



N° d'ordre :
N° de série :

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

CENTRE UNIVERSITAIRE D'EL-OUED
INSTITUT DES SCIENCES ET TECHNOLOGIE
Département D'électronique

Mémoire de fin d'études présenté
Pour l'obtention du diplôme de

Master ACADEMIQUE

Domaine : **Sciences et techniques**
Filière : **Electronique**
Spécialité : **Télécommunications**

Présenté par : **Tahar MAIOUA**

**Etude d'un amplificateur optique intégré sur verre pour les
télécommunications**

Soutenu le 01/ 07/ 2012

Devant le jury composé de :

M. **Ferhat REHOUMA**
M. **Abdelkader MADJOURI**
M. **Kamel AYADI**
M. **Azziddine BEGGAS**

Pr
MA
MC
MA

Président
Examineur
Examineur
Rapporteur

2011-2012

Remerciements

Je veut remercie au premier lieu le dieu qui m'avoir le fort pour compléter ces modeste travaille

Je tiens aussi à exprimer mes plus vifs remerciements à Monsieur Rehouma Ferhat, mon Directeur de mémoire avec monsieur Beggas Azzeddine.

Je lui suis également reconnaissant pour la confiance qu'il ma accordée. Il m'est impossible de lui exprimer

toute ma gratitude en seulement quelques lignes.

Je voudrais également remercier tous les amis dons le classe de télécommunication et tous ceux qui m'ont aidé de près ou de loin pour achever ce travail.

Je tiens à remercier tous mes amis et mes collègues

.

Je voudrais également remercier toute ma famille, ma mère, mes frères, , mes oncles qui m'ont toujours soutenu et encouragé.

Dédicace

Je dédie ce travail

à ma mère et

mon père

*et à tous ceux qu'ont contribué à élever mon moral pendant la
période de réalisation de ce modeste travail*

J'entends, en particulier ma maître et ma mère

Sourous meriem.

Table des matières

	Page
Remerciements	I
Dédicaces	II
Table des matières	III
Liste des figures.	VII
Liste des tableaux	IX
Abréviations et acronymes	X
Introduction générale	1

Chapitre 1 : Transmission par fibre optique

1.	Introduction	4
2.	Généralités sur les systèmes optiques	5
2.1.	Interface optique d'émission	5
2.2.	Interface optique de réception	5
2.3.	fibre optique	5
2.3.1.	les avantages de fibre optique	5
2.3.3.	Structure d'une fibre optique	6
2.3.3.1	Description de la propagation par l'optique géométrique	7
	A. Fibre à saut d'indice	8
	B. Fibre à gradient d'indice	9
2.3.3.2	Description de la propagation par l'optique ondulatoire	9
2.3.4.	Transmission dans la fibre optique	10
2.3.4.1.	Les effets linéaire	10
	A. L'atténuation	10
2.3.3.	B. Dispersion chromatique	12
2.3.3.	C. Dispersion de mode de polarisation	12
2.3.4.2	Les effets non linéaire	13
	A. Polarisation non linéaire	13
	B. L'effet Kerr	14
	C. Effet Raman et Brillouin	15
3.	L'amplification dans un système de transmission optique	16
3.1.	Les amplificateurs électroniques dans un système optique	16
3.1.1.	Principe de fonctionnement	16
3.1.2	Bande Passante	17
4.	Conclusion	19

Chapitre 2 : principe physique d'amplification

1.	Introduction	20
2.	Principes physiques d'amplification optique	20
2.1.	Les transitions électroniques	21
2.1.1.	Les transitions radiatives	21
	A. Absorption	21
	B. Emission	23
	B.1 Emission Spontanée	23
	B.2 Emission Stimulée	24
2.1.2.	Les transitions non radiatives	24
	A. Transferts d'énergie	25
3.	L'optique intégrée	28
3.1.	Guide d'onde optique	29
3.1.1.	Différents types de Guide d'ondes optiques	29
3.2.	Les différents matériaux utilisés pour la réalisation de circuits optiques intégrés	30
3.2.1.	Les filières semi-conducteurs	30
	A. Matériaux III – V	30
	B. Silicium	31
3.2.2.	La filière diélectrique	33
	A. Niobate de Lithium (LiNbO ₃)	33
3.2.3.	Filière organique	33
3.2.4.	Technologies à base de substrat de verre	34
4.	Les différentes technologies des amplificateurs optiques	35
4.1.	Le rôle des amplificateurs	35
4.2.	Le multiplexage dans les réseaux de transmission optique	35
4.3.	Les technologies existantes	36
4.3.1.	Les amplificateurs à semi-conducteurs (SOA)	36
	A. Choix de matériaux semi-conducteurs pour l'amplification	36
	B. Description structurale	38
4.3.2.	Amplificateur à effet Raman	39
4.3.3.	Les amplificateurs à fibre dopée terre rare	40
	4.3.3.1 Description structurale	40
	4.3.3.2 Amplificateur à fibre dopée terres rares intégré sur verre	42
5.	Conclusion	42

Chapitre 3 : spectroscopie des ions terres rares

1.	Introduction	43
2.	Les verres	43
2.1.	Définitions	44
2.2.	Genèse de l'état vitreux	44
2.3.	Transition vitreuse	44
2.4.	Structure des verres d'oxyde	45
2.4.1.	Coordination et topologie	46
2.4.2.	Composition d'un verre d'oxyde	47
	A. Les formateurs	47
	B. Oxydes modificateurs	47

C.	Oxydes intermédiaires	48
2.2.	Autre type de verre	50
2.2.1.	Verres chalcogénures	50
2.2.2.	Verres d'halogénures	50
3.	Spectroscopie de terres rares	51
3.1.	Configuration électronique des ions terres rares	51
3.2.	Séparation de l'orbitale 4f en différents niveaux	53
3.3.	Règles de transition	54
3.4.	Les terres rares	55
3.4.1.	Les Lanthanides	55
A.	L'ion Er^{3+}	55
B.	L'ion ytterbium et le co-dopage Erbium- ytterbium	56
C.	Néodyme : Nd^{3+}	57
3.4.2.	Contraintes de dopage	58
A.	La solubilité des terres rares	58
B.	Les interactions avec les phonons	59
C.	Les interactions ion-ion	59
3.5.	Calcul des paramètres spectroscopique	59
3.5.1.	Section efficace d'absorption	59
3.5.1.1.	Détermination expérimentale des sections efficaces d'absorption	60
3.5.2.	Section efficace d'émission	61
A.	Théorie de McCumber	62
B.	Méthode de Fuchtbauer-Ladenburg	64
B.1.	Mesure des rapports de branchement à partir des spectres de fluorescence	64
3.6.	Influence de la matrice sur la spectroscopie des terre rare	65
3.6.1.	Longueur d'onde d'émission	65
3.6.2.	Section efficace d'émission	66
3.6.3.	Désexcitations non-radiative	66
A.	Energie des phonons	66
B.	Evolution de la durée de vie en fonction de la concentration des ions terres rare	67
4.	Les amplificateurs optiques intégrés	68
4.1.	Exemples	69
4.1.1.	Amplificateur optique à 1,5 μm ; EDFA intégré sur verres	69
4.1.2.	Amplificateur optique à 1,3 μm ; NDFA intégré sur un couche mince de LaF_3	70
A.	Structure de l'amplificateur	70
B.	L'influence de la concentration de Nd^{3+}	71
5.	Conclusion	72

Chapitre 4: Modélisation d'un amplificateur optique

1.	Introduction	73
2.	Etablissement de modèle	73
2.1.	Cas générale d'un dopage avec une seule terre rare	73
2.1.1.	Cas de dopage avec l'erbium	74
2.1.1.1.	Probabilité d'émission	77
2.1.1.2.	Equation de population	78
2.1.1.3.	cas simplifié	79

2.1.2.	Le dopage avec néodyme	81
2.1.3.	Co-dopage erbium-ytterbium	82
3.	Phénomène parasites	84
3.1.	Les émissions spontanées amplifier (A.S.E)	84
3.1.1.	Le facteur de bruit	85
3.2.	Absorption à partir d'un état excité	86
3.3.	Addition des phonon par transfert d'énergie	86
4.	Résultats et interprétations	87
4.1.	Variation de gain en fonction de longueur de guide	87
4.2.	Variation du gain en fonction de la puissance de pompe	89
4.3.	La variation de gain avec le dopage néodyme	90
4.4.	Variation du gain en fonction de rayon de guide	92
5.	Conclusion	93
	Conclusion générale	94
	Annexe : Programme du simulation sous Matlab	96
	Référence bibliographie	98

Liste des figures

Figure	Titre de la figure	Page
Figure 1.1	: La fibre optique	6
Figure 1.2	: fibre gradient et saut d'indice	7
Figure 1.3	: Représentation géométrique d'un mode guidé.	8
Figure 1.4	: la propagation dans un fibre à gradient d'indice.	9
Figure 1.5	: L'atténuation dans la fibre de silice	11
Figure 1.6	: la dispersion chromatique en fonction de λ	12
Figure 1.7	: Dispersion de mode de polarisation 'PMD'	13
Figure 1.8	: Spectre de gain Raman en fonction de l'écart spectral entre la pompe et le signal	16
Figure 1.9	: Bande passante d'un amplificateur électronique	17
Figure 1.10	: Système d'amplification électronique dans un système optique	18
Figure 2.1	: Principe de l'amplification optique	20
Figure 2.2	: Phénomène d'absorption	22
Figure 2.3	: Phénomène d'émission spontanée	23
Figure 2.4	: Phénomène d'émission stimulé	24
Figure 2.5	: Transfert d'énergie résonant avec retour à l'état fondamental.	26
Figure 2.6	: Transfert d'énergie assiste par émission de phonons.	27
Figure 2.7	: Transfert d'énergie assiste par absorption de phonons.	27
Figure 2.8	: Processus d'up conversion	28
Figure 2.9	: Différents types de guides d'ondes	29
Figure 2.10	: Optique Intégrée sur Silicium 1	31
Figure 2.11	: Optique Intégrée sur Silicium 2	32
Figure 2.12	: le spectre d'émission des matériau semi-conducteurs	37
Figure 2.13	: Amplificateur à semi-conducteur	37
Figure 2.14	: Structure d'un amplificateur optique à semi conducteur SOA	39
Figure 2.15	: Représentations schématiques des diffusions Raman	40
Figure 2.16	: Amplificateur a fibre dopée	41
Figure 2.17	: Structure d'un amplificateur optique intégré sur verre	42
Figure 3.1	: Transitions vitreuse	45
Figure 3.2	: : Présentation de la structure d'un oxyde A_2O_3 , (a) : À l'état cristallin ; (b) : À l'état vitreux.	46

Figure 3.3	: Rupture d'une liaison Si—O par introduction d'une molécule Na ₂ O dans le réseau de silice.	48
Figure 3.4	: Illustration des différentes levées de dégénérescence dans le cas de l'ion Er ³⁺ . ΔE correspond à l'ordre de grandeur de l'écart énergétique entre niveaux.	53
Figure 3.5	: Les niveaux d'énergie de l' Erbium.	56
Figure 3.6	: Schéma du transfert d'énergie de l'ytterbium vers l'erbium	57
Figure 3.7	: Le diagramme d'énergie de néodyme	58
Figure 3.8	: Les populations des sous-niveaux Stark suivent la loi de Boltzmann: les sous- niveaux les plus bas, sont les plus peuplés.	63
Figure 3.9	: NDFA intégré sur un couche mince de LaF ₃	71
Figure 4.1	: Diagramme d'énergie général.	73
Figure 4.2	: Les niveau d'énergie de l'erbium	74
Figure 4.3	: Diagramme d'énergie de l'erbium.	75
Figure 4.4	: Diagramme d'énergie du néodyme dans le verres phosphate	81
Figure 4.5	: Diagramme d'énergie du co-dopage erbium-ytterbium.	82
Figure 4.6	: Variation de gain autours 1.5 μm pour un amplificateur dopée erbium pompé par 50 mW, en fonction de longueur de guide pour les différentes rayons	88
Figure 4.7	: Variation du gain en fonction de la puissance de pompe pour des différentes concentration de dopant dans un guide d'onde de verre de phosphate dopée erbium de 0.1m de long.	89
Figure 4.8	: : La variation de gain en fonction des puissances de pompe pour les différentes concentration avec le dopage néodyme	90
Figure 4.9	: Le seuil de gain avec le dopage erbium et néodyme	91
Figure 4.10	: Gain en fonction de la puissance de pompe pour les différentes rayon de guide.	93

Liste des tableaux

Tableau	Titre du tableau	Page
Tableaux 3.1	: Quelques exemples des valeurs T_G des verres.	45
Tableaux 3.2	: Topologie des ions dans un verre d'oxyde	47
Tableaux 3.3	: Intensité de champ de divers cations.	49
Tableaux 3.4	: Configuration électronique des ions terres rares.	52
Tableaux 3.5	: Règle des transitions entre les états d'énergie	55
Tableaux 3.6	: Sections efficaces d'absorption dans le verre de phosphate.	61
Tableaux 3.6	: Sections efficaces d'absorption dans le verre de phosphate.	64
Tableaux 3.7	: Section efficace d'émission des différents terres rares dans un verre de phosphate d'après	65
Tableaux 3.8	: Bandes d'émissions de l'erbium à température ambiante dans différentes matrices de verres.	65
Tableaux 3.9	: Bandes d'émissions de néodyme à température ambiante dans différentes matrices de verres	65
Tableaux 3.10	: Section efficace d'émission de l'erbium et néodyme selon la matrice vitreuse.	66
Tableaux 3.11	: Énergie de phonon dans les verres.	66
Tableaux 3.12	: Évolution de la durée de vie en fonction de la concentration des ions terres rares	68
Tableaux 3.13	: Caractéristiques d'une sélection d'amplificateurs à 1,3 μm .	72
Tableaux 4.1	: Les différents paramètres de simulation.	87

Abréviations et acronymes

EDFA	: Erbium Doped Fiber Amplifier
NDFA	: Neodyme Doped Fiber Amplifier
EDWA	: Erbium Doped waveguide Amplifier
WDM	: Wavelength-Division Multiplexing
NF	: Noise Figure
dB	: Decibel
SNR	: Signal to Noise Ration
BER	: Bit Error Rate
ASE	: Amplifier Spontaneous Emission
PMD	: Polarisation Mode Dispersion
SOA	: Semiconductor Optical Amplifier
XPM	: Cross-Phase Modulation
GVD	: Group Velocity Dispersion
FWM	: Four Wave Mixing
FOPA	: Fiber Optical Parametric Amplifier
SMF	: Single Mode Fiber

Introduction générale

Au cours des années de XX^{ème} siècle, les outils de communication se sont formidablement développés pour répondre à l'augmentation des trafics dans les systèmes de télécommunication. Cette évolution se reflète dans l'émergence de la diode laser en 1962, elle a permis à la fibre optique de s'imposer comme un support de transmission, avec leur grande avantages:

- ✓ Grande vitesse de transport des signaux
- ✓ Grande capacité de transmission
- ✓ Insensibilité électromagnétique
- ✓ Faible perte de propagation (la première fibre avec des pertes acceptables (20 dB/km) et aujourd'hui les pertes au fibre de silice est diminuée à 0.2 dB/km, autour de la troisième fenêtre '1550 nm ' et 0.5 dB/km autour de 1330 nm).
- ✓ Insensibilité à la polarisation

Comme dans tous les système des transmissions l'amplification est nécessaire pour compenser les pertes du propagation, malgré que les pertes sont faibles dans les systèmes optiques mais, au bout de quelque dizaines de kilomètres de propagation et pour assurer le bon qualité, le signal doit être amplifié.

Jusqu'au milieu des années 90, l'amplification dans le système optique est réalisé électriquement: Le signal optique converti en un signal électrique, qui est amplifié, réformé, puis à nouveau converti en signal optique. L'insertion de ce module électronique dans un système de communication optique dégrade les performances, en générant du bruit, une sensibilité à la polarisation et une réduction de la bande passante.

L'amplification optique permet de remédier à cette limitation. Au milieu des années 80 des chercheurs de l'université de Southampton ont eu l'idée d'utiliser les fibres optiques en verre de silice dopé par des terres rares. Ces fibres amplifient les signaux qu'elles propagent lors qu'elles sont excitées par un rayonnement infrarouge.

Les ions terres rares sont ceux qui fluorescent dans les domaines spectraux utilisés pour les télécommunications. Ces longueurs d'onde ont été choisies pour limiter l'influence de l'atténuation et de la dispersion dans la fibre. Le minimum d'atténuation se situe autour de 1550 nm. Cette longueur d'onde a donc été choisie pour transporter l'information pour les longue distance (les liaisons transatlantiques). Ce domaine spectral est la troisième fenêtre des télécommunications. De plus la deuxième fenêtre de transmission '1330 nm' coïncide avec le second minimum d'atténuation, où la dispersion est nulle, elle est utilisée dans les réseaux locaux, où grande quantité d'information est transportée sur des courtes distances.

En 1986, la première réalisation d'une fibre dopée à l'erbium qui fluoresçait autour de 1550 nm, où l'année suivante [4], Mears obtient un gain de 28 dB à 1550 nm [1], dès lors de nombreuses études de recherche pour développer des amplificateurs à fibre dopée erbium. Et

en même temps de rechercher pour développer les fibres amplificatrices pour la deuxième fenêtre de télécommunication, les terres rares fluoresçaient autour 1330 nm sont le néodyme: Nd^{+3} , praséodyme: Pr^{3+} , Samarium: Sm^{3+} , Dysprosium: Dy^{3+} [4], mais le plus efficace pour cette fenêtre sont le néodyme: Nd^{+3} , et praséodyme: Pr^{3+} .

Cependant, un des inconvénients majeurs des amplificateurs à fibre est leur encombrement. Une partie de recherche s'est donc focalisé sur l'obtention de nouveaux amplificateurs optiques plus compacts. C'est les amplificateurs optiques intégrés. Trois substrats ont été principalement pour y réaliser des guides d'onde confinés:

- Le niobate de lithium (LiNbO_3)
- La silice déposée sur silicium
- Les verres

Ces substrats présentent des spécificités qu'on résume ci-dessous:

Le niobate de lithium:

Ce matériau présente des inconvénients pour l'obtention de bons amplificateurs optiques:

1. Indice de réfraction élevé (2.2), ce qui augmente les pertes par insertion avec la fibre optique [1.4.].
2. Les bandes d'émission et d'absorption des terres rares est spectralement fines.
3. La durée de vie de niveau métastable des ions terres rares est faible [1.4.].

Le principale avantage du niobate de lithium est de posséder la propriété non linéaire qui permet de réaliser de modulateur.

La silice sur silicium

Les guides obtenus ont des bonnes caractéristiques, mais le dopage doit être faible, sinon il se forme de agrégat. Ce qui contraient à réaliser des longs guides pour obtenir des gains importants.

Les verres

La technique d'échange d'ion permet d'obtenir de guides confinés sur un substrat de verres avec de faible perte de propagation (<0.1 dB/cm) [1.4.]. Les terres rares y ont de larges bandes d'émission, et aussi la durée de vie de niveau métastable est élevée et varie selon le type de verre. En outre, l'indice de verre est proche à celle de fibre de silice.

Les guides d'onde réalisés par échange d'ions dans les verres présentent donc suffisamment d'attrait pour réaliser des amplificateurs optiques intégrés.

On veut étudier les amplificateurs optiques intégrés sur un substrat de verre, Cette étude sera divisée en quatre chapitres comme suit:

Dans le premier chapitre on veut représenter un système de transmission par fibre optique, et on veut expliquer la nécessité des amplificateurs, et je peut présenter les contraintes d'utiliser un système électronique d'amplification dans un système optique.

Le deuxième chapitre concerne l'étude de la principe physique de l'amplification, et on rappelle les types les plus importants des amplificateurs optiques comme les amplificateurs optiques à semi conducteur et les amplificateurs à effet Raman et on discute les avantages et les inconvénients.

Le troisième chapitre sera dédié à l'étude de spectroscopie de terres rares dans les différents verres pour un bon choix de verres (matériaux actifs).

Enfin, une modélisation d'un amplificateur optique dopé erbium et néodyme et co-dopée erbium ytterbium, et on veut expliquer suivant les résultats obtenus l'influence des différents paramètres spectroscopies de terres rares sur le gain et l'efficacité de l'amplificateur.

Chapitre :01 Transmission par fibre optique

1. Introduction

Le premier câble coaxial reliant les deux côtés de l'Atlantique, posé en 1955, correspondait à 48 lignes téléphoniques[9].

Dans la deuxième partie du 20ème siècle, les outils de communication se sont développés de manière spectaculaire, pour répondre à l'augmentation du débit d'informations à transmettre. Le système de transmission par fibre optique est l'un des ces outils.

La fibre optique se révèle être un support très supérieur au câble en cuivre pour transmettre la masse considérable d'informations produites par notre société. Elle présente en effet une atténuation quasiment constante sur une très grande plage de fréquences (plusieurs milliers de GHz) et offre donc l'avantage de bandes passantes gigantesques permettant de faire face aux besoins en capacité exigés par l'accroissement du trafic, lié au développement des communications de données et d'internet.

L'amplification est l'un des fonctions nécessaire dans tout les système des transmission, elle est pour compenser les pertes le long du transmission. l'amplification dans les systèmes optique est gérer par des dispositif électronique au début. Mais telle système souffre des plusieurs contraintes.

Pour que les système des télécommunication par fibre optique répondent à l'augmentation des trafic induit par les grandes utilisation des moyens des télécommunication, il faut investir toute la bande de la fibre optique. L'utilisation des amplificateur électroniques limite cette bande passante. La solution appropriée pour ce problème est l'utilisation de système d'amplification optique, L'avènement des amplificateurs à fibre optique dopée aux terres rares et en particulier à l'erbium (EDFA pour Erbium Doped Fiber Amplifier) a rendu possible le dépassement de ces problèmes dès le milieu des années 1990[9].

2. Généralités sur les systèmes optiques

Un système optique de transfert de signaux nécessite une source qui est le plus souvent un laser semi-conducteur et un détecteur. Entre les deux, se trouvent une fibre optique acheminant les signaux et les composants permettant de modifier, régénérer et mélanger les signaux.

Dans une liaison point à point on trouve

2.1. Interface optique d'émission

Il est pour rôle de transformer le signal électrique en un signal optique. Il contient principalement le composant optoélectronique d'émission qui peut être un Laser.

2.2. Interface optique de réception

C'est l'interface qui converti le signal optique en un signal électrique, qui peut être un photodiode. Le support de transmission approprié de tel système est la fibre optique

2.3. Fibre optique

A partir de 1970 les télécommunications par fibre optique ne furent possibles qu'après l'invention du laser et les fibres commencèrent à remplacer les fils de cuivre . Surtout après avoir réussi une équipe (trois scientifiques de société Corning Glass Works) de fabriquer la première fibre avec des pertes acceptables (20 dB/km). Cette fibre était en mesure de transporter 65 000 fois plus d'information que le simple fil de cuivre traditionnel[9]. L'avantage des fibres optiques sur les fils de cuivre est énorme. Tout d'abord, les fibres permettent de transporter une grande quantité d'information en même temps, grâce à une grande largeur de bande. De plus, le signal est beaucoup moins atténué (~100 fois moins), ce qui permet de limiter le nombre de répéteurs.

2.3.1. Les avantages de fibre optique

La fibre optique caractérisé par un poids faible par rapport un fil de cuivre, et aussi l'information n'est plus transmise sous forme électrique, mais lumineuse donc la vitesses de transmission très élevées.

Perte de signal sur une grande distance bien plus faible que lors d'une transmission électrique dans un conducteur métallique. La bande passante est généralement bien supérieure à celle que l'on peut obtenir avec un câble électrique.

Un des avantages de fibre optique est très intéressent c'est l'insensibilité aux interférences extérieures (proximité d'un câble à haute tension, par exemple), La fibre est d'abord un diélectrique. Ce qui veut dire qu'elle ne contient pas de charges libres (le verre est isolant par exemple) et qu'il est ainsi impossible de produire un courant d'électrons en la plongeant dans un champ magnétique . En revanche, elle contient des dipôles électriques qui peuvent modifier l'orientation d'un champ électrique : c'est le phénomène de polarisation.

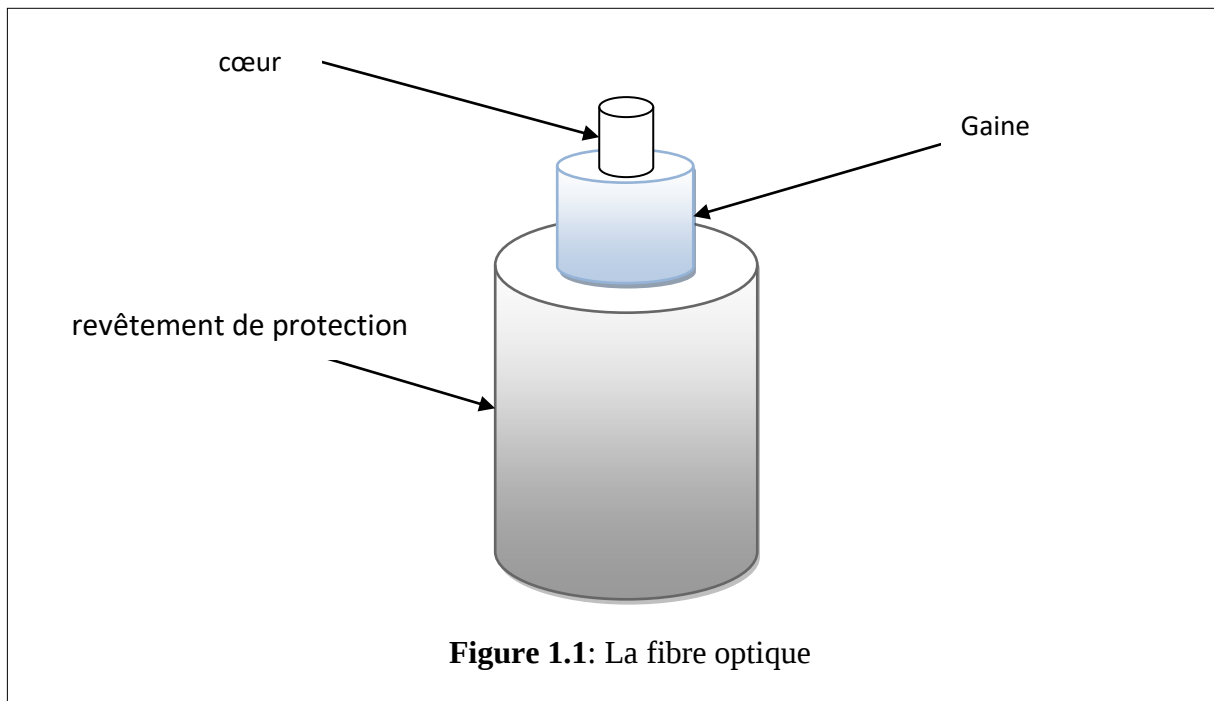
Quelles performances peut-on en attendre ?

On peut atteindre des centaines de Méga bits par seconde avec une fibre optique, comparable à ce que l'on sait faire avec du cuivre, au record actuel détenu par Alcatel: 10,2 Tbit/s (10200 Gbit/s), sur une distance de 100 kilomètres. Un autre record: 3 Tbit/s (3 000 Gbit/s), sur une distance record de 7 300 kilomètres[12].

Le seul problème, c'est le rayon de courbure minimum qui la rend assez peu souple d'emploi pour les installations.

2.3.2. Structure d'une fibre optique

La fibre optique la plus simple est obtenue à partir d'un tube et d'une barre de verre montés concentriquement de matériaux diélectriques (silice, plastique) d'indices de réfraction différents. L'ensemble est chauffé pour assurer l'homogénéité. Alors il suffit d'un barreau de verre d'un mètre de longueur et de 10cm de diamètre pour obtenir une fibre monomode de 150 km de longueur. Au final, le diamètre de la fibre est d'environ 10µm et le cœur d'indice n_1 est placé au centre d'une gaine optique d'indice n_2 ($n_2 < n_1$) appelée « manteau » (cladding). Par ailleurs cette gaine en verre et de protection extérieure, permet un meilleur vieillissement (contrainte mécanique, humidité ...), et elle est à son tour enrobée d'un revêtement de protection (230 µm) (figure 1.1). Le câble final peut être composé d'un ou de plusieurs brins [12.11].



On appelle profil d'indice la variation de l'indice de réfraction suivant une coupe transversale de la partie optique de la fibre. Les deux types de profil couramment utilisés sont les profils à saut d'indice et à gradient d'indice.

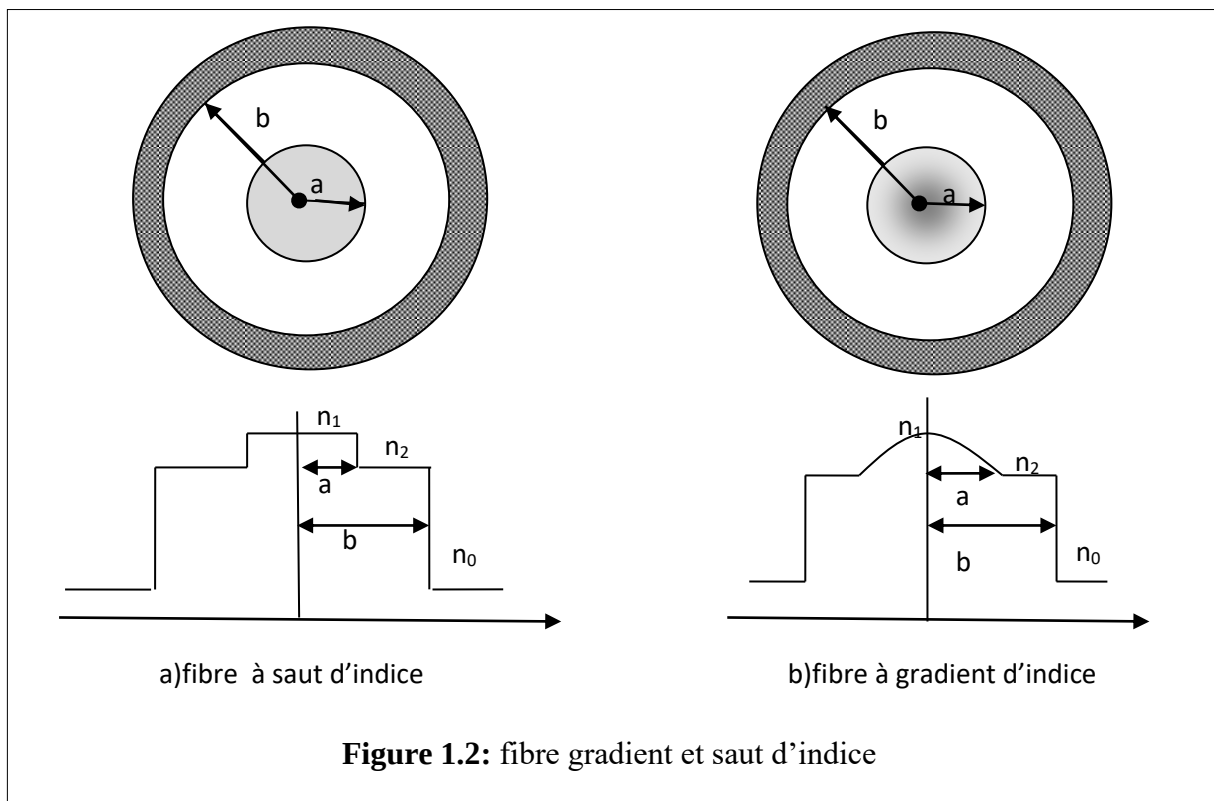
2.3.3. Propagation de la lumière dans un guide optique

Le principe de la propagation de la lumière dans des guides peut être traité dans une première approche par la théorie des rayons, issue de l'optique géométrique, et dans une seconde approche, par l'optique ondulatoire décrite par les équations de Maxwell.

2.3.3.1. Description de la propagation par l'optique géométrique

L'optique géométrique permet de résoudre en première approximation le problème de la propagation de la lumière dans les guides d'onde (réflexion totale interne).

La forme simple d'un fibre optique est constitué d'un cylindre de silice (cœur) être entouré par gaine d'indice de réfraction moins du cœur, à cause de change brusque de l'indice entre le cœur et le gaine, la fibre est nommé fibre à saut d'indice, dans un autre type de fibre, qui s'appelle fibre à gradient d'indice où l'indice de cœur est augmenté progressivement, le deux type montrer sur la figure 1.2.



A. Fibre à saut d'indice

La réflexion des rayons lumineux entrant un fibre a saut d'indice est décrire par la relation suivante[12.9] :

$$n_0 \sin \theta_i = n_1 \sin \theta_t \quad (1.1)$$

la réflexion totale est véritable si l'angle ou frontière la région cœur/gaine est supérieure ou égale l'angle critique ϕ_c qui donne comme suivante[12] :

$$\sin \phi_c = \frac{n_2}{n_1} \quad (1.2)$$

Tout les rayons ayant des angle $\phi > \phi_c$ peuvent refléter totalement à l'intérieure du cœur.

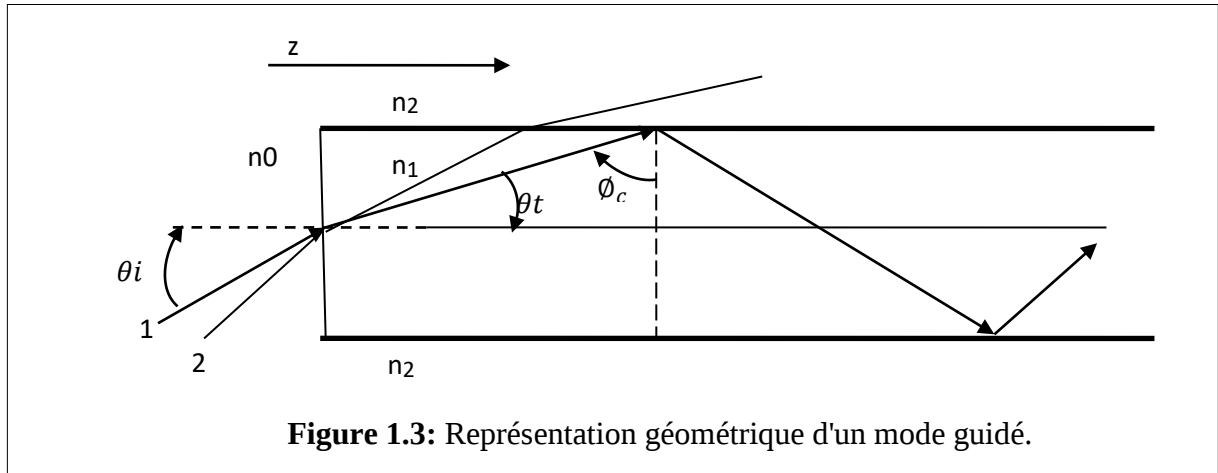


Figure 1.3: Représentation géométrique d'un mode guidé.

On utilise les équation (I.1), (I.2) pour déterminé l'angle maximale à l'entrer de la fibre pour un mode guidé, on introduire : $\theta_t = \frac{\pi}{2} - \phi_c$ dans l'équation (I.1) et on utilise l'équation(I.2) on obtient(ouverture numérique) :

$$NA = n_0 \sin \theta_{i,Max} = n_1 \cos \phi_c = (n_1^2 - n_2^2)^{\frac{1}{2}} \quad (1.3)$$

Si on considère un fibre optique avec les données suivantes : $n_1=1.48$, $n_2=1.46$, l'ouverture numérique $NA=0.242$, et l'angle d'incidence maximale $\theta_{i,Max} = 14^\circ$ ($n_0=1$).

La lumière donc se propage dans la direction de l'axe z par réflexion totale ou partielle sur les deux interfaces limitant la structure guidante suivant les lois de Snell-Descartes. Cette propagation est représentée sur la figure 1.3.

Cette condition implique donc l'existence d'une distribution angulaire discrète de guidage et génère par conséquent un nombre limité de rayons candidats à la propagation. On les appelle les modes guidés. Le nombre de modes guidés est d'autant plus important que la différence d'indice de réfraction entre le gaine et le cœur, ainsi que la largeur du guide sont grandes.

B. Fibre à gradient d'indice

La fibre à gradient d'indice est développée pour minimiser les effets de la dispersion intermodales, avec telle fibre l'indice de réfraction de cœur n'est pas uniforme, mais il diminue progressivement suivant les relations suivantes [12.11] :

$$n(r) = \begin{cases} n_1 \left[1 - \Delta \left(\frac{r}{a} \right)^\alpha \right], & r < a \\ n_1 [1 - \Delta] = n_2, & r \geq a \end{cases} \quad (1.4)$$

Avec : a est le rayon de cœur, $\Delta = \frac{n_1 - n_2}{n_1}$, α : constante. Si $\alpha = 2$, le profil d'indice est parabolique, la solution de cette équation est [12.11] :

$$r = h \sin \theta_0 \sin \left(\frac{z}{h \cos \theta_0} \right) \quad (1.5)$$

avec : $h = \frac{a}{\sqrt{2\Delta}}$, donc la trajectoire est sinusoïdale avec une amplitude $A = h \sin \theta_0$

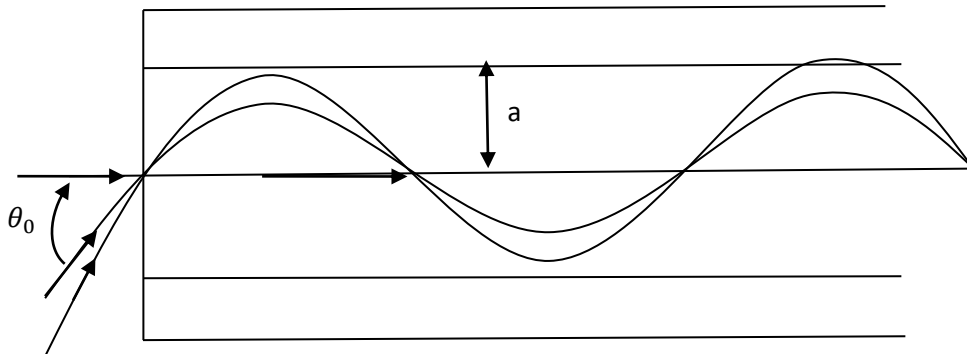


Figure 1.4: la propagation dans un fibre à gradient d'indice.

Donc dans un fibre à saut d'indice, l'indice de réfraction cœur/gaine présente une courbe parabolique avec un maximum au niveau de l'axe. Les rayons lumineux suivent un parcours sinusoïdal.

elles ont une capacité de transmission de données beaucoup plus élevée que les fibres à saut d'indice: 100 Mbits/s sur une distance de 100 km. La première génération de systèmes de télécommunications optiques à grande distance était basée sur des fibres à gradient d'indice.

2.3.3.2. Description de la propagation par l'optique ondulatoire

Contrairement à la théorie des rayons, cette approche prend en compte les déphasages induits lors des réflexions aux interfaces du guide ainsi que les effets liés à la longueur d'onde du signal.

Le rayon lumineux, se déplaçant selon la direction z du guide, correspond à une onde électromagnétique plane composée d'un vecteur champ électrique E et d'un vecteur champ magnétique H . Ces deux vecteurs sont perpendiculaires entre eux et à la direction z . Les champs sont liés par les équations de Maxwell qui, dans un diélectrique isotrope et sans perte, s'expriment comme suit [12.11]:

$$\text{rot } \vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial H}{\partial t} \quad (1.6)$$

$$\text{rot } \vec{H} = \varepsilon \frac{\partial E}{\partial t} \quad (1.7)$$

$$\text{div } \vec{E} = 0 \quad (1.8)$$

$$\text{div } \vec{H} = 0 \quad (1.9)$$

Avec μ_0 : perméabilité du vide

ε : permittivité diélectrique du milieu

Les solutions générales de ces équations sont des combinaisons linéaires de deux types de solutions :

- les modes transverses électriques TE (pas de champ électrique longitudinal, solution en E_y , H_x et H_z seulement)
- les modes transverses magnétiques TM, dont les polarisations sont orthogonales.

Les faisceaux polarisés rectilignement, TE ou TM, sont les seuls faisceaux qui conservent leur polarisation lors d'une réflexion totale ou partielle dans un guide. Un mode guidé sera donc forcément polarisé rectilignement sur l'une ou l'autre de ces deux polarisations.

2.3.4. Transmission dans la fibre optique

La transmission sur fibre optique est généralement soumise de plusieurs contraintes, on peut les classer en deux catégories : linéaire et non linéaire.

2.3.4.1. Les effets linéaire

A. L'atténuation

Durant la propagation dans la fibre optique le signal qui porte l'information est diminué exponentiellement suivant la formule suivante [12]:

$$p(Z) = p(0)e^{-\alpha Z} \quad (1.10)$$

$$\text{et } \alpha = \frac{10}{z} \ln \frac{p(0)}{p(z)}$$

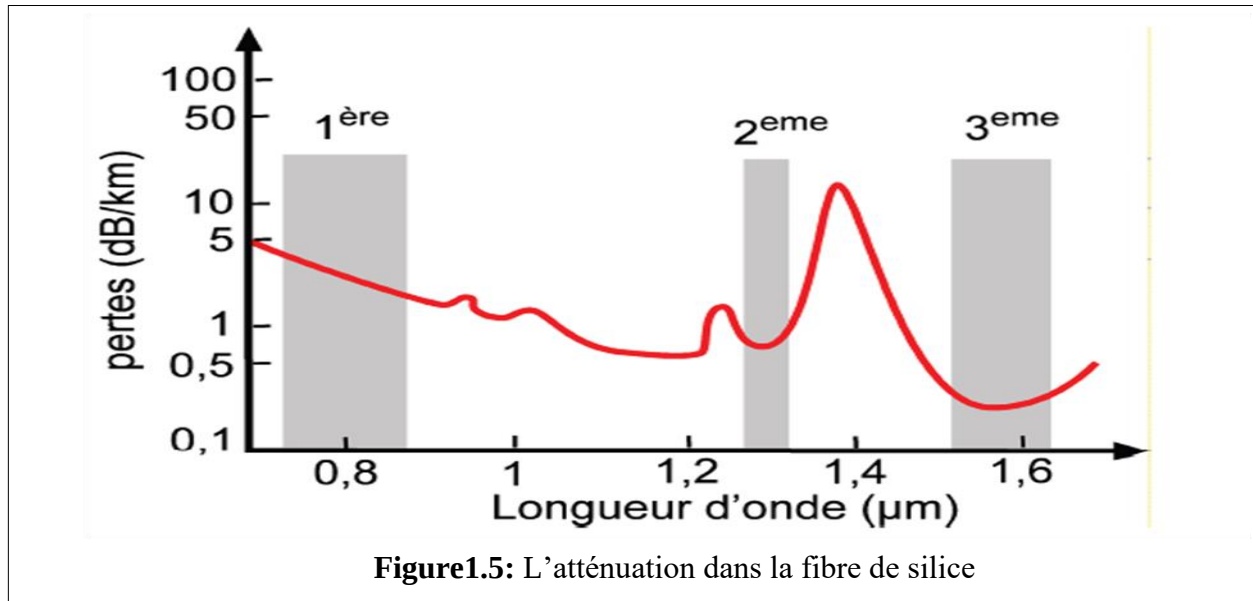


Figure1.5: L'atténuation dans la fibre de silice

Cet affaiblissement n'est pas constante avec la fréquence du signal optique à transmettre. On définit comme fenêtres de transmission les intervalles de longueur d'onde où l'affaiblissement varie peu est présent un maximum local. Les télécommunications dépendent directement des caractéristiques de cette fibre de silice. L'atténuation en dB/Km est représentée ci-dessous pour cette fibre en fonction de la longueur d'onde.

On voit les trois fenêtres de prédiction des télécommunications par fibre optique

- La région des 800nm.
- La région des 1330 nm.
- La région des 1550 nm.

Ces fenêtres sont séparées par des pics d'absorptions provenant des ions -OH qui proviennent des molécules d'eau intervenant lors de la fabrication de la fibre. Les fibres peuvent être utilisées pour la transmission essentiellement dans deux fenêtres en longueur d'onde, qui correspond à la fenêtre du minimum d'atténuation :

- La « fenêtre à 1300 nm » qui a une largeur de bande de 50 nm et une atténuation moyenne d'environ 0,4 dB/km.
- La « fenêtre à 1550 nm » qui a une largeur de bande de 100 nm et une atténuation moyenne d'environ 0,2 dB/km.

Une utilisation universelle pour les télécommunications de longues distances et à haut débit, grâce à la faible atténuation dans la fenêtre de [1550nm], elle permet d'espacer bien davantage les coûteux régénérateurs et/ou amplificateurs nécessaires pour la compensation de l'atténuation dans la fibre de ligne. D'où l'intérêt pour les amplificateur optiques.

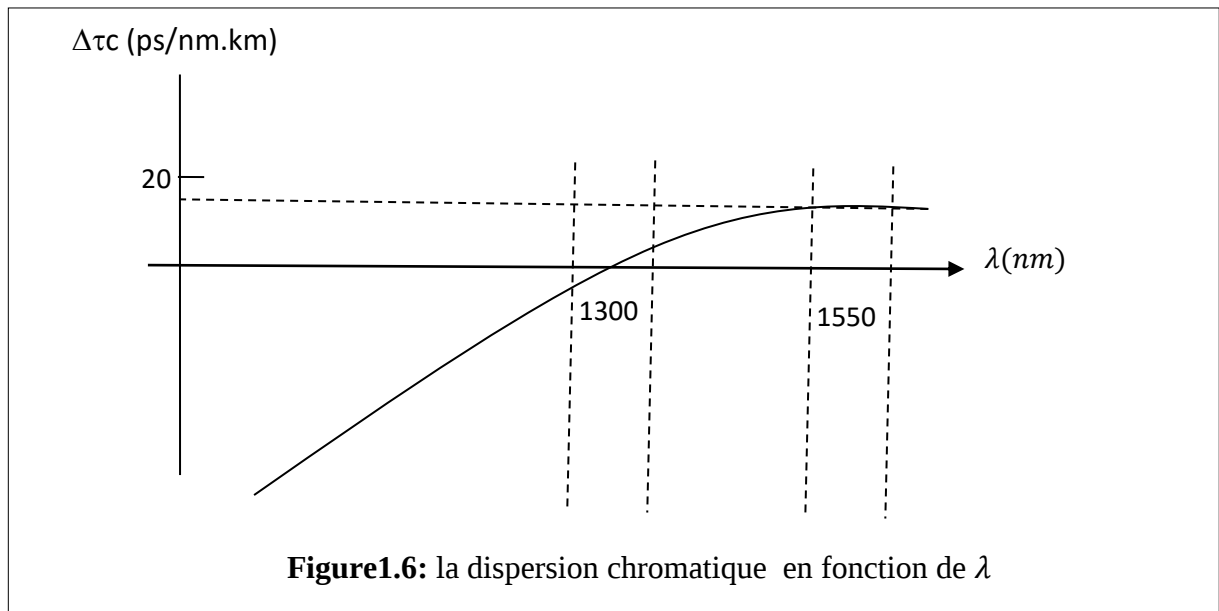
B. Dispersion chromatique

La dispersion chromatique se manifeste par un élargissement des impulsions au cours de leur propagation, Il est crée un élargissement $\Delta\tau_c$ au bout d'une longueur L de fibre[12] :

$$\Delta\tau_c = D_c L \Delta\lambda \quad (1.11)$$

avec $\Delta\lambda$ largeur spectrale de la source. D_c coefficient de dispersion chromatique, dépend des paramètres de la fibre et de la longueur d'onde.

La figure 1.6, montre un graphe de dispersion chromatique (en ps/nm.km), en fonction de λ (en nm), dans la fibre de silice et sur les régions proche de l'infrarouge, la dispersion est: négative aux longueurs d'ondes courtes, nulle à la longueur d'onde à peu près de 1,3 μm , et positive aux longueurs d'onde plus larges. Dans une fibre monomode standard, le coefficient de dispersion chromatique est à peu près de ± 4 ps/nm.km à une longueur d'onde de 1,3 μm , et à peu près de 17 ps/nm.km à une longueur d'onde de 1,55 μm .



C. Dispersion de mode de polarisation

On vient de voir que les fibres optiques sont conçues de façon à ce que les ondes ne se propagent que dans un seul mode. Leur énergie est équi-répartie sur les deux directions transverses par rapport au sens de propagation. En pratique, du fait des défauts de fabrication et de contraintes mécaniques ou thermiques, la fibre perd sa symétrie de révolution et les directions transverses ne sont plus équivalentes. On peut considérer qu'elles acquièrent des indices de réfraction différents auxquels sont associées des vitesses de propagation.

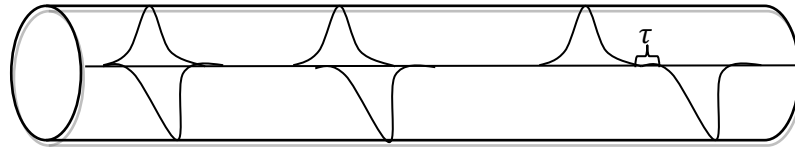


Figure 1.7: Dispersion de mode de polarisation ‘PMD’

différentes. Ce phénomène peut être décrit comme une biréfringence. Deux modes distincts peuvent donc se propager avec des états de polarisation respectivement parallèles à chacun des axes propres comme représenté en Figure 1.7. On parle de dispersion de modes de polarisation.

Par ailleurs, la dissymétrie de la fibre n’est pas constante. Elle varie dans le temps et le long de la fibre de façon aléatoire. La fibre se comporte alors comme une succession de lames biréfringentes dont les axes de biréfringence sont orientés aléatoirement. On appelle PMD (‘Polarization Mode Dispersion’) la moyenne sur le temps ou sur les longueurs d’onde de la différence de temps de propagation induite par ce phénomène. La PMD s’exprime en $\text{ps.km}^{1/2}$ [12].

2.3.4.2. Les effets non linéaire

Les systèmes de télécommunication sur fibre optique sont conçus dans l’hypothèse d’une transmission linéaire, les effets non-linéaires sont alors des effets parasites qui dégradent les performances quand les puissances véhiculées deviennent élevées. Aujourd’hui les systèmes de transmission à haut débit et grande distance utilisent des amplificateurs de puissance à l’émission, ce qui conduit à des puissances injectées dans la fibre très élevées et des effets non-linéaires non négligeables.

A. Polarisation non linéaire

Même si la silice ne fait pas partie des éléments fortement non linéaires, les fibres optiques peuvent être le lieu de phénomènes non linéaires très efficaces du fait du confinement de la lumière sur une faible surface et d’une longueur d’interaction importante. Lorsqu’une fibre optique est exposée à un champ optique de forte intensité, ses propriétés optiques sont modifiées. Le vecteur polarisation dépend alors du champ électrique de l’onde optique de façon non linéaire. La polarisation s’exprime en fonction du champ électrique selon l’équation suivantes [23.27.28]:

$$\vec{p} = \epsilon_0 \chi^{(1)} \cdot \vec{E} + \epsilon_0 \chi^{(2)} \cdot \vec{E}\vec{E} + \epsilon_0 \chi^{(3)} \cdot \vec{E}\vec{E}\vec{E} \quad (1.12)$$

avec ϵ_0 la permittivité du vide, x^j le tenseur de susceptibilité d'ordre j .

Le terme d'ordre 1 correspond aux effets linéaires, l'atténuation et la dispersion vues précédemment. Les effets non linéaires du second ordre sont quasiment inexistantes. La molécule d'oxyde de silice (SiO_2) étant centro-symétrique, le second ordre de la susceptibilité électromagnétique $x^{(2)}$ est négligeable dans le cadre de l'étude que nous allons mener. Par contre, le troisième ordre $x^{(3)}$ induit plusieurs effets non négligeables. Ces effets peuvent être classés en deux catégories. Soit ils sont dus à l'interaction du champ électrique avec les nuages électroniques du matériau et sont rassemblés dans l'effet Kerr, soit ils font intervenir les noyaux des atomes et les états de vibration du matériau et sont alors qualifiés d'inélastiques.

B. L'effet Kerr

l'effet Kerr est modélisé par la dépendance non linéaire de l'indice de réfraction à la puissance. L'indice de réfraction N s'écrit [9.12.23]:

$$N = n(w) + n_2 \frac{p}{A_{eff}} \quad (1.13)$$

où $n(w)$ est la partie de l'indice de réfraction responsable de la dispersion, n_2 l'indice de réfraction non linéaire, P la puissance optique (en W) et A_{eff} la surface effective de la fibre. Dans les fibres optiques à base de silice, n_2 vaut environ $2,7 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2 \cdot \text{W}^{-1}$ et on néglige sa dépendance à la longueur d'onde. En supposant que le champ est polarisé linéairement, il peut être relié à la susceptibilité par la relation suivante[23.28] :

$$n_2 = \frac{3}{8n} \text{Re}(x^3) \quad (1.14)$$

La non linéarité Kerr d'une fibre dépend à la fois de l'indice non linéaire et du confinement de la puissance optique, c'est-à-dire de l'aire effective. Ces deux paramètres sont généralement rassemblés en un seul, le coefficient non linéaire γ de la fibre, exprimé en $\text{W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$ par l'équation I.15. Pour une fibre à dispersion décalée standard, le coefficient non linéaire vaut $2 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$ et pour une fibre dite hautement non linéaire, il peut dépasser $20 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$. [23]

$$\gamma = \frac{2\pi n_2}{\lambda A_{eff}} \quad (1.15)$$

La constante de propagation β' dépend de la puissance optique, elle s'exprime suivant l'équation (1.16). Dans cette expression, on retrouve le terme linéaire dû à la dispersion, que l'on qualifie de phase linéaire et un terme fonction de la puissance présente dans la fibre qui correspond à la phase non linéaire. L'effet du coefficient non linéaire γ se traduit donc par un déphasage supplémentaire[9].

$$\beta(w, p) = N \frac{w}{c} + \frac{2\pi n_2}{\lambda A_{eff}} p = \beta(w) + \gamma \cdot p \quad (1.16)$$

L'influence de l'effet Kerr sur un signal optique peut s'observer au travers trois phénomènes différents : l'automodulation de phase, ou SPM pour 'Self Phase Modulation', la modulation de phase croisée, ou XPM pour 'Cross Phase Modulation' et le mélange à quatre ondes, ou FWM pour 'Four-Wave Mixing'.

L'automodulation de phase est la modification de la phase du signal sous l'effet de sa propre puissance. Par exemple, lorsqu'une impulsion lumineuse se propage, les variations dans son profil d'intensité induisent une variation de sa phase et donc de la fréquence de sa porteuse optique. L'automodulation de phase provoque donc un élargissement spectral des impulsions de forte intensité.

La modulation de phase croisée est un phénomène très similaire à l'automodulation de phase. Elle s'observe lorsque deux signaux distincts, de longueurs d'onde différentes, se propagent simultanément dans la fibre. La puissance d'un signal modifie l'indice de réfraction et donc les propriétés optiques du milieu dans lequel se propage également le second signal. Ainsi si un signal est modulé en intensité, l'indice de réfraction de la fibre se trouve également modulé ainsi que la phase du second signal.

Le mélange à quatre ondes se traduit également par la génération de nouvelles fréquences optiques. Si trois signaux de pulsation w_1 , w_2 et w_3 sont injectés dans une fibre, une quatrième onde peut être générée avec une pulsation w_4 qui vérifie la relation de conservation de l'énergie : $w_4 = w_1 + w_2 - w_3$. Par calcul du troisième terme de l'équation (1.12), on peut trouver de nombreux autres produits d'intermodulation. Cependant, pour que la génération de ces ondes soit efficace, les quatre ondes intervenant doivent respecter une condition d'accord de phase. Lorsque deux des quatre ondes, ou plus, ont la même pulsation optique, le mélange à quatre ondes est qualifié de dégénéré. L'amplification paramétrique repose sur cet effet non linéaire et consiste à rendre le processus de mélange à quatre ondes très efficace en maintenant l'accord de phase tout au long de la propagation[9.12.23].

C. Effet Raman et Brillouin

La seconde catégorie des effets non linéaires intervenant dans une fibre optique regroupe l'effet Brillouin et l'effet Raman. Ce sont des phénomènes inélastiques pour lesquels le milieu de propagation joue un rôle actif. Lorsque la fibre est soumise à une onde de forte intensité, appelée pompe, de fréquence ω_p , les molécules vont acquérir une certaine énergie E qui correspond à un de leurs états de vibrations. Les photons de pompe vont donc perdre cette énergie et leur fréquence sera décalée vers les basses fréquences. L'effet Raman et l'effet Brillouin sont tout à fait similaires, la principale différence réside dans les états de vibrations excités. Pour l'effet Raman, l'énergie des états de vibrations correspond à des phonons optiques, de fréquence 12 THz, alors que pour l'effet Brillouin, il correspond à des phonons acoustiques, de fréquence 11 GHz. Ces deux effets proviennent d'une interaction entre le champ optique et les mouvements des atomes de silice. Ils ont donc des temps de réponse plus longs que l'effet Kerr[28].

Pour l'effet Raman, une pompe peut céder son énergie à des fréquences inférieures de 12 THz et sur une bande spectrale d'environ 10 THz. Les ondes générées par effet Raman se

propagent dans le même sens que la pompe ou dans le sens contraire. Cet effet est utilisé dans les amplificateurs Raman pour obtenir un gain large bande comme représenté en Figure 1.8.

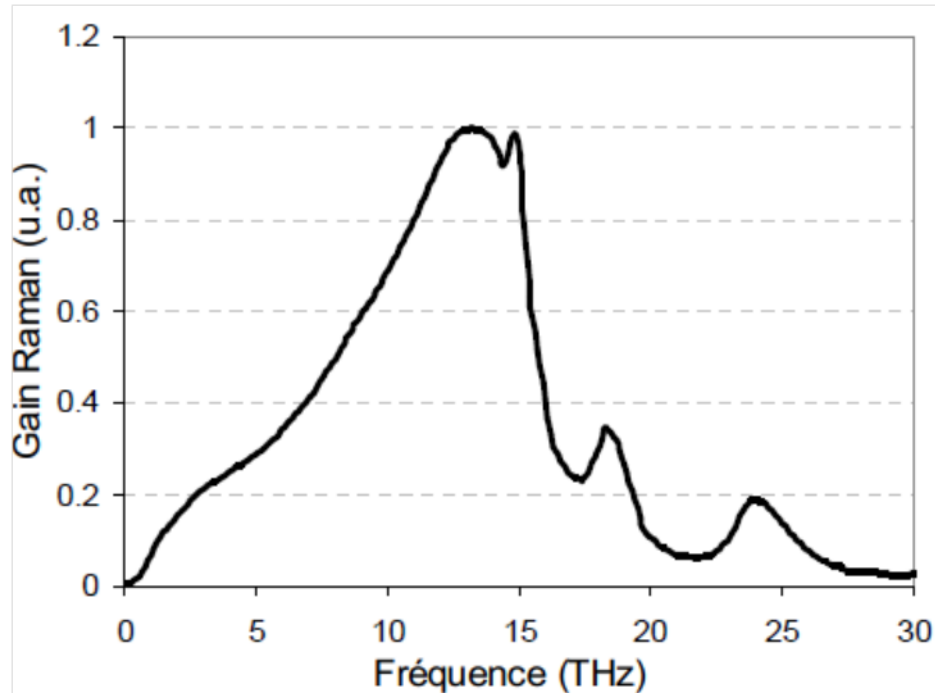


Figure 1.8: Spectre de gain Raman en fonction de l'écart spectral entre la pompe et le signal[30]

3. L'amplification dans un système de transmission optique

les informations sont transmises sur de très longues distances. Elles sont soumises à de multiples effets qui dégradent le signal (atténuation, élargissement,...). C'est pourquoi tout au long de la ligne des répéteurs sont positionnés afin de régénérer le signal .

Jusqu'au début des années 1990, l'amplification dans les lignes optique longues distances était assurée par des dispositifs électroniques.

3.1. Les amplificateurs électronique dans un système optique

3.1.1. Principe de fonctionnement

Un amplificateur électronique utilise un ou plusieurs composants actifs (transistor ou tube électronique) afin d'augmenter la puissance électrique du signal présent en entrée. Les composants actifs utilisés dans les amplificateurs électroniques permettent de contrôler leur courant de sortie en fonction d'une grandeur électrique (courant ou tension), image du signal à amplifier. Le courant de sortie des composants actifs est directement tiré de l'alimentation de l'amplificateur. Suivant la façon dont ils sont implémentés dans l'amplificateur, les

composants actifs permettent ainsi d'augmenter la tension et/ou le courant du signal électrique d'entrée.

Les amplificateurs peuvent être conçus pour augmenter la tension (amplificateur de tension), le courant ou les deux (amplificateur de puissance) d'un signal. Les amplificateurs électroniques peuvent être alimentés par une tension simple (une alimentation positive ou négative) ou une tension symétrique (une alimentation positive ou une négative).

Les amplificateurs sont souvent composés de plusieurs étages disposés en série afin d'augmenter le gain global. Chaque étage d'amplification est généralement différent des autres afin qu'il corresponde aux besoins spécifiques de l'étage considéré. On peut ainsi tirer avantage des points forts de chaque montage tout en minimisant leurs faiblesses.

3.1.2. Bande Passante

L'un des inconvénient majeur d'amplification électronique dans un système optique la limitation de la bande passante des amplificateurs électronique

La « **bande passante à -3 dB** » d'un amplificateur est la gamme de fréquences où le gain en tension de l'amplificateur est supérieur au gain maximum moins trois décibels. La **bande passante** est habituellement notée B ou BP. Occasionnellement on rencontre des bandes passantes plus larges, par exemple la bande passante à -6 dB, gamme de fréquences où le gain en tension est supérieur à la moitié du gain maximum.

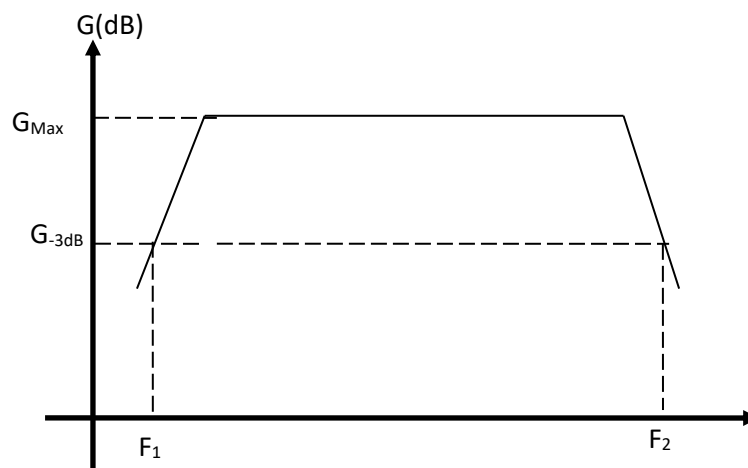
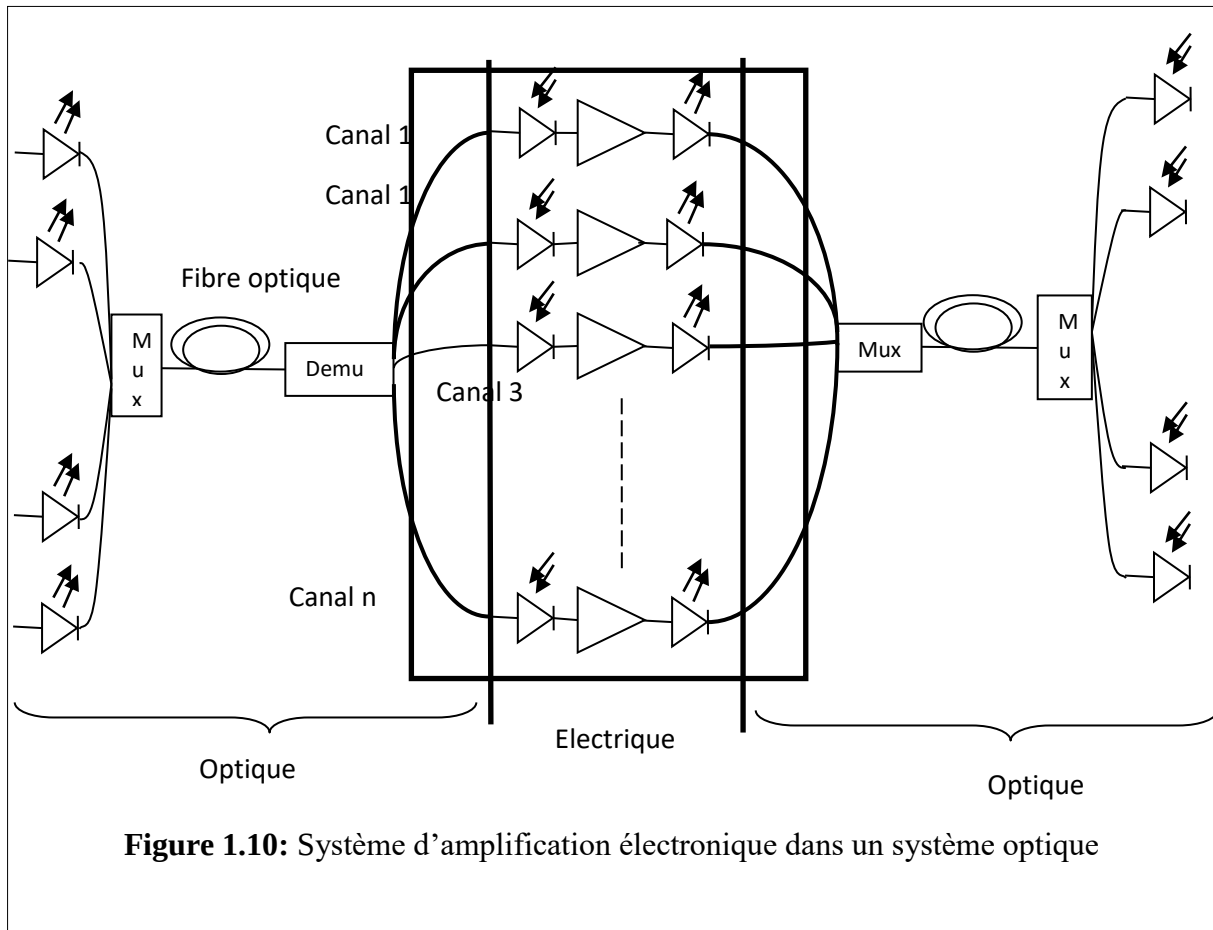


Figure1.9: Bande passante d'un amplificateur électronique

Dans un système d'amplification électronique on a la nécessité de convertir le signal optique en un signal électrique puis reconvertir après l'amplification en un signal optique amplifié, avec telle système on a le besoin de photodiode et de laser. Aussi l'amplificateur



électronique ne peut amplifier qu'une gamme de fréquence limitée devant la bande de fibre optique, on utilise donc des amplificateurs électroniques pour chaque canal fréquentielle comme l'indique sur la figure 1.10.

Avec un système d'amplification électronique il fallait donc :

- Démultiplexer les canaux.
- Détecter le signal avec un photodiode par canal.
- Amplifier électriquement chaque canal.
- Convertir chaque canal en signal optique avec un Laser par canal.
- Rémultiplexer les signaux.

On voit bien que plus le nombre de canaux est important et plus les répéteurs électroniques deviennent quelque chose de complexe et dont les coûts vont s'accroître notablement. Conceptuellement, aucun circuit électrique ne sait traiter une bande passante de plusieurs THz.

4. Conclusion

Jusqu'aux années 80, l'utilisation d'amplificateurs était purement électroniques. Le signal est donc converti (optique-électrique O/E . Et reconvertir électrique-optique (E/O)). Ce type de répéteurs emploie des circuits électroniques ultra rapides, donc très coûteux et complexes à mettre en œuvre, pour pouvoir gérer le nombre de canaux qui croît régulièrement pour augmenter les débits de transmission, surtout à de telles vitesses de fonctionnement. Les systèmes actuels utilisent des répéteurs purement optiques, facile à mettre en œuvre et permettant d'effectuer cette tâche à la « vitesse optique ».

Chapitre :02 Principe physique d'amplification

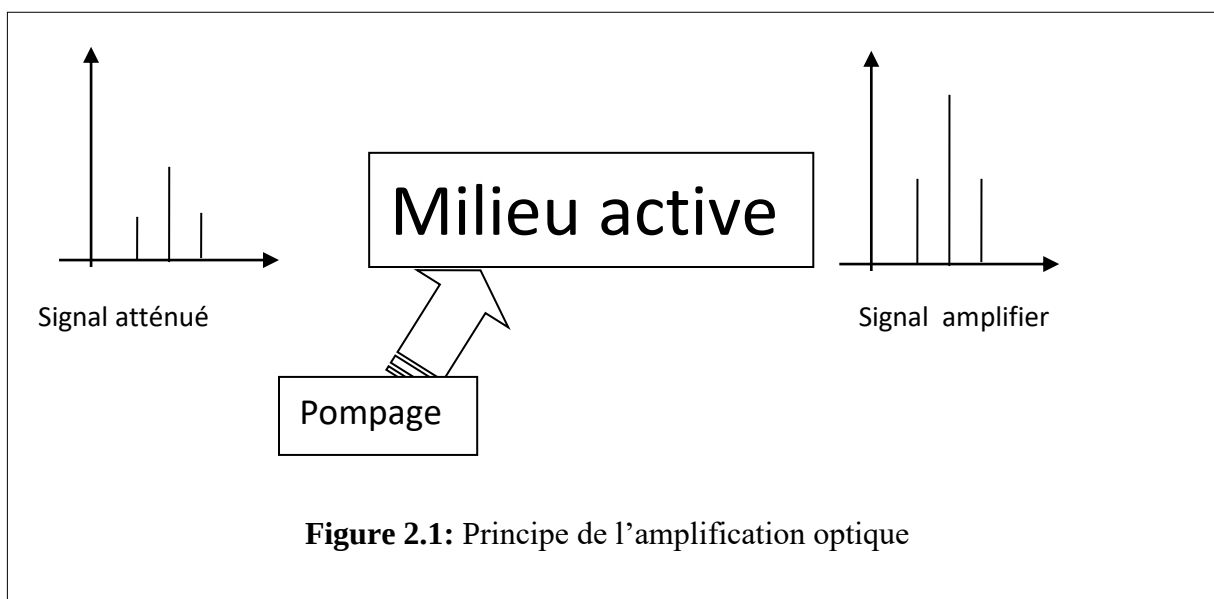
1. Introduction

Dans les années 80, la première ligne de télécommunication sous-marine, très longue distance, par fibre optique a été expérimentée. La première liaison commerciale est, quant à elle, mise en œuvre durant l'année 1986. Les premiers répéteurs sont alors principalement constitués de circuits électroniques nécessitant la conversion optique/électronique en entrée puis la régénération électronique/optique en sortie du signal optique transmis. Ces répéteurs sont responsables de l'introduction d'un bruit non négligeable dans les transmissions des signaux optiques constituant une limitation de la distance de transmission, sans répéteur, due à la sensibilité du récepteur au rapport signal/bruit. De plus, les circuits électroniques utilisés, par la nécessité de la conversion des informations transmises, limitent nécessairement le débit de transmission possible.

L'évolution technologique, dans les années 90, a permis l'avènement des répéteurs ou amplificateurs de seconde génération "tout optique". La transmission du signal ne nécessite donc plus aucune conversion électronique-optique favorisant ainsi l'évolution vers un routage "tout optique" du signal incident. Ce type de transmission a largement bouleversé le domaine des télécommunications car celle-ci permet d'envisager des débits et des distances de transmission jusque-là difficilement accessibles.

2. Principes physiques d'amplification optique

Dans toutes les amplificateurs optique, l'amplification est un résultat de l'interaction entre le signal, pompe et le milieu active du dispositif d'amplification.



Les amplificateurs optique et en particulier les amplificateurs à fibre dopée qu'on va étudier est un résultat de dopage d'un tronçon de fibre optique par les ions terres rares comme l'erbium, néodyme. On utilise les élément terres rares en raison de leur nombreuse transition dans le visible et l'infrarouge, par exemple les raies d'absorption de l'erbium est autour de 980 et 1480 (on note qu'un laser émettant ces longueurs d'onde sont disponibles) et l'émission autour de 1550 qui coïncide au troisième fenêtre de télécommunication(l'atténuation est le minimum).

Dans ce type des amplificateurs optique l'amplification est un produit résultant de l'interaction des photons des pompe avec le milieu active qui contient les ions terres rares.

2.1. Les transitions électroniques

A l'origine du phénomène d'amplification optique se trouve l'interaction des ions terres rares avec un rayonnement électromagnétique. Cette interaction donnera naissance à des transitions entre les différents niveaux d'énergie des ions, qui peuvent être classifiées en deux catégories suivant le fait qu'elles soient accompagnées ou non par l'échange d'un photon (quantum d'énergie lumineuse):

- Transitions radiatives;
- Transitions non radiatives;

Par la suite on va passer en revue les principaux mécanismes appartenant à chacune de ces deux catégories de transitions et qui sont susceptibles d'avoir quelque influence sur la réalisation de l'amplification optique dans les verres.

Au cours de la propagation dans le matériau, les photons peuvent subir deux importants phénomènes par les ions terres rares : absorption ou émission d'un photon, ce sont donc des mécanismes radiatifs [3]. En plus on va étudier ces mécanismes plus en détail en commençant par :

2.1.1. Les transitions radiatives

A. Absorption

Soit un rayonnement électromagnétique d'énergie $E = h\nu$, traversant un matériau dans lequel sont incorporés des ions de terre rare ; un ion peut absorber un photon et faire passer ses électrons d'un niveau fondamental E_1 vers un niveau existé E_2 , l'écart énergétique $E_2 - E_1$ correspondant à l'énergie E du photon (Figure 2.2).

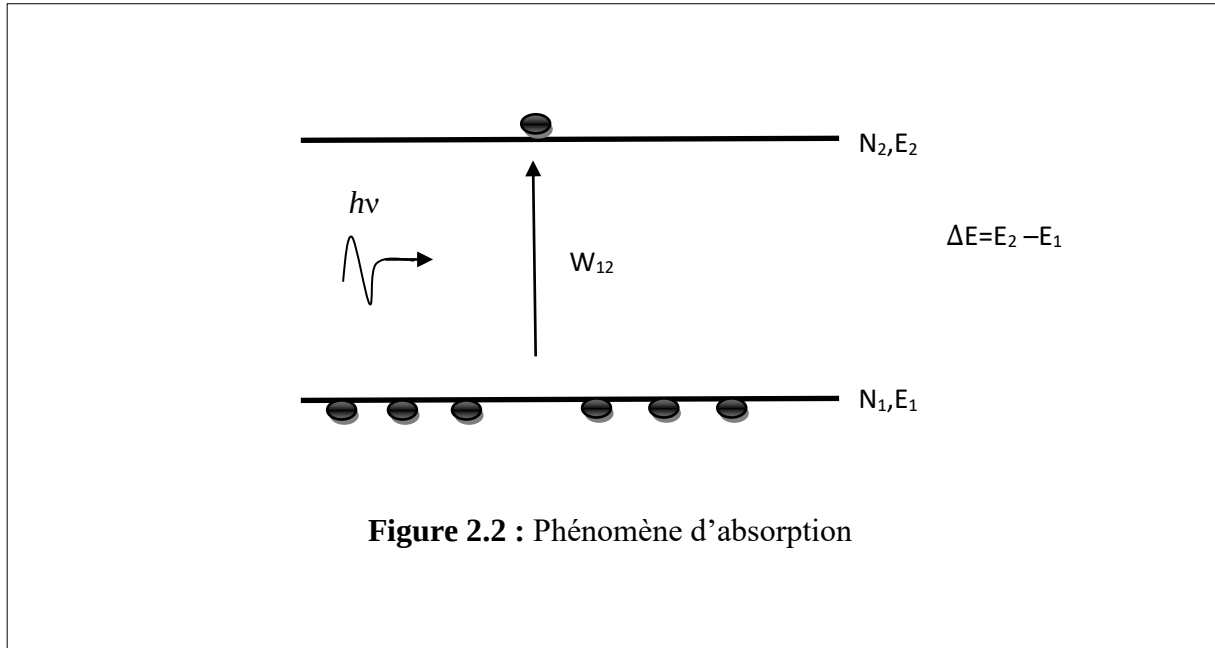
Plus l'énergie du photon est proche de l'écart $\Delta E = E_2 - E_1$, plus ce processus d'absorption est efficace.

N_1 représente la population du niveau fondamental, et N_2 la population du niveau excité, en ion par cm^3 . On peut alors écrire la variation de population des niveaux suivant la relation[1.2.3] :

$$\frac{dN_1}{dt} = -\beta_{12}\rho(\nu)N_1 \quad (2.1)$$

Avec β_{12} le coefficient d'Einstein et $\rho(\nu)$ la densité d'énergie en fonction de la fréquence du faisceau incident. On définit la probabilité de transition W_{12} en s^{-1} telle que [1.2.3]:

$$W_{12} = \beta_{12} \rho(\nu) \quad (2.2)$$



W_{12} peut aussi s'écrire en fonction de la section efficace d'absorption σ_{12} et de l'intensité du faisceau incident I :

$$W_{12} = \frac{\sigma(\nu)I}{h\nu} \quad (2.3)$$

La section efficace d'absorption σ_{12} est définie comme le coefficient de proportionnalité entre la probabilité d'absorption d'un photon et le nombre d'ions par unité de surface.

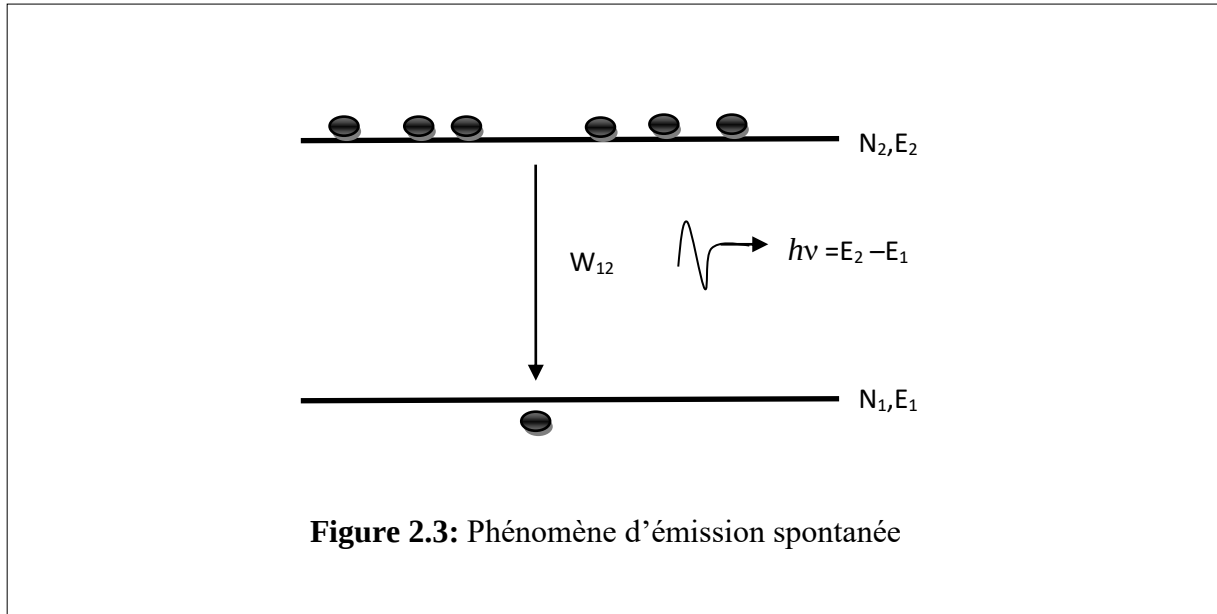
Les mesures de section efficace d'absorption peuvent se déduire à partir des enregistrements des spectres d'absorption. Ces mesures sont effectuées à l'aide d'un spectrophotomètre à deux faisceaux. Un faisceau de lumière blanche est envoyé sur un monochromateur afin de sélectionner la longueur d'onde λ puis séparé en deux faisceaux de même intensité ; le faisceau de référence d'intensité $I_0(\lambda)$ et le faisceau traversant l'échantillon d'intensité $I(\lambda)$. Les spectres sont enregistrés à échelle de densité optique $\rho(\lambda)$ telle que [1.2.3] :

$$\rho(\lambda) = \log \left[\frac{I_0(\lambda)}{I(\lambda)} \right] \quad (2.4)$$

B. Emission

B.1. Emission Spontanée

Les états stables ne sont pas des états excités, et au bout d'un certain temps l'électron qui se trouve sur un tel état tombe à l'état fondamental en émettant un photon (figure 3) .Il s'agit là du phénomène réciproque au phénomène d'absorption



La polarisation et la direction du photon émis sont aléatoires, mais son énergie est

$$h\nu = \Delta E = E_2 - E_1 \quad (2.5)$$

La variation de population des ions entre les niveaux d'énergie E_1 et E_2 peut s'écrire :

$$\frac{dN_1}{dt} = A_{21}N_2 = -\frac{dN_2}{dt} \quad (2.6)$$

A_{21} est le coefficient d'Einstein qui correspond à la probabilité d'émission spontanée par unité de temps. Il s'exprime en s^{-1} et est inversement proportionnel à la durée de vie radiative du niveau d'énergie E_2 [1.3] :

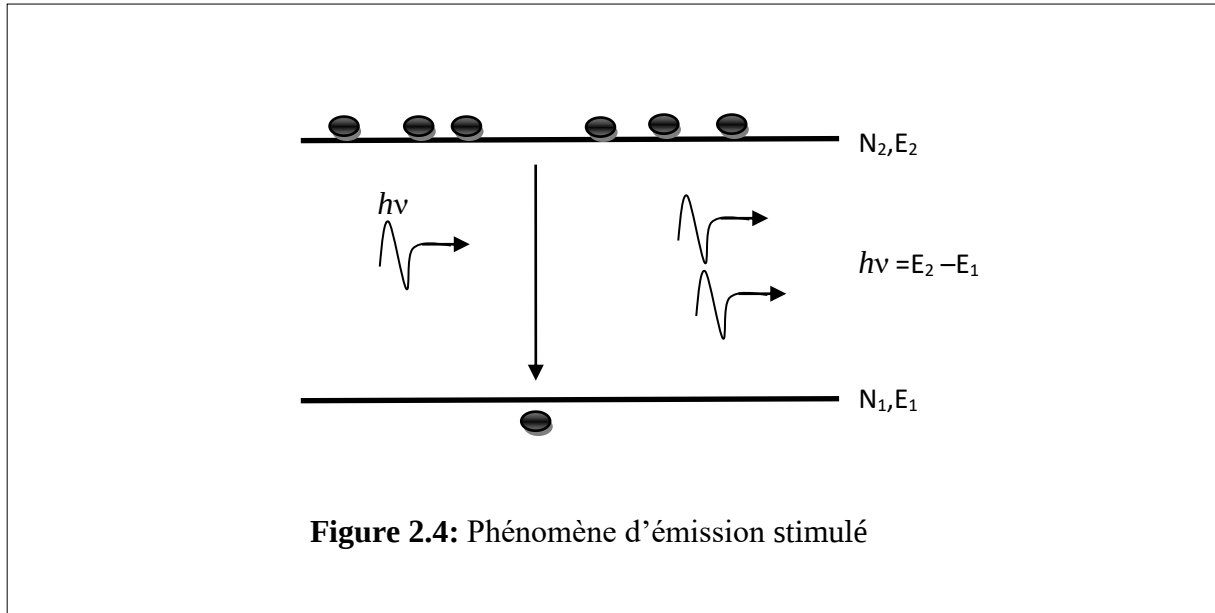
$$A_{21} = \frac{1}{\tau_{rad}} \quad (2.7)$$

Il peut y avoir plusieurs niveaux d'énergie E_j en dessous du niveau excité E_m . Les électrons peuvent alors effectuer des transitions spontanées vers chacun de ces niveaux. On peut ainsi définir pour chacune de ces transitions une probabilité d'émission spontanée A_{mj} . La probabilité totale de désexcitation est la somme de toutes ces probabilités, et la durée de vie radiative est [1]:

$$\tau_{rad} = \frac{1}{\sum_j A_{mj}} \quad (2.8)$$

B.2. Emission Stimulée

La figure (04) montre le principe d'un phénomène à 3 particules qui est sous l'impact d'un photon, un électron situé sur le second niveau E_2 est qui se recombine sur E_1 en émettant un nouveau photon qui sera identique au photon incident. Ainsi, ce nouveau photon aura la même : direction, phase et d'énergie (donc la même longueur d'onde) que le photon incident. C'est le phénomène qui est à l'origine de l'amplification optique dans un milieu.



Pour obtenir l'émission stimulée d'atomes, la population N_2 du niveau d'énergie E_2 doit être supérieure à celle du niveau fondamental N_1 . Ceci est obtenu en peuplant le niveau supérieur par une excitation extérieure, appelée pompage, conduisant à un phénomène d'inversion de population ; l'équilibre thermique se trouve détruit. En effet, pour un écart d'énergie important entre les niveaux excité et émetteur, la distribution de (Boltzmann $\frac{N_2}{N_1} = e^{-\Delta E / kT}$) repartirait essentiellement la population sur le niveau inférieur E_1 .

2.1.2. Les transitions non radiatives

Sous l'effet d'un rayonnement électromagnétique, un ion de terre rare présent dans une matrice va absorber ce rayonnement et faire passer ses électrons d'un état fondamental E_1 à un niveau excité E_2 . Une fois dans son état excité, l'électron peut retrouver son état initial par deux processus :

1. Radiatif comme décrite ci-dessus
2. Non radiatif.

Lorsqu'un ion se désexcite de façon non radiative, l'énergie de la transition est transférée à la matrice. Cette énergie est absorbée par les vibrations des atomes présents dans le milieu. Ces vibrations sont quantifiées et caractéristiques de la matrice hôte.

La probabilité totale de relaxation W_T d'un état excité i vers un état quelconque j est donnée par la somme des probabilités de relaxation radiative A_{ij} et non radiative $W_{NR\ i j}$

$$W_T = \sum_j (A_{ij} + W_{NR\ i j}) \quad (2.9)$$

La probabilité de relaxation W_T est inversement proportionnelle à la constante de temps du déclin de fluorescence ou durée de vie moyenne τ selon la relation :

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_{rad}} + \frac{1}{\tau_{nr}} = W_T \quad (2.10)$$

La probabilité de relaxation non radiative W_{NR} est principalement liée à la relaxation multi phonon et aux transferts d'énergie. Comme pour les processus radiatifs, on peut caractériser cette probabilité de transition en fonction de la différence d'énergie ΔE et du nombre de phonons p de la matrice concernée tel que [1.3] :

$$W_{NR}^p(T) = W_{NR}^p(0) \left[1 + \frac{1}{e^{(-\frac{\Delta E}{kT})} - 1} \right]^p \quad (2.11)$$

Avec $W_{NR}^p(0)$ la probabilité de transition à 0°K telle que :

$$W_{NR}^p(0) = \beta_{el} \cdot e^{[-\alpha(\Delta E - 2\hbar W_{max})]} \quad (2.12)$$

β_{el} et α sont deux paramètres expérimentaux qu'on peut trouver dans la littérature pour différents systèmes vitreux et $\hbar W_{max}$ est l'énergie maximale des phonons présents dans le matériau considéré,

Et p : est le nombre de phonons intervenant dans la transition non-radiative entre les deux niveaux considérés, donné par [1.3]:

$$p = \frac{\Delta E}{\hbar W} \quad (2.13)$$

On peut remarquer que la probabilité de transition non radiative décroît avec la différence d'énergie ΔE . La probabilité de transition non radiative croît avec la température et conduit donc à une diminution de la durée de vie d'après l'équation (II-11).

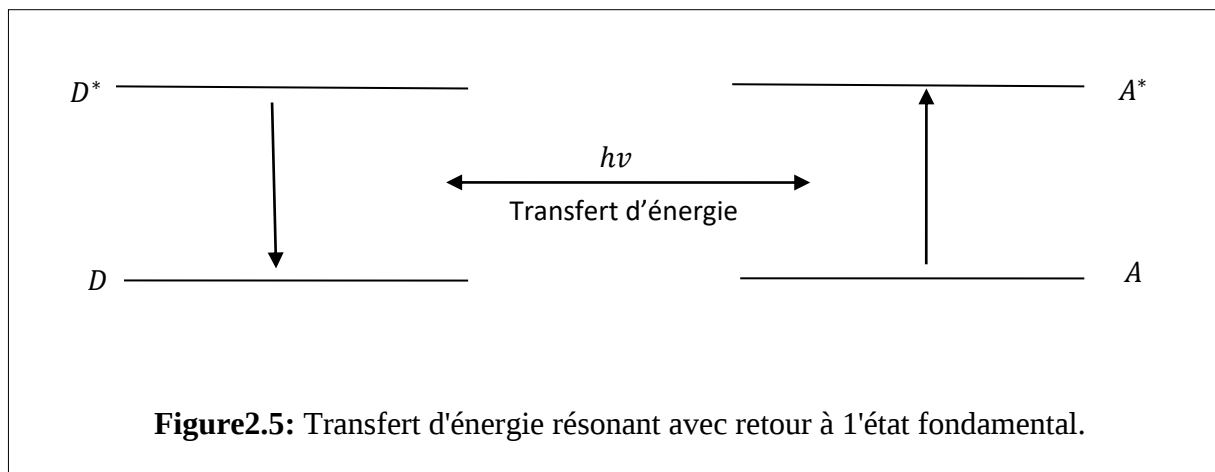
A. Transferts d'énergie

La probabilité de transition non radiative est liée aux relaxations multi phonon et aux transferts d'énergie entre les différents ions. Ces mécanismes d'interaction entre ions voisins sont fonction de la distance inter ionique qui diminue avec l'augmentation de la concentration. Lors du processus de transfert d'énergie, un ion donneur va céder son énergie à un ion accepteur sans émission radiative. Ce transfert d'énergie peut s'effectuer entre ions

identiques ou non. Il existe différents types d'interaction entre les ions conduisant au dépeuplement d'un niveau excité.

- Transfert d'énergie résonant

Dans ce cas, on considère que les deux ions proches voisins présentent des niveaux d'énergie identiques. L'ion donneur D dans son état excité va relaxer vers son état fondamental, ou un niveau inférieur. L'ion accepteur A va alors absorber l'énergie libérée et ainsi passer de son niveau fondamental vers un de ses niveaux excités. Cette énergie peut être transférée entre ions de terre rare de proche en proche, jusqu'à la rencontre d'une impureté ; dans ce cas l'énergie est perdue et ne conduit pas à une émission de photons. (Figure 2.5).

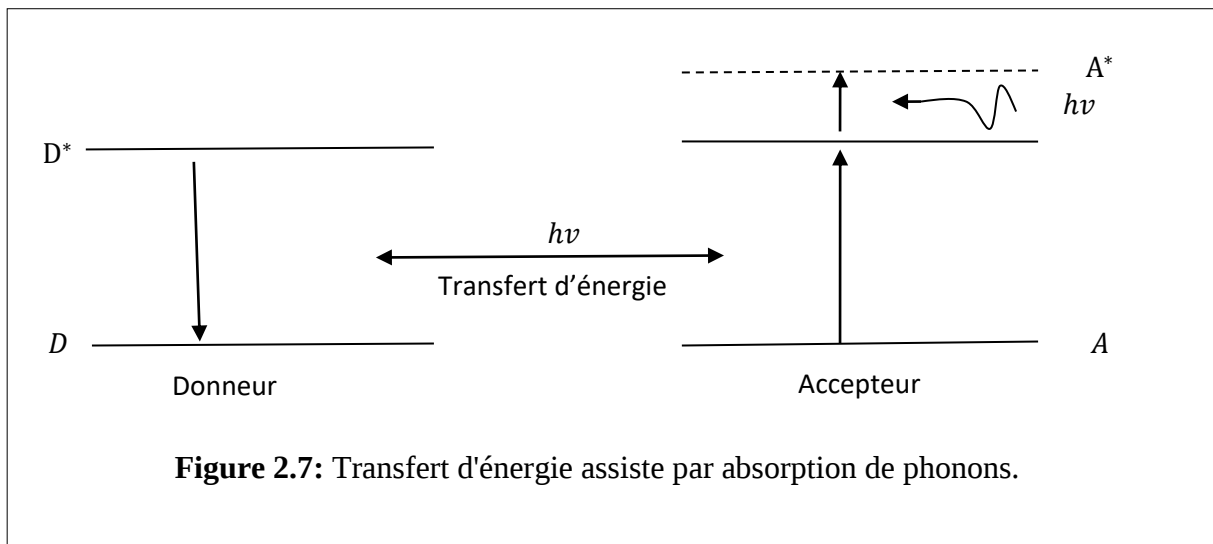
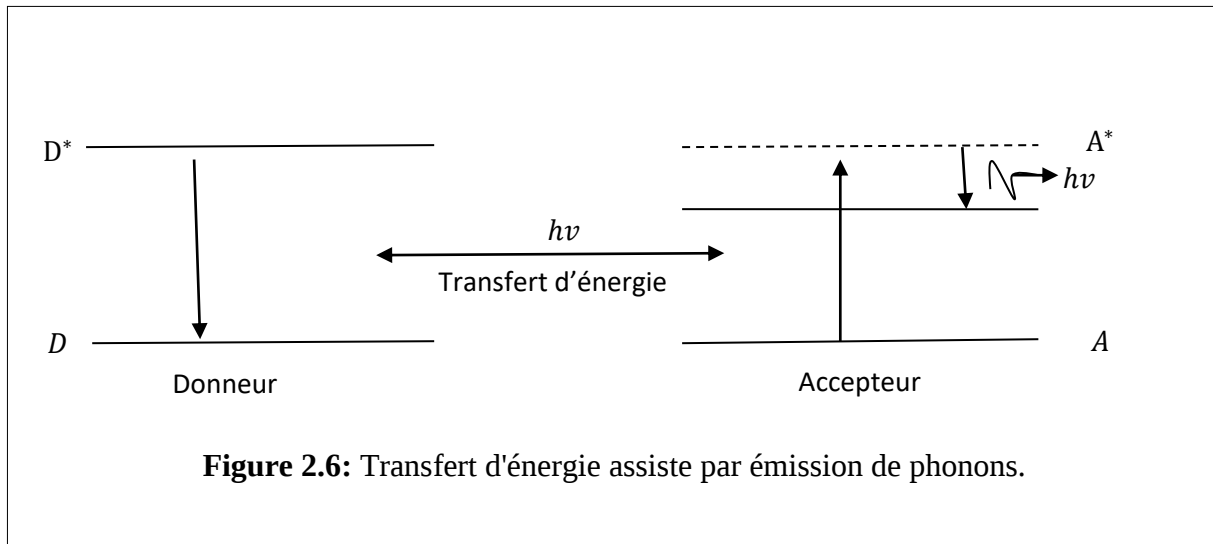


- Transfert d'énergie assisté de phonons

Dans certains cas, la différence d'énergie entre les niveaux impliqués dans le transfert n'est pas identique. Le transfert d'énergie ne fait donc pas intervenir les mêmes états excités. Pour que la conservation de l'énergie soit totale il faut qu'il y ait soit absorption soit émission de phonons, suivant que l'énergie de la transition $D^* \rightarrow D$ est supérieure ou inférieure à celle de la transition $A \rightarrow A^*$ (Figure2.6).

Avec : A : l'état fondamental d'atome accepteur.

A^* : premier état fondamental d'atome accepteur

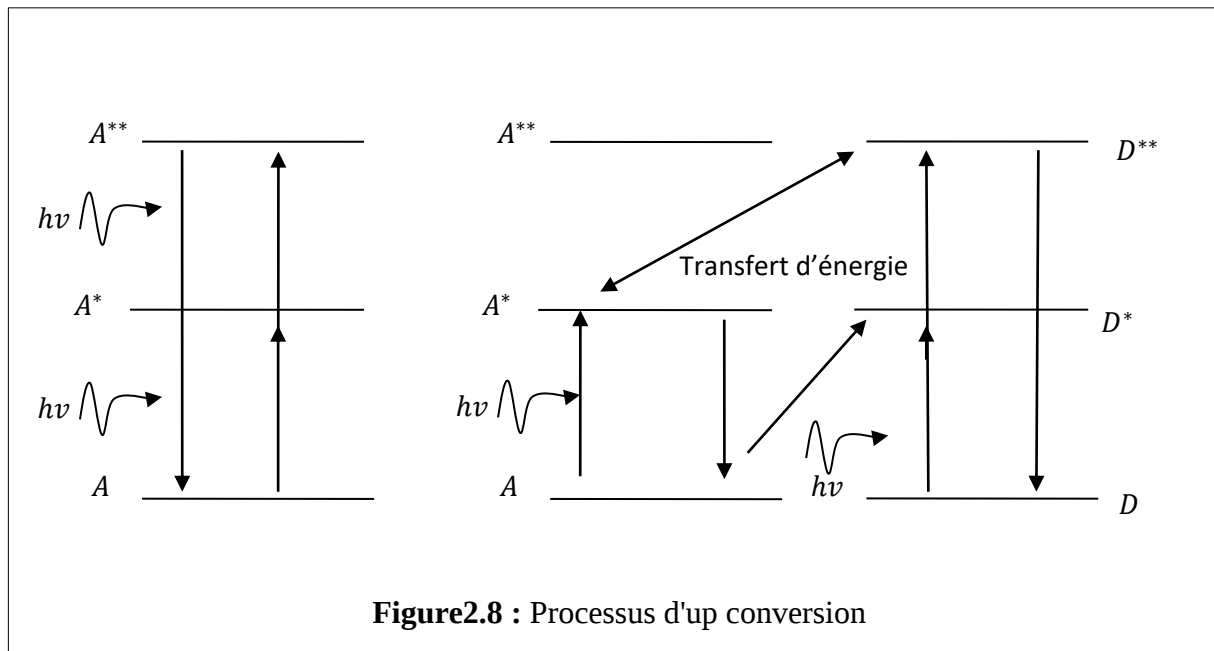


- Transfert d'énergie par up conversion

L'up conversion est un processus dans lequel deux transitions successives au niveau de l'ion donneur font passer l'ion accepteur dans son état excité à une énergie double de celle du niveau donneur. Un premier photon sert à atteindre le premier état excité A^* (par transfert d'énergie résonant, ou par transfert d'énergie assisté de phonons), puis un second photon fait passer l'ion de terre rare de l'état A^* vers l'état A^{**} (toujours par transfert d'énergie résonant, ou par transfert d'énergie assisté de phonons). Il est donc possible de produire par exemple une radiation visible à partir d'une radiation dans l'infrarouge par émission de la transition $A^{**} \rightarrow A$.

Avec : A^{**} : deuxième état excité d'atome accepteur.

Le processus d'up conversion peut se dérouler de deux façons différentes, par absorption de deux photons par un seul ion, également appelé absorption dans l'état excité, ou par relaxation croisée entre deux ions excités (Figure 1.8).



3. L'optique intégrée

Depuis une dizaine d'années, les télécommunications optiques connaissent un essor sans précédent dû, notamment à l'explosion d'internet. Cet essor fulgurant est le fruit d'un grand effort de recherche et de développement dans le domaine de l'optique guidée qui a conduit à l'amélioration des performances des fibres optiques. Au même temps, il est apparu la nécessité de mettre au point des composants optiques et optoélectroniques, avec une technologie planaire, capable de générer de la lumière, de la détecter, de la moduler ou de la commuter en utilisant des guides d'ondes. Ce domaine d'investigation est l'objet de l'optique intégrée.

L'optique a progressé et évolué à travers quatre générations : l'optique conventionnelle, la micro-optique, l'optique intégrée et plus récemment la nano-optique. Des composants optiques des dimensions du laboratoire (mètres et centimètres), la recherche s'est orientée vers la micro-optique notamment avec l'événement de la fibre et des diodes laser qui ont permis de miniaturiser les systèmes photoniques. Par la suite l'optique intégrée a introduit le concept de circuit optique intégré.

L'optique intégrée cherche désormais à placer le maximum des fonctions dans le minimum d'espace. Deux voies sont actuellement suivies pour atteindre ce but. La première tend tout d'abord à réduire la taille nominale de chaque fonction, la deuxième consiste à hybrider des matériaux et des fonctions sur une même plaque optique. Des matériaux différents sont en effet employés selon le type de fonctions réalisées.

Plusieurs techniques sont élaborées pour produire des circuits optiques intégrés. Chaque matériau peut être associé à un procédé d'inscription qui lui est propre. On va aborder dans ce paragraphe les matériaux les plus couramment employés pour l'optique intégrée.

3.1. Guide d'onde optique

Le guide d'onde optique est un des fondements du développement de l'optique intégrée dans divers domaines, comme la communication optique, le traitement du signal optique, ou l'informatique optique. Il s'applique dans des fonctions de couplage, de modulation, de multiplexage, d'amplification.

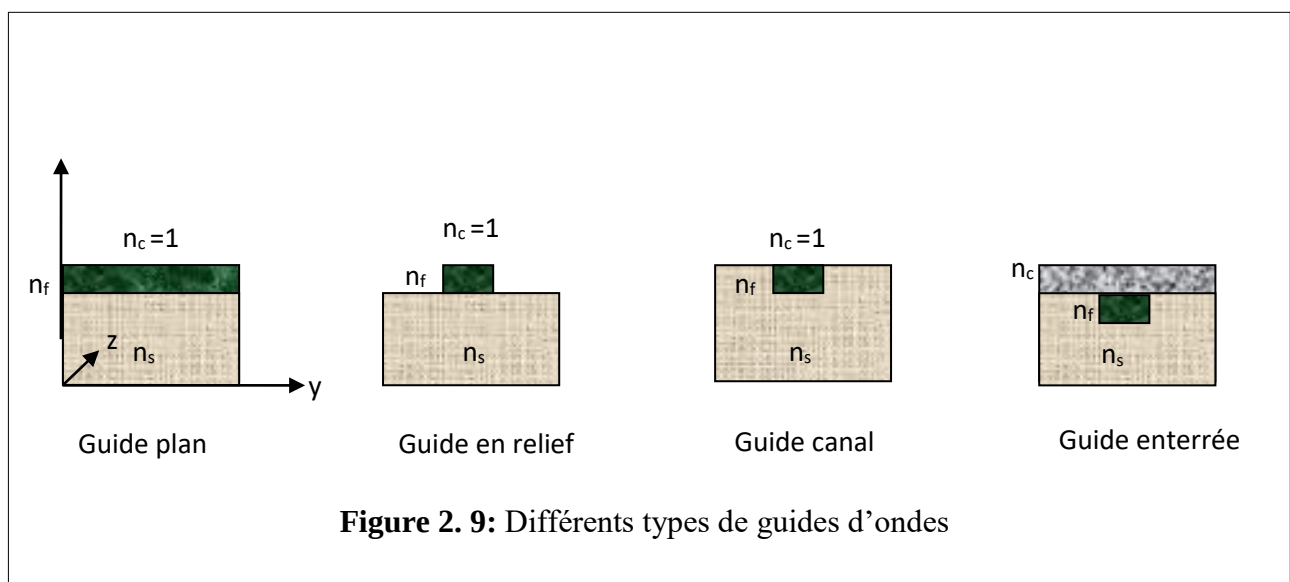
3.1.1. Différents types de Guide d'ondes optiques

Un guide d'ondes optique est défini comme une structure permettant de confiner et de guider de la lumière. En principe l'effet de confinement dans un guide donne lieu à de grandes densités d'énergie pour de faibles puissances de pompe.

Il existe actuellement deux approches qui permettent d'étudier la propagation de la lumière dans un guide d'onde comme déjà vu dans le chapitre précédent :

- ✓ Une description géométrique basée sur la théorie des rayons lumineux.
- ✓ Une méthode plus rigoureuse basée sur la résolution des équations de Maxwell.

Il y a différentes types de géométries de guides optiques elles sont présentées schématiquement dans la figure 1.9. Si la variation d'indice de réfraction en fonction de la profondeur est abrupte, on parle de guides à saut d'indice, si elle varie graduellement avec la profondeur ce sont des guides à gradient d'indice.



La configuration la plus simple d'un guide d'onde plan est un empilement de trois couches de matériaux d'indices de réfraction différents. La lumière se propage

préférentiellement dans la zone centrale d'indice n_f si celle-ci est entourée de deux couches : une couche inférieure de substrat d'indice de réfraction n_s et une couche supérieure de couverture d'indice de réfraction n_c (figure 1.9). La lumière est confinée selon l'axe vertical (x) et se propage dans la direction (z). Du fait de l'invariance de cette structure dans la direction (y), la lumière ne peut être confinée dans cette direction.

3.2. Les différents matériaux utilisés pour la réalisation de circuits optiques intégrer

On peut distinguer quatre filières principales de matériaux couramment utilisés dans le domaines de l'optique intégrer :

- ✓ La filière semi-conducteurs
- ✓ La filière diélectrique
- ✓ La filière organique
- ✓ La filière de l'optique intégrer sur verre

3.2.1. Les filière semi-conducteurs [74].

On peut noter plusieurs avantages à utiliser des matériaux semi-conducteurs pour la conception de circuits intégrés optiques. Outre qu'ils résultent de procédés de fabrication très répandus (à cause de l'électronique), ils permettent une intégration des guides et des dispositifs optoélectroniques et électroniques.

A. Matériaux III – V

Les technologies basées sur les semiconducteur III-V sont constituées par des matériaux contenant des alliages d'éléments du groupe III et V du tableau périodique, déposés sur un substrat en GaAs ou InP. L'avantage de ces alliages est que l'on peut obtenir une bande interdite directe, dont la valeur peut être contrôlée en faisant varier les proportions des éléments. Le fort contraste d'indice entre les semiconducteurs ($n \approx 3,5$) et l'air ($n = 1$) permet d'obtenir un fort confinement du champ dans les structures. Le fait d'avoir une bande interdite directe rend les semiconducteurs IIIV naturellement intéressants pour la réalisation de composants actifs et des sources (en particulier des lasers) Sur le substrat en InP, plusieurs couches forment une double hétérojonction qui permet en même temps de réaliser le confinement de la lumière et définir la région active, formée par une couche de InGaAsP. L'utilisation de ce matériau permet d'obtenir des transitions radiatives à $\lambda = 1550$ nm et de confiner verticalement le champ. Le confinement latéral est donnée par le ruban qui charge la structure. Les technologies sur substrats III-V ont aussi été utilisées pour la réalisation d'amplificateurs, modulateurs à électro-absorption[17] et, plus récemment, pour réaliser des circuits passifs[15.16].

On peut noter des inconvénients à utiliser des semi-conducteurs pour la fabrication de circuits optiques intégrés :

- le coût (pour les matériaux III – V)

- Un élément négatif de ces technologies est que la différence entre les indices de réfraction des semi-conducteurs et de la silice entraîne généralement des pertes élevées lors du couplage avec les fibres optiques.

B. Silicium

Le silicium présente un grand intérêt dans la réalisation de substrats larges à faible coût [17]. Le silicium n'intervenant que très peu dans la fabrication de composants d'extrémité, le nombre d'applications de celui-ci est nettement inférieur que pour les matériaux *III – V*.

Grande différence d'indice entre le silicium et la silice ($\Delta n = 2,0$) permet la réalisation de guides de petites dimensions. Le substrat de silicium est largement utilisé en optique intégrée pour plusieurs raisons :

- la fabrication de composants en silicium pour la microélectronique est largement développée et le procédé peut être réutilisé pour l'optique intégrée (dépôt de couches minces, gravure...etc.) ;
- les filières complémentaires sur le silicium offrent des matériaux d'excellente qualité optique comme la silice, l'oxynitride ou le nitrure de silicium[19] ;
- la haute conductivité thermique du silicium permet l'hybridation directe des composants *III V* et en particulier des diodes laser sur le substrat silicium ;
- les couches piézo-électriques d'oxyde de zinc (ZnO) sont employées depuis longtemps sur silicium, silice ou nitrure de silicium. Elles permettent le développement de composants acousto-optiques performants. Les guides d'ondes sont fabriqués par dépôt de couches minces de type CVD (dépôt chimique en phase vapeur) obtenues par réaction chimique de gaz réactifs

Trois filières technologiques sont développées dans cette filière[19] .

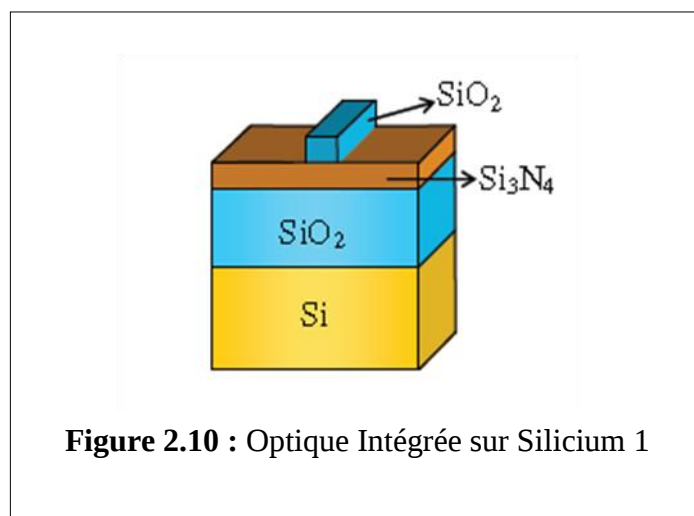
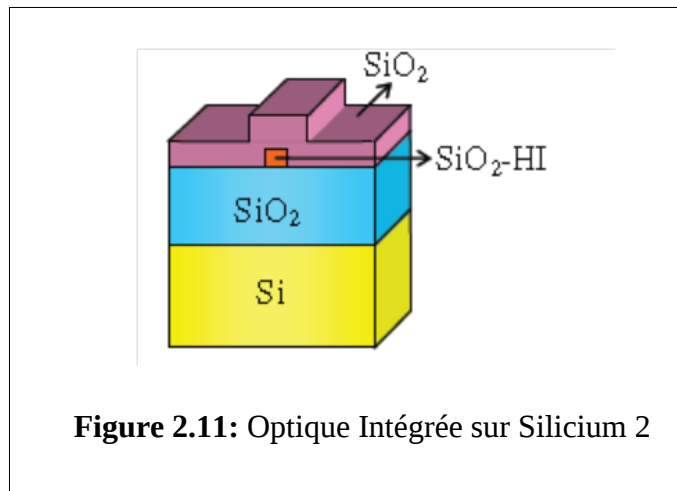


Figure 2.10 : Optique Intégrée sur Silicium 1

OIS1 (Optique Intégrée sur Silicium 1) : utilise la structure Si/SiO₂/Si₃N₄/SiO₂, comme le montre la figure 1.10. Elle présente un très fort indice de réfraction du cœur (2,014 à la longueur d'onde 0,62328 μm) par rapport à la silice (1,46 à la même longueur d'onde). Les

modes guidés sont très fortement confinés. Les pertes sont inférieures à 0,1 dB/cm pour les guides planaires et de 1 à 1,5 dB/cm pour des guides avec confinement latéral d'une largeur de 2 μm et de 0,5 à 0,2 dB/cm pour des guides de 4 à 6 μm de largeur. Les guides OIS1 sont très sensibles à l'état de polarisation de la lumière.

OIS2 : utilise une structure où le guide est enveloppé par une couche de SiO_2 . Cette structure est très similaire à celle des fibres optiques monomodes du point de vue des variations d'indice entre le cœur et les substrats par rapport aux dimensions géométriques des guides. Le but de cette filière est d'améliorer la connectivité des fibres monomodes. Les pertes sont inférieures à 0,1 dB/cm pour des guides de largeur supérieure à 4 μm . Les guides OIS2 présentent une biréfringence due à des contraintes internes qui donne une légère sensibilité à la polarisation. La figure 2.11 on montre un exemple de cette structure.



OIS3 : il s'agit simplement d'une superposition des structures OIS1 et OIS2. Les deux guides peuvent être considérés comme isolés l'un de l'autre dans la mesure où les vitesses de propagation dans chacune des structures sont différentes. L'intérêt de la filière OIS3 est de mettre en jeu des composants de couplage particulier permettant d'échanger la lumière entre les deux guides. Les applications de la technologie du silicium sont le traitement du signal optique, les capteurs, les mémoires et les communications optiques.

Pour ce qui concerne la réalisation de composants actifs utilisant des terres rares, la faible solubilité de ces éléments dans la matrice de silice pure en limite l'efficacité. Néanmoins, amplificateurs optiques et lasers intégrés ont été réalisés avec succès en utilisant avec cette filière technologique[19].

3.2.2. La filière diélectrique

Les matériaux de cette filière possèdent des caractéristiques non linéaires, électro-optiques, acousto-optiques et piézo-électriques qui présentent un grand intérêt pour l'optique intégrée. Certains matériaux comme le niobate de lithium (LiNbO_3), le tantalate de lithium (LiTaO_3), le titanate de baryum (BaTiO_3) et le niobate de potassium (KNbO_3) sont très utilisés pour la réalisation de composants optiques et de lasers[74].

A. Niobate de Lithium (LiNbO_3)[74]

Le niobate de lithium (LiNbO_3) est un composé chimique de niobium, de lithium et d'oxygène. Il est transparent pour des longueurs d'ondes entre 350 et 5500 nm. Plusieurs techniques de fabrication de guides d'ondes basées sur des déplacements d'ions sont utilisées sur ce matériau :

- L'extraction ionique : le LiNbO_3 est chauffé aux environs de 1000°C . Les ions Li^+ diffusent vers l'extérieur, provoquant une augmentation d'indice au voisinage de la surface.
- La diffusion ionique : un film métallique est déposé localement sur le LiNbO_3 . L'échantillon est chauffé dans un flux de gaz inerte (Ar et N_2 ou O_2) à environ 1000°C . Le métal diffuse dans le LiNbO_3 produisant une augmentation locale de l'indice au voisinage de la surface.
- L'échange ionique : l'échange ionique est réalisé par immersion du LiNbO_3 dans une solution de sel métallique (AgNO_3) et d'acide benzoïque salé.

Ce matériau peut être dopé par l'oxyde de magnésium qui augmente sa résistance aux dommages optiques quand il est dopé au-delà d'un certain seuil. D'autres dopants possibles sont :

le fer, le zinc, l'hafnium, le cuivre, le gadolinium, l'erbium, l'yttrium, le manganèse, et le bore, qui créent des sources optiques modulables par des tubes à ondes progressives.

De tels monocristaux ont des propriétés électro-optiques, et de non-linéarités optiques étonnantes. Ils sont utilisés dans le doublage de fréquence, les cellules à effet Pockels, les oscillateurs paramétriques optiques, les lasers déclenchés, des instruments acousto-optiques et des guides d'ondes. Ainsi, le niobate de lithium est largement utilisé aujourd'hui dans le marché des télécommunications tel que les téléphones mobiles ou les modulateurs optiques.

les pertes de propagation des films minces (LiNbO_3 et BaTiO_3) sont de l'ordre de 1 à 2 dB/cm pour les films faits par dépôt chimique en phase vapeur (CVD) ou par épitaxie par jet moléculaire

3.2.3. Filière organique

Les polymères suscitent beaucoup de travaux de recherche. Un de leur problème est la stabilité dans le temps. Les polymères les plus utilisés en optique intégrée sont les : acrylates, polyamides, polycarbonates, polyéthers, polyesters, olefins, siloxanes, silicones.

Les pertes de propagation sont faibles, autour de 0,1 dB/cm pour la gamme de 1550 à 1610 nm de longueur d'onde, de 0,03 dB/cm pour la gamme de 1260 à 1360 nm et moins de 0,01 dB/cm pour la gamme de 800 à 900 nm [15].

Les guides réalisés avec des polymères peuvent présenter un fort confinement pour les guides enterrés (pour des circuits optiques actifs par exemple). L'indice de réfraction des polymères varie de 1,28 à 1,72 à 1550 nm. La valeur de la variation d'indice est contrôlée par la composition du matériau et peut varier de 0 à 30% [16].

Les matériaux organiques ont un coefficient thermo optique élevé et une conductivité thermique basse. Cette combinaison de caractéristiques est exploitée pour réaliser des composants optiques de communication de basse consommation comme des coupleurs accordables, des atténuateurs accordables et des filtres accordables.

Les films de polymères (1 nm à 10 nm d'épaisseur) peuvent être déposés sur pratiquement tous les substrats (verre, silicium, plastiques, etc.).

Les applications sont nombreuses, surtout dans le domaine des télécommunications optiques : commutateurs, coupleurs, multiplexeurs/démultiplexeurs, composants thermo optiques (switchers, coupleurs accordables, filtres accordables), composants électro-optiques (modulateurs ultrarapides) et composants actifs (amplificateurs).

3.2.4. Technologies à base de substrat de verre

L'intérêt d'utiliser le verre en optique intégrée vient de son faible coût, de son excellente transparence, de la possibilité de réaliser des guides insensibles à la polarisation, de sa rigidité mécanique et de sa large production industrielle. L'indice de réfraction du verre utilisé en optique intégrée est proche de celui des fibres optiques et, par conséquent, les pertes de couplage entre les guides d'ondes et la fibre optique peuvent être potentiellement très faibles [15.16.17].

Les différents processus de fabrication des guides d'ondes sur verre sont : la pulvérisation cathodique, le dépôt chimique en phase vapeur, l'implantation d'ions et l'échange ionique [20]. Cette dernière technique étant la plus utilisée.

Cette technologie se base sur la modification locale de la composition du verre, par l'échange d'ions alcalins du verre par d'autres ions monovalentes. Cette échange s'effectue à une température suffisamment élevée pour que les ions deviennent mobiles. L'obtention des guides est obtenue par une élévation locale de l'indice dans la zone échangées.

La technologie est simple et bon marché à cause du matériel utilisé pour l'élaboration de ce type de guide.

Pour la réalisation de composants actifs utilisant des terres rares, la solubilité de ces éléments dans la matrice de verre implique l'efficacité des dispositif actif comme les amplificateurs optiques et lasers intégrés avec cette filière technologique. Nos travaux s'insèrent dans le contexte de cette technologie.

4. Les différentes technologie des amplificateurs optique

4.1. Le rôle des amplificateurs

les amplificateur sont généralement pour compenser les pertes de propagations des signaux laser dans les fibres optiques ainsi que celles occasionnées par les divers composants de la chaîne de transmission. Ils sont donc indispensables pour effectuer des transmissions optiques sur de longues distances.

On caractérise l'action d'un amplificateur par un gain optique, $g(dB)$, représentant le logarithme du rapport de la puissance optique de sortie sur celle de l'entrée. C'est sur cette performance brute ainsi que sur leur coût qu'ils sont jugés.

4.2. Le multiplexage dans le réseaux de transmission optique

Dans le but d'augmenter les débits de transmission du réseau de télécommunications par fibre optique, différentes techniques de multiplexage des signaux optiques ont été développées :

- Multiplexage temporel

Jusqu'au début des années 90, le réseau transmission optique utilisant le multiplexage temporel (TDM, "Time Division Multiplexing") pour un débit de transmission maximum de 40Gbits/s sur une seule longueur d'onde.

Cette technique consiste à intercaler entre eux plusieurs trains de signaux numériques de fréquence moins élevée que le signal principal transmis. Cette technique requiert alors la synchronisation de ces différents signaux qui est difficile à gérer pour des très hauts débits.

- Multiplexage de longueurs d'onde

Aujourd'hui, tous les nœuds, constituant le réseau de télécommunication optique, sont reliés entre eux par des systèmes de transmission de nouvelle génération WDM (Wavelength Division Multiplexing) ou DWDM (Dense Wavelength Division Multiplexing), mettant en œuvre le multiplexage de longueurs d'onde. En effet, les technologies WDM et DWDM consistent à injecter, dans une fibre optique, plusieurs trains de signaux numériques (ou canaux) à la même vitesse de modulation mais à différentes longueurs d'onde. Chaque signal optique étant une porteuse, la capacité d'informations transmise sur la liaison est alors d'autant plus grande que le nombre de canaux est important. Dans une liaison, n canaux à la fréquence de modulation F issus des sources d'émission sont multiplexés et injectés simultanément dans une fibre optique. Après propagation et amplification dans la fibre, le signal optique global au débit $n \times F$ sortant de la fibre est démultiplexé en ses n canaux initiaux. Le démultiplexage est nécessaire car les récepteurs travaillent en large bande et sont, par conséquent, incapables d'isoler un canal parmi n . La norme internationale ITU-T G 692 a défini l'espacement minimum entre deux longueurs d'onde transmises. La technique de transmission WDM est utilisée dans le cas d'un encombrement spectral limité à 100GHz et composé de 32 canaux

optiques. En revanche, la technique de transmission DWDM est privilégiée dans le cas d'un encombrement spectral plus restreint (de 100GHz à 50GHz) mais composé de 196 canaux optiques.

4.3. Les technologies existantes

Il existe différentes technologies, présentées dans le prochain paragraphe, mises en œuvre dans le cadre d'un processus d'amplification "tout" optique et l'augmentation de débit de données transmissibles dans un contexte de multiplexage des données de la source : Ils sont principalement l'amplificateur optique à semi-conducteur et l'amplification à effet Raman et l'amplificateur à fibre dopée terres rares .

La diversité des composants existants est liée au fait que ces amplificateurs optiques doivent répondre à plusieurs critères dont trois exemples sont cités ci-dessous :

- Un débit disponible supérieur ou égal au Gbits/s,
- Une large bande spectrale afin de pouvoir augmenter si nécessaire le débit de données transmissibles,
- Des composants a forte densité d'intégration dans le but d'une fabrication de composants hybrides, notamment pour des applications sous-marines.

Ces conditions déterminent les amplificateurs qui peuvent travailler dans cette époque, avec une grande bande passante pour multiplexer plusieurs canaux dans même fibre, afin d'augmenter le débi, aussi des composants a forte densité d'intégration.

4.3.1. Les amplificateurs à semi-conducteurs (SOA)[59.60.61]

Dans un amplificateur optique à semi-conducteur, l'amplification de la lumière a lieu quand il se propage à travers un milieu semi-conducteur (milieu active). Le milieu amplificateur est prise en sandwich entre des couches semi-conductrices avec une plus grande différence de gab et d' indice de réfraction inférieur à celle de milieu active.

A. Choix de matériaux semi-conducteurs pour l'amplification

Le choix des matériaux semi-conducteurs pour les amplificateurs est principalement déterminée par l'exigence que la probabilité de recombinaison radiative devrait être suffisamment élevé qu'il ya suffisamment de gain à faible courant. Il est généralement satisfaite pour les semi-conducteurs à gap direct.

Le spectre d'émission des matériaux semi-conducteurs est varies suivant leurs composition, due au changement de gab de martiaux résultants. Comme l'indique sur la figure 2.12.

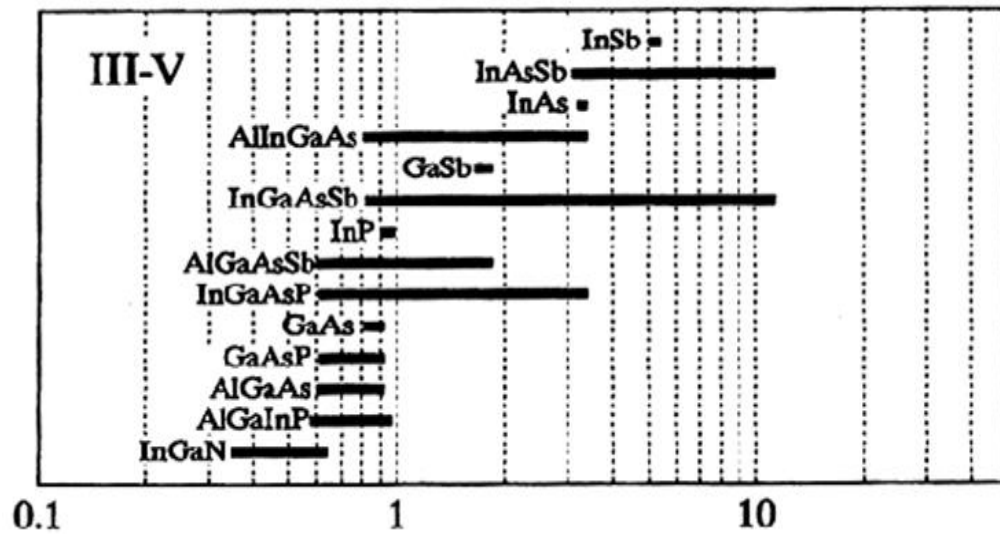


Figure 2.12: le spectre d'émission des matériaux semi-conducteurs

Les amplificateurs à semi-conducteurs sont équivalents à des diodes laser sans les miroirs aux interfaces formant la cavité et constituent les premiers amplificateurs intégrés. Leur pompage est électrique. Les SOA sont fabriqués à partir de puits quantiques multiples en GaAs/AlGaAs et de InP/InGaAs. Ils peuvent atteindre des gains élevés (30 dB).

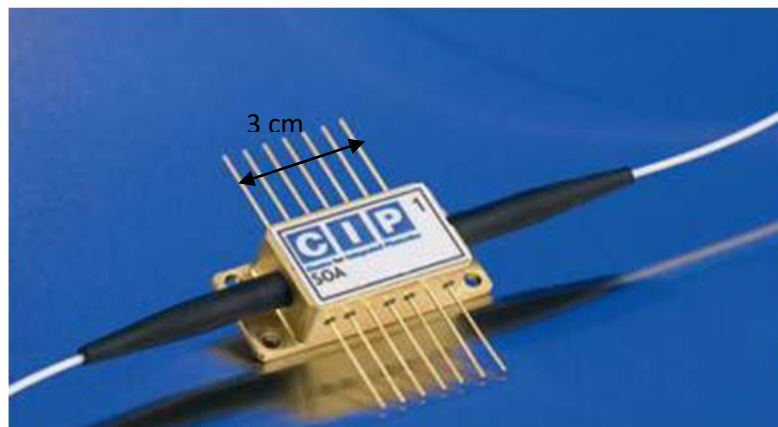


Figure 2.13: Amplificateur à semi-conducteur

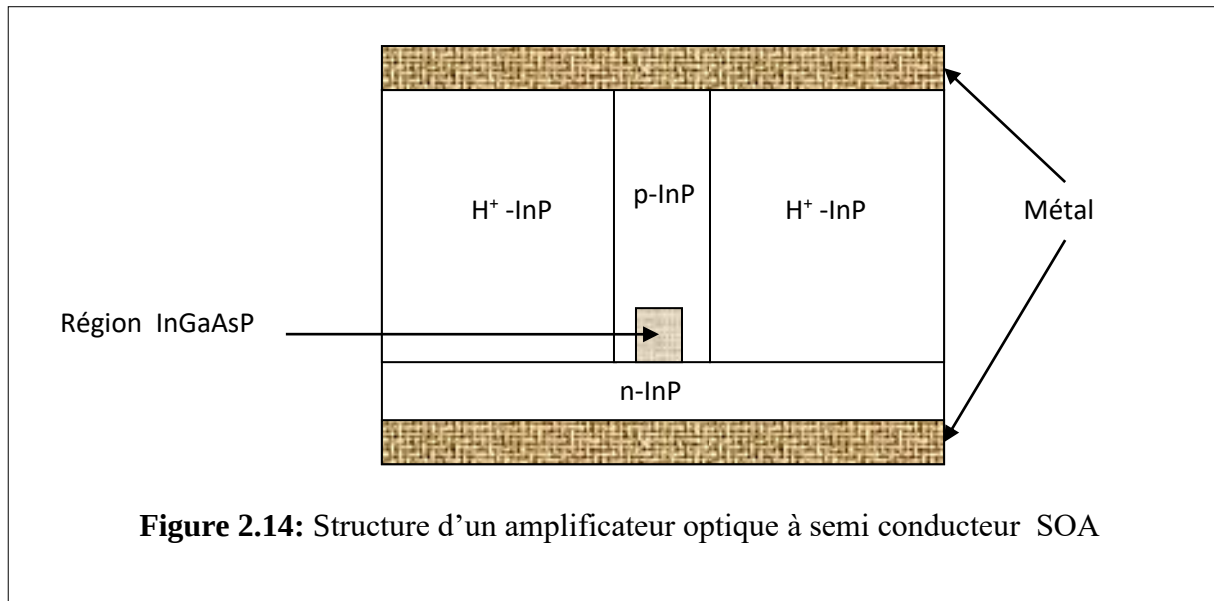
Cependant leurs performances en terme de bruit, de sensibilité à la polarisation de la lumière et de linéarité sont inférieures à celle des EDFA.

Les premiers travaux de recherche concernant les SOA ont été menés au début des années soixante en parallèle avec le développement des Lasers à semi-conducteurs. Les composants développés à l'époque étaient formés par des homojonctions d'Arsenide de Gallium (AsGa) [60]. Les premiers travaux sérieux sur les SOAs ont eu lieu dans les années quatre vingt. Au début, les efforts se sont focalisés sur la conception de composants opérants au voisinage de 830 nm. Puis, les tendances ont changé et des amplificateurs conçus pour couvrir les fenêtres 1.3 μm et 1.55 μm ont commencé à faire apparition. De nouveaux constituants entrent désormais dans leurs compositions tel que l'Indium et le Phosphore pour donner les SOAs à (InP/InAsGa).

En 1989, Les SOAs ont commencé à être fabriqués en utilisant des structures de guidage symétriques pour réduire la sensibilité à la polarisation. Depuis, l'amélioration des procédés de fabrication, et des techniques d'intégration ont contribué à la réduction des coûts de production. L'intérêt accordé aux amplificateurs optiques à semi-conducteurs a dépassé l'objectif d'amplification pour s'intéresser à leurs fonctionnalités potentielles dans la commutation optique par exemple.

B. Description structurelle

Les SOAs sont des composants optoélectroniques dont le comportement dépend des conditions de fonctionnement. Un amplificateur optique à semi-conducteur est constitué d'une région centrale dite active [59] qui représente le milieu de gain. Un guide d'onde intégré assure le guidage et le confinement des photons dans la zone active. Il est important de signaler ici que le guidage n'est pas parfait puisque des photons peuvent fuir vers le revêtement extérieur. Ce dernier étant caractérisé par des pertes élevées, les absorbera rapidement. Pour améliorer le confinement optique, des protons H^+ sont utilisés dans les parties entourant la région centrale [59]. Le procédé d'amplification induit inévitablement une émission de bruit due à l'émission spontanée. Le milieu de gain est pompé électriquement par un courant I appliqué à l'électrode. La structure de l'amplificateur présentée dans la figure 2.14 se caractérise par le clivage conique incliné des extrémités de la région active. La spécificité d'une telle forme est d'améliorer le couplage et le guidage du signal dans le milieu de gain.



4.3.2. Amplificateur a effet Raman

Le processus d'amplification Raman utilise les propriétés intrinsèques d'une fibre en silice pour amplifier le signal optique incident (voir chapitre I). En effet, lors du processus d'amplification optique, le pompage optique conduit les électrons de la fibre à un niveau d'énergie supérieure : état de transition. Les électrons se trouvent alors dans un état instable. Ceux-ci tendent donc à revenir vers un état d'énergie plus faible en se désexcitant sur le niveau d'énergie inférieure : état de vibration où l'émission stimulée a lieu grâce aux photons incidents émis par le laser de pompe. Puis, le retour à l'état fondamental se fait sous la forme d'émission d'un phonon appelé phénomène de relaxation. Le cœur de la fibre constitue alors un milieu amplificateur [33]. La figure 2.15 schématise le principe de l'amplification optique par le processus d'amplification Raman.

L'inconvénient de cette amplification réside dans le fait que le gain de la fibre dépend fortement de la puissance du laser de pompe ; pour obtenir un gain élevé, une importante puissance de laser de pompe est alors nécessaire [5]. De plus, les modules d'amplification Raman nécessitent l'utilisation de composants actifs et passifs (laser de pompage, filtre...) ne favorisant pas une intégration accrue.

Encore au stade du développement, ils ne sont pas encore concurrentiels en terme de valeur de gain. Ils sont basés sur la diffusion inélastique de la forte puissance du signal de pompe créant ainsi des photons d'énergie correspondants au signal à amplifier et des vibrations (phonons) dans la fibre de propagation.

Leur principal avantage réside dans la largeur de gain (≈ 40 nm) couvrant ainsi toute la C-band (1535-1565 nm). La position de ce gain sera fixée par la longueur d'onde de pompe, toujours décalée de -100 nm par rapport au gain. Ce décalage correspond à la fréquence de vibration caractéristique d'un phonon de la silice. Pour augmenter la bande passante d'amplification, on a recourt à deux longueurs d'ondes de pompe; et la recherche actuelle se dirige vers des pompes triples [33] ou avec six canaux de pompage [6]. L'inconvénient principale de ce type d'amplificateur est leur forte puissance pour un gain considérable.

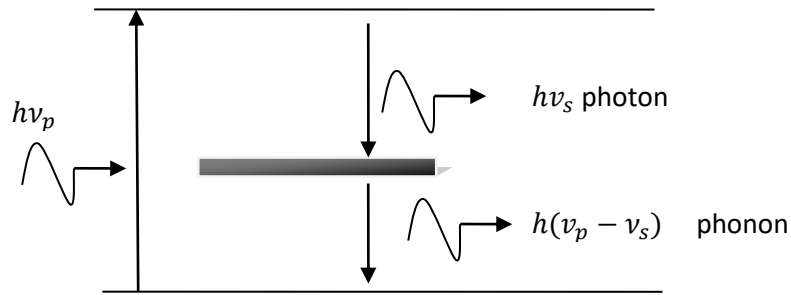


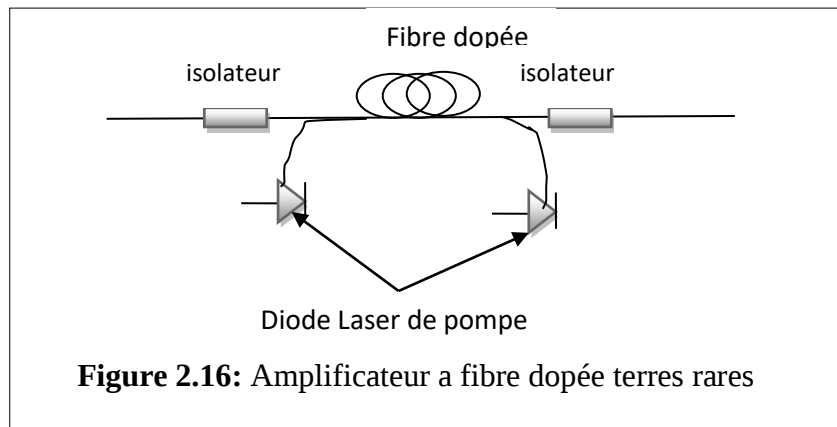
Figure 2.15: Représentations schématiques des diffusions Raman

4.3.3. Les amplificateurs à fibre dopée terre rare

En 1985, une équipe de chercheurs a démontré que l'amplification de la lumière dans une fibre optique est possible autour de 1540 nm avec l'ion Er^{+3} , cette nouvelle fenêtre d'amplification dans la fibre optique, coïncidant avec une plage de haute transmission des fibres de silice, qui ouvrait la porte à une révolution dans les télécommunications optiques. Ce type d'amplificateur utilise la fibre comme un milieu actif. Il utilise une source Laser pour le pompage qui assure l'excitation du milieu actif (les ions terres rares).

4.3.3.1. Description structurelle

Les amplificateurs à fibre fonctionnent dans les deux fenêtres 1550 nm et 1330 nm. Ce dispositif se compose pour l'essentiel : d'une fibre active de quelques mètres de longueur, dopée avec des ions terre rare (erbium ou néodyme), 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 (diode optique), une à l'entrée, l'autre à la sortie, qui permettent d'assurer la stabilité des caractéristiques de gain en bloquant tous les faisceaux lumineux susceptibles de revenir en aval qui pourraient créer une cavité, et faire osciller le dispositif.



Il couvrait le deux fenêtre de transmission qui coïncide au le minimum d'atténuation dans les fibres de silice, pour le fenêtre 1330 nm ,on utilise le fibre dopée néodyme, et l'erbium pour le troisième fenêtres (1550 mn).

Pour les amplificateur dopée erbium il existe deux longueurs d'onde pour le pompage optique de ce type d'amplificateur : 980 nm et 1 480 nm. La longueur d'onde de 980 nm est habituellement utilisée pour des équipements à faible bruit. Par contre, comme la fenêtre d'absorption est relativement étroite, on doit utiliser des sources lasers stabilisées. La fenêtre d'absorption de la longueur d'onde de 1 480 nm est plus large et elle est habituellement utilisé pour des amplifications de plus forte puissance.

La première approche historique pour fabriquer des microcomposants compatibles avec l'optoélectronique dans le but de réaliser l'amplification est la conception de guides d'onde dopés Erbium en optique intégrée. L'intégration permet également l'association de plusieurs fonctions sur un même substrat.

Une première réalisation de guide plan en silice avec un dopage au phosphore [7] a permis d'obtenir un gain de 0.75 dB/cm mais le composant a une longueur de 6 cm ne permettant pas l'intégration.

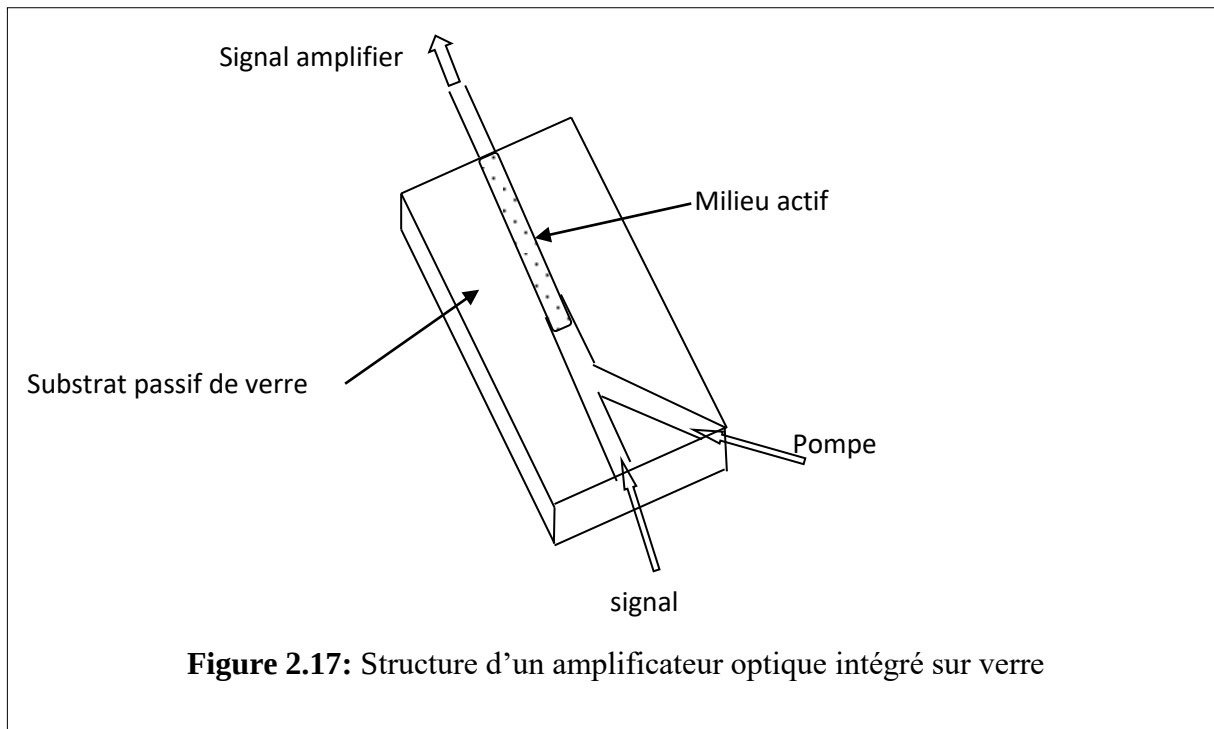
On peut trouver également un amplificateur intégré avec des particules d'alumine pour augmenter l'indice de la matrice afin de réaliser le guidage et ces particules sont ensuite dopées à l'Erbium par implantation ionique [6]. Le pompage est effectué à 1480 nm avec un gain interne de 2.3 dB pour une puissance de seulement 9 mW. Par des effets de transfert d'énergie que on veut plus tard, on réalise des co-dopages Erbium/Ytterbium pour augmenter le gain. Il a été possible d'atteindre un gain de 1.8 dB/cm pour une longueur de propagation de 9 cm sous un pompage de 200 mW à 980 nm [6].

La valeur de gain la plus élevée pour un composant intégré est de 4.1 dB/cm dans un guide en verre phosphaté dopé aux ions Erbium avec une puissance de pompage de 21 mW à 980 nm [7].

Un avantage des EDFA est le fait qu'elles présentent une bande spectrale d'amplification de 30 à 40 nm. Il est donc possible d'amplifier simultanément plusieurs canaux de longueurs d'onde voisins dans cette plage sur une même fibre. C'est ce qui permet multiplier le débit des réseaux de télécommunications par le nombre de canaux.

4.3.3.2. Amplificateur à fibre dopée terres rares intégré sur verre

Un amplificateur optique intégré sur verre est constitué principalement d'un guide intégré sur un substrat de verre par échange d'ion par exemple qui assure un confinement de la lumière, d'où apparait la nécessité de multiplexer dans la guide d'onde les deux longueurs d'onde, la première le signal de pompe et l'autre portant l'information[18]. La figure suivante présente une structure d'un amplificateur intégré sur verre .



5. Conclusion

L'avènement des amplificateurs à fibre optique dopée aux terres rares a rendu possible le dépassement des débits des années 1990. Il est le moyen par lequel les systèmes de communication font en mesure de faire face au volume croissant de l'information transmise, avec leur grande bande passante qui couvre la troisième fenêtre de télécommunication de bande spectrale d'amplification de 30 à 40 nm[6.7]. Avec leur petite taille et leur production massive, les guides d'onde amplificateur de courte longueur sont moins coûteux, et il est possible de les intégrer avec des fonctions passives sur un même substrat. Notre travail s'intéresse à l'étude des amplificateurs optiques intégrés sur substrat de verre.

Chapitre :03

Spectroscopie des ions terres rares

1. Introduction

Les télécommunications par fibre optique se sont développées principalement à deux longueurs d'ondes: 1,55 μm et 1,31 μm . La première longueur d'onde étant la longueur d'onde de moindre absorption des fibres optiques en silice et la seconde correspond à une dispersion nulle dans ces fibres. Le succès de l'utilisation de la longueur d'onde à 1,55 μm pour les communications longues distances est en partie dû au développement d'un amplificateur optique efficace: L'amplificateur à fibre dopée erbium ou EDFA.

Alors qu'autour de 1,55 μm il existe une terre rare, l'erbium, qui possède une bande d'émission efficace avec une possibilité de pompage autour de 980 nm, et aussi à 1,31 μm , les terres rares qui possèdent une bande d'émission à cette longueur d'onde sont les deux ions praséodyme et néodyme.

Pour obtenir un amplificateur efficace, il y a donc un travail important à faire au niveau du matériau actif. Ce travail consiste à analyser et comprendre la spectroscopie fine de l'ion terre rare dans son environnement qui est une matrice vitreuse. Le choix de cette matrice se fait en fonction de paramètres physiques comme les sections efficaces d'absorption et d'émission, l'énergie des phonons, de paramètres chimiques: Facilité d'incorporation de l'ion et de paramètres technologiques. Le choix final étant un compromis entre ses différentes propriétés spectroscopiques et technologiques.

2. Les verres

L'étude des amplificateurs optiques réalisés sur un substrat de verre, constitue le matériau de base de ce dispositif, il est important de connaître ce matériau (le verre) avec plus de détail. Les critères de sélection des verres pour un composant actif efficace pourrait se résumer comme suit:

La fenêtre de transparence: Qui donne les longueurs d'onde pour lesquelles le matériau est transparent. Pour que les matériaux transmettent dans l'infrarouge, les bandes d'absorption dues aux phonons doivent être repoussées vers les grandes longueurs d'onde (ou les faibles fréquences de vibration). C'est le cas des matériaux qui ont des faibles énergies des phonons.

L'indice du verre doit être proche de celui des fibres optiques en silice afin de minimiser les pertes dues à la désadaptation d'indice.

Le verre doit résider aux chocs thermique: La température de transition vitreuse T_g doit être suffisamment élevée pour envisager la fabrication de guide optique à des températures de l'ordre de 300 - 400 °C [58].

La spectroscopie des ions terres rares dans les différents verres: l'influence de la matrice vitreuse ou spectroscopie des terres rares.

2.1. Définitions

Les solides sont classés en deux catégories: Les solides cristallisés et les solides amorphes, qu'on appelle aussi parfois désordonnés ou non cristallisés. Le verre est une catégorie importante des solides amorphes, présentant le phénomène de la transition vitreuse, qui est le passage de l'état solide à l'état de liquide visqueux.

Un solide cristallisé est constitué de cristaux dont l'arrangement des atomes périodiques dans l'espace, au contraire dans un solide amorphe, l'arrangement des atomes, est désordonné comme dans un liquide (Figure 3.2). L'ordre à longue distance qu'on trouve dans les cristaux n'existe plus. Il n'y a qu'un ordre à l'échelle de la distance inter atomique.

Les solides amorphes sont caractérisés par une énergie interne en excès par rapport aux autres états de la matière, si bien que si on les chauffe, ils subissent naturellement une transformation qui apparaît avant que la température de fusion ne soit atteinte. Pour certains solides amorphes cette transformation est un passage spontané plus ou moins violent vers l'état cristallisé[33].

2.2. Genèse de l'état vitreux

La principale catégorie des verres est constituée des verres d'oxydes. Suivant leur mode de préparation classique, la première étape consiste à mélanger l'ensemble des matières premières qui constituent le « mélange vitrifiable » et à les porter à une température où elles se convertissent en un mélange liquide homogène d'oxydes fondus. La seconde étape consiste à refroidir le liquide afin de le porter à une température telle que la viscosité convienne aux opérations de formage, en évitant toute cristallisation. Celle-ci est en effet l'ennemie du verrier. Elle est d'autant plus facile à éviter que la viscosité à TL est élevée, que le refroidissement est rapide et que le liquide ne contient pas de germes de nucléation[33].

2.3. Transition vitreuse

La transition vitreuse pour un liquide donné, contrairement à un véritable changement d'état, ne se produit pas à une température immuable, mais varie selon la vitesse de refroidissement (ou de chauffage) dans un domaine de température qu'on appelle « l'intervalle de la transition vitreuse » ou « domaine de transition » (Figure 3.1).

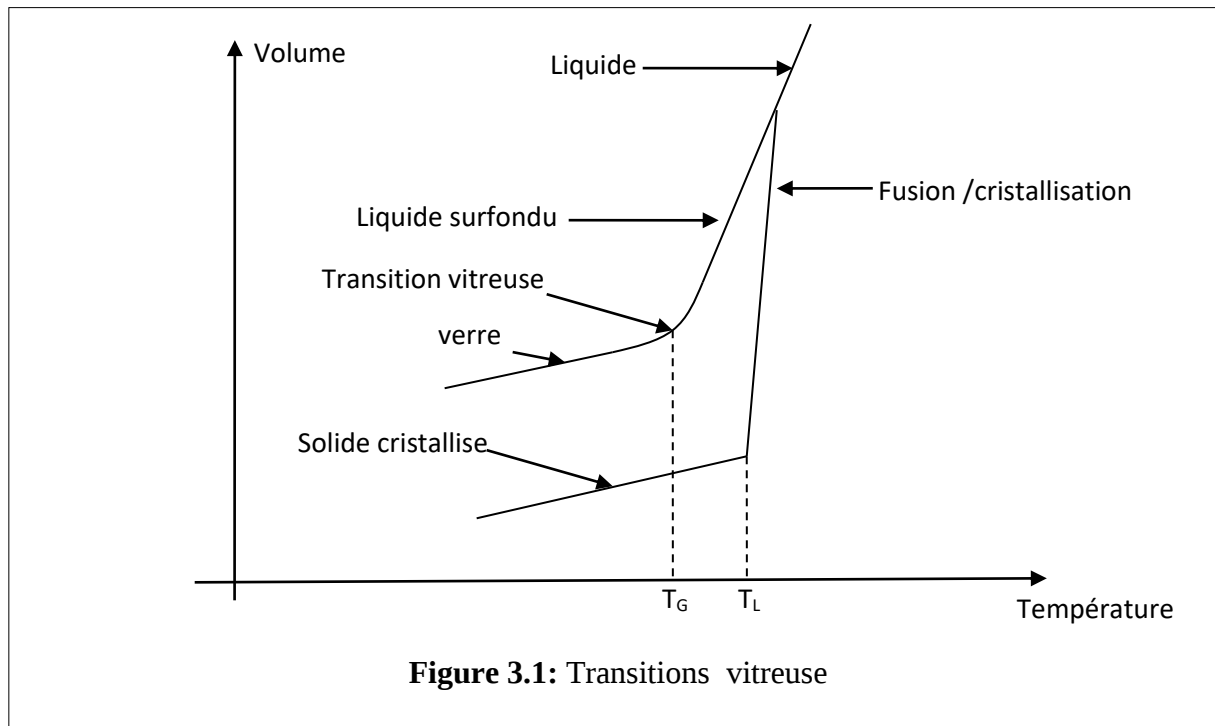


Tableau 3.1 : Quelque exemples des valeur T_G des verres.

Verres	T_G (K)	Références
SiO_2	1473	[33]
GeO_2	900	[33]
B_2O_3	521	[33]
PZG	307($^{\circ}\text{C}$)	[33]
ZBLA	308 ($^{\circ}\text{C}$)	[33]

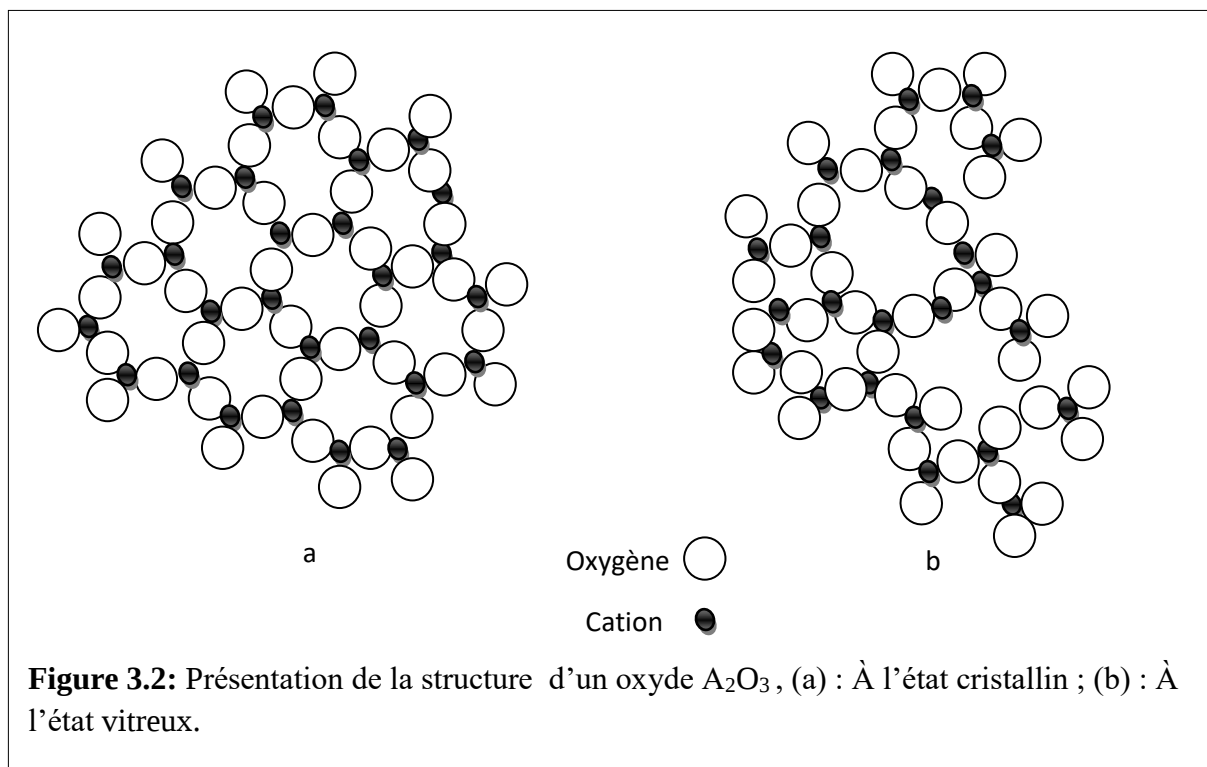
2.4. Structure des verres d'oxyde

Pour les verres d'oxydes qui nous intéressent particulièrement, la vitrification est principalement favorisée par la viscosité élevée du liquide. Si par exemple un oxyde A_2O_3 forme des cristaux à deux dimensions, les arrangements atomiques dans le cristal et dans le verre peuvent être représentés selon les hypothèses de Zachariasen par la (figure 3.2). Les deux réseaux sont composés de triangles AO_3 liés par les sommets. La seule différence vient de ce que l'angle A-O-A n'est pas constant dans le cas du verre. Zachariasen formula un ensemble de quatre règles topologiques auxquelles un oxyde doit satisfaire pour former isolément un réseau vitreux[33]:

1. Les oxygènes entourant un cation forment un polyèdre qui ne doit comporter qu'un petit nombre d'atomes (3 ou 4).
2. Aucun oxygène ne peut être lié à plus de deux cations.

3. Les polyèdres ont en commun un sommet mais jamais des arêtes ou des faces.

4. Chaque polyèdre partage au moins trois sommets avec ses voisins.



2.4.1. Coordinence et topologie

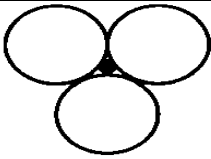
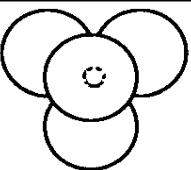
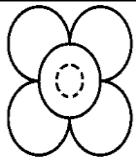
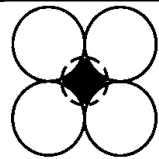
Pour trouver quels sont les oxydes qui satisfont à la première règle de Zachariasen, on assimile les atomes à des sphères dures et, par la géométrie élémentaire, on détermine, selon la coordinence, le rapport qui doit exister entre les rayons du cation et de l'anion pour que le cation parvienne à entrer en contact avec les anions les plus proches. Dans le tableau 3.2 on a distingué les cas où la coordinence est 3, 4, 6 ou 8. Pour chaque coordinence, le rapport minimal correspond au cas où le cation a la dimension juste suffisante pour assurer le contact avec les anions. Le rapport maximal est pris égal au rapport minimal correspondant à la coordinence immédiatement supérieure.

A partir des rapports obtenus, les rayons cationiques ont été évalués lorsque l'anion est l'oxygène, pour le rayon duquel on a pris la valeur de Pauling.

$$r_{O^{2-}} = 1.4 \cdot 10^{-10} m$$

Au bas du tableau 3.2, on va indiqué les cations dont les rayons sont à l'intérieur de la plage calculée. Les cations dont les coordinences sont 3 et 4 correspondent aux oxydes que Zachariasen a appelés oxydes formateurs : B_2O_3 , SiO_2 , GeO_2 , P_2O_5 , As_2O_5 , V_2O_5 . Les cations Al^{3+} et Be^{2+} , qui respectent pour le tétraèdre la condition stérique, n'ont toutefois pas les charges suffisantes pour créer un polyèdre stable avec les quatre oxygènes [58].

Tableau 3.2: Topologie des ions dans un verre d'oxyde[33].

	Triangle	tétraèdre	octaèdre	Hexaèdre
				
Coordinance	3	4	6	8
$\min \frac{r_{cation}}{r_{anion}} \max$	0,15 0,225	0,225 0,414	0,414 0,732	0,732 1,37
$\min r_{cation} (\text{\AA})$ $\max (\text{anion}=\text{o}^{2-})$	0,21 0,315	0,315 0,58	0,58 1,03	1,03 1,93
Rayons des cations (Å)	B³⁺ 0,25	P⁵⁺ 0,31 Si⁴⁺ 0,40 Be²⁺ 0,41 As⁵⁺ 0,47 V⁵⁺ 0,49 Al³⁺ 0,53 Ge⁴⁺ 0,53	P³⁺ 0,58 As³⁺ 0,72 Sb⁵⁺ 0,74 Ti⁴⁺ 0,74 Nb⁵⁺ 0,78 V³⁺ 0,78 Mg²⁺ 0,86 Zr⁴⁺ 0,86 Zn²⁺ 0,88 Li⁺ 0,90 Sb³⁺ 0,90	Cd²⁺ 1,03 Ca²⁺ 1,14 Na⁺ 1,16 Sr²⁺ 1,32 Pb²⁺ 1,33 Ba²⁺ 1,49 K⁺ 1,52 Rb⁺ 1,66 Cs⁺ 1,81

2.4.2. Composition d'un verre d'oxyde

Le verre est composé de différents éléments, appelés formateurs ou modificateurs de réseau. Tous ces éléments forment le mélange vitrifiable.

A. Les formateurs

Les formateurs sont des oxydes ou non oxydes qui peuvent à eux seuls former un verre. Les principaux formateurs sont la silice SiO₂, les oxydes de bore B₂O₃, de germanium GeO₂, d'arsenic As₂O₃ etc. Les éléments à la base des cations de ces oxydes appartiennent à la famille des métalloïdes de forte valence. Toutefois, des éléments métalliques ou non métalliques de forte valence peuvent également créer des réseaux amorphes, tels que le phosphore P (oxyde P₂O₅) ou le carbone C (carbone amorphe par exemple). Ces éléments forment entre eux des liaisons dites iono-covalentes (mi-ionique, mi covalente). Les atomes d'oxygènes sont alors appelés oxygènes pontants (atome d'oxygène lié à deux éléments formateurs à la fois) [33].

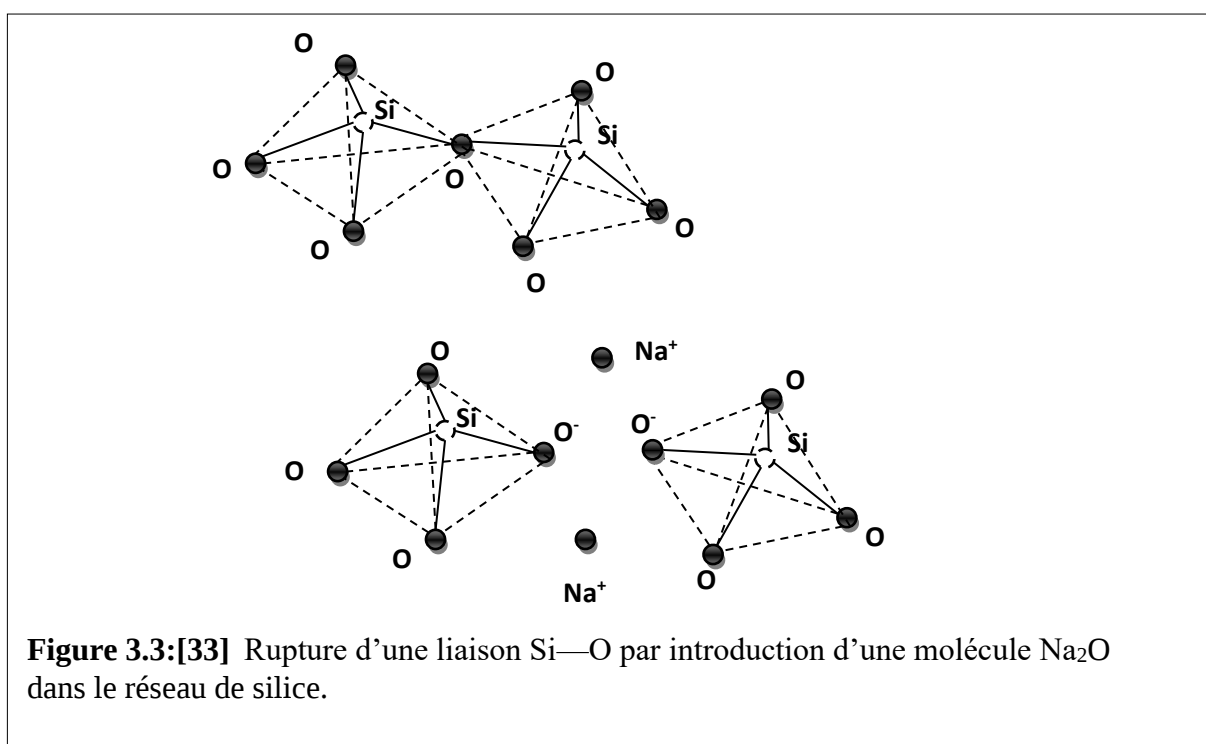
B. Oxydes modificateurs [33].

Les oxydes formateurs, lorsqu'ils sont à l'état liquide, donnent isolément des verres en se refroidissant à vitesse modérée. Pour le plus commun d'entre eux, SiO₂, le problème pratique réside dans la température de fusion très élevée de la cristobalite: 1723 °C. En outre, à cette

température, le liquide est très visqueux ce qui rend difficile les opérations d'élaboration et de mise en forme.

L'introduction de Na_2O dans le réseau de SiO_2 a deux effets remarquables. D'abord, en apportant un oxygène supplémentaire, chaque molécule Na_2O , provoque la coupure d'une chaîne —O—Si—O—Si—O— et la formation de deux groupements —O—Si—O— (Figure 3.3.). On appelle les oxydes qui produisent cet effet des modificateurs de réseau puisqu'ils transforment des oxygènes pontants c'est-à-dire liés à deux cations formateurs en oxygènes non-pontants c'est-à-dire liés à un seul cation formateur.

En second lieu, les oxydes alcalins comme Na_2O abaissent fortement la température du liquidus qui, de ce fait, se trouve dans une zone où la viscosité est relativement élevée ce qui limite les risques de dévitrification.



C. Oxydes intermédiaires

Les éléments appelés intermédiaires agissent comme des formateurs ou bien comme des modificateurs de réseau selon la quantité introduite dans le mélange vitrifiable (exemple: l'alumine Al_2O_3).

Dietzel [28] a proposé de caractériser l'aptitude des cations à former un réseau avec l'ion oxygène par la force d'attraction coulombienne qui les lie lorsque leur distance est égale à la somme des rayons ioniques. Il appelle intensité de champ la quantité

$$A = \frac{Z_c}{(r_c + r_o)} \quad (3.1)$$

où Z_c est la valence du cation, r_c et r_o les rayons du cation et de O^{2-} exprimés en Å.

Lorsqu'on utilise pour les rayons cationiques les valeurs du tableau 3.3, on parvient à établir une échelle fondée sur les valeurs de A (Tab.3.2). Les cations des oxydes formateurs correspondent à $A > 1,0$. Les oxydes modificateurs sont ceux pour lesquels $A < 0,35$.

Entre les formateurs et les modificateurs, il existe une autre catégorie d'oxydes dont la fonction est moins nettement définie et qui peuvent jouer, selon la composition du verre, le rôle de formateur ou de modificateur. On les appelle oxydes intermédiaires.

Tableau 3.3 : Intensité de champ de divers cations.

Elément	Valence	r_c	$A = \frac{Z_c}{(r_c + r_0)}$	
P	5	0.31	1.710	Ions Formateurs
V	5	0.49	1.400	
Si	4	0.40	1.235	
B	3	0.25	1.102	
Sb	5	0.74	1.092	
Ge	4	0.53	1.074	
Ti	4	0.74	0.873	Ions Intermédiaires
Al	3	0.53	0.805	
Zr	4	0.86	0.783	
Be	2	0.41	0.610	
Mg	2	0.86	0.392	
Zn	2	0.88	0.385	
Ca	2	1.14	0.310	Ions Modificateurs
Pb	2	1.33	0.268	
Li	1	0.90	0.189	
Na	1	1.16	0.153	
K	1	1.52	0.117	

On s'aperçoit toutefois que ces verres connaissent certaines limites: Ils sont caractérisés par des énergies des phonons élevées et absorbent dans l'infrarouge moyen et lointain. En effet, la valeur élevée est due à la liaison A---O [58]. Dans le domaine de l'amplification optique, basée sur la photoluminescence des ions de terres rares, les verres d'oxydes sont utilisés en tant que matrices hôtes. Leur énergie des phonons élevées entraîne une atténuation du rendement de photoluminescence par relaxation multiphonons.

2.5. Autre type de verre

2.5.1. Verres chalcogénures

Les verres chalcogénures sont des matériaux vitreux dont la composition contient un ou plusieurs éléments chalcogènes S, Se ou Te, ainsi que des éléments des groupes IV et V de la classification périodique. Un grand nombre de systèmes vitreux à base d'éléments chalcogènes sont connus aujourd'hui, parmi lesquels on peut citer : As-S, Ge-S, As-Se, Ge-Se, Ge-As-Se, Ge-P-S, La-Ga-Ge-Se, Ge-Sb-Se, Ge-Se-Te, As-Ge-Se-Te, As-Se-Te.

Ces matériaux présentent des liaisons plus faibles que celles existant dans les oxydes. Contenant des éléments plus lourds (S, Se, Te), ces verres sont plus denses que les verres oxydes. Le nombre de coordination, les forces de liaison et les angles de liaison montrent une structure ordonnée à courte distance proche du cristal correspondant. En revanche, la structure à moyenne distance est controversée.

La stabilité thermique de ces verres dépend de leur composition, les verres chalcogénures sont pour la plupart, opaques dans le domaine visible mais présentent une bonne transmission dans l'infrarouge. Ces matériaux présentent des indices de réfraction élevés et des énergies des phonons réduites. En effet, leur faible énergie des phonons, l'absence de la bande d'absorption -OH, font des verres chalcogénures des matrices hôtes très prometteuses pour le domaine d'optique[43].

2.5.2. Verres d'halogénures

Les verres chalcogénures sont des matériaux vitreux dont la composition contient un ou plusieurs éléments chalcogènes S, Se ou Te, ainsi que des éléments des groupes IV et V de la classification périodique. Un grand nombre de systèmes vitreux à base d'éléments chalcogènes sont connus aujourd'hui, parmi lesquels on peut citer : As-S, Ge-S, As-Se, Ge-Se, Ge-As-Se, Ge-P-S, La-Ga-Ge-Se, Ge-Sb-Se, Ge-Se-Te, As-Ge-Se-Te, As-Se-Te.

Ces matériaux présentent des liaisons plus faibles que celles existant dans les oxydes. Contenant des éléments plus lourds (S, Se, Te), ces verres sont plus denses que les verres oxydes. Le nombre de coordination, les forces de liaison et les angles de liaison montrent une structure ordonnée à courte distance proche du cristal correspondant. En revanche, la structure à moyenne distance est controversée.

La stabilité thermique de ces verres dépend de leur composition, les verres chalcogénures sont pour la plupart, opaques dans le domaine visible mais présentent une bonne transmission dans l'infrarouge. Ces matériaux présentent des indices de réfraction

élevés et des énergies des phonons réduites. En effet, leur faible énergie des phonons, l'absence de la bande d'absorption -OH, font des verres chalcogénures des matrices hôtes très prometteuses pour le domaine d'optique [43].

3. Spectroscopie de terres rares

L'introduction du dopant dans les verres permet d'y réaliser des composants actifs. Ces dopants peuvent être de différentes nature selon la propriété que l'on veut donner au verres. Dans le domaine spectroscopique, on utilise des terres rares en raison de leurs nombreuses transitions dans le visible et l'infrarouge et de leur relative insensibilité à la matrice dans laquelle elles sont introduites.

On peut dériver dans ce paragraphe la structure électronique des terres rares, leur diagramme d'énergie, et aussi les transitions qui peuvent s'opérer entre ces différents niveaux d'énergie, dans le cas particulier de l'erbium, néodyme et ytterbium.

On peut faire aussi une comparaison entre les matrices vitreuses les plus courantes et tenter d'établir une hiérarchique en vue d'obtenir des composants amplificateurs

3.1. Configuration électronique des ions terres rares

Pour comprendre d'où viennent les propriétés spectroscopiques particulières des terres rares, il est nécessaire de déterminer les bandes d'énergie de ces éléments, c'est à dire leur configuration électronique. Pour cela, on considère que l'atome est isolé et que ses électrons, supposés indépendants entre eux, sont soumis à un potentiel central. La résolution de l'équation de Schrödinger conduit à la détermination des nombres quantiques n , l , m_l , et m_s de l'électron. n et l représentent respectivement le nombre quantique principal et le nombre quantique orbital. Ils désignent l'orbite à laquelle se trouve l'électron que l'on note nl (ex: $4f$). La distance entre le noyau et la couche électronique croît avec n . On associe également à chaque électron les nombres m_l , projection du moment cinétique orbital, et m_s , projection du moment cinétique de spin. La répartition des électrons sur les orbites définit la configuration électronique d'un atome. Par exemple, si on a trois électrons externes sur des orbites $4f$, alors la configuration de l'atome sera $4f^3$. Comme on ne prend pas en compte les interactions entre électrons à ce stade du modèle, cette configuration correspond à un seul niveau énergétique. Ceci signifie que les trois orbitales ont la même énergie. Ce niveau est dit dégénéré et le nombre d'orbitales de ce niveau énergétique est appelé dégénérescence. Les configurations électroniques des atomes de terres rares ainsi que celles des ions (+3) associés sont données dans le tableau 3.4.

Tableau 3.4 : Configuration électronique des ions terres rares.

Element	Configuration électronique	
	Atome	Ion +30
Scandium (Sc)	[Ar] 3d ¹ 4s ²	[Ar]
Yttrium (Y)	[Kr] 4d ¹ 5s ²	[Kr]
Lanthane (La)	[Xe] 5d ¹ 6s ²	[Xe]
Cérium (Ce)	[Xe] 4f ² 5d ⁰ 6s ²	[Xe] 4f ¹
Praséodyme (Pr)	[Xe] 4f ³ 5d ⁰ 6s ²	[Xe] 4f ²
Néodyme (Nd)	[Xe] 4f ⁴ 5d ⁰ 6s ²	[Xe] 4f ³
Prométhium (Pm)	[Xe] 4f ⁵ 5d ⁰ 6s ²	[Xe] 4f ⁴
Samarium (Sm)	[Xe] 4f ⁶ 5d ⁰ 6s ²	[Xe] 4f ⁵
Europium (Eu)	[Xe] 4f ⁷ 5d ⁰ 6s ²	[Xe] 4f ⁶
Gadolinium (Gd)	[Xe] 4f ⁷ 5d ¹ 6s ²	[Xe] 4f ⁷
Terbium (Tb)	[Xe] 4f ⁹ 5d ⁰ 6s ²	[Xe] 4f ⁸
Dysprosium (Dy)	[Xe] 4f ¹⁰ 5d ⁰ 6s ²	[Xe] 4f ⁹
Holmium (Ho)	[Xe] 4f ¹¹ 5d ⁰ 6s ²	[Xe] 4f ¹⁰
Erbium (Er)	[Xe] 4f ¹² 5d ⁰ 6s ²	[Xe] 4f ¹¹
Thulium (Tm)	[Xe] 4f ¹³ 5d ⁰ 6s ²	[Xe] 4f ¹²
Ytterbium (Yb)	[Xe] 4f ¹⁴ 5d ⁰ 6s ²	[Xe] 4f ¹³
Lutétium (Lu)	[Xe] 4f ¹⁴ 5d ¹ 6s ²	[Xe] 4f ¹⁴

[Ar] = 1s² 2s² 2p⁶ 3s² 3p⁶

[Kr] = 1s² 2s² 2p⁶ 3s² 3p⁶ 3d¹⁰ 4s² 4p⁶

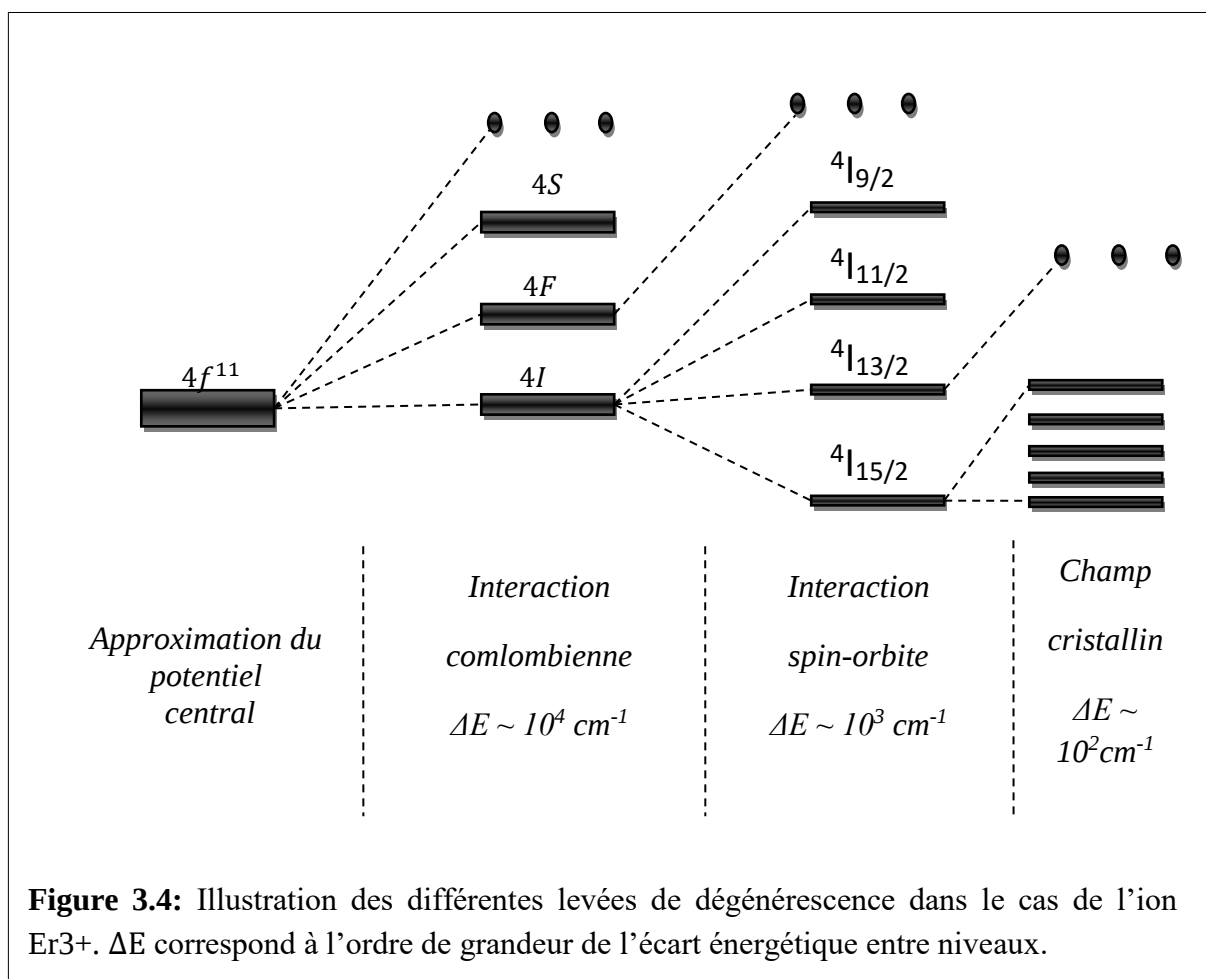
[Xe] = 1s² 2s² 2p⁶ 3s² 3p⁶ 3d¹⁰ 4s² 4p⁶ 4d¹⁰ 5s² 5p⁶

Lorsqu'il est à l'état d'ion (+3), l'atome de terre rare perd ses deux électrons 6s et son électron 5d (ou un électron 4f s'il ne possède pas d'électron 5d), les électrons présents sur l'orbitale 4f se trouvent écrantés vis-à-vis des interactions avec l'extérieur. Cette propriété est remarquable. En effet comme on le verrons par la suite, les interactions entre électrons induisent une séparation des orbitales 4f en différents niveaux énergétiques. Les transitions optiques dans le visible et l'infrarouge se produisent majoritairement entre ces niveaux. L'écrantage de ces niveaux signifie que les raies d'émission d'une terre rare seront très peu différentes, qu'elle soit incluse dans un composé ou dans un autre.

3.2. Séparation de l'orbitale 4f en différents niveaux

Pour déterminer les positions des niveaux d'énergie à l'intérieur de la couche orbitale 4f, il faut faire intervenir dans notre modèle initial les interactions entre électrons, supposées jusqu'alors inexistantes. on passe d'une description individuelle des électrons à une description globale.

La première interaction à prendre en compte est l'interaction électrostatique (ou coulombienne) entre électrons. Elle conduit à une séparation de la couche 4f en différents niveaux séparés d'environ 10^4 cm^{-1} . Ces niveaux sont désignés par la notation ^{2S+1}L où L est le moment angulaire orbital donné par $\vec{L} = \sum_i \vec{l}_i$, et S est le moment de spin total donné par $\vec{S} = \sum_i \vec{s}_i$. La sommation sur i correspond à l'ensemble des électrons de l'orbite considérée. L est désigné par les lettres S, P, D, F, G, H et I correspondant respectivement aux valeurs 0, 1, 2, 3, 4, 5 et 6. Ce passage d'un seul niveau 4f à plusieurs niveaux est illustré sur la figure 3.4 pour l'ion Er^{3+} . [57].



Pour affiner notre analyse des niveaux énergétiques, il faut maintenant considérer l'interaction entre le moment magnétique de spin des électrons et le moment magnétique orbital : c'est l'interaction spin-orbite. Cette interaction conduit à une séparation des niveaux

^{2S+1}L en différents niveaux séparés d'environ 10^3 cm^{-1} . Pour désigner les niveaux ainsi déterminés, on introduit généralement la notation de Russel-Saunders $^{2S+1}L_J$ qui complète la notation précédente en introduisant le moment cinétique orbital total J donné par :

$$\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}, |L - S| \leq J \leq |L + S|. \quad (3.2)$$

D'après la règle de Hund, le niveau fondamental de l'ion est celui qui correspond aux plus grandes valeurs de S et L . Pour ce niveau, J est égal à $J_{\min} = |L - S|$ si la couche est moins qu'à moitié remplie, et $J_{\max} = |L + S|$ dans l'autre cas. Nous possédons maintenant une bonne description des différents niveaux énergétiques des terres rares. Les positions de ces niveaux sont en général presque identiques d'un matériau hôte de la terre rare à un autre.

Cependant, lorsque nous regardons les spectres d'émission relevés expérimentalement, on remarque que si la transition a lieu à peu près à la même longueur d'onde, la forme des spectres est différente d'un hôte à un autre comme on peut le voir sur la figure 3.4. L'origine de cette différence tient essentiellement au fait que l'ion de terre rare étant inclus dans une matrice hôte, il ne peut plus être considéré comme isolé. Les niveaux $^{2S+1}L_J$ peuvent alors être partiellement divisés en sous niveaux par effet Stark lié à la présence d'un champ cristallin dans le milieu hôte vitreux ou cristallin [57]. A une valeur de J correspondant à un niveau $^{2S+1}L_J$ donné, il correspondra par exemple dans le cas de l'erbium $J+1/2$ sous-niveaux au maximum. L'incidence du champ cristallin agissant sur le site de l'ion est complexe. Dans un cristal cubique, le niveau $^4I_{15/2}$ de l'ion Er^{3+} sera séparé en 5 sous niveaux Stark, alors que pour d'autres cristaux, le nombre de sous-niveaux peut aller jusqu'à 8 [57]. Les sous-niveaux issus du même J sont séparés d'une centaine de cm^{-1} .

La détermination des niveaux d'énergie des terres rares dans différents hôtes fait l'objet de nombreuses recherches aussi bien théoriques qu'expérimentales.

3.3. Règles de transition

L'interaction des ions avec un rayonnement électromagnétique peut donner naissance des transitions entre les niveaux d'énergie, transitions régies par des règles de transitions.

les transitions dipolaires électriques sont interdites puisqu'il des transitions entre niveaux de même parité. Les fonctions d'ondes sont dites paires ou impaires selon que $\vec{L} = \sum_i \vec{l}_i$ est pair ou impair[1].

Selon la règle de Laporte, les transition dipolaires électroniques ne sont possibles qu'entre configuration de parités opposées telles que $4f^N \rightarrow 4f^{N-1}5d$, $4f^N \rightarrow 4f^{N-1}6s$. Par contre, les transition dipolaires magnétique ne sont possibles qu'entre configuration de même parité.

les transition dans les terres rares sont internes à la couche $4f^N$ et sont donc de même parité. Mais quand l'ion est placé dans un milieu vitreux, les ions terres rare sont soumis à l'effet de champ extérieur produit par les ions de la matrice vitreuse. Le champ cristallin provoque un mélange de configuration de parité différentes. Il est alors possible de rencontrer

des transition dipolaires électrique de même ordre de grandeur que le transition magnétique. Le tableau suivantes résume des lois de transition possible.

Tableau 3.5: Règle des transition entre les états d'énergie[1].

	Transition dipolaire électrique	Transition dipolaire magnétique
Δl	± 1	0
ΔS	0	0
ΔL	$\leq 2.l$	0
ΔJ	$\leq 2.l$	≤ 1

3.4. Les terres rares

Les terres rare sont divisés en deux groupes de 14 éléments chacun, Les lanthanides sont caractérisée par le remplissage de la couche 4f et commencer par le cérium (Ce) qui a un nombre atomique $Z = 58$, et se terminent avec le lutécium (Lu, $Z=71$) Les actinides sont en dessous eux dans le tableau périodique, ils caractérisés par le remplissage du réservoir 5f. les actinides à partir du thorium ($Z =90$) à Lawrencium ($Z 103$). Bien que ces éléments partagent de nombreuses propriétés électroniques, seuls les lanthanides sont considérés ici, parce qu'ils sont de plus grande importance dans les lasers et d'amplificateurs beaucoup actinides n'ont pas assez d'isotopes stables pour être utile à de tels dispositifs.

3.4.1. Les Lanthanides

Les lanthanides se caractérisent par une couche électronique 4f incomplète et des couches externes 5s, 5p et 6s entièrement remplies. La couche 4f interne est responsable des propriétés optiques des ions terres rares. Les transitions issues des niveaux d'énergie de cette configuration incomplète 4f engendrent des longueurs d'onde de l'ultraviolet à l'infrarouge. Les électrons de la couche 4f sont protégés de l'influence des champs extérieurs par les couches 5s et 5d qui jouent un rôle d'écran.

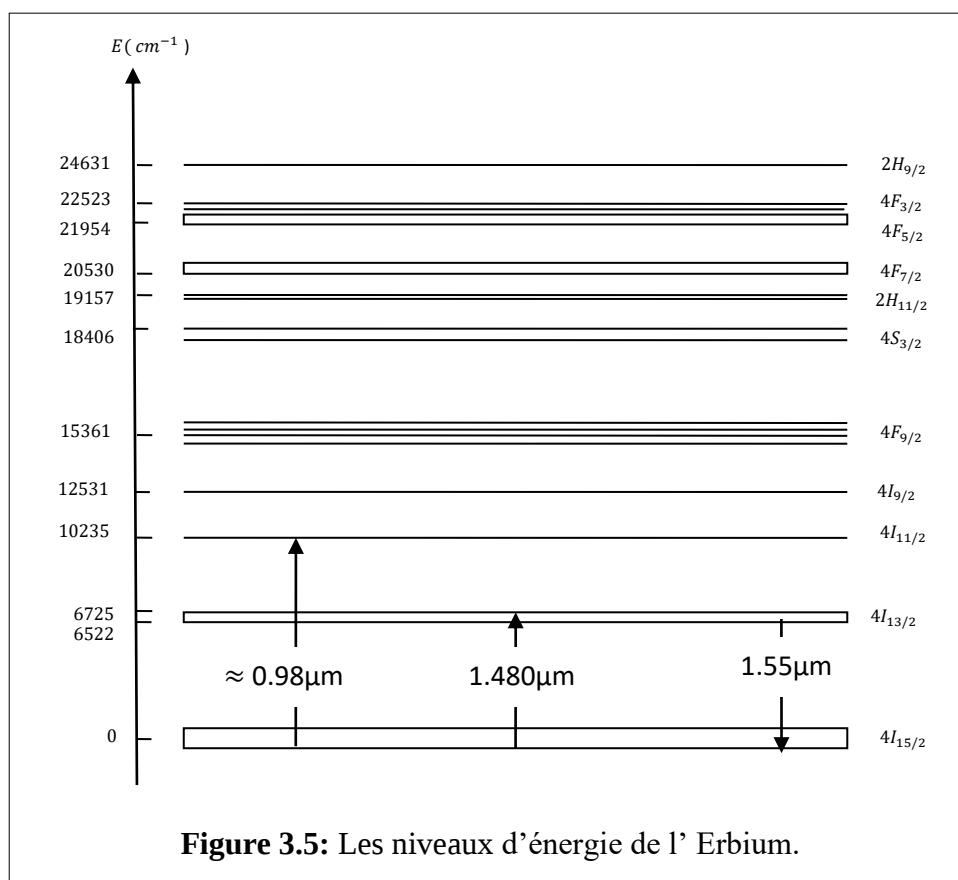
D'une manière générale, lorsqu'un ion est inclus dans une matrice vitreuse ou cristalline, il est soumis à un champ électrique, appelé champ cristallin, créé par les ions voisins. Dans le cas des ions TR, l'interaction est faible car ces ions présentent la particularité d'avoir leur couche 4f protégée du champ cristallin par les couches saturées 5s et 5p. Cet effet d'écran est appelé "contraction des lanthanides".

A. L'ion Er^{3+}

L'ion Er^{3+} qui émet dans le domaine 1530-1570nm. Les niveaux d'énergie 4f correspondant à chaque état possible $2S+1LJ$ de l'ion Er^{3+} sont schématisés sur la figure 3.5. Ce schéma indique les positions relatives des niveaux excités par rapport au niveau fondamental $4I_{15/2}$.

L'émission à 1500nm 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, il est préférable d'exciter soit à 1480nm (transition $4I_{15/2} \rightarrow 4I_{13/2}$) soit à 980nm (transition $4I_{15/2} \rightarrow 4I_{11/2}$).

Une excitation à 1480nm présente l'inconvénient d'être proche de la longueur d'onde d'émission. Pour limiter les pertes par réabsorption, les matériaux doivent être faiblement dopés conduisant à une diminution du gain. C'est pourquoi, il est préférable d'utiliser l'excitation à 980nm. Le coefficient d'absorption à 980nm étant faible, il faut donc augmenter la concentration en ions Er^{3+} pour absorber l'énergie d'excitation sur plusieurs centimètres, ce qui provoque un phénomène d'extinction de luminescence par plusieurs effets indésirable comme le transfert d'énergie entre les ion terre rare dû à l'augmentation de la concentration.

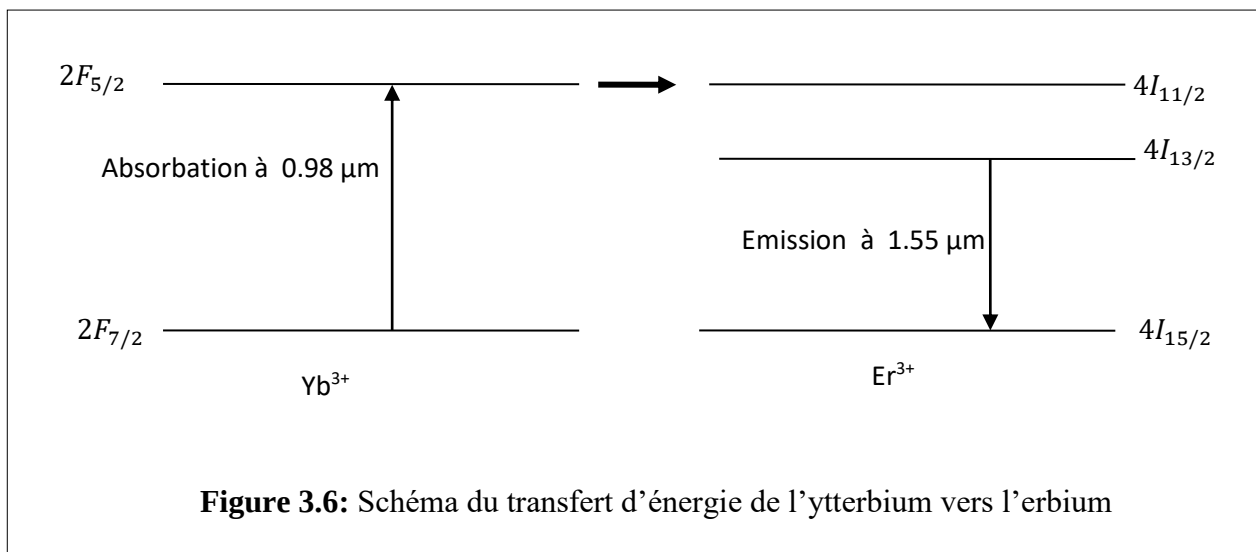


B. L'ion ytterbium et le co-dopage Erbium- ytterbium

L'ion ytterbium est généralement utilisé comme sensibilisateur car son niveau excité $^2F_{5/2}$ correspond au niveau $^4I_{11/2}$ de l'ion erbium ce qui permet un transfert d'énergie de l'yterbium vers l'erbium. L'yterbium est formé par deux niveaux d'énergie et possède un niveau absorbant entre 960 nm et 1000 nm. L'absorption à 980 nm (transition $^2F_{7/2}$ à $^2F_{5/2}$) s'accompagne d'un transfert d'énergie de l'ion ytterbium (niveau $^2F_{5/2}$) vers l'ion erbium (niveau $^4I_{11/2}$) schématisé sur la figure 3.6. Le niveau $^2F_{5/2}$ de l'ion ytterbium se trouve à un niveau d'énergie très proche du niveau $^4I_{11/2}$ de l'ion erbium. C'est un transfert résonant d'énergie entre ces deux niveaux. L'ion erbium, après une relaxation non radiative vers le

niveau $^4I_{13/2}$, émet un photon à 1,55 μm correspondant à la transition $^4I_{13/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$, le niveau $^4I_{15/2}$, étant le niveau fondamental.

Le co-dopage erbium ytterbium améliore considérablement la luminescence autour de 1,55 μm [1.6.7]. L'ytterbium agit comme sensibilisateur de l'erbium car sa section efficace d'absorption est plus grande que celle de l'erbium, c'est-à-dire que les ions ytterbium servent à mieux capter l'énergie d'excitation avant de la transmettre aux ions erbium. Le transfert d'énergie entre les deux ions est favorisé lorsque plusieurs ions Yb^{3+} entourent un ion Er^{3+} . Le transfert d'énergie est très efficace du fait du grand recouvrement entre le spectre d'émission de l'ytterbium et celui d'absorption de l'erbium [6.7].



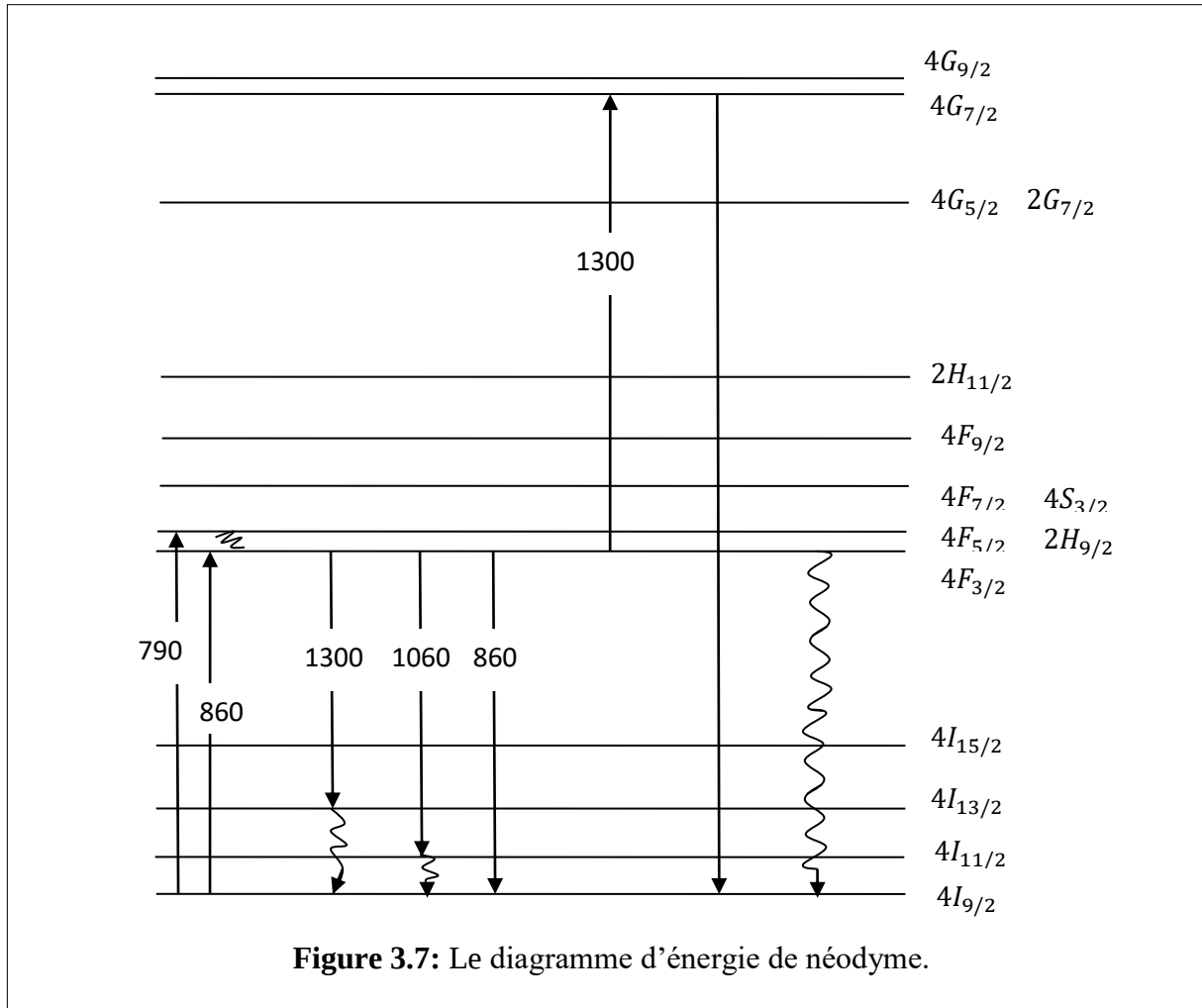
C. Néodyme : Nd^{3+}

Le néodyme pompé à 790 nm émet dans plusieurs longueurs d'onde dont les principales sont : 1300 nm, 1060 nm, et 860 nm. Son diagramme d'énergie est présenté figure 3.7

Les transitions mises en jeu dans le processus d'amplification optique sont les suivantes :

- ✓ l'absorption de la pompe entre les niveaux $^4I_{9/2}$ et $^4F_{5/2}$; $^2H_{9/2}$. Les niveaux de pompe $^4F_{5/2}$ et $^2H_{9/2}$ sont thermiquement couplés à température ambiante et forment donc un spectre continu d'absorption entre 775 nm et 810 nm. Le niveau $^4I_{9/2}$ est le niveau fondamental.
- ✓ Les niveaux $^4F_{5/2}$ et $^2H_{9/2}$ ayant une durée de vie très courte, l'ion relaxe rapidement sur le niveau métastable $^4F_{3/2}$ de manière non radiative.
- ✓ De ce niveau métastable plusieurs transitions radiatives sont possibles :
 - $^4F_{3/2} \rightarrow ^4I_{13/2}$ qui donne une émission à 1,3 μm .
 - $^4F_{3/2} \rightarrow ^4I_{11/2}$ qui donne une émission à 1,06 μm .
 - $^4F_{3/2} \rightarrow ^4I_{9/2}$ qui donne une émission à 0,86 μm .
- ✓ A partir du niveau métastable $^4F_{3/2}$ il y a une absorption du signal à 1,3 μm selon la transition : $^4F_{3/2} \rightarrow ^4G_{7/2}$.

- ✓ D'autres phénomènes ont lieu et leur influence sur le fonctionnement de l'amplificateur est de consommer une partie de la puissance de pompe. Ce sont les phénomènes d'up-conversion [4]. Ce terme (up-conversion) regroupe l'ensemble des processus qui conduisent à une émission d'énergie supérieure à celle de la pompe. Cela se passe soit par absorption à l'état excité soit par transfert d'énergie entre ions.



3.4.2. Contraintes de dopage

Mais le dopage des différentes matrices avec des terres rares souffre de quelques facteurs limitant :

A. La solubilité des terres rares

Au-dessus de certaines concentrations [4.6.7], les ions de terres rares tendent à former des précipités dans la plupart des matrices solides. Ces agrégats (qui peuvent se présenter soit comme des clusters d'ions de terres rares, soit comme des alliages ou composés formés entre ces ions et un élément de la matrice), diminuent le rendement de la luminescence, par l'augmentation des interactions ion-ion entre les ions de terres rares.

B. Les interactions avec les phonons

Les relaxations multiphonon peuvent dépeupler rapidement le niveau excité et diminuer ainsi la luminescence. Ce type de processus apparaît quand un nombre réduit de phonons est requis pour passer le gap d'énergie entre le niveau fondamental et le niveau excité de l'ion lanthanide. Dans un matériau vitreux, si l'énergie des phonons d'une matrice est plus grande que le quart du gap d'énergie, la luminescence sera complètement atténuée. tandis que pour des énergies des phonons plus faibles, la relaxation multiphonon deviendra négligeable [4].

L'importance des processus multiphonon dépend fortement du matériau de la matrice hôte et de la structure électronique de la terre rare. Pour l'erbium, le gap d'énergie de la transition $^4I_{13/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$ est de 6500 cm^{-1} . L'énergie du phonon dans la silice est de 1100 cm^{-1} et donc la luminescence à 1535 nm est peu atténuée (les plus hautes énergies des phonons dans la silice pure sont très élevées, si bien que dans le cas d'un dopage à l'erbium, il faut l'intervention d'environ six phonons seulement pour entraîner une désexcitation non radiative du niveau excité $^4I_{13/2}$ vers le niveau fondamental $^4I_{15/2}$, le niveau $^4I_{13/2}$ ayant une énergie de l'ordre de 6500 cm^{-1}). L'utilisation de matrices ayant des énergies des phonons encore plus faibles réduira davantage la contribution de la relaxation multiphonon, favorisant ainsi des transitions radiatives qui seraient normalement atténuées.

C. Les interactions ion-ion

Une caractéristique des ions de terres rares est leur tendance à réaliser des interactions ion-ion, qui diminuent le rendement de luminescence. Ces interactions peuvent apparaître entre les ions de la même terre rare, quand il peut se produire une "clutérisation" du matériau, ce qui constitue un mécanisme de perte.

3.5. Calcul des paramètres spectroscopiques

Les transitions électroniques sont décrites par différents paramètres qui permettent de déterminer leur intensité et de comparer l'influence des matrices sur les propriétés spectroscopiques des terres rares.

L'importance de ces paramètres réside dans l'influence de ces paramètres sur le rendement de l'amplificateur.

3.5.1. Section efficace d'absorption

L'absorption d'un photon est le mécanisme qui fait passer un ion du niveau "1" au niveau "2". Ce processus peut être modélisé de deux manières différentes suivant si on s'intéresse à l'évolution de l'intensité du faisceau incident au cours de la propagation ou à l'évolution du nombre d'ions excités au cours du temps.

Dans les deux cas de figure on doit introduire la section efficace d'absorption, σ_a , qui est le coefficient de proportionnalité entre la probabilité d'absorption d'un photon et le

nombre d'ions par unité de volume. Si on considère le modèle physique simple d'une collision élastique entre les ions et les photons, dans lequel les ions dopants seraient des disques à deux dimensions, la section efficace d'absorption pourrait être interprétée comme étant l'aire de ces disques, "vue" par les photons incidents. Ce paramètre a donc les dimensions d'une surface. L'intensité du faisceau laser incident diminue au cours de la propagation à travers le milieu absorbant:

$$\frac{dI(z)}{dz} = -\sigma_a I(z) \cdot N_1 \quad (3.3)$$

Dans l'hypothèse d'une faible probabilité d'absorption, la population du niveau excité "2" reste négligeable par rapport à la concentration totale en ions actifs N (cm^{-3}) et $N_1 \simeq N$. Dans ces conditions, après l'intégration de l'équation (3.3), l'intensité résiduelle du faisceau laser, à la sortie du milieu absorbant d'épaisseur l , vaut :

$$I(z) = I_0 e^{-\sigma_a N l} = I_0 e^{-\sigma_a K l} \quad (3.4)$$

Le paramètre $K = \sigma_a \cdot N$ est le coefficient d'absorption qui s'exprime en cm^{-1} . Il peut être interprété comme une probabilité d'absorption par unité de longueur. L'évolution de la population du niveau "2" au cours du temps permet de définir la probabilité d'excitation par unité de temps W_{12} :

$$\frac{dN_2(dt)}{dt} = \sigma_a D N_2(dt) = W_{12} N_2(dt). \quad (3.5)$$

où D représente le débit de photons par unité de surface, c'est à dire le nombre de photons qui traversent la section droite en une seconde $D = I/h\nu$.

La probabilité de transition peut également être définie à l'aide du coefficient d'Einstein B_{12} (exprimé en $\text{m}^3 \cdot \text{s}^{-2} \cdot \text{J}^{-1}$), $W_{12}(\nu) = B_{12} \cdot \rho(\nu)$.

3.5.1.1. Détermination expérimentale des sections efficaces d'absorption

On enregistre les spectres d'absorption à l'aide d'un spectromètre à deux faisceaux. Un faisceau de lumière blanche est envoyé dans un monochromateur pour sélectionner la longueur d'onde. Ensuite il est séparé en deux faisceaux de même intensité: un faisceau de référence, correspondant à $I_0(\lambda)$ et un faisceau passant par l'échantillon dont l'intensité est $I(\lambda)$. Les spectres sont enregistrés en échelle de densité optique $\rho(\lambda)$:

$$\rho(\lambda) = \log\left(\frac{I_0(\lambda)}{I(\lambda)}\right) \quad (3.6)$$

et on en déduit les sections efficaces d'absorption:

$$\sigma_a(\lambda) = \frac{K(\lambda)}{N} = \frac{\rho(\lambda)\ln(10)}{Nl} \quad (3.7)$$

La section efficace d'absorption, déterminée par [1] dans un verre de phosphate représentée dans le tableau suivante :

Tableau 3.6: Sections efficaces d'absorption dans le verre de phosphate.[1]

Terre rare	Longueur d'onde	Section efficace d'absorption (m ²)
Néodyme	801	$2.4 \cdot 10^{-24}$
Erbium	1535	$0.54 \cdot 10^{-24}$
Ytterbium	977	$1.1 \cdot 10^{-24}$

3.5.2. Section efficace d'émission

L'émission stimulée est un phénomène quantique directement induit par l'interaction entre un ion dans un état excité et un faisceau laser présentant des photons d'énergie correspondant à la transition $2 \rightarrow 1$. Au passage d'un de ces photons l'ion, initialement dans le niveau excité, se désexcite en émettant un photon identique au photon exciteur (même longueur d'onde, même direction, même phase et même polarisation). Par analogie avec l'absorption on peut modéliser ce phénomène de manière purement statistique en introduisant une probabilité d'émission, à l'aide du coefficient d'Einstein B_{21} :

$$W_{21}(\nu) = B_{21}\rho(\nu) \quad (3.8)$$

on peut également introduire la section efficace d'émission (en cm²):

$$\frac{dN_2}{dx} = -W_{21} \cdot N_2 = -\frac{\sigma_e I_p}{h\nu} N_2 \quad (3.9)$$

où I_p est l'intensité du faisceau incident (W/cm²). La validité de cette analogie a été confirmée en pratique par la réalisation de l'effet laser, fonctionnant grâce au processus d'émission stimulée.

Comme on déjà vu, il est très facile de déterminer les sections efficaces d'absorption à partir d'un spectre d'absorption, qui fournit une information quantitative. Par contre, les spectres d'émission fournissent toujours des informations relatives, ne permettant pas le calcul direct des sections efficaces d'émission. Les relations qui existent entre les coefficients d'Einstein ont permis pourtant de contourner cette difficulté à l'aide de deux méthodes[1]:

- la méthode de McCumber;
- la méthode de Fuchtbauer-Ladenburg

Ces relations peuvent être déterminées à partir des équations qui régissent l'évolution des populations d'un système à deux niveaux (figure 3.8). Il faut garder à l'esprit le fait que

tous les phénomènes présentés ont lieu simultanément et par conséquent les équations de populations s'écrivent :

$$(3.10) \quad \frac{dN_2}{dx} = W_{12} \cdot N_2 - (W_{21} + A_{21})N_2 = \frac{dN_1}{dt}$$

En sachant qu'à l'équilibre thermique les populations des deux niveaux sont reliées par le facteur de Boltzmann

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{g_2}{g_1} e^{-\frac{h\nu}{kT}} \quad (3.11)$$

où $g_i = 2J_i + 1$ est la dégénérescence du niveau d'énergie E_i , T la température et k la constante de Boltzmann, et en on plaçant dans le cas du régime stationnaire ($\frac{dN_2}{dt} = \frac{dN_1}{dt} = 0$), on peut déterminer sans difficulté les relations recherchées

$$g_1 B_{12} = g_2 B_{21}$$

$$B_{21} = \frac{c^3}{8\pi h n^3 \nu^3} A_{21}$$

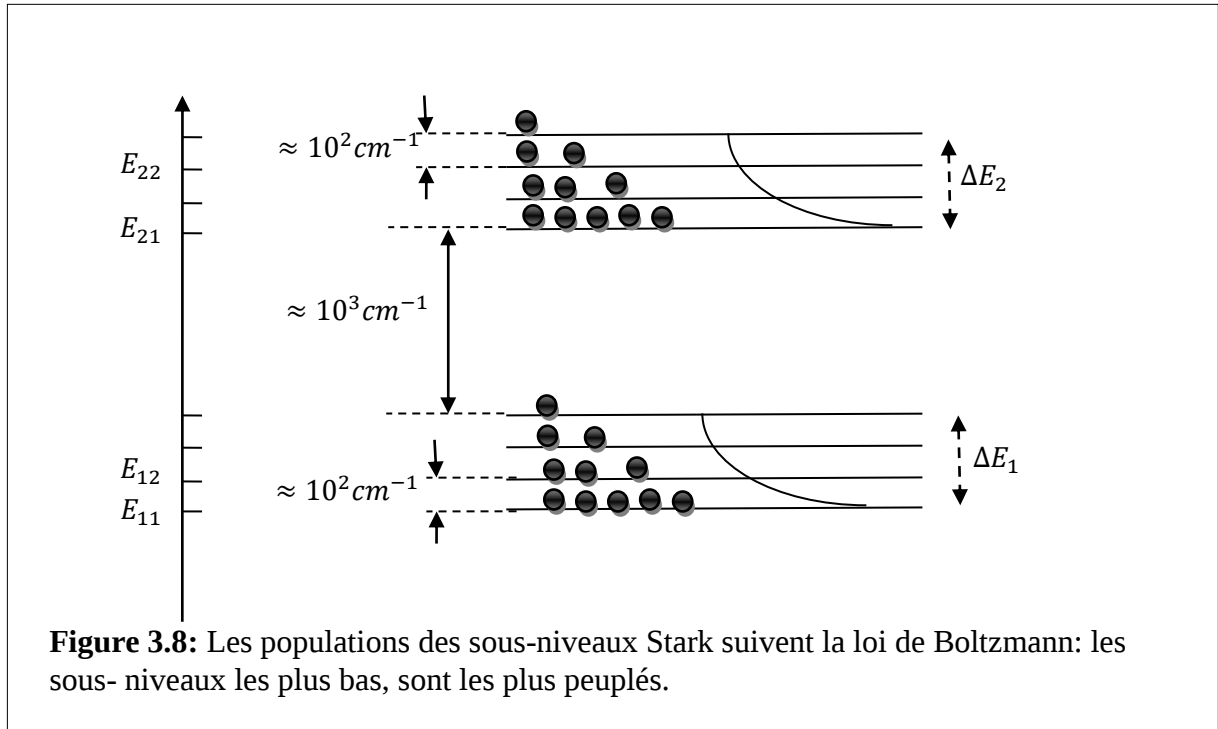
A. Théorie de McCumber

Sur la figure 3.8 on peut constater que les spectres d'émission et d'absorption ont des allures complètement différentes: même si les positions de leurs maxima (transition à zéro phonons) coïncident à moins d'un nanomètre près, l'émission est plus importante du côté des grandes longueurs d'onde, tandis que du côté des courtes longueurs d'onde c'est l'absorption qui est plus intense.

Ce comportement donnant l'impression d'un décalage entre les deux spectres est un phénomène rencontré dans tous les verres et peut s'expliquer par le fait que les populations des sous-niveaux Stark suivent la loi de Boltzmann :

$$N_i = N \frac{e^{-\frac{\Delta E_{i1}}{kT}}}{\sum_{j=1}^n e^{-\frac{\Delta E_{j1}}{kT}}} \quad (3.12)$$

Où N est la population totale, E_{j1} est la différence d'énergie entre les sous-niveaux i et j en cm^{-1} et n est le nombre de sous-niveaux Stark. Ce sont donc les sous-niveaux les plus bas qui sont les plus peuplés (voir figure 3.8). Par conséquent, l'absorption est plus importante à partir des premiers sous-niveaux Stark du niveau fondamental (hautes énergies donc courtes longueurs d'onde), de même que l'émission se fait en priorité à partir de la partie inférieure du niveau excité (basses énergies), ce qui explique le comportement observé. Le phénomène est encore plus évident à basse température, car dans ce cas toute la population se trouve dans le niveau Stark inférieur.



Si on suppose les sous-niveaux Stark équidistants dans les verres: $\Delta E_i = (g_i - 1)E_i$, la relation entre les sections efficaces d'émission et d'absorption s'exprime par la relation de McCumber :

$$\sigma_e = \sigma_a(\nu) e^{-\frac{\varepsilon - h\nu}{KT}} \quad (3.13)$$

Avec :

$$\varepsilon = E - KT \ln \left(\frac{1 + \sum_{j=2}^{g_2} e^{-\frac{(j-1)E_2}{KT}}}{1 + \sum_{j=2}^{g_1} e^{-\frac{(j-1)E_1}{KT}}} \right) \quad (3.14)$$

Où E représente la différence d'énergie entre les sous-niveaux les plus bas de chaque multiplet et peut être calculée en prenant la moyenne des positions des pics d'absorption et d'émission à température ambiante.

Pour déterminer les valeurs de E_i , Miniscalco et Quimby [1.57] considèrent que $(g_1 - 1)E_1$ est la demi-largeur du spectre d'émission du côté des grandes longueurs d'onde, et $(g_2 - 1)E_2$ est la demi-largeur du spectre d'absorption du côté des courtes longueurs d'onde (voir la figure 3.8). En pratique nous calculons ces valeurs entre la position du maximum et la longueur d'onde pour laquelle l'intensité n'est plus que de 5% de la valeur maximale.

Cette méthode donne des résultats précis [1.57], mais elle nécessite la connaissance du spectre d'absorption, ce qui peut poser des problèmes dans les cas où le niveau inférieur de la transition est un niveau excité. Cet inconvénient peut être contourné par l'utilisation de la méthode que on va décrire dans le paragraphe suivant.

B. Méthode de Fuchtbauer-Ladenburg

Cette méthode permet le calcul des sections efficaces d'émission à partir d'un spectre de fluorescence quantique, grâce à la relation suivante [57]:

$$\sigma(\lambda) = \frac{\lambda^4 \beta}{8\pi n^2 c \tau_{rad}} \frac{\phi(\lambda)}{\int \phi(\lambda) d(\lambda)} \quad (3.15)$$

Où β est le rapport de branchement de la transition, n est l'indice du matériau, c est la vitesse de la lumière, τ_{rad} est la durée de vie radiative du niveau émetteur, $\phi(\lambda)$ est la fluorescence quantique et $\bar{\lambda}$ est la longueur d'onde moyenne de la transition définie par:

$$\bar{\lambda} = \frac{\int \lambda \phi(\lambda) d\lambda}{\int \phi(\lambda) d\lambda} \quad (3.16)$$

La formule de Fuchtbauer-Ladenburg est valable si l'une au moins des conditions suivantes est remplie

- les sous-niveaux Stark des deux multiplets sont également peuplés [57];
- toutes les transitions ont la même force;

Aucune de ces deux conditions n'est parfaitement vérifiée à température ambiante dans les verres, ce qui implique que cette méthode doit être utilisée avec prudence.

B.1. Mesure des rapports de branchement à partir des spectres de fluorescence

Expérimentalement le rapport de branchement d'une transition $m \rightarrow i$ est donné par le rapport entre la surface sous la bande correspondant à cette transition dans le spectre de fluorescence quantique $I(\lambda)$ et la surface de l'ensemble du spectre [57]:

$$\beta = \frac{\int_{\text{bande } m \rightarrow i} I(\lambda) d\lambda}{\int_{\text{spectre}} I(\lambda) d\lambda} \quad (3.17)$$

Tableau 3.7: Section efficace d'émission des différents terres rare dans un verres de phosphate d'après [1].

Terre rare	Longueur d'onde	Section efficaces d'émission (m ²)
Néodyme	1054	3.7*10 ⁻⁴
	1325	0.41 *10 ⁻²⁴
Erbium	1535	0.63*10 ⁻²⁴

Ytterbium	977	$1.1 * 10^{-24}$
-----------	-----	------------------

3.6. Influence de la matrice sur la spectroscopie des terre rare

L'intérêt des terre rare réside dans leur relative insensibilité à la matrice qui les contient. Cependant, cette influence, pour faible qu'elle soit sur la position des niveau d'énergie, suffit pour entraîner des décalage sur les longueur d'onde de transitions optiques et de variations sur les valeurs des paramètres spectroscopique. On va comparer dans ce paragraphe les différentes propriétés de quelques types des verres

- Le silicate
- Les phosphate
- Les fluorophosphates
- Les verres fluorés (le BIGaZYT et le ZBLAN)
- Silice

3.6.1. Longueur d'onde d'émission

D'après [1], les deux tableaux suivantes présentes l'influence de la matrice sur la position de la bande d'émission de l'erbium et du néodyme.

Tableau 3.8: Bandes d'émissions de l'erbium à température ambiante dans différentes matrice de verres [1]

Verres	Silice	Silicate	Phosphate	fluorophosphates	Verres fluorés
$\lambda_1 (nm)$	1531	1536	1535	1532	1530
$\Delta\lambda_1$	Al/P : 25 Ge/P : 43	20	25	32-43	63

Tableau 3.9: Bandes d'émissions de néodyme à température ambiante dans différentes matrice de verres [1].

Verres	Silice	Silicate	Phosphate	Fluorophosphpte	Verres fluorés
$\lambda_1 (nm)$	935	918	895		893
$\lambda_2 (nm)$	1075	1066	1054	1053	1050
$\lambda_3 (nm)$	1350	1334	1325	1323	1319
$\Delta\lambda_1 (nm)$	30	34	23		47
$\Delta\lambda_2 (nm)$	50	26	22	30	23
$\Delta\lambda_3 (nm)$	50	38	39	45	43

Les verres ont des longueurs d'onde d'émission de plus en plus courtes selon la liste suivante :

- Silice
- Silicate
- Phosphate

- Fluorophosphate
- Verres fluorés

3.6.2. Section efficace d'émission

D'après[1], les valeurs moyennes des sections efficaces de l'erbium autour de 1540 nm et de néodyme autour de 1060 et 1320 nm, obtenues dans les différents types de verres.

Tableau 3.10 : Section efficace d'émission de l'erbium et néodyme selon la matrice vitreuse.

Verres	Erbium	Néodyme	
	A 1540 nm en 10^{-20} cm^2	à 1060 nm en 10^{-20} cm^2	à 1320 nm en 10^{-20} cm^2
Silice	0.57		
Silicates	0.73	2.9	0.3-0.8
phosphate	0.80	3.9	0.5-1.1
fluorophosphates	0.72	3.5	
Verres fluorés	0.50	2.9	

C'est dans les verres phosphates que la section efficace d'émission des terres rares est la plus élevée. Elle est également importante dans les fluorophosphates.

3.6.3. Désexcitations non-radiative

On a évoqué le type de désexcitation possibles dans le verre au chapitre 02, l'intensité de ces radiations et leur probabilité varient selon la composition de la matrice vitreuse.

A. Energie des phonons

L'énergie de phonon est mesurée par effet RAMAN. Plus les ions qui constituent le réseau sont lourds et plus leur inertie est grande. Leur fréquence de vibration est plus faible et les phonons sont moins énergétiques. Les énergies mesurées, par ordre décroissant sont données dans le tableau suivant.

Tableau 3.11: Energie de phonon dans les verres.

Verres	Energie de phonon (cm^{-1})
Silice	1100[1]
Phosphate	1100[1]
Fluorophosphate	1100[1]
Silicate	1000[1]
ZBLAN	580 [57]
PZG	560[57]

L'énergie des phonons dans les verre fluorophosphate correspond à celle des verres phosphates et non pas à celle des verres fluorés. En effet, la valeur élevée est due à la liaison A---O.

Plus l'énergie des phonon est élevée et plus, pour un écart d'énergie donné, la probabilité de désexcitation non radiative est élevée. Ainsi tout niveau dans la silice, un verre silicate, phosphate ou fluorophosphate situé à moins de 2000 cm^{-1} d'un autre niveau d'énergie a une faible probabilité d'être un niveau métastable ou alors avec un rendement quantique très bas.

Ceci constitue le plus souvent un handicap sauf dans le cas du co-dopage erbium-ytterbium car alors une énergie de phonon élevée conduit à une durée de vie du niveau $^4I_{11/2}$ très faible et empêche ainsi l'erbium de restituer de l'énergie à l'ytterbium[1].

B. Evolution de la durée de vie en fonction de la concentration des ions terres rare

A forte concentration en ions terres rare . un phénomène connu sous le nom de "quenching" en concentration [1], lié à l'accroissement de la probabilité de transfert d'énergie vers des centres pièges. Ce quenching est proportionnel au carré de la concentration c en erbium, la durée de vie étant donnée par la loi suivante:

$$\tau = \frac{\tau_0}{1 + (\frac{c}{c_0})^2} \quad (3.18)$$

Où τ_0 est la durée de vie à faible concentration et c_0 est la concentration pour laquelle cette durée de vie diminue à moitié. Comme la durée de vie est le résultat de tous les processus de transfert, radiatifs et non-radiatifs

Cette dépendance avec le carré de la concentration est due au phénomène de diffusion de l'excitation: un ion dans l'état excité cède son énergie à un autre ion dans l'état fondamental et ce processus va se répéter, de proche en proche, jusqu'à ce que l'énergie soit transférée vers un atome piège, qui la dissipera de manière non radiative.

Selon [1], il convient de souligner que la faible durée de vie dans le verre phosphate peut s'expliquer par la concentration élevée de dopant, et les autres ont été mesurées dans des verres faiblement dopés.

Comme on déjà dit précédemment que Le choix de cette matrice se fait en fonction de paramètres physiques comme la section efficace d'absorption et d'émission, l'énergie des phonons, de paramètres chimiques : facilité d'incorporation de l'ion et de paramètres technologiques. le choix final étant un compromis entre ses différentes propriétés spectroscopiques et technologiques.

On peut classer les différentes matrices vitreuses selon les paramètres physiques comme suivante

- ZBLA
- Verre Fluoré
- Phosphate

- Silicate
- Silice
- PZG

Tableau 3.12: Evolution de la durée de vie en fonction de la concentration des ions terres rare

Verres	Concentration en ion Er^{+3} (%)	$\tau_{I_{13/2}}$ (ms)
PZG dopée ErF_3	0.1	6.8[57]
	0.5	6.9[57]
	1	6.0[57]
	1.5	5.1[57]
	2	4.3[57]
PZG dopé ErCl_3	0.08	6.6[57]
	0.5	7.5[57]
	1	7[57]
	1.5	6.7[57]
	2	5.8[57]
ZBLA dopé ErF_3	0.1	9.4[57]
	1	10.4[57]
	2	12.3[57]
	3	13.4[57]
	5	13.0[57]
Silice dopée Er		10[1]
Silicate dopée Er		10.5[1]
phosphate dopée Er		7.6[1]

Mais, dans le cas de les classer selon le paramètre chimiques, et technologique (aptitude de élaboration selon une technologie considérer comme l'échange ionique qui le plus adapte dans l'optique intégré sur verres), cependant que les verres fluoré sont fragiles chimiquement et mécaniquement. De plus, leur température de transition T_g très basse, impose de travailler à fiable température ce qui limite la cinétique des échanges. En point de vue de technique d'échange ionique le verre phosphate est le plus adapté puis le verre silicate parce qu'il est présente des caractéristique spectroscopie assez proches de celles de verres phosphates mais cependant moins bonnes.

4. Les amplificateurs optiques intégrés

On a montré précédemment que le verre phosphate et silicate sont les plus adapté à la réalisation de guides d'ondes pour la réalisation de composants passifs et actif avec l'échange d'ions. Deux aspects sont à prendre en compte pour réaliser des composants actifs. D'un côté, il faut confiner efficacement la lumière : un amplificateur optique est avant tout un bon guide d'onde; de l'autre part, la réalisation de composants actifs repose sur la possibilité

d'introduire des terres rares dans le verre, et rendre ainsi possible l'amplification de la lumière. l'apport de dopants peut se réaliser par implantation ionique mais le plus simple et le plus efficace est les introduire dans le mélange des poudres lors de l'élaboration du verre.[1].

La réalisation de composants d'optique intégrée sur verre nécessite une diversité de techniques telles que : échange ionique, diffusion de métaux, implantation ionique et méthodes de déposition (Chemical Vapor Deposition, Flame Hydrolysis Deposition...). Le plus adapté à la réalisation des amplificateurs optique sur verres est l'échange ionique.

L'échange ionique est la technique la plus utilisée : il s'agit d'augmenter localement l'indice d'un verre (guide du signal) en remplaçant localement des ions mobiles contenus dans la matrice par d'autres ions différents tels que, par exemple, Ag^+ . Cet échange est rendu possible par phénomène de diffusion entre un milieu donneur et un accepteur (le verre).

Dans le cas d'implantation ionique (bombardement d'ions à l'aide d'un implantateur ou immersion dans un plasma), le support utilisé est un substrat ou un verre massif sur lequel est déposé un dépôt. Cela entraîne une variation d'indice liée à une densification du réseau et/ou à la nature des ions implantés.

De plus en plus utilisée, **la technique de dépôt en phase vapeur** est une technique simple et d'une grande souplesse : possibilité de dopages et de géométries variés. Le principe consiste à déposer une couche dopée sur un support. Les motifs désirés sont délimités par le dépôt d'un masque sur le substrat en utilisant les procédés de photolithographie et de gravure classiques.

4.1. Exemples

4.1.1. Amplificateur optique à 1,5 μm intégré sur verres

les EDFA fonctionnent dans la troisième fenêtre des télécommunications optiques (autour de 1,55 μm , longueur d'onde qui coïncide avec le minimum d'atténuation des fibres), Un avantage des EDFA est le fait qu'elles présentent une bande spectrale d'amplification de 30 à 40 nm[4].

La première approche historique pour fabriquer des microcomposants compatibles avec l'optoélectronique dans le but de réaliser l'amplification est la conception de guides d'onde dopés Erbium en optique intégrée. L'intégration permet également l'association de plusieurs fonctions sur un même substrat.

Plusieurs réalisations ont été effectuées avec des matrices vitreuses comme la silice, mais les composants n'étaient pas monomodes et les matrices de silice facilitent les interactions entre ions Erbium, induisant des phénomènes impliquant plusieurs photons (up-conversion).

Une première réalisation de guide plan en silice avec un dopage au phosphore [6.7] a permis d'obtenir un gain de 0.75 dB/cm mais le composant a une longueur de 6 cm ne permettant pas l'intégration. On peut trouver également un amplificateur intégré avec des

particules d'alumine pour augmenter l'indice de la matrice afin de réaliser le guidage et ces particules sont ensuite dopées à l'Erbium par implantation ionique [7]. Le pompage est effectué à 1480 nm avec un gain interne de 2.3 dB pour une puissance de seulement 9 mW.

Par des effets de transfert d'énergie, on réalise des co-dopages Erbium/Ytterbium pour augmenter le gain. Il a été possible d'atteindre un gain de 1.8 dB/cm pour une longueur de propagation de 9 cm sous un pompage de 200 mW à 980 nm [5].

La valeur de gain la plus élevée pour un composant intégré est de 5.1 dB/cm dans un guide en verre phosphaté dopé aux ions Erbium avec une puissance de pompage de 80 mW à 980 nm seulement [1].

4.1. 2. Amplificateur optique à 1,3 μm ; NDFA intégré sur un couche mince de LaF3[4]

Actuellement, la seconde bande des télécommunications à 1,3 μm est utilisée dans les réseaux locaux et les réseaux de distribution. Pour les réseaux interurbains on utilise préférentiellement la bande à 1,55 μm car elle présente moins d'atténuation.

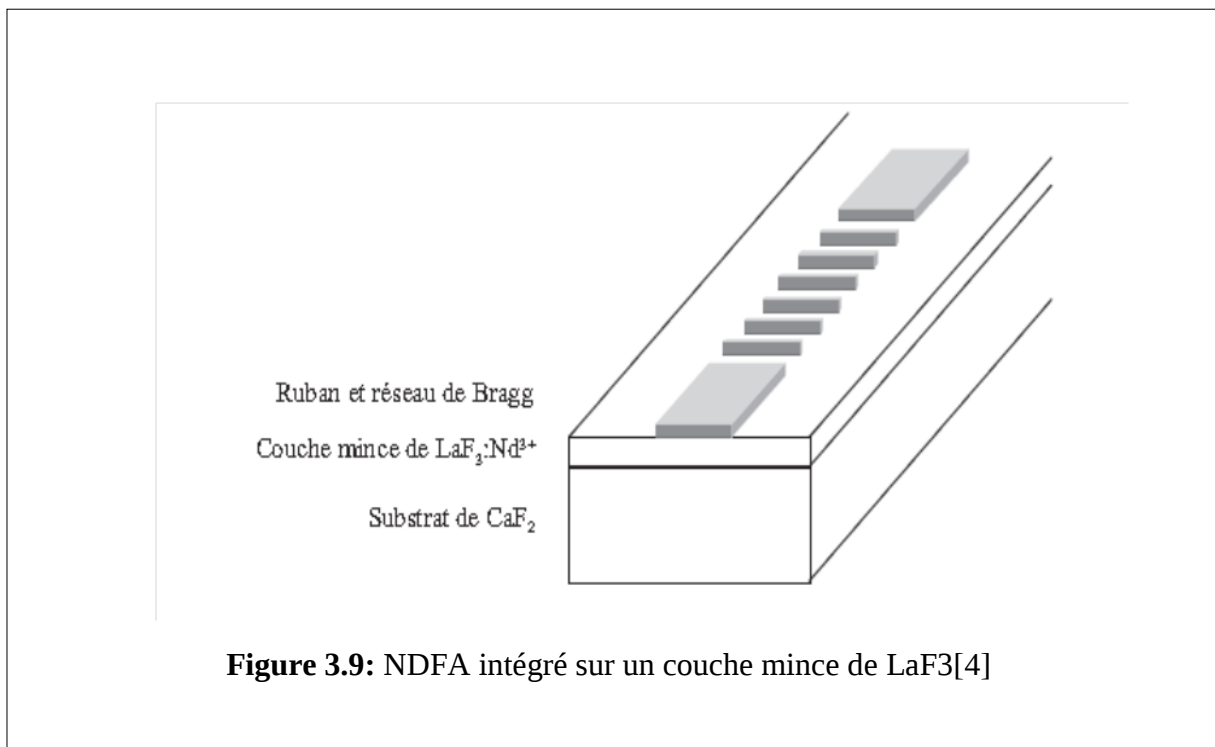
Concernant les réseaux de distribution, les distances étant courtes, les pertes à la propagations ne nécessitent pas l'utilisation d'un amplificateur. L'amplificateur optique aurait un intérêt pour compenser les pertes dues à la distribution d'un signal. Pour distribuer un même signal à une série d'abonnés (par exemple dans le cas d'un signal de télévision) il faut utiliser des coupleurs. Chacun d'eux génère des pertes à cause de l'extraction d'une partie du signal, il est alors utile d'amplifier ce signal pour permettre d'augmenter le nombre d'abonnés. Cette utilisation est toutefois limitée. Dans le cas général, l'abonné a besoin de récupérer et d'ajouter des données dans la fibre. De plus son besoin en bande passante ne nécessite pas l'attribution d'une longueur d'onde entière mais d'une fenêtre temporelle. On est alors obligé d'utiliser un système électronique pour extraire et ajouter des données dans la boucle de distribution.

Quatre ions terres rares ont une émission possible vers 1300 nm : Nd^{3+} , Pr^{3+} , Sm^{3+} et Dy^{3+} . Le terre rare ayant une bande d'émission vers 1310 nm, et pour obtenir un pompage plus efficace: c'est le néodyme qu'il est préféré pour cette raison, et aussi l'ion néodyme peut être pompé par des diodes laser à une longueur d'onde autour de 790 nm ou 860 nm. L'inconvénient majeur de cette terre rare est la concurrence qui existe entre l'émission souhaitée à 1,3 μm et l'émission spontanée amplifier parasite à 1,06 μm qui provient du même niveau métastable. Cet inconvénient a limité jusqu'à présent les performances des amplificateurs optiques dopés néodyme à un gain de 10 dB[4]. La solution selon[4] est de réaliser un filtre pour supprimer la propagation de cette émission parasite. Ce filtre est constitué d'un réseau de Bragg repart sur toute la longueur de l'amplificateur. Le choix de la matrice dans laquelle est incorporé le néodyme s'est porté sur le LaF3. Ce matériau n'est pas celui qui permet d'obtenir le meilleur gain, mais pour sa bande spectrale (entre 1298 nm et 1368 nm).et l'avantage du LaF3 est qu'il a une faible énergie maximum de phonons, Ce matériau valide le concept de filtrage repart pour éliminer l'émission autour de 1,06 μm [4].

A. Structure de l'amplificateur

Cette exemple d'amplificateur est composée des éléments suivants :

- Un guide d'onde plan diélectrique qui est obtenu par la couche mince de LaF3 d'indice optique supérieur à celui du CaF2.
- Un ruban qui induit un guidage latéral de l'onde se propageant dans la couche de LaF3.
- Les deux faces du guide d'onde servent à l'injection et à la récupération des signaux. Elles doivent donc avoir une bonne qualité optique et notamment une très faible rugosité.



Le rôle du réseau de Bragg est de découpler à l'extérieur du guide d'onde l'émission spontanée amplifiée à 1,06 μm . Pour cela, il doit être reparté sur toute la longueur du guide. Lors de la conception de ce réseau,

La bande d'émission de l'ion Nd³⁺ dans une matrice de LaF3 se situe entre 1298 nm et 1367 nm et comprend donc une grande partie de la bande de télécommunications.

B. L'influence de la concentration de Nd³⁺

Un seuil vers 5% d'ions au-delà duquel la qualité spectroscopique du matériau se dégrade de manière importante. Ce seuil peut être expliqué par un changement dans l'environnement de l'ion qui devient moins homogène. Le maximum d'intensité de

fluorescence a été obtenu pour un taux de dopage entre 3% et 4% avec une durée de vie à température ambiante de 190 μ s pour 3% de néodyme[4].

Tableau 3.13: Caractéristiques d'une sélection d'amplificateurs à 1,3 μ m.

Type	λ_{max}	Bande passante	Gain max	Puissance de saturation	ref
NDFA	1345 nm	30 nm	4.5 dB	13 dBm	[4]
NDFA	1343 nm		10 dB		[4]
NDFA	1320 nm		6.5 dB		[4]
NDFA	1320 nm		3.5 dB		[4]
NDFA	1328 nm		9.2 dB		[4]
NDFA	1327 nm		8.5 dB		[4]
NDFA	1317 nm	35 nm	4.5 dB		[4]

5. Conclusion

La spectroscopie des ions terres rares dans les différentes matrices va déterminer les performances de ce dispositif, à partir de ces paramètres spectroscopiques comme les raies d'absorption et d'émission, les sections efficaces, durée de vie, aptitude des grandes concentrations, on va déterminer l'efficacité et la performance de l'amplificateur.

Le succès des amplificateurs autour de 1.5 μ m (la troisième fenêtre de transmission), due à la présence d'un terre rare 'erbium' ayant des propriétés spectroscopiques adaptées à ce but, dans une matrice vitreuse comme le verre de phosphate ou silicate. Qu'ils sont adaptés à l'échange d'ion.

Mais avec la deuxième fenêtre de télécommunication de 1.3 μ m, le néodyme qui possède ce spectre d'émission, mais il souffre des transitions radiatives autour de 1.06 μ m qui forme du bruit qui diminue la performance de l'amplificateurs.

Chapitre :04 Modélisation d'un amplificateur optique

1. Introduction

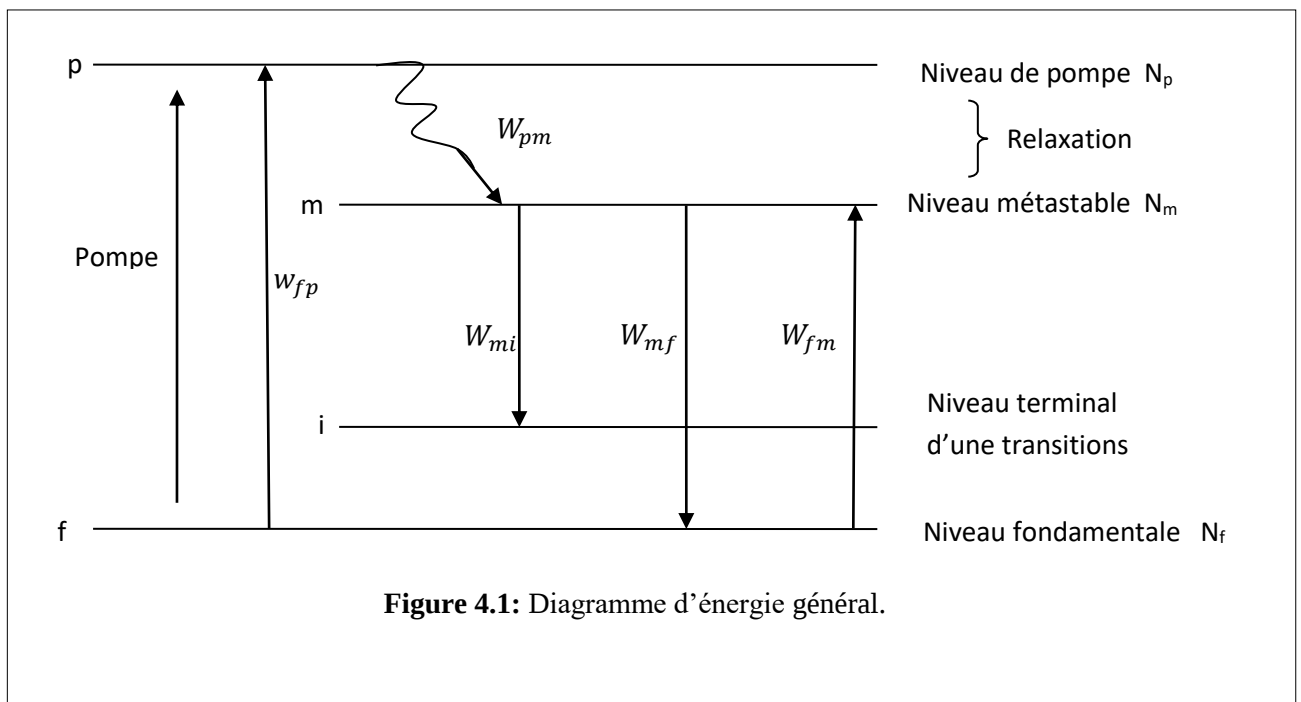
Dans la perspective du développement d'un amplificateur optique, une modélisation permettant de comprendre quels sont les paramètres décisifs pour l'obtention d'un gain maximal et également d'expliquer et de prévoir les performances expérimentales. La modélisation permet de trouver le meilleur compromis entre les différents paramètres pouvant influencer le gain: concentrations en ions dopants, puissance de pompe, longueur de guide. Elle servira de base à une future optimisation des guides amplificateurs.

On va développer un modèle simple afin d'étudier le comportement de ces amplificateurs et l'influence des différents paramètres sur le gain, et on peut étudier les différents phénomènes parasites comme les émissions spontanées amplifiées et le transfert d'énergie et leur influence sur la performance de l'amplificateur.

2. Etablissement de modèle

2.1. Cas générale d'un dopage avec une seule terre rare

Le principe d'amplificateur optique est de restituer à un signal l'énergie qu'il est absorbé, est fournie au matériau par un faisceau de pompe. Le matériau est une matrice vitreuse qui contient des terres rares. Ces ions emmagasinent l'énergie qu'ils restituent au signal si la longueur d'onde de ce dernier est située dans une bande de fluorescente des ions de terres rares.



Dans le cas général décrit (figure 4.1), quatre niveaux interviennent dans l'amplificateur ce sont:

- Le niveau fondamental
- Le niveau de pompe
- Le niveau métastable
- Le niveau terminal de la transition radiative à la longueur d'onde du signal.

Par ailleurs, à partir de niveau métastable, il peut y avoir des émissions radiatives à différentes longueurs d'onde faisant intervenir d'autres niveaux terminaux.

Lorsque le faisceau de pompe parcourt le verre et y est absorbé, les ions des terres rares s'excitent. La population des différents niveaux change. Les équations de variation de la densité de population sont [1]:

a. Le niveau de pompe

$$\frac{dN_p}{dt} = W_{fp} \cdot N_f - W_{pm} \cdot N_p \quad (4.1)$$

Où W_{ij} sont des probabilité de transition entre les niveaux i et j en s^{-1} .

b. Le niveau métastable

$$\frac{\partial N_m}{\partial t} = W_{pm} \cdot N_p - W_{mi} \cdot N_m - W_{mf} \cdot N_m - \frac{N_m}{\tau_{12}} + W_{fm} \cdot N_f \quad (4.2)$$

$W_{mi} \cdot N_m$ et $W_{mf} \cdot N_m$ correspondant à l'émission stimulée à partir du niveau métastable. Selon que le système est à 4 ou 3 niveaux, seul interviendra respectivement le premier ou le second terme.

2.1.1. Cas de dopage avec l'erbium

Dans le cas d'un dopage avec l'erbium le modèle est dit à trois niveaux, comme s'indique sur la figure suivante :

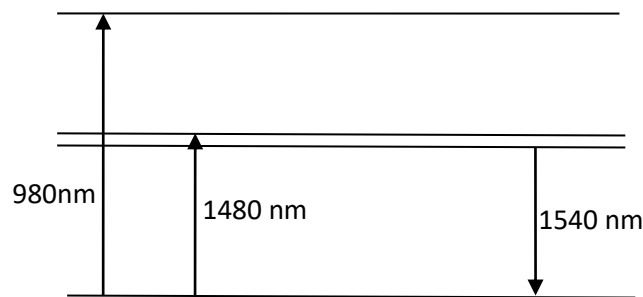
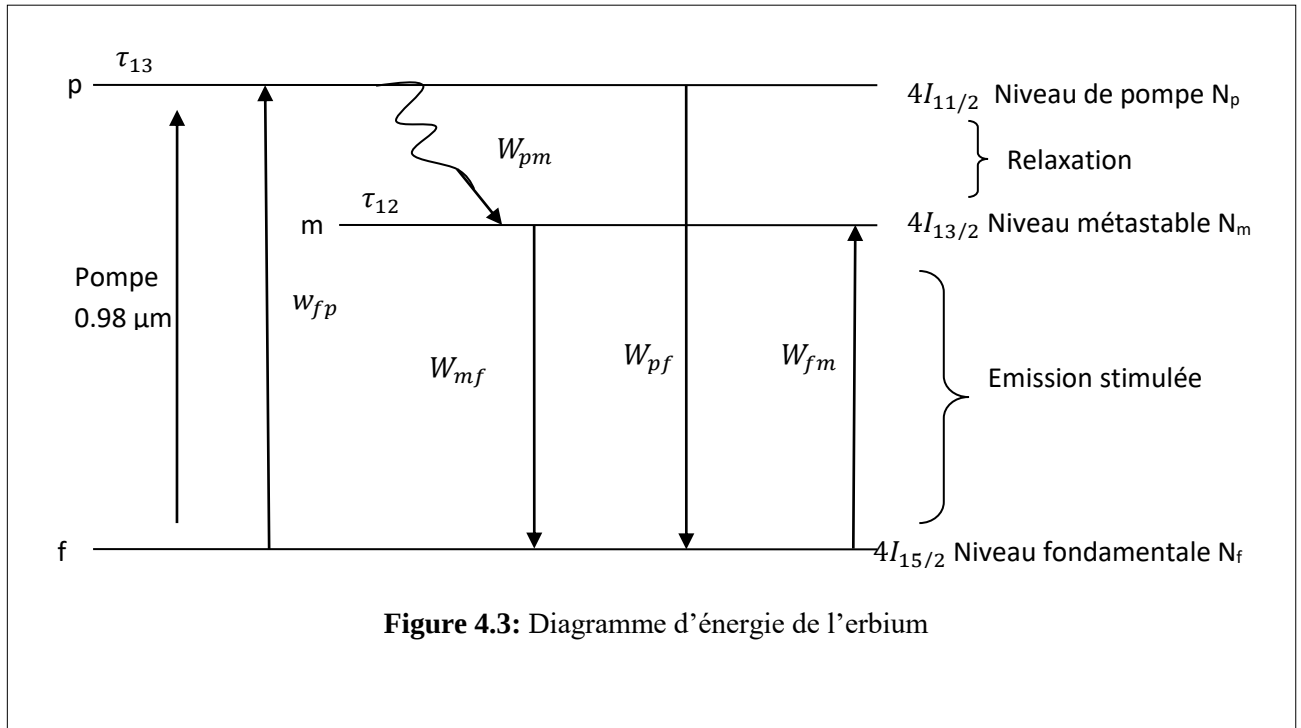


Figure 4.2 : Les niveaux d'énergie de l'erbium



Avec:

$4I_{11/2}$: correspond à la densité de population du niveau N_p (m^{-3});

$4I_{13/2}$: correspond à la densité de population du niveau N_m (m^{-3});

$4I_{15/2}$: correspond à la densité de population du niveau N_f (m^{-3}).

Les niveaux N_f , N_m et N_p sont respectivement le niveau fondamental, métastable et de pompe.

Une fois un électron excité, la probabilité pour qu'il redescende à l'état fondamental dépend du niveau sur lequel il se situe, cette probabilité est appelée « temps de vie » du niveau.

Le niveau N_m , se caractérise par une durée de vie longue, notée τ_{12} , approximativement égale à 10 ms [3]. La transition qui nous intéresse se produit entre les niveaux N_f et N_m .

Il est important de s'intéresser à ces temps de vie, en effet on remarque en particulier que le temps de vie d'un électron sur le niveau N_p à 980nm est très court par rapport au temps de vie d'un électron situé sur le niveau N_m à 1530nm (1000 fois environ....)[3]. Ainsi on peut considérer qu'un électron absorbé à 980nm en N_p se trouve instantanément sur le niveau N_m à 1550nm.

Comme on l'avons déjà mentionné, plusieurs mécanismes de relaxation se produisent simultanément lors de l'interaction des faisceaux lasers avec des ions Er^{+3} . Tous ces processus doivent être pris en compte à travers le système précédent (figure 4.3), et qui génère les équations de population suivantes:

$$\frac{\partial N_p}{\partial t} = W_{fp} \cdot N_f - W_{pm} \cdot N_p - W_{pf} N_p \quad (4.3)$$

Avec :

$W_{fp} \cdot N_f$: correspond à l'absorption des photons de pompe par les ions du niveau fondamental

$W_{pm} \cdot N_p$: correspond à la transition non-radiative entre le niveau de pompe et le niveau métastable;

$W_{pf} \cdot N_p$: correspond à la transition radiative entre le niveau de pompe et le niveau fondamental, transition très peu probable. Par conséquent $W_{fp} N_f \geq W_{pf} N_p$ et $W_{pm} N_p \geq W_{pf} N_p$ [1.2]. L'équation (4.1) s'écrit:

$$\frac{dN_p}{dt} = W_{fp} \cdot N_f - W_{pm} \cdot N_p \quad (4.4)$$

L'évolution temporelle de la population à l'état métastable, obtient par l'équation [1]:

$$\frac{\partial N_m}{\partial t} = W_{pm} \cdot N_p - W_{mf} \cdot N_m - \frac{N_m}{\tau_{12}} + W_{fm} \cdot N_f \quad (4.5)$$

$W_{mf} \cdot N_m$: correspond à l'émission stimulée à partir du niveau métastable;

$W_{fm} \cdot N_f$: correspond à la transition entre le niveau fondamental et le niveau métastable;

$\frac{N_m}{\tau_{12}}$: terme correspond à l'émissions spontanées à partir du niveau métastable;

τ_{12} : la durée de vie radiative de niveau métastable.

Par définition on a une équation pour la somme des populations des niveaux électroniques du Système

$$N_T = N_p + N_m + N_f \quad (4.6)$$

Avec : N_T La densité en ion erbium.

Beaucoup d'amplificateurs opèrent en régime continu ou en régime pulsé à très haute cadence. Alors, l'évolution des populations des niveaux électroniques atteint un régime stationnaire et conserve cet état permanent. Alors, dans de tels systèmes, la dérivée temporelle de chaque population est nulle :

$$\frac{dN_i}{dt} = 0 \quad (4.7)$$

Ce qui simplifie les équations (4.4) à (4.5). Donc, avec ces équations, il est possible de former un système de trois niveaux : N_f , N_p et N_m . On peut ainsi trouver les différents taux de populations des niveaux atomiques N_i en fonction des taux de transitions stimulées W_{ij} et des temps de vie spontanés τ_{ij} si nous considérons que notre dispositif est de l'erbium pompé à 980 nm alors on a :

$$\frac{dN_f}{dt} = \frac{dN_p}{dt} = \frac{dN_m}{dt} = 0 \quad (4.8)$$

A partir des expressions (4.7), (4.4) et (4.5) l'expression de la population du niveau métastable est donnée par l'expression:

$$N_m = \frac{(W_{fp} + W_{fm})}{(W_{fp} + W_{mf} + W_{fm} + \frac{1}{\tau})} N_t \quad (4.9)$$

Et la population de niveau fondamentale s'écrit comme suivante :

$$N_f = \frac{\left(W_{mf} + \frac{1}{\tau_{12}}\right)}{\left(W_{fp} + W_{mf} + W_{fm} + \frac{1}{\tau}\right)} N_t \quad (4.10)$$

2.1.1.1. Probabilité d'émission

Les W_{ij} intervenant dans l'expression de la population du niveau métastable sont des taux d'émission stimule, il sont proportionnels aux coefficient d'Einstein B_{ij} et s'exprimer par [1] :

$$W_{ij} = \frac{I_\lambda}{h\nu} \sigma_{ij} \quad (4.11)$$

Avec : I_λ :densité surfacique de puissance, ou intensité, transporté par le mode de longueur d'onde λ (W/m²).

σ_{ij} : section efficace de transition optique (émission ou absorption)à cette longueur d'onde (m²).

La symétrie de révolution du guide on permet de la considérer dans un repère cylindrique (O,r,θ,z). La similarité par translation de ce guide rend adaptée la séparation des variables (r,θ) de la variable (z). L'intensité d'un signal, (I_λ), qui intervient dans l'expression (4.11), suit la loi [1.2] :

$$I(r, \theta, z) = I(z).g(r, \theta) \quad (4.12).$$

ou, $g(r, \theta)$. : profil d'intensité. Pour simplifier le calcul on le considèrent gaussien et constant sur toute la longueur de l'échantillon, et posent:

$$g(r, \theta) = e^{-\frac{r^2}{W^2}} \quad (4.13)$$

Ou : W: Le rayon du mode.

La puissance transportée par un mode est donnée par la relation [1]:

$$p(z) = \int_0^{2\pi} \int_0^\infty I(z)g(r, \theta)r.dr.d\theta = \pi.w^2I(z). \quad (4.14)$$

On suppose que le verre est uniformément dopé, ce qui simplifie les expressions.

L'expression de la population du niveau métastable est obtenue, en remplaçant les probabilités de transition dans la relation (4.9), par leur expression donnée par l'équation (4.11), sous la forme[1,2]:

$$N_m = \frac{\left(\frac{I_{fp}(r, \theta, z)}{I_{sat}} + \frac{I_{mf}(r, \theta, z)}{I_{sat}} \cdot \frac{\sigma_{abs} \cdot v_{fp}}{\sigma_{abs} \cdot v_{mf}} \right)}{1 + \frac{I_{fp}(r, \theta, z)}{I_{sat}} + \frac{I_{mf}(r, \theta, z)}{I_{sat}} \cdot \frac{\sigma_{abs} \cdot v_{fp}}{\sigma_{abs} \cdot v_{mf}}} \cdot N_t \quad (4.15)$$

Avec :

$$I_{sat} = \frac{h v_{fp}}{\sigma_{abs} \cdot \tau_{12}} \quad (4.16)$$

I_{sat} : est l'intensité nécessaire pour avoir une inversion de population, c'est-à-dire $N_m = \frac{N_t}{2}$
 σ_{abs} est la section efficace d'absorption à la longueur d'onde de pompe.

La formule (4.16), souligne que la population d'une terre rare est d'autant plus facilement inversée que la durée de vie de son niveau métastable et sa section efficace d'absorption sont grandes, dans ce cas il est plus facile d'accumuler de l'énergie, et les ions seront nombreux à être dans l'état excité.

2.1.1.2. Equation de population

Les équations de propagation sont des équations différentielles rendant compte de l'amplification ou de l'absorption d'un signal au cours de sa propagation. Ces équations servent à définir les intensités utilisées dans l'équation (4.15). L'expression générale qui décrit l'évolution de l'intensité d'un faisceau selon l'axe z du guide est [1,2]:

$$\frac{dI(r, \theta, z)}{dz} = [-\alpha - \gamma_i] I(r, \theta, z) \quad (4.17)$$

α : coefficient d'absorption ou d'amplification du faisceau lumineux en m^{-1} , tel que [1]:

Dans le cas où le faisceau est absorbé α s'écrit:

$$\alpha_p = \alpha_{abs} N_f = \alpha_{abs} [N_t - N_m] \quad (4.18)$$

Dans le cas où le faisceau est amplifié α s'écrit:

$$\alpha_s = \sigma_{abs}(\lambda_s) \cdot N_m - \sigma_{abs}(\lambda_s) N_f \quad (4.19)$$

γ_i : pertes de propagation à la longueur d'onde du faisceau considéré en m^{-1} . En terme de puissance, l'équation (5.17) devient [1]:

$$\frac{dp(z)}{dz} = \int_0^{2\pi} \int_0^\infty \frac{dI(r, \theta, z)}{dz} \cdot r \cdot dr \cdot d\theta = \int_0^{2\pi} \int_0^\infty [-\alpha - \gamma_i(\lambda)] I(r, \theta, z) r \cdot dr \cdot d\theta \quad (4.20)$$

On indique par un indice "p" les éléments se référant à la pompe et 's' au signal.

a. Faisceau signal

Lorsqu'un élément de longueur dz du milieu dopé aux ions Er^{+3} est traversé par un signal, la variation de l'intensité de ce signal $I_s(r, \theta, z)$ est donnée par la relation suivante.

$$\frac{dI(r, \theta, z)}{dz} = (\sigma_{es}(\lambda_s) \cdot N_m - \sigma_{as}(\lambda_s) \cdot N_f - \gamma_s) \cdot I_s(r, \theta, z) \quad (4.21)$$

L'équation d'évolution de la puissance optique est donnée par :

$$\frac{dp_s(z)}{dz} = \int_0^{2\pi} \int_0^\infty (\sigma_{es}(\lambda_s) \cdot N_m - \sigma_{as}(\lambda_s) \cdot N_f - \gamma_s) \cdot I_s(r, \theta, z) r \cdot dr \cdot d\theta \quad (4.22)$$

En remplaçant dans la formule (4.22), La population du niveau fondamental par son expression ($N_T = N_p + N_m + N_f$), on obtient:

$$\frac{dp_s(z)}{dz} = \int_0^{2\pi} \int_0^\infty [\sigma_{es}(\lambda_s) + \sigma_{as}(\lambda_s) \cdot N_m - \sigma_{as}(\lambda_s) \cdot N_t - \gamma_s] \cdot I_s(r, \theta, z) r \cdot dr \cdot d\theta \quad (4.23)$$

b. Faisceau pompe

Le signal de pompe est absorbé à partir du niveau fondamental et est atténué par les pertes à la propagation γ_p . Par conséquent, la variation du signal lors de la propagation sur une distance élémentaire dz est :

$$\frac{dI_p(r, \theta, z)}{dz} = (-\sigma_{ap}(\lambda_p) \cdot [N_t - N_m] - \gamma_p) \cdot I_p(r, \theta, z) \quad (4.24)$$

L'évolution de la puissance de la pompe, se propageant à la longueur d'onde λ_p , s'écrit alors :

$$\frac{dp_p(z)}{dz} = \int_0^{2\pi} \int_0^\infty [-\sigma_{ap}(\lambda_p) \cdot [N_t - N_m] - \gamma_p] \cdot I_p(r, \theta, z) r \cdot dr \cdot d\theta \quad (4.25)$$

A partir de l'équation de propagation des faisceaux signal et pompe, il est possible d'estimer les performances de gain de l'amplificateur optique.

En considérant que le dopage est uniforme dans les matériaux, les équations différentielles de propagation des faisceaux signal et pompe (relations 4.22 et 4.25), peuvent se simplifier:

$$\frac{dp_s(z)}{dz} = I_s \int_0^{2\pi} \int_0^\infty [\sigma_{es}(\lambda_s) \cdot N_m - \sigma_{as}(\lambda_s) \cdot N_f - \gamma_s] \cdot g_s(r, \theta) r \cdot dr \cdot d\theta \quad (4.26)$$

$$\frac{dp_p(z)}{dz} = I_p \int_0^{2\pi} \int_0^\infty [-\sigma_{ap}(\lambda_p) \cdot [N_t - N_m] - \gamma_p] \cdot g_p(r, \theta) r \cdot dr \cdot d\theta \quad (4.27)$$

L'équation de population du niveau métastable devient:

$$N_m = \frac{\frac{I_p(z)}{I_{sat}} + \frac{I_s(z)}{I_{sat}} \cdot \frac{\sigma_{as} \cdot v_p}{\sigma_{ap} \cdot v_s}}{1 + \frac{I_p(z)}{I_{sat}} + \frac{I_s(z)}{I_{sat}} \cdot \frac{\sigma_{es} \cdot v_p}{\sigma_{ap} \cdot v_s} + \frac{I_s(z)}{I_{sat}} \cdot \frac{\sigma_{as} \cdot v_p}{\sigma_{ap} \cdot v_s}} \cdot N_t \quad (4.28)$$

2.1.1.3. Cas simplifié

Pour le calcul du gain on peut simplifier le calcul, lorsque l'intensité du faisceau signal est très faible par rapport à la pompe: $I_s \ll I_p$: L'expression de population du niveau métastable se simplifie sous la forme:

$$N_m(z) = \frac{\left[\frac{I_p(z)}{I_{sat}} \right]}{\left[1 + \frac{I_p(z)}{I_{sat}} \right]} N_t \quad (4.29)$$

L'équation de propagation de la pompe n'est plus couplée à celle de signal. L'équation (4.23), s'écrit:

$$\frac{dp_s(z)}{dz} = [(\sigma_{es}(\lambda_s) + \sigma_{as}(\lambda_s))N_m - \sigma_{as}(\lambda_s)N_t - \gamma_s] \cdot p_s(z) \quad (4.30)$$

On peut écrire l'équation précédente sous la forme:

$$\frac{dp_s(z)}{p_s(z)} = [(\sigma_{es}(\lambda_s) + \sigma_{as}(\lambda_s))N_m - \sigma_{as}(\lambda_s)N_t - \gamma_s] \cdot dz \quad (4.31)$$

L'évolution de la puissance de la pompe, se propageant à la longueur d'onde λ_p , l'équation (4.27), s'écrit alors:

$$\frac{dp_p(z)}{dz} = [-\sigma_{ap}(\lambda_p) \cdot [N_m - N_t] - \gamma_s] \cdot p_p(z) \quad (4.32)$$

La résolution du système d'équations permet de calculer le gain de l'amplificateur. Pour un amplificateur de longueur L, son expression est la suivante:

$$G = \frac{p_s(L)}{p_s(0)} \text{ ou en décibel } G_{dB} = 10 \log \left[\frac{p_s(L)}{p_s(0)} \right]$$

Le système à résoudre est donc composé de deux équations différentielles du premier ordre couplées par l'équation de densité de populations dans le niveau métastable (4.28), ou dans le cas simple (4.29). Les équations différentielles sont les équations de propagations (4.26) et (4.27), ou (4.30) et (4.31). Si la puissance de pompe est suffisamment forte pour avoir $I_p \gg I_{sat}$ alors l'expression (4.29), se simplifie grandement [1].

$$N_m = N_t$$

Le système d'équations linéaires 4.26 et 4.27 peut alors se résoudre analytiquement. L'équation de propagation du signal s'écrit:

$$\frac{dp_s(z)}{dz} = [\sigma_{es}(\lambda_s)N_t - \gamma_s]p_s(z) \quad (4.33)$$

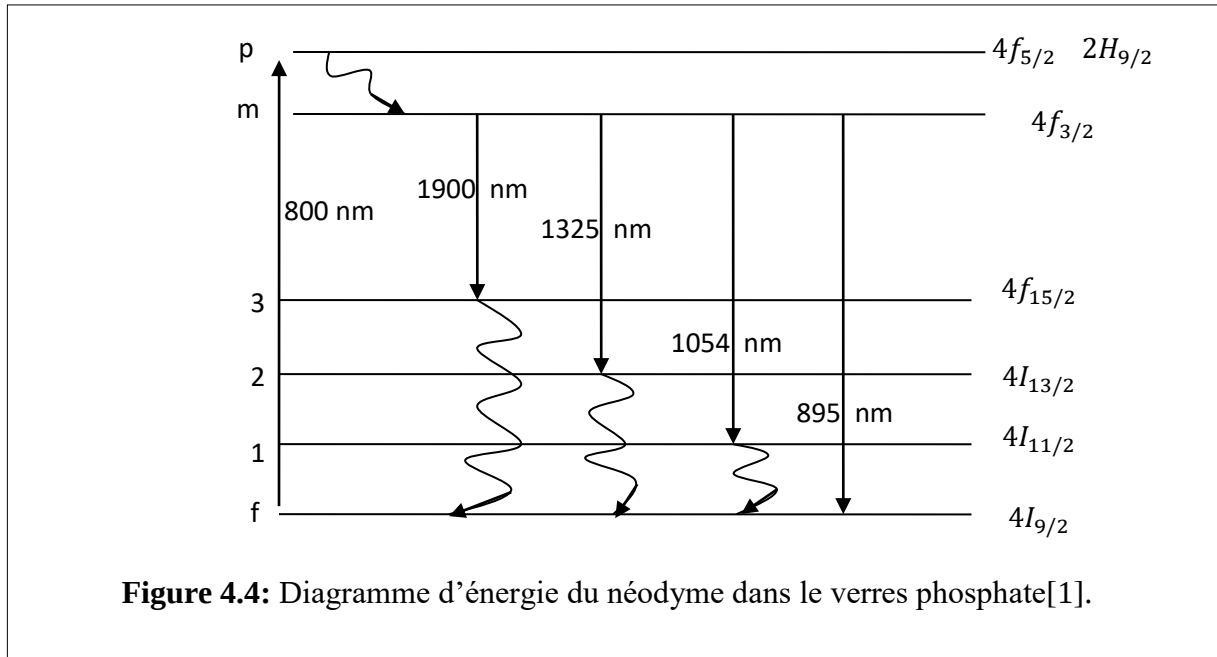
On trouve que le gain net maximum par centimètre [1.2]:

$$G_{dB/cm} = \frac{1}{10 \ln(10)} \cdot [\sigma_{es}(\lambda_s)N_t - \gamma_s] \quad (4.34)$$

Etant donné la complexité du système, on a eu recours à une méthode de résolution numérique qui ne sera pas décrite ici : la méthode de Runge-Kutta d'ordre 4 implémentée sous l'environnement MATLAB(ode45).

2.1.2. Le dopage avec néodyme

Le néodyme se désexcite radiativement en émettant différentes longueurs d'ondes à partir de du niveau métastable $4f_{3/2}$ autour de 895 nm, 1054 nm, 1325 nm et environ 1900 nm. comme l'indique sur la figure suivantes :



Le néodyme pompé à 800 nm, s'excite sur le niveau de pompe $4f_{5/2}, 2H_{9/2}$. L'écart d'énergie avec le niveau métastable $4f_{3/2}$ est d'environ de 1000cm^{-2} . On va négliger les émissions parasites et on étudier que le comportement du signal à 1054 nm, ou 1325, dans ce cas le diagramme d'énergie est à quatre niveaux. Le système d'équation différentielle écrit alors [1.2].

$$\frac{dp_p(z)}{dz} = \int_0^{2\pi} \int_0^\infty (-\sigma_{abs}(\lambda_p) \cdot N_f(r, \theta, z) - \gamma_p) \cdot I_p(r, \theta, z) \cdot r \cdot dr \cdot d\theta \quad (4.35)$$

$$\frac{dp_s(z)}{dz} = \int_0^{2\pi} \int_0^\infty [\sigma_{em} \cdot N_m(r, \theta, z) - \gamma_s] \cdot I_s r \cdot dr \cdot d\theta \quad (4.36)$$

Avec :

$$N_m(r, \theta, z) = \frac{\frac{I_p(r, \theta, z)}{I_{sat}}}{1 + \frac{I_p(r, \theta, z)}{I_{sat}} + \frac{I_s(r, \theta, z)}{I_{sat}} \cdot \frac{\sigma_{em} \cdot v_p}{\sigma_{abs} \cdot v_s}} \cdot N_t \quad (4.37)$$

2.1.3. Co-dopage erbium-ytterbium

Pour réaliser un amplificateur optique dopée à l'erbium très courtes. Mais l'erbium absorber peu à 980 nm. Il faut donc fortement augmenter sa concentration pour absorber la pompe en quelque centimètres. Mais alors se produisent des effets parasites tel que la réduction de la durée de vie du niveau métastable ou l'addition de photon par transfert d'énergie, qui limitent l'efficacité de l'amplification.

Or l'ytterbium présente lui aussi une raie d'absorption à 980 nm. Son diagramme d'énergie est à deux niveau, il faut donc produire une migration rapide et sans pertes de l'énergie entre les ions ytterbium jusqu'à exciter un ion que se trouve au voisinage d'un ion erbium non existé

La probabilité de transfert d'énergie W_{tr} est proportionnelle à la concentration d'ions erbium dans le niveau fondamentale[1] :

$$W_{tr} = K_{tr} \cdot N_f^{Er} \quad (3.38)$$

Avec : K_{tr} : est le coefficient de transfert de l'énergie en $m^3 \cdot s^{-1}$. Il varie selon la teneur en ions erbium et ytterbium dans le verre[1]. Le figure suivante présente le transfert d'énergie entre les ions ytterbium et erbium.

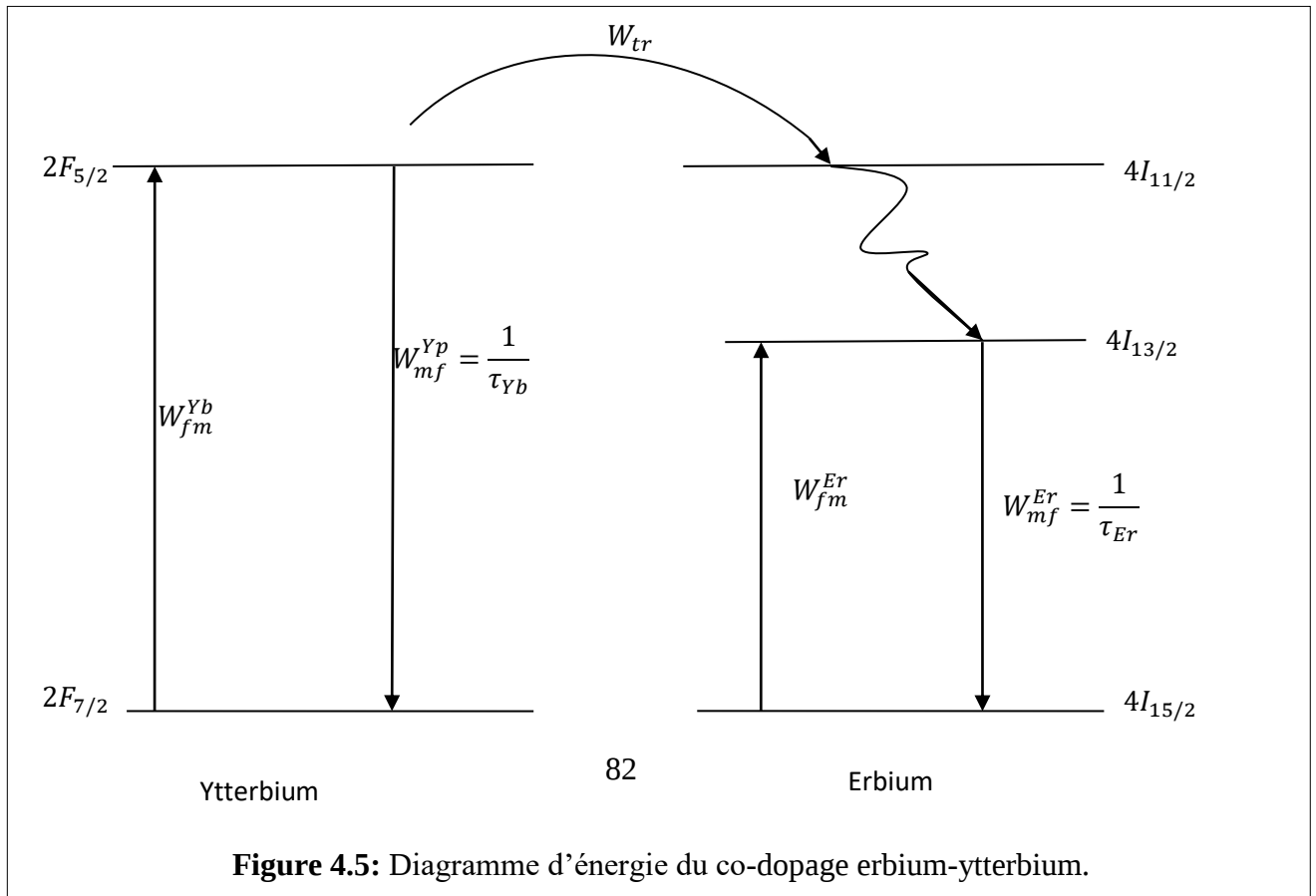


Figure 4.5: Diagramme d'énergie du co-dopage erbium-ytterbium.

Ce transfert d'énergie entre les ions Ytterbium et erbium diminuer la durée de vie effective de du niveau métastable de l'ion Ytterbium :

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_{Yb}} + W_{tr} \quad (3.39)$$

Où : τ : est la durée de vie du niveau métastable de l'ion Ytterbium en présence d'ion erbium

τ_{Yb} : est la durée de vie de l'ion ytterbium en l'absence de l'ion erbium

W_{tr} : est la probabilité de transfert d'énergie entre l'ytterbium et l'erbium

Lorsque le verre co-dopage erbium-ytterbium l'équation de variation de population du niveau métastable de l'ion ytterbium est :

$$\frac{dN_m^{Yb}}{dt} = -\frac{dN_f^{Yb}}{dt} = -(W_{mf}^{Yb} \cdot (N_m^{Yb})) - \frac{N_m^{Yb}}{\tau_{Yb}} - K_{tr} \cdot N_f^{Er} \cdot N_m^{Yb} \quad (3.40)$$

Le terme $K_{tr} \cdot N_f^{Er} \cdot N_m^{Yb}$ représente le transfert d'énergie entre le niveau métastable de l'ion ytterbium et la niveau fondamentale de l'ion erbium.

La variation de population de niveau métastable de l'ion erbium est :

$$\frac{dN_m^{Yb}}{dt} = -W_{mf}^{Er} \cdot (N_m^{Er}) - \frac{N_m^{Yb}}{\tau_{Er}} + K_{tr} \cdot N_f^{Er} \cdot N_m^{Yb} \quad (4.41)$$

Cette expression est, elle aussi, dédire de la formule générale mais le terme de pompage par le terme de transfert $K_{tr} \cdot N_f^{Er} \cdot N_m^{Yb}$.

La population du niveau métastable de l'ion erbium est obtenue en résolvant, dans le cas stationnaire, l'équation(4.41), en posant $N_f^{Er} = N_t^{Er} - N_m^{Er}$:

$$N_m^{Er} = \frac{(W_{mf}^{Er} + K_{tr} \cdot N_m^{Yb})}{\left(W_{mf}^{Er} + \frac{1}{\tau_{Er}} + K_{tr} \cdot N_f^{Er}\right)} \cdot N_t^{Er} \quad (4.42)$$

$$N_m^{Yb} = \frac{W_{mf}^{Yb}}{\left(W_{mf}^{Er} + \frac{1}{\tau_{Yb}} + K_{tr} \cdot N_f^{Er}\right)} \cdot N_t^{Yb} \quad (4.43)$$

L'équation de propagation du signal est celle dans le cas d'un dopage avec l'erbium seul. Par contre, l'équation différentielle régissant l'absorption de la pompe est différente. Comme le système d'énergie de l'ion ytterbium est à deux niveau, il apparaît un terme de rémission :

$$\frac{dp_p(z)}{dz} = \int_0^{2\pi} \int_0^\infty (-\sigma_{abs}^{yb} (N_m^{yb}(r, \theta, z) - N_f^{yb}(r, \theta, z)) - \gamma_p) \cdot I_p(r, \theta, z) \cdot r \cdot dr \cdot d\theta \quad (4.44)$$

Le résolution de système des équation de signal et de pompe permet de calculer le gain de l'amplificateur. L'équation de propagation du signal est étant identique à celle obtenue pour un dopage à l'erbium[1].

3. Phénomène parasites

Le modèle développer précédemment est un modèle simple qui ne prend pas en compte que les pertes de propagation. Il n'intègre pas les effets parasites évoqués en introduction et qui veut altérer le gain :

1. Les émission spontanées amplifier (A.S.E).
2. Les absorption à partir des états excités
3. L'addition de photons par transfert d'énergie

3.1. Les émissions spontanées amplifier (A.S.E)

Les 'ions de niveau métastable se dés excitent radiativement de façon stimulée et spontanée. L'émission stimulée est émise selon la direction de phonon incident. Par contre l'émission spontanée est isotrope.

Le nombre des photons émis par un élément de volume dV , à la fréquence f dans le domaine fréquentielle dV et couplés dans la fibre s'exprime par[1] :

$$dn(f) = A_{21} \cdot g(f) \cdot dv \cdot \frac{\Delta\Omega}{4\pi} \cdot dV \cdot \int_0^{2\pi} \int_0^\infty N_m(r, \theta, z) \cdot \frac{s(r, \theta)}{\pi w_s^2} \cdot r \cdot dr \cdot d\theta \quad (4.45)$$

A_{21} : est le probabilité d'émission spontanée

$\frac{\Delta\Omega}{4\pi}$: est la fraction de la lumière

$\frac{s(r, \theta)}{\pi w_s^2}$: est la fonction spectrale normalisée de l'émission spontanée.

La puissance émise spontanément est donc donnée par [1] :

$$\frac{dP_{es}}{dz} = 2 \cdot h \cdot f \cdot \Delta f \cdot \int_0^{2\pi} \int_0^\infty N_m(r, \theta, z) \cdot \frac{s(r, \theta)}{\pi w_s^2} \cdot r \cdot dr \cdot d\theta \quad (4.46)$$

Cette émission spontanée en se propage dans le guide va stimuler l'émission d'autres photons identique. Ce signal s'amplifie en dépeuplant le niveau métastable. Il est appelé Emission Spontané Amplifié et est souvent désigné par l'acronyme A.S.E pour 'Amplifier Spontaneous Emission'. Son équation de propagation est donnée ci-dessous :

$$\frac{dp_{ASE}^{\pm}}{dz} = \pm \sigma_{em} \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} \left[(N_m - N_f(r, \theta, z)) \cdot I_{ASE}^{\pm}(r, \theta, z) + 2 \cdot h \cdot f \cdot \Delta f \cdot N_m(r, \theta, z) \cdot \frac{s(r, \theta)}{\pi w_s^2} \right] \cdot r \cdot dr \cdot d\theta \quad (4.47)$$

Comme l'émission spontanée est isotrope, sa propagation se fait selon les deux direction. Les signe + signifie que l'émission spontané amplifié se propage co-linéairement à la pompe et le signe -, en sens inverse.

L'émission spontané amplifié se superpose au signal et en dégrade la réception. Elle contribue à généré un bruit qu'il additionne à chaque étage amplificateur. Il doit donc le plus faible possible.

3.1.1. Le facteur de bruit

La dégradation de apportée au rapport signal sur bruit par un amplificateur optique est caractérisé par le facteur de bruit (Noise figure, en anglais) égal à :

$$N.F = \frac{\left(\frac{S}{N}\right)_{in}}{\left(\frac{S}{N}\right)_{out}} \quad (4.48)$$

Où $\left(\frac{S}{N}\right)_{in}$ et $\left(\frac{S}{N}\right)_{out}$ sont les rapports signal sur bruit respectivement en entrée et en sortie de l'amplificateur.

Le facteur de bruit est donne comme suivant [1] :

$$N.F = 2 \cdot n_{sp} \cdot \frac{G - 1}{G} + \frac{1}{G} \quad (4.49)$$

Lorsque le gain est important, le facteur de bruit devient égale à

$$N.F = 2 \cdot n_{sp} \quad (4.50)$$

Avec : n_{sp} : est le facteur d'inversion de population aussi appelé coefficient du facteur de bruit. Elle vaut :

$$n_{sp} = \frac{N_m}{N_m - N_i} \quad (4.51)$$

Dans le cas d'un diagramme d'énergie à quatre niveau, comme par exemple le néodyme à 1.06 ou 1.3 μm , le niveau terminal de la transition optique n'est pas confondus avec le niveau fondamentale. Il n'est pas peuplé. Par conséquent $n_{sp} = 1$.

Dans le cas d'un système à trois niveau, comme l'erbium à 1535 nm, le facteur d'inversion de population est toujours supérieur ou égale à 1. Lorsque le milieu est très pompé, l'inversion de population est importante et n_{sp} tend alors vers 1.

Par conséquent, la valeur minimale de n_{sp} est 1. Le facteur de bruit est alors égale à 2, soit 3dB. En pratique, dans l'amplificateur optique dopée à l'erbium, le facteur de bruit dépend outre de la puissance de pompe, de la longueur d'onde de cette dernière et de la puissance de signal injectée[1]. Ainsi, lorsque le système est pompé à 980 nm, il génère moins de bruit que lorsqu'il est pompé à 1480 nm[1].

3.2. Absorption à partir d'un état excité

Lorsque un électron d'une terre rare se trouve dans un niveau excité, il peut absorber un photon incident et atteindre des niveaux de plus hautes énergies. Elles sont d'autant plus intenses que le niveau excité à partir duquel se produit la transition a une durée de vie élevée.

Cette absorption va contribuer au dépeuplement du niveau métastable. Par conséquent dans l'équation (4.2), il faut rajouter le terme[1]

$$-W_{ESA} \cdot N_m$$

W_{ESA} est la probabilité d'absorption à partir de niveau métastable. L'expression générale du niveau métastable devient

$$N_m = \frac{(W_{fp} + W_{fm})}{\left(W_{fp} + W_{ESA} + W_{mf} + W_{fm} + \frac{1}{\tau_{12}}\right)} N_t \quad (4.52)$$

Si l'absorption concerne un photon de pompe, l'équation de propagation du faisceau de pompe devient :

$$\frac{dp_p(z)}{dz} = \int_0^{2\pi} \int_0^\infty (-\sigma_{abs}(\lambda_p) \cdot N_f(r, \theta, z) - \sigma_{ESA} \cdot N_m(r, \theta, z) - \gamma_p) \cdot I_p(r, \theta, z) \cdot r \cdot dr \cdot d\theta \quad (4.53)$$

Dans le cas de l'erbium, le niveau métastable possède, tout comme le niveau fondamental, une raie d'absorption à 800 nm.

Si l'absorption à partir d'un niveau métastable concerne un photon de signal, l'équation de propagation du faisceau de signal devient :

$$\frac{dP(z)}{dz} = \int_0^{2\pi} \int_0^\infty (\sigma_{abs} - \sigma_{EAS}) \cdot N_m(r, \theta, z) - \gamma_p \cdot I_s(r, \theta, z) \cdot r \cdot dr \cdot d\theta \quad (4.54)$$

3.3. Addition des phonon par transfert d'énergie

Lorsque on augmente la concentration de dopants, la distance entre les ions terres rare diminue. Des transferts d'énergie peuvent alors se produire entre les ions qui sont excités[1]. Les équations de propagation ne sont pas modifiées. Seule l'expression de la population de niveau métastable est transformée.

Cette addition de photons par transfert d'énergie tend à dépeupler le niveau métastable et dégrade l'efficacité de la pompe. Il augmente la valeur de la puissance de pompe.

4. Résultats et interprétations

Les valeurs utilisés dans la simulation est de [1], qu'ils sont mesurée pour un verre de phosphate comme l'indique sur le tableau suivante.

Tableau 4.1: Les différentes paramètres de simulation.

Terres rares	Erbium	Néodyme		Ytterbium
τ_{12}	7.6 ms	250 μ s		1 ms
$N_t * 10^{-26} m^{-3}$	1.98	3.37		3.84
$\lambda_p (nm)$	980	801		977
$\gamma_p (m^{-1})$	5	5		5
$\sigma_{abs}(\lambda_p) * 10^{24} (m^2)$	0.2	2.4		1.1
v_p	2.59	2.59		2.59
$\lambda_s (nm)$	1535	1054	1325	977
$\gamma_s (m^{-1})$	8	5	3	5
$\sigma_{em}(\lambda_s) * 10^{24} (m^2)$	0.63	3.7	0.41	1.1
$\sigma_{abs}(\lambda_s) * 10^{24} (m^2)$	0.54	-	-	1.1

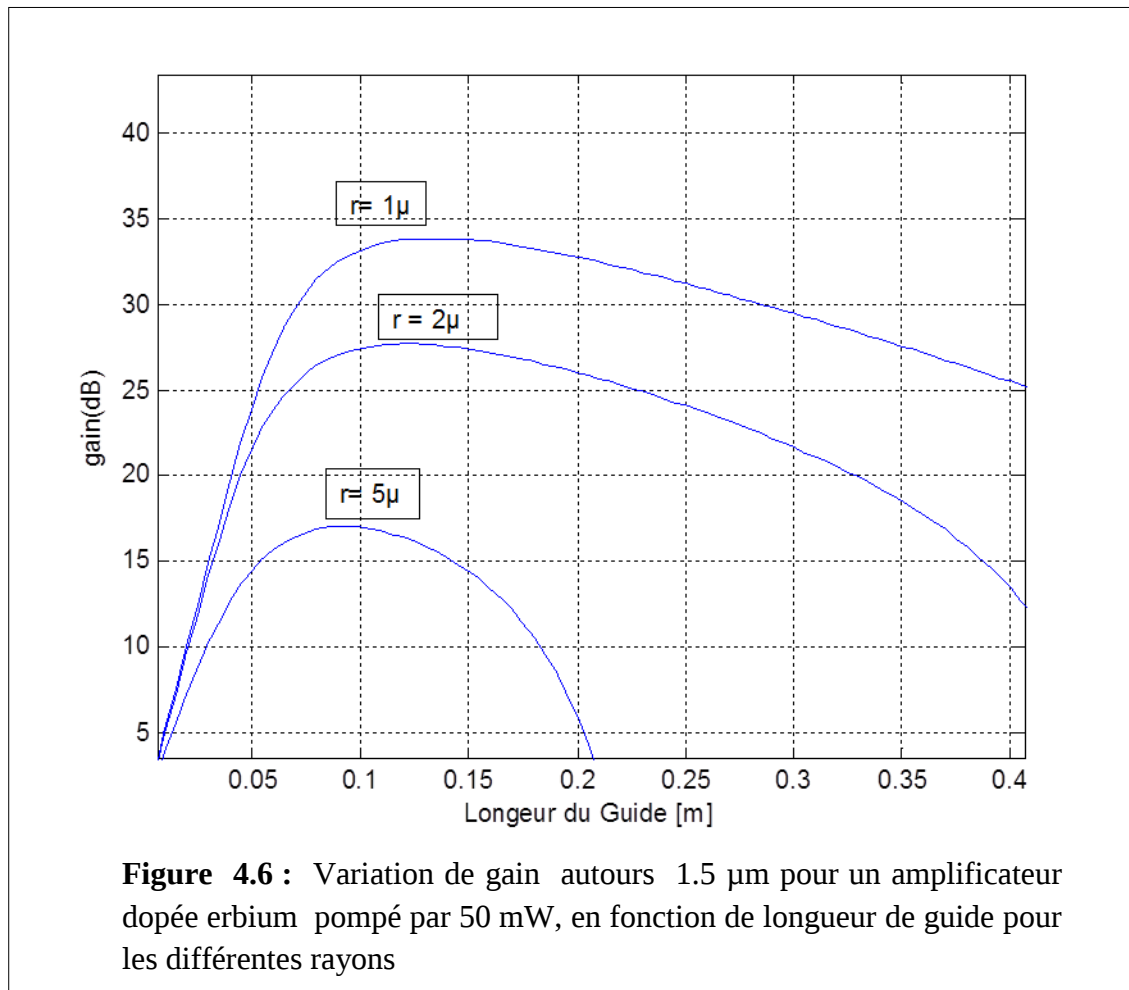
4.1. Variation de gain en fonction de longueur de guide

Après la résolution de l'équation différentielle de la puissance de pompe et de signal avec la méthode de Runge-Kutta d'ordre 4 implémentée ou MATLAB. On peut tracer les courbes.

La figure ci-dessous (figure 4.6.) représente la variation de gain en fonction de la longueur de guide pour trois rayons de guide 1 μ , 2 μ et 5 μ .

On atteignons un gain max égale à 34 dB pour un rayon de 1 μ m avec un longueur de guide de 0.1 m et pour une concentration de $1.98 \cdot 10^{26} m^{-3}$. Après 0.1 m de la longueur du guide le gain diminue. Cette diminution de gain a deux origines: les pertes de propagation, et l'absorption due aux ions erbium non exécuté (parce que le pompage est inefficace pour les longues distances), donc après de 0.1m de long de guide amplificateur des ions erbium non pompés absorbent une partie de le puissance de signal qui diminue le gain. Il convient de déterminer avec précision la longueur optimal de guide.

Le guide amplificateur de verre de phosphate dopé avec de concentration de $1.98 \cdot 10^{26} m^{-3}$, donne un gain à peu près de 35 dB pour la longueur de guide optimale de 0.1m, après cette longueur le gain est diminué.



Le succès des amplificateurs dopée à l'erbium à cause de la transition de l'ion de l'erbium, qui couvre le troisième bande de télécommunication, la troisième bande de télécommunication coïncide avec le moins atténuation dans la fibre de silice (0.2 dB/Km). Mais dans une fibre monomode standard, le coefficient de dispersion chromatique est à peu près de ± 4 ps/nm.km à une longueur d'onde de 1,3 μm , et à peu près de 17 ps/nm.km à une longueur d'onde de 1,55 μm .

Dans les amplificateur autour de 1.5 μm , l'EDFA à fibre de silice, avec de longueur de fibre dopée de quelque mètre, il faut utilise de fibre à dispersion décalée pour compenser la dispersion. Mais dans un dispositif intégré, de quelque centimètre, la dispersion est négligeable.

4.2.Variation du gain en fonction de la puissance de pompe

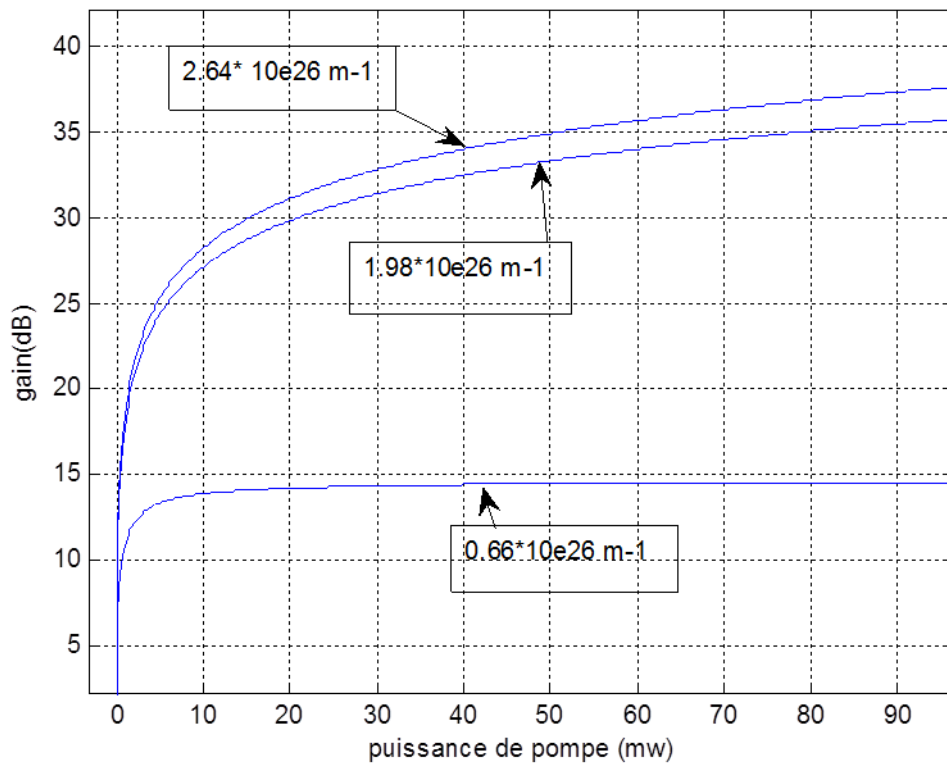
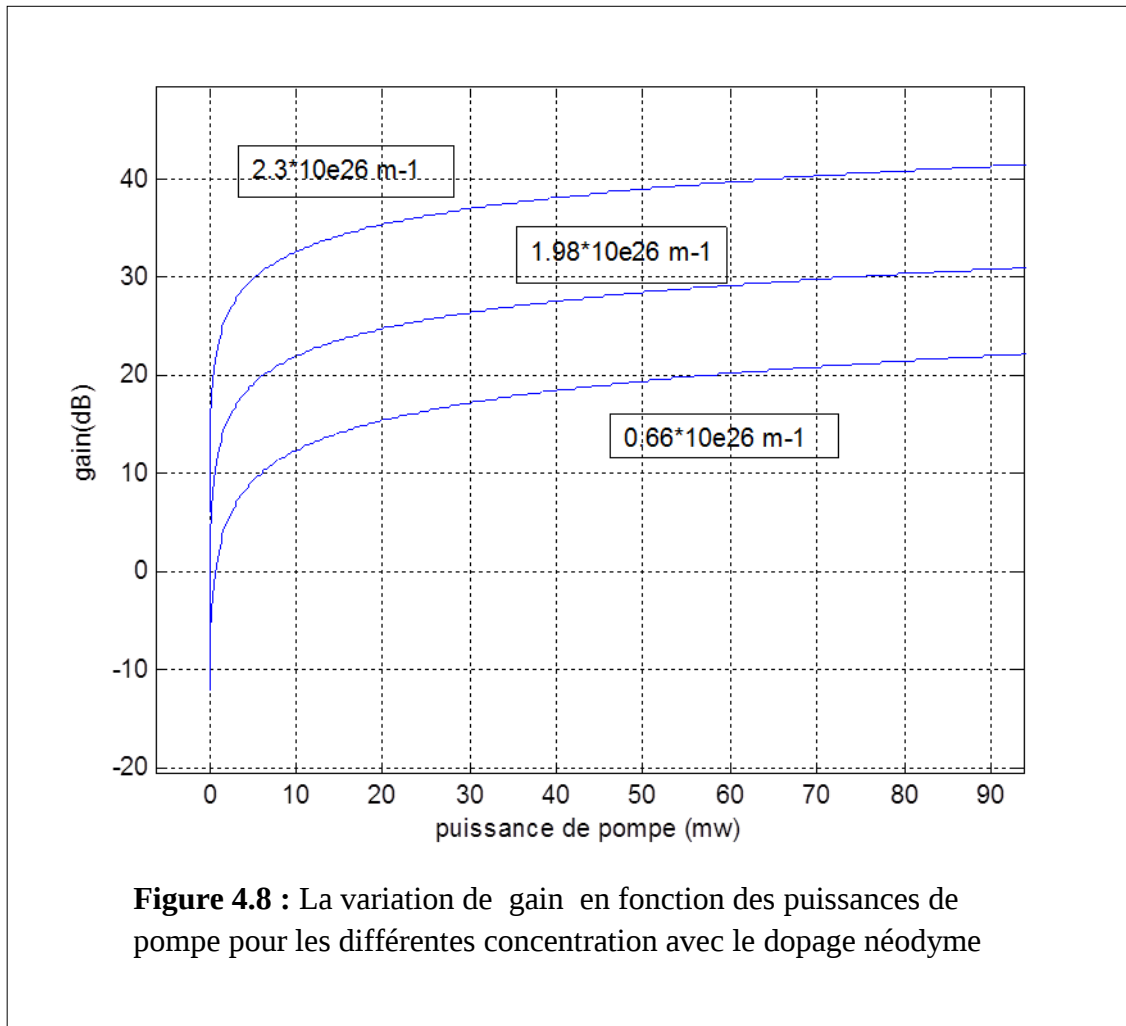


Figure 4.7 : Variation du gain en fonction de la puissance de pompe pour des différentes concentration de dopant dans un guide d'onde de verre de phosphate dopée erbium de 0.1m de long.

On peut atteindre un gain maximal, dans un tronçon de verre de phosphate dopé de $1.98 \cdot 10^{26} \text{ m}^{-1}$ d'erbium et de 0.1 m et long et de jusqu'à 100 mW de puissance de pompe.

A partir de 1 mW de pompe (seuil) on peut observer un gain, qui augmente avec l'augmentation de la puissance de pompe, et aussi avec l'augmentation de la concentration en dopant.

4.3. La variation de gain avec le dopage néodyme



Comme on a déjà vu précédemment que le diagramme d'énergie de l'erbium est un système à trois niveaux, et le néodyme est un système à quatre niveaux, cette différence engendre de changement au niveau du gain. Dans le cas de dopage néodyme le gain est plus de celle de dopage avec l'erbium, on néglige bien sur les émissions autour de $1.6 \mu\text{m}$ et $1.9 \mu\text{m}$.

Le gain max obtenue est 41.4 dB pour concentration de $3.3 \cdot 10^{26} \text{ m}^{-1}$ avec un longueur de guide de 0.1 m.

La figure ci-dessus représente la variation du gain en fonction de la puissance de pompe pour les deux cas de dopage avec erbium et néodyme.

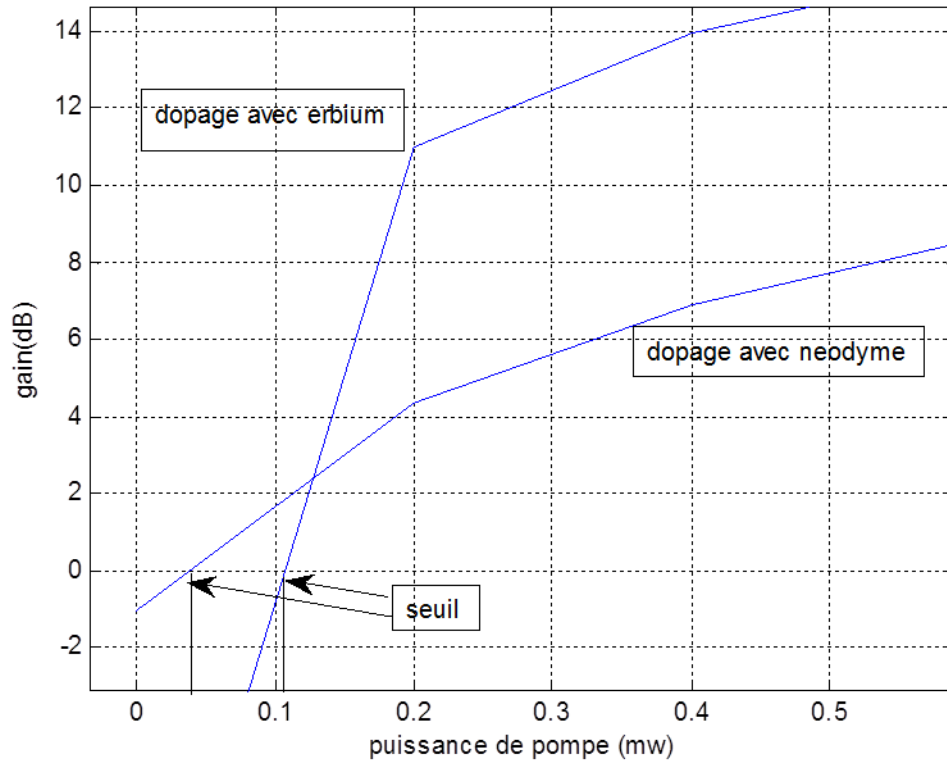


Figure 4.9 : Le seuil de gain avec le dopage erbium et néodyme

Pour un amplificateur à base de néodyme, la puissance de seuil nécessaire pour obtenir un gain est beaucoup plus faible que dans le cas de l'erbium, parce que l'inversion de population dans un système à quatre niveaux est facile à atteindre comparativement à un système à trois niveaux.

Mais le néodyme comme on a déjà vu au chapitre précédent souffre à des émissions parasites autour de $1.06 \mu\text{m}$ qui dégradent l'efficacité de l'amplificateur.

Des travaux de recherche pour augmenter l'efficacité de cet amplificateur comme l'indique au paragraphe (4.1) au chapitre 3, ce travail [4] et pour réaliser un amplificateur autour $1.3 \mu\text{m}$ avec un filtre réalisé par un réseau de Bragg qui supprime les émissions parasites afin d'augmenter le gain autour $1.3 \mu\text{m}$.

4.4. Variation du gain en fonction de rayon de guide

On a une relation entre le rayon de mode et le rayon de guide comme suivant[1] :

$$w = \frac{\rho}{\sqrt{v-1}} \quad (4.55)$$

Avec :

$$v = \frac{2\pi}{\lambda} \rho \cdot \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (4.56)$$

La formule (4.55) relie le rayon de mode w ,à celui du guide ρ , par l'intermédiaire de la fréquence normalise v (l'équation (4.56)).

La valeur de la fréquence normalise pour la longueur d'onde de pompe est $v = 2.592$ [1]. La valeur de la fréquence normalise pour les autre longueur est calculé par la relation(4.56).

Avec :

v : la fréquence normalisé sans dimension

n_1 : indice maximal de guide

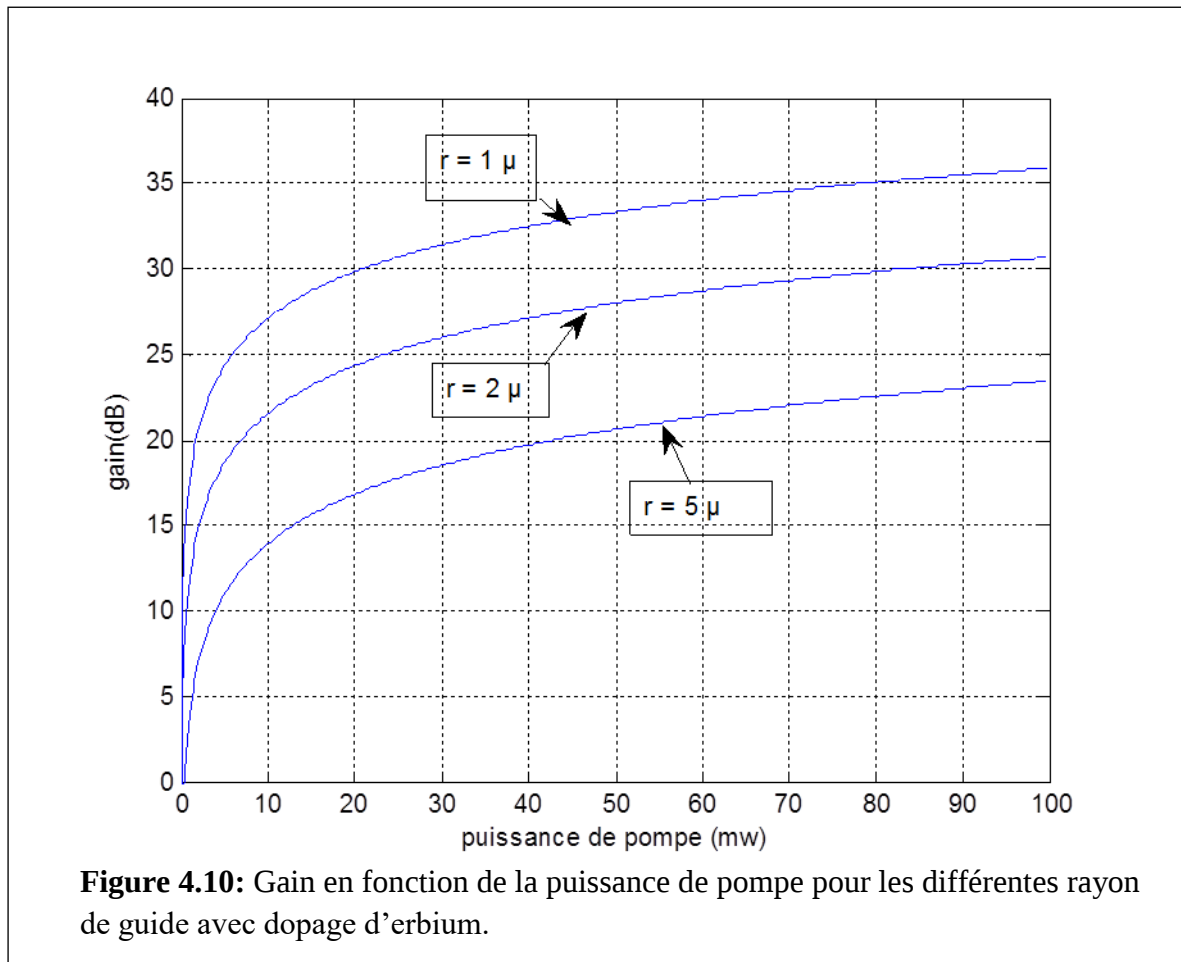
n_2 : indice du substrat

λ :longueur d'onde en m

ρ :rayon de du guide en m

La (figure 4.10), présente la variation du gain de guide amplificateur de 0.1 m de long pour des différentes rayons du guide, On observe dans la figure ci-dessous que la variation du gain est importante en fonction du rayon du guide. Par conséquent, un meilleur confinement de notre guide doit permettre d'accroître fortement le gain. Cette optimisation est importante pour réaliser de guide d'onde amplificateur plus efficace.

Si on augmente le rayon du guide l'efficacité de pompage diminue, ce qui réduit le nombre des ions excités par unité de longueur, ce qui explique la réduction de gain pour le rayon le plus grand. D'ou la nécessité d'utiliser des guides d'onde très confinés. Le fort confinement de la lumière dans les guides permet d'atteindre de fortes intensités lumineuses et d'accroître ainsi l'efficacité d'interaction entre les ions actifs et les photons de pompe.



5. Conclusion

Les paramètres spectroscopiques utilisés dans cette modélisation sont mesurés dans un verre de phosphate [1], Le but de cette modélisation est de mener une étude du comportement des amplificateurs à fibre dopée terres rares. Cette modélisation effectuée notamment dans le cas des amplificateurs à fibre dopée erbium et néodyme.

La modélisation souligne l'importance des paramètres spectroscopiques du matériau. En effet, pour obtenir un bon amplificateur optique, il faut des sections efficaces élevées, une durée de vie importante, et en cas de co-dopage un coefficient de transfert élevé.

Le gain de l'amplificateur dépend linéairement de la concentration, mais une augmentation des ion dopants provoque des effets parasites comme l'addition de photons par transfert d'énergie. Elle diminue aussi la durée de vie.

Le gain aussi dépend d'une longueur de guide optimale, après cette longueur le gain diminue. Il aussi dépend de la rayon de guide, plus le rayon est grand plus l'efficacité de pompage diminue et le gain diminue.

Conclusion générale

L'objet de ce travail était d'étudier l'amplification optique, dans un système de transmission optique pour remédier la limitation d'un système d'amplification électronique, parce que l'insertion de module électronique dans un système de communication optique dégrade les performances, génèrent de bruit, une sensibilité à la polarisation et une réduction de la bande passante... .

Les amplificateurs optiques dopés terres rares et intégrés sur un substrat de verre sont les bons choix pour un amplificateur optique efficace, le verre le plus intéressant est le verre d'oxyde. De côté physique, sa température de fusion (T_g) est variée selon les oxydes formateurs et modificateurs, ces variantes sont appropriées pour la réalisation des composantes active avec la technique d'échange d'ion. De côté technologique, l'échange d'ion est une technique simple et efficace, pour la réalisation des composants actifs sur verres.

La plus importante caractéristique des amplificateurs optiques dopées terres rares est leur large bande d'amplification.

Et aussi le gain d'un amplificateur est relié directement par trois facteurs: La section efficace d'émission à la longueur d'onde de signal et la section efficace d'absorption à la longueur d'onde de pompe, et la durée de vie de niveau métastable. Un autre facteur qui augmente le gain c'est l'augmentation des ions des terres rares dans la matrice vitreuse. Donc, le verres qui accepte une telle concentration en ion de terres rares, est préférable pour un amplificateur compacte et efficace.

Le meilleur choix est le verre de phosphate parce qu'il accepte de concentration en ions terres rares suffisante pour un amplificateur efficace. Et aussi a des grande durée de vie de niveau métastable et des sections efficaces d'émission et d'absorption élevée.

Dans la simulation on utilise les paramètres spectroscopies mesurés dans un verre de phosphate [1]. Le résultat de simulation donne un gain à peu près de 35 dB d'un amplificateur autour de la troisième bande de télécommunication (1550 nm), pompé à 980 nm, dans un tronçon de 0.1 m de verre dopé de $1.98 \cdot 10^{26}$ d'ions erbium dans l'unité de longueur (m^{-1}).

Pour le dopage avec le néodyme, les amplificateurs a de gain plus important, mais on néglige les émissions parasites autour de 1.06 μm qui dégrade le gain.

De recherche pour développer des amplificateurs autour de 1.3 μm , de nouveau substrat, et de filtre pour éliminer les émissions parasites pour un dispositif plus efficace autour de 1.3 μm [4].

Perspectives

Les verres fluorée a des bonne propriété spectroscopie mais à cause de leur basse température de fusion , difficile à manipuler ce verre avec la technologie d'échange d'ions.

Des recherche concerne la réalisation des amplificateurs intégré sur verres dopée terres rare comme les verres fluorophosphate, donc l'objectif des ces recherches est comment augmente la température de fusion T_G de ces verre qui présente des bonne caractéristique spectroscopie.

Annexe

Programme de simulation sous l'environnement Matlab

Pour calculer le gain il faut résoudre les deux équation de propagation de la puissance de pompe et du signal, par exemple dans le cas de dopage avec l'erbium les équation sont données comme suivantes :

$$\frac{dp_s(z)}{dz} = I_s \int_0^{2\pi} \int_0^\infty [\sigma_{es}(\lambda_s) \cdot N_m - \sigma_{as}(\lambda_s) \cdot N_f - \gamma_s] \cdot g_s(r, \theta) r \cdot dr \cdot d\theta \quad (A.1)$$

$$\frac{dp_p(z)}{dz} = I_p \int_0^{2\pi} \int_0^\infty [-\sigma_{ap}(\lambda_p) \cdot [N_t - N_m] - \gamma_p] \cdot g_p(r, \theta) r \cdot dr \cdot d\theta \quad (A.2)$$

On utilise le Matlab pour résoudre ces équation. Après la résolution des ces équations on peut calculé le gain de l'amplificateur. Les principales fonctions au MATLAB qui permettent la résolution des équations différentielles sont :

1. ode23 : Méthode de Runge-Kutta dite d'ordre 2,3
2. ode45 : Méthode de Runge-Kutta dite d'ordre 4,5 (la plus utilisée)

Pour utiliser les solveurs ODE, on doit d'abord réécrire les équations différentielles sous la forme d'un système équivalent d'équations différentielles du premier ordre.

Après avoir obtenu le système d'équations différentielles du premier ordre, il faut traduire ce système par un fichier fonction qui sera appelé par le solveur ODE.

Cette fonction doit être obligatoirement sous la forme :

$$dydt = \text{nom_de_fonction}(t,y)$$

La sortie de cette fonction dydt est un vecteur colonne qui représente la dérivée de y.

Choisir le solveur à utiliser après avoir défini l'intervalle de calcul et les conditions initiales :par exemple :

- Solveur ode45
- Intervalle d'étude : [0 20]
- Conditions initiales
 - y(1)=2
 - y(2)=0
- Lancer la résolution à l'aide de la commande :

$$[t,y]=ode45(@vdp1,[0 20], [2 ;0]) ;$$

Notre code Matlab :

```
function Ampli
L=0.1; % en m -----> Longueur du guide
Pp0=50e-3;----->puissance de pompe
Ps0=1e-3;----->puissance du signal
tau=7.6e-3; -----> Durée de vie du niveau métastable
h=6.625e-34;-----> Constante de Planck
C=3e8; ----->Vitesse de la lumière dans le vide
lamda_s=1535e-9; ----->Longueur d' onde du signal
lamda_p =980e-9; ----->Longueur d.onde du pompe
nup=C/lamda_p; ----->Fréquence du pompe
nus=C/lamda_s; ----->Fréquence du signal
sigma_ap=2e-25; ----->Section efficace d.absorption à lamda_p
sigma_as=5.4e-25; ----->Section efficace d.absorption à lamda_s
sigma_es=6.3e-25; ----->Section efficace d' émission à lamda_s
%sigma_ep=0*0.68e-21; ----->Section efficace d'émission à lamda_p
gama_p=5; ----->Pertes de propagation à lamda_p
gama_s=8; ----->Pertes de propagation à lamda_s
Wp =0.793e-6; ----->Rayon de mode du pompe
Ws =1.2369e-6; ----->Rayon de mode du signal
N0=1.98e26; ----->Concentration en ions actifs
%%%%%%%%%%%%%% Partie Calcul %%%%%%%%%%%%%%%
s=0;
for i=1:0.5:250 %%% Boucle sur la puissance de pompe Pp: [0,100] mWatt
s=s+1;
Pp0=0.04*(i-1);
Ppt(s)=Pp0;
les équations par la méthode de Range-Kutta d'ordre 4.
[z,P]=ode45(@gain ,[0,L],[Pp0,Ps0]);
%%%%%%%%%%%%%% Calcul du gain %%%%%%%%%%%%%%%
G(s)=10*log10(P(end,2)/P(1,2)); % en décibel
end
Partie Résultat
Visualisation du gain en fonction de la puissance
plot(Ppt*10,G), hold on; grid on;
axis([0 100 0 40]);
YLABEL('gain(dB)');
XLABEL('puissance de pompe (mw)');
fonction gain.m
function dP=gain(z,P)
%%%%%%%%%%%%%% Définition des dérivés dPp/dz=f1(Pp, Ps) et dPs/dz=f2(Pp,Ps) %%%%%%%%%%%
dP=zeros(size(P)); %%%%%%%%%%% initialisation de la matrice des dérivés %%%%%%%%%%%
%%%%%%%%%%%%%% Calcul de la population N2 du niveau métastable %%%%%%%%%%%
N2=N0*( P(1)*sigma_ap/(pi*Wp^2*h*nup) +P(2)*sigma_as/(pi*Ws^2*h*nus))/(1/tau +
P(1)*sigma_ap/(pi*Wp^2*h*nup)+P(2)*sigma_as/(pi*Ws^2*h*nus)+P(2)*sigma_es/(pi*Ws^2*
h*nus));
dP(1)=(sigma_ap*(N2-N0)-gama_p)*P(1);
dP(2)=( (sigma_es+ sigma_as)*N2 -sigma_as*N0-gama_s)*P(2);
end
end % end function empl
```

- [1] JEAN-MARC JOUANNO, “amplification optique dans des guide d’ondes réalisés par échange d’ions dans des verres phosphates dopés par des terres rares, thèse de doctorat ,” *institut nationale de Grenoble* . 1995.
- [2] B. AZZEDDINE, “Etat d’ art des verres dopés aux ions terres rares: Application Amplificateur Optique” , mémoire de Magister, *centre universitaire d’el-oued*. 2010.
- [3] G.MEHDI, " optimisation des performances d’une fibre optique dopée a l’erbium", mémoire de Magister université MENTOURI de Constantine, , 2009.
- [4] B. VIALLET, " Conception d'un amplificateur optique à 1,3 μm : spectroscopie de couches minces de LaF_3 dopée Nd^{3+} et développement de procédés technologiques innovants ", thèse de doctorat ,L'université Paul Sabatier de Toulouse,2004.
- [5] S. JIANG, " Contributions à l'étude théorique des bruits quantiques et classiques dans les amplificateurs Raman distribués ", thèse de doctorat, école doctorale d’informatique, Télécommunication et électronique de Paris,2008.
- [6] M.J.F. DIGONNET, (2001) " Raman Rare-Earth-Doped Fiber Lasers and Amplifiers", Marcel Dekker, New York.
- [7] P.C. BECKER, N. A. OLSSON, J. R. SIMPSON, (1999) " Erbium-Doped Fiber Amplifiers", ACADEMIC PRESS, New York.
- [8] M. Bass, E. STRYLAND, (2002) " Fiber optics handbook", The McGraw-Hill Companies, USA.
- [9] I. P. KAMINOW, T.L. KOCH, (1997) " Optical fiber telecommunications IIIB", The ACADEMIC PRESS, New York.
- [10] I.P. KAMINOW, T.Li, A.E. WILLNER (2008) " Optical Fiber Telecommunications V B ", The ACADEMIC PRESS, New York
- [11] H. J. R. DUTTON (1998) " Understanding Optical Communications", International Business Machines Corporation, USA.

- [12] G. AGRAWAL (2002) " Fiber-Optic Communication Systems", John Wiley & Sons, New York.
- [13] R. G. HUNSPERGER (2009) " Integrated Optics", Springer Science, Business Media, USA.
- [14] P. VELHA, “Ingénierie de mode en optique intégrée sur silicium sur isolant” , thèse de doctorat, *l'Université PARIS-SUD XI*. 2008.
- [15] J.VIENS, “Ingénierie optique intégrée en verres infrarouges chalcogénures” , thèse de doctorat, *l'université Laval*. 1997.
- [16] S. GATTI, “Inscription laser UV pulsé sur nouveau matériau hybride pour codeurs optiques intégrés” , thèse de doctorat, université Montpellier I I. 2000.
- [17] J. TEYSSIER, “Réalisation de guides d’ondes pour l’optique non-linéaire. Développement de nanocomposites inorganiques” , thèse de doctorat, l’Université’e de Savoie. 2004.
- [18]D. BUCCI, “Mise en point d’un multiplexeur pompe signal à base de guide segmenté en optique intégré sur verres ” , thèse de doctorat, *institut nationale de Grenoble*. 2006.
- [19] G.CUSTILLON, “Etude et réalisation d’un spectromètre compact en optique intégrée sur verre” , thèse de doctorat, *institut nationale de Grenoble*. 2010.
- [20] L. POFFO, “Interaction acousto-optique en optique integree sur verre et applications” , thèse de doctorat, *institut nationale de Grenoble*. 2007.
- [21] T.HESSLER, “Dynamique du gain dans les amplificateurs optiques à semiconducteur en régime femtoseconde” , thèse de doctorat, *école polytechnique fédérale de lausanne*. 2000.
- [22] P. Urquhart, (2011) " Advances in optical amplifiers", Marcel Dekker, India.
- [23] G.P. AGRAWAL, (2008) " Applications of Nonlinear Fiber Optics", Elsevier Inc, USA.
- [24] F.P. LESNOV, (2010) " Rare Earth Elements in Ultramafic and Mafic Rocks and their Minerals", Taylor & Francis Group, London, UK.
- [25] P.L. KELLY, I.P. KAMINOW, G.P. AGRAWAL (2002) " Undersea fiber communication systems", Elsevier Science, USA.

- [26] M.N. Islam, (2004) " Raman Amplifiers for Telecommunications 1 Physical Principles", Springer-Verlag, New York,
- [27] G.P. Agrawal, (2005) " Light wave technology Telecommunication Systems", John Wiley & Sons,, New Jersey.
- [28] G. CIESER, (2000) " optical fiber communication", The MaGrow-Hill,, New York.
- [29] J.LE PERSON, "Verres de sulfures : spectroscopie des ions de terres-rares, fibres microstructurées et nouvelles compositions.", thèse de doctorat, l'université de rennes 1, 2004.
- [30] A. LEGRAND, "étude des amplificateurs paramétriques a fibre optique pour leur utilisation dans les systèmes de transmissions optiques haut débit multiplexées en longueur d'onde", , thèse de doctorat, L'université de LIMOGES, 2005.
- [31] S. BORDAIS, "Etude des amplificateurs et lasers 1 μm de forte puissance à base de fibre double gaine dopée Ytterbium.", thèse de doctorat ,Université de Limoges, 2002
- [32] A. BENSALAH, "Caractérisation spectroscopique et potentialité laser proche infrarouge de l'ion Yb^{3+} dans les monocristaux massifs de fluorures YLiF_4 , LuLiF_4 , BaY_2F_8 et KY_3F_{10} tirés par la méthode Czochralski..", thèse de doctorat , l'université Claude Bernard - LYON 1, 2004
- [33] C. FINOT, "Similaritons dans les amplificateurs Raman à fibre optique.", thèse de doctorat, Université de Bourgogne, 2005.
- [34] J.BARTON,C.GUILEMENT, (2005) " les verres science et technologie ", EDP Sciences France.
- [35] N. TRCERA, "Etude de la structure de verres magnésio-silicatés : approche expérimentale et modélisation", , thèse de doctorat, Université PARIS-EST, 2008.
- [36] V. KERYVIN, "Contribution `a l'`etude des mécanismes de déformation et de fissuration des verres", mémoire de Magister, Université de RENNES, 2008.
- [37] M. L. BADIE, "Etude de matériaux amplificateurs à base de nanoparticules et réalisation d'un composant polymère pour les télécommunications optiques", thèse de doctorat, l'école Normale Supérieure de Cachan, 2008.

- [38] B. RIAD, "Etude de couplage d'un guide d'ondes avec une fibre optique application en optique intégrée pour les télécoms optiques", mémoire de Magister, Université Mentouri Constantine, 2010.
- [39] G. OUASSILA, "Etude et Réalisation des Réseaux de Bragg pour des Applications Photoniques", mémoire de Magister, laboratoire de télécommunications de TLEMCEM, , 2006.
- [40] A. RODAT, "Mise au point d'un système CE-LIF intégré et application à l'analyse de biomolécules", thèse de doctorat, Université de TOULOUSE, 2009.
- [41] L. PETIT, "Amplification optique dans des verres borophosphate de niobium et tellurite dopés aux ions de terres rares présentant un indice optique non linéaire élevé.", thèse de doctorat, Université BORDEAUX 1, 2002.
- [42] P. JENOUVRIER, "Relations entre propriétés spectroscopiques et microstructurales de couches minces de titanates de terres rares élaborées par sol-gel et intégration dans des dispositifs actifs.", thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble, 2003.
- [43] V. BALAN, "Verres chalcogénures pour l'optique intégrée.", thèse de doctorat, Université Sciences et Techniques du Languedoc Montpellier II, 2003.
- [44] H. HAQUIN, " Verres et guides d'onde de fluorozirconates dopés ER^{3+} ou TM^{3+} - applications à l'amplification optique -", thèse de doctorat, Université de Rennes 1, 2003.
- [45] J. Tanzilli, "Optique Intégrée Pour Les Communications Quantiques ", thèse de doctorat, Université de Nice Sophia Antipolis, 2002.
- [46] D. HEWAK, (1998) " Glass and rare earth -doped glasses for optical fibres ", INSPEC, The Institution of Electrical Engineers, London, United Kingdom.
- [47] L. Bastard, "Intégration Monolithique de Lasers Calibrés en Optique Intégrée sur Verre", thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble, 2003.
- [48] R. CLAVEAU, "Contribution à l'étude des amplificateurs distribués et des circuits de polarisation active. Applications aux circuits de commande de modulateurs électro-optiques", thèse de doctorat, Institut National des Sciences Appliquées de Rennes, 2005.

- [49] A. NAJAR, "Amplification optique dans des guides d'onde en silicium poreux dopés aux terres rares", thèse de doctorat, Université de Rennes 1, 2007.
- [50] A. AL CHOUEIRY, "Nanoparticules de silicium et ions erbium pour l'amplification optique", thèse de doctorat, Université Claude Bernard - Lyon 1, 2007.
- [51] A.D.STOITA, "piégeage radiatif dans le matériaux dopées erbium", thèse de doctorat, Université Claude Bernard - Lyon 1, 2006.
- [52] E. SILBERSTEIN, "Généralisation de la méthode modale de Fourier aux problèmes de diffraction en optique intégrée. Application aux convertisseurs modaux par ingénierie des modes de Bloch.", thèse de doctorat, Université Paris 6, 2002.
- [53] B. FAURE, "Fabrication et caractérisation de fibres optiques en silice dopées au thulium : Influence de l'environnement des terres rares sur l'amplification dans la bande S.", thèse de doctorat, Université de Nice Sophia Antipolis, 2005.
- [54] M. S. TASCU, "Etude en champ proche optique de guides optiques, de luminescence et d'effets photo réfractifs dans des cristaux.", thèse de doctorat, Université Claude Bernard – Lyon I, 2002.
- [55] G. DANTELLE, "Vitrocéramiques oxyfluorées transparentes dopées par des ions lanthanides Matériaux nano-composites luminescents à 1.5 μm .", thèse de doctorat, Université Pierre et Marie Curie (Paris VI), 2006.
- [56] M. PERETTI ROMAIN, "Saturation spectrale de gain dans les amplificateurs à fibres dopées erbium : largeurs homogène et inhomogène et approche des nanomatériaux.", thèse de doctorat, Université Claude Bernard – Lyon 1, 2008.
- [57] I. VASILIEF, "Guides d'onde canaux amplificateurs en verres de fluorures dopés erbium: spectroscopie et amplification optique.", thèse de doctorat, Université Claude Bernard – Lyon 1, 2003.

- [58] F.REHOUMA, "Etude de l'échange d'ion à l'argent dans un verre aluminoborosilicate application à un procédé d'enterrage sélectif de guide.", thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble, 1995.
- [59] M.J.CONNELLY, (2004) "semiconductor optical amplifier.", kluwer Academic Published, New York.
- [60] N.K. DUTTA et Q.WANG, (2006) "semiconductor optical amplifier.", World Scientific Publishing, USA.
- [61] P. LEMIEUX, " Modélisation des amplificateurs optiques à semi-conducteur.", Faculté des études supérieures de l'Université Laval dans le cadre du programme de maîtrise en génie électrique pour l'obtention du grade de Maitreés Sciences, 2006.
- [62] J.D. TOPOMONDZO, " Etude des effets de biréfringence induite dans les amplificateurs optiques à semi-conducteurs Applications dans les systèmes de communications optiques", thèse de doctorat, école doctorale d'informatique, Télécommunication et électronique de Paris , 2004.
- [63] S .LEPARMENTIER, "Développement et caractérisation de fibres optiques multimatériaux verre/silice ou verre/air/silice réalisées par un procédé basé sur l'utilisation de poudre de verres.", thèse de doctorat, Université de Limoges, 2010.
- [64] F. SALIOU, "Etudes des solutions d'accès optique exploitant une extension de portée.", thèse de doctorat, télécom paris Tech, 2010.
- [65] A. LAHMAR, "Investigation des niobates $K_3Sr_2LnNb_{10}O_{30}$ (Ln = Terre rare) isotope des Bronzes Oxygénés de Tungstène Quadratique : Cristallochimie et Spectroscopie Laser.", thèse de doctorat, Université Mohammed – V- Agdal, RABAT, 2007.
- [66] B.RAZAVI, (2003) " Design of integrated circuit For optical communication", MCGraw-Hill, USA.
- [67] N.K. DUTTA et Q.WANG, (2011) "Electronique et optoélectronique organiques.", Springer-Verlag France.

- [68] P. HANNAFORD, H. BACHOR (2003) "Laser Spectroscopy.", World Scientific, New Jersey.
- [69] D. HEXAK, (1998) "Glass and rare earth doped glasses for optical fiber .", The Institution of Electrical Engineers, UK.
- [70] L. EYRING, (2009) "Handbook on the physics and chemistry of rare earths.", Elsevier B.V, UK
- [71] L. EYRING, (2009) "Spectroscopic Properties of Rare Earths in Optical Materials.", Springer, New York.
- [72] S. CALVEZ, 'laser a fibre pour les télécommunications multiplexées en longueur d'onde : étude de l'accordabilité en longueur d'onde et de la génération de trains d'impulsions multilongueurs d'onde par voie électro-optique.", thèse de doctorat, l'université de franche comte, 2002.
- [73] O. VILLAIN, 'Contribution à l'étude de l'environnement structural du chrome dans les verres..", thèse de doctorat, l'université pierre et marie curie, 2009.
- [74] A. BOUDRIOUA, (2006) "Optique intégrée, théorie et application.", Lavoisier, Paris.

Résumé

Le domaine de télécommunication optique connaît une rapide évolution de point de vu débit et capacité, cette évolution est due essentiellement à l'introduction des composants optiques d'extrémités (multiplexeur, démultiplexeur, coupleur en longueur d'onde, diviseur, filtre etc...) et d'intermédiaires (amplificateur).

Les amplificateurs optiques dopés terres rares sont intégrés sur un substrat de verre et possèdent des caractéristiques préférables, pour un système d'amplification efficace. On peut atteindre un gain de 35 dB sur un guide de verre de phosphate dopé de $1.98 \cdot 10^{26} \text{ m}^{-1}$ d'ions erbium et de 0.1 m de long, l'ion Er^{3+} peut émet dans le domaine 1530-1570 nm, donc avec une bande d'amplification de 40 nm. Pour augmenter la section efficace d'absorption on co-dope ytterbium-erbium, ce qui diminue la puissance de pompe nécessaire d'atteindre un gain suffisant.

Mots clés: Amplificateur Optique, Verre Dopé, Terres Rares, Gain, Section Efficace, Durée de Vie.

Abstract

The field of optical telecommunication is experiencing a rapid evolution of life point of capacity and throughput, this is due largely to the introduction of final optical components (multiplexer, demultiplexer, wavelength coupler, splitter, filter, etc. ...) and intermediate (amplifier).

The rare earth doped optical amplifiers and integrated on a glass substrate has preferable characteristic to an effective amplification system. We can achieve a gain of 35 dB over a guide-doped phosphate glass of a $1.98 \cdot 10^{26} \text{ m}^{-1}$ erbium ions and 0.1 m long. Er^{3+} ion can emits in the 1530-1570 nm, and therefore with an amplification band of 40 nm. To increase the cross section of absorption, we can co-doped ytterbium - erbium, which reduces the pump power necessary to turn a sufficient profit.

Keywords: Optical Amplifier, Doped Glass, Rare Earth, Gain, Efficient section, Lifetime.

ملخص

شهدت أنظمة الاتصالات الضوئية تطورا سريعا، وذلك من ناحية القدرة على استيعاب الزيادة في استعمال شبكات الاتصالات وأيضا من ناحية التدفق العالي وكل هذا نتيجة لإدخال أجهزة طرفية تسمح وتدعم هذه الخصائص كالمقسمات والمرشحات، وعناصر أخرى كالمضخمات.

يمكن ان نعتبر تضخيم الضوء باستخدام المضخمات من عناصر التربة النادرة كالاربيوم والنيوديم وذلك في قوالب زجاجية كالفوسفات من انجع المضخمات لأنظمة الاتصالات الضوئية لأنه يمكننا ان نحصل على كسب بقيمة 35 dB وذلك في قطعة من زجاج الفوسفات بطول 0.1 م ويتطعيم قدره $1.98 \cdot 10^{26} \text{ m}^{-1}$ ذرة اربيوم، ذرة الاربيوم تمنح نطاق تضخيم واسع يصل الى 40 nm، ومن اجل زيادة معامل امتصاص الاربيوم نستعم التطعيم باكثر من عنصر والذي هو الاتربيوم، وذلك بغرض تخفيض الاستطاعة اللازمة للحصول على التضخيم المطلوب.

كلمات دالة: المضخمات الضوئية تطعيم الزجاج ايونات التربة النادرة، الكسب معامل السطح، مدة الحياة .