

République Algérienne Démocratique et Populaire

Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

École Nationale Polytechnique

Département d'Électronique



المدرسة الوطنية المتعددة التقنيات
Ecole Nationale Polytechnique

Projet de Fin d'Études

Pour l'obtention du diplôme

Ingénieur d'État en Électronique

Intitulé

**Étude et simulation des
amplificateurs optiques à base des
semi-conducteurs SOA et à base des
fibres optiques dopées Erbium EDFA**

Proposé et dirigé par :

Pr. Mohamed MEHENNI

Réalisé par :

Mohammed SELAMI

Remerciements

Je remercie le bon dieu de nous avoir donné la force et la santé dans la réussite de nos études et de ce présent travail.

Mes remerciements à mes chers parents qui ont empli ma vie d'amour et de joie, et qui ont fait de leurs mieux pour que j'arrive à ce que je suis maintenant, je remercie également toute ma famille LARBI ZEGHLACHE de Belcourt de leurs soutient, aide et encouragement durant les cinq années d'étude.

J'exprime ma profonde reconnaissance et gratitude à mon promoteur, le Professeur Mohamed MEHENNI, tout au long de ce travail, il a su m'apporter un soutien constant, une disponibilité, une écoute, une confiance et des conseils précieux et avisés à la hauteur de ses compétences et de ses réelles qualités humaines.

J'exprime aussi, ma parfonde reconnaissance aux membres du jury, Professeur M.TRABELSI, Professeur Z.TERRA, pour leurs disponibilité, et d'avoir accepté de juger mon travail.

Je tiens à exprimer ma gratitude et reconnaissance aux enseignants du département Électronique de l'École Nationale Polytechnique d'Alger, qui ont contribué étroitement à ma formation d'ingénieur, je leurs suis reconnaissant pour leurs inestimables efforts durant ma formation.

Enfin, je remercie tous ceux qui ont contribué de près ou de loin à la réalisation de ce travail.

*À mes très chers parents,
À mes frères, à mes sœurs,
À toute ma famille ,
À tous mes amis,
À tous ceux que j'aime,
Affectueusement, MOHAMMED*

ملخص:

الخسائر الناجمة عن الألياف البصرية هي واحدة من العقبات الرئيسية في مجال الاتصالات بالألياف البصرية، بالنظر إلى الحد من الإشارة الضوئية الذي يتم إنشاؤه. عملنا يتمثل في دراسة المضخمات الضوئية، لذلك قمنا بدراسة تكنولوجيتين من هذه الأخيرة تشمل: SOA (مضخم ضوئي بنصف ناقل) و EDFA (مضخم ضوئي بليف مخدر إربيوم) محاكاة الخصائص لكل من التكنولوجيتين عن طريق برنامج المحاكاة و MATLAB سمحت لنا بمقارنتهما من وجهة نظر: كسب، تشويش، إشباع، شريط نافذ ... إلخ، كلمات مفتاحية: المضخم الضوئي، نصف ناقل، ليف مخدر، الاتصالات بالليف البصري، الكترولوضوئي.

Résumé :

Les pertes dues à la fibre optique sont l'une des contraintes majeures dans le domaine de télécommunication par fibre optique, vu la diminution du signal optique engendrée.

Notre travail consiste à étudier les amplificateurs optiques, pour cela on a étudié deux technologies de ces derniers à savoir : SOA (amplificateur optique à semi-conducteur) et EDFA (amplificateur optique à fibre dopée Erbium). La simulation des caractéristiques de chacune des technologies par un logiciel de simulation et MATLAB, nous a permis de les comparer du point de vue : gain, bruit, saturation, bande passante ... etc.

Mots clé : amplificateur optique, semi-conducteur, fibre dopée, télécommunication par fibre optique, optoélectronique.

Abstract :

The losses due to fiber-optic are one of the major constraints in the field of fiber-optic telecommunication , considering the generated reduction in the optical signal.

Our work consists in studying the optical amplifiers, for that we have studied two technologies of the latter namely : SOA (Semiconductor Optical Amplifiers) and EDFA (Erbium-Doped Fiber Amplifiers). The simulation of the characteristics of each technology by simulation software and MATLAB, allowed us to compare them viewpoint : gain, noise, saturation, band-width. ... etc.

Key words : optical amplifier, semiconductor, doped fiber, fiber optic telecommunication, optoelectronic .

Table des matières

Table des matières	1
Abréviations	4
Table des figures	5
Liste des tableaux	7
Introduction générale	8
1 Notions de base sur le signal optique	10
1.1 Niveaux d'énergie et transitions	10
1.1.1 Dualité onde-corpuscule	10
1.1.2 Mécanismes des transitions réelles	11
1.1.3 Transitions radiatives	14
1.1.3.1 Absorption optique	14
1.1.3.2 Emission Spontanée	15
1.1.3.3 Emission Stimulée	17
1.2 Inversion de population	18
1.2.1 Modes de pompage	19
1.2.1.1 Pompage optique	19
1.2.1.2 Pompage électronique	20
1.3 Conclusion	21
2 La fibre optique	22
2.1 Propriétés des fibres optiques dopées Erbium	22
2.1.1 Propagation dans les fibres	22
2.1.2 Structure électronique et transitions de l'ion Erbium	23
2.1.3 Niveaux d'énergie de l'ion Erbium	25
2.1.4 Émission stimulée et durée de vie	26
2.1.5 Éclatement Stark	27

2.1.6	Les fibres optiques dopées Erbium	29
2.1.7	Silicium poreux dopé aux ions Erbium	30
2.1.7.1	Dopage et activation des ions Erbium	30
2.2	Pertes dans la fibre	31
2.2.1	Coefficient d'atténuation	31
2.2.2	Absorption de la matière	33
2.2.3	Diffusion de Rayleigh	34
2.2.4	Imperfections de guide d'onde	35
3	Caractéristiques générales des amplificateurs optiques	37
3.1	Introduction	37
3.2	Gain optique	37
3.2.1	Spectre du Gain et bande passante	38
3.2.2	Saturation du Gain	40
3.3	Bruit d'amplificateur	41
3.4	Principales Applications	43
3.4.1	Amplificateur de puissance (Booster)	43
3.4.2	Préamplificateur	43
3.4.3	Amplificateurs en ligne	44
4	Amplificateurs optiques à base des semi-conducteurs SOA	45
4.1	Introduction	45
4.2	Principe	45
4.3	Structures et matériaux	47
4.4	Les configurations des amplificateurs optiques à semi-conducteurs	49
4.4.1	Les amplificateurs optiques à semi-conducteurs à cavité résonnante	49
4.4.2	Les amplificateurs optiques à semi-conducteur à ondes progressives	50
4.5	Conception d'Amplificateur	51
4.6	Caractéristiques d'Amplificateur	53
4.7	Guide d'onde diélectrique	55
4.8	Le facteur de confinement optique	56
4.9	Condition pour l'amplification	58
4.10	Mécanismes de recombinaison	59
4.10.1	Recombinaisons radiatives	60
4.10.1.1	Condition pour le gain	61
4.10.2	Recombinaisons Non-radiatives	62
4.10.2.1	Effet d'Auger	63
4.10.2.2	Recombinaison en surface	63

4.10.2.3	Recombinaison aux défauts	64
4.11	Conclusion	64
5	Amplificateurs à fibre optique Dopée Erbium EDFA	66
5.1	Introduction	66
5.2	Description générale	67
5.3	Principe d'amplification	67
5.4	Spectre du Gain	69
5.5	Bruit d'amplificateur	72
5.6	Conclusion	73
6	Simulation	74
6.1	Introduction	74
6.2	Simulation sous logiciel	74
6.2.1	Bibliothèques utilisées	74
6.2.2	Simulation de l'amplificateur optique à fibre dopée Erbium EDFA	76
6.2.2.1	Analyse statique	78
6.2.2.2	Analyse spectrale	81
6.2.3	Simulation de l'amplificateur optique à semi-conducteur SOA	82
6.2.3.1	Analyse statique	84
6.2.3.2	Analyse spectrale	86
6.3	Résultats sous MATLAB	87
6.3.1	Gain d'un EDFA	87
6.4	Comparaison	88
	Conclusion générale	91
	Annexe	92
	Bibliographie	95

Abréviations

ASE	Amplified spontaneous emission
CB	Conduction band
CW	continuous wave
EDFA	Erbium-Doped Fiber Amplifiers
E_g	Bandgap
FP	Fabry-Pérot
FWHM	full width at half maximum
LASER	Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation
MCVD	Modified Chemical Vapor Deposition
SNR	Signal to Noise Ratio
SOA	Semiconductor Optical Amplifiers
TE	transverse electric
TM	transverse magnetic
TW	Travelling Wave
VB	Valence band
WDM	wavelength division multiplexing

Table des figures

1.1	Transition électronique et niveaux moléculaires	13
1.2	Processus de l'absorption optique	14
1.3	Processus de l'émission Spontanée	16
1.4	Processus de l'émission Stimulée	17
1.5	Inversion de population	18
1.6	Principe de l'inversion de population	19
2.1	Propagation de la lumière dans une fibre à saut d'indice	23
2.2	Tableau périodique des éléments	24
2.3	Représentation schématique des levées de dégénérescence successives du niveau énergétique 4fN	25
2.4	Diagrammes de l'énergie libre des ions erbium[15]	26
2.5	Absorption et émission stimulée d'un ion erbium	27
2.6	Effet Stark sur les niveaux de l'Erbium	28
2.7	Transition $4I_{15/2} \rightarrow 4I_{13/2}$ sondée par absorption ; A sans éclatement Stark ; B, effet de l'éclatement Stark	28
2.8	Répartition des ions Al^{3+} et Er^{3+} dans une matrice silice	29
2.9	Le spectre de pertes d'une fibre monomode[12]	33
2.10	Les pertes et la dispersion de toutes les ondulations de la fibre	34
3.1	Les gains normalisés par profil de Lorentzian $g(\omega)$ et le correspondant Spectre du gain de l'amplificateur $G(\omega)$, relatif à ω_0	39
3.2	Gain d'amplificateur saturé normalisé G/G_0 en fonction de la puissance de sortie normalisée	40
3.3	Applications des amplificateurs Optiques dans un système de transmission optique	43
3.4	Récepteur optique pré-amplifié	44
4.1	Diagramme de bandes d'une diode P-N polarisée en direct	46
4.2	Correspondance entre matériau, maille du cristal et gap	47
4.3	Structure générale d'un amplificateur optique à semi-conducteurs	48

4.4	Structures de guide d'un amplificateur optique à semi-conducteurs	48
4.5	Émission spontanée amplifiée d'un amplificateur optique à semi-conducteurs [5]. . .	49
4.6	SOA à cavité résonante Fabry-Pérot	50
4.7	SOA à ondes progressives	50
4.8	(a) raie inclinée (b) facette enfoncée	53
4.9	Gain d'amplificateur en fonction de la longueur d'onde du signal	54
4.10	Le guide d'ondes diélectrique de l'amplificateur optique à semi-conducteur [14] . . .	56
4.11	Facteur de confinement des modes fondamentaux TE et TM pour une couche active InGaAsP et une gaine de InP en fonction de l'épaisseur de la région active.	57
4.12	La différence du gain optique entre les modes de TE et TM d'un amplificateur à semi-conducteur est tracée en fonction de la longueur du dispositif pour différentes épaisseurs de la couche active.	58
4.13	La densité des porteurs injectés calculée pour la transparence en fonction de la température pour le InGaAsP non dopé $\lambda = 1.3 \mu m$	59
4.14	Diagramme de bande d'énergie d'un SOA	61
5.1	Schéma d'un amplificateur optique à fibre dopée	67
5.2	Mécanisme d'inversion de population d'un ion Er^{+3} sous pompage à $980nm$	68
5.3	Processus de désexcitation dans un laser à fibre erbium, (a) désexcitation spontanée, (b) désexcitation stimulée	68
5.4	Structure d'un EDFA [16]	69
5.5	Section efficace d'émission et d'absorption de l'ion Erbium	70
5.6	Spectre du gain d'un EDFA pour différentes puissances du signal entrant	71
5.7	Gain du signal (en dB) à 1550 nm en fonction de la puissance de pompe à 980 nm [15]	72
6.1	Porteuse sinusoïdale	75
6.2	variable intermédiaire	75
6.3	Bloc de sortie	75
6.4	Amplificateur optique EDFA	76
6.5	Amplificateur optique SOA	76
6.6	Schéma bloc d'une liaison à EDFA	77
6.7	Résultats de l'analyse statique EDFA (1ère étape)	79
6.8	Résultats de l'analyse statique EDFA (2ème étape)	80
6.9	Spectres en entrée et en sortie d'un EDFA pour une puissance d'entrée de -40 dBm	82
6.10	Schéma bloc d'une liaison à SOA	83
6.11	Résultats de l'analyse statique SOA	85
6.12	Spectres en entrée et en sortie d'un SOA pour une puissance d'entrée de -40 dB . .	87

6.13 Gain d'un EDFA en fonction de la longueur d'onde sous MATLAB 88

Liste des tableaux

6.1 Grandeurs caractéristiques associées aux différentes techniques d'amplification optique étudiées 90

Introduction générale

Les tous premiers systèmes de communication par fibre optique utilisaient des fibres multimodes. La portée était limitée par la dispersion modale, due aux différentes vitesses de propagation des nombreux modes de la fibre, plutôt qu'à l'atténuation. Il était donc nécessaire de régénérer périodiquement le signal, à l'aide de répéteurs optoélectroniques impliquant une détection du signal lumineux, un traitement électronique complet incluant une resynchronisation puis une remise en forme du signal et enfin un transfert de l'information sur une nouvelle porteuse optique. Avec l'avènement des fibres monomodes dont la dispersion chromatique pouvait être compensée en alternant des tronçons de dispersion de signes opposés, le facteur limitant la portée était plutôt lié à l'atténuation, tout du moins pour des débits allant jusqu'à 10 Gbit/s. Dès lors il ne devenait plus nécessaire de régénérer complètement le signal, et une simple amplification linéaire devait suffire. Il est alors clairement apparu à certains qu'une amplification optique directe pourrait constituer une alternative plus simple aux répéteurs-régénérateurs optoélectroniques dont la complexité et le coût augmentent très rapidement avec l'accroissement du débit par canal. Par ailleurs, la fabuleuse largeur de bande optique des fibres (environ 20 000 THz) autorise un multiplexage massif en longueur d'onde par la technique "WDM" (wavelength division multiplexing). un seul amplificateur optique direct permet aujourd'hui d'amplifier simultanément sans distorsions un multiplex de 100 canaux multiplexés spectralement, et ainsi d'éviter un ensemble de 100 régénérateurs optoélectroniques associés à un multiplexeur-démultiplexeur. On comprend dès lors l'enjeu de cette nouvelle technologie [8].

La fonction d'un amplificateur optique est de générer du gain directement en optique, c'est-à-dire sans conversion du signal optique en signal électrique puis conversion du signal électrique amplifié en signal optique. Ce type d'amplificateur est généralement indépendant du signal électrique (analogique, numérique, fréquence, débit, ...) qui module la porteuse optique. Il existe principalement trois types d'amplificateurs optiques [3] : les amplificateurs à fibre dopée en terre rare, les amplificateurs optiques à semi-conducteur et les amplificateurs à fibre utilisant l'effet Raman.

Le présent document est organisé en six chapitres comme suit.

Chapitre 1 : Il est consacré à l'exposition de notions fondamentales du signal optique, utiles à la compréhension des chapitres suivants. Parmi ces notions, les processus, de l'absorption optique, l'émission spontanée, l'émission stimulée et l'inversion de population.

Chapitre 2 : Dans ce chapitre, nous avons traité les problèmes d'atténuation dans la fibre optique et les caractéristiques des fibres optiques dopées Erbium.

Chapitre 3 : Ce chapitre est réservé à l'étude des Caractéristiques générales des amplificateurs optiques, le gain, la bande passante, la saturation et l'amplification du bruit.

Chapitre 4 : Ce chapitre est consacré à une étude théorique sur les amplificateurs optiques à semi-conducteurs SOA.

Chapitre 5 : Dans ce chapitre, nous avons traité les principes d'amplification sur les amplificateurs optiques à fibre dopée Erbium EDFA.

Chapitre 6 : Dans ce dernier chapitre, nous avons simulé quelques Paramètres des deux technologies étudiées.

Chapitre 1

Notions de base sur le signal optique

1.1 Niveaux d'énergie et transitions

1.1.1 Dualité onde-corpuscule

Le but de ce paragraphe n'est pas de répondre en détail à la question complexe « Qu'est-ce que la lumière ? » Il est toutefois difficile de parler de laser et du signal optique sans évoquer le problème de la nature du rayonnement. Celui-ci est-il plutôt une onde ou plutôt constitué de corpuscules ? Le débat agita déjà les esprits des plus illustres philosophes grecs (Aristote avait « pressenti » la nature ondulatoire, Empédocle et Pythagore, la nature corpusculaire). Après des siècles de réflexion, de recherche et... de polémique, la science moderne répond aujourd'hui par une formule qui peut paraître ambiguë mais qui, en fait, résume bien l'état de nos connaissances : la lumière se comporte tantôt comme une onde, tantôt comme des corpuscules. C'est au début du 20e siècle (1900) que Max Planck, dans le but de résoudre l'énigme du rayonnement du corps noir, a formulé une hypothèse hardie, à l'origine d'une véritable révolution : les échanges d'énergie entre matière et rayonnement ne pourraient s'effectuer que par quantités discrètes, multiples entiers d'une énergie élémentaire de valeur $h\nu$ est appelée quantum :

$$E = h\nu \tag{1.1}$$

Avec ν fréquence du rayonnement concerné et h constante universelle.

Pour la première fois, une approche « quantique » de l'énergie apparaissait, alors que les « monuments » de la Physique (thermodynamique, théorie électromagnétique de Maxwell) n'envisageaient que des variations strictement continues. Cinq ans plus tard, les confirmations expérimentales de la théorie de Planck ne permettant plus le doute, Albert Einstein, aux prises avec une autre énigme (l'effet photoélectrique), reprenait l'idée quantique et résolvait son problème spécifique en assimilant le rayonnement à un ensemble de quanta (ou « paquets ») d'énergie électromagnétique de valeur $h\nu$, baptisés photons et présentant un comportement

corpusculaire (le terme de « grains » d'énergie est parfois utilisé, mais il évoque des particules dotées de masse et prête ainsi à confusion). Cette approche, révolutionnaire et efficace, ne règle cependant pas tous les problèmes ; le comportement ondulatoire de la lumière, indéniable dans les expériences d'interférences, de diffraction ou de polarisation, et génialement mis en équation par Maxwell, n'est pas pour autant rayé de la carte. Il faut seulement se rendre à l'évidence : le rayonnement présente un comportement soit ondulatoire, soit corpusculaire, suivant le type d'expérience considéré ; ce comportement à double visage est baptisé « dualité onde-corpuscule » [9].

Ces deux aspects d'un même phénomène peuvent apparaître contradictoires, voire inconciliables. En réalité, une approche statistique (ou probabiliste) permet de montrer qu'ils sont complémentaires : il « suffit » d'admettre que l'intensité de l'onde associée à un photon, est directement liée à la probabilité de présence du corpuscule en un point, ou encore, au nombre moyen de photons passant en ce point. Une probabilité de présence nulle traduit alors l'absence de rayonnement ; cette approche permet notamment d'interpréter les expériences d'interférence, typiquement de nature ondulatoire, par l'existence de photons. Ainsi réconciliées, les deux théories reçoivent de plus le soutien d'une autre théorie universelle, celle de l'indétermination d'Heisenberg. Celle-ci nous enseigne que pour certains phénomènes, en particulier dans le monde de l'infiniment petit, on peut trouver certains couples de grandeurs caractéristiques ne pouvant jamais, par principe, être connues parfaitement les deux à la fois ; les relations liant les incertitudes avec lesquelles on peut les connaître simultanément portent le nom de relations d'indétermination de Heisenberg. Un calcul de quelques pages montre que l'incertitude Δn sur le nombre n de photons mis en jeu dans une expérience et celle $\Delta\phi$ sur la phase ϕ de l'onde associée, sont liées par l'inégalité [9].

$$\Delta n \Delta\phi \geq 2\pi \quad (1.2)$$

Si l'on souhaite individualiser un photon, il faut pouvoir déterminer n (ici) avec une erreur Δn nulle ; on a alors indétermination totale de la phase de l'onde associée car $\Delta\phi \rightarrow \infty$.

Ce raisonnement est l'un des plus convaincants pour illustrer la complémentarité entre les deux comportements du rayonnement, notamment dans le domaine qui nous concerne ici celui de la lumière visible et des deux zones voisines du spectre (infrarouge et ultraviolet) qui correspond au L (light) de laser.

1.1.2 Mécanismes des transitions réelles

Plusieurs générations de physiciens se sont patiemment efforcées d'établir un catalogue des niveaux d'énergie présents dans les atomes et les molécules. Les plus acharnés furent les spectroscopistes qui traquèrent les innombrables raies d'émission pour en déduire la constitution fine de la matière : « les raies d'émission sont le langage des atomes » disaient-ils...

Le cas d'un atome isolé, hypothèse d'école, est le plus confortable à modéliser car il n'interagit pas avec d'autres « confrères ». Il en va tout autrement dans les cristaux et les molécules, qui sont constitués d'assemblages plus ou moins complexes d'atomes interagissant entre eux. Il est donc prévisible qu'un gaz, constitué d'atomes en mouvement, relativement éloignés les uns des autres, ne présentera pas les mêmes niveaux d'énergie qu'un cristal aux atomes proches et fortement liés entre eux. D'une façon générale, lorsque la masse volumique des corps augmente, il en résulte un élargissement des raies qui peut conduire à l'observation de bandes de niveaux difficiles à séparer (non résolubles) même à l'aide de systèmes dispersifs très résolvents.

Des lois complexes de la physique quantique, nous pouvons extraire deux conclusions :

— dans les cristaux, les interactions entre atomes compliquent le jeu en multipliant considérablement le nombre de niveaux d'énergie à prendre en compte, ces niveaux pouvant présenter une dégénérescence en bandes quasi-continues. Il existe, heureusement pour le laser, des exceptions importantes : certaines raies, associées à la présence de quelques atomes d'impuretés (en réalité des ions), demeurent très fines. Pour obtenir une émission très monochromatique, le physicien devra faire preuve de beaucoup d'ingéniosité pour trouver la bonne impureté, insérée dans le bon cristal ;

— En outre, les « édifices » moléculaires ne sont jamais figés ; en première approximation, avec notre approche macroscopique du monde microscopique, nous pouvons modéliser leurs mouvements à partir des concepts classiques de la Mécanique sous forme de rotations et vibrations. La Mécanique quantique en donne une représentation plus abstraite, mais basée sur la même idée : les mouvements de rotation et de vibration se traduisent, dans les molécules, par une forte multiplication des niveaux d'énergie. Ces quelques éléments simplifiés permettent d'imaginer pourquoi la recherche d'une émission lumineuse très monochromatique représentait un pari non gagné d'avance. En pratique, les physiciens ont retenu quelques mécanismes de transitions qui se sont révélés porteurs et que nous retrouverons dans les lasers actuels [9].

Les **transitions électroniques**, dans lesquelles les changements de niveaux d'énergie s'effectuent par « sauts » des électrons d'une orbite à l'autre dans une population d'atomes non ionisés : lors de la montée des électrons dans l'échelle énergétique, ceux-ci ne peuvent pas quitter leurs atomes d'origine. C'est le modèle le plus simple à appréhender avec une approche mécanistique, c'est donc le plus répandu dans les ouvrages de vulgarisation (figure 1.1).

Les **transitions ioniques**, ou électroniques avec ionisation, dans lesquelles le mécanisme de base reste identique, mais avec un apport d'énergie extérieure suffisant pour que certains électrons soient arrachés à leurs atomes d'origine, transformant ceux-ci en ions. Ce mode d'excitation, rencontré dans certains gaz soumis à une décharge électrique (argon), est moins sélectif, mais aussi plus « brutal » car les électrons devenus libres véhiculent dans le milieu un surplus d'énergie sous forme cinétique, qu'il faudra évacuer.

Les **transitions moléculaires**, dans lesquelles les changements d'énergie s'effectuent par une modification globale de l'état de vibration (distance variable entre deux atomes constitutifs

par exemple), ou de rotation des molécules. Ce mécanisme est typique des gaz moléculaires, tel que le dioxyde de carbone (figure 1.1).

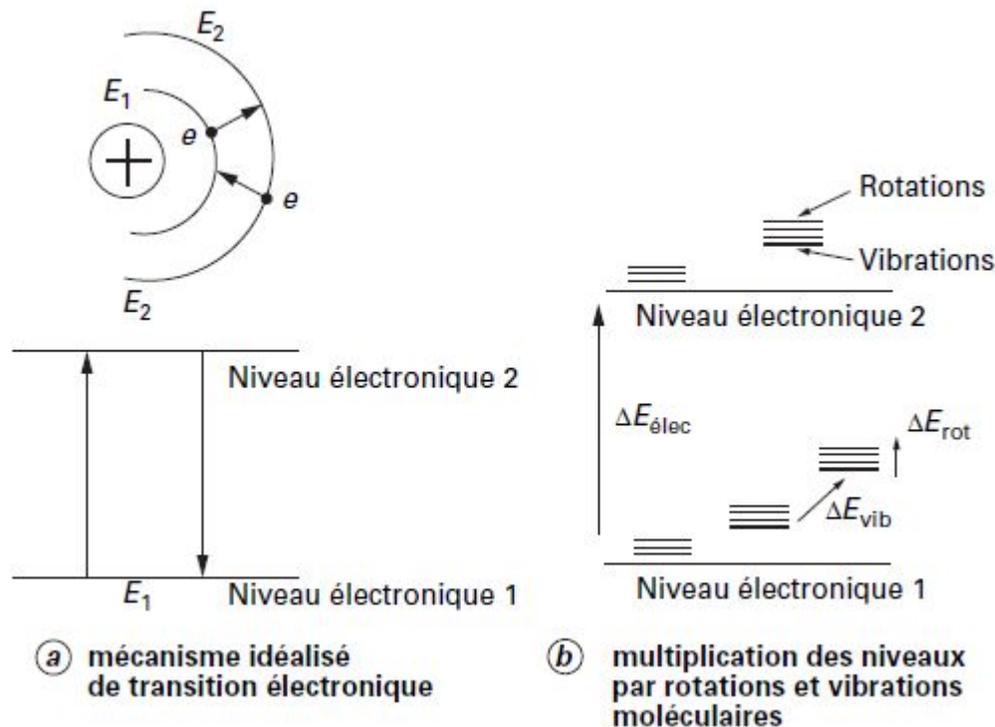


FIG. 1.1: Transition électronique et niveaux moléculaires

Les physiciens connaissant bien les ordres de grandeur des énergies à mettre en jeu dans ces différents modes de transition, la formule de Planck permet aisément de prévoir les domaines de fréquences, donc de longueurs d'ondes concernées :

$$E_2 - E_1 = \Delta E = h\nu = \frac{hc}{\lambda}$$

avec $h = 6,63 \cdot 10^{-34} J \cdot s$ et $c = 3 \cdot 10^8 m/s$;

— transitions électroniques : ΔE_{elec} ;

— transitions moléculaires : ΔE_{vib} (vibrations), ΔE_{rot} (rotations).

La hiérarchie énergétique étant bien établie ($\Delta E_{elec} > \Delta E_{vib} > \Delta E_{rot}$), les valeurs de ΔE conduisent à la prévision synthétique suivante :

— raies de rotation pure : $\lambda \approx 25 \mu m$, émission dans l'infrarouge lointain;

— raies de rotation-vibration couplées : $\lambda \approx 1 \mu m$, émission dans l'infrarouge proche;

— raies d'origine électronique (ou ionique) : $\lambda < 1 \mu m$; émission dans le visible et vers la limite infrarouge.

1.1.3 Transitions radiatives

Les trois types de transitions radiatives existants sont représentées sur les figures (1.2, 1.3 et 1.4) : deux de ces processus sont induits par un photon incident d'énergie $h\nu = E_2 - E_1$ (absorption et émission stimulée) alors que le troisième a lieu indépendamment du flux lumineux incident (émission spontanée). L'émission spontanée donne naissance à un photon dont la direction de propagation, la phase et la polarisation sont aléatoires alors que dans le cas de l'émission stimulée, le photon émis est en tous points identique au photon incident (direction de propagation, phase et polarisation). Cette amplification de photons est utilisée dans l'effet laser [18].

1.1.3.1 Absorption optique

Il y a absorption optique si un photon transmet suffisamment d'énergie pour casser une liaison et faire passer l'électron à un niveau d'énergie supérieur. Dans le cas d'un semi-conducteur, le déplacement de l'électron se fait de la bande de valence vers la bande de conduction. Ce déplacement entraîne l'apparition d'un trou dans la bande de valence VB et un électron excité dans la bande de conduction CB [13].

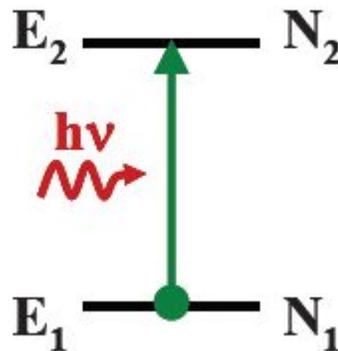


FIG. 1.2: Processus de l'absorption optique

Lorsqu'une onde électromagnétique entre en interaction avec un semi-conducteur, celui-ci prélève une énergie $\Delta E = E_2 - E_1$ à l'onde pour que l'un de ses électrons passe du niveau 1 appelé fondamental au niveau 2 appelé niveau excité. La mécanique quantique démontre que le photon incident ne peut être absorbé que si son énergie est résonante avec une transition d'absorption de l'ion ($\Delta E = h\nu$). Pour mettre en évidence les paramètres qui influent sur l'importance de ce phénomène, Einstein a émis l'hypothèse que le nombre d'atomes passant dans l'état excité $dN_{2abs} = -dN_{1abs}$ est proportionnel au temps d'interaction dt , au nombre d'atomes présents dans l'état fondamental N_1 ainsi qu'à $\rho(\nu)$, la densité d'énergie du rayonnement à la fréquence ν est exprimée en $J.s.m^{-3}$ [18] :

$$\frac{dN_{2abs}}{dt} = B_{12}\rho(\nu)N_1 = -\frac{dN_{1abs}}{dt} \quad (1.3)$$

La constante de proportionnalité, notée B_{12} et exprimée en $m^3.s^{-2}.J^{-1}$, est le coefficient d'absorption stimulée d'Einstein. Ce coefficient est relié à la probabilité d'absorption W_{12} (en s^{-1}) ainsi qu'à la section efficace d'absorption σ_a (en m^2) par la relation suivante :

$$W_{12}(\nu) = B_{12}\rho(\nu) = \sigma_a(\nu)\frac{I(\nu)}{h\nu} \quad (1.4)$$

Où I (en $W.m^{-2}$) représente l'intensité du rayonnement à la fréquence ν (en s^{-1}).

La détermination expérimentale des sections efficaces d'absorption est basée sur la loi de Beer-Lambert. Cette loi donne l'intensité transmise I (en $W.m^{-2}$) d'un faisceau lumineux de longueur d'onde λ (en m) après traversée d'un milieu absorbant d'épaisseur l (en cm) :

$$I(\lambda) = I_0e^{-\alpha(\lambda)l} = I_0 \times 10^{A_\lambda} \quad (1.5)$$

Où I_0 représente l'intensité du faisceau lumineux incident et $\alpha(\lambda)$, le coefficient d'absorption, généralement exprimé en cm^{-1} , du milieu à la longueur d'onde λ . L'expression de ce coefficient en fonction de l'absorbance A_λ (ou densité optique, sans unité) s'écrit alors :

$$\alpha(\lambda) = \frac{A_\lambda}{l} \times \ln(10) \quad (1.6)$$

Si l'on considère que l'absorption se fait à partir de l'état fondamental du centre absorbant (ion dopant dans notre cas), la section efficace d'absorption σ_a (en cm^2) se déduit directement du coefficient d'absorption par la relation :

$$\sigma_a(\lambda) = \frac{\alpha(\lambda)}{N} \quad (1.7)$$

Où N est la concentration (en $ions/cm^3$) en ions actifs dans le milieu traversé, à condition, toutefois, de se placer loin de la saturation (pour des faisceaux de faible intensité, la population du niveau excité reste négligeable par rapport à la concentration totale en ions actifs) [18].

1.1.3.2 Emission Spontanée

Le retour de l'électron excité de la bande de conduction CB vers la bande de valence VB (c'est-à-dire à l'état stable) ; pour se recombiner avec un trou et passer à un état d'équilibre. Lors de cette recombinaison l'électron cède une énergie dont la nature peut être radiative. Si elle est radiative, il y a alors émission d'un photon. Ce phénomène aléatoire correspond à l'émission spontanée [13].

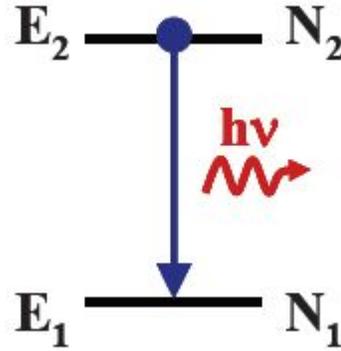


FIG. 1.3: Processus de l'émission Spontanée

Dans le processus d'émission spontanée, un atome transite spontanément du niveau 2 vers le niveau 1 en émettant un photon d'énergie $h\nu = \Delta E$ dans une direction aléatoire avec une phase quelconque. Comme pour l'absorption, Einstein a défini un coefficient d'émission spontanée, noté A_{21} (en s^{-1}), exprimant la probabilité de transition par atome et par unité de temps. Les populations des niveaux 1 et 2 varient donc de la quantité dN_{1esp} et dN_{2esp} pendant l'intervalle de temps dt suivant la loi [18] :

$$\frac{dN_{2esp}}{dt} = -A_{21}N_2 = -\frac{dN_{1esp}}{dt} \quad (1.8)$$

En intégrant l'équation différentielle 1.9, on obtient :

$$N_{2esp} = N_{2esp}^0 e^{-A_{21}t} \quad (1.9)$$

L'équation 1.10 permet d'introduire la durée de vie radiative τ_{rad} (en s) du niveau excité qui dans le cas du système à deux niveaux s'exprime comme :

$$\tau_{rad} = \frac{1}{A_{21}} \quad (1.10)$$

Les ions de semi-conducteurs peuvent avoir plusieurs niveaux excités. Des transitions spontanées se produisent alors du niveau d'énergie le plus haut vers chacun des niveaux d'énergie inférieure. Chacune de ces transitions est caractérisée par une probabilité d'émission spontanée. Si on nomme $A_{JJ'}$, la probabilité d'émission spontanée par unité de temps du niveau J vers le niveau J' ($E_J > E_{J'}$), la durée de vie radiative τ_{rad} de J s'obtient par :

$$\tau_{rad}(j) = \frac{1}{\sum A_{jj'}} \quad (1.11)$$

La sommation ayant lieu sur tous les niveaux J' inférieurs.

On définit le rapport de branchement β pour une transition donnée d'un niveau J vers un niveau J' par la relation :

$$\beta(j \rightarrow j') = \frac{A_{jj'}}{\sum A_{jj'}} = \tau_{rad}(j) \cdot A_{jj'} \quad (1.12)$$

Il s'agit en fait de la probabilité pour l'ion se trouvant dans un niveau excité J de se désexciter vers un niveau J' par rapport à la probabilité totale qu'il a de se désexciter radiativement [18].

1.1.3.3 Emission Stimulée

A cet instant particulier où l'électron situé dans la couche de conduction est excité; si à ce moment il reçoit un photon ayant une énergie $h\nu$, comme pour l'émission spontanée, cet électron redescend alors vers la couche inférieure mais avec cette particularité qu'il va émettre simultanément un nouveau photon dont les caractéristiques sont identiques au précédent. Cette similitude de caractéristique s'exprime par une longueur d'onde d'émission (fréquence) et de phase identique pour les deux photons. Cette multiplication par deux du nombre de photons est identifiable à une amplification de lumière. Ce phénomène découvert par Albert Einstein en 1917 est la source de l'effet Laser [13].

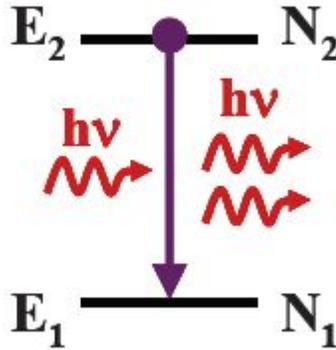


FIG. 1.4: Processus de l'émission Stimulée

Lors de l'émission induite, un photon incident d'énergie $h\nu = \Delta E$, induit la désexcitation d'un atome du niveau 2 sur le niveau 1. Le photon alors émis est identique en tout point au photon incident : il a la même fréquence, la même phase, la même direction et la même polarisation. Les photons produits par l'émission stimulée viennent donc renforcer l'énergie de l'onde incidente, dont ils ne se distinguent pas. L'équation d'évolution de population des niveaux 1 et 2 s'écrit à l'aide du coefficient d'Einstein pour l'émission stimulée B_{21} (en $m^3 \cdot s^{-2} \cdot J^{-1}$) :

$$\frac{dN_{2esp}}{dt} = -B_{21}\rho(\nu)N_2 = -\frac{dN_{1esp}}{dt} \quad (1.13)$$

De même, nous pouvons introduire la probabilité d'émission stimulée W_{21} (en s^{-1}) et la section efficace d'émission σ_e (en m^2) [18] :

$$W_{21}(\nu) = B_{21}\rho(\nu) = \sigma_e(\nu)\frac{I_e(\nu)}{h\nu} \quad (1.14)$$

Où I_e (en $W.m^{-2}$) est l'intensité du faisceau incident à la fréquence $\nu(s^{-1})$. Comme nous l'avons vu, il est facile de déterminer les sections efficaces d'absorption à partir du spectre d'absorption puisqu'il fournit une information quantitative. En revanche, les spectres d'émission, ne donnant que des informations relatives, ne permettent pas le calcul direct des sections efficaces d'émission [18].

1.2 Inversion de population

L'inversion de population c'est le transfert des électrons de la bande de valence vers la bande de conduction dans le cas des semi-conducteurs de telle sorte que l'on ait $N_2 > N_1$ sachant que $E_2 > E_1$. Forcer l'inversion de population en pompant le milieu.

Le Pompage peut être optique (Absorption de photons) ou électrique (états excités créés suite à des collisions à l'aide d'une décharge électrique). Alors, une excitation extérieure apporte l'énergie nécessaire au transfert d'une majorité d'électrons dans l'état excité [13].

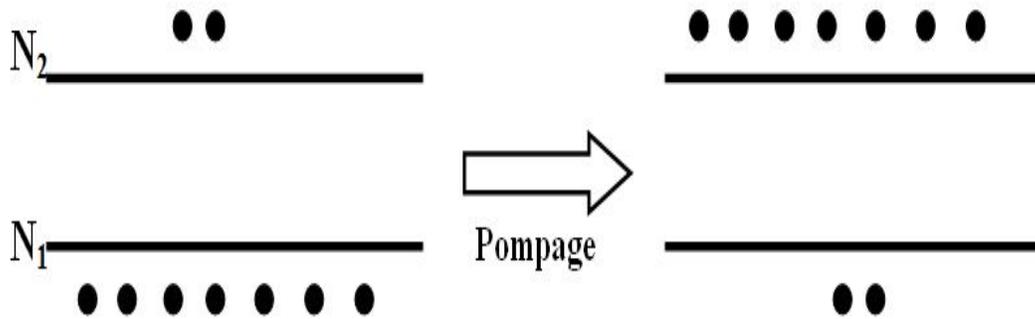


FIG. 1.5: Inversion de population

L'émission stimulée exige donc de peupler le niveau d'énergie supérieure, l'idéal étant de maintenir la condition $N_2 > N_1$ afin de disposer d'une réserve permanente d'atomes excités susceptibles d'émettre : cette condition constitue une inversion de population (figure 1.6) puisqu'à l'équilibre thermodynamique « naturel » c'est vérifié que N_2 restait très inférieur à N_1 , du moins à température raisonnable. Tout processus artificiel permettant d'obtenir une inversion de population est appelé pompage ; c'est une opération hors équilibre thermodynamique, puisqu'à l'équilibre, la loi thermodynamique sous la forme de la répartition statistique de Boltzmann est donner par [9] :

$$\frac{N_2}{N_1} = \exp\left(-\frac{E_2 - E_1}{KT}\right) \quad (1.15)$$

Où K est la constante de Boltzmann ($K = 1,38 \cdot 10^{-23} J \cdot K^{-1}$), et T la température absolue. Une analyse fine des possibilités d'inversion, en particulier l'examen des durées de vie probables de chaque niveau :

$$N_2(t) = N_2(0)e^{-A_{21}t} \tag{1.16}$$

- Le pompage à trois niveaux alimente, à partir du niveau fondamental E_0 , un niveau supérieur E_2 qui doit présenter une durée de vie courte (état instable), afin de peupler rapidement « par le haut » le niveau intermédiaire E_1 ; celui-ci doit, au contraire, être de type métastable, c'est-à-dire de durée de vie supérieure, afin de servir de réservoir. La transition radiative a lieu entre E_1 et E_0 , par retour à l'état fondamental (figure 1.6.b).
- Le pompage à quatre niveaux alimente, dans les mêmes conditions, le niveau intermédiaire métastable E_2 , mais la transition radiative se produit vers un autre niveau intermédiaire E_1 , instable, depuis lequel s'effectue le retour au niveau fondamental ; ce dernier peut demeurer plus fortement peuplé que dans le pompage à 3 niveaux (figure 1.6.c).

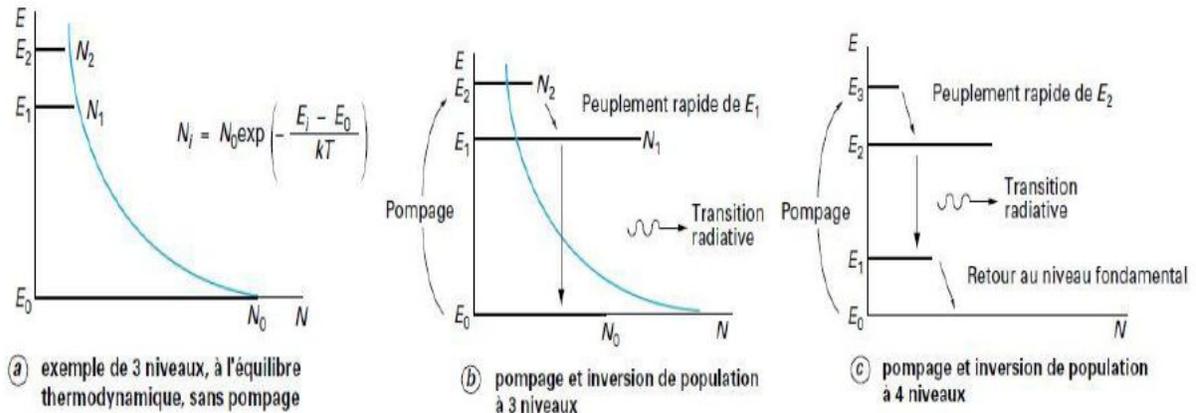


FIG. 1.6: Principe de l'inversion de population

1.2.1 Modes de pompage

1.2.1.1 Pompage optique

Mis au point en 1950 sur le plan théorique par l'équipe de A. Kastler, le pompage optique fut le premier à provoquer l'effet laser dans le rubis (T.H. Maiman, 1960) ; il est toujours utilisé aujourd'hui : une lampe à décharge impulsionnelle puissante délivre un intense flash de lumière dans un large spectre (lumière blanche et ultraviolette). Le plus souvent, le processus est répétitif avec une fréquence de quelques hertz à quelques dizaines de hertz, imposée par

le fonctionnement de la lampe elle-même et par les phénomènes thermiques. Le mécanisme simplifié des systèmes à 3 ou 4 niveaux, présenté ci-dessus, exige un pompage très sélectif pour alimenter le niveau E_2 (figure 1.6.b) ou E_3 (figure 1.6.c). La fréquence correspondante étant prélevée dans le spectre large du flash, le rendement de l'opération serait très faible et conduirait à des lampes de puissance prohibitive. En réalité, on peut mettre à profit l'existence de larges bandes d'absorption, quasi-continues, situées dans l'échelle énergétique au-dessus de E_2 ou E_3 : ces bandes se peuplent abondamment en prélevant l'énergie du flash sur une large partie de son spectre ; une série de désexcitations rapides alimente ensuite le niveau supérieur du processus à 3 ou 4 niveaux. Les matériaux adaptés à ce mode de pompage sont en fait des cristaux, dont la maille recèle des impuretés possédant les niveaux d'énergie spécifiques qui permettent d'obtenir la bonne configuration globale. C'est, le cas notamment de l'ion chrome (Cr^{3+}) qui permet de constituer le cristal de rubis, en l'insérant dans une maille d'alumine Al_2O_3 .

Le rendement de ce type de pompage reste cependant faible en raison de la dispersion spatiale de la lumière du flash, de la présence dans cette lumière de longueurs d'onde inutiles et bien sûr des transitions non radiatives qui ne font que céder de l'énergie thermique au milieu émissif et l'échauffent. La dispersion spatiale peut-être combattue par les configurations particulières des réflecteurs associés aux lampes flash et les pertes thermiques exigent, le plus souvent, un refroidissement forcé du milieu émissif. Enfin, la mauvaise sélectivité du pompage en lumière blanche a amené récemment la naissance du pompage en lumière monochromatique : en clair, un laser peut en pomper un autre... [9].

1.2.1.2 Pompage électronique

Le pompage optique n'est pas adapté pour exciter un semi-conducteur qui présente des raies d'absorption plus étroites en raison de la faible interaction entre atomes. La sélectivité évoquée précédemment conduit à une impasse : les sources de lumière présentant des raies intenses adaptées aux semi-conducteurs susceptibles de produire une émission stimulée restent introuvables. Les lampes flash, même puissantes, fournissent une énergie beaucoup trop faible dans des domaines aussi étroits de longueurs d'onde. La solution est apportée par le pompage électronique : les électrons fortement accélérés d'une décharge électrique cèdent une partie de leur énergie cinétique aux atomes ou molécules d'un gaz sous pression réduite.

Par ailleurs, des procédés complémentaires peuvent être mis en oeuvre afin d'améliorer le rendement du pompage électronique : un champ électromagnétique haute fréquence peut venir renforcer l'effet cinétique des électrons de la décharge et un champ magnétique statique peut « guider » cette décharge par le classique effet de striction : les trajectoires électroniques sont confinées par les forces magnétiques qui amènent les électrons à suivre des mouvements hélicoïdaux dont les rayons de courbures diminuent si le champ appliqué augmente. Une variante du pompage électronique est également utilisée dans les semi-conducteurs : le déplacement

d'électrons libres n'est pas envisageable dans les cristaux, qui constituent de bons isolants ; par contre, un semi-conducteur dopé est le siège de phénomènes de conduction bien maîtrisés. Les vitesses moyennes de transit des électrons (et de leurs associés les « trous ») sont totalement différentes de celles rencontrées dans les décharges en milieu gazeux ; leurs faibles valeurs interdisent l'exploitation d'effets cinétiques importants. Cependant, les jonctions de deux semi-conducteurs différents sont le siège de phénomènes énergétiques non négligeables lorsqu'elles sont traversées par un courant électrique. L'excitation de bandes de niveaux d'énergie (conduction et valence) séparées par une bande interdite peut conduire à un phénomène d'inversion de population qui sera analysé en détail dans l'article consacré aux lasers à semi-conducteurs. Le terme de pompage électronique désigne donc un ensemble de processus variés, la majorité d'entre eux concernant les gaz en interaction avec une décharge électrique qui les maintient en état de conduction ; le seul cas d'utilisation dans les solides est celui des semi-conducteurs [9].

1.3 Conclusion

L'applicabilité des équations d'électromagnétisme (équations de Maxwell), sur le signal lumineux, est du fait de la nature électromagnétique de la lumière (ondes électromagnétiques). La production du signal optique, est à l'origine de la recombinaison radiative électron-trou, du fait du retour de l'électron excité de la bande de conduction, vers la bande de valence.

Dans un semi-conducteur, l'inversion de population est obtenue à partir du pompage, sous ses différentes formes (optique, électrique). Si la bande de conduction est enrichie (l'inversion de population réalisée), alors l'émission stimulée est possible, et le milieu est amplificateur.

Le retour aléatoire de l'électron vers la bande de valence, engendre l'émission spontanée qui peut être radiative, et du coup donner naissance à une perturbation appelée le bruit.

Chapitre 2

La fibre optique

2.1 Propriétés des fibres optiques dopées Erbium

Cette section est consacrée à étudier les Caractéristiques de l'Erbium et les fibres optiques dopées Erbium, tel que la Structure électronique de l'ion Erbium, leur niveaux d'énergie, dont on aura besoin dans le chapitre des EDFAs.

2.1.1 Propagation dans les fibres

Les fibres optiques sont des guides d'onde circulaires qui exploitent les propriétés réfractrices de la lumière. Selon leur structure, les fibres peuvent être réparties dans trois catégories :

- Les fibres optiques monoindices sont constituées d'un seul matériau : la lumière est guidée par réflexion totale à l'interface entre le verre et l'air ($n_{verre} \approx n_{air}$).
- Les fibres à saut d'indice se composent d'un coeur entouré d'une gaine optique : la lumière est guidée par réflexion totale à l'interface entre le coeur et la gaine ($n_{verre} > n_{air}$).
- Les fibres à cristaux photoniques peuvent être schématisées par un agencement périodique d'inclusions (des trous d'air par exemple) entourant un défaut (absence d'inclusion) qui sert de coeur : la lumière est guidée dans un défaut de la structure périodique (le coeur) dont l'indice est différent de l'indice moyen du milieu qui l'entoure.

Dans une fibre optique, les modes sont l'expression des différents trajets lumineux pouvant être empruntés par le signal. Si plusieurs modes sont guidés dans la fibre, on la qualifera de fibre multimode (fibres monoindices et fibres à saut d'indice ayant un diamètre du coeur élevé). Au contraire, lorsqu'un seul rayon lumineux s'y propage, on parlera de fibre monomode (fibres à saut d'indice à petit coeur et fibres à cristaux photoniques).

Un rayon lumineux est guidé (Figure 2.1), s'il parvient à l'entrée de la fibre sous incidence normale dans un cône d'acceptance défini par l'angle θ_{max} . Les rayons incidents qui ne sont pas contenus dans le cône d'acceptance sont réfractés sur la face d'entrée puis à l'interface coeur/gaine et finalement perdus [18].

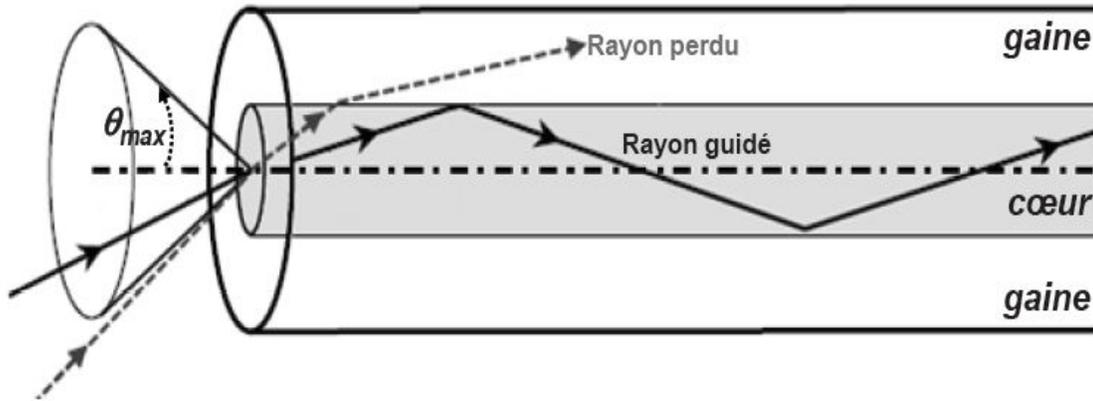


FIG. 2.1: Propagation de la lumière dans une fibre à saut d'indice

L'angle d'acceptance qui dépend des indices de réfraction des matériaux de coeur (n_c) et de gaine (n_g) permet de définir l'ouverture numérique (O.N) de la fibre :

$$O.N = n_0 \sin \theta_{max} = \sqrt{n_c^2 - n_g^2} \quad (2.1)$$

Dans le cas des fibres monoindices, l'air ($n_0 = n_{air} = 1$) fait office de gaine optique. Les indices de réfraction des verres de chalcogénures étant supérieurs à 2, tous les rayons lumineux parvenant à l'entrée de ce type de fibre sont guidés.

Le nombre de modes guidés dans une fibre optique à saut d'indice dépend de plusieurs paramètres : le diamètre de coeur, la variation de l'indice de réfraction entre le coeur et la gaine et la longueur d'onde de la lumière transmise. Le rayon de coeur maximal r_{max} pour lequel une fibre reste monomode à une longueur d'onde λ donnée est exprimé [18] :

$$r_{max} = \frac{\lambda}{2\pi} \times \frac{2.405}{\sqrt{n_c^2 - n_g^2}} \quad (2.2)$$

Le rayon de coeur maximal augmente donc avec la longueur d'onde et l'inverse de la différence d'indice entre le coeur (n_c) et la gaine (n_g) [18].

2.1.2 Structure électronique et transitions de l'ion Erbium

L'élément erbium fait partie de la famille des Terres-Rares, appelée également les Lanthanides. Dans le tableau de Mendeleïev (Figure 2.2), les Lanthanides portent les numéros atomiques allant du 58 au 71, l'erbium a le numéro 68. La configuration électronique des Terres-Rares est de la forme suivante [18] :

$$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 3d^{10} 4s^2 4p^6 4d^{10} 4f^N 5s^2 5p^6 6s^2$$

Où N est le nombre d'électrons de la couche $4f$ et varie entre 1 et 14 selon la Terre Rare. Seuls trois Terres-Rares (le cérium, le gadolinium et le lutécium) ont en plus un électron dans la sous-couche $5d$. La particularité de cette famille réside dans le fait que les sous-couches $5s^2$ et $5p^6$ sont complètes et c'est la couche électronique profonde $4f$ qui est incomplète. Cette répartition électronique écarte les électrons de la sous-couche $4f$ optiquement actifs et les transitions électroniques entre les sous-niveaux de cette couche ne sont ainsi que modérément affectées par l'introduction de l'atome dans une matrice hôte. Autrement dit, les spectres d'émission et d'absorption d'une Terre-Rare incorporée dans une matrice hôte gardent les principales caractéristiques de la Terre-Rare libre et ne sont que peu affectés par l'environnement.

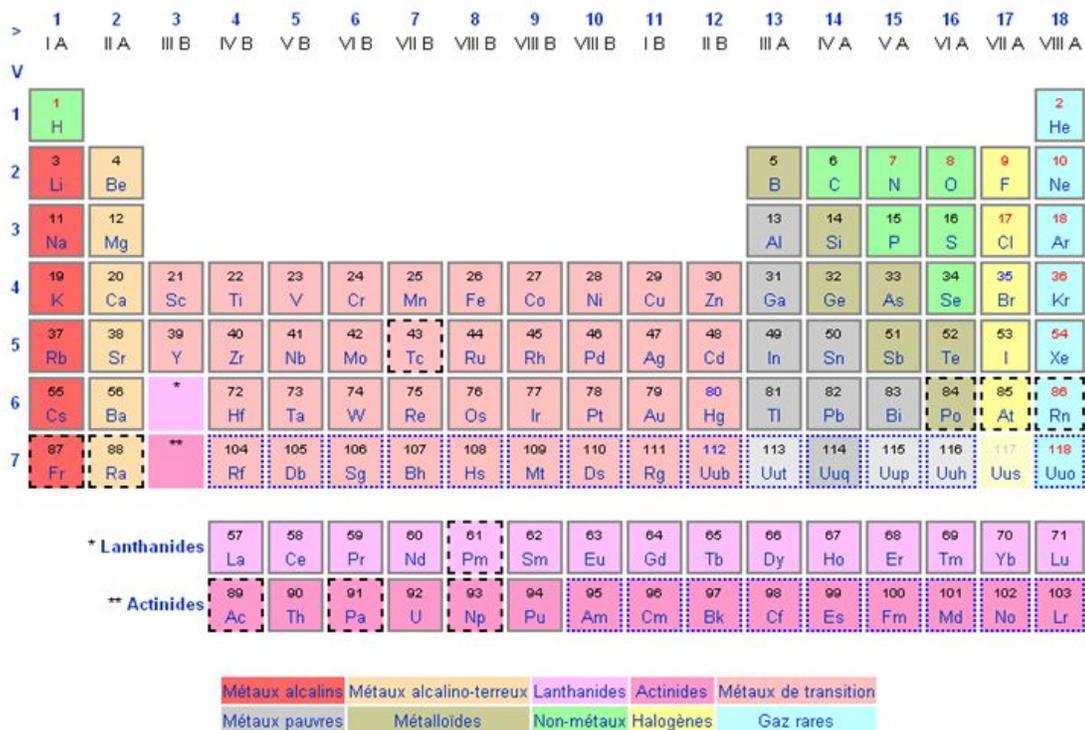


FIG. 2.2: Tableau périodique des éléments

Sous sa forme trivalente, l'ion erbium perd les deux électrons de la couche $6s$ et un de la couche $4f$. Par contre, les électrons des couches $5s^2$ et $5p^6$ demeurent et servent d'écran à ceux de la couche $4f$ siège des transitions intraconfigurationnelles. Dans cette configuration électronique, l'état fondamental est caractérisé par un moment cinétique de spin $S = 3/2$ et le moment cinétique orbital $L = 6$ correspondant au niveau d'énergie le plus bas $4I_{15/2}$. Lorsqu'un ion Terre-Rare est placé dans une matrice hôte, il subit différents champs électriques dus à la présence des atomes voisins. La résultante de ces champs électriques est le champ cristallin subi par l'ion Terre-Rare. Le champ cristallin provoque la levée partielle de la dégénérescence des niveaux énergétiques $^{2S+1}L_J$ en sous-niveaux Stark. Les niveaux énergétiques se décomposent en $J+1/2$ sous-niveaux Stark (J est un $\frac{1}{2}$ entier). La matrice hôte, via le champ cristallin,

conditionne l'écart énergétique des sous-niveaux. La Figure 2.3 représente schématiquement des levées de dégénérescence successives pour un niveau énergétique donné [4].

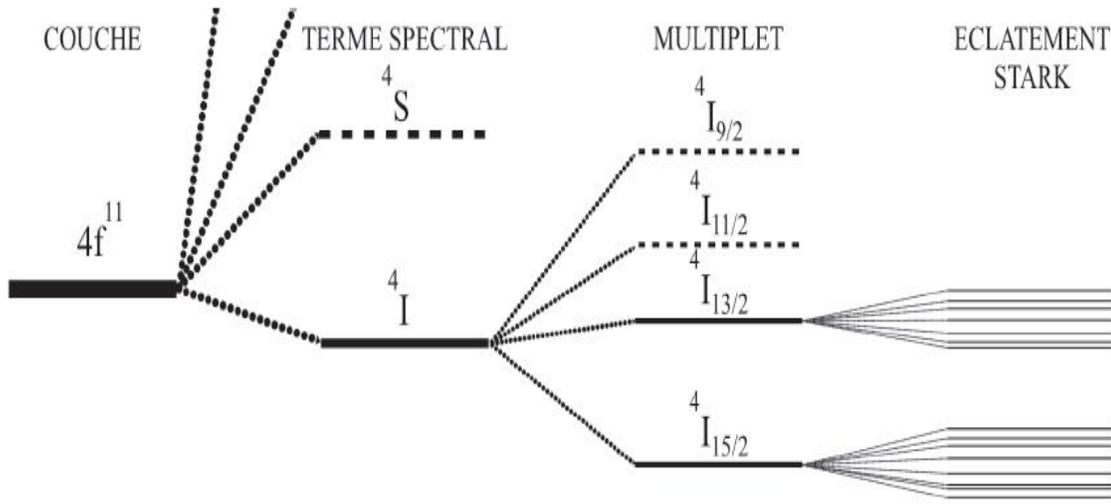


FIG. 2.3: Représentation schématisée des levées de dégénérescence successives du niveau énergétique $4fN$

2.1.3 Niveaux d'énergie de l'ion Erbium

L'erbium émet dans le proche infrarouge autour de $1,55 \mu m$. Les niveaux d'énergie $4f$ correspondant à chaque état possible $^{2S+1}L_J$ de l'ion erbium sont schématisés sur la figure 2.4. Ce schéma indique les positions relatives des niveaux excités par rapport au niveau fondamental $4I_{15/2}$. Lorsque l'ion erbium est incorporé dans un solide, les transitions au sein d'une même couche d'erbium deviennent possibles car il y a un mélange des parités dû, soit à la distorsion du site, soit au mélange avec des états de la bande de transfert de charge. L'émission à $1,55 \mu m$ est obtenue à partir d'une configuration à 3 niveaux. Cette émission correspond à la transition de l'état métastable $4I_{13/2}$ vers l'état fondamental $4I_{15/2}$. Pour obtenir cette émission, on peut exciter soit directement avec une radiation à $1,48 \mu m$ (transition $4I_{15/2} \rightarrow 4I_{13/2}$) soit à 980 nm (transition $4I_{15/2} \rightarrow 4I_{11/2}$). Le premier type d'excitation présente l'inconvénient d'être proche de la longueur d'onde d'émission et peut donner lieu à des phénomènes de réabsorption. Il est donc préférable d'utiliser l'excitation à 980 nm afin de pouvoir séparer l'émission de l'excitation [1].

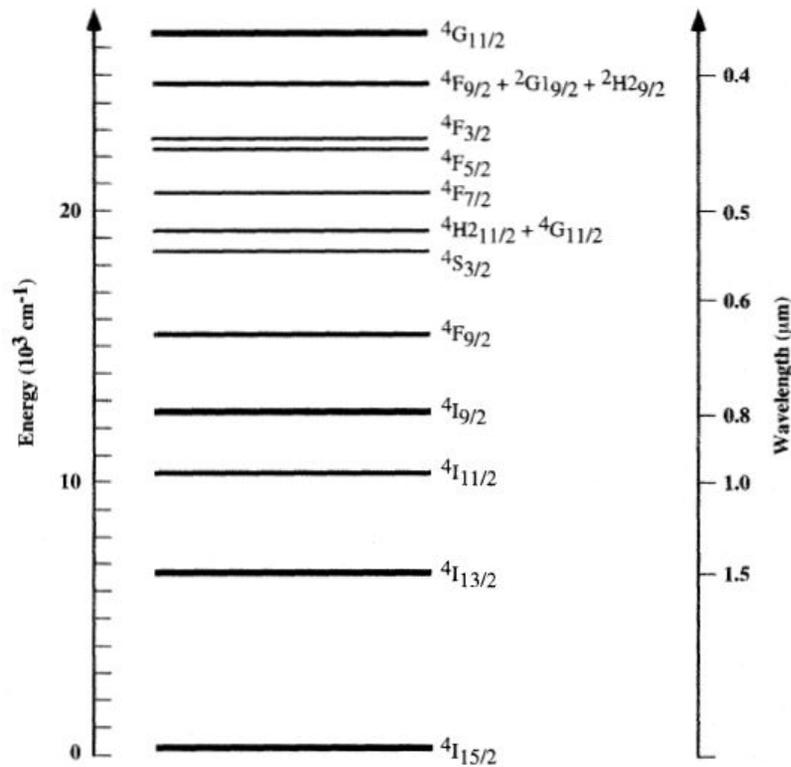


FIG. 2.4: Diagrammes de l'énergie libre des ions erbium[15]

2.1.4 Émission stimulée et durée de vie

Malgré la complexité de la structure électronique de l'ion erbium trivalent, le fonctionnement de l'EDFA peut être simplement expliqué en n'utilisant que les trois premiers multiplets de sa structure électronique, $4I_{15/2}$, le fondamental, $4I_{13/2}$, le premier niveau excité, et $4I_{11/2}$, le second niveau excité.

Pour qu'un système atomique ou ionique puisse effectuer cette amplification, il faut apporter de l'énergie au système. C'est là le rôle de la diode de pompe à 980 nm. La Figure 2.5 présente schématiquement le rôle des ions erbium dans un EDFA. Les changements d'états électroniques de notre système y sont représentés par un électron passant d'un niveau fondamental aux niveaux excités [16] :

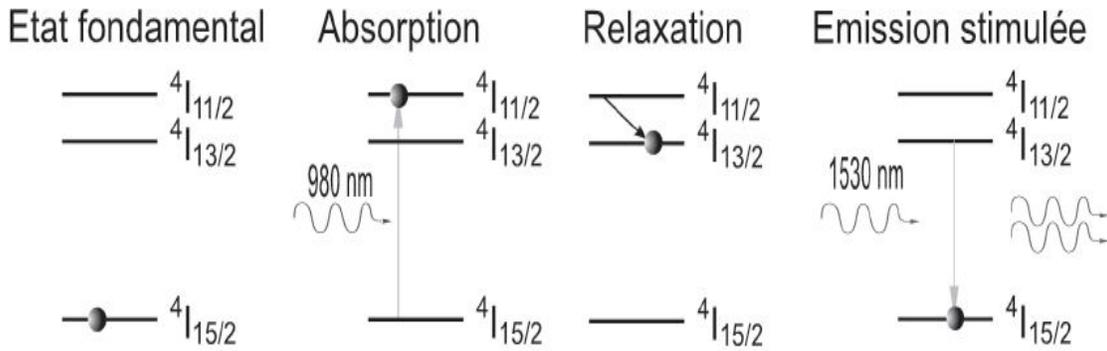


FIG. 2.5: Absorption et émission stimulée d'un ion erbium

L'ion erbium qui n'est soumis à aucune excitation extérieure est dit dans son état fondamental, celui de plus faible énergie, le $4I_{15/2}$.

Lorsque la diode à 980 nm pompe un EDFA, les ions erbium absorbent des photons, passe de l'état $4I_{15/2}$ à l'état $4I_{11/2}$. C'est ainsi que l'énergie est apportée à notre système.

En raison de l'effet de la contraction des lanthanides, la durée de vie radiative des états $4I_{11/2}$ et $4I_{13/2}$ est particulièrement longue, dans le domaine de la dizaine de milliseconde. Cependant, du fait de la grande énergie des phonons (excitations des vibrations atomiques) dans la silice par rapport à leur écart énergétique, une fois dans l'état $4I_{11/2}$, l'ion erbium se désexcite rapidement (de l'ordre de la microseconde) vers l'état $4I_{13/2}$ de façon non radiative (relaxation).

La durée de vie de l'état $4I_{13/2}$ n'est pas ou peu perturbée par les phonons de la silice, elle est relativement grande (10 ms) et est dite radiative. Si pendant ce temps, l'ion erbium interagit avec un photon d'énergie correspondant à cette transition (cela correspond à un photon signal), alors intervient le processus d'émission stimulée, c'est à dire que la désexcitation de l'ion erbium excité va reproduire le photon incident et donc apporter de l'énergie au signal [16].

2.1.5 Éclatement Stark

Comme nous l'avons présenté brièvement au paragraphe II.1.2, les niveaux électroniques $4I_{15/2}$, $4I_{13/2}$ et $4I_{11/2}$ sont soumis à un champ électrique dû à l'environnement de charges électriques portées par les ions du réseau cristallin qui conduit à un effet Stark. L'absence de symétrie ponctuelle dans le système désordonné du verre a pour conséquence une levée de dégénérescence quasi complète des multiplets impliqués (respectivement 8, 7, 6). La levée de dégénérescence correspond donc à celle présentée sur la Figure 2.6 [16].

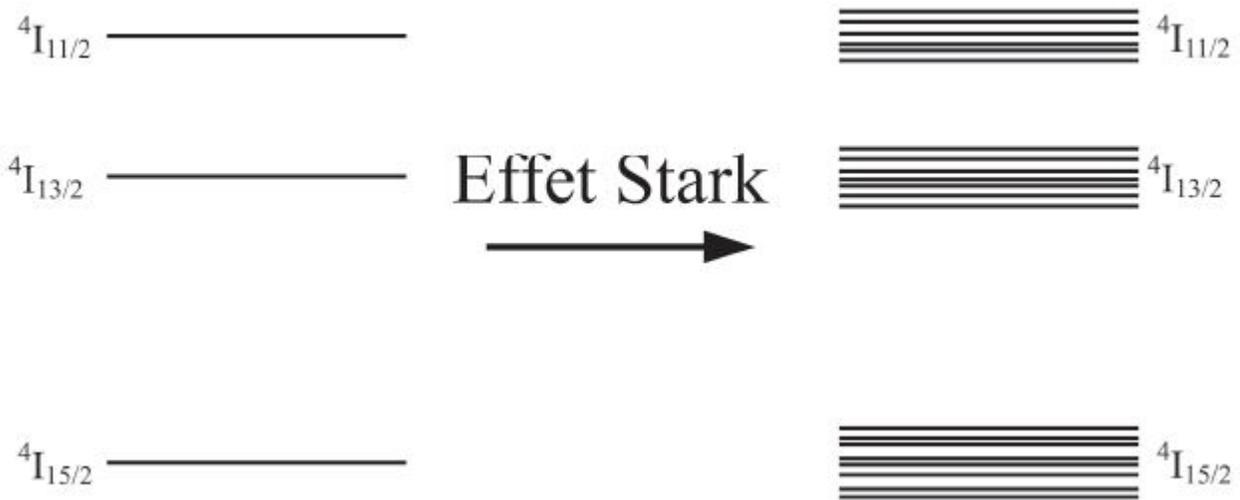


FIG. 2.6: Effet Stark sur les niveaux de l'Erbium

Cela implique que lors de nos expériences, au lieu de mesurer une transition électronique unique, nous mesurons des transitions électroniques multiples entre multiplets. À température ambiante, le spectre d'absorption de l'erbium entre le niveau $4I_{15/2}$ et le niveau $4I_{13/2}$ résulte des contributions de l'absorption de tous les 7 sous niveaux du multiplet $4I_{13/2}$ depuis tous les 8 sous niveaux du multiplet $4I_{15/2}$ (s'ils sont thermiquement peuplés, ce qui est le cas à température ambiante). Dans la pratique nous mesurons $7 \times 8 = 56$ transitions, c'est ce que présente la Figure 2.7.

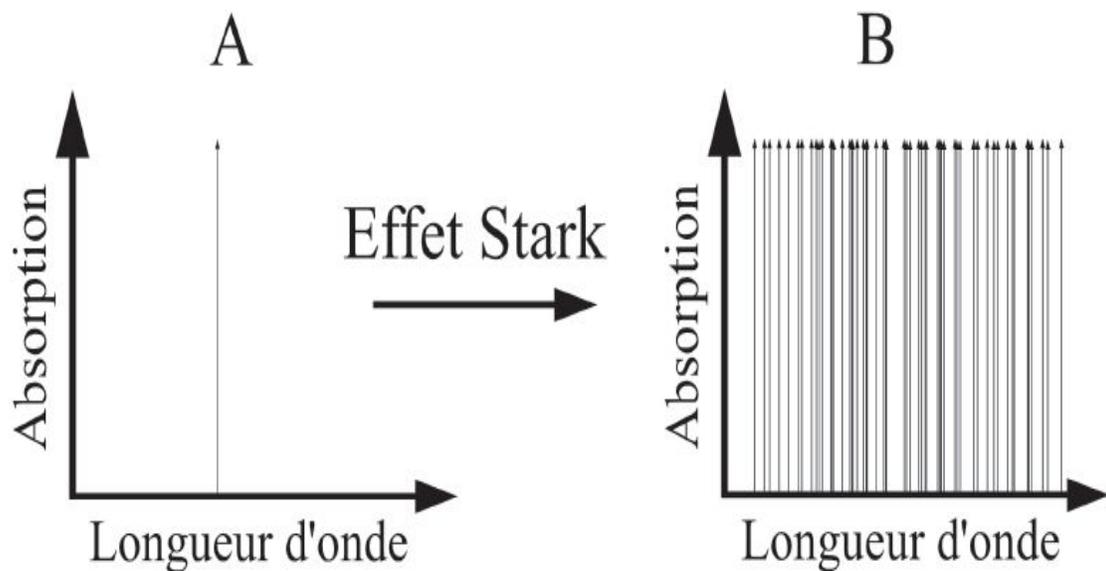


FIG. 2.7: Transition $4I_{15/2} \rightarrow 4I_{13/2}$ sondée par absorption ; A sans éclatement Stark ; B, effet de l'éclatement Stark

Certaines expériences permettent de nous affranchir de cet effet au moins partiellement. Par exemple, à basse température, telle que la population thermique des sous niveaux Stark du multiplet $4I_{15/2}$ soit négligeable, nous avons accès à l'absorption du niveau $4I_{13/2}$ depuis le plus bas en énergie des sous niveau Stark du multiplet $4I_{15/2}$. Sept raies d'absorption seront donc observées, elles correspondront à l'éclatement Stark du niveau $4I_{13/2}$ [16].

2.1.6 Les fibres optiques dopées Erbium

Une fibre dopée erbium est seulement une fibre optique de silice "normale" dans laquelle ont été insérés des ions erbium [12]. Les fibres optiques dopées erbium sont utilisées dans les amplificateurs optiques ou des sources super-luminescentes. Du point de vue de la fabrication et des caractéristiques opto-géométriques, ces fibres ressemblent aux fibres optiques classiques utilisées dans le domaine des télécommunications. La principale différence réside dans l'ajout de co-dopants dans le coeur des fibres optiques. La matrice hôte des fibres optiques dopées Terres-Rares est fabriquée à partir des mêmes verres que ceux utilisés pour la fabrication des fibres optiques. La préforme est en général fabriquée par la méthode MCVD (Modified Chemical Vapor Deposition) [4].

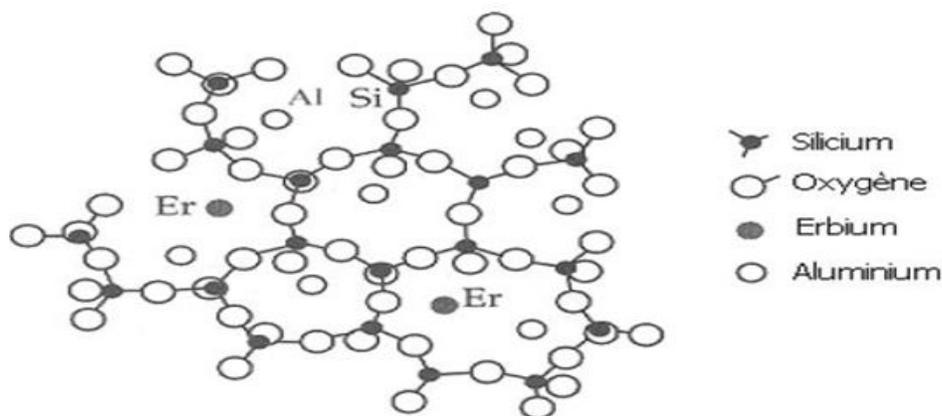


FIG. 2.8: Répartition des ions Al^{3+} et Er^{3+} dans une matrice silice

Ce sont ces ions erbium qui vont donner à la fibre ces propriétés amplificatrices [12]. En plus des dopants classiques, comme le germanium, le phosphore, on ajoute de l'aluminium pour la réalisation de la préforme de la fibre destinée à contenir des Terres-Rares. L'ajout de cet élément permet de modifier le réseau de la matrice hôte, et créer ainsi des sites pour accueillir les ions erbium (Figure 2.8). Ces derniers sont incorporés à la fin du dépôt permettant la réalisation du coeur de la préforme. L'absence d'aluminium dans la composition du coeur entraîne une précipitation de la Terre-Rare sous forme d'agrégats, entraînant une extinction de la luminescence (quenching) préjudiciable au bon fonctionnement de la source fibrée. L'aug-

mentation de la concentration de l'aluminium entraîne également l'élargissement de la bande de luminescence autour de 1550 nm de l'erbium utilisée pour l'amplification dans le domaine des télécommunications [4].

2.1.7 Silicium poreux dopé aux ions Erbium

Le silicium poreux possède une surface spécifique très importante. Il peut donc être utilisé comme matrice pour incorporer des impuretés telles que des molécules chromophores ou des ions terres rares (erbium, terbium, europium, ytterbium. . .) [1].

2.1.7.1 Dopage et activation des ions Erbium

Le dopage du silicium poreux par des ions erbium se caractérise par une intense luminescence à la longueur d'onde de 1, 55 μm . Plusieurs techniques ont été utilisées pour doper le silicium poreux, telles que l'implantation ionique, la diffusion thermique, l'immersion (dip-coating) ou la méthode électrochimique [1].

Parmi ces techniques, la méthode électrochimique (cathodisation) permet d'obtenir un dépôt homogène des ions terres rares sur les parois de silicium. La concentration d'erbium déposée dépend principalement de la densité du courant appliquée et de la durée du dépôt électrochimique [1].

L'utilisation de solutions saturées dont la concentration varie de 0, 1 à 0, 2 mol.l^{-1} permet d'introduire les ions erbium en quantité suffisante pour obtenir une intense luminescence à 1, 55 μm .

La concentration d'Erbium dans le silicium poreux peut être estimée par un simple calcul de la charge totale transférée lors de la cathodisation. La concentration d'erbium déterminée par SIMS correspond à 10% de la charge totale transférée par cm^3 . Par la suite, la concentration en erbium que l'on peut introduire par la méthode électrochimique pour avoir une photoluminescence intense est de l'ordre de 1019 à 1020 atomes.cm^{-3} .

Les densités de courant utilisées dans la littérature sont de l'ordre de 0, 1 à 1, 5 mA.cm^{-2} sur du silicium de type P et peuvent atteindre des valeurs plus importantes de l'ordre de 50 mA.cm^{-2} sur du silicium de type N. La densité de courant utilisée pour doper dépend des paramètres initiaux d'élaboration du silicium poreux (le type et taux de dopage du substrat et l'épaisseur de la couche) [1].

Après cathodisation, l'erbium déposé à la surface des cristallites de silicium n'est pas optiquement actif. Pour le rendre optiquement actif, le silicium poreux dopé doit subir des traitements thermiques pour faire diffuser et activer les atomes d'erbium à l'intérieur des cristallites de silicium et de favoriser les liaisons Er – O qui améliorent la luminescence à 1, 55 μm . De plus, le traitement thermique à haute température va permettre d'éliminer les groupements hy-

droxydes OH et les groupements C_2H_2O qui limitent la luminescence à 1, 55 μm par absorption de l'énergie émise.

Les recuits sont généralement réalisés sous atmosphère riche en oxygène (mélange Ar + O_2 ou N_2 + O_2) mais l'oxygène résiduel en surface des couches de silicium poreux serait suffisant pour activer l'Erbium

Deux types de traitement thermique sont souvent utilisés :

- soit le recuit classique
- soit le recuit rapide connu sous le nom de RTA (Rapid Thermal Annealing).

L'activation de l'Erbium par RTA nécessite des températures supérieures à 950°C soit sous air, soit sous un mélange O_2 + Ar avec 20% d' O_2 pendant 10 à 30 s. Alors que le recuit classique s'effectue à une température inférieure à 1200°C pendant une durée de quelques minutes à quelques heures [1].

2.2 Pertes dans la fibre

La dispersion dans la fibre optique limite la performance des systèmes de télécommunication optique par l'élargissement des impulsions optiques lorsqu'elles se propagent à l'intérieur de la fibre. Les pertes de la fibre représentent un facteur de limitation parce qu'elles réduisent la puissance du signal arrivée au récepteur. Comme les récepteurs optiques ont besoin d'une certaine quantité de puissance minimum pour la récupération correcte du signal, la distance de transmission est donc limitée par les pertes dans la fibre. En fait, l'utilisation des fibres à silice pour les télécommunications optiques est devenue pratique seulement quand les pertes ont été réduites à un niveau acceptable pendant les années 70. Avec l'arrivée des amplificateurs optiques dans les années 90, les distances de transmission peuvent dépasser plusieurs milliers de kilomètres en compensant des pertes accumulées périodiquement [7].

2.2.1 Coefficient d'atténuation

Sous les conditions tout à fait générales, les variations de la puissance optique moyenne P d'un train de bits qui se propageant dans une fibre optique sont régies par la loi de Beer [7] :

$$\frac{dP}{dz} = -\alpha P(z) \quad (2.3)$$

Où α est le coefficient d'atténuation linéique. Bien que dénoté par le même symbole que le coefficient d'absorption, α dans l'équation 2.3 inclut non seulement l'absorption de la matière mais également d'autres sources d'atténuation de la puissance. Si P_{in} est la puissance injectée à l'entrée d'une fibre de longueur L , la puissance de sortie P_{out} d'après l'équation 2.3 est donné par :

$$P_{out} = P_{in}e^{-\alpha L} \quad (2.4)$$

Il est usuel d'exprimer le α en dB/km en employant la relation

$$\alpha(dB/km) = -\frac{10}{L} \log_{10} \left(\frac{P_{out}}{P_{in}} \right) \quad (2.5)$$

Remplaçons l'équation 2.4 dans 2.5 on obtient : $\alpha(dB/km) \approx 4.343\alpha$. Et se référer lui même comme un paramètre de perte de la fibre.

Les pertes de fibre dépendent de la longueur d'onde de la lumière transmise. La figure 2.9 montre le spectre de perte $\alpha(\lambda)$ d'une fibre monomode réalisée en 1979 avec un diamètre du coeur de $9.4\mu m$, $\Delta = 1.9 \times 10^{-3}$, et une longueur d'onde de coupure de $1.1\mu m$. Dans la région de longueur d'onde proche de $1.55\mu m$, La fibre présente que 0.2 dB/km de pertes. Le spectre de perte montre un sommet maximal au voisinage de $1.39\mu m$ et plusieurs d'autres petits sommets. Un minimum secondaire se trouve proche de $1.3\mu m$, où les pertes de la fibre sont en-dessous de 0.5 dB/km. Puisque la dispersion de la fibre est également minimum proche de $1.3\mu m$, cette fenêtre de faibles pertes a été employée pour les systèmes d'onde optique de seconde génération. Les pertes de fibre sont considérablement plus hautes pour les petites longueurs d'onde et dépassent 5 dB/km dans la région du visible, rendent peu convenable pour la transmission à longue distance. Plusieurs facteurs contribuent aux pertes totales ; leurs contributions relatives sont également montrées par la figure 2.9. Les deux plus importantes entre elles sont l'absorption de la matière et la diffusion de Rayleigh [7].

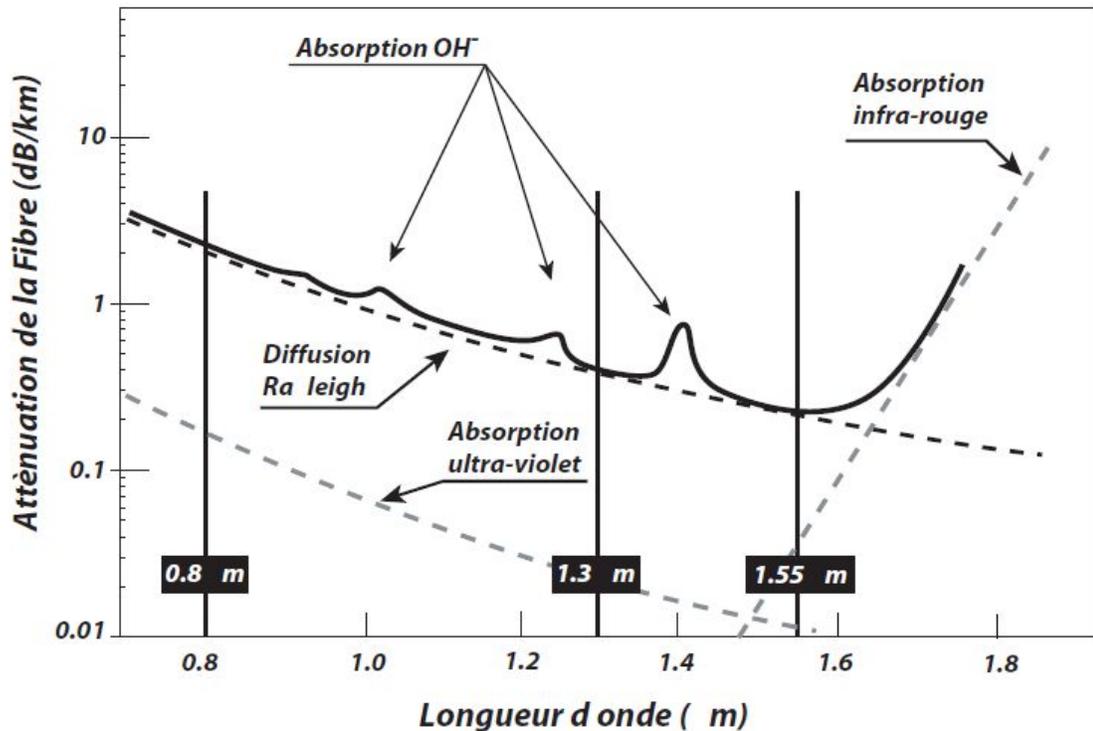


FIG. 2.9: Le spectre de pertes d'une fibre monomode[12]

2.2.2 Absorption de la matière

L'absorption de la matière peut être divisée en deux catégories. Les pertes d'absorption intrinsèques correspondent à l'absorption par la silice fondue (matériau utilisé pour fabriquer les fibres) bien que l'absorption extrinsèque soit liée aux pertes provoquées par des impuretés dans la silice. N'importe quelle matière absorbe à des longueurs d'onde correspondant aux résonances électroniques et vibratoires s'est associée avec les molécules spécifiques. Pour des molécules de la silice (SiO_2), les résonances électroniques se produisent dans la région des rayons ultraviolets ($\lambda < 0.4 \mu\text{m}$), bien que les résonances vibratoires se produisent dans la région infrarouge ($\lambda > 7 \mu\text{m}$). En raison de la nature amorphe de la silice, ces résonances sont sous forme de bandes d'absorption dont les extrémités tendent vers la région du visible.

La figure 2.10 montre que l'absorption de la matière intrinsèque pour la silice dans la gamme de longueur d'onde 0.8-1.6 μm est au-dessous de 0.1 dB/km. En fait, c'est moins de 0.03 dB/km dans la fenêtre de longueur d'onde 1.3 à 1.6 μm généralement utilisée pour des systèmes d'onde optique [7].

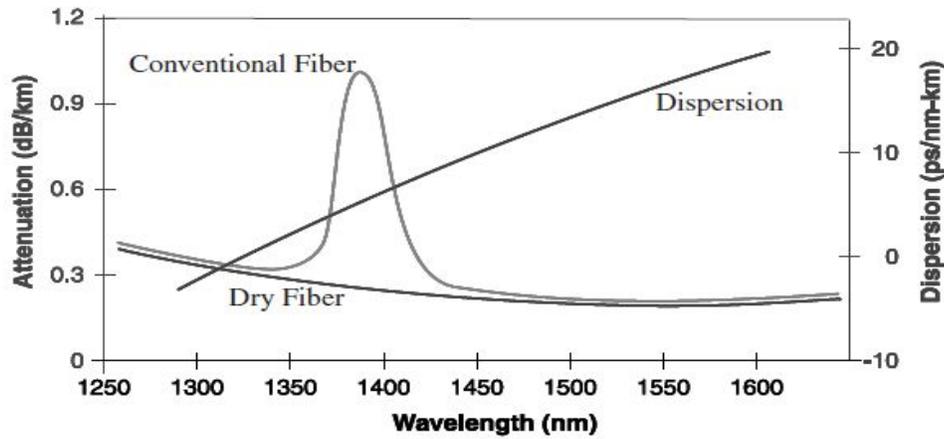


FIG. 2.10: Les pertes et la dispersion de toutes les ondulacions de la fibre

L'absorption extrinsèque résulte de la présence des impuretés. Les impuretés des métaux de transition comme Fe, Cu, Co, Ni, Mn, et Cr absorbent fortement dans la gamme de longueur d'onde 0.6-1.6 μm . Leur quantité devrait être réduite au-dessous de 1 part par milliard pour obtenir un niveau de pertes au-dessous de 1 dB/km. Une telle silice de grande pureté peut être obtenue en employant des techniques modernes.

La source principale d'absorption extrinsèque dans les fibres à silice de dernière génération est la présence des vapeurs d'eau. Une résonance vibratoire de l'ion OH se produit proche de 2.73 μm . Ses tonalités d'harmonique et de combinaison avec la silice produisent l'absorption aux 1.39, 1.24, et 0.95 μm de longueur d'onde. Les trois crêtes spectrales vues dans la figure 2.9 se produisent près de ces dernières longueurs d'onde et sont dues à la présence de la vapeur d'eau résiduelle dans la silice. Même une concentration de 1 part par million peut causer une perte d'environ 50 dB/km à 1.39 μm . La concentration en ion OH est réduite au-dessous de 10^{-8} dans les fibres modernes pour diminuer la crête de 1.39 μm en-dessous de 1dB. Dans un nouveau type de fibre, connue sous le nom fibre sèche, la concentration en ion OH est réduite à des niveaux bas par rapport a la crête de 1.39 μm [7].

2.2.3 Diffusion de Rayleigh

La diffusion de Rayleigh est le mécanisme fondamental de pertes résultant des fluctuations locales microscopiques dans la densité. Les molécules de silice se déplacent aléatoirement à l'état fondu et gèlent en place pendant la fabrication de fibre. La densité des fluctuations mènent aux fluctuations aléatoires d'indice de réfraction plus petit sur l'échelle de la longueur d'onde optique λ . La diffusion de la lumière dans un tel milieu est connue par la diffusion de Rayleigh. La section transversale de diffusion varie suivant λ^4 . En conséquence, les pertes intrinsèques des fibres à silice par la diffusion de Rayleigh peuvent être écrites comme suite [7] :

$$\alpha_R = \frac{C}{\lambda^4} \quad (2.6)$$

Où la constante C est dans la gamme 0.7-0.9 (dB/km) μm^4 , selon les constituants du coeur de la fibre. Ces valeurs de la constante C correspondent au $\alpha_R = 0.12\text{-}0.16$ dB/km à $\lambda=1.55\mu\text{m}$, indiquant que les pertes dans la fibre (figure 2.9) sont dominées par la diffusion de Rayleigh près de cette longueur d'onde.

La contribution de la diffusion de Rayleigh peut être réduite au-dessous de 0.01 dB/km pour des longueurs d'onde plus longues que 3 μm . Les fibres de silice ne peuvent pas être utilisées dans cette région de longueur d'onde, puisque l'absorption infrarouge commence à dominer les pertes de fibre au delà de 1.6 μm . Un effort Considérable a été orienté pour trouver d'autres matériaux convenables avec une basse absorption au-delà de 2 μm .

Les fibres de Fluorozirconate (ZrF_4) ont une absorption de matière intrinsèque d'environ 0.01dB/km près de 2.55 μm et ont un potentiel d'exposition de pertes beaucoup plus petit par rapport aux fibres de silice. Les fibres de fluorure, cependant, présentent des pertes de 1 dB/km environ en raison des pertes extrinsèques. Les fibres à Chalcogenide et à polycristallin présentent un minimum de pertes dans la région infrarouge lointain près de 10 μm . Théoriquement la valeur minimum prévue des pertes de telles fibres est au-dessous de 10^{-3} dB/km car la diffusion de Rayleigh est réduite. Cependant, les niveaux de pertes, en pratique, restent plus élevés que ceux des fibres de silice [7].

2.2.4 Imperfections de guide d'onde

Une fibre monomode idéale avec des guides à géométrie cylindrique parfaite, le mode optique à l'intérieur de la gaine est sans énergie de fuite. Dans la pratique, les imperfections à l'interface coeur- gaine (par exemple, variations aléatoires rayon-coeur) peut mener aux pertes additionnelles ce qui contribuent à la perte nette de fibre. Le processus physique derrière ces pertes est la diffusion de Mie, se produisant en raison des inhomogénéités d'indice sur échelle plus longue que la longueur d'onde optique. Attention il est généralement pris pour s'assurer que le rayon du coeur ne varie pas d'une manière significative sur toute la longueur de fibre lors de la fabrication. De telles variations peuvent être gardées en-dessous de 1%, et les pertes de diffusion résultantes sont typiquement en-dessous de 0.03 dB/km [7].

Les courbures dans la fibre constituent une autre source d'altérations du signal optique. La raison peut être comprise en utilisant l'image de rayon. Normalement, un rayon guidé frappe l'interface coeur-gaine sous un angle plus grand que l'angle critique avec le total d'expérience est réflexion interne. Cependant, les diminutions d'angle proche d'une courbure peuvent devenir plus petites que l'angle critique pour les courbures serrées. Le rayon s'échapperait alors hors de la fibre. En mode de description, une partie de l'énergie de mode est diffusée dans la gaine. Les pertes par courbure sont proportionnelles à $\exp(-R/R_c)$, où R est le rayon de courbure de la

fibre et $R_c = a/(n_1^2 - n_2^2)$ ou a est le rayon du coeur, n_1 est l'indice de réfraction du coeur et n_2 est l'indice de réfraction de la gaine. Pour les fibres monomodes, $R_c = 0.2-0.4 \mu\text{m}$ typiquement, et les pertes de courbure sont négligeables ($< 0.01 \text{ dB/km}$) pour une courbure de rayon $R > 5 \text{ mm}$. Puisque la plupart des courbures macroscopiques dépassent $R = 5 \text{ mm}$, les pertes de macro-courbure sont négligeables dans la pratique.

Chapitre 3

Caractéristiques générales des amplificateurs optiques

3.1 Introduction

La transmission à distance pour les systèmes de communication à fibre optique est éventuellement limitée par les pertes dans les fibres. Pour les systèmes à longue distance, la limitation des pertes est traditionnellement compensée par l'utilisation des répéteurs optiques dans lesquels le signal optique est transformé en un courant électrique et puis régénéré par l'utilisation de transmetteur. Tellement le régénérateur devient très complexe et couteux pour le système multiplexage en longueur d'onde WDM (Wavelength Division Multiplexed), une approximation des pertes est faite et utilisée pour les amplificateurs optiques, lesquels amplifiant le signal optique directement sans passer par la conversion en signal électrique.

3.2 Gain optique

La plupart des amplificateurs optiques amplifient la lumière incidente par l'émission stimulée, le même mécanisme est utilisé par les lasers. En effet, un amplificateur optique n'est rien d'autre qu'un laser sans réaction. Son ingrédient principal est le gain optique obtenu quand l'amplificateur est pompé (optiquement ou électriquement) pour réaliser l'inversion de population. Le gain optique, dépend généralement non seulement de la fréquence (ou de la longueur d'onde) du signal incident, mais également de l'intensité locale du faisceau en un point quelconque à l'intérieur de l'amplificateur. Les détails de la dépendance de fréquence et d'intensité du gain optique dépendent du milieu amplificateur. Pour illustrer les notions générales, considérons le cas dans lequel le milieu de gain est modélisé comme un système à deux niveaux homogènement élargis. Le coefficient de gain d'un tel milieu peut être décrit par [7] :

$$g(\omega) = \frac{g_0}{1 + (\omega - \omega_0)^2 T_2^2 + P/P_s} \quad (3.1)$$

Où g_0 est la valeur maximale du gain, ω est la fréquence optique du signal incident, ω_0 est la fréquence atomique de transition, et P est la puissance optique du signal amplifié. La puissance de saturation P_s dépend des paramètres de gain du milieu tels que le temps de fluorescence T_1 et la section transversale de transition. Le paramètre T_2 dans l'équation 3.1, connu comme temps de relaxation du dipôle, est en général tout à fait petit. Le temps de fluorescence, T_1 est également appelé le temps de relaxation de population. Il varie dans la gamme 100ps-10ms, dépendant du milieu. L'équation 3.1 peut être employée pour discuter des caractéristiques importantes des amplificateurs optiques, telles que la bande passante du gain, le facteur d'amplification et la puissance de saturation de sortie.

3.2.1 Spectre du Gain et bande passante

Considérons le régime non saturé dans lequel le rapport $P/P_s \ll 1$ dans tout l'amplificateur. En négligeant le terme P/P_s dans l'équation 3.1, le coefficient de gain devient [7] :

$$g(\omega) = \frac{g_0}{1 + (\omega - \omega_0)^2 T_2^2} \quad (3.2)$$

Cette équation montre que le gain est maximum quand la fréquence incidente ω coïncide avec la fréquence atomique de transition ω_0 . La réduction du gain pour $\omega \neq \omega_0$ est représentée par un profil de Lorentzian qui est une caractéristique homogènement élargi des systèmes à deux niveaux. Il sera discuté plus tard, le spectre du gain des amplificateurs réels peut dévier considérablement du profil de Lorentzian. La bande passante du gain est définie en tant que la largeur totale à mi-hauteur (FWHM) du spectre $g(\omega)$. Pour le spectre de Lorentzian, la bande passante du gain est donnée par $\Delta\omega_g = 2/T_2$, ou par [7] :

$$\Delta\nu_g = \frac{\Delta\omega_g}{2\pi} = \frac{1}{\pi T_2} \quad (3.3)$$

Comme exemple, $\Delta\nu_g \sim 5THz$ pour les amplificateurs optiques à semi-conducteur pour lesquels $T_2 \sim 60f_s$. Les amplificateurs avec une bande passante relativement grande sont préférés pour les systèmes de télécommunication optique car le gain est alors presque constant sur la bande passante entière même d'un signal multi-canal.

Le concept de la bande passante d'amplificateur est utilisé généralement au lieu de la bande passante du gain. La différence devient claire quand on considère le gain d'amplificateur G , connu comme facteur d'amplification et défini comme :

$$G = \frac{P_{out}}{P_{in}} \quad (3.4)$$

Où P_{in} et P_{out} sont les puissances d'entrée et de sortie de l'onde continue (CW). Nous pouvons obtenir une expression pour G par l'utilisation [7] :

$$\frac{dP}{dz} = gP \quad (3.5)$$

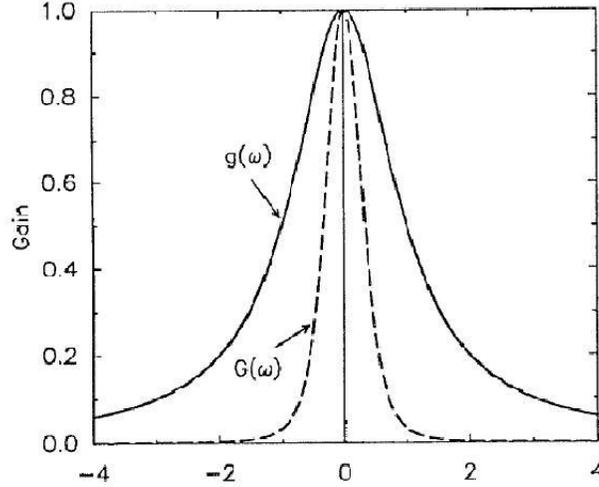


FIG. 3.1: Les gains normalisés par profil de Lorentzian $g(\omega)$ et le correspondant Spectre du gain de l'amplificateur $G(\omega)$, relatif à ω_0

Où $P(z)$ est la puissance optique à une distance z de l'entrée. Une simple intégration avec une condition initiale $P(0) = P_{in}$ montre que la puissance du signal augmente exponentiellement comme

$$P(z) = P_{in} \exp(gz) \quad (3.6)$$

En notant que $P(L) = P_{out}$ et en utilisant l'équation 3.4, le facteur d'amplification pour un amplificateur d'une longueur L est donné par :

$$G(\omega) = e^{g(\omega)L} \quad (3.7)$$

Où la dépendance des fréquences de G et de g est montrée explicitement. Le gain d'amplificateur $G(\omega)$ et le coefficient de gain $g(\omega)$ sont au maximum quand $\omega = \omega_0$ et diminuent avec le désaccord du signal $\omega - \omega_0$. Cependant, $G(\omega)$ diminue beaucoup plus rapidement que $g(\omega)$. La bande passante $\Delta\nu_A$ d'amplificateur est définie comme FWHM de $G(\omega)$ et est liée à la bande passante $\Delta\nu_g$ du gain comme :

$$\Delta\nu_A = \Delta\nu_g \left[\frac{\ln 2}{\ln(G_0/2)} \right]^{1/2} \quad (3.8)$$

Où $G_0 = \exp(g_0L)$. La figure 3.1 montre le profil du gain $g(\omega)$ et le facteur d'amplification $G(\omega)$ par le graphe de g/g_0 et G/G_0 en fonction de $(\omega - \omega_0)T_2$. La bande passante de l'amplificateur est plus petite que la bande passante du gain, et la différence dépend du gain de l'amplificateur lui-même.

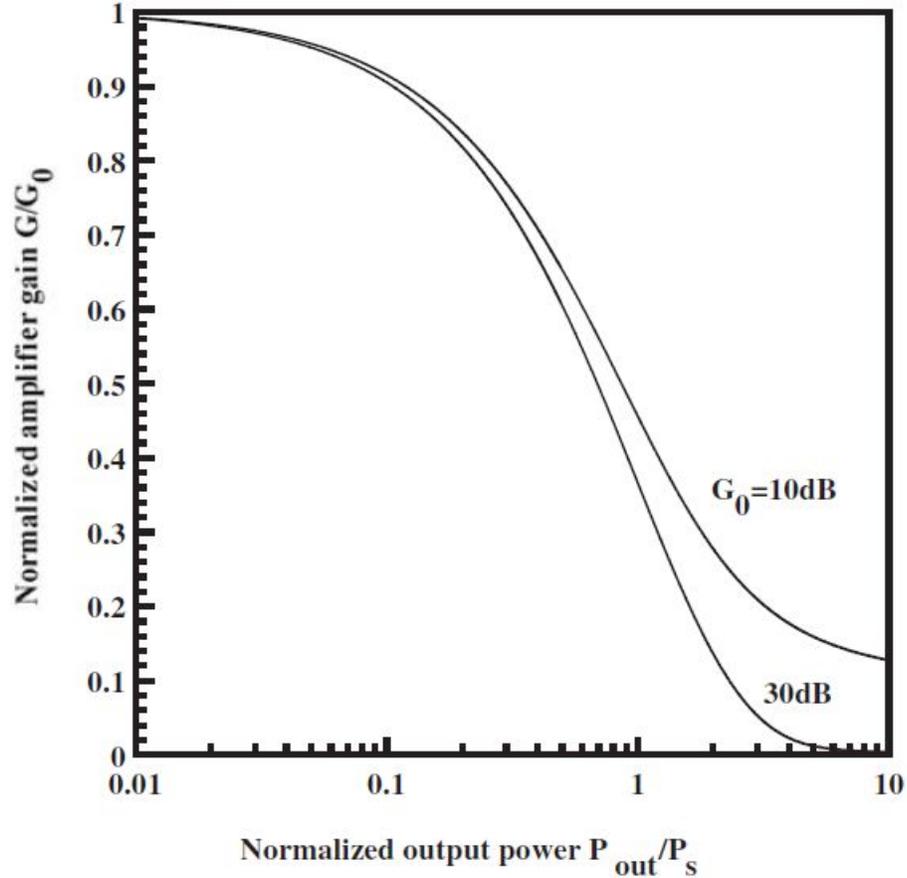


FIG. 3.2: Gain d'amplificateur saturé normalisé G/G_0 en fonction de la puissance de sortie normalisée

3.2.2 Saturation du Gain

L'origine de la saturation du gain se situe dans la dépendance de puissance de $g(\omega)$ dans l'équation 3.1. Puisque g est réduit quand P devient comparable à P_s , le facteur d'amplification G diminue avec l'augmentation de la puissance du signal. Ce phénomène s'appelle la saturation du gain. Considérons le cas dans lequel la fréquence du signal incident est exactement accordée à la crête du gain ($\omega = \omega_0$). Les effets de désaccord peuvent être incorporés d'une façon directe. Par substitution de g de l'équation 3.1 dans l'équation 3.5, nous obtenons [7] :

$$\frac{dP}{dz} = \frac{g_0 P}{1 + P/P_s} \quad (3.9)$$

Cette équation peut être intégrée facilement sur la longueur de l'amplificateur. Par l'utilisation de la condition initiale $P(0) = P_{in}$ à la fois avec $P(L) = P_{out} = GP_{in}$, nous obtenons la relation suivante, le gain d'amplificateur pour un fort-signal :

$$G = G_0 \exp\left(-\frac{G-1}{G} \frac{P_{out}}{P_s}\right) \quad (3.10)$$

L'équation 3.10 prouve que le facteur d'amplification G diminue de sa valeur G_0 quand le P_{out} devient comparable à P_s . La Figure 3.2 montre les caractéristiques de saturation par le tracé de G en fonction de P_{out}/P_s pour deux valeurs de G_0 . Une grandeur pratique est la puissance de sortie de saturation P_{sout} , définie comme la puissance de sortie pour laquelle le gain d'amplificateur G est réduit par un facteur de 2 (ou par 3dB) de sa valeur G_0 . Par l'utilisation $G = G_0/2$ dans l'équation 3.10

$$P_{out}^s = \frac{G_0 \ln 2}{G_0 - 2} P_s \quad (3.11)$$

3.3 Bruit d'amplificateur

L'amplification fonctionne sur le principe de l'émission stimulée, qui nécessite une inversion de population des niveaux. Cependant, cette inversion de population peut également donner lieu à une émission spontanée. L'émission spontanée est incohérente avec le signal amplifié, et se fait sur toute la largeur du spectre d'émission. Une partie de cette émission spontanée peut se coupler avec les modes guidés et être amplifiée de la même manière que le signal. On parle alors d'« émission spontanée amplifiée ». Ce phénomène est plus connu sous son acronyme anglais ASE, pour « Amplified spontaneous emission ». L'ASE se propage comme le signal dans le coeur de la fibre, et constitue l'une des principales sources de bruit dans la détection du signal [6].

Tous les amplificateurs dégradent le rapport signal sur bruit (SNR) du signal amplifié en raison de l'émission spontanée qui ajoute le bruit au signal pendant son amplification. La dégradation de SNR est mesurée par un paramètre F_n , appelée le facteur de bruit d'amplificateur dans l'analogie avec les amplificateurs électroniques défini comme [7] :

$$F_n = \frac{(SNR)_{in}}{(SNR)_{out}} \quad (3.12)$$

Considérons un amplificateur avec le gain G tels que les puissances de sortie et d'entrée sont reliées par $P_{out} = GP_{in}$. Alors le SNR du signal d'entrée est donné par :

$$(SNR)_{in} = \frac{\langle I \rangle^2}{\sigma_s^2} = \frac{(RP_{in})^2}{2q(RP_{in})\Delta f} = \frac{P_{in}}{2h\nu\Delta f} \quad (3.13)$$

Où $\langle I \rangle = RP_{in}$ est le photo-courant moyen, $R = \frac{q}{h\nu}$ est la Sensibilité d'un détecteur photoélectrique idéal avec un rendement quantique égal à l'unité et :

$$\sigma_s^2 = 2q(RP_{in})\Delta f \quad (3.14)$$

On prend le courant d'obscurité $I_d = 0$, Δf est la bande passante du détecteur. Pour évaluer le SNR du signal amplifié, on devrait ajouter la contribution de l'émission spontanée au bruit de récepteur. La densité spectrale du bruit introduite par l'émission spontanée est presque constante (bruit blanc) et peut être écrite comme :

$$S_{sp}(\nu) = (G - 1)n_{sp}h\nu \quad (3.15)$$

Où ν est la fréquence optique. Le paramètre n_{sp} s'appelle le facteur de l'émission spontanée (ou le facteur d'inversion de population) est donné par :

$$n_{sp} = \frac{N_2}{N_2 - N_1} \quad (3.16)$$

Où N_1 et N_2 sont les populations atomiques pour les états stable et excité, respectivement. L'effet de l'émission spontanée est d'ajouter des fluctuations au signal amplifié ; celles-ci sont converties en courant pendant le processus de photo-détection. La contribution dominante au bruit de récepteur vient du battement de l'émission spontanée avec le signal. Le rayonnement émis spontanément se mélange avec le signal amplifié et produit le courant $I = R|\sqrt{G}E_{in} + E_{sp}|^2$ au photo-détecteur de Sensibilité R . Notant que la puissance du signal à l'entrée de l'amplificateur E_{in} et la puissance du signal émis spontanément E_{sp} oscillent aux différentes fréquences avec une différence de phase aléatoire, il est facile de voir que le battement de l'émission spontanée avec le signal produira un courant de bruit $\Delta I = 2R(GP_{in})^{1/2}|E_{sp}|\cos\theta$, où le θ est une phase aléatoire variant rapidement. En faisant la moyenne sur la phase, et négligeant toutes autres sources de bruit, la variance du photo-courant peut être écrite comme [7] :

$$\sigma_s^2 \approx 4(RGP_{in})(RS_{sp})\Delta f \quad (3.17)$$

d'Où $\cos^2\theta$ a été remplacé par sa valeur moyenne 1/2. Le SNR du signal amplifié est ainsi donné par [7] :

$$(SNR)_{in} = \frac{\langle I \rangle^2}{\sigma^2} = \frac{(RGP_{in})^2}{\sigma^2} \approx \frac{GP_{in}}{4S_{sp}\Delta f} \quad (3.18)$$

Le facteur de bruit d'amplificateur peut maintenant être obtenu par le remplacement des équations 3.13 et 3.19 dans l'équation 3.12. Si nous employons également l'équation 3.15 pour S_{sp} ,

$$F_n = 2n_{sp}(G - 1)/G \approx 2n_{sp} \quad (3.19)$$

Cette équation montre que le SNR du signal amplifié est dégradé de 3dB même pour un amplificateur idéal pour lequel $n_{sp} = 1$. Pour la plupart des amplificateurs pratiques, F_n dépasse le 3dB et peut être aussi plus grand que 6 à 8dB. Pour son application dans les systèmes de télécommunication optique, un amplificateur optique devrait avoir F_n le plus faible possible.

3.4 Principales Applications

Suivant la disposition de l'amplificateur optique sur la ligne de transmission, on distingue trois modes d'utilisation telle qu'il est présenté par la figure 3.3.

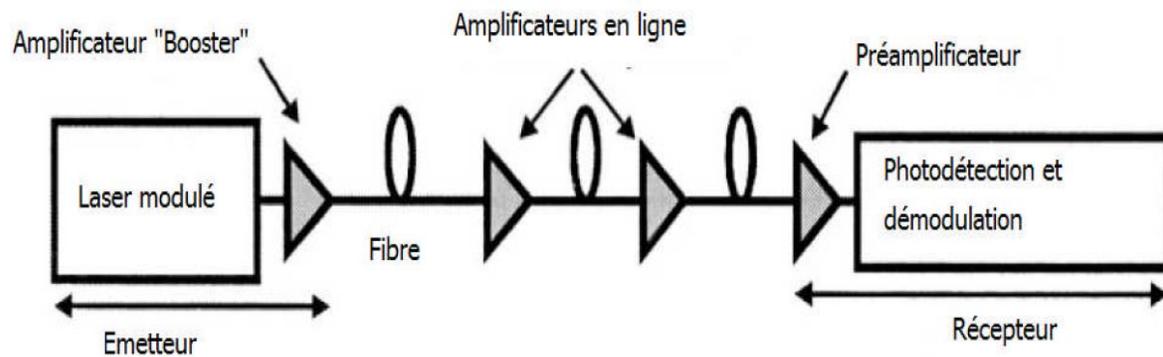


FIG. 3.3: Applications des amplificateurs Optiques dans un système de transmission optique

3.4.1 Amplificateur de puissance (Booster)

La fonction de l'amplificateur « booster » est d'augmenter la puissance du signal d'entrée préalable à la transmission. Les principales fonctions de cet amplificateur sont [10] :

- Augmenter la distance des réseaux optiques « medium-haul »
- Augmenter le budget de puissance et réduire le nombre d'amplificateurs en ligne ou les régénérateurs demandés dans les liaisons long-haul.
- Amplifier simultanément des signaux WDM.

3.4.2 Préamplificateur

La fonction d'un préamplificateur est d'augmenter le niveau de puissance d'un signal entrant préalable à la réception conventionnelle et à la démodulation. L'augmentation du niveau de puissance mène à une élévation de la sensibilité du récepteur et donc une augmentation du budget de puissance de la liaison. Un récepteur optique numérique préamplifié est schématisé dans la figure 3.4 . Le récepteur est composé d'un préamplificateur optique, un filtre optique pour réduire l'émission spontanée qui a touché le détecteur, une photodiode p-i-n, un circuit

de post-détection pour amplifier et traiter le courant arrivé du détecteur p-i-n et un circuit de décision [10].

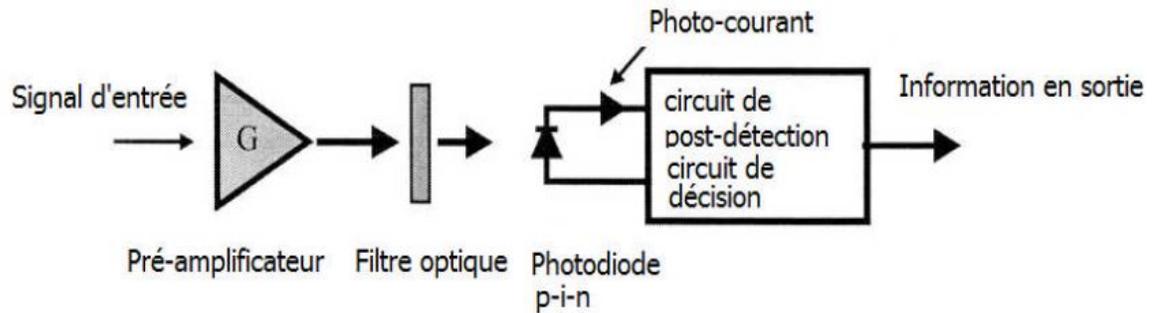


FIG. 3.4: Récepteur optique pré-amplifié

3.4.3 Amplificateurs en ligne

Dans les systèmes de transmission optiques, l'amplificateur en ligne est utilisé pour compenser les pertes des fibres en surmontant le besoin de régénération optique. Les principaux avantages des amplificateurs en ligne sont [10] :

- La transparence en termes de débit et de format de modulation (dans le régime de saturation et pour des hauts débits)
- La capacité d'amplifier les signaux WDM.
- La faible consommation de puissance et la compacité.

Chapitre 4

Amplificateurs optiques à base des semi-conducteurs SOA

4.1 Introduction

Les amplificateurs optiques à semi-conducteurs (Semiconductor Optical Amplifiers, SOA) sont, comme leur nom l'indique, des composants à base de semi-conducteurs capables d'amplifier la lumière. Plus spécifiquement, ce sont des diodes laser dont le comportement oscillatoire est contrarié au moyen d'un traitement anti-reflet appliqué sur leurs facettes, ce qui détruit la cavité laser. Leur application originelle était la compensation de l'atténuation dans les systèmes de transmission optiques [5].

4.2 Principe

Le fonctionnement d'un amplificateur optique à semi-conducteurs repose, comme celui de tout bon laser, sur l'émission stimulée de photons. On sait que celle-ci est toujours en compétition avec son alter ego l'absorption, et que pour avoir un bilan positif d'amplification de la lumière traversant le composant, on doit satisfaire une condition d'inversion de population : contrairement à une situation d'équilibre thermodynamique, plus d'électrons doivent être en mesure d'émettre que d'absorber.

Dans un système à niveaux d'énergie discrets, cela revient à dire que plus d'électrons doivent être dans un état excité et pouvoir accéder à un état vacant d'énergie inférieure, que l'inverse. C'est une configuration hors équilibre qui peut et doit être maintenue en excitant les électrons sur des niveaux auxiliaires, ce qu'on appelle le pompage.

Dans le cas précis d'un semi-conducteur, cette situation est créée en faisant passer un courant dans une jonction P-N : en régime stationnaire, les porteurs majoritaires de chaque section - électrons dans la bande de conduction dans la zone N, trous dans la bande de valence dans la

zone P sont répartis suivant une pseudo-distribution de Fermi-Dirac, avec un quasi-niveau de Fermi différent d'une zone à l'autre ; l'écart entre ces deux niveaux correspond à la différence de potentiel électrique aux bornes de la jonction (multipliée par la charge élémentaire pour convertir cette d.d.p. en différence d'énergie potentielle des électrons) [5].

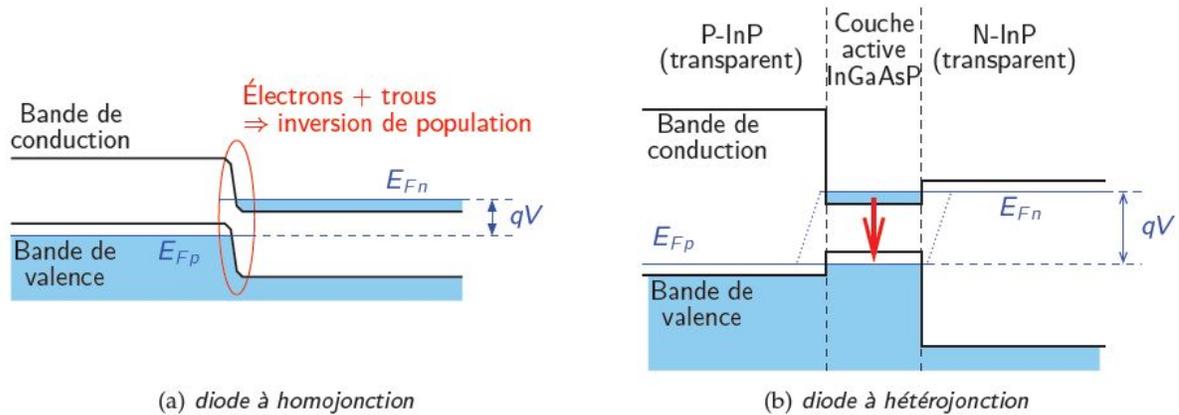


FIG. 4.1: Diagramme de bandes d'une diode P-N polarisée en direct

Or, comme le montre la figure 4.1.a, au voisinage de la jonction, les électrons libres provenant de la zone N et les trous libres de la zone P cohabitent. Cette situation correspond bien à des électrons excités au-dessus de niveaux d'énergie inférieure inoccupés, i.e. une inversion de population. Cette inversion est effectivement réalisée pour des transitions d'énergie comprise entre le gap du matériau et la différence de potentiel entre les deux zones-ce qui veut dire qu'afin d'avoir un gain net à une longueur d'onde donnée, on devra imposer à la jonction une tension au moins égale à la tension correspondant à l'énergie des photons recherchés (condition de Bernard et Duraffourg), tension qui à son tour fixe le courant devant nécessairement circuler à travers la jonction.

Hélas, il est difficile d'exploiter cette inversion pour une diode simple : le gain n'est positif qu'au voisinage immédiat de la jonction, l'absorption reprenant le dessus dès que l'on s'en éloigne. Un faisceau optique qui se propagerait le long de la jonction gagnerait donc de l'énergie sur une partie de sa section mais en perdrait sur ses bords. De fait, les premiers lasers à semi-conducteurs nécessitaient une forte densité de courant pour atteindre le seuil et devaient être refroidis bien en-dessous de la température ambiante pour fonctionner en régime continu.

Les lasers à semi-conducteurs plus récents (au moins dans le domaine des télécommunications, depuis une ou deux décennies) et les amplificateurs optiques à semi-conducteurs utilisent une jonction à double hétérostructure : une couche active est prise « en sandwich » entre deux couches d'un matériau semi-conducteur différent par rapport à la couche active, de bande interdite plus large. On voit alors sur la figure 4.1.b que cette structure assure un confinement des porteurs libres ; c'est sur toute l'épaisseur de la couche active qu'on trouve à la fois une forte

concentration d'électrons dans la bande de conduction et de trous dans la bande de valence, donc une inversion de population.

Par ailleurs, du point de vue d'un faisceau optique, puisque les couches adjacentes ont un gap plus important, elles sont transparentes aux longueurs d'ondes amplifiées par la couche active, et non absorbantes. De surcroît, leur indice de réfraction pouvant être inférieur à celui de la couche active, la structure peut former un guide d'ondes optique, ce qui permet de confiner les photons en plus des électrons.

Cette structure à double hétérojonction (ou, par abréviation, à hétérojonction) offre donc les meilleures conditions pour former un laser ou un amplificateur optique à semi-conducteurs [5].

4.3 Structures et matériaux

Les semi-conducteurs les plus utilisés en électronique sont les classiques silicium et germanium. Hélas, étant à gap indirect donc mauvais générateurs de lumière, ceux-ci ne peuvent servir tels quels à la fabrication d'amplificateurs optiques à semi-conducteurs [5].

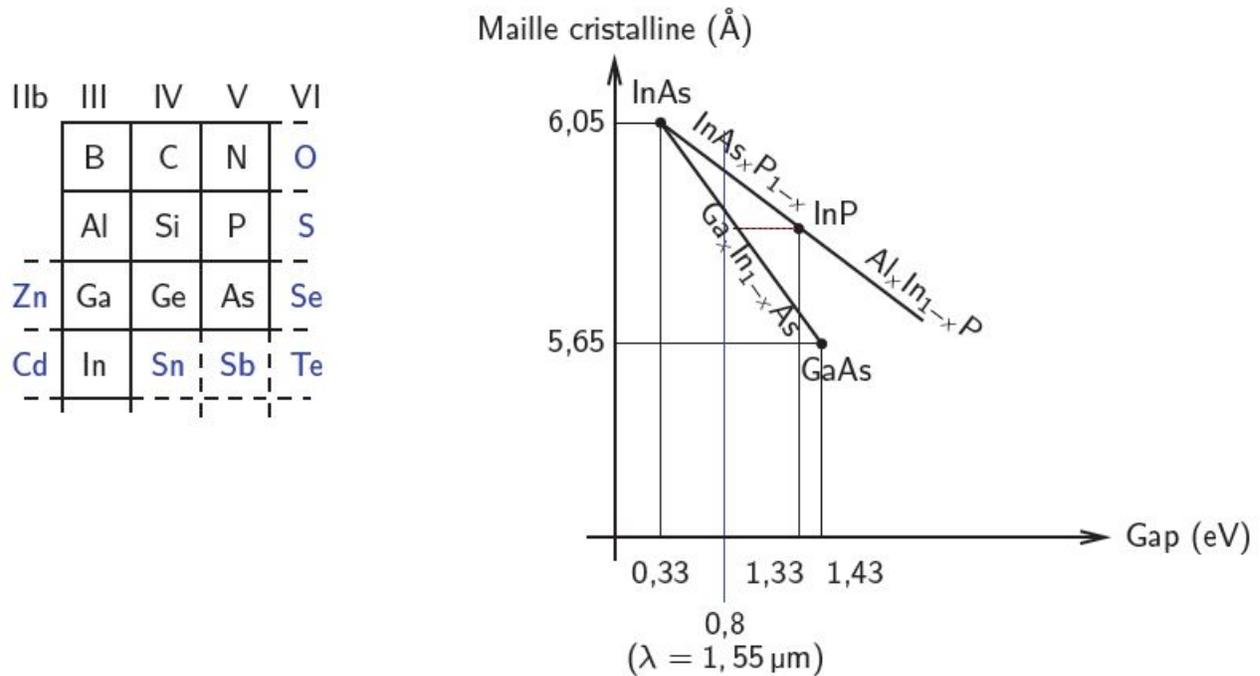


FIG. 4.2: Correspondance entre matériau, maille du cristal et gap

On recourt donc typiquement aux alliages III-V tels que l'arséniure de gallium, le phosphore d'indium, et les différentes combinaisons de ces éléments en fonction du gap souhaité et donc de λ (pour chacune des régions du composant) et des caractéristiques du réseau cristallin (en

vue de sa réalisation par épitaxie). En l'occurrence, pour une utilisation autour de $1,55\mu m$, on rencontre couramment le couple InGaAsP/InP (pour la couche active et le substrat, respectivement) [5].

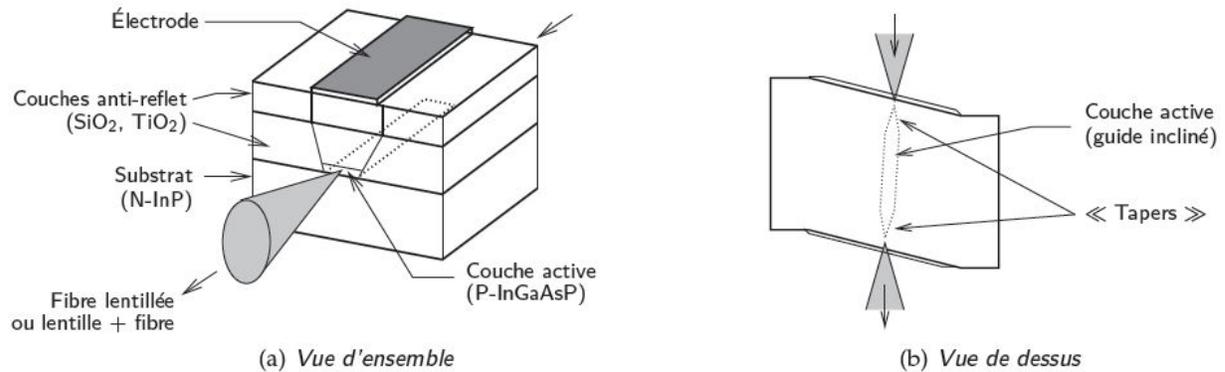


FIG. 4.3: Structure générale d'un amplificateur optique à semi-conducteurs

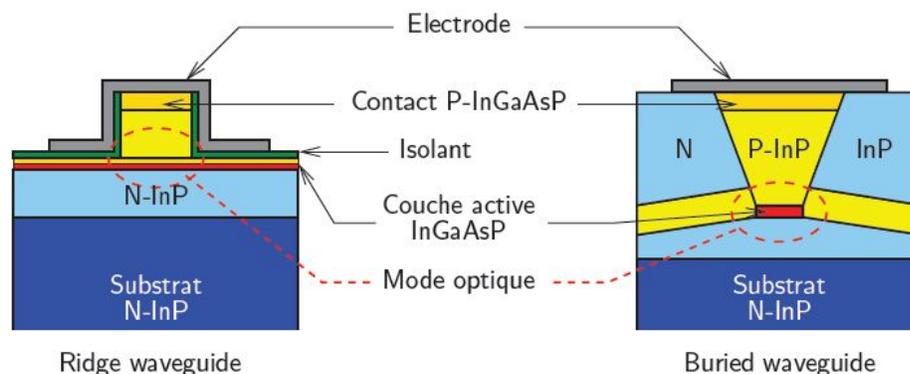


FIG. 4.4: Structures de guide d'un amplificateur optique à semi-conducteurs

L'agencement du composant est illustré figures 4.3 et 4.4. On retrouve naturellement une structure de laser à semi-conducteurs : la couche active est pompée par la jonction P-N qui l'entoure, et le guidage optique est assuré soit par cette même couche active sous forme de guide enterré (« buried waveguide »), soit par un ruban séparé (« ridge waveguide »).

L'amplificateur peut être « massif » (« bulk ») pour une couche active de composition uniforme, ou « à puits quantiques » (« quantum-well ») si elle est constituée d'un empilement de strates alternativement actives et transparentes. Cette dernière structure tend à favoriser les effets non-linéaires car elle concentre la puissance optique sur une aire effective plus faible. Néanmoins, elle est plus sensible à la polarisation de la lumière, et le couplage avec les fibres optiques est plus problématique, donc la formation d'une cavité parasite est évitée d'une part grâce à des couches anti-reflet (dépôt de silice ou d'oxyde de titane sur les facettes internes), et

d'autre part en inclinant le guide d'ondes par rapport aux facettes, et les facettes par rapport à la direction de propagation de la lumière injectée dans le composant.

L'entrée et la sortie de lumière peuvent se faire via des lentilles ou microlentilles, ou bien des fibres lentillées. Le guide d'ondes de l'amplificateur peut être effilé (« tapered ») aux extrémités de façon à améliorer le couplage avec les fibres [5].

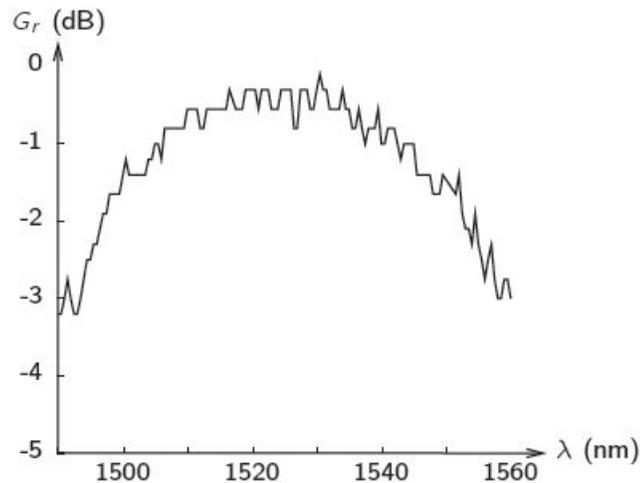


FIG. 4.5: Émission spontanée amplifiée d'un amplificateur optique à semi-conducteurs [5].

4.4 Les configurations des amplificateurs optiques à semi-conducteurs

La fabrication des SOAs ainsi que leur intégration monolithique dans les systèmes optiques sont les causes principales de la complexité des configurations des SOAs qui sont vus comme des objets d'ingénierie. Les SOAs peuvent être classés en deux types : les SOAs à cavité résonnante Fabry-Pérot (FP-SOA) et les SOAs à ondes progressives TW-SOA (Travelling Wave SOA) [10].

4.4.1 Les amplificateurs optiques à semi-conducteurs à cavité résonnante

Les SOAs à cavité résonnante (Fabry-Pérot SOA) sont caractérisés par une réflectivité significative des facettes où le signal subit plusieurs passages par le SOA (figure 4.6)

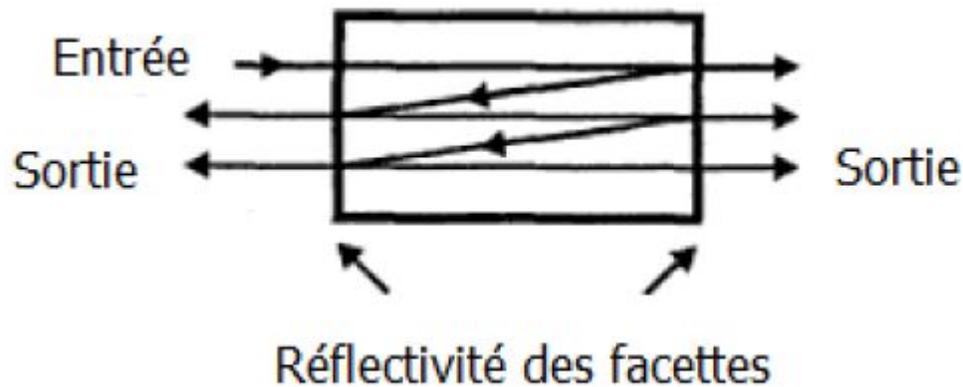


FIG. 4.6: SOA à cavité résonante Fabry-Pérot

Le FP-SOA fonctionne au dessous du seuil et permet une amplification considérable même à faibles courants d'injection, mais il est plus sensible aux fluctuations du courant d'injection, de la température et de la polarisation du signal comparé aux TW-SOAs. En effet, il amplifie uniquement un certain nombre de fréquences qui coïncident avec les modes de la cavité résonnante à cause de la réflectivité des facettes.

4.4.2 Les amplificateurs optiques à semi-conducteur à ondes progressives

Les amplificateurs optiques à semi-conducteurs à ondes progressives (Travelling Wave SOA) sont caractérisés par une réflectivité négligeable au niveau des facettes où le signal effectue un seul passage par le SOA (figure 4.7).

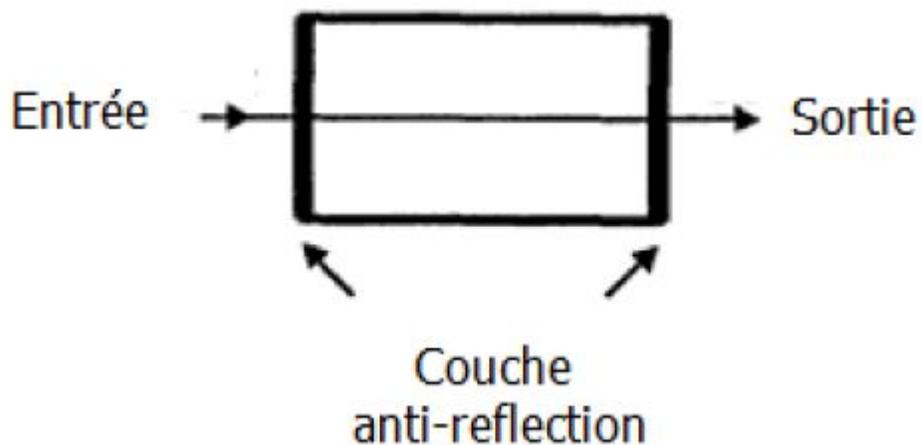


FIG. 4.7: SOA à ondes progressives

Pour assurer une amplification stable, contrôlable en utilisant un TW-SOA, on doit réduire au minimum les valeurs des coefficients de réflexion des facettes. Une réflectivité effective inférieure à 10^{-4} est requise à cause de haute inversion de population induisant un gain de simple passage élevé. Pour réduire la réflectivité des facettes du SOA, plusieurs techniques ont été développées telles que le traitement anti-reflet des facettes par le dépôt du TiO_2/SiO_2 , l'inclinaison du guide d'ondes par rapport aux facettes (angled facet structure) ou encore une structure de fenêtre (window facet structure) consistant à laisser une région transparente entre la région active et les facettes de sorte à élargir spatialement l'onde réfléchie dont une faible fraction sera couplée à nouveau dans le guide [10].

4.5 Conception d'Amplificateur

Les caractéristiques d'amplificateur discutées dans le chapitre 3 étaient pour un amplificateur optique sans réaction. De tels amplificateurs s'appellent les amplificateurs à ondes progressives (TW) pour souligner que le signal amplifié marche dans la direction vers l'avant seulement. Les lasers à Semi-conducteur éprouvent une réaction relativement grande en raison des réflexions se produisant aux facettes fendues (réflectance de 32%). Mais des réflexions multiples aux facettes doivent être incluses en considérant une cavité de Fabry-Perot (FP). De tels amplificateurs s'appellent les amplificateurs de FP. Le facteur d'amplification est obtenu en employant la théorie standard d'interféromètres de FP et est donné par [7] :

$$G_{FP} = \frac{(1 - R_1)(1 - R_2)G(\nu)}{(1 - G\sqrt{R_1R_2})^2 + 4G\sqrt{R_1R_2}\sin^2[\pi(\nu - \nu_m)/\Delta\nu_L]} \quad (4.1)$$

Où R_1 et R_2 sont les réflectances de facette, le ν_m représente les fréquences de la cavité-résonante, et $\Delta\nu_L$ est l'écart du mode longitudinal, également connu sous le nom de domaine spectral libre de la cavité FP . Le facteur d'amplification d'un passe direct G correspond à celui d'un amplificateur de la TW et est donné par Eq. (3.7) quand la saturation de gain est négligeable. En effet, G_{FP} est réduit à G quand $R_1 = R_2 = 0$.

Comme évident d'Eq. (4.1), le $G_{FP}(\nu)$ est maximum chaque fois que le ν coïncide avec une des fréquences de la cavité-résonante et diminue brutalement entre elles. La bande passante d'amplificateur est ainsi déterminée par l'acuité de la cavité résonante. On peut calculer la bande passante d'amplificateur du désaccord $\nu - \nu_m$ pour lequel G_{FP} diminue de 3dB par rapport à sa valeur maximale. Le résultat est donné par [7] :

$$\Delta\nu_A = \frac{2\Delta\nu_L}{\pi} \sin^{-1} \left(\frac{1 - G\sqrt{R_1R_2}}{(4G\sqrt{R_1R_2})^{1/2}} \right) \quad (4.2)$$

Pour atteindre un grand facteur d'amplification, $G\sqrt{R_1R_2}$ devrait être tout à fait près de 1. Comme vu dans l'Eq. (4.2), la bande passante d'amplificateur est alors une petite fraction du domaine spectral libre de la cavité FP (typiquement, $\Delta\nu_L \approx 100GHz$ et $\Delta\nu_A < 10GHz$).

Aussi, une petite bande passante rend les amplificateurs FP peu convenables pour la plupart des applications des systèmes de transmission à fibre optique. Le type TW des SOAs peut être fait si la réaction de réflexion des facettes de fin est supprimée.

Une manière simple de réduire la réflectance est d'enduire les facettes d'une couche anti-réflexion. Cependant, elle s'avère que la réflectance doit être extrêmement petite ($< 0.1\%$) pour que le SOA agisse en tant qu'amplificateur de la TW. En outre, la réflectance minimum dépend du gain d'amplificateur lui-même. On peut estimer la valeur tolérable de la réflectance de facette en considérant les valeurs maximum et minimum de G_{FP} d'Eq. (4.1) proche d'une cavité résonante. Il est facile de vérifier que leur rapport est donné par [7] :

$$\Delta G = \frac{G_{FP}^{max}}{G_{FP}^{min}} = \left(\frac{1 + G\sqrt{R_1 R_2}}{1 - G\sqrt{R_1 R_2}} \right)^2 \quad (4.3)$$

Si ΔG dépasse 3dB, la bande passante d'amplificateur est placée par la cavité résonance plutôt que par le spectre du gain. Pour garder $\Delta G < 2$, les réflectances de facette devrait satisfaire la condition :

$$G\sqrt{R_1 R_2} < 0.17 \quad (4.4)$$

Il est usuel de caractériser le SOA comme amplificateur à TW quand Eq. (4.4) est satisfaite. Un SOA conçu pour fournir un facteur d'amplification 30 dB ($G = 1000$) devrait avoir la facette tels que $\sqrt{R_1 R_2} < 1.7 \times 10^{-4}$. L'effort considérable est exigé de produire des couches anti-réflexion avec les réflectivités inférieures à 0.1%. Il est difficile d'obtenir de basses réflectivités de facette d'une façon prévisible et régulière. Pour cette raison, des techniques alternatives ont été développées à réduire la réaction de réflexion dans les SOAs. Dans la pratique, on trouve deux méthodes : la raie de la région active est inclinée par rapport à la normale de la facette, suivant les indications de la figure 4.8.a. Une telle structure désignée sous le nom de facette orientée ou de structure à raie inclinée.

Le faisceau réfléchi à la facette est physiquement séparé avec le faisceau incident en raison de la facette orientée. De la réaction peut encore se produire, car le mode optique écarte au delà de la région active dans tout les dispositifs des lasers à semi-conducteur. Dans la pratique, la combinaison de la couche d'anti-réflexion et la raie inclinée peut produire des réflectivités au-dessous de 10^{-3} (aussi petite que 10^{-4} avec l'optimisation de conception). Dans un arrangement alternatif une région transparente est insérée entre les extrémités de la couche active et les facettes (voir la figure 4.8.b). Le faisceau optique s'étend dans cette région de fenêtre avant l'arrivée à l'interface air semi-conducteur. Le faisceau réfléchi écarte encore une fois en voyage de retour et ne couple pas beaucoup de lumière dans la couche active mince. Une telle structure s'appelle facette enfoncée (plongée) ou la structure à facette fenêtre et a fourni des réflectivités aussi petites que 10^{-4} une fois utilisée en combinaison avec les couches d'anti-réflexion [7].

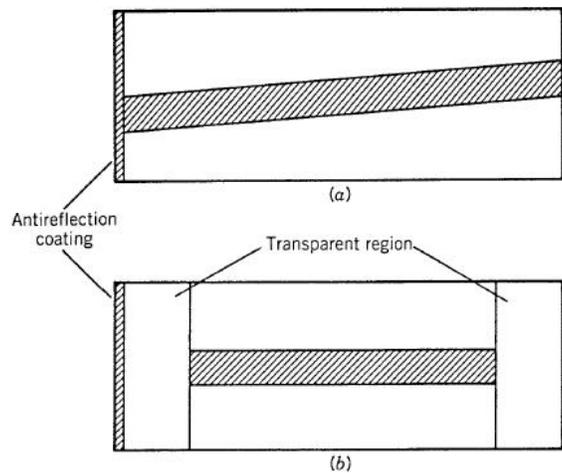


FIG. 4.8: (a) raie inclinée (b) facette enfoncée

4.6 Caractéristiques d'Amplificateur

Le facteur d'amplification des SOAs est donné par Eq. (4.1). Sa dépendance de la fréquence résulte principalement de la dépendance de fréquence de $G(\nu)$ quand la condition (4.4) est satisfaisante. Le gain d'amplificateur mesuré présente des ondulations illustrant les effets de la résiduelle réflectivité de facette. La figure 4.9 montre la dépendance de longueur d'onde et le gain d'amplificateur mesuré d'un SOA avec les réflectivités de facette environ de 4×10^{-4} . La condition(4.4) est bien satisfaite quand $G\sqrt{R_1R_2} \approx 0.04$ pour cet amplificateur. Le gain des ondulations était négligeable quand le SOA a fonctionné proche du mode TW. La bande passante de l'amplificateur à -3dB est environ 70 nm en raison d'un spectre du gain des SOAs relativement large. Pour discuter la saturation du gain, considérons le gain maximal et supposer qu'il augmente linéairement avec la population des porteurs N comme [7] :

$$g(N) = \frac{\Gamma\sigma_g}{V}(N - N_0) \quad (4.5)$$

Où Γ est le facteur de confinement, le σ_g est le gain différentiel, V est le volume actif, et N_0 est la valeur de N exigée au transparence. Le gain a été réduit par Γ pour expliquer la propagation du mode de guide d'ondes en dehors de la région de gain de SOAs. La population de porteur N change avec le courant d'injection I et la puissance du signal P .

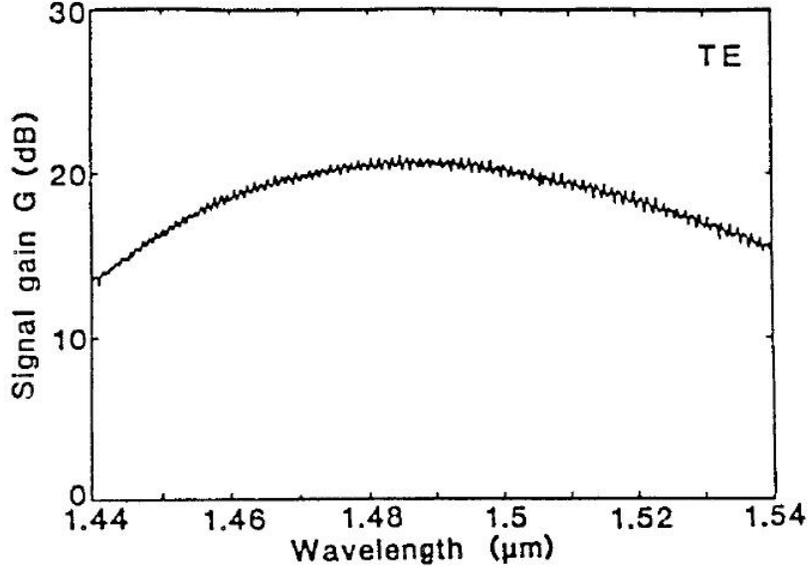


FIG. 4.9: Gain d'amplificateur en fonction de la longueur d'onde du signal

Exprimant le nombre de photon en termes de puissance optique, cette équation peut être écrite comme :

$$\frac{dN}{dt} = \frac{I}{q} - \frac{N}{\tau_c} - \frac{\sigma_g(N - N_0)}{\sigma_m h\nu} P \quad (4.6)$$

Où τ_c est la durée de vie des porteurs et σ_m est la zone de section transversale du guide d'ondes. Dans le cas d'un faisceau *CW*, où des impulsions ont des durées beaucoup plus longues que le τ_c , la valeur de N de l'état d'équilibre peut être obtenue par l'établissement de $dN/dt = 0$ dans Eq. (4.6). Quand la solution est substituée dans Eq. (4.5), on a le gain optique de saturation [7] :

$$g = \frac{g_0}{1 + P/P_s} \quad (4.7)$$

Où le gain du signal optique g_0 est donné par :

$$g_0 = \frac{\Gamma \sigma_g}{V} \left(\frac{I \tau_c}{q} - N_0 \right) \quad (4.8)$$

Et la puissance de saturation P_s est définie par :

$$P_s = \frac{h\nu \sigma_m}{\sigma_g \tau_c} \quad (4.9)$$

Une comparaison d'Eqs. (4.1) et (4.7) montre que le gain de SOA sature de la même manière que celui d'un système à deux niveaux. Ainsi, la puissance de sortie de saturation P_s^{out} est

obtenue de l'Eq(3.11) avec P_s est donnée par l'Eq(4.9). Des valeurs typiques de P_s^{out} sont dans la gamme de 5–10mW.

Le facteur de bruit F_n des SOAs est plus grand que la valeur minimum de 3dB pour plusieurs raisons. La contribution dominante vient du facteur de l'émission spontanée nsp. Pour SOAs, le nsp est obtenu à partir d'Eq. (3.16) en remplaçant le N_2 et le N_1 par N et N_0 , respectivement. Une contribution additionnelle résulte des pertes internes (telles que l'absorption des porteurs libres ou les pertes de dispersion) ce qui ramènent le gain disponible de (g) a ($g - \alpha_{int}$). En employant l'Eq. (3.19) et incluant cette contribution additionnelle, le facteur de bruit peut être écrit comme [7] :

$$F_n = 2 \left(\frac{N}{N - N_0} \right) \left(\frac{g}{g - \alpha_{int}} \right) \quad (4.10)$$

Les réflectivités résiduelles de facette augmentent F_n par un facteur additionnel qui peut être approximé par $1 + R_1G$, où R_1 est la réflectivité de la facette d'entrée. Dans la plupart des amplificateurs TW, $R_1G \ll 1$, et cette contribution peut être négligée. Les valeurs typiques de F_n pour SOAs sont dans la gamme de 5 – 7dB.

4.7 Guide d'onde diélectrique

Conceptuellement, l'émission stimulée dans un amplificateur à semi-conducteur a lieu lors des recombinaisons radiatives d'électrons-trous dans la région active, et la lumière produite est confinée et guidée par un guide d'onde diélectrique (figure 4.10). La région active a un indice légèrement plus élevé que les couches des gaines de type p et n, et les trois couches forment un guide d'ondes diélectrique. La distribution d'énergie du mode fondamental du guide d'ondes est également dessinée dans la figure 4.10. Une fraction du mode optique est confinée dans l'active région. Deux types de modes transversaux fondamentaux peuvent se propager dans le guide d'ondes : les modes électrique transversal (TE) et magnétique transversal (TM) [14].

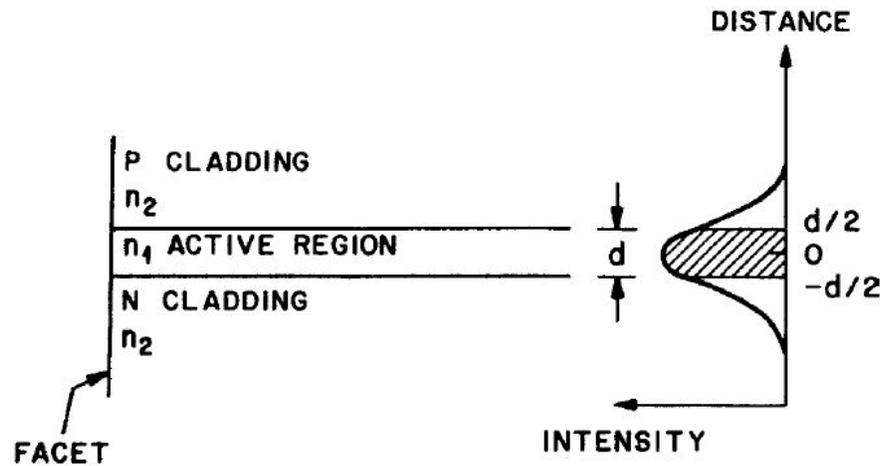


FIG. 4.10: Le guide d'ondes diélectrique de l'amplificateur optique à semi-conducteur [14]

n_2 est l'indice de réfraction de la gaine et n_1 est l'indice de réfraction de la région active, avec $n_1 > n_2$. Les couches de gaine sont des matières à bande interdite plus élevée que la région active. La distribution d'intensité du mode fondamental est montrée sur la figure 4.10. La région hachurée représente la fraction confinée dans la région active.

4.8 Le facteur de confinement optique

La proportion de l'énergie qui est effectivement présente dans la partie amplificatrice est par définition le facteur de confinement Γ [2]. La figure (4.11) montre le Γ en fonction de l'épaisseur de la couche active pour les modes TE et TM pour $\lambda = 1.3\mu m$ de InGaAsP double hétérostructure avec des gaines p-InP et n-InP [14].

Pour un guide d'ondes d'un bloc de trois couches avec du n_2 est l'indice de réfraction de la gaine et n_1 est l'indice de réfraction de la couche active, le facteur de confinement du mode fondamental peut être exprimé par [14] :

$$\Gamma = \frac{D^2}{2 + D^2} \quad (4.11)$$

Avec $D = k_0 (n_1^2 - n_2^2)^{1/2} d$, où d est l'épaisseur de la région active et $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ et λ_0 est la longueur d'onde dans l'espace libre.

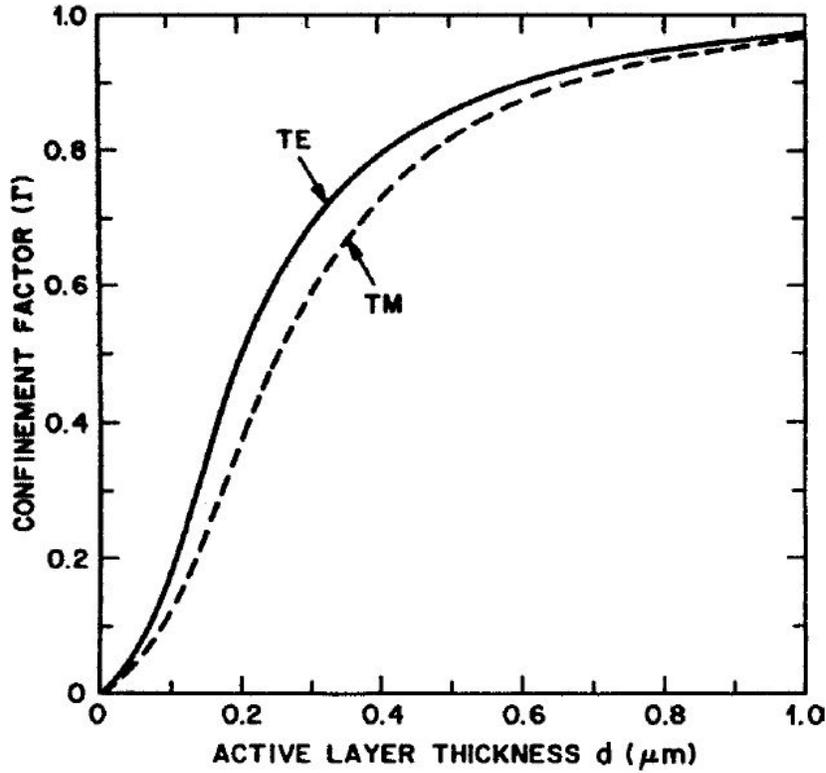


FIG. 4.11: Facteur de confinement des modes fondamentaux TE et TM pour une couche active InGaAsP et une gaine de InP en fonction de l'épaisseur de la région active.

Le gain optique d'un signal en mode fondamental vari à travers l'amplificateur est donné par [14] :

$$g_m = \Gamma g \quad (4.12)$$

Le gain de mode (g_m) est proportionnel au facteur de confinement de mode Γ . Comme les modes TE et TM ont différents facteurs de confinement, le gain optique pour les modes TE et TM sont différents, c.-à-d. l'amplificateur optique à semi-conducteur montre généralement une dépendance vis-à-vis de la polarisation et le gain. Ceci est généralement non souhaitable. La figure 4.11 prouve que des amplificateurs avec une région active épaisse aura une basse dépendance vis-à-vis de polarisation et du gain.

Si P_s est la puissance de saturation du gain du milieu, la puissance de saturation observée est donnée par [14] :

$$P_s(\text{observée}) = \frac{P_s}{\Gamma} \quad (4.13)$$

4.9 Condition pour l'amplification

Le nombre des électrons et des trous qui doivent être excités dans le semi-conducteur suffisent pour l'émission stimulée ou le gain optique net. Un semi-conducteur sans porteurs injectés absorberait un photon dont l'énergie est plus grande que la bande interdite. Avec l'augmentation de l'injection des porteurs cette absorption diminue jusqu'à ce qu'il n'y ait aucune absorption (le matériel est transparent au photon). Avec des densités de porteur plus hautes que cette quantité le semi-conducteur montre un gain optique net. La condition pour le gain net, ou absorption nulle (transparence) à l'énergie de photon E est donné par [14] :

$$E_{f_c} + E_{f_v} = E - E_g \quad (4.14)$$

Où E_{f_c} , E_{f_v} sont les niveaux de quasi-Fermi des électrons et des trous, respectivement, mesurés à partir des bords de bande respectifs (positifs dans la bande) et E_g est la bande interdite du semi-conducteur. Pour un gain net nul (transparence), la condition ci-dessus devient $E_{f_c} + E_{f_v} = 0$. Pour le matériau non dopé à la température T , l'énergie E_{f_c} de quasi-Fermi est liée à la densité des porteurs injectés (électron ou trou) n par [14] :

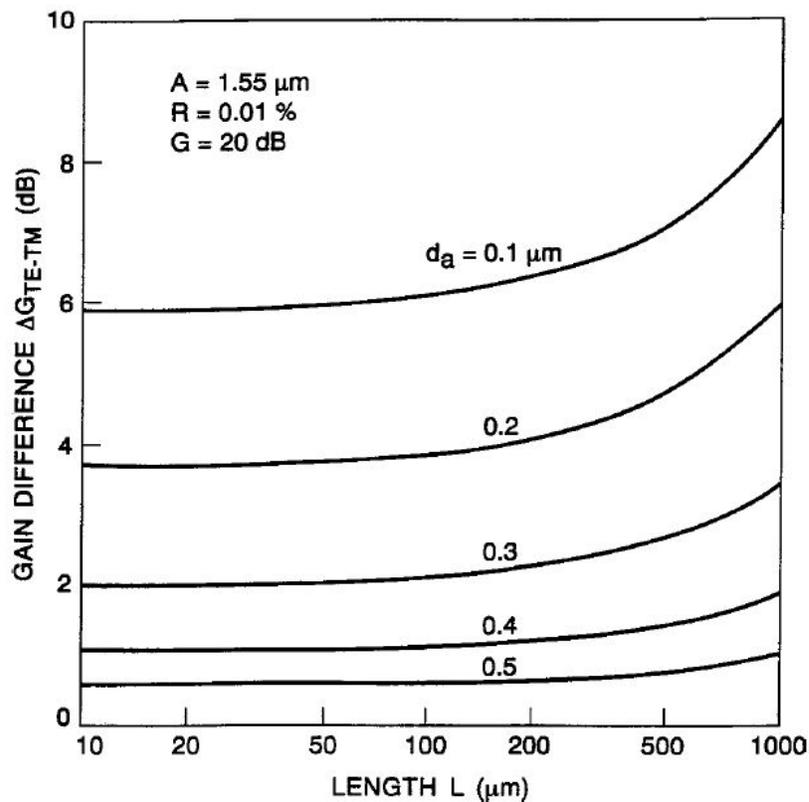


FIG. 4.12: La différence du gain optique entre les modes de TE et TM d'un amplificateur à semi-conducteur est tracée en fonction de la longueur du dispositif pour différentes épaisseurs de la couche active.

$$n = N_c \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int \frac{d\varepsilon}{1 + \exp(\varepsilon - \varepsilon_{fc})} \quad (4.15)$$

Avec $N_c = 2 \left(2\pi m_c \frac{kT}{h^2}\right)^{3/2}$ et $\varepsilon_{fc} = E_{fc}/kT$, où k est la constante de Boltzmann, h est la constante de Planck, T est la température absolue, et le m_c est la masse effective des électrons dans la bande de conduction. Une équation similaire est prise pour les trous.

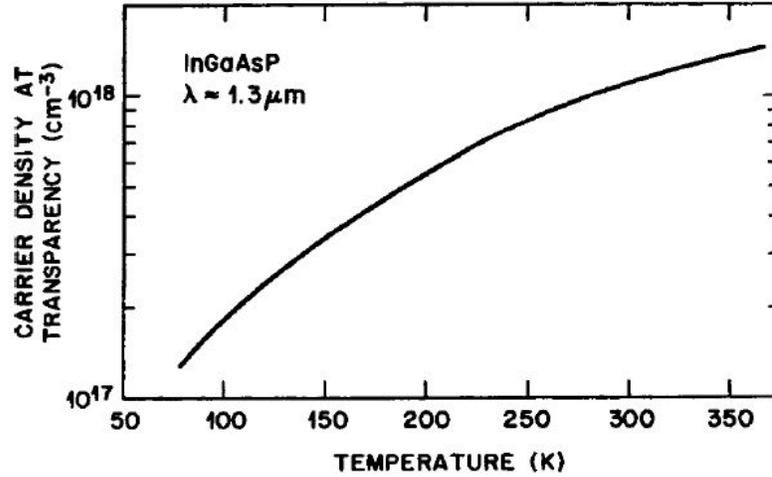


FIG. 4.13: La densité des porteurs injectés calculée pour la transparence en fonction de la température pour le InGaAsP non dopé $\lambda = 1.3 \mu m$

La figure 4.13 montre la variation de la densité des porteurs injectés pour la transparence (n_t) en fonction de la température pour le InGaAsP non dopé $\lambda = 1.3 \mu m$. Les valeurs de paramètres utilisées dans le calcul sont $m_c = 0.061m_0$, $m_{hh} = 0.45m_0$, $m_{lh} = 0.08m_0$, où m_0 , m_{hh} , m_{lh} sont les masses de l'électron libre, le trou lourd et le trou léger, respectivement. La figure IV.13 montre que la n_t , est considérablement petite aux basses températures. Pour le gain optique, la densité des porteurs injectés doit être plus haute que n_t [14].

4.10 Mécanismes de recombinaison

Les mécanismes de recombinaison dans les semi-conducteurs à gap direct sont décrits dans ce paragraphe. Les mécanismes de recombinaison peuvent être généralement divisés en deux catégories : radiatif et non-radiatif. La recombinaison radiative des électrons et trous sont responsables de l'émission optique stimulée ou du gain. Les nombres des électrons et des trous qui doivent être excités dans le semi-conducteur suffisent pour l'émission stimulée ou le gain optique net.

Les processus optiques liés à la recombinaison radiative sont : le gain optique ou l'absorption optique, l'émission spontanée et l'émission stimulée... Le puits quantique, fil quantique et les

points quantiques sont des hétérostructures semi-conductrices avec des dimensions très petites et ceci est une, deux ou trois directions respectivement. Dans ces structures, le gain optique est modifié dû à la modification de la densité des états d'électron et de trou.

La recombinaison Non-radiative d'une paire électron-trou, comme nom impliqué, est caractérisée par l'absence d'un photon émis dans le processus de recombinaison. Cette recombinaison peut se produire à cause des défauts dans le matériau ou au semi-conducteur surface/interface qui a les liens balançant. La recombinaison d'Auger est un type particulier des processus de recombinaison non-radiative qui est plus élevée pour les semi-conducteurs à petite bande interdite et à des températures élevées. Le calcul de ces processus de recombinaison non-radiative et de leur impact est décrit [14].

4.10.1 Recombinaisons radiatives

La base de l'émission lumière dans un semi-conducteur est la recombinaison d'un électron dans la bande de conduction avec un trou de la bande de valence ; l'énergie restituée est émise sous forme d'un photon (quantum lumineux). Le processus s'appelle la recombinaison radiative. Le diagramme d'énergie par rapport au vecteur d'onde des électrons et des trous dans un semi-conducteur cubique (de type blende zinc) est montré sur la figure 4.14. Pour les semi-conducteurs à gap direct, le minimum de la bande de conduction et le max de la bande de valence sont au même point dans l'espace de \vec{k} ($\vec{k} = 0$ sur la figure 4.14). Ceci permet la conservation d'énergie et de moment dans le processus d'émission de photons par la recombinaison électron-trou.

Pour les semi-conducteurs à gap indirect (exemple silicium), la conservation de moment peut être réalisée à l'aide d'un phonon (vibration de treillis), qui diminue d'une manière significative la probabilité de la recombinaison radiative.

La bande de valence de la majorité des semi-conducteurs III-V est représentée par trois sous-bandes importantes. Ce sont la bande des trous lourds, la bande des trous légers, et la bande spin-split off. Les énergies des transitions radiatives produisent près de la bande interdite sont dues à la recombinaison des électrons avec les trous lourds et trous légers.

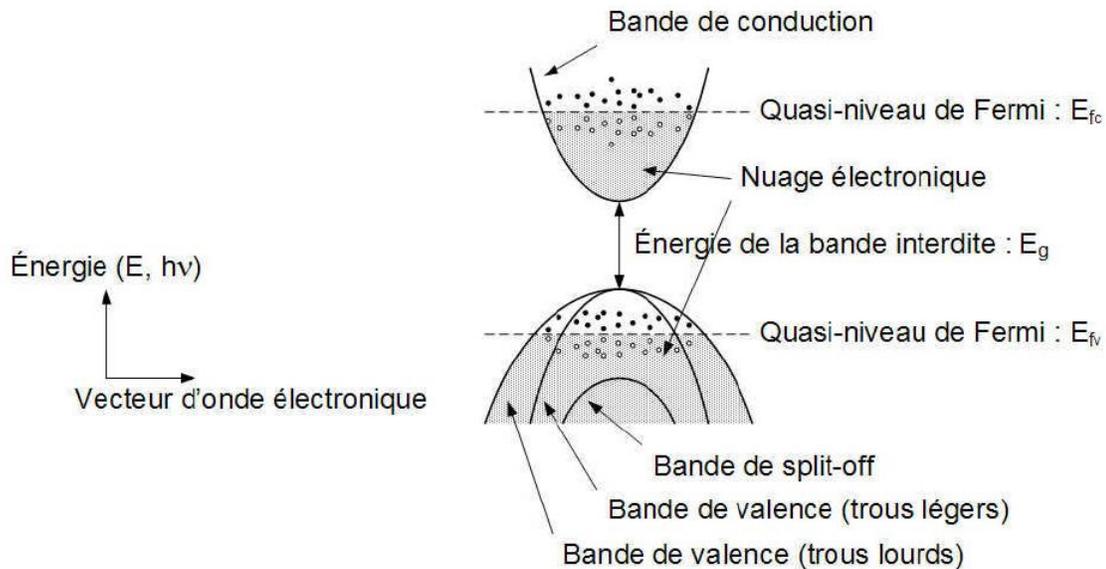


FIG. 4.14: Diagramme de bande d'énergie d'un SOA

Un trou lourd, comme leur nom l'indique, a une masse effective plus grande que celle d'un trou léger, qui fait la densité d'états (et également le nombre disponible de trous lourds pour un niveau de Fermi donné) plus grande que celui pour les trous légers [14].

4.10.1.1 Condition pour le gain

Considérons une transition pour un photon dont l'énergie $h\nu = E = E_g + E_c + E_v$, où E_g est la bande interdite, E_c et E_v sont les énergies de l'électron et du trou, respectivement. Le photon absorbé crée un électron d'énergie E_c et un trou d'énergie E_v . le taux de l'émission stimulée est donné par :

$$R_e = B f_c f_v \rho(E) \quad (4.16)$$

Où B est la probabilité de transition, $\rho(E)$ est la densité des états des photons d'énergie E , le $f_c(E_c)$ et $f_v(E_v)$ sont les facteurs de Fermi qui sont les probabilités que les états d'électron et de trou d'énergies E_c et E_v sont occupés. Les quantités $f_c(E_c)$ et $f_v(E_v)$ sont donnés par :

$$f_c(E_c) = \frac{1}{1 + \exp[(E_c - E_{fc})/kT]} \quad (4.17)$$

$$f_v(E_v) = \frac{1}{1 + \exp[(E_v - E_{fv})/kT]} \quad (4.18)$$

Où E_{fc} , E_{fv} sont les niveaux de quasi-Fermi des électrons et des trous, respectivement. Le processus de l'émission stimulée entraîne la recombinaison d'une paire électron trou et le

processus d'absorption crée une paire électron trou. Le taux d'absorption pour des photons d'énergie E est donné par :

$$R_a = B(1 - f_c)(1 - f_v)\rho(E) \quad (4.19)$$

Utilisant les équations (4.19) et (4.22) ceci devient

$$f_c + f_v > 1 \quad (4.20)$$

Utilisant les équations (4.20) et (4.21) pour f_c et f_v , la condition pour le gain au photon d'énergie E devienne :

$$E_{f_c} + E_{f_v} > E - E_g \quad (4.21)$$

La condition pour un gain net nul ou absorption nulle à l'énergie de photon E est :

$$E_{f_c} + E_{f_v} = E - E_g \quad (4.22)$$

Puisque la valeur minimum de E est E_g , la condition sur le gain dans le domaine énergétique est $E_{f_c} + E_{f_v} = 0$. Ceci est souvent connu comme condition pour la transparence.

4.10.2 Recombinaisons Non-radiatives

Une paire électron-trou peut se recombiner de façon non-radiative, signifiant que la recombinaison peut se produire par n'importe quel processus qui n'émet pas un photon. Dans beaucoup de semi-conducteurs, par exemple le germanium ou le silicium, la recombinaison non-radiative domine la recombinaison radiative. Les quantités mesurables liées à la recombinaison non-radiative sont le rendement quantique interne et la durée de vie des porteurs. La variation de ces quantités avec les paramètres tels que la température, la pression, la concentration en porteurs sont généralement la seule manière d'identifier un processus de recombinaison non-radiative particulière.

L'effet de la recombinaison non-radiative sur la performance des amplificateurs est l'augmentation du courant nécessaire pour obtenir un gain optique. Si τ_{nr} est la durée de vie des porteurs associée au processus non-radiative, l'augmentation de la densité de courant est donnée approximativement par :

$$J_{nr} = \frac{end}{\tau_{nr}} \quad (4.23)$$

Où n est la densité de porteur, d est l'épaisseur de la couche active, et e est la charge de l'électron.

4.10.2.1 Effet d'Auger

Depuis le travail lancé par Beattie et Landsberg il est généralement admis que la recombinaison Auger peut être le mécanisme majeur de recombinaison non-radiative dans les semi-conducteurs à bande étroite. Une attention récente a été en liaison de l'effet Auger avec la dépendance de la plus haute température observée du courant de seuil de la plus grande longueur d'onde du laser *InGaAsP* comparé à la courte longueur d'onde du laser *InGaAsP*. On croit généralement que l'effet Auger joue un rôle significatif dans la détermination de la sensibilité à haute température observée des lasers *InGaAsP* et des amplificateurs fonctionnant proche de 1.3 et 1.55 μm . Il y a plusieurs types de processus de recombinaison Auger. Les trois types principaux de processus sont bande-à-bande, processus Auger phonon assisté et processus Auger piège assisté [14].

L'énergie libérée par le processus de recombinaison Auger bande à bande d'un électron avec un trou, n'est pas émise sous forme d'un photon, comme dans le de la recombinaison radiative, mais elle est transmise à un autre porteur (électron ou trou) qui de cette façon est transféré à un niveau énergétique plus élevé. Le taux total de la recombinaison Auger est donné [14] :

$$R_A = C_n.p.n^2 + C_p.n.p^2 \quad (4.24)$$

Où :

C_n et C_p sont respectivement les coefficients de recombinaison Auger des électrons et des trous ($cm^6.s^{-1}$);

N et p sont respectivement les densités totales des électrons et des trous (cm^{-3}),

$n = N + \Delta n$ et $p = P + \Delta p$.

D'après la relation $R_A = \frac{\Delta n}{C_n.p.n^2 + C_p.n.p^2}$, l'expression de la durée de vie Auger τ_A s'écrit :

$$\tau_A = \frac{\Delta n}{C_n.p.n^2 + C_p.n.p^2} \quad (4.25)$$

Le mécanisme de recombinaison Auger est prépondérant dans le cas des matériaux fortement dopés ou lorsque la densité des porteurs excédentaires est très élevée (régime de forte injection).

4.10.2.2 Recombinaison en surface

Dans un amplificateur, les facettes sont des surfaces exposées à l'ambient. En outre, dans beaucoup de structures d'amplificateurs d'indices guidées, les bords de la région active peuvent être en contact avec les surfaces incurvées et qui peuvent ne pas être un trellis parfait. Une surface, est généralement une perturbation forte du trellis, créant beaucoup de liens balançants qui peuvent absorber des impuretés de l'ambient. Par conséquent une concentration élevée des défauts peut se produire ces défauts vont agir en tant que centres de recombinaison non-

radiative. De tels centres non-radiatifs localisés, augmentent alors le courant de seuil, peuvent poser d'autres problèmes de performance pour les amplificateurs.

Le taux de recombinaison de porteurs sur la surface est exprimé en termes d'une vitesse de recombinaison en surface S . Si A est la superficie et n la densité de porteurs, alors l'augmentation du courant de seuil, ΔI , dû à la recombinaison en surface est donnée par :

$$\Delta I = enSA \quad (4.26)$$

Où e est la charge de l'électron. La vitesse de recombinaison en surface pour une surface InP exposée à l'air est environ deux fois plus petite que celle d'une surface en $GaAs$.

4.10.2.3 Recombinaison aux défauts

Les défauts dans la région active d'un amplificateur peuvent être formés de plusieurs manières. Dans beaucoup de cas, ils sont développés pendant le processus de croissance épitaxiale. Ils peuvent également être produits, multipliés, ou propagés pendant un essai de vieillissement d'effort.

Les défauts produisent en général un continuum d'états dans une région localisée. Les électrons ou les trous qui sont dans une longueur de diffusion à partir du bord du défaut peuvent se recombiner non-radiativement par l'intermédiaire du continuum d'états. Le taux de la recombinaison au défaut ou à un piège est couramment écrit comme :

$$R = \delta.v.N_t \quad (4.27)$$

Où δ est la section transversale de capture du piège, N_t est la densité des pièges, et v est la vitesse des électrons ou des trous. Un piège peut préférentiellement capturer des électrons ou des trous [14].

4.11 Conclusion

Les amplificateurs optiques à semi-conducteurs (SOA) sont des composants multifonctionnels utilisables dans des applications de plus en plus variées, notamment dans les réseaux multiplexés en longueur d'onde. Afin d'optimiser la conception des modules intégrés comportant un SOA, un laser et un modulateur, nous avons décrit les amplificateurs à semi-conducteurs, leur structure générale et leurs différentes configurations. Nous présentés les utilisations des SOAs qui montrent leur place potentielle dans les réseaux de télécommunications. Nous renseignons à la fois sur les paramètres caractéristiques de SOA tels que la puissance de saturation, le facteur de bruit, la distribution spatiale de la densité des porteurs, la densité des photons et les différents mécanismes de recombinaison.

Nous avons discuté les conséquences de la variation des paramètres de SOA tels que le courant, la puissance injectée, le facteur de confinement, et les dimensions de la zone active.

Chapitre 5

Amplificateurs à fibre optique Dopée Erbium EDFA

5.1 Introduction

C'est dans les années 70 que les fibres optiques ont fait leur apparition dans le domaine des télécommunications en tant que support de transmission d'information. La technologie des fibres optiques, ainsi que celle des émetteurs et récepteurs, a permis de réaliser des liaisons optiques fiables et performantes. Même si au début des années 60, des solides dopés aux Terres-Rares ont permis de réaliser les premiers lasers optiquement excités dans le visible, c'est seulement dans les années 85 – 90 que les premières fibres optiques dopées Terres-Rares ont pu être fabriquées de façon fiable. L'intérêt évident que constituent ces nouvelles fibres actives pour les télécommunications optiques a provoqué un très fort engouement de la part des industriels et des équipes de chercheurs. En particulier, l'amplificateur à fibre optique dopée erbium (EDFA, Erbium Doped Fiber Amplifier), fonctionnant dans la fenêtre des transmissions vers 1550 nm a révolutionné le domaine des télécommunications (cette fenêtre spectrale correspond au minimum d'atténuation de la silice qui est d'environ $0.15\text{dB}/\text{km}$ à 1550nm). Les fibres optiques dopées erbium sont également utilisées pour fabriquer des lasers à fibre émettant autour de 1550nm . Des liaisons tout optique (émission des signaux porteurs d'information par une diode laser, transport des signaux par fibres optiques et amplification en ligne des signaux par des EDFAs) sont aujourd'hui possibles sur de très grandes distances (liaisons transocéaniques par exemple) et avec de hauts débits. Le débit véhiculé par une fibre optique ne cesse d'augmenter grâce au multiplexage optique et aux progrès de l'électronique, des sources, des amplificateurs... En 1995, les premiers systèmes de multiplexage en longueur d'onde (W.D.M., Wavelength Division Multiplexing), ont permis de transporter $10\text{Gbit}\cdot\text{s}^{-1}$ ($4 \times 2,5\text{ Gbit/s}$) sur une seule fibre optique. En 2001, la capacité totale était de 400Gbit/s ($40 \times 10\text{ Gbit/s}$) sur une fibre et actuellement elle dépasse les 10Tbit/s [4].

5.2 Description générale

Comme n'importe quel amplificateur, un amplificateur optique absorbe l'énergie fournie par un système extérieur désigné par le terme de pompe. Il la restitue au signal pour le renforcer, l'amplifier.

Les amplificateurs à fibre qui sont disponibles commercialement fonctionnent dans la fenêtre de transmission à la longueur d'onde de 1550 nm. Un de leurs avantages est la simplicité du dispositif. Ils se composent pour l'essentiel d'une fibre active de quelques mètres de longueur, dopée avec des ions appropriés et connectée à la fibre de ligne, d'une pompe et d'un dispositif de couplage de la lumière de la pompe vers la fibre dopée. Dans la plupart des cas la pompe est un Laser à semi-conducteur. Le couplage de la lumière de la pompe dans la fibre est obtenu à l'aide d'un multiplexeur. Il est habituel d'ajouter deux isolateurs, un en entrée, l'autre en sortie, qui ne laissent passer la lumière que dans un seul sens afin d'éviter toutes les réflexions qui pourraient créer une cavité résonante, faire osciller le dispositif et le transformer en Laser.

La figure 5.1 montre une configuration pour laquelle la lumière de la pompe se propage dans le même sens que le signal : c'est la configuration co-propagative. Dans la configuration contra-propagative, la lumière de la pompe injectée à l'extrémité de la fibre dopée et se propage en direction opposée à celle du signal. La combinaison de ces deux configurations est également développée [11].

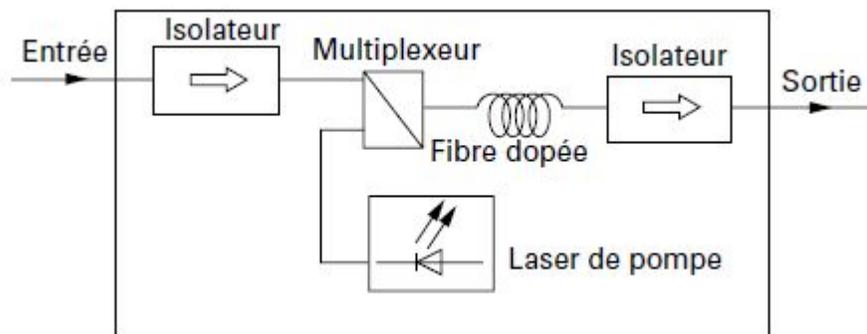


FIG. 5.1: Schéma d'un amplificateur optique à fibre dopée

5.3 Principe d'amplification

Les fibres optiques dopées erbium sont utilisées dans les amplificateurs optiques et les lasers à fibres optiques comme milieu actif propice à une inversion de population. En effet, le niveau métastable ${}^4I_{13/2}$ de l'erbium possède une durée de vie relativement longue. En pompant la fibre à 980nm , les ions erbium sont excités dans le niveau ${}^4I_{11/2}$. Depuis ce niveau, une partie des ions se désexcite de façon non radiative sur le niveau ${}^4I_{13/2}$ (Figure 5.2) permettant, sous

pompage adéquat, de réaliser une inversion de population correspondant à une population du niveau ${}^4I_{13/2}$ supérieure à celle du niveau ${}^4I_{15/2}$ [4].

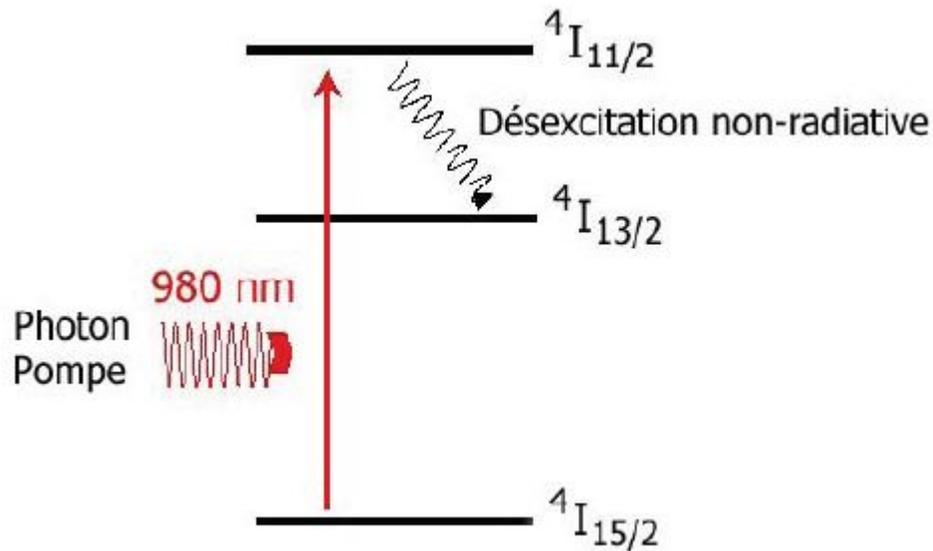


FIG. 5.2: Mécanisme d'inversion de population d'un ion Er^{+3} sous pompage à $980nm$

Cette inversion de population est à la base du principe de l'amplificateur optique. Une fois cette inversion réalisée, le signal injecté dans la fibre autour de 1550 nm stimule la transition ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ (Figure 5.3) et se trouve de cette manière amplifié.

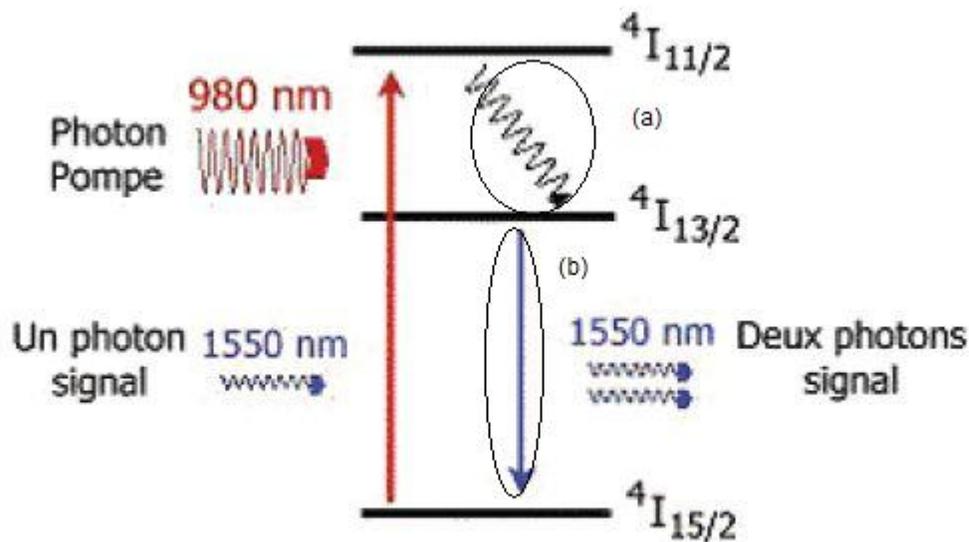


FIG. 5.3: Processus de désexcitation dans un laser à fibre erbium, (a) désexcitation spontanée, (b) désexcitation stimulée

Un amplificateur optique est constitué de différents éléments (Figure 5.4) : on utilise un multiplexeur pour injecter à la fois la pompe et le signal dans la fibre dopée erbium, les isolateurs imposent à la lumière un seul sens de passage et ont pour rôle de protéger les émetteurs. Des coupleurs permettent de prélever le signal pour contrôler le gain de l'amplificateur en réglant la puissance de pompe [4].

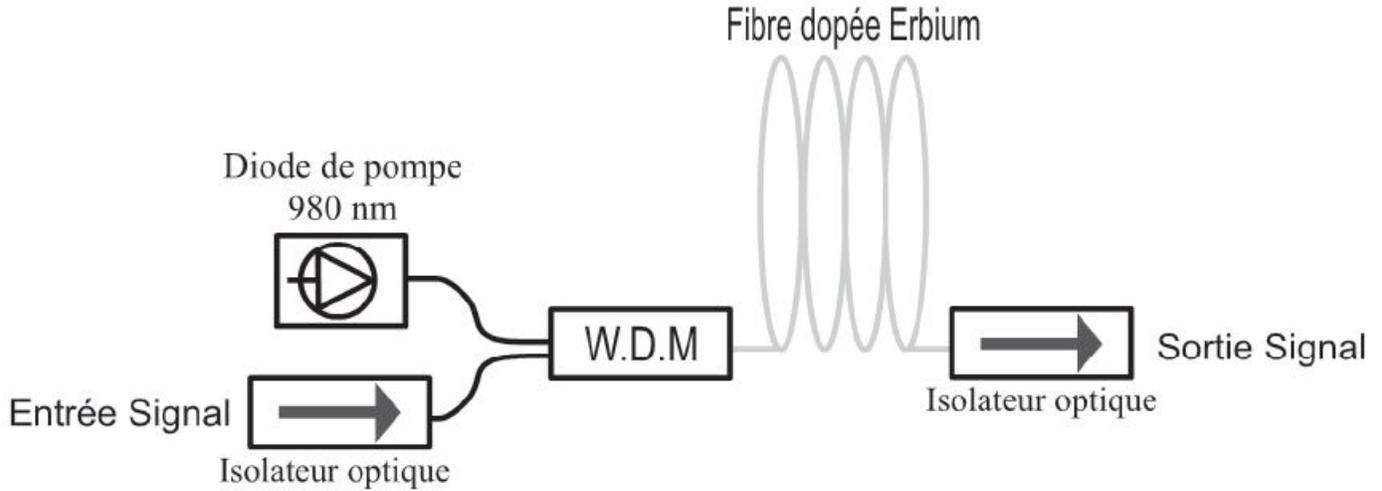


FIG. 5.4: Structure d'un EDFA [16]

5.4 Spectre du Gain

L'efficacité d'un ion actif à absorber ou à émettre un rayonnement est caractérisée par la notion de section efficace : σ_a pour l'absorption et σ_e pour l'émission. spectralement, leur forme dépend de la matrice de la fibre (figure 5.5). A un degré donné d'inversion de population correspond un coefficient de gain local. L'intégration de ce coefficient sur la longueur de la fibre détermine le gain.

On montre que ce spectre de gain (en dB) en fonction de la longueur d'onde λ peut se mettre sous la forme [11] :

$$G(\lambda) = [x\sigma_e - (1-x)\sigma_a] \Gamma N_{ia} L \quad (5.1)$$

Avec :

L : longueur de la fibre dopée

Γ : facteur de recouvrement entre le profil du mode optique et la répartition Transversale des ions erbium

x : fraction moyenne d'ions excités de la fibre.

N_{ia} : concentration en ions actifs.

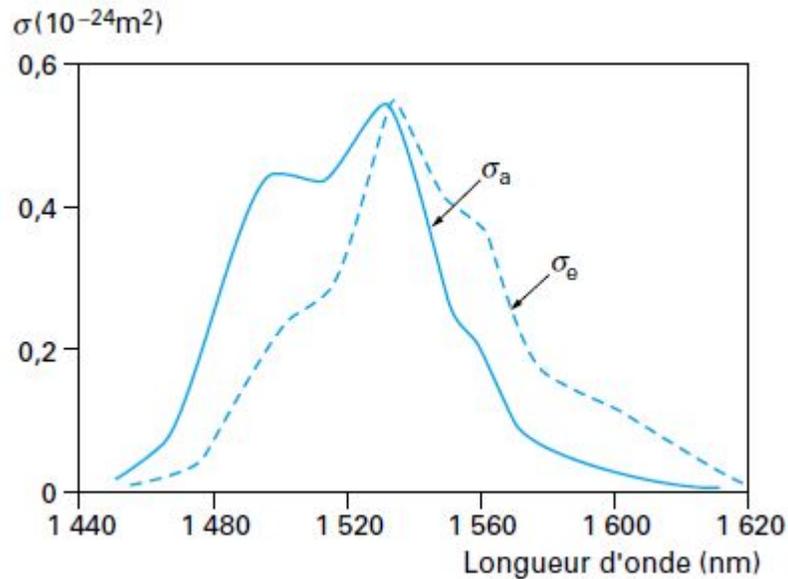


FIG. 5.5: Section efficace d'émission et d'absorption de l'ion Erbium

Par suite de l'équilibre des flux de photons entrant, sortant de la fibre et émis perpendiculairement à l'axe de la fibre, la fraction d'ions excités et par suite le gain sont des fonctions de la puissance d'entrée. Les formes des sections efficaces dans la zone d'amplification (1530–1560nm) font pour que les valeurs de x faibles ou pour les puissances élevées, ce sont les grandes longueurs d'onde qui sont le plus amplifiées (figure 5.6). A l'inverse, pour les valeurs de x proches de 1 ou les puissances d'entrées faibles, les courtes longueurs d'onde voient un gain plus élevé. Pour les valeurs de x comprises entre 0.6 et 0.8, le gain est relativement plat. La dépendance spectrale du gain dépend donc très fortement de la conception de l'amplificateur (longueur de fibre dopée) et de sont point de fonctionnement (puissance de pompe et de signal). Ainsi, un amplificateur possède un point de fonctionnement optimal pour une utilisation dans un système à multiplexage en longueur d'onde WDM [11].

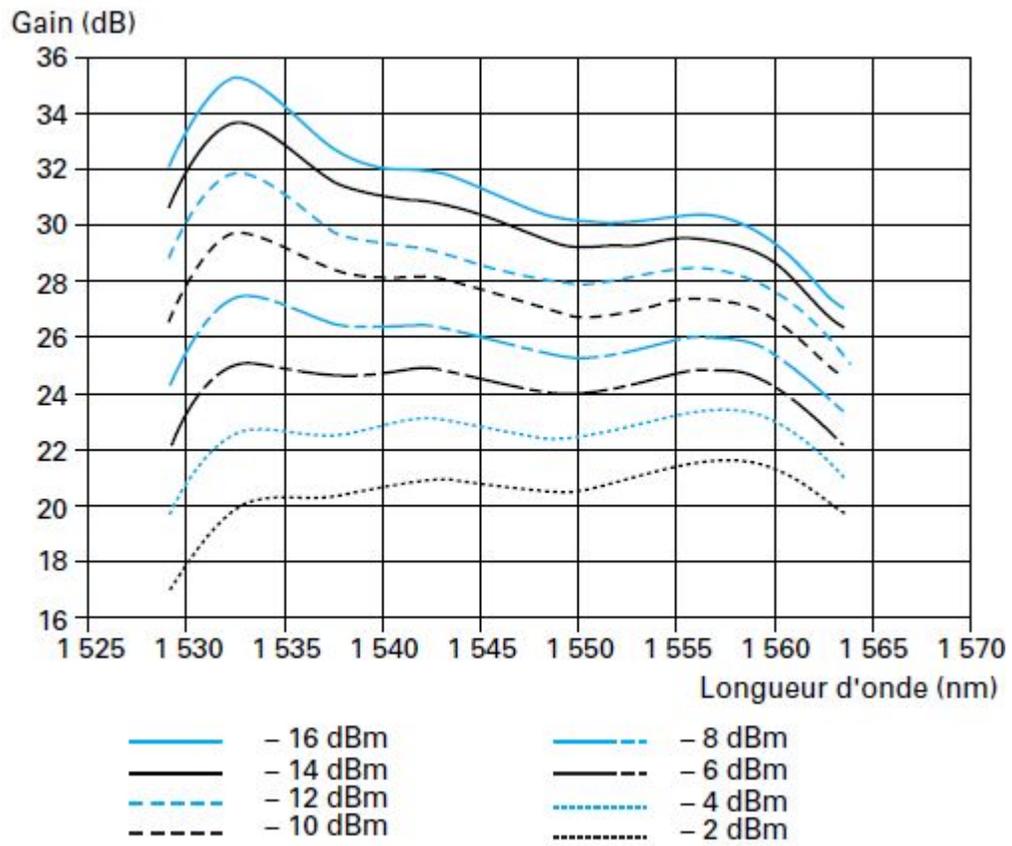


FIG. 5.6: Spectre du gain d'un EDFA pour différentes puissances du signal entrant

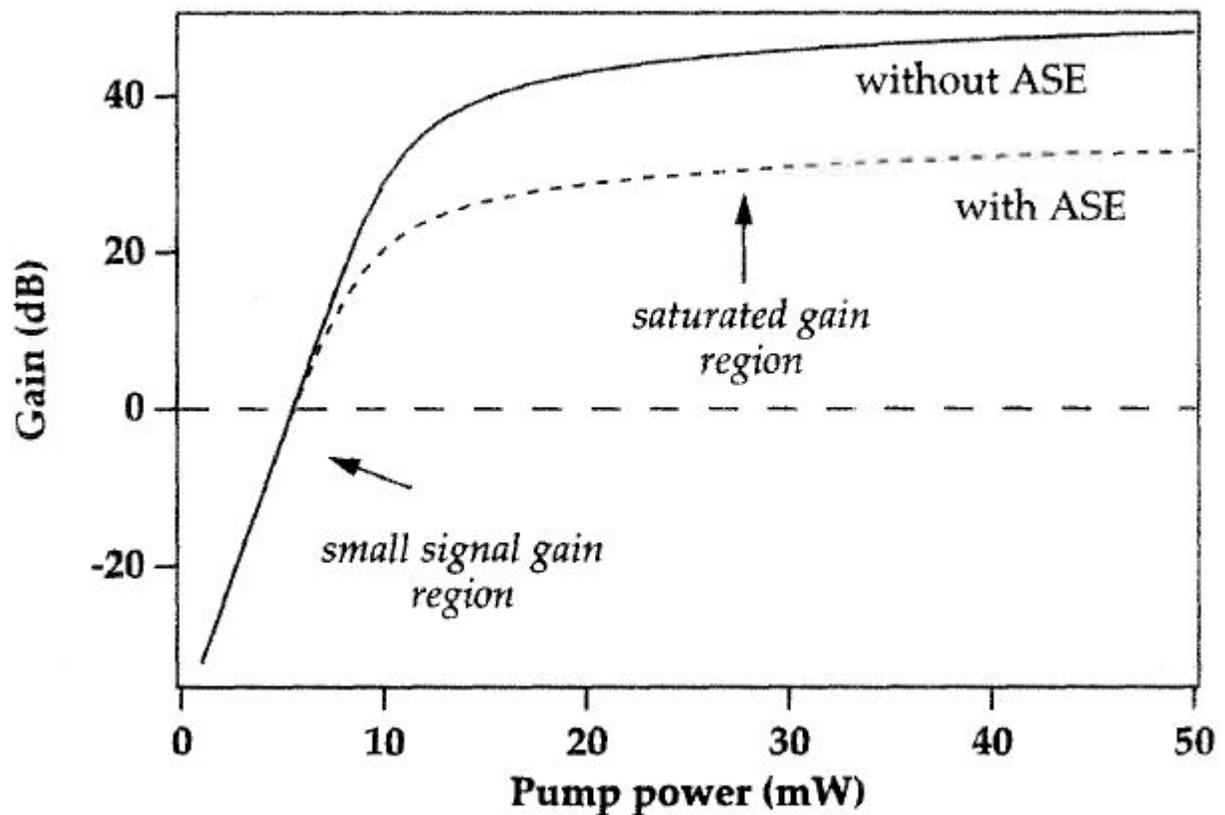


FIG. 5.7: Gain du signal (en dB) à 1550 nm en fonction de la puissance de pompe à 980 nm [15]

5.5 Bruit d'amplificateur

Quelques ions retombent dans l'état fondamental sans avoir été stimulés par un photon du signal et émettent un photon dit « spontané ». Ces photons spontanés se propagent dans la fibre et stimulent eux-mêmes l'émission d'autres photons : c'est l'émission spontanée amplifiée (ASE) qui constitue la source de bruit de l'amplificateur optique.

Cette émission spontanée dépeuple le niveau métastable, réduisant ainsi l'inversion de population et dégradant les performances de l'amplificateur. Des considérations théoriques montrent que la probabilité qu'un ion excité émette spontanément un photon est liée à la probabilité qu'un photon incident induise un photon stimulé. Il est d'usage de désigner par le terme de « paramètre d'inversion de population » ou « paramètre de bruit », le rapport n_{sp} entre le taux d'émission spontanée dans un mode de rayonnement électromagnétique et le taux d'émission stimulée par photon et par mode. Ce paramètre est égal à 1 dans un amplificateur idéal où l'inversion de population est complète.

Le bruit d'émission spontanée amplifiée est caractérisé par sa densité spectrale de puissance bilatérale par mode donnée par l'équation (3.15)

Contrairement au bruit de grenaille, le bruit d'émission spontanée amplifiée est un bruit additif [11].

5.6 Conclusion

Un amplificateur à fibre dopée fonctionne à la manière d'un laser. Une portion de fibre optique est dopée et est pompée optiquement avec un laser afin de placer les ions de dopage dans un état excité. Lorsqu'un signal lumineux passe à travers ce morceau de fibre optique, il désexcite les ions par effet laser en produisant un photon en tout point identique au photon incident. Le signal lumineux a donc été doublé.

Nous avons décrit les amplificateurs à fibre dopée Erbium EDFA, leur description générale et leur principe d'amplification. Nous avons présenté le contrôle du gain. Nous renseignent à la fois sur les paramètres caractéristiques de l'EDFA tels que le spectre du gain, le bruit d'amplificateur, les Sections efficaces d'émission et d'absorption.

Chapitre 6

Simulation

6.1 Introduction

Après avoir étudié théoriquement les paramètres de chacun des deux types d'amplificateurs cités. Nous avons essayé de simuler ces paramètres à l'aide d'un logiciel de simulation et MATLAB, pour pouvoir déterminer l'impact de ces paramètres sur les performances des amplificateurs.

6.2 Simulation sous logiciel

Le logiciel apporte un environnement modulaire de conception et d'analyse des systèmes de télécommunication sur tous supports : optique, radioélectrique,... Il dispose d'une base de données, d'une bibliothèque étendue de modèles et d'un éditeur graphique interactif. La description du système étudié est effectuée par un constructeur de schéma-bloc graphique qui saisit les éléments sur l'écran de visualisation.

6.2.1 Bibliothèques utilisées

Pour notre simulation, on utilise les blocs suivants :

- **Emetteur** : C'est un bloc qui permet la génération d'un signal sinusoïdal (figure 6.1), il est caractérisé par les paramètres suivants:
 - La fréquence : un réel strictement positif, donné en MHz.
 - La puissance : une valeur réelle inférieure à $10\log_{10}$, son unité est le dBm.
 - phase initiale : c'est un angle exprimé en radian.

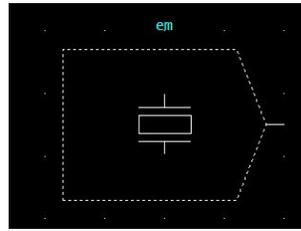


Figure 6.1: Porteuse sinusoïdale

- **Variable intermédiaire** : Les algorithmes d’analyse et de traitement déterminent ou exploitent les valeurs des signaux présents sur les interconnexions des différents constituants du schéma-bloc décrivant un système. Pour pouvoir accéder à ces signaux, ils doivent être désignés par un identificateur. Cet identificateur correspond au nom d’un modèle de type entrée, d’un élément de type sortie ou, dans le cas des interconnexions entre constituants d’un schéma-bloc, au nom d’une variable intermédiaire (figure 6.2).

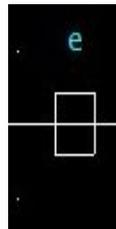


FIG. 6.2: variable intermédiaire

- **Bloc de sortie** : Un bloc qui permet la définition de la sortie du système (voir figure 6.3).

Les opérateurs et les entrées d’un schéma-bloc peuvent être interconnectés par deux types d’objets, le type connexion ou fil et le type variable intermédiaire. L’objet de type sortie est un élément de connexion particulier qui permet de déterminer les points de sortie des flux des signaux du système décrit. L’identificateur qui lui est associé permet d’accéder aux signaux correspondants, lors des phases d’exploitation des résultats de calcul, comme avec les variables intermédiaires.

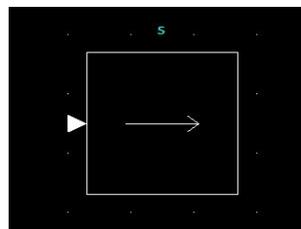


FIG. 6.3: Bloc de sortie

- **Amplificateur optique EDFA** : Ce modèle permet de simuler un amplificateur à fibre dopée Erbium. Il est possible de le décrire par ses paramètres physiques (longueur de la fibre dopée, concentration en ions Erbium...), mais également par des grandeurs "système" ou mesurables, souvent plus accessibles (figure 6.4).

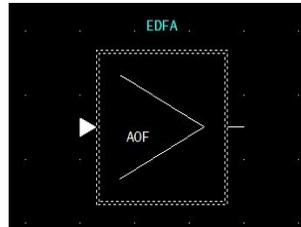


FIG. 6.4: Amplificateur optique EDFA

- **Amplificateur optique SOA** : Il s'agit d'un opérateur modélisant un amplificateur optique à semi-conducteur (figure 6.5).

L'amplificateur optique à semi-conducteur est généralement modélisé par des équations spatio-temporelles . Si l'on tient compte des réflectivités des faces et du signal provenant de l'émission spontanée amplifiée, les résolutions dynamique et statique des équations spatio-temporelles peuvent conduire à un temps de calcul prohibitif.

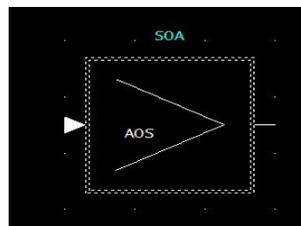


FIG. 6.5: Amplificateur optique SOA

6.2.2 Simulation de l'amplificateur optique à fibre dopée Erbium EDFA

Le système simulé est représenté sur la figure 6.6. Le signal d'entrée est une porteuse sinusoïdale de fréquence 193.548 THz, de longueur d'onde 1550 nm. La puissance de la porteuse est un paramètre variable, la porteuse sinusoïdale est appliquée à l'entrée d'un amplificateur optique à fibre dopée erbium EDFA.

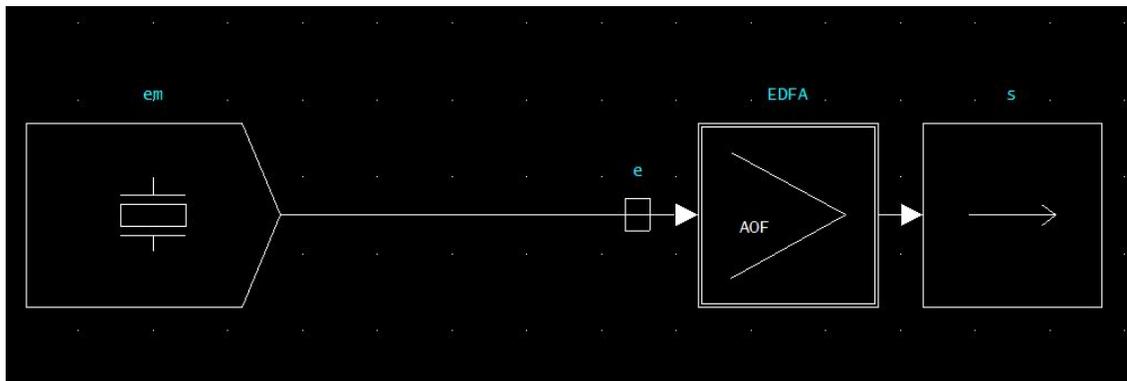


FIG. 6.6: Schéma bloc d'une liaison à EDFA

La fibre utilisée dans l'amplificateur est de type verre silice. Le rayon du coeur, la durée de vie du niveau haut, la longueur d'onde de coupure prennent les valeurs proposées par défaut : $1.1 \mu\text{m}$, 10 ms, 850 nm respectivement. La d'onde de pompe est 980 nm. L'amplificateur est décrit par les paramètres systèmes :

- Gain petit signal = 35 dB,
- Puissance de saturation = 13 dBm,
- Facteur de bruit = 6 dB,
- Longueur d'onde de mesure des paramètres = 1550 nm,
- Le retard introduit par l'amplificateur = 1ps.

Le mode manuel permet de consulter les paramètres physiques calculés à partir des paramètres systèmes de l'amplificateur :

- Fraction d'ions excités à l'équilibre : 0.6597
- Fraction d'ions excités à la saturation : 0.6389
- Pertes : 1.14 dB
- Concentration en ions $Er^{3+} \times$ longueur de la fibre : $126.071024 /m^2$
- Puissance de la pompe : 72.26 mW
- Fraction de la puissance de la pompe absorbée en petit signal : 0.9996

Valeurs des paramètres de déclaration

```
C> LISTE-SYSTEMES TYPE : CONTINU
NOM : SYST
ENTREE(S) : em
SORTIE(S) : s
VARIABLE(S) : e
NON LINEARITE(S) : EDFA
C> LISTE-EQUATIONS TYPE : CONTINU
NOM : SYST ENTREE(S) : em
```

```

SORTIE(S) : s
s = EDFA(e)
C> LISTE-PARAMETRES TYPE : CONTINU
NOM : SYST
PARAMETRE-SYSTEME : em
NATURE : PORTEUSE-SINUSOIDALE
FREQUENCE (MHz) : .193548E+15
PUISSANCE (dBm) : Pin
PHASE INITIALE (rd) : 0
PARAMETRE-SYSTEME : EDFA
NATURE : AMPLI-OPTIQUE-FIBRE TYPE DE DESCRIPTION : 1
LONGUEUR D'ONDE DE POMPE (1 OU 2) : 1
FACTEUR DE BRUIT (dB) : 6
GAIN PETIT SIGNAL (dB) : 35
PUISSANCE DE SATURATION (dBm) : 13
LONGUEUR D'ONDE DE MESURE DES PARAMETRES (nm) : .155E+04
TYPE DE FIBRE : 1
RAYON DE COEUR DE LA FIBRE (Micro-m) : 1.1
DUREE DE VIE DU NIVEAU HAUT (ms) : 10
LONGUEUR D'ONDE DE COUPURE (nm) : 850
RETARD INTRODUIT PAR L'AMPLIFICATEUR (ns) : .001

```

6.2.2.1 Analyse statique

On s'intéresse dans un premier temps à l'analyse statique de l'amplificateur, effectuée pour un signal de longueur d'onde 1550 nm et une puissance égale à -40 dBm. Sur la première fenêtre (figure 6.7) s'affichent :

- La section efficace d'émission en fonction de la longueur d'onde,
- La section efficace d'absorption en fonction de la longueur d'onde,
- Le gain (intrinsèque) de l'amplificateur en fonction de la longueur d'onde,
- La puissance d'émission spontanée amplifiée en fonction de la longueur d'onde.

Résultats

```

C> ANALYSE-STATIQUE TYPE : CONTINU
NOM : SYST PARAMETRE-SYSTEME : EDFA
>> SECTIONS EFFICACES D'ABSORPTION ET D'EMISSION.
>> CALCUL DU GAIN (dB) EN FONCTION DE LA LONGUEUR D'ONDE DU SIGNAL.
PUISSANCE DU SIGNAL D'ENTREE (dBm) : -40
>> CALCUL DE LA PASE EN FONCTION DE LA LONGUEUR D'ONDE.
>> CALCUL DU GAIN (dB) EN FONCTION DE LA PUISSANCE DE POMPE.
VALEUR DE LA LONGUEUR D'ONDE DU SIGNAL (nm) : 1550
>> CALCUL DU GAIN (dB) EN FONCTION DE LA PUISSANCE DU SIGNAL.
>> CALCUL DE LA PUISSANCE DE SORTIE (dBm) EN FONCTION DE LA PUISSANCE D'ENTREE (dBm).
>> CALCUL DU GAIN (dB) EN FONCTION DE LA PUISSANCE DE SORTIE (dBm).

```

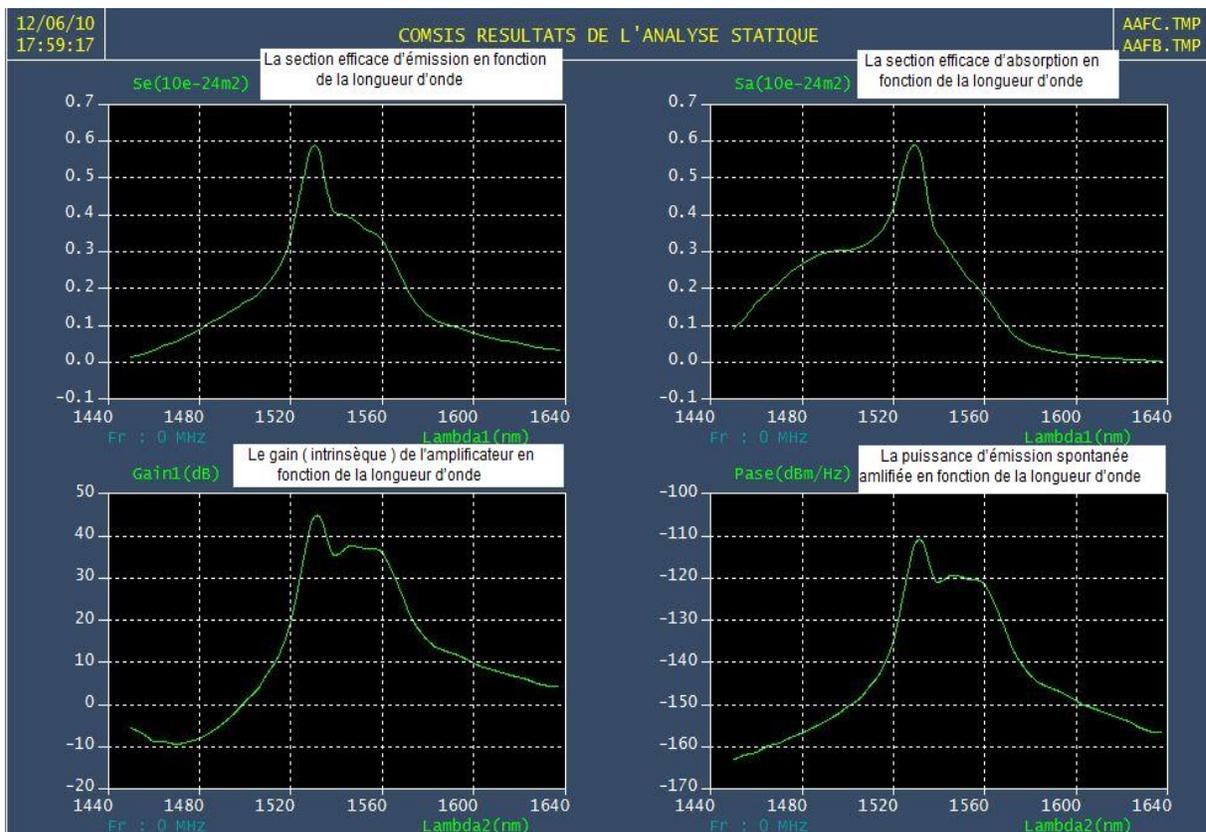


FIG. 6.7: Résultats de l'analyse statique EDFA (1ère étape)

Le gain présente un pic aux environs de 1531 nm, longueur d'onde à laquelle correspond également le pic de la section efficace d'émission. On constate que les courbes de gain et d'émission spontanée ont la même allure que la courbe de section efficace d'émission. A partir du menu de l'éditeur de courbes, on obtient les tracés représentés sur la figure 6.8 :

- Le gain de l'amplificateur en fonction de la puissance d'entrée,
- Le gain de l'amplificateur en fonction de la puissance de pompe,
- La puissance de sortie en fonction de la puissance d'entrée,
- Le gain de l'amplificateur en fonction de la puissance de sortie,

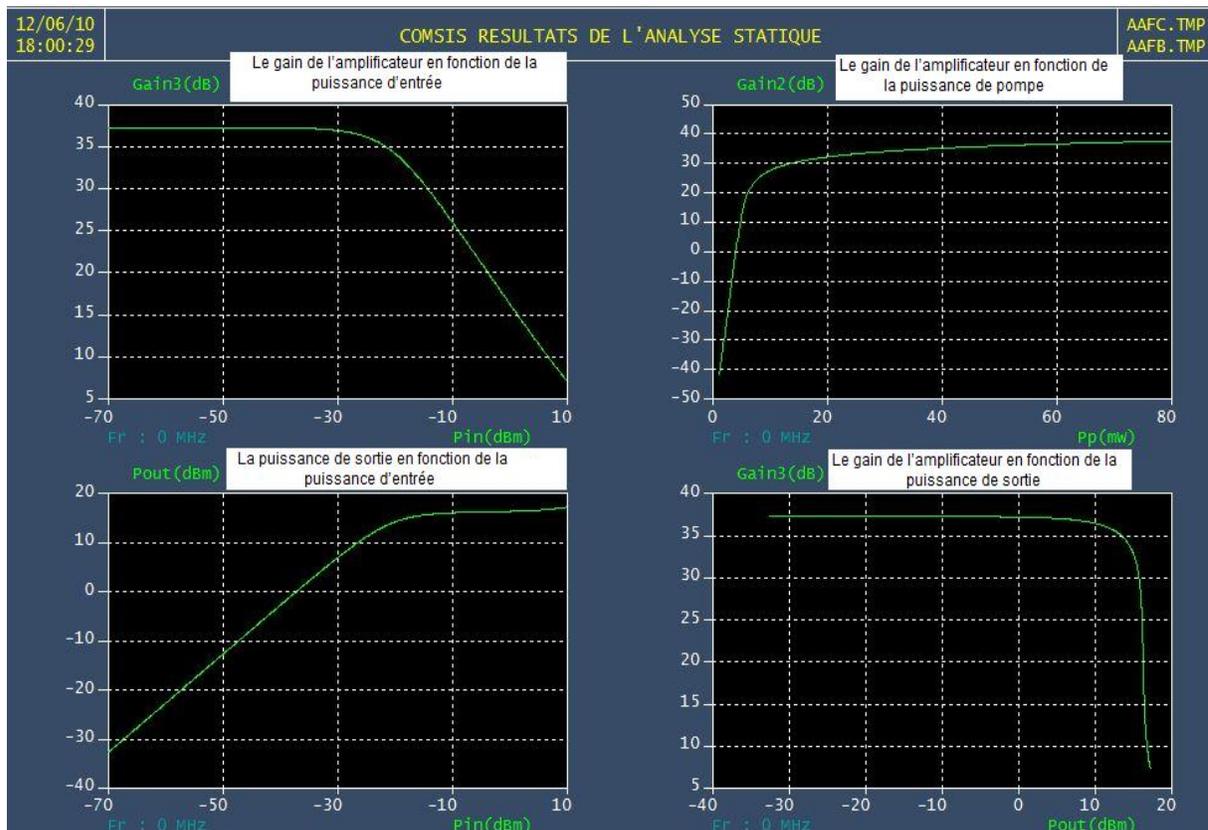


FIG. 6.8: Résultats de l'analyse statique EDFA (2ème étape)

Ces courbes mettent en évidence les propriétés suivantes :

- Le gain augmente avec la puissance de pompe, rapidement d'abord, puis plus lentement.
- Le gain constant et élevé tant que la puissance d'entrée reste relativement faible, puis finit par diminuer quand celle-ci augmente.
- Le point précédent se traduit par une augmentation linéaire de la puissance de sortie en fonction de la puissance d'entrée, puis par la saturation du niveau de sortie dès que le gain commence à chuter.
- Le gain annoncé pour une longueur d'onde de 1550 nm est de 37,24 dB.
- Le gain en fonction de la puissance d'entrée permet de retrouver ces 37.24 dB pour une abscisse de -40 dB.
- Pour une puissance de pompe de 72.3 mW, on peut également mesurer un gain de 37.24 dB. -
- La puissance de sortie sature à 16.3 dB environ.
- Le gain de l'amplificateur en fonction de la puissance de sortie est presque constant pour des faibles puissances d'entrée, puis commence à diminuer quand la puissance de sortie atteint la saturation, car la puissance d'entrée augmente tandis que la puissance de sortie se stabilise à la valeur de saturation, cela peut être interprété par l'équation 3.4.

- Dans la courbe donnant la variation de la puissance de sortie en fonction de la puissance d'entrée, on distingue deux étapes : la première est linéaire dont la pente est le gain, et la deuxième est constante (étape de saturation).

6.2.2.2 Analyse spectrale

Dans ce paragraphe on observe l'allure du spectre en entrée et en sortie de l'amplificateur pour une puissance d'entrée égale à -40 dB (figure 6.9).

Le pas de calcul est choisit égal à $0.5 \times 10^{-7} \mu s$. La bande de simulation associée (inverse du pas de calcul) est égale à 20 THz.

La simulation est effectuée pour la puissance par canal de -40 dBm. On visualise les spectres des signaux en entrée et en sortie de l'amplificateur.

```

C> SIMULATION-TEMPORELLE TYPE : CONTINU
NOM : SYST VARIABLE(S) DE SORTIE POUR LA SIMULATION ["s"] : s
>> REDUCTION(S) FORMELLE(S)
>> DEFINITION DES PARAMETRES FORMELS
Pin = -40
>> DETERMINATION DES FREQUENCES DE REFERENCE
>> REDUCTION(S) NUMERIQUE(S)
>> CHOIX DES ALGORITHMES DE CALCUL
>> DETERMINATION DU PAS DE CALCUL ( CONTINU )
PAS DE CALCUL (Micro-sec) : 5e-8
MODIFICATION DU PAS [NON] : NON
NOMBRE DE POINTS A CALCULER : 15000
VARIABLE(S) A SAUVEGARDER [em,...,s] : em,e,s
>> CALCUL DE LA REPONSE POUR :
Pin
-40
CALCUL DIRECT DE "e" EN FONCTION DE "em"
CALCUL DIRECT DE "s" EN FONCTION DE "e"
VARIABLES ACCESSIBLES : em,e,s
>> INTERPRETE D'EVALUATION DES PERFORMANCES <<
E> PUISSANCE-GLOBALE
VARIABLES A EVALUER [em,...,s] : em,e,s
VARIABLE "em" : -40 dBm
VARIABLE "e" : -40 dBm
VARIABLE "s" : 29.5714241328622 dBm
E> VISUALISATION-GLOBALE
CALCUL DE LA DENSITE SPECTRALE DE PUISSANCE DE LA VARIABLE "e"
CALCUL DE LA DENSITE SPECTRALE DE PUISSANCE DE LA VARIABLE "s"
E> FIN
>> FIN DE L'INTERPRETE D'EVALUATION DES PERFORMANCES <<

```

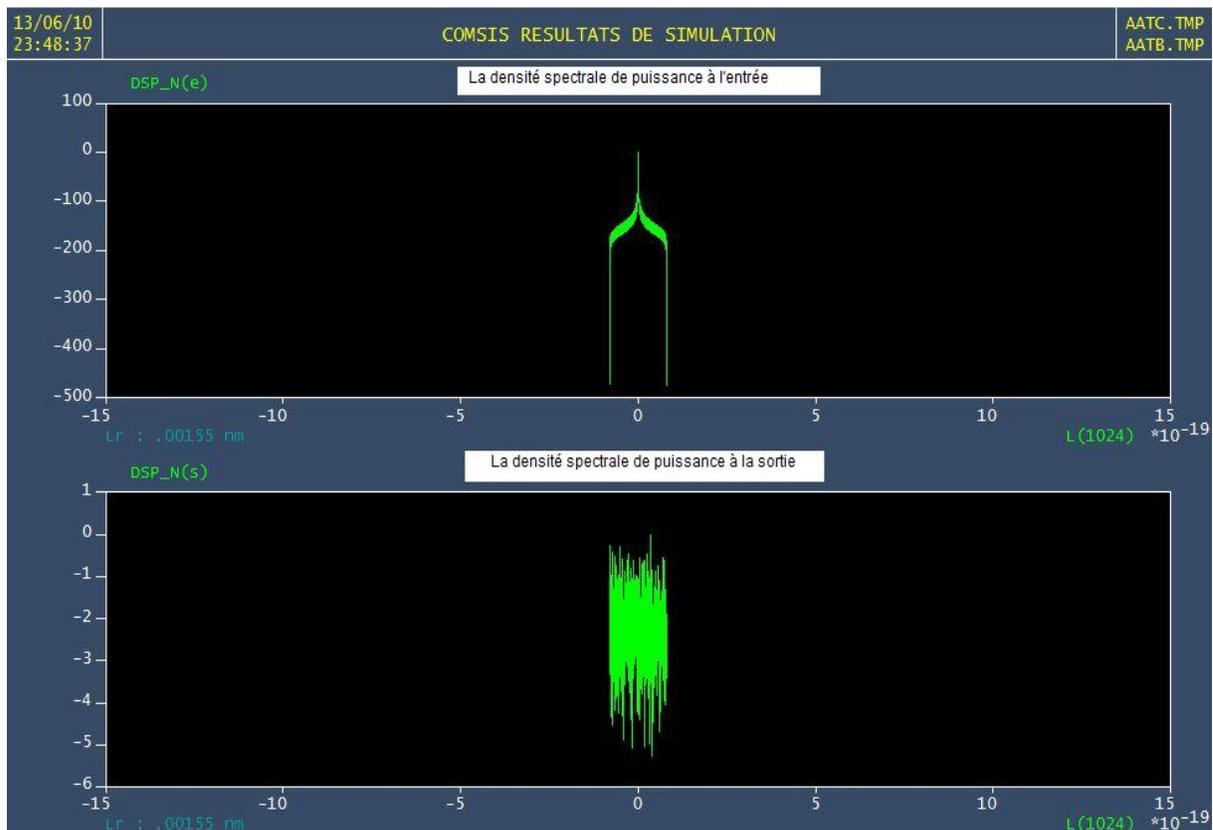


FIG. 6.9: Spectres en entrée et en sortie d'un EDFA pour une puissance d'entrée de -40 dBm

La commande Puissance globale permet d'obtenir la puissance en sortie de l'amplificateur : 29.57 dBm pour la puissance d'entrée par canal de -40 dBm.

- La courbe de la densité spectrale de puissance à l'entrée a une forme d'une gaussienne, dont le maximum se situe à l'origine qui correspond à la longueur d'onde du signal d'émission ($\lambda = 1550$ nm).
- On observe dans la courbe de la densité spectrale de puissance à la sortie, des harmoniques secondaire dues aux effets d'amplification.

6.2.3 Simulation de l'amplificateur optique à semi-conducteur SOA

Le système simulé est représenté sur la figure 6.10. Le signal d'entrée est une porteuse sinusoïdale de fréquence 193.548 THz, de longueur d'onde 1550 nm. La puissance de la porteuse est un paramètre variable, la porteuse sinusoïdale est appliquée à l'entrée d'un amplificateur optique à semi-conducteur SOA.

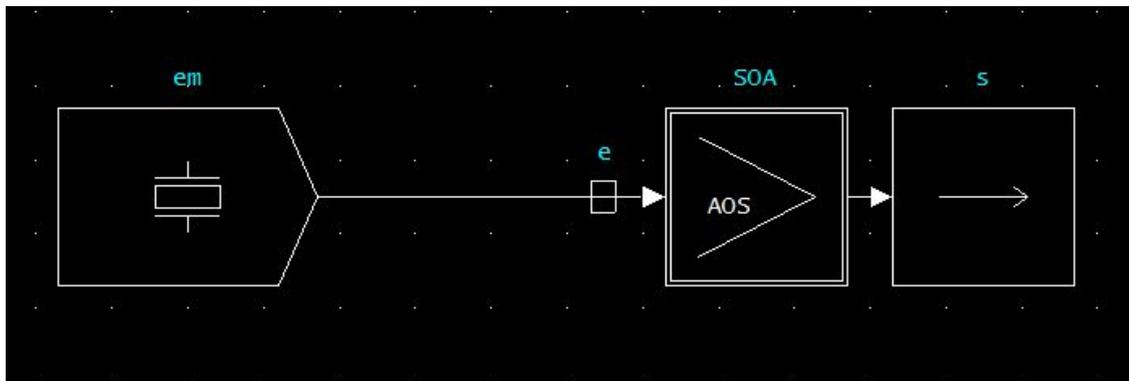


FIG. 6.10: Schéma bloc d'une liaison à SOA

L'amplificateur simulé dans cette partie est un amplificateur optique à semi-conducteur SOA de type cavité résonnante. L'amplificateur est décrit par ces paramètres suivants :

- Longueur d'onde du maximum de la courbe de gain = $0.1 \times 10^{-3} \text{ cm}$,
- Gain différentiel de la structure = $2 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$,
- Durée de vie des porteurs = 10 ns ,
- Densité de porteurs au seuil = $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$,
- Volume de la couche active ($L*w*d$) = 10^{-10} cm^3 ,
- Longueur de l'amplificateur = 10^{-2} cm ,
- Coefficient de réflexion de la face 1 = 0.4,
- Coefficient de réflexion de la face 2 = 0.35,
- Densité de porteurs à la transparence = 10^{10} cm^{-3} ,
- Courant de polarisation = 3.3 mA ,
- Facteur de confinement optique = 0.4,
- Facteur de couplage amplitude-phase (Henry) = 0.75.

Valeurs des paramètres de déclaration

```

C> LISTE-SYSTEMES TYPE : CONTINU
NOM : SYST ENTREE(S) : em
SORTIE(S) : s
VARIABLE(S) : e
NON LINEARITE(S) : SOA
C> LISTE-EQUATIONS
TYPE : CONTINU
NOM : SYST
ENTREE(S) : em
SORTIE(S) : s
s = SOA(e)
e = em
> LISTE-PARAMETRES TYPE : CONTINU

```

```

NOM : SYST
PARAMETRE-SYSTEME : em
NATURE : PORTEUSE-SINUSOIDALE
FREQUENCE (MHz) : .193548E+15
PUISSANCE (dBm) : Pin
PHASE INITIALE (rd) : 0
PARAMETRE-SYSTEME : SOA
NATURE : AMPLI-OPTIQUE-SEMICONDUCTEUR2
LONGUEUR D'ONDE DU MAXIMUM DE LA COURBE DE GAIN (cm) : .1E-03
GAIN DIFFERENTIEL DE LA STRUCTURE (cm2) : .2E-15
COURBURE DE LA COURBE DE SPECTRE DE GAIN (cm-3) : 0
COEFFICIENT DE FLUCTUATION DE LA LONGUEUR D'ONDE (cm4) : 0
DUREE DE VIE DES PORTEURS (s) : .1E-07
DENSITE DE PORTEURS AU SEUIL (cm-3) : .2E+19
VOLUME DE LA COUCHE ACTIVE (L*w*d) (cm3) : .1E-09
LONGUEUR DE L'AMPLIFICATEUR (cm) : .01
COEFFICIENT DE REFLEXION DE LA FACE 1 : .4
COEFFICIENT DE REFLEXION DE LA FACE 2 : .35
DENSITE DE PORTEURS A LA TRANSPARENCE (cm-3) : .1E+11
COURANT DE POLARISATION (A) : .0033
FACTEUR DE CONFINEMENT OPTIQUE : .4
PERTES INTERNES (cm-1) : 0
FACTEUR DE COUPLAGE AMPLITUDE-PHASE (HENRY) : .75

```

6.2.3.1 Analyse statique

On s'intéresse dans un premier temps à l'analyse statique de l'amplificateur, effectuée pour un signal de longueur d'onde 1550 nm et une puissance égale à -40 dBm.

Sur la fenêtre (figure 6.11) s'affichent :

- Le gain de l'amplificateur en fonction de la longueur d'onde,
- Le gain de l'amplificateur en fonction de la puissance du signal d'entrée,
- Le gain de l'amplificateur en fonction du courant injecté,
- Le coefficient de gain du matériau en fonction de la longueur d'onde, pour une densité de porteurs $N = 10^{18} \text{cm}^{-3}$.

Résultats

```

C> ANALYSE-STATIQUE
TYPE : CONTINU
NOM : SYST PARAMETRE-SYSTEME : SOA
>> CALCUL DU GAIN (dB) DE L'AMPLIFICATEUR EN FONCTION DE Pin (dBm)
VALEUR DE LA LONGUEUR D'ONDE DU SIGNAL (cm) : 0.155e-3
>> CALCUL DU GAIN (dB) DE L'AMPLIFICATEUR EN FONCTION
DE LA LONGUEUR D'ONDE (cm)
PUISSANCE D'ENTREE DU SIGNAL (dBm) : -40
>> CALCUL DU GAIN (dB) DE L'AMPLIFICATEUR EN FONCTION DU

```

COURANT D'ALIMENTATION (A)
 LA LONGUEUR D'ONDE (cm) = **.155000E-03**
 LA PUISSANCE DU SIGNAL (dBm) = **.155000E-03**
 >> CALCUL DU GAIN DE L'AMPLIFICATEUR EN FONCTION DE LA LONGUEUR D'ONDE
 ET DE LA DENSITE DE PORTEURS.
 LA DENSITE DE PORTEURS (cm-3) = **.100000E+19**

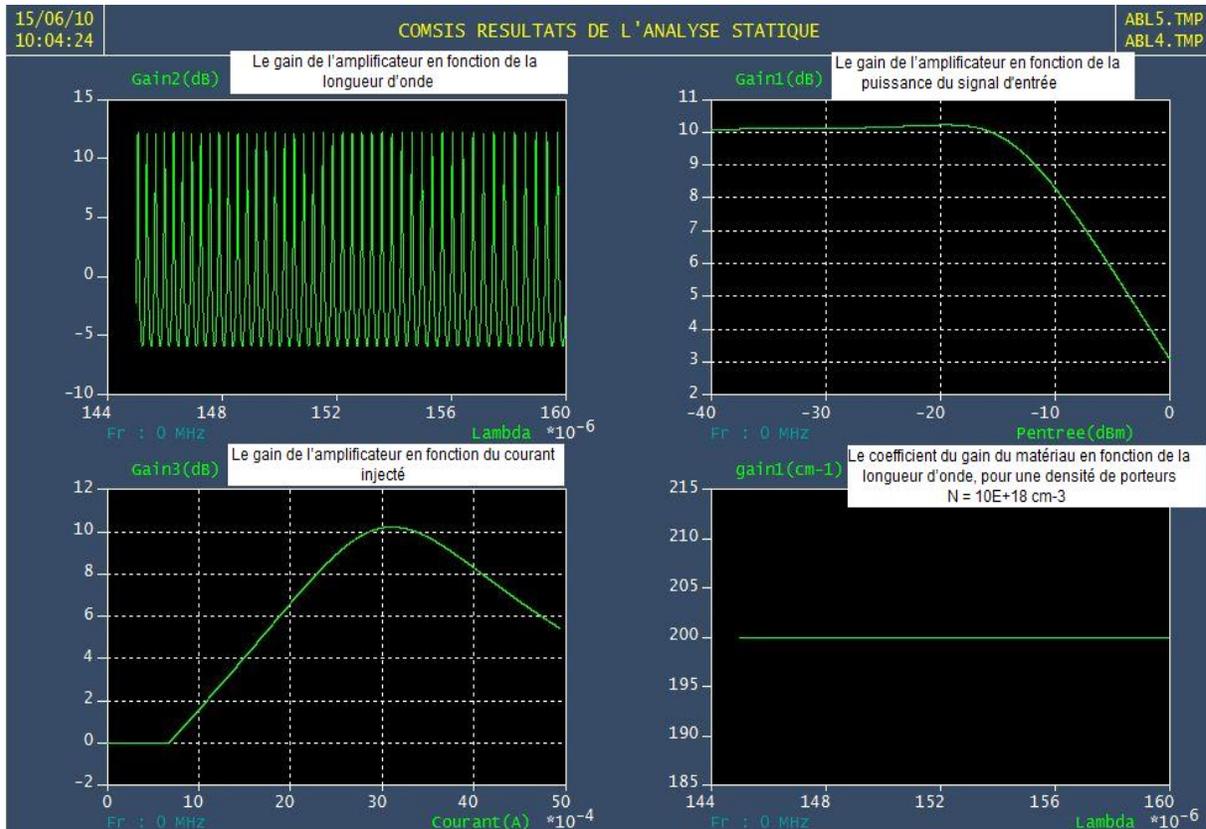


FIG. 6.11: Résultats de l'analyse statique SOA

Ces courbes mettent en évidence les propriétés suivantes :

- Le coefficient de gain du matériau reste constant à 200 cm^{-1}
- Le gain constant et élevé tant que la puissance d'entrée reste relativement faible, puis finit par diminuer quand celle-ci augmente.
- Le gain reste constant avec la puissance d'entrée environ de 10 dB, puis commence à diminuer dès que la puissance d'entrée dépasse -16 dBm.
- Le point précédent se traduit par une augmentation linéaire de la puissance de sortie en fonction de la puissance d'entrée, puis par la saturation du niveau de sortie dès que le gain commence à chuter.
- Le gain en fonction de la puissance d'entrée permet de retrouver 10 dB pour une abscisse de -40 dB.
- Pour un courant de polarisation de 3 mA, on peut également mesurer un gain de 10 dB.

- Le spectre du gain d'un SOA présente plusieurs pic à des différentes longueurs d'onde et une large bande passante, une caractéristique qui peut être exploitée par l'application de la technique WDM.

6.2.3.2 Analyse spectrale

Dans ce paragraphe on observe l'allure du spectre en entrée et en sortie de l'amplificateur pour une puissance d'entrée égale à -40 dB (figure 6.12). Le pas de calcul est choisi égal à $0.5 \times 10^{-7} \mu s$. La bande de simulation associée (inverse du pas de calcul) est égale à 20 THz.

La simulation est effectuée pour la puissance par canal de -40 dBm. On visualise les spectres des signaux en entrée et en sortie de l'amplificateur.

Résultats :

```

C> SIMULATION-TEMPORELLE
TYPE : CONTINU
NOM : SYST
VARIABLE(S) DE SORTIE POUR LA SIMULATION ["s"] : s
>> REDUCTION(S) FORMELLE(S)
>> DEFINITION DES PARAMETRES FORMELS
Pin = -40
>> DETERMINATION DES FREQUENCES DE REFERENCE
>> REDUCTION(S) NUMERIQUE(S)
>> CHOIX DES ALGORITHMES DE CALCUL
>> DETERMINATION DU PAS DE CALCUL ( CONTINU )
PAS DE CALCUL (Micro-sec) : 0.5e-7
MODIFICATION DU PAS [NON] : non
NOMBRE DE POINTS A CALCULER : 15000
VARIABLE(S) A SAUVEGARDER [em,...,s] : em,e,s
>> CALCUL DE LA REPONSE POUR :
Pin
-40
CALCUL DIRECT DE "e" EN FONCTION DE "em"
CALCUL DIRECT DE "s" EN FONCTION DE "e"
VARIABLES ACCESSIBLES : em,e,s
>> INTERPRETE D'EVALUATION DES PERFORMANCES <<
E> PUISSANCE-GLOBALE
VARIABLES A EVALUER [em,...,s] : em,e,s
VARIABLE "em" : -40 dBm
VARIABLE "e" : -40 dBm
VARIABLE "s" : -43.1919085221 dBm
E> VISUALISATION-GLOBALE
CALCUL DE LA DENSITE SPECTRALE DE PUISSANCE DE LA VARIABLE "e"
CALCUL DE LA DENSITE SPECTRALE DE PUISSANCE DE LA VARIABLE "s"
E> FIN
>>FIN DE L'INTERPRETE D'EVALUATION DES PERFORMANCES <<

```

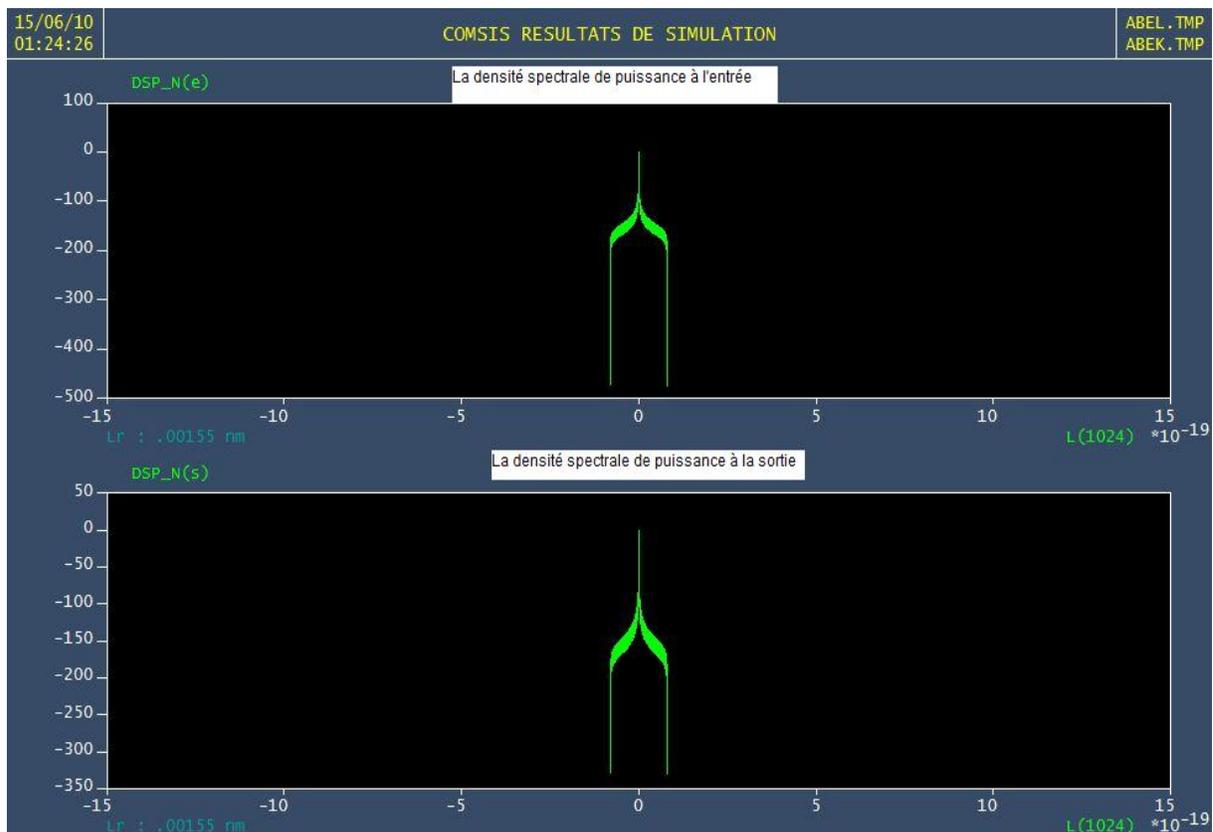


FIG. 6.12: Spectres en entrée et en sortie d'un SOA pour une puissance d'entrée de -40 dB

- La courbe de la densité spectrale de puissance à l'entrée a une forme d'une gaussienne, dont le maximum se situe à l'origine qui correspond à la longueur d'onde du signal d'émission ($\lambda = 1550$ nm).
- La courbe de la densité spectrale de puissance à la sortie, a une forme identique à celle de l'entrée contrairement au cas d'un EDFA, cela est justifié par l'absence des harmoniques secondaires générées par l'amplificateur SOA et le SNR élevé.

6.3 Résultats sous MATLAB

L'utilisation de MATLAB, nous a permis de tracer la courbe du gain et déduire la bande passante d'un EDFA par la programmation des équations.

6.3.1 Gain d'un EDFA

Après avoir tracé le gain, par la programmation de l'équation 5.1. Nous avons obtenu le résultat présenté sur la figure 6.13, qui exprime le gain en fonction de la longueur d'onde.

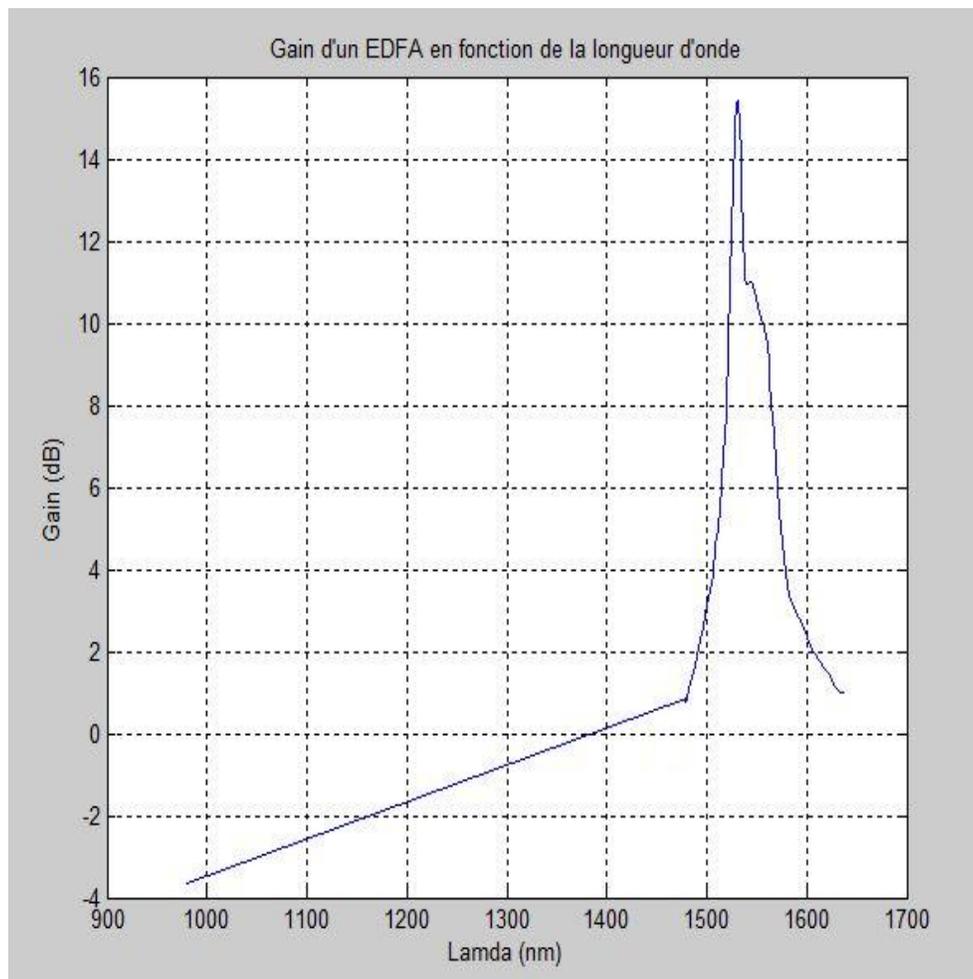


FIG. 6.13: Gain d'un EDFA en fonction de la longueur d'onde sous MATLAB

Cela nous a permis de déterminer la bande passante de l'EDFA, par la méthodologie suivante ;

Nous avons repéré le maximum du gain 15,4 dB, qui correspond à la longueur d'onde 1531 nm, ensuite nous avons les deux points correspondants au point maximum soustrait de 3dB, pour pouvoir projeter et avoir les longueurs d'onde correspondantes à la bande passante [1536,1525], qui est une valeur faible, ce qui n'est pas recommandable pour appliquer la technique WDM.

Nous remarquons que les deux courbes de gain d'un EDFA obtenues par notre logiciel de simulation et MATLAB ont la même forme, bande passante.

6.4 Comparaison

D'après l'étude théorique et la simulation réalisée, on peut comparer les deux technologies d'amplificateurs optiques.

Les EDFAs sont considérés comme les composants les plus adaptés pour la régénération en ligne des signaux transmis par fibre optique car ils possèdent de nombreux avantages :

- le gain d’un EDFA est très important (de l’ordre de 35dB) : généralement équivalent au double du gain d’un SOA, permettant une amplification du signal incident beaucoup plus forte,
- leur puissance de saturation est beaucoup plus élevée : environ deux fois plus élevée pour un EDFA que pour un SOA, le régime de saturation et ses effets non-linéaires de l’EDFA ne se produisent donc qu’à très forts niveaux de courant,
- leur facteur de bruit est moindre : deux fois moins importante pour un EDFA que pour un SOA, permettant une transmission du signal incident moins bruitée.

Cependant, les EDFAs révèlent une faible densité d’intégration ($150\text{mm} \times 250\text{mm}$) contre ($10\text{mm} \times 15\text{mm}$) pour les SOAs. Les SOAs ont donc une plus haute densité d’intégration lors de la fabrication de systèmes hybrides, atout certain dans le domaine des télécommunications comme, par exemple, dans les applications sous-marines.

De plus, la grande largeur spectrale de gain d’un SOA (jusqu’à 60nm pour un SOA et seulement 30nm pour un EDFA), autorise, par exemple, du multiplexage en longueur d’onde à 8 canaux avec des débits de transmission de 40Gbits/s.

Afin de conclure quant aux performances de chacune des technologies permettant l’amplification optique et dans l’objectif de lister les avantages et les inconvénients de celles-ci, le tableau 6.1, présente ci-dessous, dresse une comparaison de ces deux techniques d’amplification optique différentes. Les grandeurs moyennes recensées dans ce tableau sont données à titre indicatif pour des conditions de fonctionnement optimums. Elles sont également susceptibles d’évoluer suivant les fabricants de ces modules et les applications pour lesquelles ils sont utilisés.

Le tableau 6.1 permet de constater que les performances des EDFAs sont généralement supérieures à celles des SOAs. Il paraît aujourd’hui difficile, pour les SOAs, malgré la forte densité d’intégration qu’ils présentent, de remplacer totalement les EDFAs. Néanmoins, par son comportement non-linéaire et sa densité d’intégration inégalée, l’SOA trouve sa spécificité dans la commutation optique à haut débit, notamment comme porte optique ou modulateur de gain [16].

	EDFA	SOA
Taille moyenne [par rapport a celle de l'AOS]	$\times 100$	$\times 1$
Gain maximum	35dB	20dB
Rapport signal/bruit	4dB	8dB
Puissance de saturation en sortie	13dBm	10dBm
Bande spectrale	30nm	60nm
Densité d'intégration	Faible	Très forte

TAB. 6.1: Grandeurs caractéristiques associées aux différentes techniques d'amplification optique étudiées

Parmi les avantages de l'SOA, nous pouvons citer :

- sa compatibilité avec les autres composants laser a semi-conducteur,
- sa réponse rapide lors du pompage optique (en regard de la réponse lente, de l'ordre de la microseconde, d'un amplificateur EDFA), autorise des fonctions logiques dont le temps de commutation est de l'ordre de la nanoseconde,
- sa non-linéarité optique permet d'envisager des applications telles le multiplexage ou la conversion de longueur d'onde.

Conclusion générale

L'objectif de notre travail était l'étude et la simulation de deux technologies des amplificateurs optiques : les amplificateurs optiques à semi-conducteur SOA et les amplificateurs optiques à fibre dopée Erbium EDFA.

Nous avons commencé par des notions de base sur le signal optique, en suite nous avons traité les problèmes d'atténuation dans la fibre optique et les caractéristiques des fibres dopées Erbium, après une étude théorique sur les SOAs et les EDFA, et enfin nous avons simulé les deux types d'amplificateurs optiques cités précédemment de point de vue : gain, saturation, bruit et bande passante. Ces derniers nous ont permis de les comparer et d'extraire les avantages et les inconvénients de chacun d'eux.

Les résultats obtenus montrent que les EDFAs possèdent les avantages : Un gain très élevé et une grande puissance de saturation en sortie. Cependant, ils présentent les inconvénients : Bande passante spectrale étroite, un faible rapport signal sur bruit et une structure encombrée (faible densité d'intégration).

Pour le cas des SOAs, on constate qu'ils sont performants de point de vue : SNR, densité d'intégration et bande passante (favorisant la technique WDM).

Le choix de l'un par rapport à l'autre est déterminé par l'application et le cahier des charges.

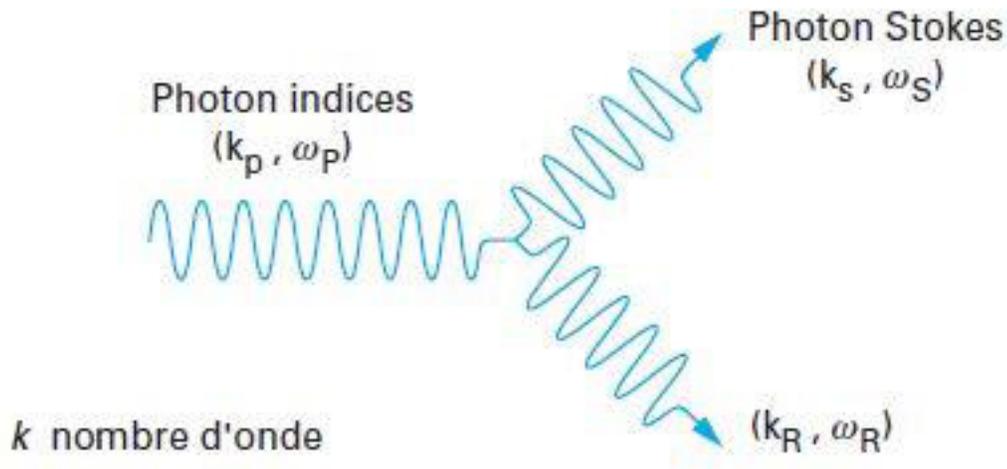
Annexe :

Amplificateurs Raman à fibre optique :

Principe :

Les amplificateurs Raman à fibre optique (noté FRA, Fibre Raman Amplifier en anglais) utilisent la diffusion Raman stimulée dans les fibres optiques monomodes en silice. L'effet Raman peut être décrit comme un processus de diffusion inélastique de la lumière sur les molécules qui constituent le milieu (la figure 6.4) : un photon incident (de fréquence optique ω_p) est diffusé par une molécule avec création d'un photon, dit de Stokes, d'énergie plus faible (de fréquence optique ω_S), la différence d'énergie apparaissant sous la forme d'un phonon optique absorbé par les vibrations moléculaires. La différence de fréquences $\omega_p - \omega_S = \omega_R$ est déterminée par le milieu : dans le cas de la silice amorphe, on atteint un maximum d'efficacité pour 440cm^{-1} . Les FRA doivent donc être pompés optiquement. Les longueurs d'onde de pompe à utiliser dépendent de la bande optique de fonctionnement souhaitée. Il faut noter que la diffusion Raman est un effet à seuil qui ne nécessite pas d'inversion de population et pour lequel le gain est proportionnel à la puissance optique de pompe [3]. En pratique, la réalisation d'un FRA nécessite des puissances optiques de pompe élevées et de grandes longueurs de fibre (kilométriques).

En pratique, la réalisation d'un FRA nécessite des puissances optiques de pompe élevées et de grandes longueurs de fibre (kilométriques).



Diffusion Stokes d'un photon de pompe (k_p, ω_p) par une molécule avec création d'un phonon (k_R, ω_R) et d'un photon Stokes (k_s, ω_s) [3].

Caractéristiques :

Les FRA sont typiquement constitués de :

- une grande longueur de fibre optique monomode ;
- un multiplexeur de longueurs d'ondes de pompe et de signal ;
- une ou plusieurs pompes de forte puissance, généralement utilisées en contra-propagatif.

La puissance optique de pompe est absorbée le long de la fibre, d'une part, par effet Raman, d'autre part, à cause de l'atténuation de la fibre à la longueur d'onde de la pompe. Le gain optique est proportionnel à la puissance de pompe mais sature. Il est typiquement diminué de moitié lorsque la puissance optique du signal amplifié est comparable à la puissance optique de pompe à l'entrée de la fibre. La puissance de saturation des FRA est de l'ordre de un à quelques watts [3].

Exemple : en régime non saturé, à une longueur d'onde de 1 550 nm, la puissance de pompe requise pour obtenir un gain optique de 30 dB avec 1 km de fibre est de 5 W. La gamme de longueurs d'onde de fonctionnement des FRA dépend de la longueur d'onde de pompe. La bande passante optique est typiquement de 50 nm, elle peut être augmentée en pompant la fibre avec différentes longueurs d'onde de pompe judicieusement réparties. Cette propriété en fait un amplificateur optique attrayant pour l'utilisation en multiplexage en longueur d'onde (Wavelength Division Multiplexing - WDM). C'est d'ailleurs la possibilité de réaliser des amplificateurs optiques dans des bandes optiques différentes de celles accessibles avec l'erbium qui a ranimé les travaux d'étude sur les FRA. Cependant, le processus de diffusion ayant un temps de réponse de l'ordre de la femtoseconde, les FRA ne peuvent pas être utilisés en régime de saturation avec un multiplexage de longueurs d'ondes.

La principale difficulté d'utilisation des FRA réside dans la disponibilité de sources optiques de pompe de forte puissance, d'encombrement réduit aux longueurs d'ondes appropriées. Ainsi, l'utilisation de plusieurs diodes de pompe à semi-conducteur à 1 480 nm permet de réaliser un FRA fonctionnant dans la gamme 1 570 à 1 580 nm. L'utilisation de laser solide Nd :YAG, fonctionnant à 1 060 nm permet de réaliser une cascade de trois lasers à effet Raman, fonctionnant respectivement à 1 117, 1 175 et 1 240 nm, ce dernier laser étant utilisé comme pompe pour réaliser un FRA dans la gamme 1 300 nm. Le principale source de bruit des FRA est due au battement entre le signal et la diffusion Raman spontanée. Il est possible de réaliser un FRA ayant un facteur de bruit du même ordre de grandeur que les EDFA, c'est-à-dire de 4 à 5 dB [3].

Bibliographie

- [1] Adel NAJAR; « Amplification optique dans des guides d'onde en silicium poreux dopés aux terres rares » Thèse de doctorat à l'université de Rennes I, 2007.
- [2] Ali Guermache; « Étude et réalisation de lasers de pompe à 1480nm pour l'amplification Raman » Thèse de doctorat à l'Ecole Nationale Supérieure des Télécommunications Paris, 2005.
- [3] Béatrice CABON, Jean CHAZELAS et Daniel DOLFI; « Optoélectronique hyperfréquence » Techniques de l'ingénieur E3330.
- [4] Blandine TORTECH; « Effets des radiations sur les fibres optiques dopées Erbium : influence de la composition » Thèse de doctorat à l'université de Saint-Etienne, 2008.
- [5] Cédric WARE; « Récupération d'horloge par boucle a verrouillage de phase utilisant le mélange a quatre ondes dans un amplificateur optique a semi-conducteurs » Thèse de doctorat à l'Ecole Nationale Supérieure des Télécommunications Paris, 2003.
- [6] Claire MICHEL; « Amplificateur fibré double-gaine pour la génération de modes -scar - » Thèse de doctorat à l'université de Nice-Sophia Antipolis, 2009.
- [7] Govind P.AGRAWAL; « Fiber-Optic Communication Systems » , WILEY-INTERSCIENCE, Third Edition. 2002.
- [8] Jean-Claude SIMON; « Amplificateurs optiques pour les télécommunications à haut débit » Laboratoire d'Optronique, Université de Rennes1.
- [9] Jean-Pierre PRENEL; « Physique du laser » Techniques de l'ingénieur AF 3270.
- [10] M.J Connelly; « Semi-conductor optical amplifier » University of Limerick, Ireland, 2002.
- [11] Michel JOINDOT et Irene JOINDOT; « Systèmes de transmission sur fibre optique » Techniques de l'ingénieur TE7115.
- [12] Mikhael MYARA; « Amplification Optique – Notes de Cours » Université Montpellier 2 Sciences et Techniques, 2008.
- [13] Mohamed MEHENNI; « Optoélectronique et Capteurs » Cours d'Electronique, l'Ecole Nationale Polytechnique d'Alger (ENP).

- [14] Niloy K Dutta et Qiang Wang; « Semi-conductor optical amplifier » World Scientific, 2006.
- [15] PAUL L. KELLY; « Erbium Doped Fiber Amplifiers » Academic press, 1999.
- [16] PERETTI Romain; « Saturation spectrale de gain dans les amplificateurs à fibres dopées erbium : largeurs homogène et inhomogène et approche des nanomatériaux » Thèse de doctorat à l'université de Claude Bernard Lyon 1, 2008.
- [17] Sarah HUYGHE; « Fiabilité des amplificateurs optiques à semi-conducteur 1,55 μm pour des applications de télécommunication» Thèse de doctorat à l'université de Bordeaux I, 2005.
- [18] Virginie MOIZAN; « Étude de l'amplification laser en bande II dans les fibres de verres chalcogénures » Thèse de doctorat à l'université de Rennes I, 2008.