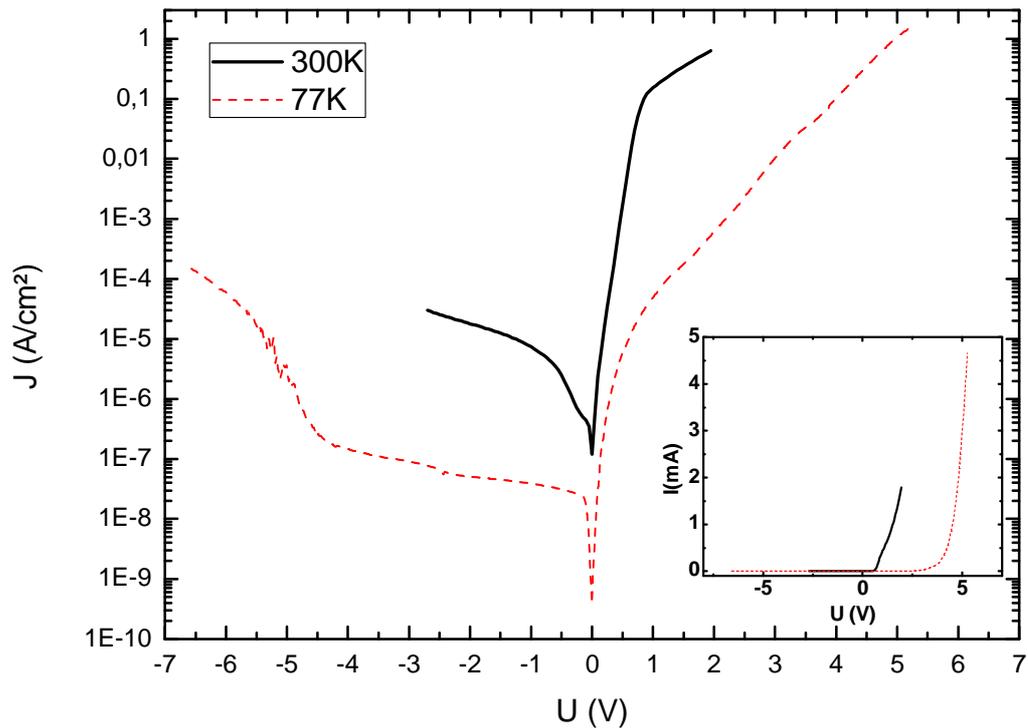


Fig.3.24 : Tracé de la caractéristique $J(V)$ S1353 p6 à température ambiante et à 77K, caractéristique $I(V)$ en insert.

De la mesure $I(V)$ en polarisation directe nous pouvons extraire la résistance série du composant, elle est ici de 550Ω à 300K et de 220Ω à 77K, des valeurs nettement supérieures à ce qui est habituellement observable pour une diode sur InP.

Classiquement cette forte résistance série serait attribuable à un faible dopage de la structure, ou à une mobilité très faible des porteurs due à de nombreux défauts, ou bien à un contact ohmique non maîtrisé. Toutefois, étant donné le profil de bande particulier du composant on peut aussi citer le rôle des hautes barrières énergétiques en bande de conduction, qui limite le courant d'électrons, voire entraîne un piégeage des électrons dans les puits. La quasi-absence de barrière en bande de valence peut donc entraîner un stockage des électrons (soit dans chaque puits, soit à l'interface entre le contact n et la zone active). On peut donc en polarisation directe obtenir un courant qui est essentiellement lié à des phénomènes de recombinaison, eux-mêmes influencés par l'accumulation de charges à l'instar des recombinaisons dans les matériaux présentant un décalage de bandes de type 2...

- Mesure C(V)

La mesure C(V) donne accès, assez simplement dans le cas d'une jonction asymétrique, au profil de dopage. Dans notre cas, nous considérons que la zone de charge d'espace (d'épaisseur W) s'étend du côté p le moins dopé, le dopage du substrat étant par ailleurs bien connu. :

$$N(W) = \frac{2}{q\varepsilon} \cdot \left[d \left(\frac{1}{C^2} \right) \right]^{-1}$$

$$dW = \frac{\varepsilon}{C^2} dC$$

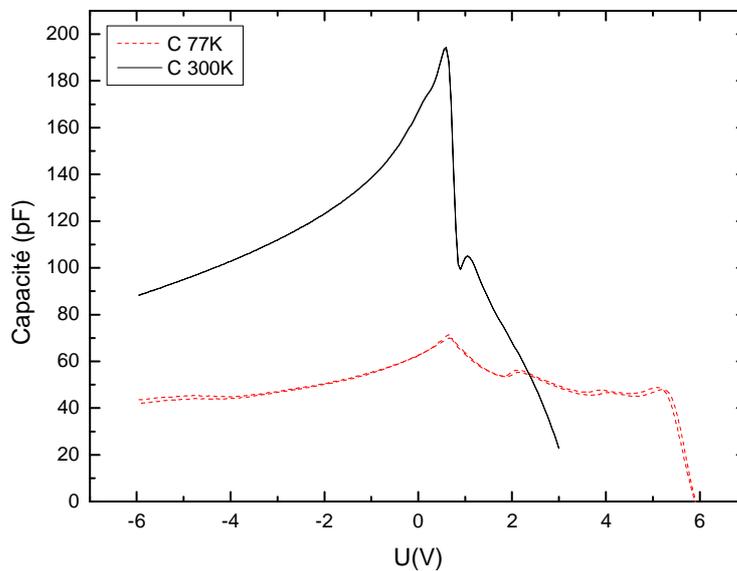


Fig.3.25: Mesure C(V) réalisé sur S1353 p6 à 77K et 300K.

En exploitant ainsi nos mesures, nous pouvons obtenir le profil de dopage p suivant :

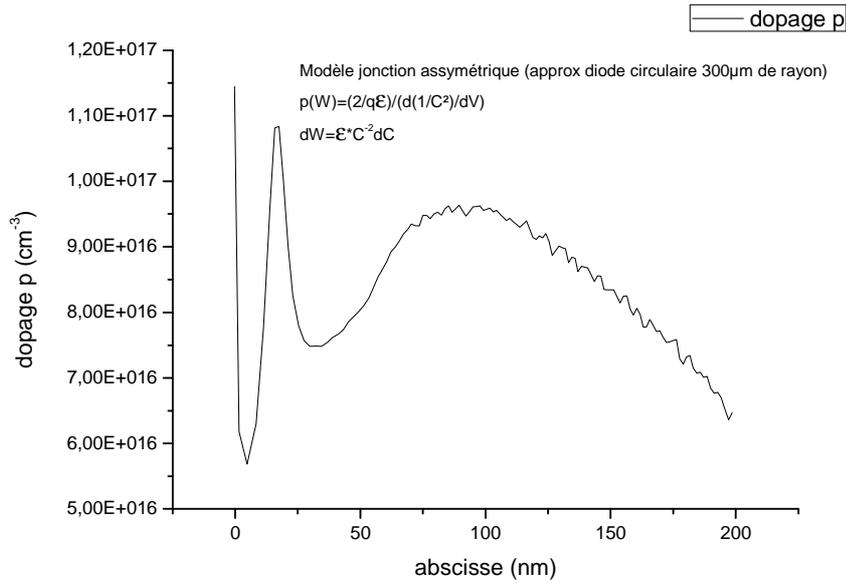


Fig.3.26: Profil de dopage p dans l'échantillon S1353 extrait par mesure C(V).

On observe immédiatement que le dopage est non seulement largement inférieur à celui visé ($\sim 1.10^{17} \text{ cm}^{-3}$ contre $5.10^{17} \text{ cm}^{-3}$) mais aussi très inhomogène (entre $1,1.10^{17}$ et $7,5.10^{16} \text{ cm}^{-3}$). Ces défauts auront un impact immédiat sur le fonctionnement du composant : non seulement ils contribueront à l'augmentation de la résistance série (on notera toutefois que ceci n'écarte pas la possibilité du stockage de charge), mais on peut aussi s'attendre à un décalage de la zone de charge d'espace (ZCE) hors de la zone active et donc une mauvaise application du champ. Notons qu'un tel comportement a été observé lors du dopage p de l'AlAsSb cru par MBE sur des diodes à avalanches pin sur InP avec un absorbeur InGaAs et une zone de multiplication en AlAsSb [64]. Les zones p AlAsSb avec des dopages nominaux p de 5.10^{17} et $1.10^{18} \text{ cm}^{-3}$, ont présenté des niveaux de dopage effectif 2 à 3 fois inférieurs respectivement. Il est donc possible que l'AlAsSb, dans nos conditions de croissance similaires à [64], présente un résiduel de dopage n important qui décale la position de la jonction.

- Facteur d'idéalité

Si l'aspect de stockage de charge est plus complexe à traiter nous pouvons dans un premier temps nous intéresser au facteur d'idéalité η de la diode. En polarisation directe la densité de courant mesurable sera composée du courant de recombinaison dans la ZCE et du courant de diffusion tel que :

$$J = J_{diff} + J_{rec} = \left[qn_i \left(\frac{D_p}{L_p N_D} + \frac{D_n}{L_n N_A} \right) e^{\frac{qV}{kT}} \right]_{diff} + \left[\frac{q W n_i}{2 \tau_r} e^{\frac{qV}{2kT}} \right]_{rec}$$

Le courant tendra donc à suivre une loi exponentielle de la forme :

$$J \propto e^{\frac{qV}{\eta kT}}$$

Où le facteur d'idéalité η tendra vers 1 dans le cas d'une diffusion dominante et vers 2 pour génération dominante.

Dans notre cas l'AlAsSb devant jouer le rôle de barrière pour les porteurs, à faible tension, le phénomène dominant devrait être la recombinaison soit $\eta \cong 2$. Dans la pratique nous mesurons à 300K un η de 3.35, en première approximation. Cette valeur élevée tend à montrer une forte influence de la recombinaison sur le comportement du composant mais aussi l'existence d'autres phénomènes, potentiellement liés à l'électrostatique et l'accumulation de charges dans la structure.

- Courant d'obscurité en inverse

La seconde phase de la caractérisation par mesure I(V) est l'observation du comportement en polarisation inverse. Dans la description simple d'une diode, la densité de courant J en polarisation inverse se composera essentiellement d'un courant de saturation et d'un courant de génération tel que :

$$J = J_s + J_{gen} = J_s + \left[\frac{q W n_i}{\tau_g} \right]_{gen}$$

La connaissance de W obtenue par mesure C(V) nous permet alors une extraction simple du taux de génération par régression aux faibles polarisations, en supposant J_s négligeable.

Dans notre cas on note immédiatement une augmentation du courant à forte polarisation d'un effet de saturation, Les mesures a basses température montrent de plus une brusque augmentation du courant passé -5V (cf. Fig.3.24). La cause de ce phénomène reste à élucider ; Parmi les pistes de réflexions possibles, nous citerons une brusque extension de la ZCE liée au dopage inhomogène ou le passage d'une barrière de potentiel permettant une extraction des porteurs piégés dans la structure.

On remarque par ailleurs qu'à faible tension, le courant semble suivre une loi quasi-linéaire signe de la présence d'une forte résistance de fuite dominante, issue soit du volume du matériau, soit des flancs de gravure. La forte variance statistique des mesures de la résistance en inverse sur les différents motifs (petites diodes/grandes diodes) ne permet pas de conclure de manière certaine

sur l'origine des défauts rencontrés. Nous suspectons toutefois des défauts de volume, vue la présence d'un stop-etch et l'observation de défauts visibles sur les motifs de contact p figure 3.23.

L'ensemble de ces mesures tendent à montrer un problème de maîtrise des matériaux (dopage résiduel / présence de centres profonds dans l'AlAsSb en particulier). Au-delà de cette problématique, il apparaît que les modèles simples utilisés pour analyser ces courbes sont inadaptés à un composant comme celui-ci, ce qui implique d'une part la réalisation de simulations plus poussées de son comportement, pour à terme, nous permettre une meilleure évaluation de ses performances, et d'autre part la réalisation de structures test plus simples (AlAsSb seul dans jonction pn par exemple) afin d'acquérir une meilleure connaissance des propriétés de ce matériau. Nous n'avons cependant pu réaliser toutes ces structures par manque de temps et de disponibilités.

- Mesure de photocourant

La mesure du photocourant en fonction de la longueur d'onde et de la tension de polarisation constitue une première étude des propriétés optoélectroniques du composant :

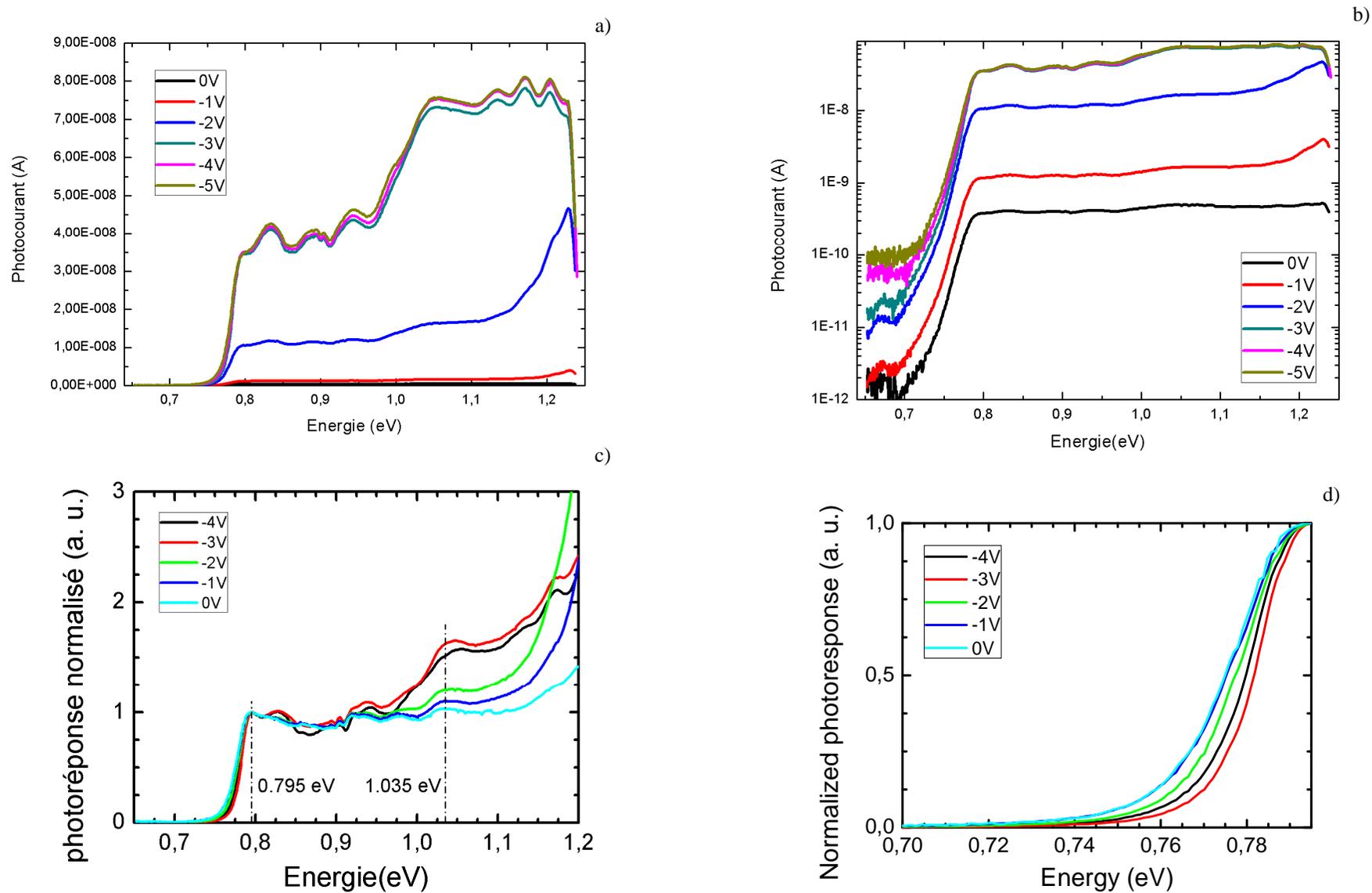


Fig.3.26 : Mesure de photocourant sur S1353 p6 à 300K. Données brutes en échelle linéaire (a) et semi-logarithmique (b) ainsi que mesure normalisée à 0.795eV (c) avec vue rapprochée sur l'élargissement du front d'absorption en fonction de la tension (d).

On note (Fig.3.26 a) et c)) immédiatement les deux fronts d'absorption à 0.795eV et 1.03eV correspondant respectivement aux transitions E_1HH_1 et E_2HH_2 prévues par les simulations. Toutefois on observe que la position de ce front ne varie qu'assez peu distinctement avec la tension de polarisation (hormis un faible élargissement) et que cette variation n'est d'une part pas monotone et d'autre part est inverse au comportement attendu : étant donné la structure considérée, l'application d'un champ devrait induire un effet Stark confiné quantiquement (QCSE) se traduisant par un décalage net du front d'absorption vers le rouge pour des tensions inverses croissantes ; l'absence de ce phénomène semble constituer une preuve supplémentaire du problème de positionnement de la ZCE cité plus haut. On peut en effet supposer que le champ est appliqué majoritairement à l'extérieur de la zone active.

Dans le cas de notre structure, l'extraction des porteurs permettant l'apparition du photocourant peut trouver son origine dans au moins deux mécanismes principaux. Nous avons d'une part l'extraction par effet tunnel au travers des barrières AlAsSb (on distinguera dans ce cas la transition après relaxation des porteurs sur E_1 et la transition assistée par phonons depuis les états excités), et d'autre part l'émission thermo-ionique assistée par champ au-dessus de ces barrières (effet Poole-Frenkel).

Sachant [65] que le taux d'émission lié à l'effet tunnel suit une loi en exponentiel du carré du champ, et que le processus de Poole-Frenkel sera lui associé à une loi en exponentiel de la racine du champ, on pourra ainsi identifier le processus dominant par le tracé de la photo réponse en fonction de E^2 et \sqrt{E} .

Le champ dans la structure pouvant être déterminé à partir de la tension appliquée et des dimensions de la ZCE évaluée par la mesure de $C(V)$ nous pouvons tracer la courbe suivante :

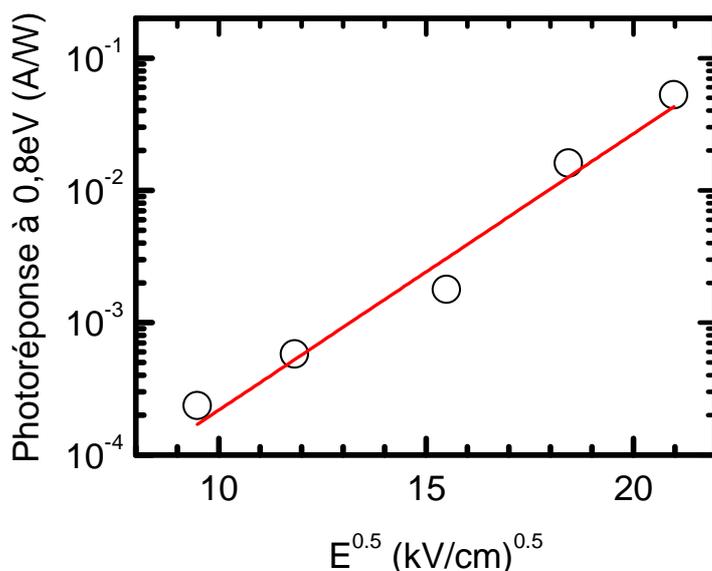


Fig.3.27: Photoréponse à 0,8eV en fonction de la racine du champ, la ligne rouge constitue un guide pour les yeux.

La caractéristique linéaire tend à montrer une prédominance de l'effet Poole-Frenkel. Il est cependant délicat à ce stade de proposer un mécanisme précis, car la jonction ne présente pas le comportement attendu, et le champ électrique n'est visiblement pas appliqué sur l'ensemble des puits. L'apparition plus tardive (au-delà de -4V) de la saturation à basse température (77K) vient confirmer la contribution d'effet thermique à l'extraction des porteurs.

Malgré les problèmes rencontrés et les incertitudes concernant l'application du champ ces premières mesures apportent un premier éclairage sur les propriétés du matériau et sur sa sensibilité aux défauts de dopage et a donc permis le passage à un échantillon plus évolué.

III.4.2 Seconde structure de test : échantillon S1504

En raison des problèmes de dopage observés, ainsi que pour permettre des mesures optiques plus poussées, nous avons conçu un nouvel échantillon devant présenter à la fois un meilleur profil de dopage et un meilleur confinement optique. Cet échantillon (S1504) comporte 20 périodes de puits dont les barrières ont vu leurs épaisseurs rehaussées à 35\AA pour limiter un peu l'extraction des électrons des puits (Poole Frenkel), de plus l'épaisseur des contacts a été augmentée (500\AA

coté n et 2000Å coté p) pour avoir un bon confinement optique, dans la perspective de réaliser des guides rubans.

Toutefois, lors de la phase de croissance nous avons pu observer une fuite d'oxygène dans le bâti d'épitaxie... La réaction entre cet oxygène et l'aluminium des barrières se traduisant par l'apparition probable de centres profonds ou plus généralement par la présence importante de défauts électriques dans le composant. Les mesures électriques ont révélé ces phénomènes. Nous avons en particulier mesuré une résistance série de 5,9 kΩ et un η d'environ 4.26 (cf.Fig.3.28). Nous avons décidé d'exploiter au mieux notre temps et de reporter les caractérisations électroniques plus poussées au profit des mesures électrooptiques.

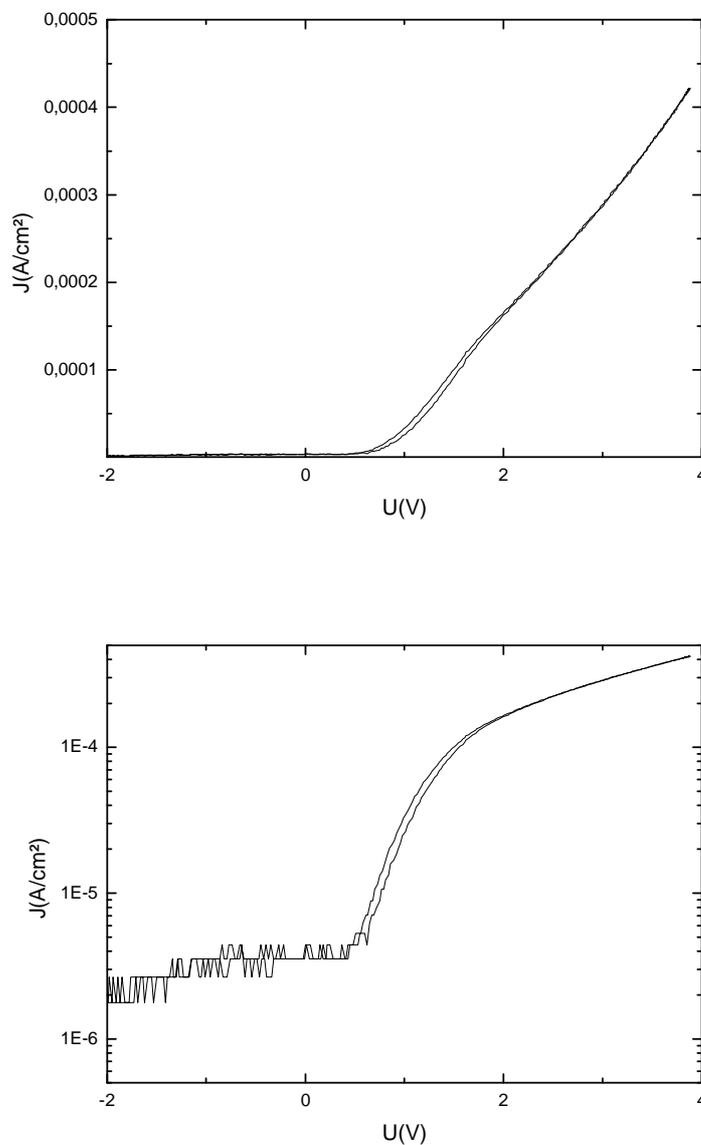


Fig.3.28: mesure $I(V)$ réalisée sur la diode S1504 G1 a 300K.

La mesure du spectre d'absorbance montre un profil en adéquation avec la simulation réalisée par S. Boyer-Richard (Fig.3.29 b). Notons que la structure présente un léger effet Fabry-Perot lié aux indices de réfractions différents entre les couches épitaxiées (notamment entre les matériaux InP et le multipuits). Les amplitudes des modulations spectrales observées liées à ce phénomène nous indiquent que l'indice optique moyen de la zone active correspond assez bien à la moyenne pondérée en épaisseur des indices des matériaux constituant des puits et barrières (InGaAs/AlAsSb).

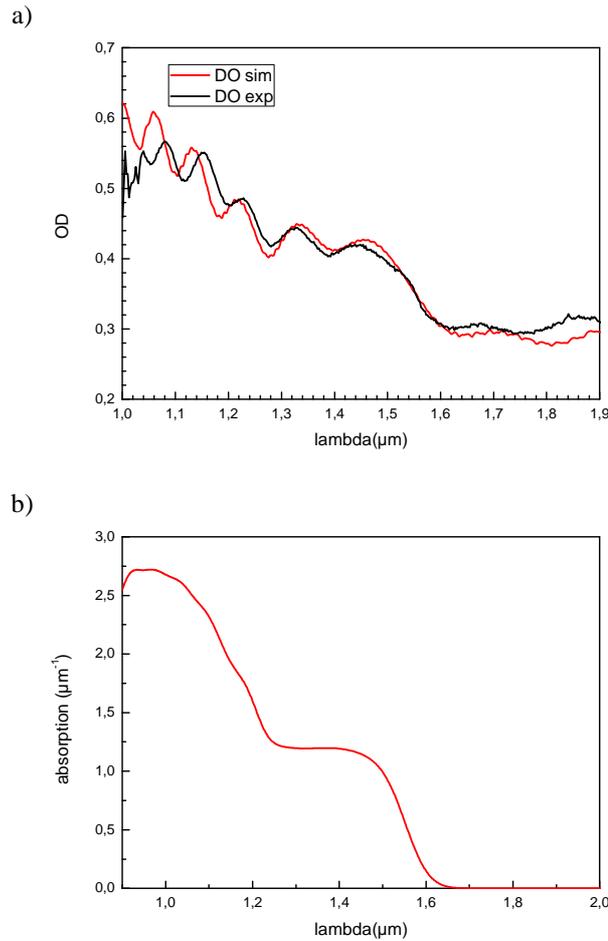


Fig.3.29 : Comparaison entre spectre mesuré et spectre simulé (a) à partir de l'absorbance théorique calculée (b), on notera une légère déviation liée à la différence entre indices réel et théorique ainsi qu'un effet de cavité lié au différence d'indice entre ZA, substrat et couche de surface.

Pour une telle structure l'application d'un champ électrique devrait par ailleurs s'accompagner d'une modification de ce spectre (notamment par effet Stark comme détaillé plus haut). Afin de

vérifier cet aspect nous avons réalisé une série d'enregistrement du spectre d'absorption sous diverses polarisations directe et inverse.

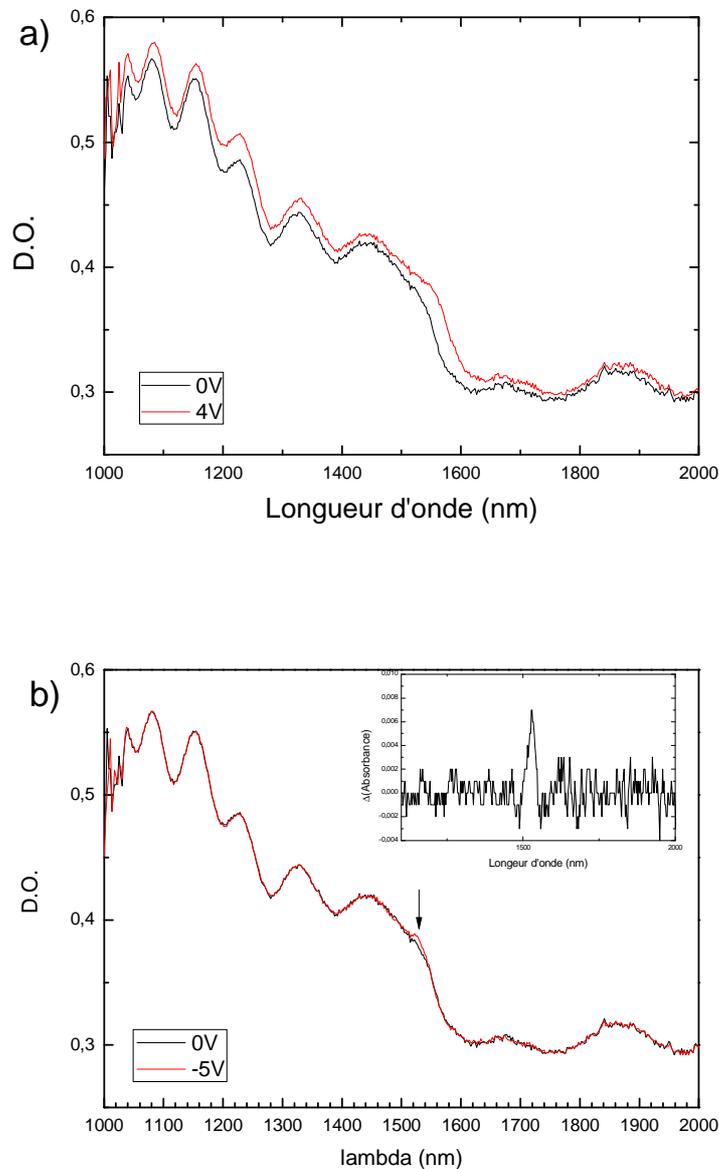


Fig.3.30: Effet de la polarisation électrique sur la photoréponse de la diode s1504(G1). a) Effet d'une polarisation directe à +4V. b) Effet d'une polarisation inverse à -5V, l'insert représente la différence d'absorbance induite par cette polarisation au point indiqué par la flèche.

La polarisation directe (Fig.3.30 a)) montre bien un décalage, toutefois l'interruption du courant montre un retour lent (quelques secondes) au spectre de « repos ». Ceci tend à montrer que le phénomène observé est d'origine purement thermique, l'échauffement induisant un décalage du gap vers les grandes longueurs d'ondes.

De même, la mesure en polarisation inverse (Fig.3.30 b)) ne montre pas d'effet du champ à l'exception de l'apparition d'un épaulement à 1,53 μm , l'amplitude de cette variation ($\sim 1,5\%$) la plaçant sensiblement au-dessus du bruit. L'absence de dépendance entre cette amplitude et la tension de polarisation nous amène à penser que nous observons l'extraction d'une population de porteurs présente dans les puits. La variation observée, associée à un effet de remplissage des bandes, correspond à une densité estimée de 1.10^{17}cm^{-3} . L'origine de ces porteurs (capture de trous dans les centres profonds liée aux défauts du matériau...) et le mécanisme exact observé restent donc encore à élucider.

Nous avons ensuite cherché à évaluer l'impact de la polarisation des photons (en incidence normale sur le plan de croissance) sur leur absorption : les structures telles que celles-ci (notamment présentant peu d'atomes communs entre puits et barrière) ayant déjà montré une anisotropie marquée [66]. Dans notre cas, aucun impact mesurable à notre niveau de résolution n'a pu être observé, ce qui peut être le signe d'une non structuration des interfaces (ordonnement particulier des liaisons atomiques).

Une mesure pompe-sonde a été réalisée à 1550nm pour une puissance de pompe de 200mW et un rapport pompe/sonde de 200, et nous a permis l'obtention de la courbe suivante :

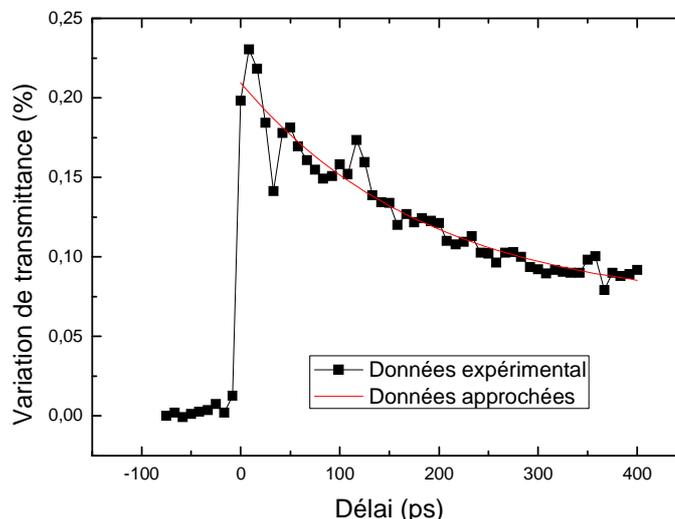


Fig.3.31 : Mesure pompe sonde (saturation d'absorption) sur S1504 et extraction du temps caractéristique par ajustement paramétrique.

La dynamique observée est cohérente avec la structure étudiée (ordre de grandeur habituel 100ps-2ns). On peut toutefois noter que le temps caractéristique (obtenu par ajustement

paramétrique mono-exponentiel) de 188.8ps. Cette dynamique élevée peut avoir diverses origines : la plus probable étant le piégeage des électrons dans les barrières AlAsSb, suivi d'une recombinaison avec les centres profonds liés aux défauts de ces mêmes barrières. La présence d'un champ dans la zone active pourrait aussi induire une réduction du temps de vie mais le décalage du champ hors de la zone active déjà observé précédemment rend cette hypothèse relativement improbable.

Finalement nous avons réalisé une mesure de photoluminescence (PL) sur l'échantillon s1720, celui-ci présente la même structure que le s1504 mais qui a été réalisée à une date ultérieure. Il devrait donc, aux fluctuations de dopage près, présenter un comportement identique à celui du s1504.

La mesure de PL est réalisée via un laser de pompe à 405nm pour une puissance de 28mW :

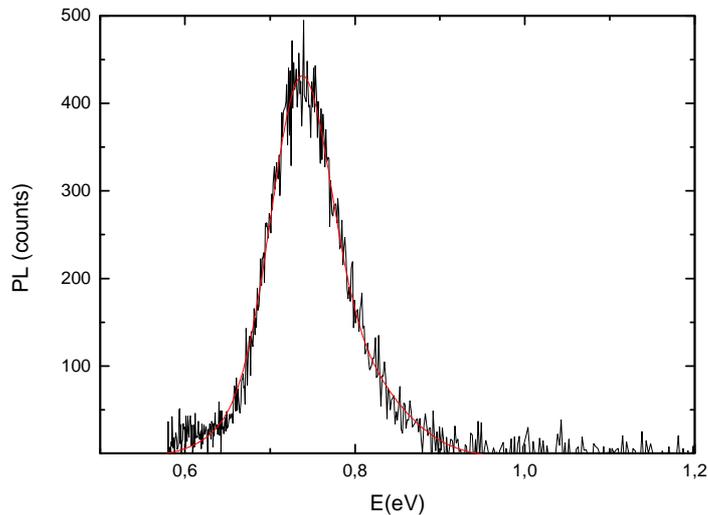


Fig.3.31 : Mesure de photoluminescence sur échantillon s1720.

Au cours de la mesure nous avons pu observer une chute du signal au cours du temps (avec un temps caractéristique de 10s) répétable en tous points de l'échantillon. La cause de cette chute reste pour le moment inexpliquée.

L'analyse du spectre montre un pic élargi avec une largeur à mi-hauteur de 40meV contre 10meV dans les puits standard. De plus ce pic montre un net décalage vers les faibles énergies (0.75eV/1675nm) par rapport à ce qui est attendu ainsi que vis-à-vis des pics d'absorbance observés sur s1353 et s1504. Ce décalage peut trouver son origine dans un problème de calibration lors de la croissance (épaisseur des puits d'InGaAs) où à la présence de défauts dans les barrières d'AlAsSb, ce problème de décalage fait écho aux décalages systématiques du pic de luminescence par rapport à la théorie observé par Yu ZHAO (cf.III.3.2).

Conclusion

Si ces mesures préliminaires ne nous ont pas permis d'observer le fonctionnement souhaité, elles nous ont toutefois permis de montrer que l'AlAsSb joue bien son rôle de barrière vis-à-vis des porteurs mais présente des défauts induisant l'apparition de centres profonds actifs électroniquement nuisibles à l'obtention du comportement souhaité. Nous en revenons donc aux problématiques de notre manque de connaissance des propriétés d'AlAsSb d'une part et de cette structure particulière d'autre part. Ceci implique la nécessité de simulations et d'expérimentations supplémentaires afin d'approfondir notre compréhension des mécanismes mis en jeu et l'optimisation des composants fonctionnels, pour ce faire on aura recourt à des composants simples permettant d'évaluer les contributions de chaque phénomènes au comportement global. On envisagera notamment la réalisation d'une structure mono-puits pour la mesure de photocourant ou encore la réalisation d'une diode AlAsSb/InP pour l'obtention des propriétés électriques propres à cette combinaison.

Bibliographie

- [1]: *Semiconductor Optoelectronic Devices: Introduction to Physics and Simulation*; J Piprek; Academic Press/Elsevier, ISBN 978-0-125-57190-6; 2003.
- [2]: *Core/Shell Semiconductor Nanocrystals*; Peter Reiss, Myriam Protière, Liang Li; PubMed, Volume 5, Issue 2, pp. 154–168; 2009.
- [3]: *Negative differential resistance in InGaAs/AlAsSb/InGaAs single-barrier heterostructure*; W. K. Chen, R. H. Cheng, and J. Ou ; *Applied Physics Letters* 71, Issue 10, pp. 1373 ; 1997.
- [4]: *Possibility of the amplification of electromagnetic waves in a semiconductor with a superlattice*; R. F. Kazarinov, R. A. Suris; *Soviet Physics Semiconductors*, Vol 5, Issue 4, pp. 707-709; 1971.
- [5]: *Resonant Tunneling Through Double Barriers, Perpendicular Quantum Transport Phenomena in Superlattices, and Their Device Applications*; F. Capasso, K.Mohammed, A.Y. Cho, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol 22, pp. 1853; 1986.
- [6]: *Possibility of infrared laser in a resonant tunneling structure*; A. Kastalsky, V. J. Goldman, J. H. Abeles; *Applied Physics Letters*, Vol 59, Issue 21, pp. 2636; 1991.
- [7]: *Quantum cascade lasers* ; J. Faist et al ; *Science* 264, pp. 553 ; 1994.
- [8]: *Comportement dynamique des lasers semiconducteurs en régime de modulation directe* ; E. Hemery, J.-M. Lourtioz ; *Revue de Physique Appliquée*, Vol 22, Issue 11, pp.1571-1580 ; 1987.
- [9]: *Double Heterostructure Lasers: Early Days and Future Perspectives*; Zhores Alferov; *IEEE Journal on selected topics in Quantum Electronics*, Vol 6, Issue 6, pp. 832-840; 2000.
- [10]: *Interband cascade lasers* ; I Vurgaftman, R Weih, M Kamp, J R Meyer, C L Canedy, C S Kim, M Kim, W W Bewley, C D Merritt, J Abell , S Höfling; *Journal of Physics D: Applied Physics*, Vol 48, Issue 12, pp. 300-317; 2015.
- [11]: *New frontiers in quantum cascade lasers: high performance room temperature terahertz sources*; Mikhail A Belkin, Federico Capasso ; *Physica Scripta*, Vol 90, Issue 11, pp. 118002-118015; 2015.
- [12]: *Room temperature quantum cascade lasers with 27% wall plug efficiency*; Y Bai, N Bandyopadhyay, S Tsao, S Slivken M Razeghi ; *Applied Physics Letters*, Vol 98, Issue 18, pp. 1102 ; 2011.
- [13]: *Quantum Well Infrared Photodetector Technology and Applications*, Sarath D. Gunapala, Sumith V. Bandara, John K. Liu, Jason M. Mumolo, Sir B. Rafol, David Z. Ting, Alexander Soibel, Cory Hill; *IEEE Journal on selected topics in Quantum Electronics*, Vol 20, Issue 6; 2014.

- [14]: *Design and optimization of GaAs/AlGaAs heterojunction infrared detectors*; D. G. Esaev, M. B. M. Rinzan, S. G. Matsik, and A. G. U. Perera; *Journal of Applied Physics*, Vol 96, Issue 8, pp.4588; 2004.
- [15]: *HgCdTe infrared detector material: history, status and outlook*; A Rogalski; *Reports on Progress in Physics*, Volume 68, Number 10; 2005.
- [16] *Quadratic autocorrelation of free-electron laser radiation and photocurrent saturation in two-photon quantum well infrared photodetectors*; H. Schneider, O. Drachenko, S. Winnerl, M. Helm; *Applied Physics Letters* 89, Issue 13, pp. 3508-3510; 2006.
- [17] : *Structures de couplage optique originales pour les détecteurs infrarouge à puits quantiques* ; Thomas Antoni ; *Thèse de doctorat* ; 2009.
- [18]: *Recent progress in infrared detector technologies*; A Rogalski; *Infrared Physics & Technology*, Vol 54, Issue 3, pp. 136–154; 2011.
- [19]: *Type-II InAs/GaSb photodiodes and focal plane arrays aimed at high operating temperatures*;Razeghi M ; Pour S. A ; Huang E ; Chen G ; Haddadi A ; Nguyen B ; *Opto-Electronics Review*, Vol 19, Issue 3, pp. 261–269; 2011.
- [20] : *Caractérisation et optimisation de la filière des détecteurs infrarouge a superréseau InAs/GaSb*; E. Giard ; *Thèse de doctorat* ; 2015.
- [21] *A phenomenological model for systematization and prediction of doping limits in II–VI and I–III–VI₂ compounds*; S. B. Zhang, Su-Huai Wei, Alex Zunger; *Journal of Applied Physics*, *Journal of Applied Physics*, Vol 83, Issue 6, pp. 3192; 1998.
- [22] : *Interband and intersubband absorption in HgCdTe multiple quantum wells* ; A. M. de Paula, C. R. M. de Oliveira, G. E. Marques, A. M. Cohen, R. D. Feldman, R. F. Austin, M. N. Islam, C. L. Cesar ; *Phys. Rev. B*, Vol 59, Issue 15, pp.10158-10164; 1999.
- [23] : *Intersubband and interminiband transitions in CdS/ZnSe heterostructures*; M. Göppert, R. Becker, S. Petillon, M. Grün, C. Maier, A. Dinger, C. Klingshirn; *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*, Vol 7, Issue 1, pp. 89-92.; 2000.
- [24]: *Structural study of (CdS/ZnSe)/BeTe superlattices for $\lambda=1.55\mu\text{m}$ intersubband transition*; Akimoto. R, Li.BS, Sasaki. F, Hasama.T; *Journal of Applied Physics*, Vol 95, Issue 10, pp.5352-5359; 2004.
- [25]: *Subpicosecond saturation of intersubband absorption in (CdS/ZnSe)/BeTe quantum-well waveguides at telecommunication wavelength*; Akimoto. R, Li.BS, Sasaki. F, Hasama.T; *Applied Physics Letters*, Vol 87, Issue 18, pp. 1104-1106; 2005.

- [26]: Intersubband transition based on a novel II-VI quantum well structure for ultrafast all-optical switching; R. Akimoto, BS. Li, F. Sasaki, T. Hasama; *Japanese journal of Applied Physics*, Vol 43, No 4B, pp. 1973-1977 ; 2004.
- [27]: Low-saturation-energy-driven ultrafast all-optical switching operation in (CdS/ZnSe)/BeTe intersubband transition; G.W. Cong, R. Akimoto, K. Akita, T. Hasama, and H. Ishikawa; *Optics Express*, Vol 15, Issue 19, pp. 12123-12130; 2007.
- [28]: ZnCdSe/ZnCdMgSe quantum cascade electroluminescence ; Kale J. Franz¹, William O. Charles, Aidong Shen, Anthony J. Hoffman, Maria C. Tamargo, Claire Gmachl; *Applied Physics Letters*, Vol 92, Issue 12, pp. 1105-1107; 2008.
- [29] : Optimization of Molecular Beam Epitaxy (MBE) Growth for the Development of Mid-Infrared (IR) II–VI Quantum Cascade Lasers; R.T. Moug, H. Sultana, Y. Yao, A. Alfaro-Martinez, L. Peng, T. Garcia, A. Shen, C. Gmachl, M.C. Tamargo ; *Journal of Electronic Materials*, Vol 41, Issue 5, pp. 944-947; 2012.
- [30]: MgSe/CdSe coupled quantum wells with optimized MgSe coupling layer thickness and near infrared intersubband absorption around 1.55 μm ; Guopeng Chen, Maria C Tamargo and Aidong Shen; *Journal of Physics D: Applied Physics*, Volume 49, Number 11, pp. 5111-5116; 2016.
- [31]: Band parameters for III–V compound semiconductors and their alloys; I. Vurgaftman, J. R. Meyer, L. R. Ram-Mohan; *Journal of Applied Physics*, Vol 89, Issue 11, pp. 5815-5875; 2001.
- [32]: Feasibility study on ultrafast nonlinear optical properties of 1.55- μm intersubband transition in AlGaIn/GaN quantum wells; Suzuki, N; Iizuka, N; *JAPANESE JOURNAL OF APPLIED PHYSICS PART 2-LETTERS*, Vol 36, Issue 8A, pp. L1006-L1008; 1997.
- [33]: Effect of polarization field on intersubband transition in AlGaIn/GaN quantum wells; Suzuki, N; Iizuka, N; *Japanese Journal Of Applied Physics*, Vol 38, Issue 4A, pp. L363-L365; 1999.
- [34]: Intersubband absorption at λ similar to 1.55 μm in well- and modulation-doped GaN/AlGaIn multiple quantum wells with superlattice barriers; Gmachl, C; Ng, HM; Chu, SNG; et al.; *Applied Physics Letters*, Volume 77, Issue 23, pp. 3722-3724; 2000.
- [35]: Near-infrared intersubband absorption in GaN/AlN quantum wells grown by molecular beam epitaxy; Iizuka, N; Kaneko, K; Suzuki, N; *Applied Physics Letters*, Vol 81, Issue 10, pp. 1803-1805; 2002.
- [36]: Ultrafast intersubband relaxation and nonlinear susceptibility at 1.55 μm in GaN/AlN multiple-quantum wells; Hamazaki, J; Matsui, S; Kunugita, H; et al.; *Applied Physics Letters*, Volume 84, Issue 7, pp. 1102-1104; 2004.

- [37]: FDTD simulation of femtosecond optical gating in nonlinear optical waveguide utilizing intersubband transition in AlGaIn/GaN quantum wells; Suzuki, N; Iizuka, N ; Kaneko, K ; *IEICE Transactions On Electronics*, Vol E83-C, Issue 8, pp. 981-988; 2000.
- [38]: Simulation of interferometer-type ultrafast all-optical gate switches based on intersubband transition in GaN/AlGaIn multiple quantum; Suzuki, N ; *IEICE Transactions On Electronics*, Vol E85-C, Issue.1, pp.174-180; 2002.
- [39]: Room temperature operation of 1.55 μm wavelength-range GaN/AlN quantum well intersubband photodetectors; Uchida, Hiroyuki; Matsui, Satoshi; Holmstroem, Petter; Kikuchi, Akihiko; Kishino, Katsumi; *IEICE Electronics Express*, Vol 26, Issue 20, pp.1668-1670; 2005.
- [40]: InGaAsN- and GaAsN-based quantum well lasers and detectors for optical sensing in 1.3 and 1.55 μm ; Alvaro Guzman, J. Miguel-Sanchez, Esperanza Luna, Elias Munoz; *Proc. SPIE 5502, Second European Workshop on Optical Fibre Sensors*, pp. 414; 2004.
- [41]: Intersubband photonic devices by group-III nitrides; P. Holmström, X. Y. Liu, H. Uchida, T. Aggerstam, A. Kikuchi, K. Kishino, S. Lourduoss, T. G. Andersson, L. Thylén; *Proc. SPIE 6782, Optoelectronic Materials and Devices II*, 67821N; 2007.
- [42]: III-nitride semiconductors for intersubband optoelectronics: a review; M Beeler, E Trichas, E Monroy; *Semiconductor Science and Technology*, Vol 28, Issue 7; 2013.
- [43]: III-nitride-based waveguides for ultrafast all-optical signal processing at 1.55 μm ; Monteagudo-Lerma, Naranjo, Valdueza-Felip, et al.; *Physica Status Solidi A-Applications And Materials Science*, Vol 213, Issue 5, pp. 1269-1275; 2016.
- [44]: Optical Strong Coupling between near-Infrared Metamaterials and Intersubband Transitions in III-Nitride Heterostructures By: Benz, Alexander; Campione, Salvatore; Moseley, Michael W.; et al.; *ACS Photonics*, Vol 1; Issue 10, pp. 906-911; 2014.
- [45]: Band offsets and properties of AlGaAs/GaAs and AlGaIn/GaN material systems; A. J. E Kpunobi, A. O. E. Animalu; *Superlattices and Microstructures*, Volume 31, Issue 5; 2002.
- [46]: Band parameters of InGaAs/GaAs quantum dots: electronic properties study; M Yahyaoui, K Sellami, K Boujdaria, M Chamarro, C Testelin; *Semiconductor Science and Technology*, Vol 28, Issue 12, pp. 5018-5025; 2013.
- [47]: InGaAs/InP long wavelength quantum-well infrared photodetectors; Gunapala, Levine, , Ritter et al; *Applied Physics Letters*, Vol 58, Issue 18, pp. 2024-2026; 1991.
- [48]: Ultrafast all-optical switching at 1.3 μm /1.55 μm using novel InGaAs/AlAsSb/InP coupled double quantum well structure for intersubband transitions, Yoshida, H.; Mozume, T.; Neogi, A.; Wada, O. *Electronics Letters*, Vol 35, Issue 13, pp. 1103-1105 ; 1999.

- [49]: *Nonlinearity and recovery time of 1.55 μm intersubband absorption in InGaAs/AlAs/AlAsSb coupled quantum wells*; T. Akiyama, N. Georgiev, T. Mozume, H. Yoshida, A. Venu Gopal, O. Wada; *Electronics Letters*, Vol 37, Issue 2, pp. 129-130; 2001.
- [50]: *1.55 μm Picosecond All-Optical Switching by Using Intersubband Absorption in InGaAs–AlAs–AlAsSb Coupled Quantum Wells*; Tomoyuki Akiyama, Member, IEEE, Nikolai Georgiev, Teruo Mozume, Haruhiko Yoshida, Achanta Venu Gopal, and Osamu Wada; *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol 14, Issue 4, pp. 495-497; 2002.
- [51]: *Ultrafast All-Optical Refractive Index Modulation in Intersubband Transition Switch Using InGaAs/AlAs/AlAsSb Quantum Well*; Hiroshi Ishikawa, Hidemi Tsuchida, Kazi Sarwar Abedin, Takasi Simoyama, Teruo Mozume, Masanori Nagase, Ryoichi Akimoto, Tetsuya Miyazaki and Toshifumi Hasama ; *Japanese Journal of Applied Physics*, Volume 46, Part 2, Numbers 8–11; 2007.
- [52]: *Mechanism of ultrafast modulation of the refraction index in photoexcited In_xGa_{1-x}As/AlAs_ySb_{1-y} quantum well waveguides*; G. W. Cong, R. Akimoto, M. Nagase, T. Mozume, T. Hasama, H. Ishikawa; *Physical Review B*, Vol 78, Issue 7; 2008.
- [53]: *Ultrafast electron dynamics of intersubband excitation concerning cross-phase modulation in an InGaAs/AlAs/AlAsSb coupled double quantum well*; Takeshi Ogasawara, Shinichiro Gozu, Teruo Mozume, Kazumichi Akita, Ryoichi Akimoto, Haruhiko Kuwatsuka, Toshifumi Hasama, Hiroshi Ishikawa ; *Applied Physics Letters* 98, Issue 25, pp. 1104-1106 ; 2011.
- [54]: *Monolithically integrated all-optical gate switch using intersubband transition in InGaAs/AlAsSb coupled double quantum wells*; Ryoichi Akimoto, Shin-ichiro Gozu, Teruo Mozume, Hiroshi Ishikawa; *Optics Express*, Vol 19, Issue 14, pp. 13386-13394 ; 2011.
- [55]: *All-optical XOR logic gate using intersubband transition in III-V quantum well materials*; Jijun Feng, Ryoichi Akimoto,* Shin-ichiro Gozu, Teruo Mozume; *Optics Express*, Vol 22, Issue 11, pp. 12861-12868; 2014.
- [56]: Yu Zhao; *Growth and optical characterization of Sb-based materials on InP for optical telecommunication*; Thèse de Doctorat, Optics / Photonic; INSA de Rennes; 2014.
- [57]: *Empirical spds* tight-binding calculation for cubic semiconductors: General method and material parameters*; Jean-Marc Jancu, Reinhard Scholz, Fabio Beltram, and Franco Bassani; *Physical Review B*, Vol 57, Issue 11, pp.6493-6507; 1998.
- [58]: *Absorption saturation of near-infrared intersubband transition in lattice-matched InGaAs/AlAsSb quantum wells*; A. Neogi et al; *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*, Vol 7 Issue 1, pp. 183-186 ; 2000.

- [59]: *Tuning the intersubband absorption in strained AlAsSb/InGaAs quantum wells towards the telecommunications wavelength range*; P. Cristea et al; *Journal of Applied Physics*, Vol 100, Issue 11, pp. 6104; 2006.
- [60] *Growth of strained InGaAs layers on InP substrates*; T. Okada et al; *Journal of Applied Physics*, Vol 81, pp. 2185–2196; 1997.
- [61] : *All-optical switches on a silicon chip realized using photonic crystal nanocavities*; Takasumi Tanabe, Masaya Notomi, Satoshi Mitsugi, Akihiko Shinya, Eiichi Kuramochi; *Applied Physics Letters*, Vol 87, Issue 15, pp. 1112 ; 2005.
- [62]: *Demonstration and analysis of the photocurrent produced by absorption of two sub-bandgap photons in a quantum dot intermediate band solar cell*; E. Antolín, A. Martí, P. G. Linares, E. Cánovas, D. Fuertes Marrón and A. Luque; *Applied Physics Letters*, Vol 108, pp. 63901; 2016.
- [63]: *Performance limits of the mid-wave InAsSb/AlAsSb nBn HOT infrared detector*; P. Martyniuk, A. Rogalski; *Optical and Quantum Electronics*, Vol 46, Issue 4, pp. 581–591; 2014.
- [64]: *An InGaAs/AlAsSb Avalanche Photodiode With a Small Temperature Coefficient of Breakdown*; Jingjing Xie, Jo Shien Ng, Chee Hing Tan; *IEEE Photonics Journal*, Volume 5, Issue 4, pp. 6800706 - 6800706; 2013.
- [65]: *Distinction between the Poole-Frenkel and tunneling models of electric-field-stimulated carrier emission from deep levels in semiconductors*; S. D. Ganichev, E. Ziemann, W. Prettl, I. N. Yassievich, A. A. Istratov, E. R. Weber; *Physical Review B*, vol. 61, Issue 15, pp. 10361-10365; 1999.
- [66]: *Investigations of giant 'forbidden' optical anisotropy in GaInAs - InP quantum well structures*; O Krebs, W Seidel, J P André, D Bertho, C Jouanin and P Voisin; *Semiconductor Science and Technology*, Vol 12, Issue 7, pp. 938-942 ;1997.

Conclusion Générale

Dans le premier chapitre, nous avons détaillé les problématiques liées au déploiement de réseaux de télécommunications performants et rappelé comment l'introduction de la fibre optique a permis une amélioration conséquente des performances de ces réseaux à l'échelle mondiale. Nous avons de plus montré comment les technologies de traitement tout optique constituaient l'étape suivante dans l'évolution des réseaux et la recherche constante de composants performants, économiques et flexibles tant dans leurs déploiement (intégration dans les infrastructures préexistantes, accordabilité en longueur d'onde...) que dans leur opération (transparence au format de modulation, bande passante accommodant les futures augmentations de débit...).

Nous nous sommes en particulier attachés au cas des composants semiconducteurs et comment un choix judicieux de matériaux et de nanostructuration permettaient la réalisation de comportements allant de la simple émission laser à la réalisation de fonctions avancées jusqu'ici essentiellement cantonnées à l'électronique telles que les portes logiques.

Notre second chapitre a été consacré à la problématique des méthodes de caractérisation de la réponse optique de composants/matériaux semiconducteurs dans le domaine picoseconde (voire subpicoseconde). En effet quelle que soit l'application de traitement optique visée la compréhension approfondie des propriétés dynamiques électrooptiques d'un matériau est indispensable à la création de structures performantes ce qui fait du développement des techniques de caractérisation et de mesure un enjeu clé du domaine de la recherche en télécommunications optiques.

Dans ce cadre, la mesure pompe-sonde constitue l'une des méthodes couramment utilisées pour l'obtention d'informations sur les dynamiques linéaires ou non linéaires d'un matériau. Nous avons ainsi proposé un montage innovant combinant une mesure polarimétrique avec une configuration en espace libre adaptée aux mesures en impulsion subpicosecondes.

Nous avons pu confirmer que ce montage permettait la mesure des variations de gain et d'indice d'un matériau avec une précision satisfaisante même dans des conditions de mesure moins qu'optimales (faible épaisseur de matériau, faible focalisation, pas de guidage optique...). Ainsi, nous avons pu obtenir un enregistrement du phénomène de SHB avec une résolution subpicoseconde et détecté une variation d'indice aussi faible que $1,78 \cdot 10^{-3}$ pour une épaisseur de matériau actif inférieure au micromètre

Nous avons de plus pu identifier un ensemble de défauts et de points sensibles du montage ; mauvaise superposition des faisceau, fuite de pompe dans le bras de mesure, réflexions parasites et instabilité de la sources laser, dont la résolution permettra à terme de faire de ce système de mesure un outil particulièrement performant pour l'étude de la réponse dynamique des matériaux non-linéaires et donc, par extension, un atout dans le développement de composants avancés basés sur des structures peu ou pas étudiées.

C'est justement autour de telles structures peu étudiées qu'est centré notre troisième chapitre ; l'utilisation des matériaux InGaAs/AlAsSb/InP pour la réalisation de composants de traitement optique reposant sur l'utilisation croisée des transitions intrabandes et interbandes est un domaine prometteur mais qui n'est étudié que par quelques laboratoires dans le monde.

Si la croissance de l'AlAsSb est réalisée depuis plus de vingt ans, nos connaissances sur ses propriétés restent encore lacunaires notamment dans le domaine des composants optoélectroniques pour les télécommunications optiques. Cependant les données accumulées montrent des performances très intéressantes en particulier pour la réalisation de structures IB/ISB aux longueurs d'onde télécoms. De telles structures se caractérisent par leur capacité à produire des effets fortement non-linéaires adaptés à de multiples applications dont la détection à deux photons ou la modulation de phase croisée. Leur réalisation est toutefois rendue difficile par le manque d'informations sur leurs propriétés électrooptiques, leur dopage résiduel... La différence d'énergie de liaison entre AlAs et AlSb et la structure de bande indirecte en sont les raisons principales.

Le présent document ainsi que les travaux antérieurs ont pu mettre en évidence l'impact direct de ce manque d'informations sur la réalisation de composants fonctionnels. Nous avons d'abord rappelé les travaux de Yu ZHAO mettant en évidence les écarts entre les simulations et le comportement de croissance réelle et comment ces écarts induisaient une modification significative des caractéristiques des structures produites, en particulier une difficulté à obtenir des transitions ISB à 1.55 μ m dans des puits quantiques simples.

Nos propres mesures portant sur une structure à multipuits InGaAs/AlAsSb insérée dans une jonction pn pour la photodétection à deux photons ont montré comment un simple défaut de maîtrise du dopage résiduel d'AlAsSb pouvait induire une modification immédiate et rédhibitoire des propriétés de la structure. En particulier, le décalage de la zone de charge d'espace et son implication sur l'application du champ dans la structure, couplé à la structure particulière des barrières conduit à un ensemble de défauts observables. En polarisation directe, nous avons pu par ailleurs observer une forte résistance série (550 Ω) et un facteur d'idéalité de 3.35 signe d'une domination du courant de recombinaison. En polarisation inverse, état de fonctionnement envisagé pour la détection à deux photons, la linéarité du courant d'obscurité à faible tension montre la présence d'une assez forte résistance de fuite. Le photocourant observé à des intensités lumineuses faibles (réponse linéaire) montre une forte dépendance à la tension de polarisation inverse. - A plus forte tension on observe une saturation du courant ainsi qu'une brusque variation autour de -5V.

Les mesures d'absorption/électroabsorption et de luminescence du composant montrent un positionnement correct des transitions (0.795eV et 1.03eV). Elles viennent aussi confirmer la mauvaise localisation de la zone de charge espace de la structure : en effet on n'observe aucun décalage du front d'absorption avec la polarisation et donc une absence d'effet Stark dans la structure. La dépendance du photocourant observée avec la tension appliquée peut quant à elle être reliée aux seuls effets thermoioniques assistés par champ électrique (Poole-Frenkel en particulier), signe (restant à confirmer) d'une bonne efficacité des barrières d'AlAsSb notamment sur la limitation du courant à un photon.

Lorsque nous appliquons une tension forte sur la structure, nous observons un niveau de photocourant qui tend à montrer une bonne efficacité quantique de la structure.

L'ensemble de ces mesures nous permet de formuler deux observations ; d'une part nous avons mis en évidence que les modèles classiques étaient peu adaptés à ce type de structure, rendant le design des composant et l'extraction de leurs paramètres physiques fondamentaux plus complexes qu'envisagés initialement. D'autre part, la structure proposée montre de réelles performances, transition IB et ISB adaptée au domaine d'application, barrière efficace, bonne

efficacité quantique ce qui nous permet d'espérer l'obtention du comportement souhaité à brève échéance.

Ces deux observations nous permettent de conclure sur la nécessité d'études plus poussées visant à une amélioration importante de notre maîtrise et de notre compréhension du matériau afin de permettre la réalisation d'applications avancées.

AVIS DU JURY SUR LA REPRODUCTION DE LA THESE SOUTENUE

Titre de la thèse:

Optique non-linéaire et propriétés dynamiques des composants IB/ISB sur InP, Application aux télécommunications optiques

Nom Prénom de l'auteur : SAUBLET JEROME

Membres du jury :

- Monsieur SHARAIHA Ammar
- Monsieur LABBE Christophe
- Monsieur FOLLIOU Hervé
- Madame GUEZO Maud

Président du jury : *Ammar SHARAIHA*

Date de la soutenance : 11 Octobre 2017

Reproduction de la these soutenue

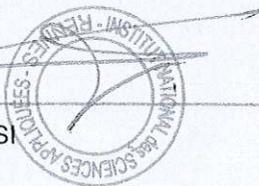
- Thèse pouvant être reproduite en l'état
 Thèse pouvant être reproduite après corrections suggérées

Fait à Rennes, le 11 Octobre 2017

Signature du président de jury

Le Directeur,

M'hamed DRISS



Résumé

Cette thèse porte sur l'étude des propriétés dynamiques et non linéaires des semi-conducteurs III-V et leur utilisation pour le traitement optique dans les réseaux de télécommunication à haut débit. Elle est décomposée en deux axes majeurs.

Le premier est lié à l'utilisation couplée des transitions inter-bandes (IB) et inter-sousbandes (ISB). Les différences entre ces deux types de transitions, en termes de dynamique et de sensibilité à la polarisation, font des composants IB/ISB de bons candidats pour la réalisation de fonctions de traitement avancées. Dans cette optique nous avons réalisé et caractérisé un nouveau composant à puits quantiques InGaAs/AlAsSb sur substrat InP insérés dans une jonction pn. Les premiers résultats obtenus indiquent un comportement de diode mais révèlent que la zone de charge espace est décalée, dû à un probable dopage effectif non intentionnel de l'AlAsSb. La mesure du photocourant en fonction de la polarisation électrique révèle un transport via un effet Poole-Frenkel et montre l'efficacité des barrières de potentiel AlAsSb. Ces résultats nous permettent d'envisager aussi bien des applications purement optiques (modulation de phase ou d'intensité croisées...) qu'optoélectroniques (photo détection à deux photons).

Le deuxième axe consiste en l'étude et la réalisation d'un montage permettant une caractérisation poussée de la dynamique phase/amplitude et de la réponse non linéaire de tels composants. L'approche choisie est celle d'une mesure pompe sonde employant un circuit optique analogue à un interféromètre de Sagnac, offrant à la fois une grande stabilité mécanique pour une précision de mesure élevée et la possibilité d'utiliser la polarimétrie afin d'extraire les variations de gain et d'indice pour une étude plus complète des propriétés du matériau. L'utilisation d'une source laser sub-picoseconde nous permet de résoudre les phénomènes aux temps courts. Une première démonstration de la mesure de variation phase-amplitude sur un absorbeur simple (multipuits InGaAs/InP) autour de 1.5µm est présentée.

Mots clés : Optoélectronique, composants semconducteurs III-V, télécommunications optiques, mesures pompe-sonde, dynamique phase/amplitude, optique non linéaire, transitions inter-sousbandes, modulation de phase croisée, photodétecteur à deux photons

Abstract

This PhD thesis presents the study of dynamics and nonlinear properties of III-V semiconductors and their use for optical processing in high bit-rate telecommunication networks. It is divided into two major axes.

The first is related to the coupled use of inter-band (IB) and inter-subband (ISB) transitions. The differences both transitions, in terms of dynamics and sensitivity to polarization, make IB / ISB components good candidates for advanced processing functions. In this context, we have realized and characterized a new device based on InGaAs / AlAsSb quantum wells on InP substrate inserted in a pn junction. The first results obtained indicate a diode-like behaviour but reveal that the space charge region is shifted. This is linked to a probable unintentional doping of AlAsSb. The measurement of the photocurrent according to the electrical polarization reveals a transport via a Poole-Frenkel effect and shows the effectiveness of the AlAsSb potential barriers. These results allow us to consider both purely optical applications (phase modulation or cross intensity ...) and optoelectronic applications (photo-detection with two photons).

The second axis consists in the study and the realization of an advanced characterization tool to measure the phase/amplitude dynamics and the non-linear responses of such components. We have used a pump-probe measurement set-up employing an optical configuration similar to a Sagnac interferometer. It offers both a great mechanical stability for high measurement accuracy and the possibility of using polarimetric properties in order to extract variations of the optical index (gain and refractive index) for a more complete study of the properties of the material. The use of a sub-picosecond laser source allows us to solve phenomena at short times. A first demonstration of the phase-amplitude variation measurement on a single absorber (InGaAs / InP multiwells) around 1.5 µm is presented.

Keywords: Optoelectronics, III-V semiconductor devices, optical telecommunications, pump-probe measurements, phase amplitude dynamics, non-linear optics, inter-subband transition, cross phase modulation, two photon photodetector...