HAL
open science

Modélisation des amplificateurs optiques à semi-conducteurs : du composant au système

Pascal Morel

To cite this version:

Pascal Morel. Modélisation des amplificateurs optiques à semi-conducteurs : du composant au système. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université de Bretagne occidentale - Brest, 2006. Français. NNT : . tel-00556006

HAL Id: tel-00556006

https://theses.hal.science/tel-00556006

Submitted on 14 Jan 2011

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

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

THÈSE

Présentée devant

l'Université de Bretagne Occidentale

pour obtenir le grade de :

Docteur de l'Université de Bretagne Occidentale
Mention Optoélectronique - Télécommunications Optiques

par

Pascal Morel

Équipe d'accueil : Laboratoire RESO
École Doctorale : Sciences de la Matière de l'Information et de la Santé [ED 0373]

Titre de la thèse :

Modélisation des amplificateurs optiques à semi-conducteurs : du composant au système

Soutenue le 8 décembre 2006 devant la commission d'examen :

MM. :	Didier	Decoster	Rapporteurs
	Didier	Érasme	
MM. :	Frédéric	Gaffiot	Examinateurs
	Fabrice	Huret	
	Jean	Le Bihan	
MM. :	Romain	Brenot	Invités
	Bruno	Thédrez	
M. :	Ammar	Sharaiha	Directeur de thèse

Remerciements

Je remercie Monsieur Frédéric GAFFIOT, Professeur à l'École Centrale de Lyon, qui m'a fait l'honneur de présider le jury de cette thèse. J'exprime également ma sincère gratitude à Monsieur Didier ÉRASME, Professeur à l'École Nationale Supérieure des Télécommmunications de Paris, et à Monsieur Didier DECOSTER, Professeur à l'Université de Lille 1, pour avoir accepté d'être rapporteurs de cette thèse. Je tiens aussi à remercier M. Fabrice HURET, Professeur à l'Université de Bretagne Occidentale, pour avoir accepté d'examiner ce travail.

Merci à Romain BRENOT et Bruno THÉDREZ pour leur accueil et leurs précieux conseils, entre autres lors de mon passage à Alcatel OPTO+. Je les remercie d'avoir su partager un peu de leur expérience avec moi et d'avoir pris le temps de venir assister à ma soutenance.

Je remercie Jean LE BIHAN, Directeur du laboratoire RESO, de m'avoir permis d'effectuer cette thèse dans son laboratoire, et Ammar SHARAIHA d'avoir accepté la responsabilité de la diriger. Je tiens tout particulièrement à remercier ce dernier pour son soutien tout au long de ma thèse. Je sais que j'ai exigé beaucoup de lui et je le remercie pour sa patience et sa disponibilité.

J'exprime ma profonde gratitude à tous les membres du laboratoire RESO à qui j'ai posé beaucoup de questions, parfois inattendues, et qui ont su prendre le temps d'y répondre. Merci pour votre particulière disponibilité et votre soutien. Je remercie plus généralement les membres de l'ENIB et d'Alcatel que j'ai cotoyés et qui ont participé à la réalisation de cette thèse.

Je remercie vivement les étudiants que j'ai eu l'occasion d'encadrer et qui m'ont beaucoup apporté. Merci donc à Walid, Amine et Rosy.

Je remercie la famille d'Aurélie qui m'a grandement facilité la vie tout au long de ma thèse. Merci enfin à ma famille pour m'avoir soutenu jusqu'au bout et tout particulièrement à Aurélie qui a tant fait, je leur dédie cette thèse.

Table des matières

1 Généralités **5**
1.1 Introduction au chapitre 1 6
1.2 Structure générale des amplificateurs optiques à semi-conducteurs 7
1.3 Utilisation des SOA dans les réseaux de télécommunications optiques . . 20
1.4 Paramètres des SOA 24
1.5 Modélisation des SOA 29

2 Modélisation quasi-statique **31**
2.1 Introduction au chapitre 2 33
2.2 Préliminaires à notre modélisation des SOA 34
2.3 Propagation dans un guide 40
2.4 Gain 44
2.5 Émission spontanée amplifiée 56
2.6 Facteur de bruit 66
2.7 Électrode et densité de porteurs 71
2.8 Réflectivités 78
2.9 Passage de la fibre optique à la zone active du SOA 85
2.10 Généralisation à l'ASE de la définition en champ 88
2.11 Conclusion du chapitre 2 96

3 Optimisation, validation et analyses **97**
3.1 Introduction du chapitre 3 98
3.2 Implémentation du modèle 99
3.3 Optimisation des paramètres du modèle 105
3.4 Mesures 113
3.5 Validations 120
3.6 Extension du modèle et amplification large-bande 137
3.7 Conclusion du chapitre 3 159

4 Modélisation dynamique **161**
4.1 Introduction du chapitre 4 162
4.2 Modélisation généralisée liée à la relation $k = k(\omega)$ 163
4.3 Validations en dynamique 173
4.4 Compression du gain, de l'émission spontanée et de l'indice 182

4.5 Aspects systèmes : modulation des signaux 192
4.6 Conclusion du chapitre 4 200

5 Conclusion **201**
5.1 Bilan de la modélisation mise en place 202
5.2 Perspectives en termes de modélisation 205

A Glossaire **209**

B Paramètres du modèle (SOA 3) **211**

C Calculs pour le mélange à quatre ondes **213**

Bibliographie **226**

Publications **227**

Liste des équations **232**

Liste des figures **237**

Liste des Tableaux **239**

Introduction générale

Les amplificateurs optiques à semi-conducteurs (SOA) sont des composants multifonctionnels utilisés dans des applications de plus en plus variées. Ils sont aujourd'hui des candidats potentiels en tant qu'amplificateurs dans les réseaux courte distance en raison de leur grande bande passante et de leur faible coût. Leur petite taille leur confère de plus des capacités d'intégrabilité dans des systèmes ou fonctions optiques de plus en plus élaborées. Le comportement des amplificateurs optiques à semi-conducteurs est cependant complexe, puisqu'il dépend non seulement des dimensions et caractéristiques du composant (longueur, largeur, hauteur, composition des matériaux, ...) mais également des conditions de son fonctionnement (courant d'alimentation, puissance optique, longueur d'onde, ...). Il est donc nécessaire de développer des simulateurs de ces composants capables de rendre compte de leur comportement dans le plus de cas de figure possibles afin de s'adapter au plus grand nombre de leurs utilisations possibles.

L'objectif de cette thèse est par conséquent la mise au point d'un modèle quantitatif sur la plus grande plage de fonctionnement possible (en longueurs d'onde, puissances optiques et courants d'alimentation) et exploitable dans le cadre d'applications système. Nous commençons cette thèse par un chapitre d'introduction (chapitre 1) qui présente ce que sont les amplificateurs optiques à semi-conducteurs (SOA) et leurs utilisations. Le chapitre 2, intitulé "Modélisation quasi-statique", présente la modélisation des amplificateurs optiques à semi-conducteurs mise en place. Dans le chapitre 3, intitulé "Optimisation, validation et analyses", nous vérifions que notre modèle restitue quantitativement le gain et le facteur de bruit des SOA. Nous montrons également le comportement de notre modèle face à diverses situations non prévues afin de vérifier sa prédictibilité. Le chapitre 4, intitulé "Modélisation dynamique", généralise la modélisation présentée jusqu'à présent et étend les capacités de notre modèle à la simulation des phénomènes rapides jusqu'à la picoseconde. Nous étudions notamment à cette occasion le comportement des SOA en présence de formats de modulation complexes. Enfin nous concluons (chapitre 5) en récapitulant les propriétés du modèle mis en place ainsi que les principaux résultats obtenus.

Chapitre 1

Généralités

Sommaire

1.1 Introduction au chapitre 1 . . . . . **6**

1.2 Structure générale des amplificateurs optiques à semi-conducteurs **7**

1.2.1 Matériaux utilisés 7

1.2.2 Structures guidantes 11

1.2.3 Synthèse : étapes de fabrication d'un SOA 13

1.2.4 Différentes structures 16

1.3 Utilisation des SOA dans les réseaux de télécommunications optiques **20**

1.4 Paramètres des SOA **24**

1.4.1 Pic de gain et bande passante 24

1.4.2 Puissance de saturation 25

1.4.3 Émission spontanée amplifiée et facteur de bruit 26

1.4.4 Durée de vie des porteurs et temps de récupération du gain . 28

1.5 Modélisation des SOA **29**

1.5.1 Objectif de la modélisation des SOA 29

1.5.2 Différents modèles de SOA 29

1.1 Introduction au chapitre 1

Ce chapitre, dédié à la présentation des généralités sur les amplificateurs optiques à semi-conducteurs (SOA), commence par quelques principes sur les matériaux couramment utilisés et les architectures ou structures couramment mises en œuvre pour leur conception (section 1.2). Nous donnons ensuite un rapide aperçu du large panel de l'utilisation des SOA dans les réseaux de télécommunications (section 1.3). Puis nous faisons le point sur les quelques paramètres qui permettent de caractériser leur comportement statique (section 1.4). Nous terminons ce chapitre par une discussion sur la modélisation des SOA, nous détaillons en particulier les critères à retenir lors de l'élaboration d'un modèle (section 1.5).

1.2 Structure générale des amplificateurs optiques à semi-conducteurs

Afin d'avoir une vision globale de la structure générale des SOA, nous détaillons dans un premier temps les matériaux utilisés pour la fabrication des SOA. Nous évoquons ensuite des notions clés sur le guidage des modes optiques. Après une synthèse des étapes de leur fabrication, nous terminons par la présentation de structures plus élaborées à base de SOA.

1.2.1 Matériaux utilisés

Tous les amplificateurs optiques à semi-conducteurs (SOA) ont en commun les matériaux qui les composent (les composés III-V), puisqu'à chaque matériau est associée une plage de fonctionnement exploitable pour l'amplification. Les SOA que nous utilisons sont développés pour interagir avec les signaux optiques des télécommunications, autour de 1550 nm. Les matériaux typiquement utilisés sont les composés quaternaires à base d'InGaAsP déposés sur un substrat d'InP.

Les amplificateurs optiques à semi-conducteurs sont des structures formées de la double hétérojonction (pour travailler autour de 1550 nm) InP / $\mathrm{In}_{1-x}\mathrm{Ga}_x\mathrm{As}_y\mathrm{P}_{1-y}$ / InP, formant une diode à hétérojonction. Les paramètres x et y donnent la proportion de chaque élément entrant dans la composition du composé quaternaire définissant la zone active. Celle-ci voit alors sa longueur d'onde d'émission et son indice de réfraction ajustés en fonction de ces paramètres. Rappelons tout de même que les paramètres x et y ne peuvent pas être choisis au hasard mais sont liés entre eux par une relation assurant l'accord de maille entre la couche de quaternaire et les couches d'InP [1]. Cette relation vaut $y \simeq 2{,}2\,x$. Respecter la condition d'accord de maille est essentiel car cela permet d'empêcher la générations de contraintes. Celles-ci, si trop importantes, peuvent dégénérer en fissures qui se propagent à l'intérieur d'une couche de matériau puis de couche en couche.

La zone d'InP allant de la zone active vers l'anode est dopée P (apport en atomes déficitaires en électrons ou atomes accepteurs) afin de fournir la zone active en trous. La zone d'InP allant de la zone active vers la cathode est elle dopée N (apport en atomes excédentaires en électrons ou atomes donneurs) afin de fournir la zone active en électrons.

Afin de guider la lumière le long de la zone active, il est nécessaire de créer un guide d'onde, le plus simple étant de réaliser une zone active à indice plus fort que celui de l'InP. En réalité, plusieurs couches différentes de matériaux se succèdent et la notion d'*indice effectif* apparaît alors [2].

1.2.1.1 Matériaux massifs avec contraintes

L'introduction de contraintes dans un matériau peut être considérée comme un défaut puisque, comme nous l'avons vu, elles peuvent provoquer des fissures dans le

matériau. Si les contraintes ne sont pas trop fortes, le matériau peut être viable mais ses propriétés optiques s'en trouvent modifiées. L'introduction de faibles contraintes peut notamment devenir un avantage puisque celles-ci modifient la réaction du matériau suivant la polarisation du signal optique. Elles permettent ainsi de compenser les défauts de guidage d'une polarisation donnée par une augmentation du gain à travers l'introduction de faibles contraintes [3].

1.2.1.2 Matériaux quantiques

Nous appelons *matériau quantique* un matériau dont les dimensions suivant un ou plusieurs axes sont suffisamment faibles pour que ses niveaux d'énergie soient discrétisés [4]. En effet, lorsqu'une dimension devient comparable à la longueur d'onde de De Broglie des porteurs dans le matériau (typiquement $\leq 50\,\mathrm{nm}$), ceux-ci sont confinés suivant cette direction et les niveaux d'énergie s'en trouvent quantifiés. Les matériaux sont qualifiés de (figure 1.1) :

- massifs lorsque leurs dimensions ne sont pas limitées (matériaux *3D*, figure 1.1(a)),
- à puits quantique lorsqu'une de leurs dimensions est limitée dans l'espace (matériaux *2D*, figure 1.1(b)),
- à fil quantique lorsque deux de leurs dimensions sont limitées dans l'espace (matériaux *1D*, figure 1.1(c)),
- à boîte quantique lorsque trois de leurs dimensions sont limitées dans l'espace (matériaux *0D*, figure 1.1(d)).

Lorsque l'on utilise des matériaux "quantifiés", la zone active est généralement constituée d'un empilement de matériaux quantiques (*0D*, *1D* ou *2D*) entre lesquels sont disposés des couches de confinement. Ainsi, par exemple, chaque plan actif d'un matériau *0D* est constitué d'une nappe de boîtes quantiques. La figure 1.2 présente schématiquement ces assemblages suivant les cas. Un matériau à fils quantiques est cependant difficilement réalisable technologiquement parlant, aussi ce sont plutôt des matériaux à "segments quantiques" (*quantum dash*) qui sont fabriqués.

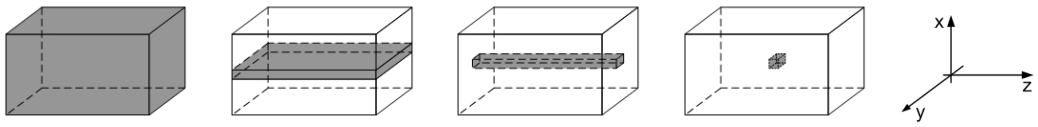
Les matériaux quantiques sont de plus en plus utilisés en raison de leur très bon rendement quantique et de leur très forte puissance de saturation comparée à celle des matériaux massifs. Cependant, leur forte dépendance à la polarisation les rend d'une utilisation délicate dans les systèmes optiques où l'un des critères est l'insensibilité des composants à la polarisation des signaux optiques.

Les SOA à multi-puits quantiques sont maintenant couramment utilisés et l'emploi de couches de matériaux actifs différents permet une amélioration des caractéristiques globales, pour la bande passante ou la dépendance à la polarisation par exemple [3].

Les SOA à boîtes quantiques quant à eux sont très prometteurs en raison de leur meilleures performances comparées à celles des SOA à matériau massif ou à multi-puits quantiques. Ces meilleures performances consistent en un bon rendement quantique qui permet une plus faible consommation électrique pour un gain donné, une forte puissance de saturation, un meilleur comportement à température ambiante et une durée de récupération du gain très faible [5, 6, 7, 8]. Les matériaux à boîtes quantiques sont

notamment utilisés pour la réalisation de lasers à très faible courant de seuil [9]. Il pourraient également présenter un facteur de bruit plus faible en raison de leur fonctionnement en tant que système à trois états [6].

Cependant, le problème des matériaux quantiques est leur dépendance à la polarisation. Si celui-ci est résolu pour les matériaux à puits quantiques par l'introduction de contraintes [10], il reste entier pour les matériaux à boîtes quantiques.



(a) Matériau *3D*. (b) Matériau *2D*. (c) Matériau *1D*. (d) Matériau *0D*. (e) Repère.

FIG. 1.1 – Classification des matériaux suivant leurs dimensions. La dimension "quantifie" les niveaux d'énergie lorsqu'elle est inférieure à la longueur d'onde de De Broglie et que les porteurs se trouvent par conséquent confinés suivant cette direction.

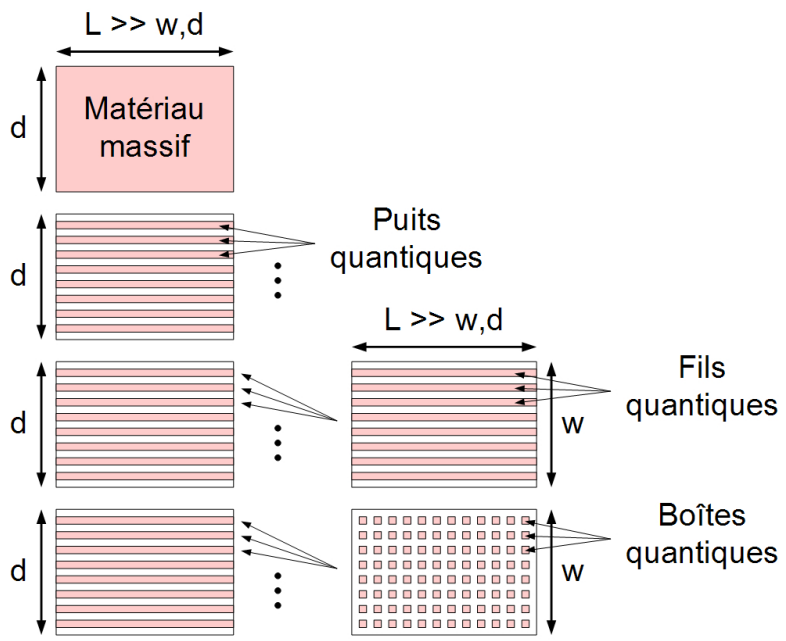


FIG. 1.2 – Présentation des zones actives des SOA utilisant les matériaux *3D* à *0D*. Pour obtenir un fonctionnement quantique, les dimensions suivant lesquelles le matériau est limité sont inférieures à la longueur d'onde de De Broglie des porteurs ($\leq 50\,\mathrm{nm}$). L est la longueur de la zone active, d son épaisseur et w sa largeur. Un matériau à puits quantiques est généralement formé d'une superposition de puits quantiques. Un matériau à fils quantique serait constitué d'une superposition de plans à fils quantiques. De même, un matériau à boîtes quantiques est formé d'une superposition de plans à boîtes quantiques.

1.2.2 Structures guidantes

Les SOA partagent également une structure commune dont la fonction est de guider les signaux à amplifier, cette structure s'appelle un guide d'onde. Différentes architectures permettent de réaliser cette fonction, l'objectif étant d'obtenir la meilleure efficacité de fonctionnement (le plus de gain possible avec le moins de déperdition d'énergie possible).

Nous avons vu dans la section précédente que le SOA était formé d'une zone active (matériau $In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y}$) entourée de couches de confinement (matériau InP). Cette structure est par nature un guide d'onde pour les longueurs d'onde qui nous intéressent. Différents types de SOA existent, correspondant à différentes solutions et architectures de fabrication. La première est dite *à guidage par l'indice* puisque c'est la différence d'indice entre deux milieux qui piègent le mode guidé, alors que la seconde est appelée *à guidage par le gain* puisque c'est la présence ou non de gain qui permet ou non à un mode de se propager.

1.2.2.1 Structure à guidage par l'indice

Le guidage peut en effet se faire par l'indice, dans ce cas le guide d'onde est formé d'une zone active de section typiquement rectangulaire entièrement entourée par des matériaux de plus faibles indices. Le mode se propage alors dans la zone présentant le plus fort indice, c'est la zone active du SOA. La figure 1.3 présente schématiquement ce type de structure dans un cas très simple, avec seulement deux matériaux différents (nous n'avons pas représenté le dopage électronique des différentes zones).

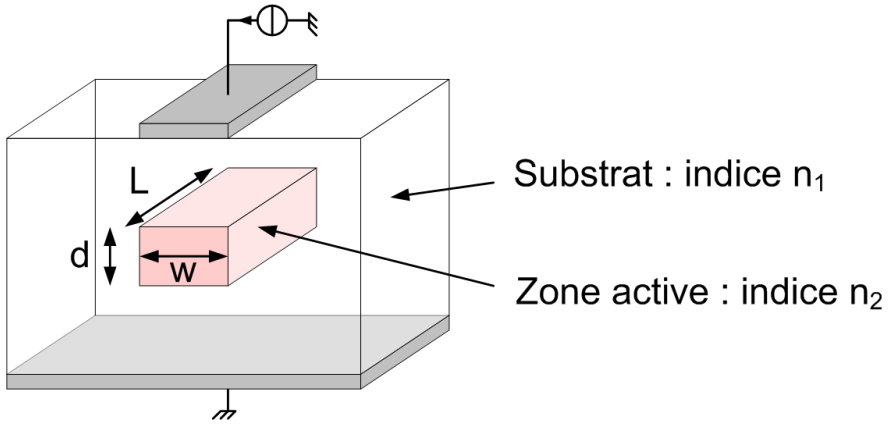


FIG. 1.3 – Exemple d'architecture de guidage par l'indice. La zone active présente un indice optique n_2 supérieur à l'indice optique n_1 du substrat.

1.2.2.2 Structure à guidage par le gain

Dans le cas du guidage par le gain, c'est la présence ou non de porteurs dans un matériau actif qui dicte la propagation ou non dans celui-ci. Cela suppose cependant

un guidage par l'indice suivant une direction et un guidage par le gain dans une autre (figure 1.4). Il suffit pour cela de faire croître des plans de matériaux différents et non des formes "rectangulaires" élaborées (ce qui simplifie grandement le travail d'épitaxie), la largeur de la zone active étant ensuite définie par la largeur de l'électrode (figure 1.4).

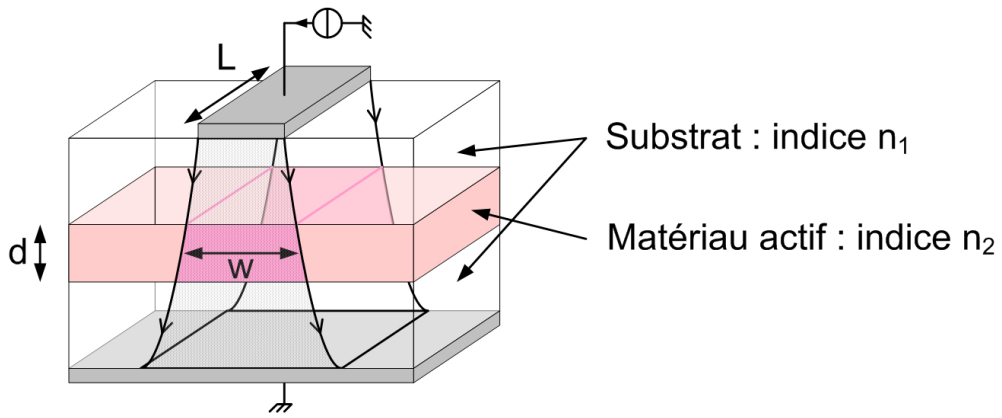


FIG. 1.4 – Exemple d'architecture de guidage par le gain. Le courant électrique va de l'électrode au plan de masse en se diffusant dans le milieu. Seule une partie du plan de matériau actif voit un gain, c'est la zone active à proprement parler. Le matériau actif présente un indice optique n_2 supérieur à l'indice optique n_1 du substrat.

1.2.3 Synthèse : étapes de fabrication d'un SOA

Nous avons vu dans les sections précédentes que les SOA sont des structures complexes dont l'élaboration nécessite la succession de différentes étapes. Nous avons tenté d'inventorier ces différentes étapes, en considérant la structure la plus simple possible en allant jusqu'au composant utilisable. Nous n'avons pas considéré la mise en boîtier du composant qui nécessite encore d'autres étapes parmi lesquelles l'alignement des fibres optiques à la zone active.

La figure 1.5 détaille les étapes allant de la fourniture d'un substrat adapté à l'obtention d'une puce. Ces étapes sont :

- croissance de la couche de matériau actif (CA) sur le substrat (couche très épaisse d'InP-n),
- dépôt d'un masque sur la zone de CA que l'on souhaite conserver (future zone active),
- gravure de la CA non protégée,
- retrait du masque,
- rebouchage par de l'InP-p,
- dépôt de l'anode,
- implantation protonique (optionnel),
- amincissement de la plaque,
- dépôt du plan de masse (cathode).

Ces étapes sont en fait réalisées en parallèle sur une matrice (ou *wafer*) et un grand nombre de SOA sont créés en même temps. La figure 1.6 détaille les étapes allant de l'obtention de la plaque avec tous les SOA réalisés à l'obtention d'une puce connectée électriquement à une embase. Ces étapes sont :

- séparation des différents SOA par clivages successifs,
- obtention d'un SOA isolé,
- réalisation du traitement anti-reflet (constitué d'une ou plusieurs couches selon la qualité du traitement souhaité) à chaque facette du SOA,
- dépôt du SOA sur une borne d'une embase adaptée (connexion d'une couche d'or à la cathode du SOA par contact),
- connexion de l'anode du SOA à l'autre borne de l'embase (soudure de plusieurs fils d'or).

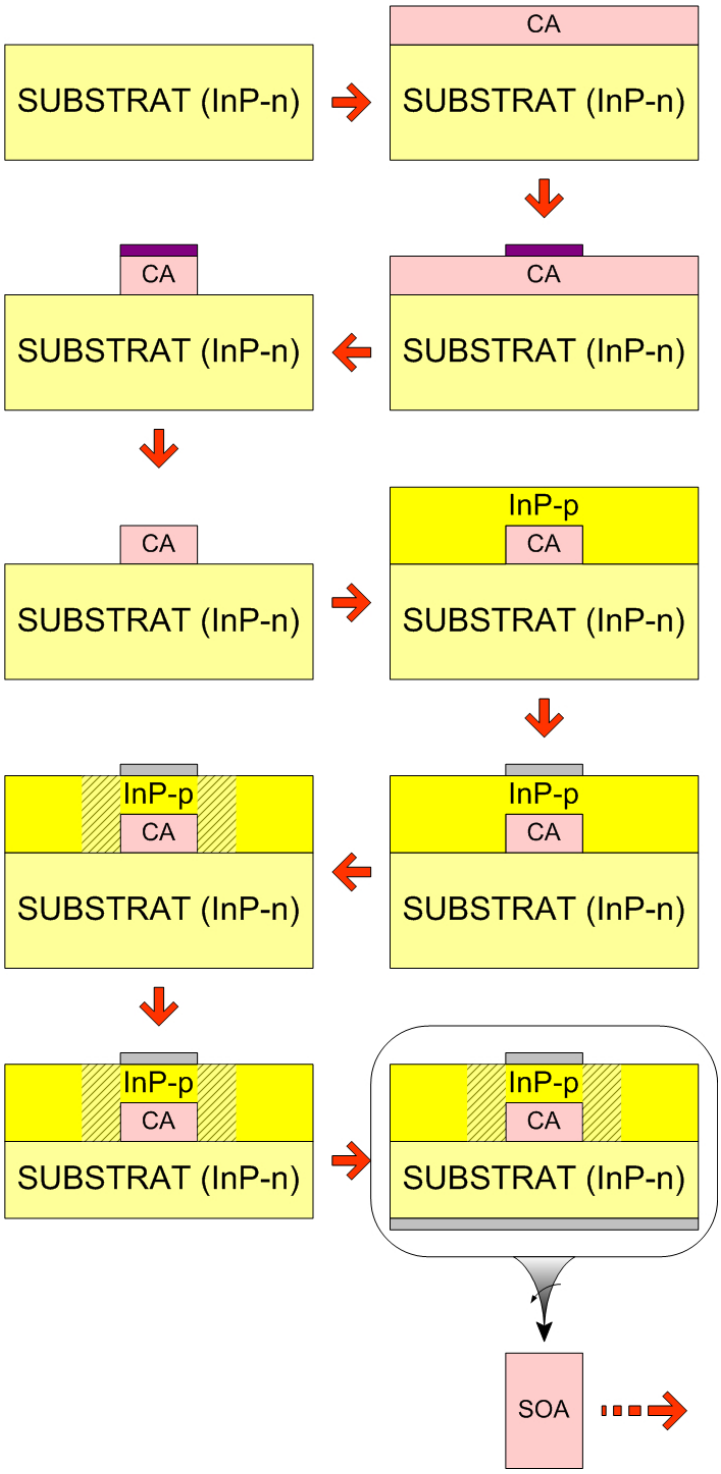


FIG. 1.5 – Présentation schématique des différentes étapes de création d'un SOA (1/2).

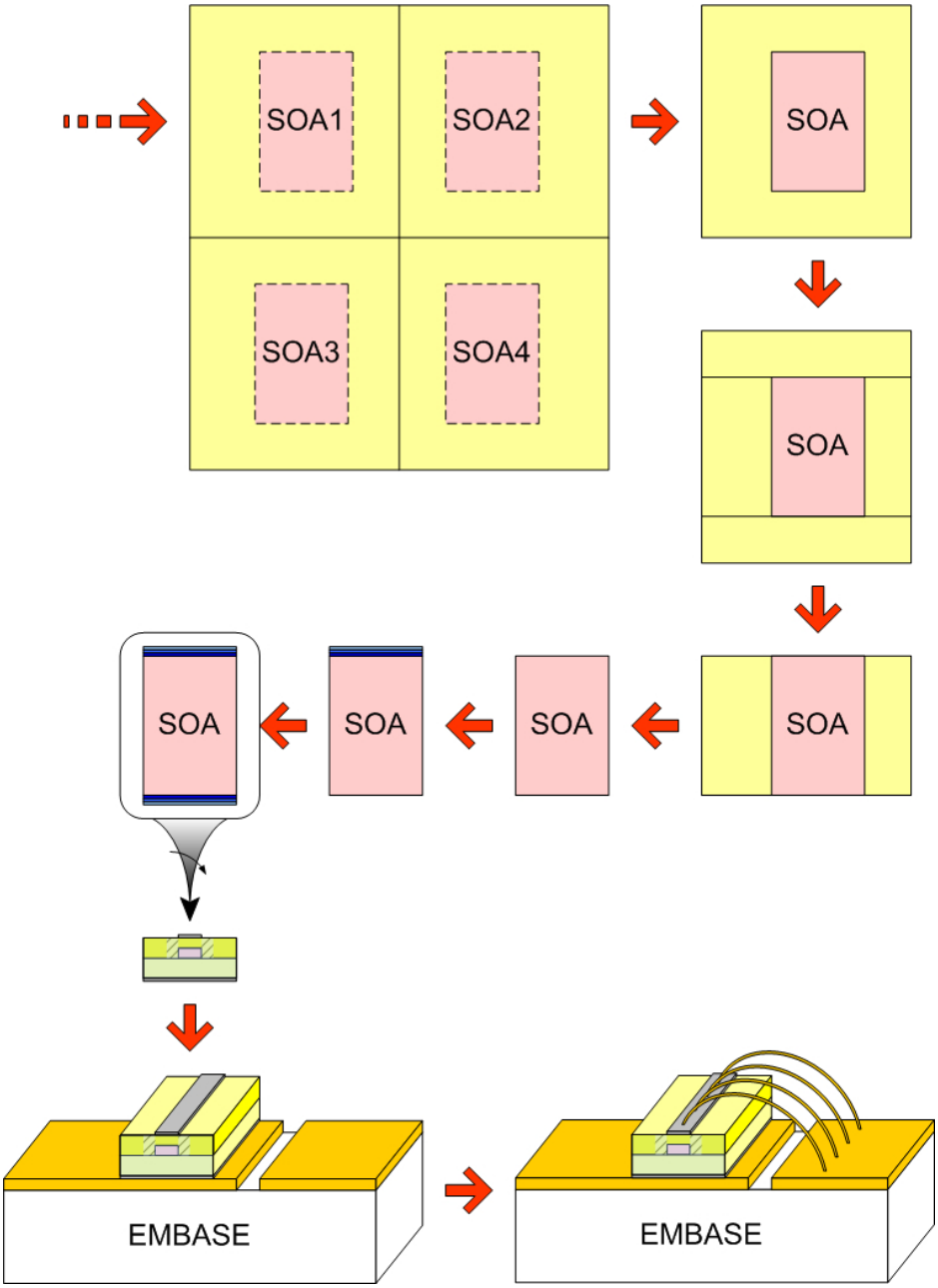


FIG. 1.6 – Présentation schématique des différentes étapes de création d'un SOA (2/2).

1.2.4 Différentes structures

Les SOA sont non seulement de plus en plus complexes de par leur fabrication, mais également de par leur intégration monolithique dans de “mini systèmes optiques”. Les SOA sont de plus en plus vus comme des objets d’ingénierie, ce qui provoque l’augmentation de la complexité des structures, des dimensions et des architectures, chaque application ayant un type de SOA dédié pour ainsi dire. Nous allons voir dans les sections qui suivent trois types élaborés de SOA, les SOA à gain bloqué suivant l’axe de propagation (GC-SOA) ou verticalement (LOA), les SOA dont une extrémité est traitée en haute réflectivité (R-SOA), les SOA possédant plusieurs électrodes, et les SOA dits “large bande”.

1.2.4.1 GC-SOA et LOA

Afin de linéariser le gain des SOA en fonction de la puissance optique, de nouvelles structures ont vu le jour. La plus commune est le SOA à gain bloqué (GC-SOA). Dans celle-ci, le SOA est placé dans une cavité laser très sélective en longueur d’onde. Celle-ci peut être superposée à la zone active du SOA (structure DFB), ou de part et d’autre de la zone active du SOA (structure DBR). De plus, la longueur d’onde du mode laser est très décalée par rapport au pic de gain. Cette cavité laser peut être longitudinale (GC-SOA, figure 1.7) ou verticale (LOA, figure 1.8). La présence d’un mode laser permet de linéariser le gain des SOA en fournissant une densité de photons qui atténue les variations de ce gain [11]. Lorsque la cavité est verticale, le mode laser est automatiquement découplé du signal à amplifier [12].

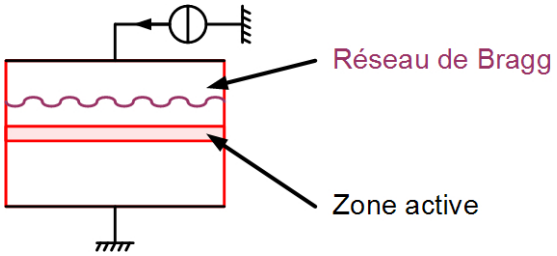


FIG. 1.7 – SOA à gain bloqué (GC-SOA). Le réseau de Bragg est périodique dans la direction de propagation des signaux optiques. Il est ici superposé à la zone active.

1.2.4.2 R-SOA

Les amplificateurs optiques à semi-conducteurs dits “réflectifs” ont également fait leur apparition dans la conception des réseaux d’accès. Ce sont des SOA dont une des facettes est traitée en haute réflectivité et l’autre en très faible réflectivité (figure 1.9). Ils sont amenés à être utilisés dans les réseaux d’accès à la fois en tant que détecteurs du signal descendant au niveau de l’abonné et en tant que modulateurs du signal montant, toujours au niveau de l’abonné [13, 14, 15].

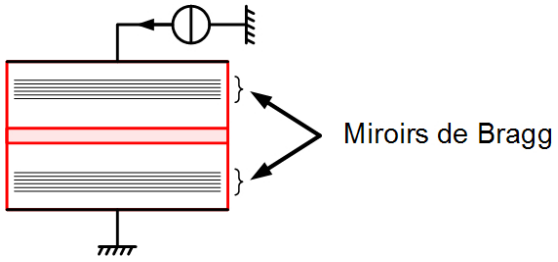


FIG. 1.8 – SOA à gain bloqué verticalement (LOA). Les miroirs de Bragg sont parallèles aux électrodes.

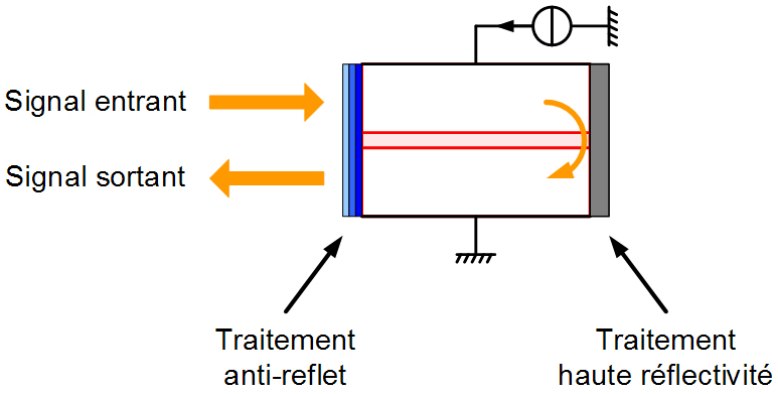


FIG. 1.9 – SOA "réflectif". L'une des facettes du SOA est traitée anti-reflet tandis que l'autre est traitée en haute réflectivité. Les signaux optiques entrent et sortent obligatoirement par la même facette.

1.2.4.3 SOA multi-électrodes

Une autre variation de la structure des SOA est de multiplier le nombre d'électrodes disponibles au-dessus de la zone active (figure 1.10). Ceci permet d'obtenir un "SOA multi-électrodes". La présence de plusieurs électrodes permet notamment d'améliorer les caractéristiques des SOA en photodétection : la première zone active joue le rôle de pré-amplificateur, la deuxième réalise effectivement la photodétection [16]. La photodétection ainsi réalisée peut se faire en ligne car elle peut être transparente.

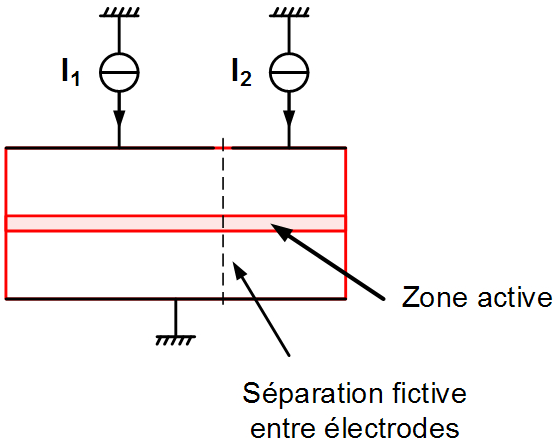


FIG. 1.10 – SOA multi-électrodes (ici deux seulement). Chaque électrode est alimentée par un générateur de courant propre.

1.2.4.4 SOA large bande

Les canaux des réseaux de télécommunications optiques s'étendent sur une plage spectrale allant de 1470 nm à 1610 nm. L'amplification de ce spectre impose l'utilisation de plusieurs composants, chacun amplifiant une partie du spectre. Un enjeux pour les futurs réseaux optiques est donc de pouvoir amplifier toute la bande en utilisant un seul composant. Actuellement, la bande passante des SOA est aux alentours de 70 nm. Amplifier tout le spectre des télécommunications suppose le développement de SOA de bande passante supérieure à 120 nm.

La mise en parallèle de deux (ou plusieurs) amplificateurs dont les pics de gain sont très décalés est une solution pratique et immédiate pour l'obtention de solutions très large-bande. Cette solution, bien que performante, est peu utilisée car trop coûteuse.

Une autre solution pourrait être la mise en parallèle non pas de SOA mais de leur zone active. Il s'agirait en effet de superposer deux couches de matériaux différents dont la transparence serait décalée en longueur d'onde de manière suffisante pour avoir un fonctionnement global large-bande (figure 1.11). Ces couches de matériaux peuvent être soit en matériaux massif, soit à puits quantique, la seule différence étant l'épaisseur des couches de matériau et leur nombre. Ces solutions ont été envisagées lors de deux

projets RNRT [1] labellisés, AMBRE [2] et AROME [3].

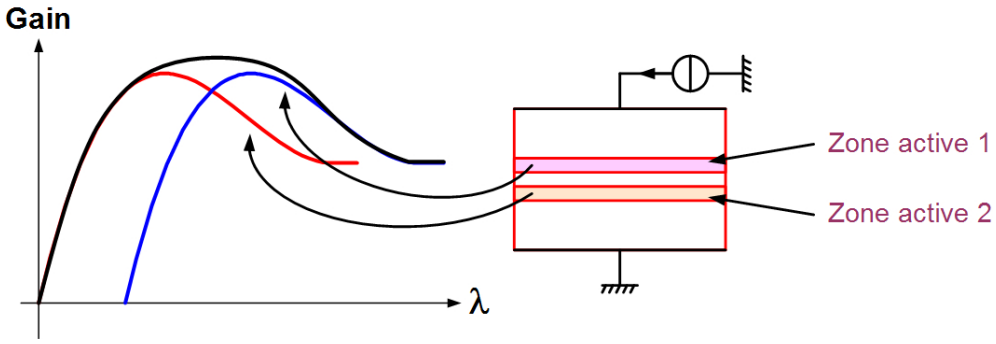


FIG. 1.11 – SOA à bande élargie. Les deux zones actives superposées ont leur spectre de gain décalé, le gain résultant de la somme des deux est plus large.

Une troisième solution pour obtenir un composant large-bande est la mise en série des composants à spectres décalés. Dans l'idéal ces composants peuvent être rassemblés sur une seule puce [17]. Dans ce cas, la deuxième partie du composant amplifie une partie du spectre insuffisamment amplifiée par la première partie (les courtes longueurs d'onde).

Dans tous les cas les structures de SOA à multi-couches en parallèle ou en série nécessitent un important travail afin de déterminer les meilleurs dimensions de chacune, le meilleur écart spectral entre pics de gain, la meilleure structure de confinement et de transport des porteurs, ...

[1] RNRT : Réseau National de Recherche en Télécommunications
[2] AMBRE : AMplificateur optique à Bas coût miniaturisé pour les REseaux métropolitains.
[3] AROME : Amplificateur bas-coût pour Réseaux Optiques MEtropolitains et d'accès.

1.3 Utilisation des SOA dans les réseaux de télécommunications optiques

Les amplificateurs optiques à semi-conducteurs (SOA) sont utilisés dans des applications de plus en plus variées à mesure que leurs dimensions et leur architecture évoluent et se spécialisent. L'essentiel de leurs utilisations se trouve dans les réseaux de télécommunications, où ils peuvent servir d'amplificateurs optiques mais également à réaliser diverses fonctions optiques.

Le réseau optique longue distance [4] en place est suffisant pour gérer l'évolution future des réseaux métropolitains [5] qui sont amenés à se développer. Ces derniers ont en effet peu évolué et le développement rapide de la demande de débit au niveau des clients (associée à des offres nouvelles telles que la vidéo à la demande, la voix sur IP ou les nouvelles solutions d'accès mobile) doit les amener à se transformer. Un élément clé de ces réseaux reste l'amplification en ligne, indispensable au budget optique des liaisons. Cette amplification devra cependant être d'un coût réduit et permettre l'amplification des spectres DWDM [6] et CWDM [7] [18]. Les SOA sont de bons candidats puisque de récents travaux ont montré la possibilité d'amplifier tout un spectre CWDM avec un seul composant [19].

Les réseaux d'accès [8] sont également amenés à se transformer. De récents rapports préconisent l'utilisation de solutions tout-optiques pour le développement de ces réseaux locaux à très haut débit [20], et le développement de raccordements optiques est de plus en plus soutenu dans le monde. Ces réseaux nécessitent eux aussi des solutions d'amplification bas-coût et le grand nombre potentiel d'éléments optiques d'extrémité de réseau (ONU) à installer imposent des solutions achromatiques afin d'en réduire le coût et la durée de vie face aux évolutions du réseau. Les SOA peuvent alors servir d'amplificateurs bas-coût pour ces réseaux mais également de modules d'extrémité. Nous avons vu à la section 1.2.4.2 que l'utilisation de SOA en tant que module réflectif (R-SOA) est intéressante, à condition encore une fois que ceux-ci soient achromatiques afin de s'adapter aux évolutions futures du réseau en toute transparence pour les clients.

Si l'amplification exploite la plage de fonctionnement linéaire des SOA, leur plage de fonctionnement non-linéaire est également largement exploitée pour la réalisation de fonctions tout-optiques. La plupart de ces fonctions sont aujourd'hui réalisées dans le domaine électrique, nécessitant ainsi la conversion du domaine optique vers le domaine électrique, puis du domaine électrique vers le domaine optique (conversion O/E/O). Si les composants électriques actuels conservent une marge d'amélioration, leur utilisation pose néanmoins tôt ou tard la question du "goulot d'étranglement" du débit imposé par

[4] Réseau longue distance : typiquement entre pays, continents, de l'ordre du millier de km.

[5] Réseau métropolitain : typiquement entre villes, département, régions, de l'ordre de la centaine de km.

[6] DWDM : système de multiplexage dense en longueurs d'onde, de 1470 nm à 1610 nm (pour les bandes S, C et L) par pas de 0,4 nm ou 0,8 nm.

[7] CWDM : système de multiplexage relâché en longueurs d'onde, de 1470 nm à 1610 nm (pour les bandes S, C et L) par pas de 20 nm.

[8] Réseau d'accès ou réseau local : typiquement à l'intérieur d'une ville, les derniers km.

cette conversion dans le domaine électrique [21]. Afin d'éviter d'être limité en débit, la solution est de travailler entièrement dans le domaine optique, et ainsi de réaliser toutes les fonctions dans le domaine optique, sans conversion de domaine.

Les SOA permettent de mettre en place de telles solutions grâce à leur comportement non-linéaire en fonction de la puissance optique incidente, qui influence leur gain, leur déphasage et leur effet sur la polarisation des signaux optiques. Ils ont de plus un comportement non-linéaire suivant les fréquences puisque de nouvelles fréquences optiques peuvent être générées dans le SOA de manière cohérente avec les signaux incidents.

Les phénomènes non-linéaires les plus utilisés pour la réalisation de fonctions optiques sont :

- SPM : l'auto-modulation de la phase ;
- XPM : la modulation croisée de la phase ;
- SGM : l'auto-modulation du gain ;
- XGM : la modulation croisée du gain ;
- XPolM : la modulation croisée de la polarisation ;
- FWM : le mélange à quatre ondes.

Les différentes fonctions réalisables à l'aide des phénomènes cités ci-dessus sont très nombreuses. Nous allons en donner quelques-unes afin de cerner la potentialité des SOA.

Pour les réseaux basés sur un multiplexage en longueurs d'onde (WDM), l'une des fonctions fondamentale est la conversion en longueur d'onde. Celle-ci peut être réalisée à l'aide de divers phénomènes, comme la rotation de polarisation non linéaire [22], le XGM [23], le FWM [24], le XPM à travers une configuration de SOA en interféromètres de Mach-Zehnder (MZI) [25] ou le XGM assisté d'un interféromètre à délai [26]. Elle peut être réalisée à partir d'un ou plusieurs SOA [27] (le taux d'extinction en sortie du SOA dépend de la solution utilisée), et peut être également obtenue en modulant l'émission spontanée amplifiée (ASE) du SOA sous l'influence d'un seul signal (réalisant ainsi une sorte de XGM) [28]. Dans ce dernier cas, l'ASE est filtrée (obtention d'une "tranche d'ASE") puis injectée dans un interféromètre à délai afin d'avoir un signal suffisamment fin spectralement et un convertisseur utilisable pour les hauts débits [28].

Les réseaux optiques ont de plus besoin de composants pouvant ajouter ou enlever des données au flux (ADM : Add/Drop Multiplexer), que ces données soient multiplexées dans le temps (OTDM) ou en longueur d'onde (WDM). Ceci peut être réalisé dans le cas de l'OTDM via le XPM par des SOA en MZI [29]. Dans le cas de réseaux WDM, un SOA assisté d'un filtre sélectif peut être utilisé [29].

Une autre fonction essentielle dans les systèmes de télécommunications est la reconnaissance d'en-tête, qui permet d'adresser à un client donné un paquet de données en fonction de l'en-tête de celui-ci. Afin de réaliser cette opération le plus rapidement possible, un traitement tout-optique est privilégié et plusieurs techniques permettent de réaliser cette fonction à l'aide de SOA. Nous trouvons par exemple l'utilisation du phénomène de XPM à travers une configuration en MZI [30]. Nous pouvons également obtenir la reconnaissance d'en-tête à travers un réseau de neurones optiques, obtenus par exemple par l'utilisation de SOA dans une cavité en anneau [31]. La reconnaissance d'en-tête est généralement associée au problème de la commutation. Les SOA peuvent

être utilisés pour ces deux fonctions, T. Rampone [16] a proposé l'utilisation de la photodétection aux bornes d'un SOA pour la reconnaissance de l'en-tête et le pilotage d'une matrice de SOA par modulation du courant d'alimentation pour la fonction de commutation 2 vers 2.

Certaines fonctions logiques de base, à partir desquelles des fonctions plus complexes peuvent être élaborées, sont également réalisable à l'aide des SOA, comme par exemple la fonction XOR, par le principe de XGM [32] ou XPolM [33], la fonction AND, par le principe de XGM [34] ou la fonction NOR, par le principe de XGM à travers deux SOA [35] ou un seul [36]. Une configuration originale avec une structure de deux interféromètres de Mach-Zehnder en parallèle permet l'obtention de quatre fonctions logiques de base (XOR, NOR, OR, et NAND) avec un seul montage, basé sur le phénomène de XPM dans les SOA [37]. Une autre configuration basée sur l'utilisation d'un SOA assisté d'un filtre optique passe-bande [38, 39] permet également l'obtention de nombreuses fonctions (AND, OR et XOR). Cette multifonctionnalité d'un montage peut également être exploitée à travers XGM pour obtenir les fonctions AND, NOR et XNOR [40]. Nous avons de plus proposé une fonction optique à trois entrées permettant la réalisation de la fonction logique AND-NOR, basée sur le principe de XGM dans un SOA [41]. Cette fonction peut être généralisée à autant d'entrées que souhaitable.

La conversion de format de modulation est une autre fonction logique à assurer. Celle-ci intervient notamment à l'interface entre deux réseaux possédant chacun son propre format de modulation. Cette conversion rend possible le développement de formats nouveaux adaptés aux réseaux métropolitains sans avoir à changer l'infrastructure adoptée pour les réseaux longue distance. Cette conversion de format de modulation peut être réalisée à l'aide de deux SOA montés en MZI dans le cas d'une conversion d'une modulation d'amplitude vers une modulation de phase [42]. La conversion peut également se faire d'un format de modulation à retour à zéro (RZ) vers un format à non-retour à zéro (NRZ) ou inversement, par XPM dans un montage de SOA en MZI [43].

Une autre fonction importante dans le traitement tout-optique des signaux est la régénération de ceux-ci. Cette dernière peut être qualifiée de 2R (ré-amplification et remise en forme) ou de 3R (ré-amplification, remise en forme et re-synchronisation). La régénération 3R des signaux optiques peut également être réalisée à base de SOA, en utilisant par exemple les phénomènes de XPM [44] ou XGM [45].

Enfin, les dernières fonctions utilisant des SOA sont la photodétection et la modulation [16, 15, 46]. Réalisée à base de SOA, la photodétection permet la détection en ligne des données sans en empêcher la propagation, à condition que le SOA soit polarisé dans son régime d'amplification. Le SOA peut être multi-électrodes, permettant ainsi une augmentation de la sensibilité de photodétection [16, 46]. Celle-ci est notamment mise en œuvre lors de l'utilisation de R-SOA pour la voie descendante, qui envoie les données aux utilisateurs [15]. La modulation est utilisée dans le même cas pour la voie montante, qui propage les informations envoyées par l'utilisateur [15]. La photodétection peut être également utilisée, comme nous l'avons vu, pour la reconnaissance d'en-tête [16], la modulation d'une matrice de SOA par un signal de commande issu de la photodétection du premier permet de réaliser une commutation, ici 2 vers 2 [16].

À travers ce rapide aperçu des fonctions réalisables à l'aide des SOA, nous avons montré la place potentielle des SOA dans les réseaux de télécommunications. Nous allons maintenant étudier les paramètres qui permettent de qualifier les performances de ceux-ci.

1.4 Paramètres des SOA

Les SOA peuvent être utilisés en modifiant leurs variables d'entrée. Dans notre cas, celles-ci sont principalement la longueur d'onde, la puissance des signaux optiques incidents et le courant d'alimentation électrique. Nous allons étudier les paramètres qui permettent de qualifier les performances statiques et dynamiques des SOA.

1.4.1 Pic de gain et bande passante

Lorsque le gain des SOA est observé suivant la longueur d'onde, deux paramètres essentiels peuvent être extraits, le pic de gain et la bande passante à -3 dB. Comme le montre la figure 1.12, le pic de gain est le gain maximum du SOA. Ce pic de gain évolue à la fois en abscisse et en ordonnée avec le courant d'alimentation et la puissance optique du signal injecté. La bande passante (BP) est définie comme l'intervalle spectral entre les deux longueurs d'onde pour lesquelles le gain vaut la moitié du pic de gain en échelle linéaire (soit -3 dB en échelle logarithmique).

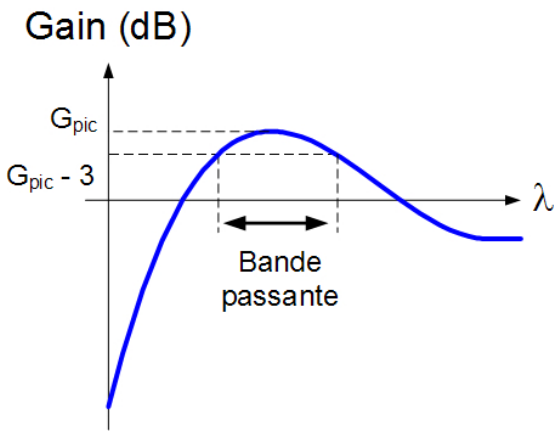
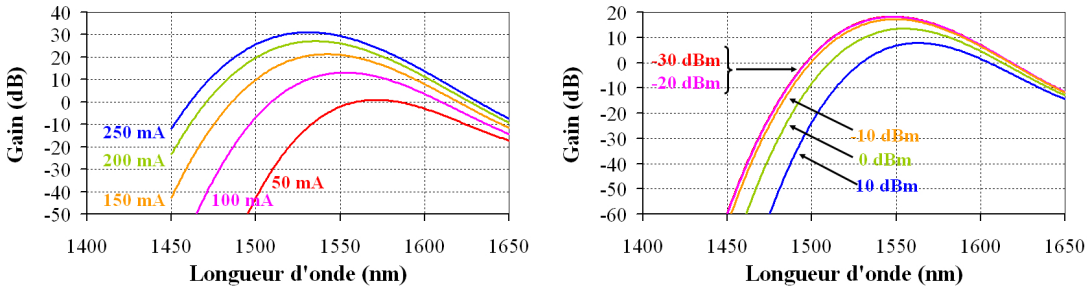


FIG. 1.12 – Présentation du pic de gain et de la bande passante.

La figure 1.13(a) présente l'évolution du spectre de gain d'un SOA en fonction du courant d'alimentation injecté. Nous constatons que le gain des SOA n'augmente pas indéfiniment en fonction du courant d'alimentation et que le pic de gain se décale vers les courtes longueurs d'onde. L'augmentation de la puissance incidente provoque le comportement inverse et diminue le gain potentiel (figure 1.13(b)).



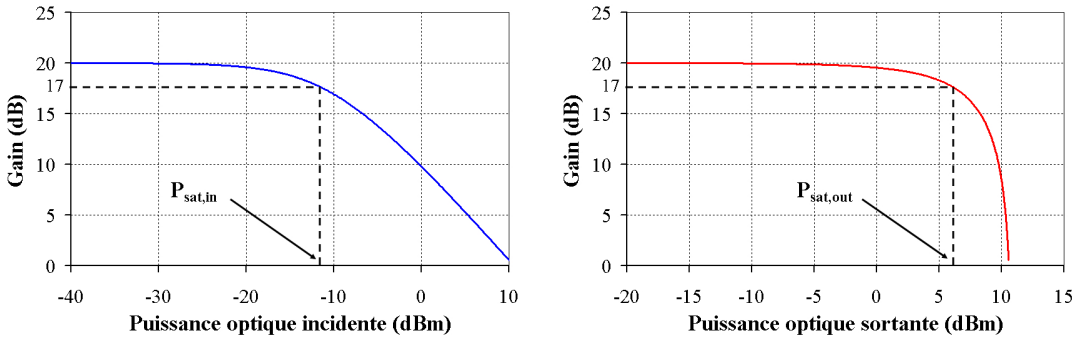
(a) Suivant le courant d'alimentation (puissance incidente : 0 dBm).

(b) Suivant la puissance incidente (courant d'alimentation : 100 mA).

FIG. 1.13 – Observation du gain du SOA en fonction de la longueur d'onde, du courant d'alimentation et de la puissance optique injectée. La courbe en fonction de la puissance optique a été obtenue par la simulation d'un montage pompe-sonde : l'augmentation de la puissance d'une pompe optique vient diminuer le gain d'un signal de très faible puissance (sonde).

1.4.2 Puissance de saturation

Comme tout amplificateur, le potentiel de gain des SOA n'est pas infini et arrive à saturation lorsque le signal à amplifier devient trop puissant. Cette saturation du gain des SOA est caractérisée par un paramètre appelé *puissance de saturation*. Cette puissance peut être donnée soit à l'entrée du SOA (figure 1.14(a)), soit à sa sortie (figure 1.14(b)).



(a) Suivant la puissance d'entrée du SOA.

(b) Suivant la puissance de sortie du SOA.

FIG. 1.14 – Puissance de saturation à l'entrée et à la sortie d'un SOA.

1.4.3 Émission spontanée amplifiée et facteur de bruit

Le SOA, en plus de son gain, génère du bruit comme tout amplificateur. Le SOA est caractérisé en terme de bruit par un coefficient appelé *facteur de bruit* (NF, définition à la section 2.6). Celui-ci est largement lié à la production d'émission spontanée amplifiée (ASE) par le SOA. L'ASE, phénomène à l'origine de l'effet laser, est un handicap pour les SOA : c'est une source de bruit large bande, de niveau non négligeable et qui de par son existence participe à la saturation du gain. La puissance totale de l'ASE atteint généralement entre 0 et 10 dBm en sortie du composant, et le NF des SOA actuels vaut au minimum 7 dB pour les SOA commerciaux. La figure 1.15 présente la densité spectrale de l'ASE (exprimé en $^{\mathrm{dB}}/_{0,1\,\mathrm{nm}}$) en fonction de la longueur d'onde. Le pic de l'ASE augmente avec le courant d'alimentation et se décale dans le même temps vers les courtes longueurs d'onde.

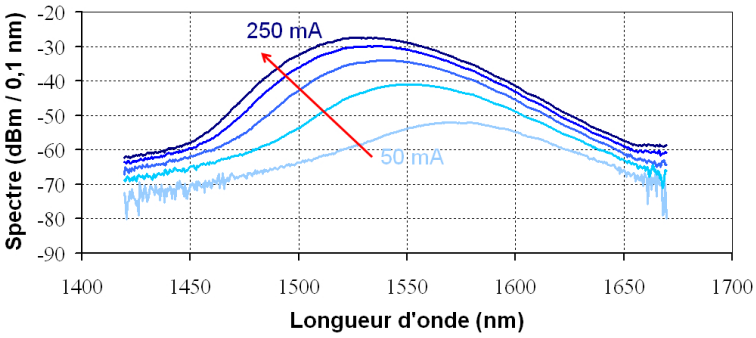
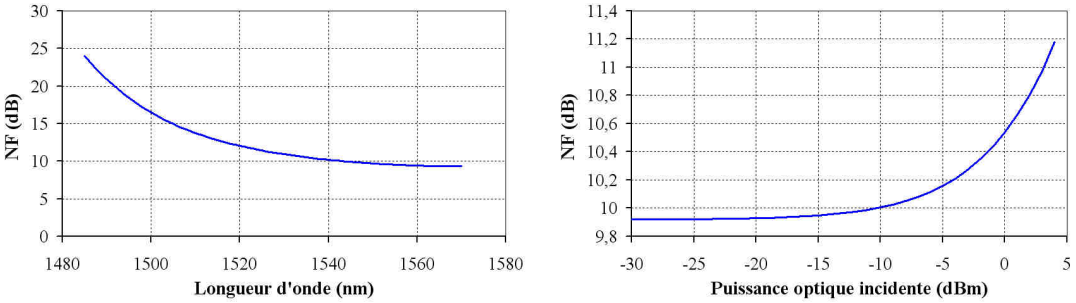


FIG. 1.15 – Présentation de la densité spectrale d'ASE pour plusieurs courants d'alimentation électrique (50, 100, 150, 200 et 250 mA).

Les figures 1.16(a) et 1.16(b) présentent le NF (exprimé en dB) respectivement en fonction de la longueur d'onde et de la puissance incidente. Nous voyons sur ces figures que le NF se dégrade lorsque le gain est saturé (courtes longueurs d'onde ou forte puissance incidente). Il s'améliore vers les grandes longueurs d'onde en raison du décalage spectral qui existe entre pic de gain et pic d'émission spontanée.



(a) Spectre du NF suivant la longueur d'onde.

(b) NF suivant la puissance incidente.

FIG. 1.16 – Spectre du NF et NF suivant la puissance incidente.

1.4.4 Durée de vie des porteurs et temps de récupération du gain

Lorsque l'on étudie le comportement dynamique des SOA, les paramètres qui les caractérisent sont la durée de vie des porteurs τ_e et le temps de récupération du gain t_r. La durée de vie des porteurs exprime la constante de temps du retour du gain à l'équilibre après une perturbation de type impulsion (constante de temps de la *réponse impulsionnelle* du gain des SOA, voir figure 1.17). Cette durée de vie est difficilement accessible par mesure car elle reflète l'état interne du composant. Lors de la mesure, il est plus facile de déterminer le temps de récupération du gain qui est défini par la durée de la remontée du gain, par exemple de 10 % à 90 % de l'état initial par rapport à la perturbation (figure 1.17).

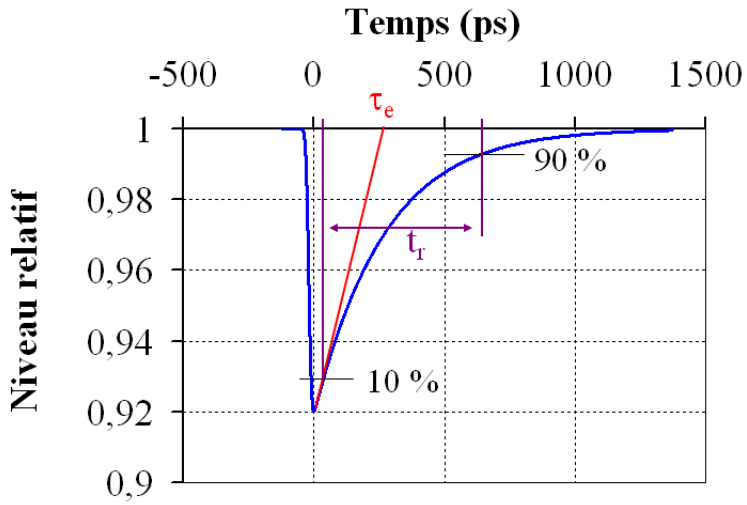


FIG. 1.17 – Définition des paramètres temporels des SOA. La courbe représente la réponse relative du gain d'un SOA lors de l'injection d'une impulsion optique. Le minimum du gain est calé sur le zéro de l'axe du temps. τ_e est la durée de vie des porteurs (comptée par rapport à zéro), c'est la constante de temps de l'exponentielle (τ_e vaut ici environ 250 ps). t_r est le temps de récupération du gain, compté entre les instants où le gain a récupéré 10 % et 90 % de sa variation (t_r vaut ici environ 600 ps).

1.5 Modélisation des SOA

Nous avons vu jusqu'à présent quelles étaient les utilisations des SOA et les principaux paramètres permettant de les caractériser. Nous allons à présent discuter de la modélisation des SOA et en particulier présenter les critères qui ont fondé notre choix de modélisation.

1.5.1 Objectif de la modélisation des SOA

La simulation peut être envisagée, dans le cas des SOA, selon deux axes différents [47]. Le premier consiste à recréer le composant dans son intégralité, en simulant la totalité des phénomènes physiques et la géométrie précise du composant. Cette approche amène à une description complètement quantique des interactions dans le SOA et à une description tridimensionnelle. Le problème typique de ce genre de modélisation exhaustive est le temps considérable de calcul qu'elle prend. Cette solution est utilisée par les fondeurs afin de prévoir le comportement des structures fabriquées en fonction des matériaux utilisés mais est inappropriée dans le cas d'applications système ou dans le cas d'analyse de l'influence d'un paramètre particulier par exemple. Le deuxième axe consiste à utiliser des modélisations simplifiées, à la fois en termes de description des phénomènes physiques et en termes de dimensions (limitation par exemple à l'axe de propagation, autrement dit à une seule dimension spatiale), afin de réduire le temps de calcul. L'objectif de la modélisation est donc d'obtenir un compromis acceptable entre ces deux solutions afin de prendre en compte tous les phénomènes pertinents dans le domaine d'étude tout en assurant un temps de calcul raisonnable.

1.5.2 Différents modèles de SOA

Nous avons vu qu'il existe différents points de vue à propos de la modélisation. Ces différents points de vue ont amené le développement de nombreux modèles dont la complexité dépend des phénomènes simulés.

Les modèles développés peuvent se regrouper dans deux classes, suivant qu'ils sont bidirectionnels ou non. La modélisation bidirectionnelle des SOA permet la définition d'un modèle utilisable dans le plus large panel de conditions possibles. En effet, bien que plus lente par rapport à un modèle unidirectionnel, elle permet une prise en compte plus détaillée des phénomènes à l'intérieur du SOA [48], une prise en compte précise de la saturation de la densité de porteurs par les recombinaisons non stimulées et par l'émission spontanée amplifiée (ASE) [49], et une prise en compte des effets dus à la présence de réflectivités non nulles de part et d'autre de la zone active du SOA. La modélisation unidirectionnelle des SOA interdit donc entre autres la simulation de certaines fonctions optiques pouvant être basées sur l'interaction entre signaux se propageant en sens inverse [35], la simulation de l'injection d'une pompe optique à la transparence du gain des SOA [50, 51] ou l'étude du blocage du gain (GC-SOA) [51, 52] par exemple.

D'autre part, la modélisation du comportement du matériau peut être plus ou moins détaillée. Certains modèles privilégient une définition physique pour le gain matériau [53, 54, 55] alors que d'autres utilisent des approximations polynomiales. L'ordre de ces

dernières définit la plage de validité du modèle développé, et une définition au minimum cubique en fonction de la longueur d'onde permet de s'assurer que le modèle est valide sur une large plage spectrale [48, 56, 57]. L'ASE est également diversement prise en compte et, à l'instar du gain matériau, sa définition peut être physique [53, 58] ou polynomiale. Encore une fois, l'ordre du polynôme utilisé définit la plage de validité de la modélisation, un polynôme d'ordre 3 suffit généralement à restituer le comportement quantitatif [59]. La modélisation du gain matériau et de l'ASE peut également prendre en compte la dépendance des pics de gain et d'ASE en fonction de la densité de porteurs ainsi que la variation de la longueur d'onde de la transparence du gain avec la densité de porteurs [60]. Ceci renforce le caractère large bande du modèle et permet une description précise du comportement des SOA en fonction de la densité de porteurs. Le facteur de confinement peut lui aussi être décrit en fonction de la densité de porteurs et de la longueur d'onde [60] afin de tenir compte de ses variations lorsque le SOA est utilisé sur une large plage spectrale et de courants d'alimentation. La décomposition des pertes internes peut de plus être envisagée, dans ce cas les pertes internes à la zone active sont généralement exprimées en fonction de la densité de porteurs et de la longueur d'onde [2]. Enfin, l'indice de réfraction du mode guidé peut lui aussi prendre en compte longueur d'onde et densité de porteurs afin de rendre compte du plus large panel possible d'utilisations du modèle [61].

Lors du traitement dynamique des signaux incidents, la dépendance des différentes quantités par rapport à la longueur d'onde a également une influence, puisque les signaux sont suffisamment larges spectralement pour être affectés par la forme spectrale de la réponse du composant (gain matériau, pertes internes et facteur de confinement).

Lorsque le débit augmente (largeur temporelle inférieure à environ 10 ps), les phénomènes dynamiques subpicoseconde prennent de l'importance et influencent le comportement des SOA [62]. Ceux-ci peuvent alors être pris en compte mais la dynamique de ces phénomènes reste délicate à mettre en place.

Enfin, la cascadabilité de toutes les entrées/sorties du modèle, et ce à la fois pour les signaux et pour l'ASE, permet la simulation d'applications système [63, 64]. La potentialité du modèle à prendre en compte l'injection simultanée de signaux de longueurs d'onde différentes rend possible la simulation de systèmes optiques plus complets.

La modélisation que nous présentons dans cette thèse a pour objectif de restituer quantitativement le comportement des SOA en termes de gain et de facteur de bruit. Notre travail a aussi pour but de mettre en place une modélisation modulable, qui permette des extensions simples afin de prendre en compte d'autres phénomènes ou situations. Nous souhaitons également, à partir du modèle statique mis en place pour le traitement du gain et du NF, étendre les possibilités de la simulation aux comportements dynamiques des SOA. De plus, nous avons choisi d'implémenter notre modèle dans un simulateur de circuits électriques afin de bénéficier de la bibliothèque de composants et d'algorithmes déjà développés, tout en permettant plusieurs types de simulations (statique, fréquentielle, temporelle, non-linéaire,...).

Le chapitre suivant présente le modèle que nous avons mis en place en respectant les objectifs énoncés ci-avant.

Chapitre 2

Modélisation quasi-statique

Sommaire

2.1 Introduction au chapitre 2 33
2.2 Préliminaires à notre modélisation des SOA 34
2.2.1 Prise en compte des dimensions opto-géométriques 34
2.2.2 Orientation 35
2.2.3 Découpage en sections de calcul 35
2.2.4 Modélisation par les matrices de transfert (TMM) 36
2.2.5 Propagation de l'enveloppe 37
2.2.6 Hypothèses simplificatrices 38
2.3 Propagation dans un guide 40
2.3.1 Équation de propagation 40
2.3.2 Expression de k 41
2.3.3 Déphasage 42
2.4 Gain 44
2.4.1 Mécanismes d'interaction lumière-matière 44
2.4.2 Gain net 45
2.4.3 Gain matériau 46
2.4.4 Confinement 54
2.4.5 Pertes 55
2.5 Émission spontanée amplifiée 56
2.5.1 Taux d'émission spontanée et équation de propagation 56
2.5.2 Coefficient de gain 58
2.5.3 Découpage spectral 61
2.6 Facteur de bruit 66
2.6.1 Définition optique 66
2.6.2 Validation théorique de notre modélisation 67
2.7 Électrode et densité de porteurs 71
2.7.1 Équation d'électrode 72
2.7.2 Recombinaisons stimulées dues aux signaux 74
2.7.3 Recombinaisons spontanées et stimulées dues à l'ASE 75

2.7.4 Recombinaisons non stimulées 76
2.8 Réflectivités 78
2.8.1 Conversion "puissance optique ⇄ enveloppe du champ optique" 80
2.8.2 Interface entre deux milieux distincts 81
2.8.3 Synthèse conversion-interface 83
2.9 Passage de la fibre optique à la zone active du SOA 85
2.9.1 Pertes de couplage 85
2.9.2 Adaptateur de mode (taper) 86
2.10 Généralisation à l'ASE de la définition en champ 88
2.10.1 Définition en champ de l'ASE 88
2.10.2 Ondulation du gain, de l'ASE et du NF 91
2.11 Conclusion du chapitre 2 96

2.1 Introduction au chapitre 2

Nous avons vu dans l'introduction que notre objectif était de restituer quantitativement le comportement des amplificateurs optiques à semi-conducteurs (SOA) en termes de gain et de facteur de bruit (NF). Le chapitre 2, "Modélisation quasi-statique", est destiné à présenter le modèle mis en place à travers les différentes équations le définissant.

Dans une première partie (2.2) nous discutons des hypothèses qui permettent de simplifier le problème de la modélisation des SOA et posons les conventions adoptées pour celle-ci. La partie suivante (2.3) pose les équations de propagation des signaux optiques dans les SOA. Le détail du gain et la définition de l'émission spontanée amplifiée (ASE) sont présentés dans deux parties distinctes, respectivement 2.4 et 2.5. Leur définition est cruciale pour notre modèle qui se veut valide sur une large plage de courants d'alimentation, de puissances optiques incidentes et surtout de longueurs d'onde. La définition du gain et de l'émission spontanée amplifiée conduit à celle du facteur de bruit, présentée à la section 2.6.

Le SOA est le siège d'une conversion d'énergie, électrique vers optique lorsqu'il y a amplification. Cette conversion est discutée et les équations déterminant l'évolution des quantités électriques sont abordées dans la partie 2.7 intitulée "Électrode et densité de porteurs". Nous exposons également le fait que les signaux optiques ne vont pas directement de la fibre optique à la zone active mais traversent diverses zones. Nous dédions deux parties à l'étude de cette transition. La première concerne les réflectivités aux facettes du SOA (2.8), la seconde les pertes d'insertion et de couplage ainsi que l'adaptation de mode (2.9).

Pour conclure ce chapitre, nous revenons sur un phénomène dont la prise en compte a été jusqu'alors écartée de notre modélisation. Il s'agit de la généralisation à l'ASE de la définition en champ (2.10) et à sa conséquence, l'observation de l'ondulation de l'ASE en fonction de la longueur d'onde liée à la sélectivité spectrale de la cavité. La modélisation mise en place auparavant permet en effet de faire apparaître une ondulation spectrale du gain mais pas de l'ASE, nous présentons les modifications à apporter au modèle pour remédier à cela. Enfin nous terminons ce chapitre par un premier bilan des potentialités de notre modèle (2.11).

2.2 Préliminaires à notre modélisation des SOA

Nous allons commencer ces préliminaires par la présentation de six points importants pour la suite de notre étude. Le premier d'entre eux est la prise en compte des dimensions opto-géométriques. Le deuxième concerne la définition de la convention adoptée pour les axes d'espace. Le troisième aborde la notion de découpage en sections de calcul et ses conséquences. Le quatrième montre la représentation choisie pour notre modélisation, à savoir les matrices de transfert. Le cinquième explique notre choix pour une modélisation par une enveloppe lentement variable et non par le champ optique. Enfin, le sixième et dernier propose quatre hypothèses qui permettent de simplifier l'étude des SOA et que nous allons respecter tout au long de ce document.

2.2.1 Prise en compte des dimensions opto-géométriques

Nous avons vu à la section 1.2 que les amplificateurs optiques à semi-conducteurs peuvent être de formes et de structures différentes selon leur technique de fabrication et leur destination fonctionnelle. Certaines dimensions sont cependant incontournables et doivent être connues ou approchées quelle que soit l'origine du composant afin de rendre compte quantitativement de leur comportement réel. Ces dimensions sont :

- le facteur de confinement optique, Γ
- la longueur de la zone active, L
- la largeur de la zone active, w
- la hauteur de la zone active, d

Nous allons nous attarder quelque peu sur leur définition et leur influence sur le comportement des SOA.

Γ est le facteur de confinement optique. Il exprime la fraction du mode optique qui interagit avec la zone active, étant donné que le mode n'est pas entièrement confiné dans celle-ci comme le montre la figure 2.1.

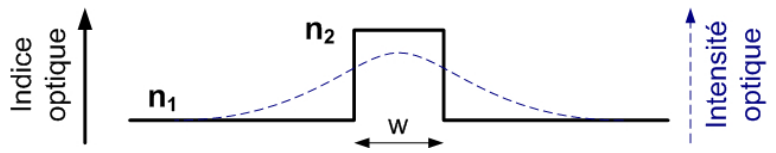


FIG. 2.1 – Exemple de profil d'intensité associé à un profil d'indice ($n_2 > n_1$) et à une largeur w du guide.

Les dimensions w et d sont importantes car elles définissent l'aire de la zone active. Elles entrent notamment dans le calcul du facteur de confinement comme le montre le calcul suivant.

$$\Gamma = \frac{\iint_{w\,d} \vec{P}.\vec{e}_z \,\mathrm{d}x\mathrm{d}y}{\iint \vec{P}.\vec{e}_z \,\mathrm{d}x\mathrm{d}y} \tag{2.1}$$

où $\vec{P}$ est le vecteur de Poynting de l'onde électromagnétique et $\vec{e}_z$ le vecteur unitaire indiquant sa direction de propagation.

Elles permettent aussi de "prédire" la puissance de saturation par la formule :

$$P_{sat} = \frac{E\,w\,d}{\Gamma\,a_0\,\tau_e} \tag{2.2}$$

où E est l'énergie d'un photon, a_0 le gain différentiel (cf. page 49) et τ_e la durée de vie des porteurs (cf. équation 2.49 page 74).

La longueur de la zone active L donne la longueur de l'interaction entre l'onde optique et la densité de porteurs. Plus L est grand et plus le gain peut être potentiellement grand, mais la puissance de saturation vient contrecarrer cet espoir, en limitant ce fort gain à une plage limitée de puissances d'entrée.

En résumé un SOA doit être un savant dosage entre puissance de saturation (réglée en partie par w, d et Γ) et longueur d'interaction (L) en fonction de l'application désirée.

De plus, les dimensions géométriques du guide (w et d) sont fondamentales lors du traitement des phénomènes de polarisation dans les SOA (cf. section 3.6.1 page 137).

2.2.2 Orientation

Avant de passer à la modélisation à proprement parler, il convient en effet de nous accorder sur une convention d'orientation que nous allons conserver tout au long de ce document (figure 2.2).

L'axe de propagation est celui des z, il correspond à l'axe de la longueur L du SOA. L'axe des x est celui de la dimension d du SOA, l'axe y celui de la dimension w. Les orientations des modes *(quasi-) TE* et *(quasi-) TM* sont usuellement définies comme étant respectivement orientées suivant y et x. Étant donné que w est souvent supérieur à d dans les SOA pour des raisons technologiques, le mode privilégié est suivant w et est appelé TE (au lieu de *quasi-TE* : le mode n'est strictement TE que si la largeur w de la zone active est infinie).

La direction de propagation suivant les z croissants sera notée $^+$, celle suivant les z décroissants $^-$. La facette qui se trouve à $z = 0$ sera dite "à gauche", celle à $z = L$ sera dite "à droite".

2.2.3 Découpage en sections de calcul

Notre modélisation a pour objectif de représenter le plus finement possible ce qui se passe à l'intérieur des SOA. Nous entendons par là reproduire entre autres l'évolution du nombre de photons et d'électrons le long de la zone active. Parler d'évolution sous-entend que ces quantités ne sont pas constantes, ce qui est effectivement le cas. Cependant, pour pouvoir résoudre les équations liées à la propagation des signaux, ces quantités doivent être considérées constantes afin de tenir compte de la réaction du matériau. Un compromis consiste en la décomposition de notre SOA en suffisamment de tranches, des *sections de calcul*, dans lesquelles ces quantités sont considérées constantes afin d'avoir un résultat le plus proche possible de la réalité.

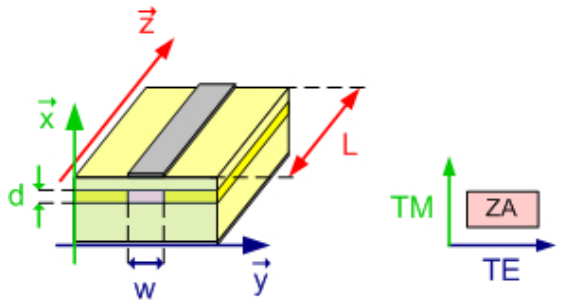


FIG. 2.2 – Convention d'orientation : $\vec{x}$ direction de la hauteur d (direction TM), $\vec{y}$ direction de la largeur w (direction TE), $\vec{z}$ direction de la longueur L (axe de propagation des ondes optiques). ZA : zone active.

Suivant la modélisation proposée, le besoin en nombre de sections de calcul n'est pas le même. Il existe en effet deux types de modèles pour simuler le comportement des SOA suivant le type d'équations invoquées : le premier fait appel aux équations différentielles ([65] par exemple), le deuxième à ces mêmes équations résolues analytiquement dans chaque section de calcul ([66] par exemple). La notion de *découpage en sections de calcul* est alors cruciale car elle sous-entend, dans le cas d'équations résolues analytiquement, que la densité de porteurs est constante sur toute la longueur de la section de calcul et que la densité de photons est moyennée sur cette même longueur. Ceci implique qu'un découpage avec une seule section de calcul de la longueur du SOA entraîne une densité de porteurs constante sur toute la longueur du SOA ! Ceci n'est évidemment pas le cas dans la réalité, nous en arrivons alors à définir un nombre minimum de sections de calcul à utiliser afin d'obtenir un comportement réaliste de la simulation. Nous avons choisi de travailler avec des formes résolues analytiquement puisque ce sont celles qui assurent le plus faible besoin en nombre de sections de calcul, sachant qu'au laboratoire les deux solutions sont étudiées. Une dizaine de sections suffisent en effet amplement à restituer un comportement réaliste dans le cas d'équations résolues analytiquement [66, 67]. Dans un modèle basé sur des équations différentielles, les densités de photons sont supposées constantes et non plus moyennées, autrement dit le champ optique est constant sur la longueur de la section. Ceci impose un nombre bien plus important de sections de calcul pour retrouver un comportement réaliste (aux environs d'une centaine pour un SOA de 500 μm de long). Dans la suite de ce document, nous noterons M_{sec} le nombre de sections de calcul. Après avoir défini la notion de découpage en sections de calcul, la question de la représentation d'une de ces sections se pose.

2.2.4 Modélisation par les matrices de transfert (TMM)

Quelle est la forme mathématique la plus appropriée pour représenter une section de calcul et traiter ainsi le problème que nous avons à résoudre ? Ici, le problème posé est schématiquement celui-ci : connaissant les entrées, que valent les sorties ? Ceci peut se représenter sous forme matricielle, avec de préférence des matrices cascadables pour

prendre en compte plusieurs sections de calcul et aussi qu'au final un SOA doit pouvoir être cascadé avec d'autres pour des applications système. Dans notre représentation sous forme matricielle, nous cherchons la matrice $\mathscr{M}$ exprimant l'action du milieu sur nos ondes optiques (matrice de transfert du matériau).

$$\begin{bmatrix} \mathscr{E}_e^+ \\ \mathscr{E}_s^- \end{bmatrix} = \left[\mathscr{M}\right] \cdot \begin{bmatrix} \mathscr{E}_s^+ \\ \mathscr{E}_e^- \end{bmatrix}$$

Une modélisation entière d'un SOA aura la forme suivante où $\mathscr{E}_e^{\pm}$ ($\mathscr{E}_s^{\pm}$) représente de manière globale l'ensemble des champs entrant (sortant) du système :

$$\begin{bmatrix} \mathscr{E}_e^+ \\ \mathscr{E}_s^- \end{bmatrix} = \left[\mathscr{P}_g\right] \cdot \underbrace{\left[\mathscr{R}_g\right] \cdot \left[\mathscr{M}_1\right] \cdot \left[\mathscr{M}_2\right] \cdot \ldots \cdot \left[\mathscr{M}_{M_{sec}}\right] \cdot \left[\mathscr{R}_d\right]}_{SOA} \cdot \left[\mathscr{P}_d\right] \cdot \begin{bmatrix} \mathscr{E}_s^+ \\ \mathscr{E}_e^- \end{bmatrix} \tag{2.3}$$

Sous cette forme, nous prenons en compte les pertes de couplage éventuelles entre fibres optiques et SOA (cf. section 2.9.1) à gauche ($\mathscr{P}_g$) et à droite ($\mathscr{P}_d$) du SOA. Les réflectivités aux facettes sont également considérées à gauche ($\mathscr{R}_g$) et à droite ($\mathscr{R}_d$) du SOA (cf. section 2.8). Enfin, nous supposons un découpage en M_{sec} sections de calcul. $\mathscr{M}_{\mathrm{k}}$ représente l'action de la k^{ième} section sur les signaux. Le détail de cette action est l'objet de ce deuxième chapitre, où nous présentons la prise en compte de la propagation des signaux et la prise en compte de la génération de l'ASE, en fonction de la densité de porteurs disponible amenée par le courant d'alimentation électrique.

2.2.5 Propagation de l'enveloppe

Nous avons présenté la notion de découpage spatial en sections de calcul. Une notion duale est celle de découpage en échantillons temporels, ou *pas de calcul*. Le pas de calcul est directement lié au contenu spectral à simuler par la relation de Shannon. Ici, le contenu spectral va jusqu'aux alentours de 193 THz, en englobant la porteuse optique et sa modulation. Ceci nous impose de définir un pas de calcul qui soit au maximum de $\frac{1}{2\,193.10^{12}} \simeq 2{,}6.10^{-15}$ s, soit 2,6 fs. Ceci est complètement irréaliste étant donné que nous souhaitons simuler des signaux optiques variant au minimum aux alentours de la ps : les enveloppes de nos signaux optiques varient lentement par rapport aux porteuses.

Afin de pallier à ce problème, il suffit de ne pas considérer le champ optique total mais seulement son enveloppe (cf. figure 2.3), en supposant la porteuse de longueur d'onde constante (et connue). Ainsi, tout effet sur la porteuse est reporté sur l'enveloppe : le gain affectant le nombre de photons augmente l'amplitude de l'enveloppe, celle-ci évolue par défaut *dans le plan complexe* afin de prendre en compte les effets liés à la phase de la porteuse (cf section 4.5.3 concernant la modulation de phase par exemple). Le pas de simulation est alors défini par rapport au contenu spectral de la modulation. Le passage du champ optique total à un traitement sur l'enveloppe fera l'objet de la section 2.3.

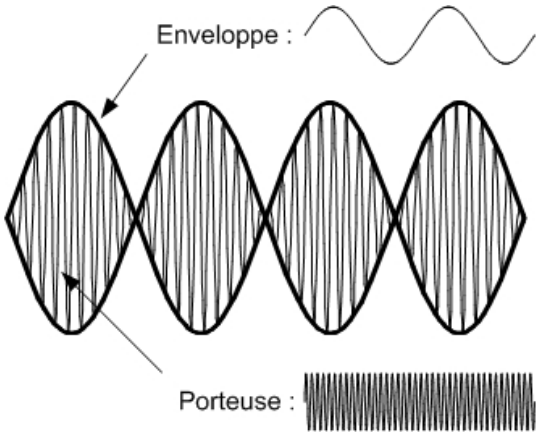


FIG. 2.3 – Décomposition d'un champ optique en une porteuse et son enveloppe.

2.2.6 Hypothèses simplificatrices

Nous précisons quelques hypothèses qui permettent de simplifier le problème de la modélisation des SOA. Celle-ci est un sujet de recherche depuis de nombreuses années car les SOA sont des composants au comportement complexe : ils évoluent en quelque sorte dans un monde à 5 dimensions (courant d'alimentation électrique, puissance optique injectée, longueur d'onde des signaux, polarisation, température de fonctionnement), sans compter les aspects spatiaux et temporels des champs électromagnétiques qui traversent les SOA, et sans compter non plus l'influence des dimensions géométriques qui sont considérées constantes pour un composant donné. Les hypothèses considérées dans ce chapitre sont au nombre de quatre que nous listons ci-dessous :

- La première hypothèse est la notion d'*enveloppe lentement variable*, autrement appelée hypothèse *quasi-statique*, c'est-à-dire que le temps caractéristique de la modulation ($\frac{1}{\text{plus haute fréquence}}$) est très supérieur au temps de transit dans le *SOA* (typiquement de 5 à 20 ps). Notre découpage en sections de calcul permet de relâcher cette contrainte en permettant un temps caractéristique de l'enveloppe très inférieur à la longueur de chaque *section de calcul* seulement. Ce point sera plus précisément traité dans le chapitre 4.

- Nous avons également émis pour hypothèse que le SOA était à température constante étant donné que tous les SOA commerciaux sont régulés en température. Or, lorsque le SOA est à l'air libre, des dérives de température peuvent apparaître. Ces dérives, comparées aux temps caractéristiques des autres interactions dans le SOA, sont des phénomènes très lents (de l'ordre de la ms). Quoi qu'il arrive, notre modèle ne les prendra donc pas en compte.

- Nous avons d'abord établi notre modèle sans prendre en compte la polarisation de

l'onde optique injectée ou présente dans le SOA. Ceci peut paraître beaucoup plus sujet à critiques étant donné l'importance de la polarisation et de ses applications pour les SOA. Cela a été cependant une étape importante pour mieux maîtriser toutes nos équations et leurs conséquences. Cette approximation est valable pour un grand nombre de SOA, qui présentent un gain indépendant de la polarisation, ou du moins une dépendance inférieure à un seuil donné (cette notion d'indépendance vis-à-vis de la polarisation ne concerne que le gain, le SOA pouvant en effet rester biréfringent). De plus, beaucoup d'applications ne s'intéressent qu'à la puissance du signal à une polarisation donnée (par défaut la polarisation la plus favorable, TE par exemple). Nous verrons à la fin de ce chapitre (section 3.6.1) que cette approximation a été levée et que la polarisation peut tout à fait être prise en compte dans le cadre de notre modélisation et a d'ailleurs été mise en place avec succès.

– Enfin, une dimension sous-jacente est celle apportée par les contraintes liées à la fabrication. En effet, deux SOA fabriqués sur une même plaque dans le même temps n'ont pas exactement les mêmes caractéristiques : une dispersion apparaît suivant la position du SOA sur la plaque d'épitaxie. Nous n'aborderons évidemment pas ici les problèmes liés à la fabrication des SOA qui sont l'objet d'études des fondeurs et plus particulièrement des épitaxieurs. Ces problèmes ont évidemment leur influence sur le comportement des SOA mais le but des fondeurs est de faire que cette influence soit la plus faible possible par rapport à l'architecture voulue. Nous avons par ailleurs choisi une modélisation phénoménologique qui se veut indépendante des contraintes de fabrication. La prise en compte des dimensions opto-géométriques du SOA par contre, même si elles varient d'un SOA à l'autre, sont cruciales car elles dictent une bonne part de leur comportement. Sans être complètement indépendantes des contraintes de fabrication, elles sont le seul attachement à la réalité des composants que nous simulons. De fait, même si nous considérons ces dimensions constantes pour un SOA donné, il ne faut pas perdre de vue que notre modèle est prévu pour simuler *les* SOA, et ce quelles que soient leurs dimensions.

Les sections et chapitres suivants présentent la modélisation mise en place en s'appuyant sur les hypothèses et conventions développées dans cette section.

2.3 Propagation dans un guide

Les bases de notre modélisation posées, il convient d'entrer dans le détail du modèle en présentant les équations de propagation et en introduisant des notions très importantes comme le gain ou le déphasage dans les SOA. Nous commençons donc par établir l'équation de propagation de nos signaux optiques, puis étudions en détail la constante de propagation qui y est définie.

2.3.1 Équation de propagation

Le champ optique $\mathscr{E}$ (de dimension $\sqrt{\mathrm{W/m^2}}$) peut être décomposé en une somme d'ondes planes monochromatiques [68] :

$$\mathscr{E}(t,z) = \frac{1}{2\,\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \hat{\mathscr{E}}(\omega,z)\, e^{i\,\omega\,t}\, \mathrm{d}\omega \tag{2.4}$$

Ceci conduit à utiliser la définition suivante de la transformée de Fourier du champ optique :

$$\hat{\mathscr{E}}(\omega,z) = \int_{-\infty}^{\infty} \mathscr{E}(t,z)\, e^{-i\,\omega\,t}\, \mathrm{d}t \tag{2.5}$$

D'après les équations de Maxwell, l'équation de propagation dans le domaine fréquentiel d'un mode guidé est la suivante [68], où k est appelé constante de propagation :

$$\frac{\partial^2 \hat{\mathscr{E}}(\omega,z)}{\partial z^2} + k^2\, \hat{\mathscr{E}}(\omega,z) = 0 \tag{2.6}$$

Cette équation admet deux solutions, l'une se propageant suivant les z croissants $\hat{\mathscr{E}}^+$ et l'autre suivant les z décroissants $\hat{\mathscr{E}}^-$, avec :

$$\hat{\mathscr{E}}^{\pm}(\omega,z) = e^{\mp\,i\,k\,z}\, \hat{\mathscr{E}}^{\pm}(\omega,0) \tag{2.7}$$

Notre modélisation considère l'enveloppe spectrale complexe $\hat{\mathscr{F}}$ portée par la pulsation ω_0. Nous la définissons à l'aide de l'opérateur convolution $*$ par :

$$\hat{\mathscr{E}}^{\pm}(\omega,z) = \hat{\mathscr{F}}^{\pm}(\omega,z) * \delta(\omega-\omega_0) \tag{2.8}$$

où $\delta(\omega-\omega_0)$ représente la distribution de Dirac valant l'infini si $\omega = \omega_0$, 0 ailleurs, et d'intégrale $\int_{-\infty}^{\infty} \delta(\omega-\omega_0)\, \mathrm{d}\omega$ valant 1. Dans le domaine temporel, nous définissons l'enveloppe complexe $\mathscr{F}^{\pm}$ co- et contra-propagative par la transformée de Fourier de la relation précédente :

$$\mathscr{E}^{\pm}(t,z) = \mathscr{F}^{\pm}(t,z)\, e^{i\,\omega_0\,t} \tag{2.9}$$

Nous pouvons reporter l'équation de la propagation 2.7 sur l'enveloppe en appliquant la relation 2.8 :

$$\hat{\mathscr{F}}^{\pm}(\omega, z) * \delta(\omega - \omega_0) = e^{\mp i k z} \left(\hat{\mathscr{F}}^{\pm}(\omega, 0) * \delta(\omega - \omega_0) \right)$$

$$\hat{\mathscr{F}}^{\pm}(\omega, z) = e^{\mp i k z} \hat{\mathscr{F}}^{\pm}(\omega, 0) \tag{2.10}$$

2.3.2 Expression de k

Nous considérons dans un premier temps (chapitres 2 et 3) que la constante de propagation complexe k est seulement fonction de la densité de porteurs N et de l'énergie des photons, que nous prenons en compte à travers la pulsation de la porteuse optique ω_0. Autrement dit nous considérons que la relation suivante est satisfaite :

$$k = k(N, \omega_0) \tag{2.11}$$

Une étude généralisée lorsque cette relation devient $k = k(N, \omega)$ est présentée au chapitre 4, section 4.2.

La relation 2.11 peut être considérée satisfaisante si le signal est peu étendu spectralement par rapport au spectre de gain, comme le montre la figure 2.4. Cette représentation met en relief l'hypothèse à vérifier pour une modélisation quasi-statique : le signal est *quasiment* monochromatique.

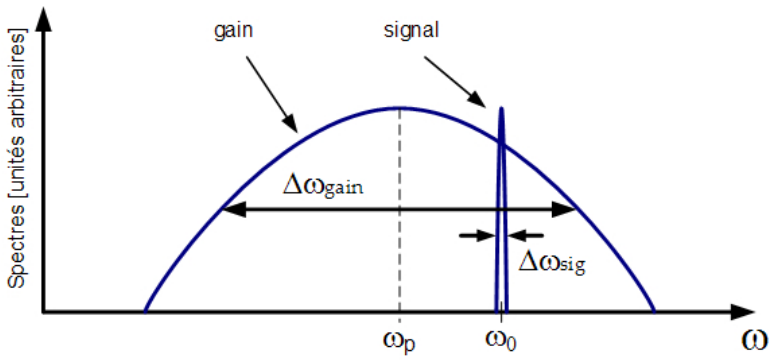


FIG. 2.4 – Modélisation quasi-statique : le spectre du signal est très étroit par rapport à celui du gain. La relation $\Delta\omega_{sig} \ll \Delta\omega_{gain}$ doit être vérifiée. ω_p : pic de gain ; ω_0 : pulsation de la porteuse.

Dans ce cas l'équation 2.10 se simplifie et sa transformée de Fourier inverse ($\overset{-1}{\rightleftharpoons}$) se calcule simplement :

$$\hat{\mathscr{F}}^{\pm}(\omega, z) = e^{\mp i k(N,\omega_0) z} \hat{\mathscr{F}}^{\pm}(\omega, 0) \quad \overset{-1}{\rightleftharpoons} \quad \mathscr{F}^{\pm}(t, z) = e^{\mp i k(N,\omega_0) z} \mathscr{F}^{\pm}(t, 0) \tag{2.12}$$

La constante de propagation complexe k peut être exprimée en fonction d'un déphasage et d'un gain selon la relation suivante :

$$k(N,\omega_0) = \frac{\omega_0\, n_{eq}(N,\omega_0)}{c} + \frac{i}{2}\, g_n(N,\omega_0) \tag{2.13}$$

L'évolution de l'enveloppe temporelle d'un signal optique est donc :

$$\mathscr{F}^{\pm}(t,z) = e^{\mp i\, \frac{\omega_0\, n_{eq}(N,\omega_0)}{c}\, z}\, e^{\pm \frac{g_n(N,\omega_0)}{2}\, z}\, \mathscr{F}^{\pm}(t,0) \tag{2.14}$$

où nous distinguons les deux termes composant la constante de propagation :

$e^{\mp i\, \frac{\omega_0\, n_{eq}(N,\omega_0)}{c}\, z}$ représente l'action de la partie réelle de k sur le champ optique, faisant intervenir le *déphasage* ($\frac{\omega_0\, n_{eq}(N,\omega_0)}{c}\, z$) vu par celui-ci lors de sa propagation sur une longueur z.

$e^{\pm \frac{g_n(N,\omega_0)}{2}\, z}$ représente l'action de la partie imaginaire de k sur le champ optique, c'est le *gain* vu par celui-ci lors de sa propagation sur une longueur z.

Le détail de ces deux termes fera l'objet des sections suivantes.

2.3.3 Déphasage

Comme nous l'avons vu à la section 2.3.2, l'onde optique se déphase lors de sa propagation, c'est-à-dire qu'elle tourne dans le plan complexe au fur et à mesure qu'elle avance dans le milieu. La figure 2.5 présente ce phénomène, où $\mathscr{E}$ représente le champ complexe à ω donné.

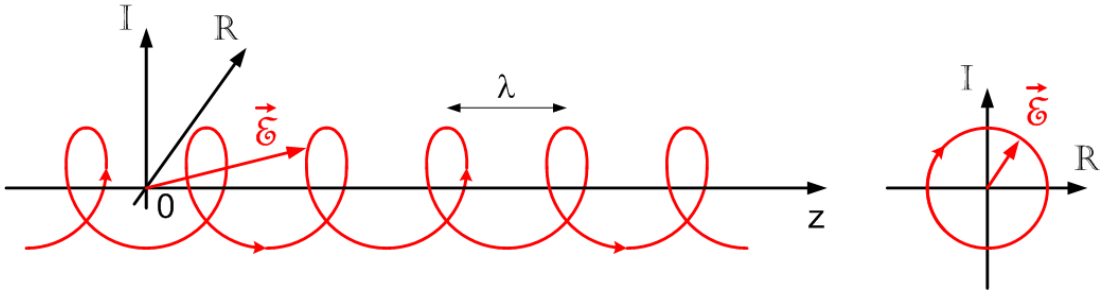


FIG. 2.5 – Propagation d'une onde à t donné dans un milieu d'indice de réfraction arbitraire (mais constant) : c'est une hélice qui se propage dans le plan complexe.

En ce qui concerne la modélisation, nous nous intéressons à la phase relative et non à la phase absolue de l'onde optique (celle-ci n'est de toute façon pas mesurable).

Une onde se propageant sur une distance z voit un déphasage ϕ, qui dépend de l'indice de réfraction optique équivalent n_{eq} par la relation

$$\phi = -\frac{\omega_0\, n_{eq}}{c}\, z \tag{2.15}$$

L'indice de réfraction n_{eq} est linéarisé suivant la densité de porteurs et la longueur d'onde suivant l'équation :

$$n_{eq}(N,\lambda) = n_{eq_0} + \frac{\partial\, n_{eq}}{\partial\, N}(N - N_0) + \frac{\partial\, n_{eq}}{\partial\, \lambda}(\lambda - \lambda_0) \tag{2.16}$$

La prise en compte de la polarisation pour le déphasage sera évoqué à la section 3.6.1.

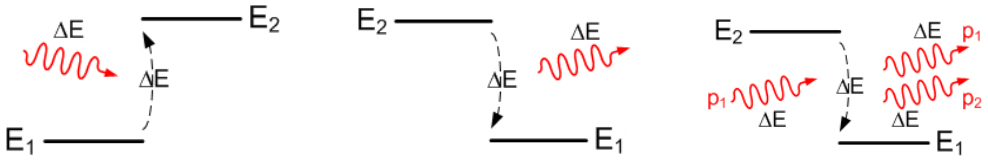
2.4 Gain

Comme cela a été vu dans le paragraphe 2.3.2, équation 2.13, la constante de propagation complexe contient non seulement un terme de déphasage (partie réelle) mais également un terme d'amplification (partie imaginaire). Notre modélisation ayant pour but de reproduire le plus fidèlement possible le comportement des SOA en terme de gain, nous allons nous attarder sur ce point lors de cette section. Après avoir passé en revue les processus physiques d'interaction lumière-matière, nous étudierons en détails les différents aspects de la modélisation du gain mise en œuvre.

2.4.1 Mécanismes d'interaction lumière-matière

Avant d'en écrire plus sur la partie imaginaire de k, autrement dit l'amplification, nous devons rappeler les trois mécanismes d'interactions entre la lumière et les porteurs dans un matériau actif.

- l'absorption correspond à un changement positif de l'énergie du semi-conducteur contre l'annihilation d'un photon ayant l'énergie correspondant à la différence d'énergie (figure 2.6(a))
- l'émission spontanée correspond à un changement négatif — *spontané* — de l'énergie du semi-conducteur contre la création d'un photon ayant l'énergie correspondant à la différence d'énergie (figure 2.6(b))
- l'émission stimulée correspond à un changement négatif — *provoqué par un photon* p_1 — de l'énergie du semi-conducteur contre la création d'un photon p_2 ayant les mêmes propriétés (énergie, impulsion, ...) que le photon p_1 (figure 2.6(c))



(a) Absorption. (b) Émission spontanée. (c) Émission stimulée.

FIG. 2.6 – Processus d'interaction photons-matière.

C'est donc l'émission stimulée qui, par multiplication des photons, permet d'amplifier un signal. La contrepartie est qu'il est nécessaire de porter une majorité d'atomes au niveau d'énergie E_2, autrement dit réaliser l'inversion de population. Ceci se fait grâce à une alimentation électrique dans le cas du SOA, nous avons donc une conversion d'énergie, d'électrique vers optique.

Le rendement de cette conversion n'est pas le sujet de cette thèse, mais nous allons tout de même aborder ce sujet de manière synthétique. Avoir une efficacité quantique de 100% revient à dire que chaque électron amené par le courant électrique est converti en photon dans le SOA. Ceci est évidemment très difficile à réaliser car cela suppose que l'architecture du SOA soit parfaitement adaptée (par exemple éliminer tous les courants

de fuite qui détournent les électrons de leur chemin vers la zone active) et les matériaux mis en œuvre parfaitement maîtrisés (par exemple éliminer toutes les impuretés lors de chaque phase d'épitaxie car une impureté peut par exemple amener une perte d'énergie par échauffement du matériau, par recombinaisons non radiatives, ...). Cela suppose également de rechercher des matériaux ou structures toujours plus efficaces, notamment du côté des matériaux à boîtes quantiques, où le rendement peut approcher les 100% de rendement interne. À titre de comparaison, une diode laser actuelle peut atteindre 60% d'efficacité de conversion électrique/optique, à comparer aux 5% d'une ampoule électrique à filament.

Nous allons maintenant revenir sur le gain dans les amplificateurs optiques à semi-conducteurs en étudiant en détail sa modélisation dans la section suivante.

2.4.2 Gain net

Nous avons vu que la partie imaginaire de k représentait le gain net vu par l'onde traversant un milieu actif. Ce gain est fonction de la densité de porteurs dans la zone active du SOA. Il est également fonction de l'énergie des photons, donc de la pulsation ω_0 de la porteuse. D'ici à la fin de ce chapitre, nous parlerons plutôt de longueur d'onde des photons dans le vide car c'est usuellement la donnée présentée lors des mesures (sauf à la section 2.4.3.1 où nous utilisons la fréquence des photons, $\nu = \frac{\omega}{2\pi}$). Ceci revient à parler de pulsation à travers la relation bien connue $\lambda = \frac{2\pi\, c}{\omega}$.

Le gain vu par une onde optique qui traverse un SOA de longueur L est défini par le rapport des puissances de la sortie (P_{out}) sur l'entrée (P_{in}) et vaut $G = \frac{P_{out}}{P_{in}}$. En reprenant les équations de propagation, nous trouvons $G = e^{g_n(N,\lambda)\, L}$ à condition de négliger les pertes aux facettes et d'insertion, et en ne considérant qu'une seule section de calcul [58]. Ce gain G représente en fait le gain du dispositif, c'est ce terme qui est accessible par la mesure. Dans notre modélisation, nous amplifions les champs et non les puissances. Les enveloppes des champs ont pour dimension dans notre modèle $\dim[\mathscr{F}] = \dim[\sqrt{\mathscr{I}}] = \dim[\sqrt{\frac{\Gamma\, P}{w\, d}}] = \sqrt{\mathrm{W/m^2}}$, où $\mathscr{I}$ est l'intensité photonique et P la puissance optique. Les enveloppes complexes co- et contra-propagatives en sortie de chaque k^{ième} section de calcul (respectivement $\mathscr{F}^+(t, k\, L_s)$ et $\mathscr{F}^-(t, (k-1)\, L_s)$) ont pour équation d'amplification :

$$\begin{cases} \mathscr{F}^+(t, k\, L_s) = e^{\frac{g_n(N,\lambda)\, L_s}{2}}\, \mathscr{F}^+(t, (k-1)\, L_s) \\ \mathscr{F}^-(t, (k-1)\, L_s) = e^{\frac{g_n(N,\lambda)\, L_s}{2}}\, \mathscr{F}^-(t, k\, L_s) \end{cases} \tag{2.17}$$

g_n représente le gain net, différence entre le gain matériau qui amplifie ou absorbe la portion du mode incluse dans la zone active et les pertes qui affectent le mode.

$$g_n(N, \lambda) = \Gamma(N, \lambda)\, g_m(N, \lambda) - \alpha(N, \lambda) \tag{2.18}$$

Comme cela sera détaillé par la suite, tous les éléments composant l'équation 2.18 dépendent d'une manière générale de la longueur d'onde λ de l'onde incidente et de la

densité de porteurs N présentes dans la zone active. L'objet d'une modélisation est de représenter cette dépendance de telle manière qu'elle satisfasse aux exigences de rapidité de calcul et de correspondance avec l'expérience. Concernant le facteur de confinement Γ, nous verrons qu'une simple approximation linéaire suffit à décrire son comportement dans la plage d'utilisation du SOA. Les pertes α, quant à elles, nécessitent un peu plus de détails quant aux processus les générant. Enfin, le gain matériau g_m fera l'objet d'une attention toute particulière car il est un des points centraux de notre modélisation. Nous verrons deux manières de le modéliser, l'une faisant appel à des notions de physique des matériaux, l'autre présentant une approche phénoménologique.

2.4.3 Gain matériau

Modéliser précisément le gain matériau est primordial pour un modèle qui se veut large-bande. En effet, c'est à travers lui que se reflète l'inversion de population des porteurs provoquée dans la zone active par le courant électrique. Tous les photons ne voient pas cette inversion de la même manière, leur longueur d'onde influence la recombinaison ou non des paires électrons-trous. Il faut donc décrire de manière précise ces phénomènes. Deux voies sont possibles, soit une approche physique en décrivant les processus physiques ayant lieu dans le matériau, soit une approche phénoménologique en reproduisant par ajustement les résultats de mesure.

2.4.3.1 Approche physique

La première approche que nous allons présenter nécessite la description des processus physiques mis en jeu lors de l'interaction lumière-matière. Cette interaction se fait dans un cristal, le semi-conducteur quaternaire InGaAsP, qui présente des bandes d'énergies autorisées pour les électrons : la bande de valence (BV) et la bande de conduction (BC). Celles-ci sont représentées par une approximation parabolique (figure 2.7). Entre les deux, une bande interdite (BI) de hauteur variable empêche un électron de passer continûment d'une bande à une autre. L'inversion de population est le fait d'amener des électrons de la BV à la BC à l'aide d'une source d'énergie extérieure. E_{f_v} (E_{f_c}) est la valeur maximale moyennée de l'énergie des électrons présents dans la BV (BC).

Dans cette section, nous considérons des matériaux massifs à l'accord de maille, c'est-à-dire sans contrainte. Ces contraintes entraîneraient une séparation des bandes de trous lourds et légers de la bande de valence (cf. section 3.6.1).

Lorsque le matériau quaternaire est au repos, non dopé (i-InGaAsP) et à 0 °K, tous les électrons sont dans la bande de valence. Lorsque la température n'est pas strictement 0 °K, quelques électrons peuvent transiter de la BV à la BC. Plus la température augmente, plus cette probabilité de saut augmente. De manière générale, la température provoque une distribution de la transition électrons-trous, de plus en plus étalée au fur et à mesure que la température augmente.

Lorsque le matériau est dopé, des atomes à bilan de charge déséquilibré sont volontairement introduits afin de modifier cette répartition. Ce sont soit des atomes donneurs d'électrons, soit des atomes accepteurs d'électrons.

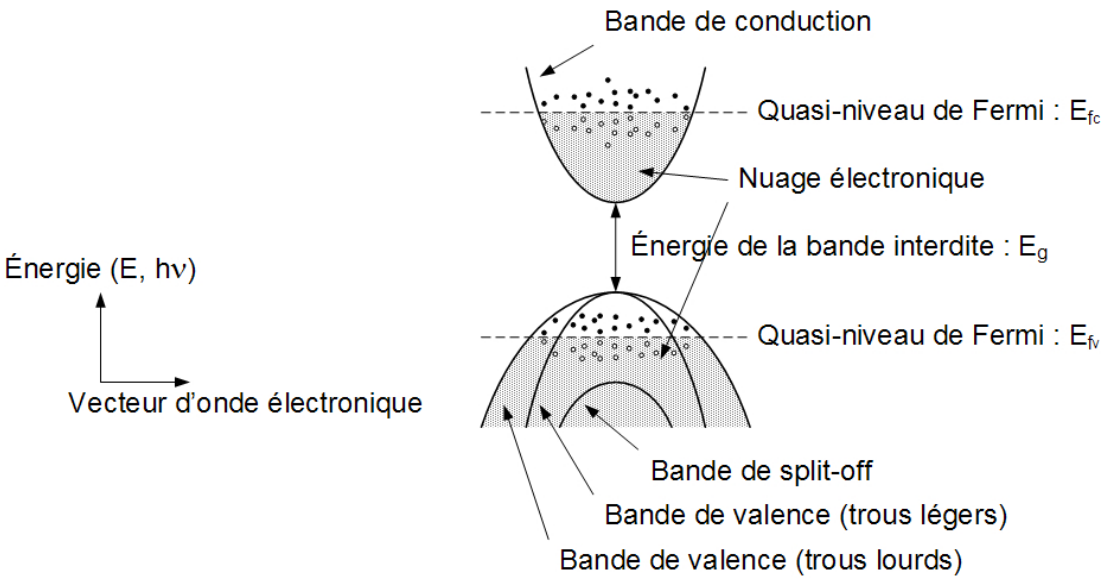


FIG. 2.7 – Diagramme de bandes d'énergie d'un SOA.

Le fait d'insérer ce matériau i-InGaAsP entre deux couches d'InP, l'une dopée P et l'autre dopée N, et d'imposer un champ électrique sur cette structure PIN modifie la répartition des électrons et des trous dans le matériau intrinsèque. Nous voyons alors apparaître une inversion de population créée par le déplacement de charges. Cette inversion de population donne lieu aux phénomènes d'émission spontanée et d'émission stimulée que nous avons décrits (voir figure 2.6). L'absorption participe à l'inversion de population.

Dans cette description [29, 54, 58] nous exprimons le gain matériau g_m en fonction de la fréquence ν d'un photon, sachant que les différents paramètres de cette définition peuvent dépendre de la densité de porteurs (comme par exemple E_g, l'énergie de la bande interdite, qui peut devenir $E_g(N)$ si l'on tient compte de la renormalisation du gap).

$$g_m(\nu) = \frac{A_{21}\, c^2}{8\,\pi\, n_{eq}^2\, \nu^2} \int_{-\infty}^{\infty} \mathscr{L}(\nu)\, \rho(\nu_0) \big(f_c(E_a) - f_v(E_b)\big)\, \mathrm{d}\,\nu_0 \tag{2.19}$$

où A_{21} est le paramètre d'émission spontanée de la bande de conduction vers la bande de valence (coefficient d'Einstein), n_{eq} est l'indice de réfraction du mode guidé. Nous notons $\mathscr{L}(\nu)$ la fonction d'élargissement liée au taux de relaxation intra-bande, τ_{intra} à travers la largeur spectrale de la fonction $\Delta\nu = \frac{1}{\pi\,\tau_{intra}}$:

$$\mathscr{L}(\nu) = \frac{\Delta\nu}{2\,\pi\,\big((\nu-\nu_0)^2 + (\frac{\Delta\nu}{2})^2\big)} \tag{2.20}$$

Dans l'équation 2.19 nous prenons en compte $\rho(\nu_0)$ la densité d'états joints à la fréquence de transition ν_0. Cette densité dans un semi-conducteur massif est donnée

par :

$$\rho(\nu_0) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{2\, m_c\, m_{hh}}{\hbar(m_c + m_{hh})} \right)^{3/2} \sqrt{\nu_0 - \frac{E_g}{h}} \tag{2.21}$$

où m_c (resp. m_{hh}) est la masse effective d'un électron (resp. trou lourd) de la bande de conduction (resp. valence).

La fonction $f_c(E_a)$ (resp. $f_v(E_b)$) dans l'équation 2.19 représente la probabilité qu'a un porteur d'occuper le niveau d'énergie $h\,\nu$ pour un électron de la bande de conduction (resp. valence), avec $E_a = (h\,\nu - E_g)\,\frac{m_{hh}}{m_c+m_{hh}}$ (resp. $E_b = (h\,\nu - E_g)\,\frac{m_c}{m_c+m_{hh}}$). Les statistiques de Fermi-Dirac (pondérées par la densité d'états joints de notre semi-conducteur massif) pour la bande de conduction (f_c) et la bande de valence (f_v) sont données par les équations suivantes :

$$f_c(h\,\nu) = \frac{1}{1 + e^{\frac{E_a - E_{f_c}}{k_B T}}} \tag{2.22}$$

$$f_v(h\,\nu) = \frac{1}{1 + e^{\frac{E_{f_v} - E_b}{k_B T}}} \tag{2.23}$$

où k_B est la constante de Boltzmann et T la température du matériau.

Le gain matériau (équation 2.19) exprime le bilan entre émission stimulée et absorption. Selon [53], le gain matériau peut être effectivement décomposé en deux termes distincts selon ce bilan :

$$g_m = g'_m - g''_m \tag{2.24}$$

où g'_m est le terme concernant l'amplification appelé coefficient de gain et g''_m concerne l'absorption.

Pour qu'il y ait émission stimulée, il faut que soient disponibles à la fois un électron dans la bande de conduction (f_c) et un trou dans la bande de valence ($1 - f_v$) soit, en termes de probabilités, $f_c\,(1 - f_v)$. Pour qu'il y ait absorption c'est le contraire, il faut à la fois un trou dans la bande de conduction ($1 - f_c$) et un électron dans la bande de valence (f_v) soit, en termes de probabilités, $f_v\,(1 - f_c)$. Au final, nous faisons le bilan et obtenons bien $g_m \propto f_c\,(1 - f_v) - f_v\,(1 - f_c) = f_c - f_v$.

Ce modèle est bien connu et tente de décrire avec précision tous les phénomènes conduisant à du gain dans les matériaux semi-conducteurs [29, 54, 58]. Son utilisation est très utile pour les fabricants des SOA puisque ce modèle permet de faire le lien entre les paramètres *intimes* du matériau et le comportement du composant au final. Cependant, sa confrontation avec la mesure à plusieurs courants et longueurs d'onde pose problème car des divergences apparaissent [60]. Afin de reproduire les mesures, les paramètres du modèle (comme les masses effectives des électrons et des trous) doivent être modifiés de manière arbitraire afin d'adapter le modèle à un composant particulier. Ceci réduit fortement la pertinence de l'utilisation d'un modèle physique. De plus, les différents paramètres, comme les masses effectives par exemple, ne sont pas indépendants, et il apparaît difficile d'expliquer une modification arbitraire de ceux-ci...

2.4.3.2 Approche phénoménologique

La deuxième approche pour définir le gain matériau consiste à reproduire le résultats de mesures par des fonctions analytiques les plus élégantes et parlantes possible. Il faut bien entendu garder dans ce cas à l'esprit le travail effectué précédemment afin de bien comprendre les différents paramètres définis et les processus physiques sous-jacents. L'intérêt d'une modélisation phénoménologique est le changement de point de vue, passant de celui de fabricant à celui d'utilisateur : l'utilisateur n'a pas besoin de connaître (et ne connaît généralement pas) la composition exacte du matériau quaternaire InGaAsP par exemple, il constate un comportement (courbe de gain) et cherche ce qu'il peut en faire. De plus, nous pouvons assurer une indépendance des paramètres (obtention d'une "base orthogonale") puisque ceux-ci sont associés à un comportement bien précis, permettant généralement une réduction du nombre de paramètres de modélisation.

Depuis la modélisation des SOA, plusieurs solutions phénoménologiques ont été employées, la plus simple et la plus classique consistant à faire un développement limité d'ordre 2 du gain matériau autour du pic de gain. Ce modèle est alors loin d'être large-bande puisqu'il n'est valable qu'autour du pic de gain, soit en tout une validité d'au plus 20 nm quand la bande passante d'un SOA est d'au moins 50 nm.

La solution que nous avons choisie d'utiliser étend ce principe à l'ordre 3 avec une expression élaborée rendant possible une description large-bande du gain matériau dans les SOA massifs sur une large plage de densités de porteurs. Cette définition a été proposée par Leuthold et al. dans l'article [69]. Nous en redonnons ici la définition et les équations car nous y ferons très souvent référence :

$$g_m(N,\lambda) = \begin{cases} 3\,\frac{g_p(N)\left(\lambda-\lambda_z(N)\right)^2}{\left(\lambda_z(N)-\lambda_p(N)\right)^2} + 2\,\frac{g_p(N)\left(\lambda-\lambda_z(N)\right)^3}{\left(\lambda_z(N)-\lambda_p(N)\right)^3} & \text{si } \lambda \leqslant \lambda_z(N) \\ 0 & \text{si } \lambda > \lambda_z(N) \end{cases} \tag{2.25}$$

avec

$$\begin{cases} g_p(N) = a_0\,(N-N_0) + a_0\,a_1\,N_0\,e^{-\frac{N}{N_0}} \\ \lambda_p(N) = \lambda_0 + b_0\,(N-N_0) + b_1\,(N-N_0)^2 \\ \lambda_z(N) = \lambda_{z_0} + z_0\,(N-N_0) + z_1\,(N-N_0)^2 \end{cases}$$

où $\lambda_z(N)$ représente la longueur d'onde de la transparence liée à la bande interdite et $\lambda_p(N)$ la longueur d'onde du pic de gain. Il est à noter que nous avons choisi de faire un développement limité (DL) au même ordre de $\lambda_p(N)$ et $\lambda_z(N)$ en fonction de N, contrairement à ce qui est proposé par [69], afin d'avoir une meilleure convergence sur les mesures sur une large plage de courants. $g_p(N)$ est la valeur du gain pour $\lambda = \lambda_p(N)$, nous retrouvons ici une loi très utilisée pour exprimer $g_p(N)$: $a_0\,(N-N_0)$. Leuthold et al. ont choisi d'y adjoindre un terme, $a_0\,a_1\,N_0\,e^{-\frac{N}{N_0}}$. Celui-ci ne sert qu'à s'assurer de la continuité du modèle pour $N \leq N_0$. En effet, même si cette région n'est pas forcément physique, un simulateur numérique risque néanmoins d'y aller (par exemple $N = 0$, $N < 0$, ...). La définition des différents termes intervenant dans l'expression de g_m est donnée ci-dessous :

- N_0 : densité de porteurs à la transparence
- a_0 : gain différentiel
- a_1 : coefficient de *correction numérique* pour les faibles densités de porteurs
- λ_0 : longueur d'onde au pic de gain pour $N = N_0$
- b_0 : variation linéaire du pic de gain avec la densité de porteurs
- b_1 : variation quadratique du pic de gain avec la densité de porteurs
- λ_{z_0} : longueur d'onde de la transparence pour $N = N_0$
- z_0 : variation linéaire de l'énergie de la BI avec la densité de porteurs
- z_1 : variation quadratique de l'énergie de la BI avec la densité de porteurs

La figure 2.8 représente graphiquement la fonction g_m (tiré de [69]).

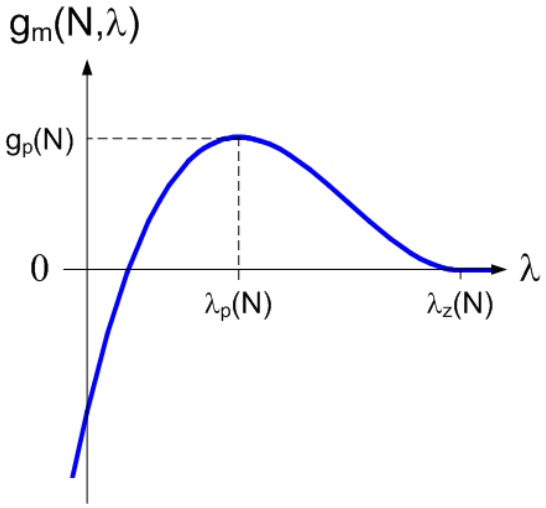


FIG. 2.8 – Fonction définissant le gain matériau : $g_m(N, \lambda)$ à N donné.

La figure 2.9 montre la comparaison entre les deux définitions du gain matériau, physique ou polynomiale. Nous montrons que la définition polynomiale peut être comparée à la définition physique pour une densité de porteurs donnée. Il convient d'ajouter que la définition polynomiale contient implicitement la fonction d'élargissement étant donné qu'elle tend vers zéro sans discontinuité au niveau de la longueur d'onde de transparence. De plus, l'approche physique ne paraît pas restituer le comportement réel du gain proche de la longueur d'onde de transparence : la fonction de gain dans ce cas ne vaut jamais zéro de par la fonction d'élargissement choisie (Lorentzienne) alors que le processus physique l'impose (voir courbes page 90 de [60]). Nous avons choisi comme temps de relaxation intra-bande 60 fs ([60] page 92).

2.4.3.3 Forme généralisée

La fonction proposée par Leuthold peut être généralisée, afin d'étendre le domaine de validité de notre modèle. Nous pouvons en effet modifier la fonction de gain matériau en

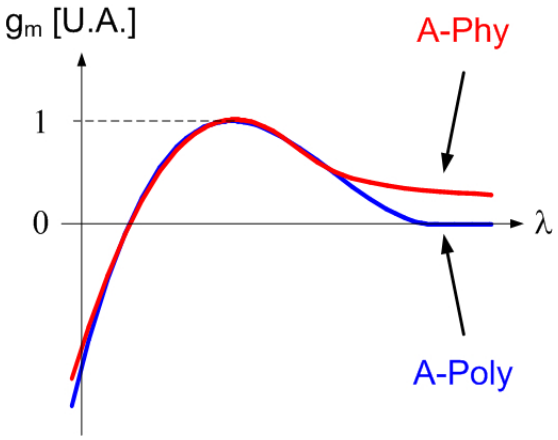


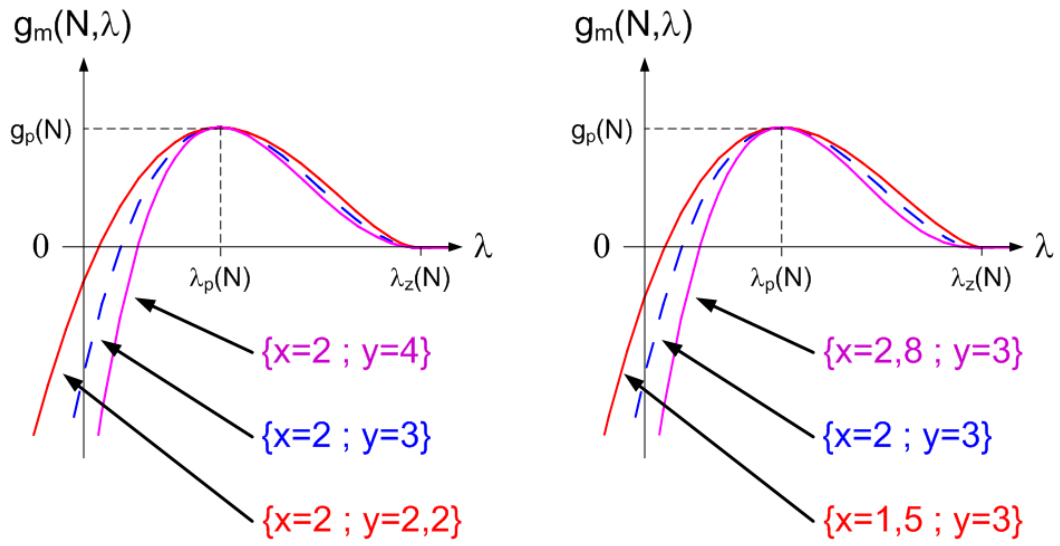
FIG. 2.9 – Comparaison entre les définitions physique et polynomiale du gain matériau. A-Phy : approche physique, A-Poly : approche polynomiale.

changeant l'ordre du polynôme de manière arbitraire. Le gain matériau est alors défini par la fonction suivante :

$$g_m(N,\lambda) = \begin{cases} \frac{1}{y-x}\left(y\,\frac{g_p(N)\left(\lambda_z(N)-\lambda\right)^x}{\left(\lambda_z(N)-\lambda_p(N)\right)^x} - x\,\frac{g_p(N)\left(\lambda_z(N)-\lambda\right)^y}{\left(\lambda_z(N)-\lambda_p(N)\right)^y}\right) & \text{si } \lambda \leqslant \lambda_z(N) \\ 0 & \text{si } \lambda > \lambda_z(N) \end{cases} \tag{2.26}$$

avec par défaut $y > x > 0$. Les figures 2.10 et 2.11 permettent de saisir l'influence des paramètres x et y. Nous pouvons noter que modifier x ou y permet de se trouver de part et d'autre de la fonction définie avec $x = 2$ et $y = 3$ (figures 2.10(a) et 2.10(b)). Une modification simultanée de x et y permet de "tourner" la courbe (figure 2.11), en maintenant la partie à droite du pic de gain quasiment inchangée. Ce dernier résultat est à comparer à celui obtenu par changement de la longueur d'onde de transparence à gauche du pic de gain (figure 2.12), pour lequel nous avons sensiblement le même résultat.

Un degré de liberté supplémentaire consiste à modifier la fonction de transparence λ_z donnée par Leuthold et al. en prenant des valeurs pour les paramètres λ_{z_0}, z_0 et z_1 différentes selon que l'on se trouve à gauche ou à droite du pic de gain. Nous définissons ainsi la longueur d'onde d'une *pseudo-transparence*, $\lambda_{z,g}$, différente de celle de la transparence, $\lambda_{z,d}$. Ceci permet d'ajuster les pentes du gain matériau en fonction de la longueur d'onde comme le montre la figure 2.12 (ce qui peut également être utile pour le coefficient de gain servant à calculer l'émission spontanée dans notre modèle,



(a) Variation de y avec x constant. (b) Variation de x avec y constant.

FIG. 2.10 – Modification de l'expression du gain matériau : x ou y constant.

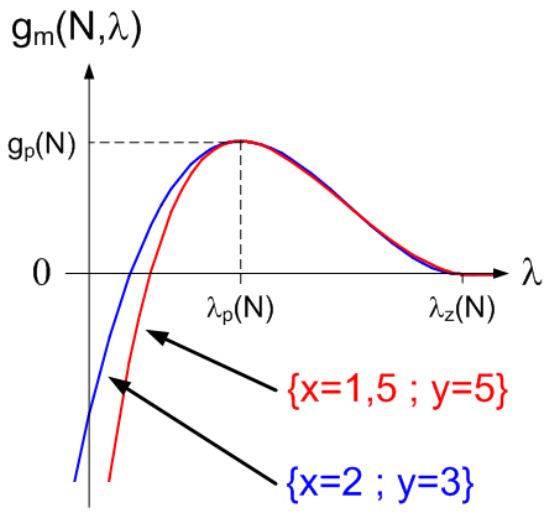


FIG. 2.11 – Modification de l'expression du gain matériau : variation de x et y.

section 2.5.2.3). Cette nouvelle équation définissant le gain matériau est donnée par :

$$g_m(N,\lambda) = \begin{cases} \frac{1}{y-x}\left(y\,\frac{g_p(N)\left(\lambda_{z,g}(N)-\lambda\right)^x}{\left(\lambda_{z,g}(N)-\lambda_p(N)\right)^x} - x\,\frac{g_p(N)\left(\lambda_{z,g}(N)-\lambda\right)^y}{\left(\lambda_{z,g}(N)-\lambda_p(N)\right)^y}\right) & \text{si } \lambda \leqslant \lambda_p(N) \\ \frac{1}{y-x}\left(y\,\frac{g_p(N)\left(\lambda_{z,d}(N)-\lambda\right)^x}{\left(\lambda_{z,d}(N)-\lambda_p(N)\right)^x} - x\,\frac{g_p(N)\left(\lambda_{z,d}(N)-\lambda\right)^y}{\left(\lambda_{z,d}(N)-\lambda_p(N)\right)^y}\right) & \text{si } \lambda_p(N) < \lambda \leqslant \lambda_{z,d}(N) \\ 0 & \text{si } \lambda > \lambda_{z,d}(N) \end{cases} \tag{2.27}$$

où $\lambda_{z,g}(N)$ et $\lambda_{z,d}(N)$ sont les longueurs d'onde de transparence du gain matériau respectivement à gauche et à droite du pic de gain $\lambda_p(N)$.

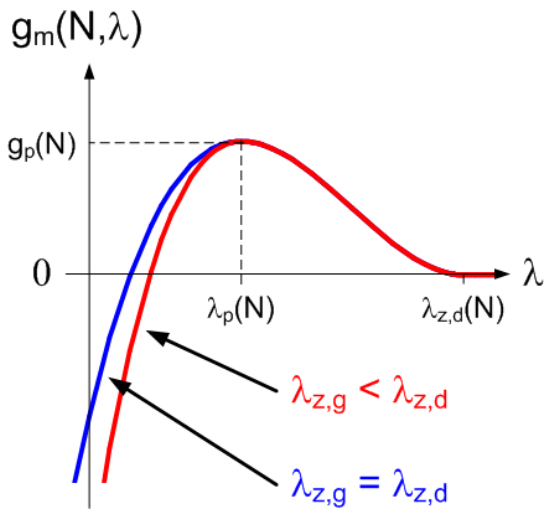


FIG. 2.12 – Modification de l'expression du gain matériau : on rend partiellement indépendantes les pentes à gauche et à droite du pic de gain. $x = 2$ et $y = 3$.

Toutes les modifications énoncées précédemment permettent de changer la forme spectrale du gain matériau, essentiellement en l'élargissant ou en la comprimant. Il est à noter que toutes ces modifications conservent la continuité de la fonction et de sa dérivée, ce qui est important pour le calcul numérique effectué lors des simulations. D'une manière générale, ces modifications peuvent permettre de garder le même outil pour simuler plusieurs types de SOA présentant des gains matériau de formes spectrales différentes. En effet, cette modélisation peut être appliquée pour les SOA à puits quantiques par exemple, où la forme spectrale du gain total peut s'exprimer comme la somme du gain lié à chaque transition du puits. Le gain associé à chaque transition n'a alors pas la même forme que celui d'un matériau massif[29, 54, 55]. La figure 2.13 représente par exemple le gain matériau dans un puits quantique en GaAs/AlGaAs (extrait de la thèse de doctorat de Y. Boucher [70] avec son aimable autorisation).

Cette généralisation ne nous a pas été utile dans le cadre de cette thèse mais sera

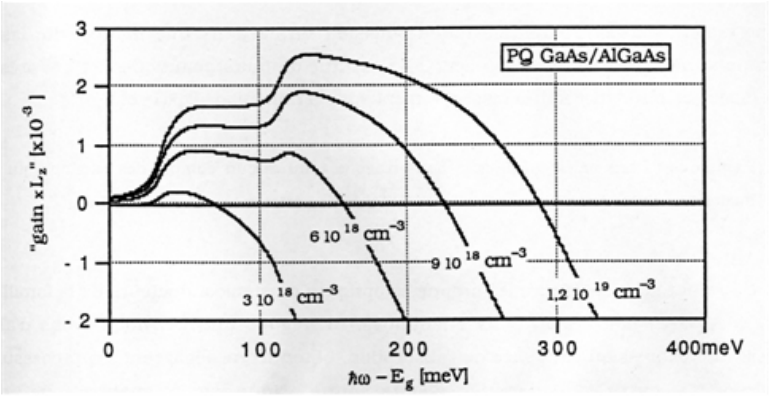


FIG. 2.13 – Gain matériau dans un puits quantique, courbe extraite de la thèse de doctorat de Y. Boucher [70] avec son aimable autorisation.

très utile lors des futures évolutions du modèle, qui devront prendre en compte toutes les formes possibles de matériau, du massif à la boîte quantique.

2.4.4 Confinement

Nous avons vu que le facteur de confinement exprime la fraction du mode optique qui interagit avec la zone active. Il est lié, selon l'équation 2.1, d'une part aux dimensions w et d de la zone active et d'autre part aux indices de réfraction optique des matériaux qui composent la couche active et les couches de confinement. Étant donné que w et d sont des constantes pour un SOA donné (en négligeant l'influence de la température), toute variation de Γ est due à un changement d'indice, et en particulier à un changement de l'indice de la zone active qui dépend de la densité de porteurs N. De plus, nous avons vu que le SOA était un guide d'onde, et nous savons que les dimensions opto-géométriques d'un guide imposent une certaine plage de longueurs d'onde pouvant être propagées de manière optimale. Donc Γ est fonction de la longueur d'onde, cela exprime le fait qu'une longueur d'onde soit plus ou moins adaptée à être guidée par le SOA. De plus, Γ a une dépendance linéaire en fonction de N et λ sur une large plage de longueurs d'onde ([60] p. 90). Γ est donc linéarisé grâce à la formule suivante ([57] page 134) :

$$\Gamma(N, \lambda) = \Gamma_0 + \Gamma_N (N - N_0) + \Gamma_\lambda (\lambda - \lambda_0) \tag{2.28}$$

où Γ_0 est le facteur de confinement de référence, à déterminer à $N = N_0$ et $\lambda = \lambda_0$. Γ_N et Γ_λ sont des constantes donnant la variation du facteur de confinement en fonction respectivement de la densité de porteurs et de la longueur d'onde.

Cependant, étant donné que notre modèle doit pouvoir être utilisé pour comparer plusieurs géométries différentes de SOA, il est nécessaire d'introduire la dépendance du facteur de confinement en fonction des dimensions du guide. Pour de faibles variations des dimensions géométriques du guide (autour des "points de fonctionnement" w_0 et d_0), nous pouvons supposer que Γ est proportionnel à w et d, ce qui conduit à la relation

suivante :

$$\Gamma(N,\lambda,w,d) = \left(\Gamma_0 + \Gamma_N\,(N-N_0) + \Gamma_\lambda\,(\lambda-\lambda_0)\right)\frac{w}{w_0}\,\frac{d}{d_0} \tag{2.29}$$

Cette condition n'est vérifiée que lorsque w et d varient faiblement par rapport aux dimensions nominales w_0 et d_0. Dans le cas contraire, une détermination complète du facteur de confinement en fonction des dimensions opto-géométriques sera nécessaire, mais cette détermination est complexe et sort du cadre de cette thèse (voir par exemple [2] page 63 pour le type de dépendance que l'on peut avoir entre le facteur de confinement et les dimensions du guide).

2.4.5 Pertes

Les pertes dans les SOA sont réparties dans trois zones différentes du SOA [2], la zone active, les couches de confinement, les interfaces entre couches. Dans les SOA massifs, les pertes liées à la zone active sont essentiellement dues aux pertes par absorption entre les bandes de valence ou pertes IVBA [54]. Les couches de confinement absorbent également des photons, et les interfaces entre couches de matériaux différents les diffusent [2]. L'équation suivante rend compte de ces différentes contributions :

$$\alpha(N,\lambda) = \Gamma(N,\lambda)\,\alpha_a(N,\lambda) + (1-\Gamma(N,\lambda))\,\alpha_c + \alpha_s \tag{2.30}$$

où les pertes dans la zone active α_a dépendent de la densité de porteurs et de la longueur d'onde des photons :

$$\alpha_a(N,\lambda) = \alpha_0 + \alpha_N\,(N-N_0) + \alpha_\lambda\,(\lambda-\lambda_0) \tag{2.31}$$

avec :
- α_0 : pertes à $N = N_0$ et $\lambda = \lambda_0$ dans la zone active
- α_N : pertes différentielles (zone active)
- α_λ : variation des pertes avec la longueur d'onde (zone active)
- α_c : pertes dans les couches de confinement
- α_s : pertes dues aux défauts opto-géométriques (interfaces entre couches de matériaux un peu rugueuses, diffusion sur des impuretés,...)

Il est à noter que les pertes dépendent de la longueur d'onde en partie implicitement à travers Γ, nous pouvons ainsi reproduire les comportements linéaires mesurés à la fois pour le facteur de confinement et pour les pertes (courbes 3.4 et 3.5 de [60]).

2.5 Émission spontanée amplifiée

L'émission spontanée amplifiée (ASE) peut sembler secondaire à prendre en compte lorsque l'on se donne pour objectif de simuler l'action d'un SOA sur un signal incident. En effet, seul le gain apparaît comme essentiel, cela donne l'impression qu'il suffit de caractériser finement celui-ci pour arriver à son but. Cependant, un rapide aperçu du fonctionnement des SOA nous indique immédiatement que ce n'est pas suffisant : le gain du SOA est obtenu par inversion de population, il est donc lié à la densité de porteurs. Or tous les photons présents dans la "cavité" participent à la saturation de la densité de porteurs. Tous, incluant donc ceux provenant de l'émission spontanée, ayant été amplifiés ou non. La seule prise en considération de l'émission spontanée amplifiée donne la "saturation intrinsèque" du composant, et le fait d'ajouter du signal modifie quelque peu ce comportement. Paradoxalement, bien modéliser l'influence de l'ASE est primordial pour bien modéliser le gain sur une large plage de variation des paramètres d'entrée du SOA (courant d'alimentation, puissance optique d'entrée, longueur d'onde du signal d'entrée,...). En résumé, l'ASE est un phénomène à l'origine de l'effet laser qui est un handicap pour les SOA : c'est une source de bruit large bande, de niveau non négligeable et qui de par son existence participe à la saturation du gain.

De plus, un de nos objectifs est de simuler fidèlement le facteur de bruit qui, comme son nom l'indique, représente le bruit qu'un composant ajoute lorsqu'il est inséré dans une chaîne de transmission (cf. section 2.6). Ce NF est pour les SOA fortement liée à la puissance de l'ASE en sortie du SOA, nous avons donc double intérêt à simuler l'ASE de manière aussi quantitative que possible.

Un de nos problèmes consiste donc en la définition de l'émission spontanée amplifiée-sur une large plage spectrale. Les sections qui suivent sont consacrées à cette définition. Nous y présentons tout d'abord l'équation d'évolution de l'ASE ainsi que la méthode employée pour la modélisation de l'ASE, avec notamment une attention particulière portée sur le taux d'émission spontanée. Nous finissons sur la notion de découpage spectral et l'approximation utilisée dans notre modèle.

2.5.1 Taux d'émission spontanée et équation de propagation

Avant d'établir l'équation de propagation de l'ASE, il convient de préciser que nous propageons seulement l'intensité de l'ASE, ceci pour une raison essentielle : nous n'utilisons l'ASE que pour prendre en compte son effet sur la saturation de la densité de porteurs, nous ne sommes pas en train d'étudier le comportement d'un laser. D'une part cela évite d'avoir à calculer le déphasage vu par l'ASE et d'autre part cela allège considérablement le modèle et donc diminue le temps de calcul. Dans ce cas, il suffit de nous focaliser sur le terme d'émission spontanée étant donné que l'amplification de l'ASE utilise la même définition que celle présentée à la section 2.4, excepté qu'elle nécessite d'utiliser un gain en intensité, c'est-à-dire $e^{g_n z}$.

Il est cependant tout à fait possible de prendre en compte la propagation en champ de l'ASE. Cette approche est présentée à la section 2.10.1.

Le schéma 2.14 présente le mode de calcul de l'émission spontanée : le matériau à

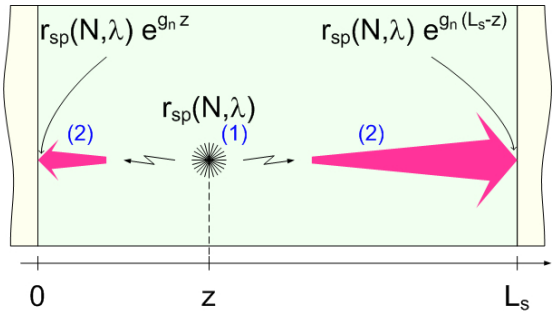


FIG. 2.14 – Présentation de l'émission spontanée.

une abscisse z émet des photons dans le guide (1) avec un taux d'émission spontanée r_{sp} qui dépend de la densité de porteurs et de la longueur d'onde des photons émis. Les photons sont ensuite amplifiés le long de la section de calcul (2).

Étant donné que nous avons découpé notre SOA en M_{sec} sections de calcul de longueur L_s, l'ASE qui sort de la section est l'ensemble des photons produits à chaque abscisse z de la section et amplifiés jusqu'à leur sortie de la section. Il faut donc intégrer sur la section pour avoir l'intensité optique $\mathscr{I}_{sp}^{\pm}$ représentant l'ASE *totale* sortant de la section de calcul.

$$\begin{aligned}\mathscr{I}_{sp}^{+}(N,\lambda_{ase,\mathrm{i}}) &= \frac{\Gamma(N,\lambda_{ase,\mathrm{i}})}{w\,d}\int_0^{L_s}\frac{h\,c}{\lambda_{ase,\mathrm{i}}}\,r_{sp}(N,\lambda_{ase,\mathrm{i}})\,e^{g_n(N,\lambda_{ase,\mathrm{i}})\,(L_s-z)}\,\mathrm{d}z\\ &= \frac{\Gamma(N,\lambda_{ase,\mathrm{i}})}{w\,d}\,\frac{h\,c}{\lambda_{ase,\mathrm{i}}}\,r_{sp}(N,\lambda_{ase,\mathrm{i}})\,\frac{e^{g_n(N,\lambda_{ase,\mathrm{i}})\,L_s}-1}{g_n(N,\lambda_{ase,\mathrm{i}})}\end{aligned} \tag{2.32}$$

$$\begin{aligned}\mathscr{I}_{sp}^{-}(N,\lambda_{ase,\mathrm{i}}) &= \frac{\Gamma(N,\lambda_{ase,\mathrm{i}})}{w\,d}\int_0^{L_s}\frac{h\,c}{\lambda_{ase,\mathrm{i}}}\,r_{sp}(N,\lambda_{ase,\mathrm{i}})\,e^{g_n(N,\lambda_{ase,\mathrm{i}})\,z}\,\mathrm{d}z\\ &= \frac{\Gamma(N,\lambda_{ase,\mathrm{i}})}{w\,d}\,\frac{h\,c}{\lambda_{ase,\mathrm{i}}}\,r_{sp}(N,\lambda_{ase,\mathrm{i}})\,\frac{e^{g_n(N,\lambda_{ase,\mathrm{i}})\,L_s}-1}{g_n(N,\lambda_{ase,\mathrm{i}})}\\ &= \mathscr{I}_{sp}^{+}(N,\lambda_{ase,\mathrm{i}})\end{aligned} \tag{2.33}$$

L'équation d'évolution de l'ASE, en plus du terme source $\mathscr{I}_{sp}^{\pm}$ calculé précédemment, contient un terme d'amplification qui permet de tenir compte de l'amplification de l'ASE produite dans une autre section de calcul ou éventuellement par un autre SOA. Ce terme d'amplification est strictement identique à celui du signal, excepté qu'il s'agit là de traiter des intensités optiques et non des champs.

$$\mathscr{I}_{ase,out}^{\pm} = e^{g_n(N,\lambda)\,L_s}\,\mathscr{I}_{ase,in}^{\pm} + \mathscr{I}_{sp}^{\pm} \tag{2.34}$$

où $\mathscr{I}_{ase,in}^{+}$, $\mathscr{I}_{ase,in}^{-}$, $\mathscr{I}_{ase,out}^{+}$, $\mathscr{I}_{ase,out}^{-}$ sont les intensités optiques respectivement entrant en co et contra-propagation dans la section et sortant en co et contra-propagation de la section.

Le taux d'émission spontanée r_{sp} peut s'exprimer en fonction du coefficient de gain g'_m par la relation suivante [53] :

$$\begin{aligned} r_{sp}(N, \lambda_{ase,\mathrm{i}}) &= 2\,\frac{c}{\lambda_{ase,\mathrm{i}}^2} \int_{\lambda_{ase,\mathrm{i}}-\frac{\Delta\lambda_{ase}}{2}}^{\lambda_{ase,\mathrm{i}}+\frac{\Delta\lambda_{ase}}{2}} \Gamma(N,\lambda)\, g'_m(N,\lambda)\,\mathrm{d}\lambda \\ &\approx 2\,\Gamma(N,\lambda_{ase,\mathrm{i}})\frac{c\,\Delta\lambda_{ase}}{\lambda_{ase,\mathrm{i}}^2}\, g'_m(N,\lambda_{ase,\mathrm{i}}) \end{aligned} \tag{2.35}$$

où $\lambda_{ase,\mathrm{i}}$ correspond à la longueur d'onde du pseudo-mode considéré et $\Delta\lambda_{ase}$ à sa largeur spectrale (pour la définition d'un pseudo-mode, voir section 2.5.3 page 61). Le passage de la première à la deuxième ligne consiste en une approximation, dont la validité décroît avec l'augmentation de $\Delta\lambda_{ase}$ (voir section 2.5.3). Néanmoins, cette approximation nous suffit puisque, comme nous le verrons par la suite (section 3.3), cette expression simple nous permet de bien rendre compte de la saturation du gain due à l'émission spontanée.

De plus, le taux d'émission spontanée tient ici compte du fait que nous considérons notre SOA comme étant quasi-indépendant de la polarisation, autrement dit $g_{n,TE} = g_{n,TM}$, soit $\Gamma_{TE}\, g_{m,TE} = \Gamma_{TM}\, g_{m,TM}$ en présence de faibles pertes internes. De fait, nous supposons également $\Gamma_{TE}\, g'_{m,TE} = \Gamma_{TM}\, g'_{m,TM}$.

2.5.2 Coefficient de gain

Nous avons étudié dans la section précédente le taux d'émission spontanée amplifiée et nous avons vu qu'il dépendait du coefficient de gain g'_m. C'est ce terme que nous utilisons par la suite pour définir le coefficient de gain à travers deux définitions (à l'instar du gain matériau), l'une orientée physique des matériaux, l'autre phénoménologique.

2.5.2.1 Approche physique

Le coefficient de gain, g'_m, représente le terme d'émission stimulée selon la relation 2.24 que nous avons vue à la section 2.4.3.1 page 48. Nous avons également vu dans cette section que ce terme était proportionnel à $f_c\,(1-f_v)$, la probabilité d'avoir à la fois un électron dans la bande de conduction et un trou dans la bande de valence. L'émission spontanée a la même probabilité puisqu'elle relate le même mécanisme de changement de bande d'un électron, sans toutefois nécessiter la présence d'un photon *stimulant* (cf. figure 2.6). Le taux d'émission spontanée est donc directement lié à g'_m, qui est donné par la définition *physique* suivante :

$$g'_m(\nu) = \frac{A_{21}\,c^2}{8\,\pi\,n_{eq}^2\,\nu^2} \int_{-\infty}^{\infty} \mathscr{L}(\nu)\,\rho(\nu_0)\big(f_c(E_a)\,(1-f_v(E_b))\big)\,\mathrm{d}\,\nu_0 \tag{2.36}$$

où, comme à la section 2.4.3.1 page 46, A_{21} est le paramètre d'émission spontanée de la bande de conduction vers la bande de valence (coefficient d'Einstein), n_{eq} est l'indice de réfraction du mode guidé. $\mathscr{L}(\nu)$ est la fonction d'élargissement homogène, $\rho(\nu_0)$ la densité d'états joints à la fréquence de transition ν_0. Les fonctions f_c et f_v représentent

la probabilité qu'a un électron de la bande respectivement de conduction et de valence d'occuper un certain niveau d'énergie.

2.5.2.2 Approche phénoménologique

Nous avons choisi de définir ce coefficient de gain à partir du gain matériau donné par Leuthold (équation 2.25 et [69]), pour deux raisons essentielles : la première est de rajouter le moins de variables possibles au modèle, la deuxième est d'obtenir une modélisation qui soit vraisemblable et exploitable sur une large plage spectrale et de densités de porteurs. La définition que nous utilisons pour le coefficient de gain est donnée par :

$$g'_m(N,\lambda) = \begin{cases} K_g\, g_m(N, 2\lambda_p - \lambda)\ |_{\lambda_p(N) \mapsto \lambda_{p_{se}}(N)} & \text{pour } \lambda < \lambda_{p_{se}}(N) \\ K_g\, g_m(N,\lambda)\ |_{\lambda_p(N) \mapsto \lambda_{p_{se}}(N)} & \text{pour } \lambda > \lambda_{p_{se}}(N) \end{cases} \tag{2.37}$$

où "$|_{\lambda_p(N) \mapsto \lambda_{p_{se}}(N)}$" exprime le remplacement de $\lambda_p(N)$ par $\lambda_{p_{se}}(N)$ dans une expression. Ceci permet d'introduire un décalage entre pic de gain et pic d'émission spontanée (cf. section 2.5.2.1) puisque nous définissons $\Delta\lambda_{se} = \lambda_{p_{se}}(N) - \lambda_p(N)$. Un deuxième paramètre, K_g, est une variable d'ajustement. La figure 2.15 représente g_m et g'_m graphiquement.

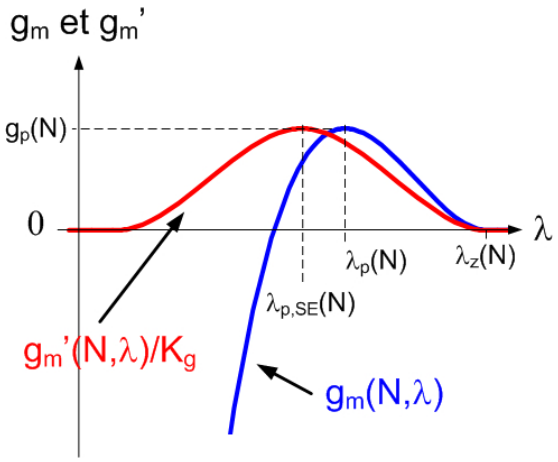


FIG. 2.15 – Fonction représentant l'émission spontanée : $g'_m(N,\lambda)$ à N donné.

Cette définition utilise un changement de variable simple qui permet de s'assurer de la symétrie en λ par rapport à $\lambda_{p_{se}}(N)$ et de la continuité de la fonction (et de sa dérivée) au point $\lambda = \lambda_{p_{se}}(N)$. Notre coefficient de gain a donc une définition polynomiale d'ordre 3, qui utilise largement les paramètres déjà utilisés pour définir g_m. La figure 2.16 présente une comparaison entre cette définition et celle du modèle physique, nous avons également rappelé la comparaison pour g_m.

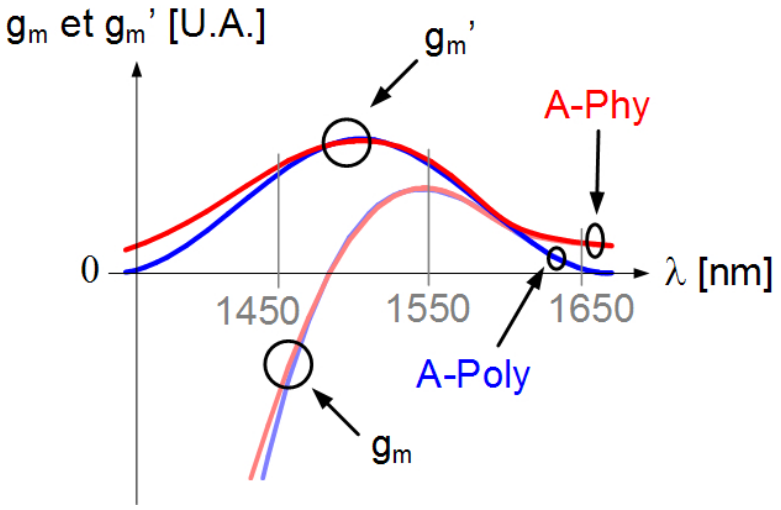


FIG. 2.16 – Comparaison entre les définitions physique et polynomiale du coefficient de gain g'_m. A-Phy : approche physique, A-Poly : approche polynomiale. Nous avons également rappelé la comparaison entre les deux définitions pour le gain matériau g_m.

Nous pouvons noter que cette définition induit une certaine symétrie de l'émission spontanée. Cette symétrisation du coefficient de gain est sans doute discutable. Cependant, la comparaison avec la modélisation par les matrices densités donne un résultat comparable et ce sur une large plage spectrale. D'autre part, l'émission spontanée apparaît décalée de manière significative vers les courtes longueurs d'onde. De fait, une mauvaise approximation due à la symétrisation ne sera pas préjudiciable puisqu'un SOA sera utilisé au grand maximum sur une plage spectrale donnée allant de 1450 nm à 1650 nm pour un SOA de gain centré sur 1550 nm. De plus, nous pouvons également noter que l'émission spontanée située aux courtes longueurs d'onde va être très fortement filtrée par le gain négatif du matériau, limitant ainsi les conséquences d'une surestimation.

2.5.2.3 Généralisation

Nous avons montré à la section 2.4.3.3 que nous pouvions généraliser l'expression polynomiale décrivant le gain matériau. Il en est de même pour le coefficient de gain puisque celui-ci est directement obtenu à partir du gain matériau. L'équation 2.37 reste en effet vraie quel que soit g_m et continue à s'appliquer ici. La définition de l'émission spontanée s'adaptera ainsi automatiquement aux nouveaux matériaux pris en compte, sans rajouter de paramètre supplémentaire autre que ceux déjà définis. Ceci est vrai par exemple pour les matériaux à puits quantiques où nous pouvons ainsi obtenir l'émission spontanée associée à chaque transition. Nous obtiendrions alors le spectre présenté à la figure 2.17, qui représente par exemple le gain matériau dans un puits quantique en GaAs/AlGaAs (extrait du cours de Master Recherche de Y. Boucher [71] avec son

aimable autorisation). Dans la définition du coefficient de gain par un polynôme de degré quelconque, nous nous apercevons que la forme obtenue pour l'émission spontanée est forcément symétrique suivant la longueur d'onde (figure 2.18). Or la définition par les matrices densités montre que ce spectre n'est pas symétrique (cf. [54] p. 56). Notamment, l'émission spontanée vaut strictement zéro au-dessous de l'énergie ΔE de bande interdite (bande interdite donc aucun électron disponible pour émettre un photon). Par contre, au-dessus de l'énergie de bande interdite, la probabilité d'émettre spontanément un photon n'est physiquement jamais strictement nulle mais tend seulement vers 0.

Une piste pour rendre dissymétrique le coefficient de gain est d'utiliser le même développement qu'à la section 2.4.3.3 et de définir la longueur d'onde d'une *pseudo-transparence* $\lambda_{z,g}$ à gauche du pic de gain qui soit différente de celle de la transparence $\lambda_{z,d}$ (figure 2.18). Ainsi nous pourrions mieux suivre le comportement décrit par la référence citée plus haut et élargir le domaine de validité du modèle. Ceci ne résout cependant qu'une partie du problème dans le sens où, dès que la longueur d'onde sera inférieure à cette pseudo-transparence, le coefficient de gain vaudra toujours zéro.

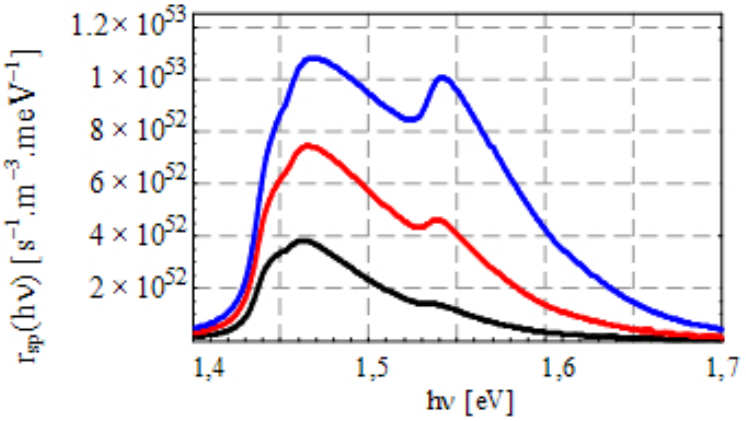


FIG. 2.17 – Émission spontanée dans un puits quantique suivant la densité de porteurs (N = 2, 3 et 4.10^{24} m^{-3}), courbe extraite du cours de Master Recherche de Y. Boucher [71] avec son aimable autorisation.

2.5.3 Découpage spectral

Nous avons vu qu'il était nécessaire, lorsque l'on veut un modèle qui se rapproche le plus possible du comportement d'un SOA réel, de prendre en compte la dépendance spectrale de l'émission spontanée amplifiée. Usuellement, cette dépendance spectrale de l'ASE est déterminée par ses modes couplés dans la cavité. Ici nous considérons l'ASE sur plus de 100 nm, ce qui représenterait un nombre considérable de modes. De plus, les composants que nous utilisons sont fabriqués de telle sorte qu'ils minimisent l'influence de la cavité (traitement anti-reflet avec des coefficients de réflexion de l'ordre de 10^{-4}, désalignement du guide, ...), donnant lieu à une modulation du spectre infé-

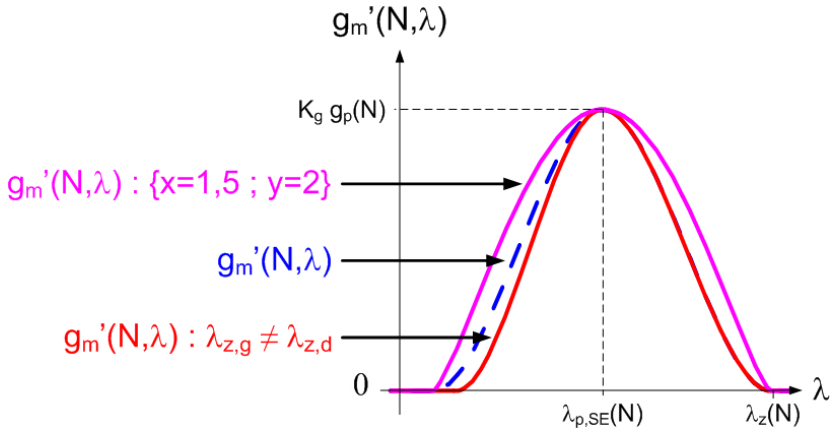


FIG. 2.18 – Modification de l'expression du coefficient de gain.

rieure à 0,5 dB. Nous avons donc un spectre d'ASE assez lisse pour ne pas vraiment voir apparaître de modes. Notre modèle ayant pour objectif d'être large-bande, le nombre de modes de la cavité Fabry-Pérot serait très élevé (aux environs d'une centaine pour 100 nm de plage spectrale avec un pas de 1 nm).

Ces raisons nous ont conduit à définir une dizaine de longueurs d'onde maximum afin de représenter toute l'ASE et son influence sur le comportement du SOA. Chaque longueur d'onde représente donc une dizaine de nanomètres ! Nous appellerons par la suite *pseudo-modes* ces M_{ase} longueurs d'ondes, par analogie avec le découpage usuel en *modes de cavité*, la grande différence résidant dans la largeur spectrale de nos pseudo-modes. Tout ceci nous permet d'allier prise en compte satisfaisante de l'influence de l'ASE dans les SOA et temps de calcul raisonnable. La figure 2.19 montre un exemple de découpage à $M_{ase} = 5$ pseudo-modes et définit les paramètres que nous utiliserons par la suite. Par souci de simplicité, nous avons choisi un découpage uniforme où tous les pseudo-modes ont la même largeur spectrale $\Delta\lambda_{ase}$ mais ceci peut évidemment être modifié en posant $\Delta\lambda_{ase,\mathrm{i}}$.

Nous avons montré à la section 2.5.1 que le taux d'émission spontanée r_{sp} dépendait du coefficient de gain $g_m^{'}$ à travers l'intégrale de ce dernier (équation 2.35 page 58). Cette intégrale a été linéarisée dans cette même équation comme le rappelle la formule ci-dessous :

$$\int_{\lambda_{ase,\mathrm{i}}-\frac{\Delta\lambda_{ase}}{2}}^{\lambda_{ase,\mathrm{i}}+\frac{\Delta\lambda_{ase}}{2}} \Gamma(N,\lambda)\, g_m'(N,\lambda)\, \mathrm{d}\lambda \approx \Gamma(N,\lambda_{ase,\mathrm{i}})\, \Delta\lambda_{ase}\, g_m'(N,\lambda_{ase,\mathrm{i}}) \tag{2.38}$$

Cette linéarisation consiste en une approximation, dont la validité décroît avec l'augmentation de $\Delta\lambda_{ase}$. La figure 2.20 montre la dégradation de l'approximation à une longueur d'onde et une densité de porteurs données en fonction de $\Delta\lambda_{ase}$. La valeur 1 correspond à l'intégrale du taux d'émission spontanée sur toute la plage spectrale où il est non nul (de $2\,\lambda_p(N) - \lambda_z(N)$ à $\lambda_z(N)$ suivant notre définition polynomiale). Nous

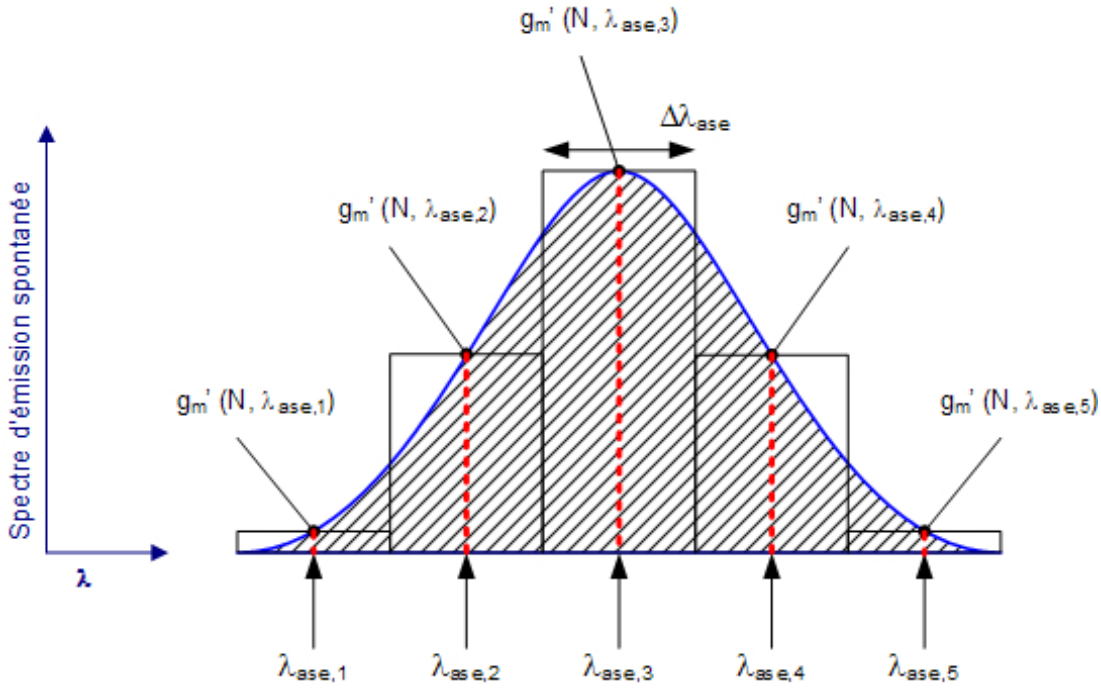


FIG. 2.19 – Représentation d'un découpage du spectre d'émission spontanée en $M_{ase} = 5$ pseudo-modes. $\Delta\lambda_{ase}$ définit la largeur spectrale que représente un pseudo-mode centré sur la longueur d'onde $\lambda_{ase,\mathrm{i}}$.

avons donc représenté les deux fonctions suivantes :

$$\text{Expression exacte} \rightarrow \frac{\int_{\lambda_{ase,\mathrm{i}}-\frac{\Delta\lambda_{ase}}{2}}^{\lambda_{ase,\mathrm{i}}+\frac{\Delta\lambda_{ase}}{2}} \Gamma(N,\lambda)\, g'_m(N,\lambda)\,\mathrm{d}\lambda}{\int_{2\,\lambda_p(N)-\lambda_z(N)}^{\lambda_z(N)} \Gamma(N,\lambda)\, g'_m(N,\lambda)\,\mathrm{d}\lambda}$$

$$\text{Approximation} \rightarrow \frac{\Gamma(N,\lambda_{ase,\mathrm{i}})\,\Delta\lambda_{ase}\, g'_m(N,\lambda_{ase,\mathrm{i}})}{\int_{2\,\lambda_p(N)-\lambda_z(N)}^{\lambda_z(N)} \Gamma(N,\lambda)\, g'_m(N,\lambda)\,\mathrm{d}\lambda}$$

Nous pouvons noter que la représentation a été faite à une densité de porteurs donnée. De manière générale, à $\Delta\lambda_{ase}$ donné, plus N augmente et plus l'approximation est vérifiée (plus l'émission spontanée est étalée spectralement).

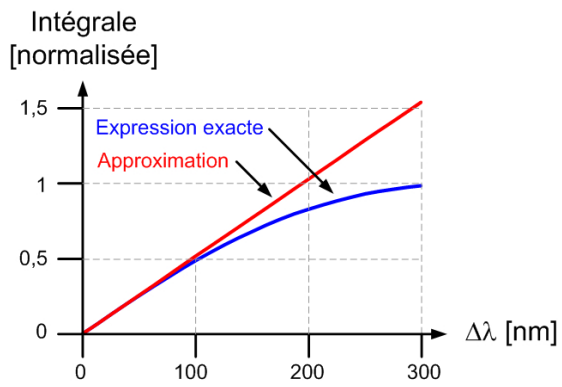


FIG. 2.20 – Comparaison entre l'intégrale de g'_m et son approximation en fonction de $\Delta\lambda_{ase}$ autour du pic d'ASE à une densité de porteurs donnée correspondant à un gain de 20 dB.

$\Delta\lambda_{ase}$ [nm]	1	5	10	20	50	100	150	200
erreur [%]	0,00065	0,016	0,064	0,25	1,5	6	13	24

TAB. 2.1 – Comparaison entre l'intégrale de g'_m et son approximation en fonction de $\Delta\lambda_{ase}$, centré sur le pic d'ASE. Le calcul est effectué avec une densité de porteurs correspondant à un gain de 20 dB

Nous avons reporté dans le tableau 2.1 l'erreur commise en % lorsqu'on utilise l'approximation linéaire au lieu de l'intégrale en fonction de la largeur spectrale du pseudo-mode, c'est-à-dire $\frac{\Delta\lambda_{ase}\, g'_m(N,\lambda_{ase,\mathrm{i}})}{\int_{\lambda_{ase,\mathrm{i}}-\frac{\Delta\lambda_{ase}}{2}}^{\lambda_{ase,\mathrm{i}}+\frac{\Delta\lambda_{ase}}{2}} g'_m(N,\lambda)\,\mathrm{d}\lambda}$. Pour la maximiser, cette erreur a été calculée autour du pic d'ASE (à une densité de porteurs correspondant à un gain de 20 dB).

Nous voyons donc que notre modélisation en pseudo-modes est pleinement justifiée, et nous définissons usuellement 8 pseudo-modes de 20 nm chacun. Il arrive cependant que nous n'en définissions qu'un de 160 nm afin de gagner en temps de calcul, au détriment d'un peu de précision.

2.6 Facteur de bruit

Nous allons voir dans cette section que le facteur de bruit (NF) est lié au gain et à la puissance d'ASE. Notre modélisation ne calcule donc pas indépendamment le facteur de bruit. Celui-ci est donné de manière générale comme le quotient du rapport signal à bruit à l'entrée du composant par le rapport signal à bruit à la sortie de ce même composant. Ceci permet de décrire la dégradation apportée en terme de bruit pour un signal donné par n'importe quel élément d'une chaîne de transmission. Nous donnons dans cette section la définition optique du facteur de bruit dans les SOA et vérifions la validité de notre mode de calcul.

2.6.1 Définition optique

Le facteur de bruit admet plusieurs définitions [72], selon qu'il se mesure dans le domaine électrique ou optique. Sa définition électrique est liée au fait que les quantités sont mesurées à travers une photodiode qui convertit les watts optiques en volts et que toutes les quantités sont alors électriques. La définition optique du facteur de bruit est utilisée lorsque la mesure conserve les quantités dans le domaine optique. C'est ce que nous avons fait, comme le montre le schéma de principe de nos mesures, figure 3.9 page 113.

La définition du facteur de bruit pour les amplificateurs optiques ne considère généralement que le bruit de battement signal-ASE et le bruit de grenaille. La définition du facteur de bruit F, dans laquelle $G(\nu)$ est le gain simple passage du SOA à la fréquence ν et $p_{ase}(\nu)$ la densité spectrale d'ASE à la fréquence ν et dans la même polarisation que $G(\nu)$ [72, 73], est donnée par (en échelle linéaire) :

$$F = \frac{2\,p_{ase}(\nu)}{G(\nu)\,h\,\nu} + \frac{1}{G(\nu)} \tag{2.39}$$

Généralement, le facteur de bruit est mesuré là où il a de l'intérêt pour les télécommunications, c'est-à-dire dans le domaine spectral où les signaux sont amplifiés, dans la bande passante des SOA. Le terme $\frac{1}{G(\nu)}$ est alors minime et sa définition se résume à la relation 2.40 (en échelle linéaire), pour laquelle nous avons remplacé $p_{ase}(\nu)$ par la quantité mesurable, c'est-à-dire $\frac{P_{ase}(\nu)}{\Delta\nu}$ où $P_{ase}(\nu)$ est la puissance d'ASE à la longueur d'onde ν, intégrée sur $\Delta\nu$ et dans la même polarisation que $G(\nu)$. Il convient de noter que l'augmentation de $\Delta\nu$ provoque une augmentation de $P_{ase}(\nu)$.

$$F = \frac{2\,P_{ase}(\nu)}{G(\nu)\,h\,\nu\,\Delta\nu} \tag{2.40}$$

Nous voyons que pour reproduire le calcul du facteur de bruit par simulation, nous avons besoin de définir une longueur d'onde d'ASE qui puisse représenter une certaine largeur spectrale d'ASE (liée à $\Delta\nu$) centrée sur la longueur d'onde du signal. Cette longueur d'onde d'ASE (appelée ASE_{sond}) n'intervient pas sur la densité de porteurs

puisque son influence est déjà prise en compte par les M_{ase} pseudo-modes d'ASE définis précédemment, même si la densité de porteurs intervient dans sa définition. Nous lui donnons pour largeur spectrale 0,1 nm, ce qui correspond à la résolution de l'analyseur de spectre utilisé lors des mesures.

L'ordre des composants dans une chaîne de transmission a un impact sur le facteur de bruit de l'ensemble. Le facteur de bruit de la cascade de N éléments peut être calculé en fonction du facteur de bruit (donné par l'équation 2.39) et du gain de chaque élément par la formule suivante [74] (en échelle linéaire) :

$$F = F_1 + \frac{F_2 - 1}{G_1} + \frac{F_3 - 1}{G_1\, G_2} + \cdots + \frac{F_N - 1}{G_1\, G_2 \ldots G_{N-1}} \tag{2.41}$$

où F_{i} est le facteur de bruit de l'élément i et G_{i} son gain.

Toutes les quantités avec lesquelles nous travaillons sont dans le domaine optiques, ce sont des puissances dont les valeurs sont données en mW ou en leur équivalent en échelle logarithmique, le dBm. Le NF est quant à lui généralement donné en dB. Nous avons la relation suivante :

$$NF = 10\,\log(F)$$

2.6.2 Validation théorique de notre modélisation

Pour une simulation correcte du NF, il est important de bien restituer le gain et l'ASE du SOA. En fait, il est primordial de bien calculer le coefficient de gain et le gain matériau du SOA. En effet, un calcul approché permet de se rendre compte que le NF est directement lié au rapport $2\frac{g'_m}{g_m}$.

Pour ce faire, nous calculons la puissance de l'ASE en sortie d'un SOA de longueur L, en considérant par souci de simplification qu'il n'y a qu'une seule section de calcul :

$$P_{ase} = h\,\nu\,\Delta\nu\,\frac{\Gamma}{w\,d}\,g'_m\,\frac{e^{g_n\,L} - 1}{g_n} \tag{2.42}$$

Nous rappelons que le gain simple passage du même SOA est donné par :

$$G = e^{g_n\,L}$$

L'expression 2.40 du facteur de bruit peut être simplifiée pour $G \gg 1$ et en considérant $\alpha \approx 0$ et $\Gamma = 1$. Cette expression vaut, en dB :

$$NF = 10\,log(2\,\frac{g'_m}{g_m})$$

Ainsi, le simple rapport $2\frac{g'_m}{g_m}$ nous donne une image du facteur de bruit à un coefficient près. Le rapport $2\frac{g'_m}{g_m}$ est en quelque sorte le facteur de bruit "intrinsèque" du matériau ou facteur de bruit limite puisque nous considérons ici une structure parfaitement guidante ($\Gamma = 1$) et vierge de tout défaut ($\alpha = 0$). Nous avons comparé ce rapport

suivant le modèle utilisé, avec une approche physique ou une approche phénoménologique (figure 2.21). Nous constatons que les courbes issues des deux définitions sont quasiment superposées, même si elles tendent à s'écarter au-delà de 1580 nm, ce qui correspond à l'origine du désaccord entre les deux modèles que nous apercevons aussi sur les figures 2.9 et 2.16.

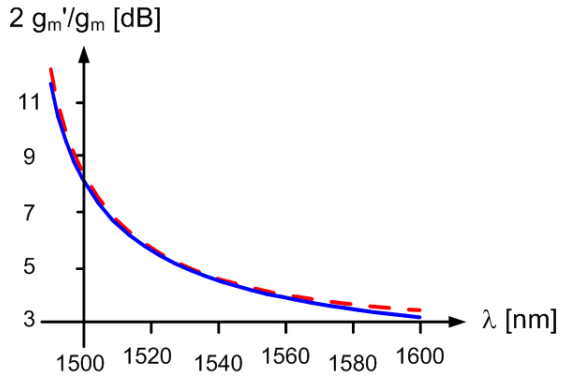
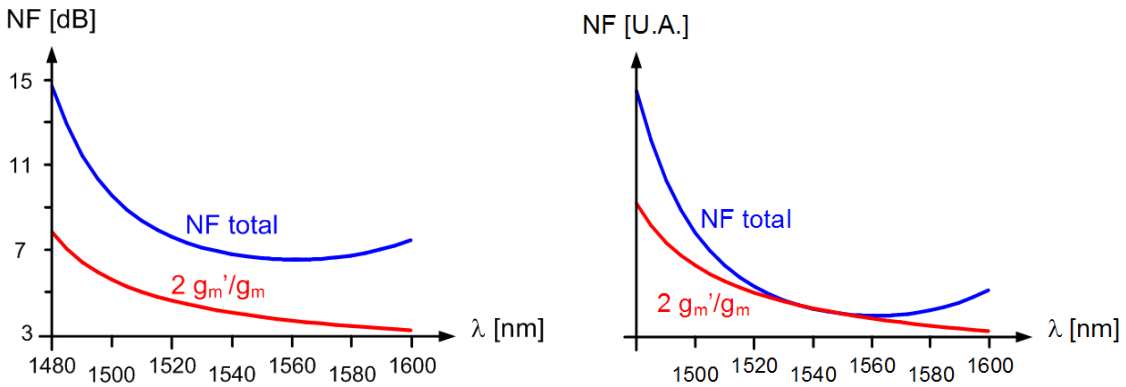


FIG. 2.21 – Comparaison du NF approchée selon son obtention, soit par l'approche physique (trait pointillé, rouge), soit par l'approche polynomiale (trait continu, bleu).

Nous allons maintenant calculer analytiquement le NF pour un SOA découpé en une seule section de calcul afin de comparer le rapport $2\frac{g'_m}{g_m}$ au facteur de bruit réel d'un SOA. Ceci permet une analyse plus fine du NF hors de la bande passante du gain.



(a) Comparaison absolue en dB.

(b) Comparaison relative en dB.

FIG. 2.22 – Comparaison entre les expressions totale et approchée du NF (sans considérer les pertes d'insertion).

La figure 2.22 confirme l'hypothèse selon laquelle le simple rapport $2\frac{g'_m}{g_m}$ nous donne une image du facteur de bruit à un coefficient près. Nous y comparons en effet le NF

théorique et le rapport, en dB, $10\,log(2\,\frac{g'_m}{g_m})$. Les deux calculs amènent sensiblement aux mêmes pentes au niveau du pic de gain (autour de 1540 nm), le décalage étant essentiellement dû aux pertes non nulles et au facteur de confinement non unitaire. La figure 2.22(b) présente les mêmes courbes qu'à la figure 2.22(a) mais en les faisant coïncider autour du pic de gain.

La figure 2.23 présente le NF sur une très grande plage spectrale (1450 - 1710 nm). Celui-ci est obtenu par calcul en présence d'une seule section de calcul. Il est de plus défini de manière "totale" pour les deux courbes (prise en compte de l'équation 2.39), la différence réside dans le fait que la courbe bleue présente le NF d'un SOA réel et la courbe rouge celui d'un SOA "idéal". Nous entendons par "idéal" un SOA dont le facteur de confinement vaut 1 et dont les pertes internes sont nulles ($\Gamma = 1$ et $\alpha = 0$). Nous sommes donc en présence d'un SOA qui ne présente aucun défaut et dont le mode guidé se trouve entièrement confiné dans la zone active. Dans le cas d'un SOA idéal, nous précisons que sa courbe se superpose parfaitement à celle du rapport $2\frac{g'_m}{g_m}$ sur plus de 200 nm (ici de 1480 à 1680 nm).

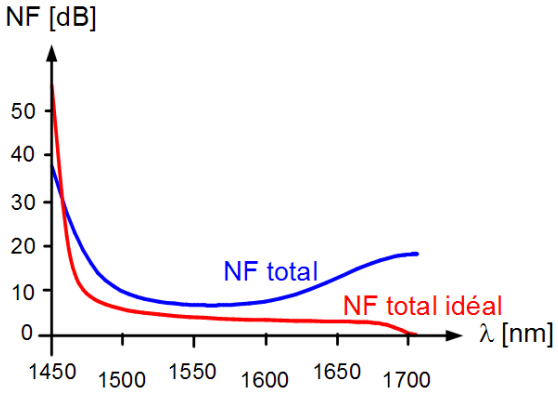


FIG. 2.23 – Comparaison très large-bande entre le NF total et celui d'un SOA idéal ($\Gamma = 1$ et $\alpha = 0$).

Nous observons que, du côté des courtes longueurs d'onde, le NF devient très important quelque soit la courbe. Ceci vient du fait qu'en dehors de la bande passante du gain, c'est le coefficient $\frac{1}{G}$ qui devient prépondérant et qui relate le facteur de bruit d'une très forte absorption.

De l'autre côté du spectre, vers les grandes longueurs d'onde, le gain matériau devient transparent et il n'y a plus d'émission spontanée (ici à partir d'environ 1705 nm). Ceci implique que nous avons le NF d'un composant passif, autrement dit le NF tend vers les pertes α du SOA. Dans le cas d'un SOA réel, les pertes sont non nulles et le NF se détériore à partir d'environ 1560 nm pour tendre vers celles-ci. Dans le cas d'un SOA idéal, les pertes sont nulles et le NF ne fait que décroître pour tendre vers sa limite quantique, 3 dB. Celle-ci est ensuite brusquement franchie (à partir de 1680 nm) et le NF tend vers 0 dB, qui est bien le NF théorique d'un composant inerte (ni pertes, ni

gain, ni émission spontanée, et confinement idéal). Cette valeur est en effet atteinte à partir de la longueur d'onde de transparence du gain matériau (ici environ 1705 nm).

Nous avons montré que notre modèle permet de bien décrire le gain, l'ASE et le NF. Le fait que $g_m^{'}$ et g_m soient intimement liés dans notre modélisation renforce la bonne modélisation du NF sur une très large plage spectrale. Ceci semble en effet primordial pour une modélisation correcte du NF.

2.7 Électrode et densité de porteurs

Dans les sections précédentes, nous avons établi toutes les équations nécessaires à l'amplification des signaux, à la génération de l'émission spontanée et à l'étude du bruit généré dans le SOA. Toutes ces équations sont basées sur la connaissance de la densité de porteurs N. Dans la réalité, nous ne maîtrisons pas cette grandeur mais manipulons des courants et tensions électriques. Cette section a pour objectif de présenter la manière dont nous calculons la densité de porteurs à partir des différents courants et tensions aux bornes du SOA. Ce calcul suppose de déterminer l'équivalent électrique de chaque couche composant le SOA. Pour cela, regardons de plus près la structure globale d'un SOA en incluant les dimensions de ses différentes couches (figure 2.24).

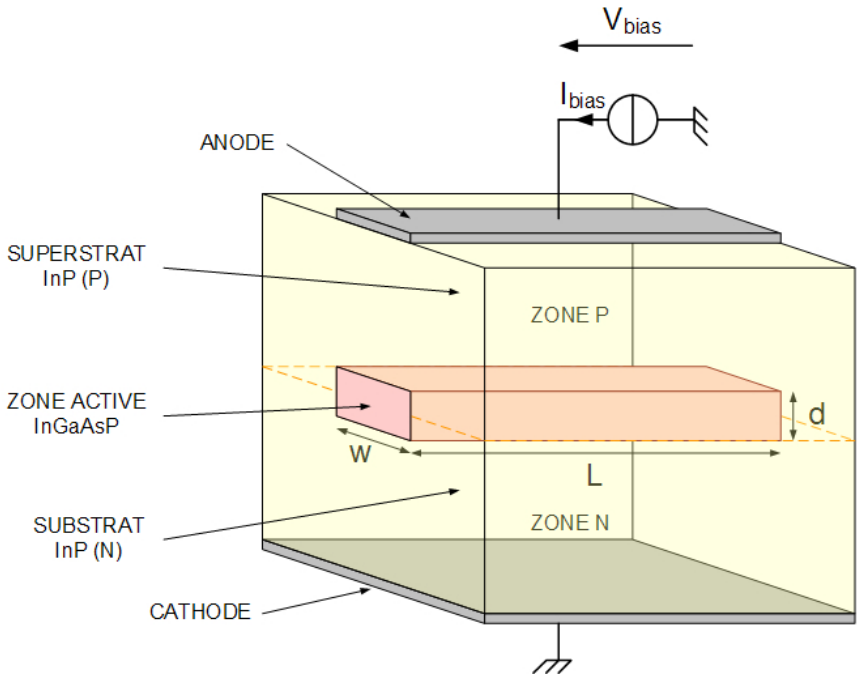


FIG. 2.24 – Représentation schématique des différentes dimensions du SOA.

Nous constatons que cette structure est celle d'une diode à hétérojonction (PIN) dont la zone de charge d'espace (ZCE) est en fait la zone active du SOA. Le comportement électrique du SOA peut donc être calqué sur celui d'une diode, et les équations permettant de calculer la densité de porteurs sont aisément déterminées. Notons que pour toute cette section et contrairement à ce qui a été fait jusqu'à présent, nous définissons N_{k} la densité de porteurs dans chaque section de calcul k, afin de bien montrer la complexité du calcul puisque chaque section possède sa propre densité de porteurs. Nous supposons que toutes les sections de calcul ont même longueur L_s. Si tel n'est pas le cas, il convient alors de distinguer la longueur propre à chaque section de calcul, $L_{s,\mathrm{k}}$.

2.7.1 Équation d'électrode

Nous allons maintenant établir l'équation d'électrode, qui fait le lien entre le courant électrique apporté par un générateur externe et le champ optique qui s'amplifie dans la zone active du SOA. La figure 2.25 présente le schéma électrique équivalent de la structure d'un SOA telle qu'illustrée à la figure 2.24. I_{bias} est le courant d'alimentation du SOA délivré par un générateur de courant externe présentant à ses bornes une tension V_{bias}. Chaque section de calcul voit passer un courant $I_{el,\mathrm{k}}$ et présente une résistance $\frac{R_l}{L_s}$ liée à la propagation des électrons dans le substrat et le superstrat. La zone active présente à ses bornes une tension $V_{j,\mathrm{k}}$ et des courants de recombinaisons liés à divers processus apportent ou enlèvent des électrons. Ces courants, ainsi que le détail de leur calcul, seront donnés aux paragraphes 2.7.2, 2.7.3 et 2.7.4. Le courant $I_{dN/dt,k}$ exprime l'équilibre ou non de la jonction : ce courant vaut 0 si la jonction est à l'équilibre. Les différents courants dépendent de la densité de porteurs, tout comme la tension aux bornes de la zone active.

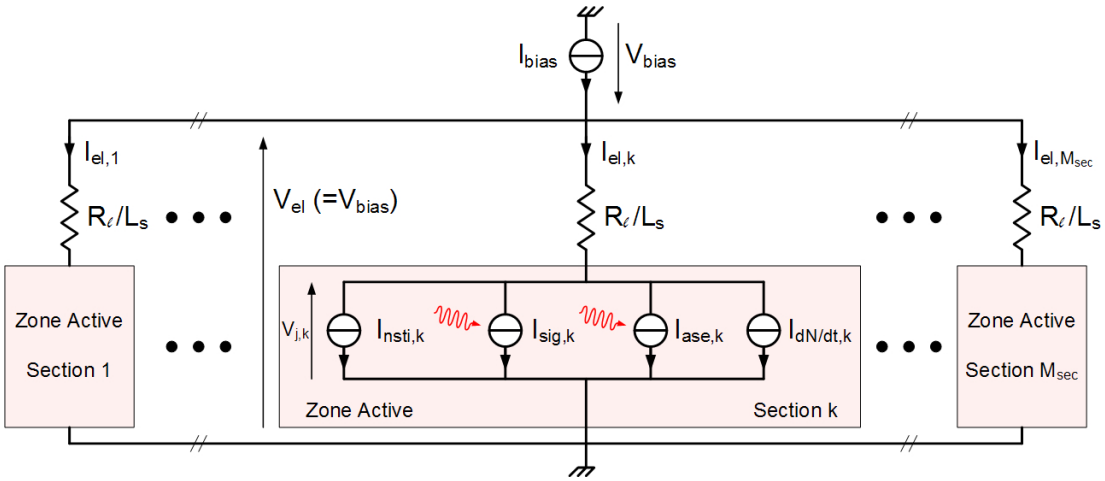


FIG. 2.25 – Schéma de modélisation électrique des SOA.

La quasi-équation de diode (quasi à cause du facteur d'idéalité) donnant la densité de porteurs N_k en fonction de la tension aux bornes de la zone active $V_{j,\mathrm{k}}$ est donnée par :

$$N_\mathrm{k} = N_e \, e^{\frac{V_{j,\mathrm{k}}}{\eta \, U_T}} \tag{2.43}$$

avec

- N_k : densité de porteurs dans la zone active de la k^{ième} section de calcul
- N_e : densité de porteurs à l'équilibre
- $V_{j,\mathrm{k}}$: tension électrique aux bornes de la zone active du SOA
- $U_T = \frac{k_B \, T}{q_e}$: tension thermodynamique
- η : facteur d'idéalité
- k_B : constante de Boltzmann

- T : température du composant
- q_e : charge électrique élémentaire

Soit R la résistance totale du SOA ramenée à l'électrode :

$$R = \frac{\rho_n\, d_n + \rho_p\, d_p}{w\, L}$$

où ρ_n (resp. ρ_p) est la résistivité de la zone dopée N (resp. P) du substrat.

Considérons maintenant le découpage en M_{sec} sections de calcul qui appelle à définir $L_s = \frac{L}{M_{sec}}$ la longueur d'une section (en supposant toutes les sections de même longueur...), la résistance d'une section est donnée par :

$$R_{section} = \frac{\rho_n\, d_n + \rho_p\, d_p}{w\, L_s}$$

Nous obtenons $R_{section} = \frac{R_l}{L_s}$ en définissant

$$R_l = \frac{\rho_n\, d_n + \rho_p\, d_p}{w} \tag{2.44}$$

Dans la suite, nous utilisons R_l comme une donnée connue et L_s comme une variable du calcul.

En fonction de la tension aux bornes du SOA et en prenant en compte la résistance d'une section donnée précédemment, l'équation 2.43 devient :

$$N_{\mathrm{k}} = N_e\, e^{\frac{V_{el} - \frac{R_l}{L_s} I_{el,\mathrm{k}}}{\eta \frac{k_B\, T}{q_e}}}$$

ou de manière équivalente :

$$\ln(\frac{N_{\mathrm{k}}}{N_e}) = \frac{V_{el} - \frac{R_l}{L_s} I_{el,\mathrm{k}}}{\eta \frac{k_B\, T}{q_e}} \tag{2.45}$$

avec
- V_{el} : tension électrique aux bornes du SOA
- $I_{el,\mathrm{k}}$: courant électrique d'alimentation de la k^{ième} section de calcul
- R_l : résistance linéique
- L_s : longueur d'une section de calcul

Les courants de recombinaisons I_{sig}, I_{ase} et I_{nsti} de la figure 2.25 peuvent s'exprimer sous la forme de taux de recombinaisons R_{sig}, R_{ase} et R_{nsti} à travers la formule suivante :

$$I_{\{nsti,sig,ase\}} = q_e\, L_s\, w\, d\, R_{\{nsti,sig,ase\}} \tag{2.46}$$

Ces taux de recombinaisons ne sont pas des constantes mais dépendent de la densité de porteurs, le détail de leur calcul est donné aux sections 2.7.2, 2.7.3 et 2.7.4. La densité de porteurs N_k dans la section k est calculée à partir du courant électrique injecté et des différents taux de recombinaisons en résolvant l'équation différentielle suivante [75] :

$$\frac{\mathrm{d}\,N_\mathrm{k}}{\mathrm{d}\,t} = \frac{I_{el,\mathrm{k}}}{q_e\,L_s\,w\,d} - R_{sig,\mathrm{k}}(N_\mathrm{k}) - R_{ase,\mathrm{k}}(N_\mathrm{k}) - R_{nsti,\mathrm{k}}(N_\mathrm{k}) \tag{2.47}$$

avec
- $L_s\,w\,d$: volume de la zone active
- $R_{sig,\mathrm{k}}(N_\mathrm{k})$: recombinaisons dues à l'amplification des signaux optiques incidents
- $R_{ase,\mathrm{k}}(N_\mathrm{k})$: recombinaisons dues à la génération et à l'amplification de l'émission spontanée
- $R_{nsti,\mathrm{k}}(N_\mathrm{k})$: recombinaisons non stimulées

Une manière plus simple d'exprimer l'équation précédente est de considérer linéairement dépendants de N_k les différents termes de recombinaisons, et elle devient alors :

$$\frac{\mathrm{d}\,N_\mathrm{k}}{\mathrm{d}\,t} = \frac{I_{el,\mathrm{k}}}{q_e\,L_s\,w\,d} - \frac{N_\mathrm{k}}{\tau_e} \tag{2.48}$$

où τ_e est appelé durée de vie des porteurs. Nous pouvons alors arbitrairement assigner une valeur à τ_e. L'équation 2.47 peut cependant être retrouvée en rendant τ_e dépendant de N_k par la relation suivante :

$$\tau_e = \frac{N_\mathrm{k}}{R_{sig,\mathrm{k}}(N_\mathrm{k}) + R_{ase,\mathrm{k}}(N_\mathrm{k}) + R_{nsti,\mathrm{k}}(N_\mathrm{k})} \tag{2.49}$$

2.7.2 Recombinaisons stimulées dues aux signaux

Les photons des M_{sig} signaux provoquent des recombinaisons lors de l'émission stimulée, c'est-à-dire qu'ils provoquent la transition d'un électron de la bande de conduction à la bande de valence, rendant celui-ci indisponible pour participer au gain du SOA. Plus il y a de photons et plus les électrons changent de bande, saturant ainsi le gain potentiellement disponible. Nous prenons en compte cette saturation due aux M_{sig} signaux par la relation suivante :

$$R_{sig,\mathrm{k}}(N_\mathrm{k}) = \sum_{\mathrm{i}=1}^{M_{sig}} R_{sig,\mathrm{k},\mathrm{i}}(N_\mathrm{k}, \lambda_{sig,\mathrm{i}}) \tag{2.50}$$

Nous définissons l'intensité photonique comme le module carré de tous les champs présents dans la section de calcul. Afin de simplifier le problème, nous considérons que les produits croisés sont nuls ou du moins suffisamment négligeables pour n'être pas

pris en compte [46]. Le taux de recombinaisons peut alors être exprimé en fonction de l'intensité photonique de chaque signal pris séparément [76, 46] :

$$R_{sig,\mathrm{k,i}}(N_\mathrm{k}, \lambda_{sig,\mathrm{i}}) = \frac{\lambda_{sig,\mathrm{i}}}{h\,c}\, g_m(N_\mathrm{k}, \lambda_{sig,\mathrm{i}})\, \frac{1}{L_s} \int_{(k-1)\,L_s}^{k\,L_s} \mathscr{I}_{\mathrm{k,i}}(z)\,\mathrm{d}z \tag{2.51}$$

où l'intensité photonique $\mathscr{I}_{\mathrm{k,i}}(z)$ du signal de longueur d'onde $\lambda_{sig,\mathrm{i}}$ pour chaque abscisse z de la section de calcul k est donnée par :

$$\mathscr{I}_{\mathrm{k,i}} = \left|\mathscr{E}^+_{\mathrm{k,i}} + \mathscr{E}^-_{\mathrm{k,i}}\right|^2 \approx \left|\mathscr{E}^+_{\mathrm{k,i}}\right|^2 + \left|\mathscr{E}^-_{\mathrm{k,i}}\right|^2 = \left|\mathscr{F}^+_{\mathrm{k,i}}\right|^2 + \left|\mathscr{F}^-_{\mathrm{k,i}}\right|^2$$

Le taux de recombinaisons peut être finalement exprimé, après intégration, à partir de l'intensité photonique entrant dans la section de calcul $\mathscr{I}_{in,\mathrm{k,i}} = \left|\mathscr{F}^+_{in,\mathrm{k,i}}\right|^2 + \left|\mathscr{F}^-_{in,\mathrm{k,i}}\right|^2$. Chaque signal provoque donc un taux de recombinaisons $R_{sig,\mathrm{k,i}}$ qui dépend du nombre de photons à la longueur d'onde $\lambda_{sig,\mathrm{i}}$:

$$R_{sig,\mathrm{k,i}}(N_\mathrm{k}, \lambda_{sig,\mathrm{i}}) = \frac{\lambda_{sig,\mathrm{i}}}{h\,c}\, g_m(N_\mathrm{k}, \lambda_{sig,\mathrm{i}})\, \frac{e^{g_n(N_\mathrm{k},\lambda_{sig,\mathrm{i}})\,L_s} - 1}{g_n(N_\mathrm{k}, \lambda_{sig,\mathrm{i}})\,L_s}\, \mathscr{I}_{in,\mathrm{k,i}} \tag{2.52}$$

Nous ne prenons pas le module carré de la somme de tous les champs signaux présents dans le SOA mais seulement la somme des modules carrés, ce qui revient à faire la somme des intensités. Considérer le module carré de la somme devient indispensable lorsque le battement (ou différence de fréquence) entre deux signaux devient "basse fréquence", c'est-à-dire tombe dans la bande passante de la densité de porteurs, typiquement en dessous de quelques dizaines de GHz. Ce battement provoque alors des phénomènes appelés *mélange à quatre ondes*, ceci sera discuté à la section 3.6.2 page 141.

2.7.3 Recombinaisons spontanées et stimulées dues à l'ASE

L'ASE, de par la génération des photons par émission spontanée et par l'amplification de ces photons par émission stimulée, participe pour une part non négligeable à la saturation de la densité de porteurs. Chaque pseudo-mode provoque son propre taux de recombinaisons $R_{ase,\mathrm{k,i}}$, et le taux de recombinaisons global $R_{ase,\mathrm{k}}$ dû aux M_{ase} pseudo-modes dans chaque section k est calculé comme suit :

$$R_{ase,\mathrm{k}}(N_\mathrm{k}) = \sum_{\mathrm{i}=1}^{M_{ase}} R_{ase,\mathrm{k,i}}(N_\mathrm{k}, \lambda_{ase,\mathrm{i}}) \tag{2.53}$$

Dans le cas limite où nous aurions une infinité de modes de largeur infinitésimale, le calcul passe d'une somme à une intégrale. λ_{min} et λ_{max} sont les bornes entre lesquelles l'émission spontanée est suffisamment puissante pour être prise en compte ($\lambda_{max} = \lambda_z(N)$ par exemple) :

$$R_{ase,\mathrm{k}}(N_\mathrm{k}) = \int_{\lambda_{min}}^{\lambda_{max}} R_{ase,\mathrm{k}}(N_\mathrm{k}, \lambda)\,\mathrm{d}\lambda \tag{2.54}$$

où $R_{ase,\mathrm{k}}(N_\mathrm{k},\lambda)$ est une *densité spectrale* de recombinaisons étant donné qu'il a pour largeur spectrale $\mathrm{d}\lambda$ et non plus $\Delta\lambda_{ase}$.

Lors du calcul du taux de recombinaisons liées à l'ASE, nous appliquons le même calcul que pour le signal (équation 2.51), à savoir l'intégrale de tous les modules carrés des champs présents dans la section de calcul. Appliquée à l'ASE, cette relation devient :

$$R_{ase,\mathrm{k,i}}(N_\mathrm{k},\lambda_{ase,\mathrm{i}}) = \frac{\lambda_{ase,\mathrm{i}}}{h\,c}\,g_m(N_\mathrm{k},\lambda_{ase,\mathrm{i}})\,\frac{1}{L_s}\int_{(k-1)\,L_s}^{k\,L_s}\mathscr{I}_{ase,\mathrm{k,i}}(z)\,\mathrm{d}z \tag{2.55}$$

où l'intensité photonique $\mathscr{I}_{ase,\mathrm{k,i}}(z)$ du pseudo-mode d'ASE de longueur d'onde $\lambda_{ase,\mathrm{i}}$ pour chaque abscisse z de la section de calcul k contient un terme d'amplification et un terme d'émission spontanée (équation 2.34).

Afin de calculer le taux de recombinaisons dues à l'ASE, nous dénombrons tous les photons présents dans la section, d'où une intégration supplémentaire par rapport à z qui, tous calculs faits, donne :

$$\begin{aligned}
&R_{ase,\mathrm{k,i}}(N_\mathrm{k},\lambda_{ase,\mathrm{i}}) = \\
&\qquad \frac{\lambda_{ase,\mathrm{i}}}{hc}\,g_m(N_\mathrm{k},\lambda_{ase,\mathrm{i}})\left(\frac{e^{g_n(N_\mathrm{k},\lambda_{ase,\mathrm{i}})\,L_s}-1}{g_n(N_\mathrm{k},\lambda_{ase,\mathrm{i}})\,L_s}\left(\mathscr{I}^{+}_{ase,in,\mathrm{k,i}}+\mathscr{I}^{-}_{ase,in,\mathrm{k,i}}\right)\right. \\
&\left.+2\,\frac{\Gamma(N_\mathrm{k},\lambda_{ase,\mathrm{i}})}{w\,d}\,\frac{h\,c}{\lambda_{ase,\mathrm{i}}}\,\frac{e^{g_n(N_\mathrm{k},\lambda_{ase,\mathrm{i}})\,L_s}-g_n(N_\mathrm{k},\lambda_{ase,\mathrm{i}})\,L_s-1}{(g_n(N_\mathrm{k},\lambda_{ase,\mathrm{i}}))^2\;L_s}\,r_{sp}(N_\mathrm{k},\lambda_{ase,\mathrm{i}})\right)
\end{aligned} \tag{2.56}$$

où le coefficient 2 représente la prise en compte de l'émission spontanée dans les deux directions de propagation.

En remplaçant r_{sp} par son expression en fonction du coefficient de gain g'_m (équation 2.35, dans le cas d'un SOA quasi-insensible à la polarisation), nous trouvons :

$$\begin{aligned}
&R_{ase,\mathrm{k,i}}(N_\mathrm{k},\lambda_{ase,\mathrm{i}}) = \\
&\qquad \frac{\lambda_{ase,\mathrm{i}}}{hc}\,g_m(N_\mathrm{k},\lambda_{ase,\mathrm{i}})\left(\frac{e^{g_n(N_\mathrm{k},\lambda_{ase,\mathrm{i}})\,L_s}-1}{g_n(N_\mathrm{k},\lambda_{ase,\mathrm{i}})\,L_s}\left(\mathscr{I}^{+}_{ase,in,\mathrm{k,i}}+\mathscr{I}^{-}_{ase,in,\mathrm{k,i}}\right)\right. \\
&\left.+4\,\frac{(\Gamma(N_\mathrm{k},\lambda_{ase,\mathrm{i}}))^2}{w\,d}\,\frac{h\,c^2\,\Delta\lambda_{ase}}{\lambda^3_{ase,\mathrm{i}}}\,\frac{e^{g_n(N_\mathrm{k},\lambda_{ase,\mathrm{i}})\,L_s}-g_n(N_\mathrm{k},\lambda_{ase,\mathrm{i}})\,L_s-1}{(g_n(N_\mathrm{k},\lambda_{ase,\mathrm{i}}))^2\;L_s}\,g'_m(N_\mathrm{k},\lambda_{ase,\mathrm{i}})\right)
\end{aligned} \tag{2.57}$$

2.7.4 Recombinaisons non stimulées

En plus de l'action du signal et de l'ASE, des phénomènes non stimulés viennent saturer la densité de porteurs. Ces phénomènes sont d'origines diverses et il est d'usage de les prendre en considération comme suit [29] :

$$R_{nsti,\mathrm{k}} = A_{nr}\,N_\mathrm{k} + B_{ns}\,N_\mathrm{k}^2 + C_{Au}\,N_\mathrm{k}^3 + D_{leak}\,N_\mathrm{k}^{5,5} \tag{2.58}$$

L'origine des différents coefficients de recombinaisons est donnée selon la liste suivante :

- A_{nr} : coefficient de recombinaisons non radiatives sur les pièges et centres d'impuretés
- B_{ns} : coefficient de recombinaisons non stimulées
- C_{Au} : coefficient de recombinaisons par effet Auger
- D_{leak} : coefficient de recombinaisons représentant les courants de fuite (non pris en compte dans l'utilisation du modèle car non discernables des autres dans notre gamme de courants de fonctionnement)

Il est à noter que le coefficient B_{ns} représente les recombinaisons non stimulées autres que celles provoquées par l'émission spontanée *dans le guide*, puisqu'elles sont déjà prises en compte dans le terme $R_{ase,\mathrm{k}}(N_\mathrm{k})$ (cf. équation 2.57).

2.8 Réflectivités

Les amplificateurs optiques à semi-conducteurs sont des lasers Fabry-Pérot dont on diminue le plus possible leurs réflectivités afin de les rendre *simple-passage*. Les traitements et structures actuels permettent d'obtenir de très bonnes réflectivités résiduelles, de l'ordre de 10^{-5}.

Ces solutions sont d'abord le traitement anti-reflet qui consiste à réaliser une adaptation d'indice pour passer d'un milieu d'indice 1 (l'air) à un milieu d'indice environ 3,5 (le quaternaire InGaAsP). Ce traitement peut contenir une, deux, trois ou plus couches intermédiaires [29, 2] selon les performances attendues en termes de sélectivité spectrale et de réduction de la réflectivité. Cette solution permet un passage des réflectivités d'environ 30% (pour des facettes simplement clivées) à 10^{-5} (en utilisant un dépôt multi-couches dont les dimensions sont finement réglées).

Une deuxième solution propose de laisser une zone passive (*fenêtre enterrée*) entre la fin de la zone active et la facette, permettant à un faisceau divergent d'être moins confiné lors de son retour vers la zone active. Cette méthode est généralement réalisée en y associant un adaptateur de mode ou *taper* (cf. section 2.9.2) dont le but est d'empêcher le passage brusque de la zone active à la zone morte (zones d'indices optiques différents).

La dernière solution consiste à désaligner la direction de la zone active par rapport à la direction orthogonale à la facette. L'onde réfléchie voit un angle par rapport à la facette qui l'empêche de revenir vers la zone active. L'inconvénient de cette méthode est de rendre dépendant de la polarisation le coefficient de réflectivité.

En fait c'est généralement un compromis des trois méthodes qui est utilisé (voir figure 2.26) et qui permet de relâcher les contraintes technologiques liées à chacune. Le coefficient de réflectivité atteignable est de l'ordre de 10^{-5} et est suffisant pour minimiser l'ondulation du gain et de l'ASE liée à la présence d'une cavité.

Les coefficients de réflectivité actuels sont très faibles mais ils n'en restent pas moins non nuls et provoquent une ondulation sensible du gain et de l'ASE. Il faut donc prendre en compte la notion de réflectivité afin de restituer au mieux ce que l'on observe par mesure.

La modélisation des zones passives et d'adaptation sera traitée dans la section suivante (2.9.2). Dans cette section, nous allons uniquement considérer la modélisation des réflectivités dues aux facettes du SOA. Nous utilisons deux façons de prendre en compte ces réflectivités.

La première consiste à prendre en compte seulement les effets des facettes sur la puissance des signaux. Cette modélisation ne rend pas compte des effets de filtrage spectral liés à la présence d'une cavité mais permet de rendre compte de la perte de puissance occasionnée par la transmission à travers une facette et de la saturation supplémentaire de la densité de porteurs due à la réflexion d'une partie de la puissance optique dans la cavité. Les réflectivités sont alors quasiment vues comme de simples pertes en puissance optique selon la formule suivante :

$$P_{out}^{\pm} = \mathscr{T}\, P_{in}^{\pm} + \mathscr{R}\, P_{in}^{\mp} \tag{2.59}$$

où $P_{in}^{\pm}$ est la puissance incidente sur l'interface en co- ($^+$) ou contra-propagation ($^-$),

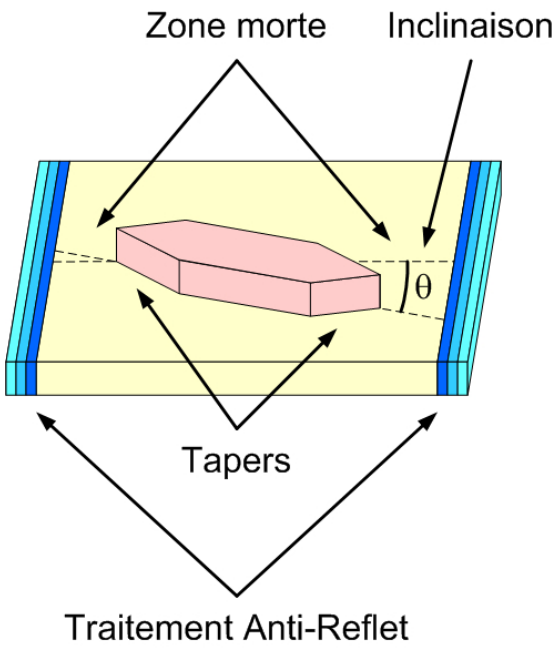


FIG. 2.26 – Présentation des techniques permettant une réduction des réflectivités d'un SOA : traitement anti-reflet, zone passive, zone d'adaptation et désalignement du guide.

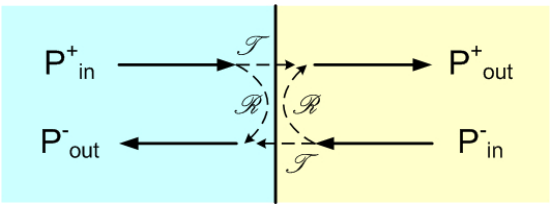


FIG. 2.27 – Présentation des réflectivités en puissance. $P_{in}^{\pm}$: puissance incidente sur l'interface en co- ($^+$) ou contra-propagation ($^-$). $P_{out}^{\pm}$: puissance sortant de l'interface en co- ($^+$) ou contra-propagation ($^-$). $\mathscr{R}$: coefficient de réflectivité en puissance. $\mathscr{T} = 1 - \mathscr{R}$: coefficient de transmission en puissance.

$P_{out}^{\pm}$ la puissance sortant de l'interface en co- ($^+$) ou contra-propagation ($^-$). $\mathscr{R}$ représente le coefficient de réflectivité en puissance, $\mathscr{T} = 1 - \mathscr{R}$ le coefficient de transmission en puissance.

C'est cette définition que nous utilisons pour établir les réflectivités de l'ASE à chaque interface lorsque celle-ci est définie en puissance. La section 3.6.3 montre de plus que cette définition est tout à fait acceptable, au moins qualitativement.

La deuxième façon de modéliser les réflectivités se propose de prendre en compte les aspects interférentiels liés à la réflexion, permettant ainsi de reproduire des effets de filtrage spectral et ainsi d'obtenir l'ondulation spectrale du gain et de l'ASE. Cette modélisation plus complexe est le sujet d'étude des paragraphes suivants.

2.8.1 Conversion "puissance optique $\rightleftarrows$ enveloppe du champ optique"

Nous avons vu à la page 45 que nous avons choisi, en ce qui concerne les signaux, de travailler en champ à l'intérieur du SOA, l'extérieur voyant des puissances optiques, ceci afin de simplifier la modélisation. Nous rappelons ici les dimensions des "entités" se propageant : $\dim[\mathscr{F}] = \dim[\sqrt{\mathscr{I}}] = \dim[\sqrt{\frac{\Gamma P}{w\,d}}]$, où P est la puissance optique, $\mathscr{I}$ l'intensité photonique et $\mathscr{F}$ l'enveloppe du champ optique (attention, sa dimension n'est pas le $^{\mathrm{V}}/_{\mathrm{m}}$ mais le $\sqrt{^{\mathrm{W}}/_{\mathrm{m}^2}}$). Le point d'entrée du SOA étant la facette, il nous apparaît naturel de réaliser la conversion "puissance optique $\rightleftarrows$ champ optique" lors du passage des facettes. Ainsi, le calcul de l'action d'une facette du SOA réalise la conversion et traite la réflectivité dans la même opération (figure 2.29). Il convient de rappeler, conformément à ce qui a été vu à la section 2.2.5 page 37, que toutes ces entités sont complexes. En fait, la notion d'entité complexe ne pose pas de souci pour l'enveloppe du champ, mais peut en poser pour l'intensité ou la puissance. Nous entendons, pour ces dernières, complexes non pas au sens commun d'un nombre complexe, puisque la puissance détectée est forcément réelle et positive, mais au sens d'une modulation, où la puissance détectée représente le module, et la phase un *retard* par rapport à une référence. Comme dans le cas des interférences où deux signaux optiques en opposition de phase se "détruisent" mutuellement, nous utilisons ce concept pour tenir compte des possibles interférences (liées à l'information de phase) tout en ayant une dimension mesurable (liées à l'information du module). Les puissance, intensité et enveloppe du champ optique s'écrivent alors :

$$P = |P|\, e^{i\,\Phi(P)} \qquad ; \qquad \mathscr{I} = |\mathscr{I}|\, e^{i\,\Phi(\mathscr{I})} \qquad ; \qquad \mathscr{F} = |\mathscr{F}|\, e^{i\,\Phi(\mathscr{F})}$$

où $|x|$ représente le module de x et $\Phi(x)$ sa phase.

Le calcul de la conversion se fait en deux étapes. La première est la conversion de puissance à intensité, basée sur la relation suivante, où Γ dépend de la densité de porteurs et de la longueur d'onde (équation 2.28) :

$$\mathscr{I} = \frac{\Gamma(N,\lambda)}{w\,d}\,P \tag{2.60}$$

La deuxième réalise le passage d'intensité à champ selon la relation suivante, où la phase de la porteuse est transmise à son enveloppe :

$$\mathscr{F} = \sqrt{|\mathscr{I}|}\ e^{i\,\Phi(\mathscr{I})} \tag{2.61}$$

En condensant l'écriture, cela donne :

$$\mathscr{F} = \sqrt{\frac{\Gamma(N,\lambda)}{w\,d}\,|P|}\ e^{i\,\Phi(P)} \tag{2.62}$$

Les paragraphes suivants vont maintenant établir les équations de la facette proprement dite, c'est-à-dire les relations entre champs incidents, réfléchis et transmis au niveau de l'interface entre deux milieux optiques distincts.

2.8.2 Interface entre deux milieux distincts

La réflectivité d'une interface est normalement calculée à partir des indices des matériaux de part et d'autre du dioptre. La notion de réflectivité est en effet associée à une interface entre deux milieux d'indices de réfraction optique différents. Nous utilisons ainsi la définition à l'aide des indices pour établir rigoureusement les relations entre champs incidents et champs sortants.

2.8.2.1 Relations générales

Soient n_1 et n_2 les indices de deux milieux distincts formant un dioptre plan (figure 2.28) avec par défaut $n_1 < n_2$.

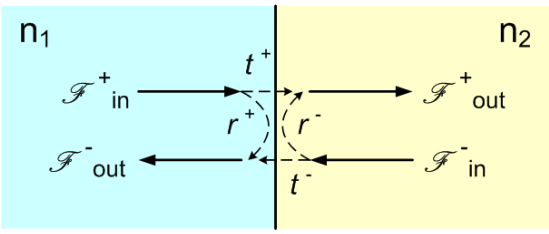


FIG. 2.28 – Interface entre deux milieux d'indices optiques différents avec par défaut $n_1 < n_2$. $\mathscr{F}^{\pm}_{in}$ sont les enveloppes des champs entrant en co- et contra-propagation, $\mathscr{F}^{\pm}_{out}$ les enveloppes des champs sortants en co- et contra-propagation.

La relation entre les champs entrant et sortant via l'interface est donnée par :

$$\mathscr{F}^{\pm}_{out} = t^{\pm}\,\mathscr{F}^{\pm}_{in} + r^{\mp}\,\mathscr{F}^{\mp}_{in} \tag{2.63}$$

où les réflectivités et transmitivités en champ sont données par :

$$r^{+} = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} = -\sqrt{\mathscr{R}} \tag{2.64a}$$

$$t^+ = \frac{2\,n_1}{n_1 + n_2} = 1 + r^+ = 1 - \sqrt{\mathscr{R}} \tag{2.64b}$$

$$r^- = \frac{n_2 - n_1}{n_2 + n_1} = \sqrt{\mathscr{R}} \tag{2.64c}$$

$$t^- = \frac{2\,n_2}{n_2 + n_1} = 1 + r^- = 1 + \sqrt{\mathscr{R}} \tag{2.64d}$$

Tous les coefficients peuvent s'écrire en fonction d'un seul paramètre, $\mathscr{R}$, qui exprime le coefficient de réflectivité en puissance ou en intensité optique. Ainsi nous ne connaissons pas les indices qui composent nos interfaces, d'autant plus que sont appliqués des traitements anti-reflet, mais nous pouvons connaître le coefficient de réflectivité en puissance effectif. Nous posons par défaut $n_1 < n_2$, ce qui impose la relation entre $r^\pm$ et $\mathscr{R}$: $r^\pm = \pm\,\mathrm{sign}(n_1 - n_2)\sqrt{\mathscr{R}}$. Nous avons également la relation $t^\pm = 1 + r^\pm$.

De plus, $r^\pm$ et $t^\pm$ sont a priori complexes puisque le passage de l'interface à la zone active n'est pas forcément immédiat mais peut s'accompagner d'une propagation à travers un matériau passif. Le champ optique voit alors un déphasage supplémentaire dû à l'aller-retour de la zone active à l'interface. Dans ce cas, les coefficients complexes de réflectivité $\boldsymbol{r}^\pm$ et de transmission $\boldsymbol{t}^\pm$ s'écrivent $\boldsymbol{r}^\pm = r^\pm\, e^{i\,\phi_r^\pm}$ et $\boldsymbol{t}^\pm = t^\pm\, e^{i\,\phi_t^\pm}$ où $\phi_r^\pm$ et $\phi_t^\pm$ tiennent compte du déphasage induit par une propagation dans un milieu d'indice donné sur une certaine distance (ces données peuvent être difficilement obtenues en raison de la complexité des structures et n'ont pas d'incidence pour notre étude, aussi nous avons considéré $\boldsymbol{r}^\pm$ et $\boldsymbol{t}^\pm$ comme des nombres réels en posant simplement $\boldsymbol{r}^\pm = r^\pm$ et $\boldsymbol{t}^\pm = t^\pm$).

2.8.2.2 Application aux SOA

Les amplificateurs optiques à semi-conducteurs présentent deux facettes qu'il convient de distinguer. La facette de gauche (située par défaut à $z = 0$) présente une réflectivité en puissance $\mathscr{R}_g$, celle de droite (située par défaut à $z = L$) une réflectivité en puissance $\mathscr{R}_d$. L'indice n_{ext} symbolise l'indice optique du milieu extérieur au SOA (l'air dans notre cas), n_{soa} l'indice effectif du mode dans le SOA. Nous avons a priori $n_{soa} > n_{ext}$. Les coefficients de réflexion et de transmission en champ calculés précédemment (équation 2.64) s'écrivent alors :

Interface de gauche $\mathscr{R}_g$	Interface de droite $\mathscr{R}_d$
$n_1 = n_{ext}$; $n_2 = n_{soa}$	$n_1 = n_{soa}$; $n_2 = n_{ext}$
$r_g^+ = -\sqrt{\mathscr{R}_g}$	$r_d^+ = \sqrt{\mathscr{R}_d}$
$t_g^+ = 1 - \sqrt{\mathscr{R}_g}$	$t_d^+ = 1 + \sqrt{\mathscr{R}_d}$
$r_g^- = \sqrt{\mathscr{R}_g}$	$r_d^- = -\sqrt{\mathscr{R}_d}$
$t_g^- = 1 + \sqrt{\mathscr{R}_g}$	$t_d^- = 1 - \sqrt{\mathscr{R}_d}$

(2.65)

2.8.3 Synthèse conversion-interface

Nous avons présenté séparément dans les paragraphes précédents les différentes opérations que notre modèle effectue au niveau d'une interface : la conversion puissance optique vers enveloppe du champ optique et le calcul des champs transmis et réfléchis par le dioptre supposé plan. Nous allons maintenant rassembler tous ces calculs en un seul, présentant le "bloc interface" (figure 2.29).

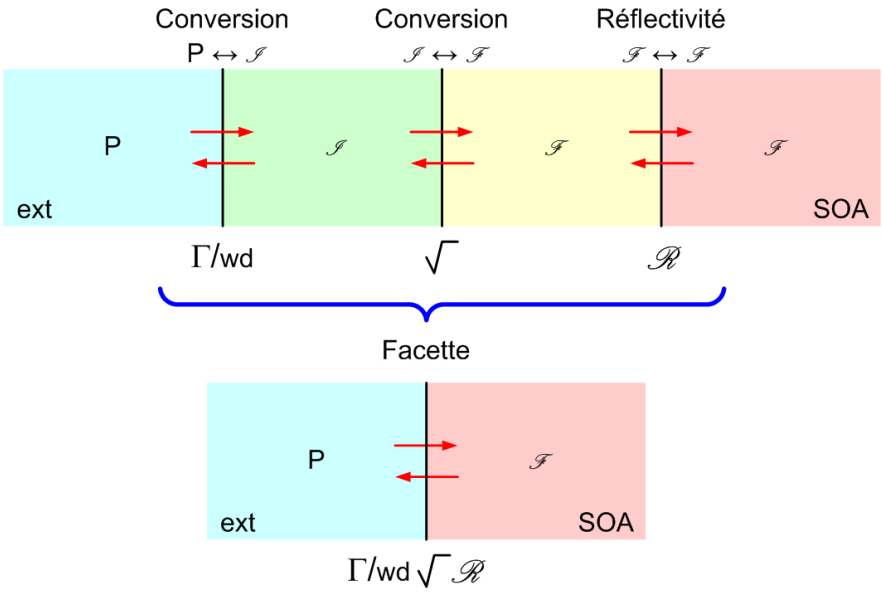


FIG. 2.29 – Présentation de la modélisation d'une facette incluant une conversion. La conversion d'une puissance en un champ optique utilise $\frac{\Gamma}{w\,d}$ et la racine carrée de l'expression calculée. La détermination des ondes transmises et réfléchies utilise $\mathscr{R}$.

Tous calculs faits nous obtenons, conformément à la notation de la figure 2.30, les systèmes d'équations 2.66 pour l'interface de gauche et 2.67 pour l'interface de droite dans lesquels les coefficients $r^{\pm}_{g,d}$ et $t^{\pm}_{g,d}$ sont donnés par le système d'équations 2.65. Nous rappelons que les équations suivantes dépendent de la longueur d'onde $\lambda_{sig,\mathrm{i}}$ du ième signal et de la densité de porteurs des première (N_1) et dernière ($N_{M_{sec}}$) sections. En effet, conformément à ce que nous avons vu à la section 2.4.4 page 54, équation 2.28, le facteur de confinement Γ dépend de la longueur d'onde et de la densité de porteurs.

$$\mathscr{F}^{+}_{in,\mathrm{i},1} = t^{+}_{g}\,\Upsilon^{+} + r^{-}_{g}\,\mathscr{F}^{-}_{out,\mathrm{i},1} \tag{2.66a}$$

$$P^{-}_{out,\mathrm{i}} = \frac{w\,d}{\Gamma_{\mathrm{i},1}}\left|t^{-}_{g}\,\mathscr{F}^{-}_{out,\mathrm{i},1} + r^{+}_{g}\,\Upsilon^{+}\right|^{2}\,e^{i\,\Phi\left(t^{-}_{g}\,\mathscr{F}^{-}_{out,\mathrm{i},1} + r^{+}_{g}\,\Upsilon^{+}\right)} \tag{2.66b}$$

$$\text{avec } \Upsilon^{+} = \sqrt{\frac{\Gamma_{\mathrm{i},1}}{w\,d}\left|P^{+}_{in,\mathrm{i}}\right|}\;e^{i\,\Phi\left(P^{+}_{in,\mathrm{i}}\right)}$$

$$\mathscr{F}^{-}_{in,\mathrm{i},M_{sec}} = t_d^{-}\,\Upsilon^{-} + r_d^{+}\,\mathscr{F}^{+}_{out,\mathrm{i},M_{sec}} \tag{2.67a}$$

$$P^{+}_{out,\mathrm{i}} = \frac{w\,d}{\Gamma_{\mathrm{i},M_{sec}}}\left|t_d^{+}\,\mathscr{F}^{+}_{out,\mathrm{i},M_{sec}} + r_d^{-}\,\Upsilon^{-}\right|^2 e^{i\,\Phi\left(t_d^{+}\,\mathscr{F}^{+}_{out,\mathrm{i},M_{sec}} + r_d^{-}\,\Upsilon^{-}\right)} \tag{2.67b}$$

$$\text{avec } \Upsilon^{-} = \sqrt{\frac{\Gamma_{\mathrm{i},M_{sec}}}{w\,d}\left|P^{-}_{in,\mathrm{i}}\right|}\; e^{i\,\Phi\left(P^{-}_{in,\mathrm{i}}\right)}$$

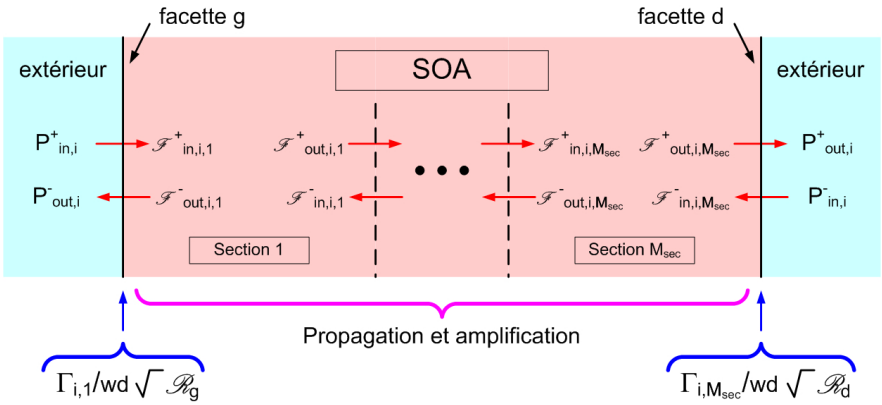


FIG. 2.30 – Présentation de la modélisation des facettes du SOA et de la notation associée. La conversion d'une puissance en un champ optique utilise $\frac{\Gamma_{\mathrm{i},\mathrm{k}}}{w\,d}$ (où i rappelle la dépendance à la longueur d'onde et k au numéro de la section) et la racine carrée de l'expression calculée, la détermination des ondes transmises et réfléchies utilise $\mathscr{R}$.

Le fait d'avoir défini la puissance à l'extérieur du SOA comme un nombre complexe contenant une information de phase permet d'observer les phénomènes de sous- ou sur-cavité induits par chaque défaut dans la ligne de transmission (réflexions au niveau des connecteurs, des appareils de mesure, ...). Nous n'avons cependant pas utilisé cette fonctionnalité car ce n'était pas notre objectif.

2.9 Passage de la fibre optique à la zone active du SOA

Lorsque l'on modélise le comportement des SOA, on ne pense pas immédiatement que le composant sera inséré dans une chaîne de transmission ou que sa structure n'est pas tout à fait celle que l'on croit. Ces deux aspects ayant trait à l'injection de lumière de la fibre optique vers la zone active mais entraînant des problématiques différentes, ils sont traités séparément dans cette section. Le premier concerne les pertes de couplage lorsque la lumière passe de la fibre optique au composant, le deuxième traite de la problématique de la modélisation des zones d'adaptation (*taper* en anglais). Le problème des réflectivités a déjà été traité à la section précédente.

2.9.1 Pertes de couplage

Le simple fait de vouloir injecter de la lumière dans le SOA n'est pas simple, du fait de la petite taille de la zone active. Des pertes apparaissent inévitablement, elles sont appelées *pertes de couplage* et sont à prendre en compte de part et d'autre du composant (figure 2.31).

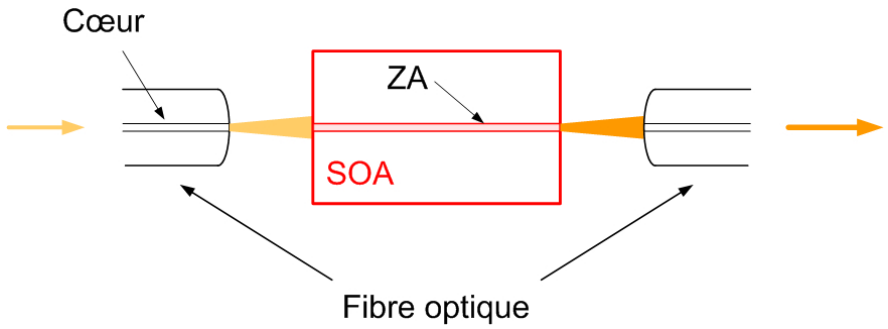


FIG. 2.31 – Représentation des pertes de couplage. La lumière sortant de la fibre optique décrit un cône par diffraction, dont la surface à l'arrivée sur le SOA est supérieure à celle de la zone active (ZA). De même en sortie du SOA après amplification, il y a désadaptation entre la surface du cœur de la fibre et la surface du cône de lumière causé par la diffraction. Le même phénomène se produit lorsque la lumière se propage dans l'autre sens, de droite à gauche.

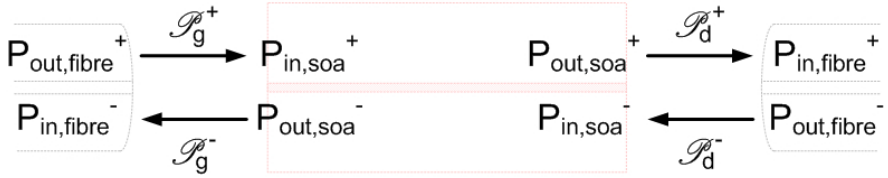


FIG. 2.32 – Présentation de la notation pour les pertes de couplage.

Nous avons les équations suivantes reliant les puissances optiques des entrée et sortie du SOA aux puissances optiques des entrée et sortie de la fibre, conformément à la notation donnée à la figure 2.32 :

$$P^{+}_{in,soa} = \mathscr{P}^{+}_{g}\, P^{+}_{out,fibre} \tag{2.68a}$$

$$P^{+}_{in,fibre} = \mathscr{P}^{+}_{d}\, P^{+}_{out,soa} \tag{2.68b}$$

$$P^{-}_{in,soa} = \mathscr{P}^{-}_{d}\, P^{-}_{out,fibre} \tag{2.68c}$$

$$P^{-}_{in,fibre} = \mathscr{P}^{-}_{g}\, P^{-}_{out,soa} \tag{2.68d}$$

Afin de simplifier le problème de leur prise en compte lors de la modélisation, nous considérons égales les pertes du SOA vers la fibre et de la fibre vers le SOA en un endroit donné (équations 2.69 et 2.70). Le fait de les considérer différentes alourdit en effet inutilement la modélisation, dans le sens où elles ne sont pas mesurables de façon suffisamment précise.

$$\mathscr{P}^{+}_{g} = \mathscr{P}^{-}_{g} = \mathscr{P}_{g} \tag{2.69}$$

$$\mathscr{P}^{+}_{d} = \mathscr{P}^{-}_{d} = \mathscr{P}_{d} \tag{2.70}$$

2.9.2 Adaptateur de mode (taper)

En ce qui concerne la structure du SOA, elle est de moins en moins un simple “barreau” de matériau actif sur toute la longueur du SOA. Au fur et à mesure de l’évolution de la maîtrise technologique et des besoins, des structures complexes émergent et la structure “de base” est de moins en moins courante. Le besoin de minimiser les pertes de couplage et de minimiser les réflectivités du SOA ont conduit les fabricants à introduire des zones d’adaptation (taper) entre zone active et facettes. Ces tapers consistent en une zone passive très large chargée de capter le plus de photons possibles issus de la fibre. Les photons passent ensuite dans la zone active par couplage [1, 72].

Une modélisation élémentaire de ces tapers est de les considérer comme une prolongation de la zone active (figure 2.33). Cette modélisation, qui semble peu précise a priori, reste très utile pour les composant dont on ne connaît pas la structure intime, ou du moins pas précisément (les fondeurs ne donnent généralement que des fourchettes pour les dimensions des SOA et dévoilent rarement la présence de tapers pour des raisons de secret industriel).

Une autre solution est de simuler la forme géométrique de la zone active, en considérant celle-ci comme étant de largeur variable en fonction de l’axe de propagation $w = f(z)$ [77]. Le découpage en sections de calcul impose une variation en marche d’escalier de w, dont la valeur est constante sur une section de calcul.

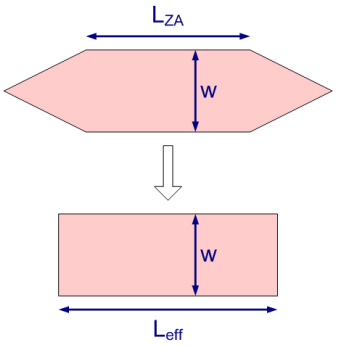


FIG. 2.33 – Modélisation simple des tapers : la zone active avec un taper de part et d'autre est remplacée par une zone active seule de longueur effective L_{eff}.

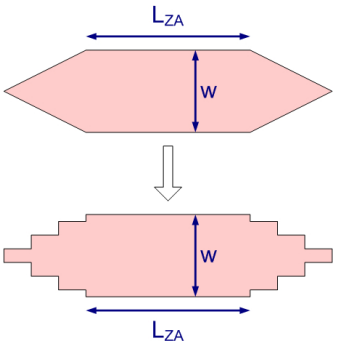


FIG. 2.34 – Modélisation des tapers. La variation continue de w en fonction de z est remplacée par une variation en marche d'escalier, en vertu de notre découpage en sections de calcul.

2.10 Généralisation à l'ASE de la définition en champ

Nous avons défini, dans les sections précédentes, les équations de propagation pour les signaux et l'ASE. Lors du passage aux facettes, nous avons traité les signaux par leur champ et l'ASE par son intensité optique. Les signaux se déphasent en se propageant le long du SOA et, si celui-ci possède des réflectivités non nulles, leurs multiples allers-retours provoqueront des interférences constructives ou destructives à la sortie du SOA, induisant ainsi une ondulation du gain en fonction de la longueur d'onde des signaux. Nous n'avons pas observé ce phénomène lors des simulations parce que nous avons considéré des réflectivités aux facettes nulles et que cela aurait alourdi inutilement nos simulations. Nos mesures ne font effectivement pas apparaître d'ondulation avec les composants que nous avons utilisés. Concernant l'ASE en revanche, nous n'aurions pu observer d'ondulation de par sa définition en intensité qui ne fait pas apparaître de notion de phase. Nous allons dans cette section établir une modélisation en champ de l'ASE qui puisse faire apparaître cette notion afin d'observer une ondulation spectrale de l'ASE en plus de celle du gain. Nous vérifierons ensuite la pertinence des résultats de simulation par quelques comparaisons avec des données réelles ou théoriques.

2.10.1 Définition en champ de l'ASE

L'ondulation de l'ASE est due à un effet de filtrage spectral induit par la présence d'une cavité, définie par les réflectivités non nulles de part et d'autre de la zone active du SOA, formant une cavité Fabry-Pérot. Ces effets d'interférences sont provoqués par la différence de phase entre un champ incident et un champ réfléchi. Comme nous l'avons présenté, l'ASE a été définie par son intensité optique. Ceci ne permet pas d'observer ces effets, il est donc nécessaire d'introduire la notion de phase afin de pouvoir observer des interférences. Pour un signal, ceci est relativement facile à mettre en place et a été présenté.

L'équation de propagation en champ de l'ASE reprend celle des signaux (équation 2.14), en tenant en plus compte de l'émission spontanée générée dans une section de calcul (équations 2.32 et 2.33), ceci de manière complexe en lui attribuant une phase arbitraire lors de sa génération. Pour l'ASE en effet, le processus physique lui donnant naissance (l'émission spontanée) impose une indépendance de phase entre chaque abscisse où elle est générée (incohérence spatiale) [58]. Cette indépendance est également valable entre l'ASE émise vers la droite et celle émise vers la gauche du SOA. L'intégrale de l'ASE sur la longueur d'une section de calcul est donc effectuée sans tenir compte du déphasage sur cette longueur. L'équation suivante présente le calcul en champ de l'ASE sortant d'une section de calcul en fonction de ce qui vient d'être précisé :

$$\mathscr{F}^{\pm}_{ase,out} = e^{\frac{g_n(N,\omega_0)}{2}\,L_s}\, e^{-\,i\,\frac{\omega_0\, n_{eq}(N,\omega_0)}{c}\,L_s}\, \mathscr{F}^{\pm}_{ase,in} + \sqrt{\mathscr{I}^{\pm}_{sp}}\, e^{i\,\Phi^{\pm}_{sp}} \tag{2.71}$$

où $\mathscr{F}^{\pm}_{ase,in}$ est l'ASE entrant dans la section de calcul, en co- ou en contra-propagation. Le terme $\mathscr{I}^{\pm}_{sp}$ a été calculé à la page 57, équations 2.32 et 2.33. $\Phi^{\pm}_{sp}$ est la phase arbitraire de l'émission spontanée, supposée constante et nulle dans la plupart des cas par souci de simplification.

Il convient de rappeler de plus que c'est la phase relative et non absolue qui compte pour la sélectivité spectrale de la cavité. Si nous voulons observer des aspects temporels de sélectivité spectrale, comme le blocage de mode, la source d'amplitude et de phase constantes doit être remplacée par une source d'amplitude constante et de phase aléatoire (incohérence temporelle).

Lors du calcul numérique, tous les signaux rassemblés deviennent liés et il est impossible de les discriminer, comme par le biais d'un indice dans le cas du calcul analytique par exemple. Il faut donc compenser ce fait par la définition d'autant de *sous-modes* que de sections, sans oublier la présence éventuelle d'ASE venant d'un 2ème SOA. Nous définissons donc la structure donnée à la figure 2.35, où $G^{\pm}_{\rightleftarrows}$ désigne la simple propagation amplifiée et déphasée de l'ASE co-propagative ($^{+}$) et contra-propagative ($^{-}$). La flèche indique le sens de propagation, modifié par la présence de réflectivités à droite et à gauche du SOA ($\mathscr{R}_{\left\{{d \atop g}\right\}}{}^{\pm}_{\rightleftarrows}$). L'émission spontanée est prise en compte par le terme $S^{\pm}_{\rightleftarrows}$, qui contient à la fois l'émission et la propagation (amplifiée et déphasée) de l'ASE déjà émise par ce sous-mode. Ce terme donne la direction de l'émission spontanée (flèches) et sa contribution à l'ASE co- ou contra-propagative. Nous n'avons pas pris en compte ici la propagation de l'ASE provenant d'un autre SOA. Il faudrait pour cela définir le même nombre de sous-modes qui ne verraient que du gain et du déphasage.

Nous pouvons décrire un peu plus la figure 2.35 pour un exemple. La ligne présentée ci-après se lit de la façon suivante :

- la première section émet de l'émission spontanée vers la droite du SOA ($S^{+}_{\rightarrow}$),
- celle-ci s'amplifie dans les trois sections de droite en plus de la première ($S^{+}_{\rightarrow}$ et $G^{+}_{\rightarrow}$),
- l'interface de droite réfléchit une partie de la lumière et en laisse passer une autre ($\mathscr{R}_{d}{}^{+}_{\rightleftarrows}$),
- l'ASE réfléchie est amplifiée cette fois ci vers la gauche ($G^{+}_{\leftarrow}$),
- l'ASE amplifiée vers la gauche se réfléchit en partie sur l'interface de gauche et repart vers la droite ($\mathscr{R}_{g}{}^{+}_{\rightleftarrows}$),
- l'ASE amplifiée par un aller-retour se recombine avec l'émission spontanée émise à la première section vers la droite et continue à s'amplifier ($S^{+}_{\rightarrow}$).

$$\mathscr{R}_{g}{}^{+}_{\rightleftarrows}\left|\begin{array}{|c|c|c|c|}\hline S^{+}_{\rightarrow} & G^{+}_{\rightarrow} & G^{+}_{\rightarrow} & G^{+}_{\rightarrow} \\ G^{+}_{\leftarrow} & G^{+}_{\leftarrow} & G^{+}_{\leftarrow} & G^{+}_{\leftarrow} \\ \hline\end{array}\right|\mathscr{R}_{d}{}^{+}_{\rightleftarrows}$$

Nous constatons que, considérant un minimum de huit sections de calcul pour simuler un SOA, il faut maintenant seize blocs verticaux (ou seize lignes entre deux réflectivités de la figure 2.35) de propagation pour chaque pseudo-mode d'ASE, là où il n'en fallait qu'un avec la définition en intensité précédente ! Ainsi, la complexité du modèle évolue schématiquement, en ne considérant que l'ASE, en $2\,M_{ase}\,{M_{sec}}^{2}$, là où elle évoluait en $M_{ase}\,M_{sec}$ précédemment. C'est le prix à payer pour obtenir les effets de phase de l'ASE, et il est alors évident qu'une simulation qui veut prendre en compte ces aspects durera plus longtemps.

$$
\left[\begin{array}{c|cccc|c}
\mathscr{R}_g \overset{+}{\rightleftarrows} & S^+_{\rightarrow} & G^+_{\rightarrow} & G^+_{\rightarrow} & G^+_{\rightarrow} & \mathscr{R}_d \overset{+}{\rightleftarrows} \\
 & G^+_{\leftarrow} & G^+_{\leftarrow} & G^+_{\leftarrow} & G^+_{\leftarrow} & \\
\mathscr{R}_g \overset{-}{\rightleftarrows} & G^-_{\rightarrow} & G^-_{\rightarrow} & G^-_{\rightarrow} & G^-_{\rightarrow} & \mathscr{R}_d \overset{-}{\rightleftarrows} \\
 & S^-_{\leftarrow} & G^-_{\leftarrow} & G^-_{\leftarrow} & G^-_{\leftarrow} & \\
\mathscr{R}_g \overset{+}{\rightleftarrows} & G^+_{\rightarrow} & S^+_{\rightarrow} & G^+_{\rightarrow} & G^+_{\rightarrow} & \mathscr{R}_d \overset{+}{\rightleftarrows} \\
 & G^+_{\leftarrow} & G^+_{\leftarrow} & G^+_{\leftarrow} & G^+_{\leftarrow} & \\
\mathscr{R}_g \overset{-}{\rightleftarrows} & G^-_{\rightarrow} & G^-_{\rightarrow} & G^-_{\rightarrow} & G^-_{\rightarrow} & \mathscr{R}_d \overset{-}{\rightleftarrows} \\
 & G^-_{\leftarrow} & S^-_{\leftarrow} & G^-_{\leftarrow} & G^-_{\leftarrow} & \\
\mathscr{R}_g \overset{+}{\rightleftarrows} & G^+_{\rightarrow} & G^+_{\rightarrow} & S^+_{\rightarrow} & G^+_{\rightarrow} & \mathscr{R}_d \overset{+}{\rightleftarrows} \\
 & G^+_{\leftarrow} & G^+_{\leftarrow} & G^+_{\leftarrow} & G^+_{\leftarrow} & \\
\mathscr{R}_g \overset{-}{\rightleftarrows} & G^-_{\rightarrow} & G^-_{\rightarrow} & G^-_{\rightarrow} & G^-_{\rightarrow} & \mathscr{R}_d \overset{-}{\rightleftarrows} \\
 & G^-_{\leftarrow} & G^-_{\leftarrow} & S^-_{\leftarrow} & G^-_{\leftarrow} & \\
\mathscr{R}_g \overset{+}{\rightleftarrows} & G^+_{\rightarrow} & G^+_{\rightarrow} & G^+_{\rightarrow} & S^+_{\rightarrow} & \mathscr{R}_d \overset{+}{\rightleftarrows} \\
 & G^+_{\leftarrow} & G^+_{\leftarrow} & G^+_{\leftarrow} & G^+_{\leftarrow} & \\
\mathscr{R}_g \overset{-}{\rightleftarrows} & G^-_{\rightarrow} & G^-_{\rightarrow} & G^-_{\rightarrow} & G^-_{\rightarrow} & \mathscr{R}_d \overset{-}{\rightleftarrows} \\
 & G^-_{\leftarrow} & G^-_{\leftarrow} & G^-_{\leftarrow} & S^-_{\leftarrow} &
\end{array}\right]
$$

FIG. 2.35 – Mise en place de l'ASE en champ. Nous avons choisi de nous limiter à quatre sections de calcul et à un seul SOA pour la représentation.

Nous avons choisi de limiter notre étude de la mise en champ de l'ASE à un mode "virtuel" d'ASE (ASE de sondage). Nous l'appelons "virtuel" ou "de sondage" car il ne participe pas à la saturation de la densité de porteurs. Nous n'avons ainsi pas la contre-réaction de la sélectivité spectrale de la cavité sur la densité de porteurs mais cela ne porte pas à conséquence pour les faibles valeurs des réflectivités rencontrées dans les SOA. Nous pouvons de plus définir la plage spectrale $\Delta\lambda_{ase}$ de ce mode de sondage comme étant aussi fine que nécessaire.

2.10.2 Ondulation du gain, de l'ASE et du NF

Nous avons mis en place cette modélisation en champ de l'ASE et avons pris 5.10^{-5} comme valeur de réflectivité aux facettes du SOA [53]. Cette valeur peut être considérée comme suffisamment faible pour ne pas modifier les propriétés de saturation du SOA simulé.

Avant de passer à une phase d'analyse du gain, de la puissance d'ASE de sondage et du NF en présence de réflectivités non nulles, nous devons valider notre modélisation. Pour cela, nous comparons à la figure 2.36 notre résultat de simulation avec le résultat théorique autour du pic de gain.

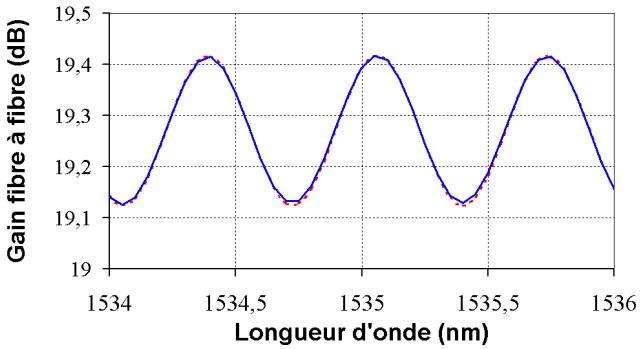


FIG. 2.36 – Comparaison des ondulations théorique (trait pointillé) et simulée du gain (trait continu).

Nous commençons par observer l'amplitude de l'ondulation ΔG_r, qui est donnée théoriquement par :

$$\Delta G_r = \frac{\left(1 + G\sqrt{\mathscr{R}_1 \mathscr{R}_2}\right)^2}{\left(1 - G\sqrt{\mathscr{R}_1 \mathscr{R}_2}\right)^2} \tag{2.72}$$

Nous calculons, avec un gain composant simple passage de 25,3 dB et des réflectivités égales à 5.10^{-5}, une ondulation théorique ΔG_r qui vaut 0,292 dB. Nous mesurons sur la figure 2.36 une ondulation qui vaut 0,29 dB, ce qui est en parfait accord avec la valeur théorique.

Nous observons ensuite l'intervalle spectral libre (ISL) $\Delta\lambda_r$, qui donne l'écart en longueur d'onde entre deux pics de gain successifs. Nous devons ici prendre en compte la décomposition du SOA en sections de calcul afin d'obtenir une définition théorique précise :

$$\Delta\lambda_r = \frac{\lambda^2}{2\,\dfrac{\sum_1^{M_{sec}} n_{eq}(N_\mathrm{k}, \lambda)}{M_{sec}}\,L} \tag{2.73}$$

Nous effectuons le calcul de $\Delta\lambda_r$ avec un indice de réfraction donné par la formule 2.16 et un SOA de longueur 500 μ m. Dans ces conditions, l'ISL mesuré à la

figure 2.36 (0,68 nm) est en accord avec l'ISL théorique qui vaut 0,681 nm.

Nous avons vu que notre modélisation en champs donne des résultats en parfait accord avec les résultats théoriques en ce qui concerne la prise en compte de l'influence de la cavité. Nous allons maintenant observer et analyser des simulations du gain, de la puissance d'ASE de sondage et du NF en fonction de la longueur d'onde (figures 2.37 à 2.39). Nous montrons systématiquement à gauche une vision globale du spectre et à droite un zoom autour du pic de gain. Nous remarquons tout d'abord que le gain et l'ASE ont la même amplitude d'ondulation, environ 0,29 dB, et le même ISL, environ 0,68 nm. Nous constatons également que le NF ne présente aucune ondulation visible, contrairement à ce que montre [53]. En effet, comme le montre l'équation 2.74, nous pouvons considérer que l'ASE et le gain ondulent en phase autour d'une valeur nominale [58]. Le facteur de bruit consiste alors (équation 2.40, valable autour du pic de gain) en un rapport des deux modulations qui se simplifie en considérant celles-ci de faible amplitude.

$$\begin{aligned} F &= \frac{P_{ase,0}\,(1+m'\,\cos(2\,\pi\frac{\nu}{\Delta\nu_r}))}{G_0\,(1+m\,\cos(2\,\pi\frac{\nu}{\Delta\nu_r}))\,h\nu\,\Delta\nu} \\ &= \frac{P_{ase,0}}{G_0\,h\nu\,\Delta\nu}(1+(m'-m)\cos(2\,\pi\frac{\nu}{\Delta\nu_r})) \\ &= F_0(1+(m'-m)\cos(2\,\pi\frac{\nu}{\Delta\nu_r})) \end{aligned} \tag{2.74}$$

où m est l'indice de modulation du gain et m' celui de la puissance d'ASE. $\Delta\nu_r$ représente la période spectrale de l'ondulation.

L'équation 2.74 montre bien que si le gain et l'ASE ont sensiblement la même amplitude d'ondulation, ce qui est le cas dans nos simulations, le facteur de bruit résultant est très faiblement modulé. Nous pouvons affirmer alors que le facteur de bruit est quasiment indépendant de la sélectivité spectrale de la cavité.

La figure 2.40 présente les différences de gain, d'ASE et de NF en présence ou non de réflectivité aux facettes et permet d'analyser plus finement les ondulations :

$$\begin{aligned} \Delta G_{\mathscr{R}} &= G_{\mathscr{R}=5.10^{-5}} - G_{\mathscr{R}=0} \\ \Delta P_{ase,\mathscr{R}} &= P_{ase,\mathscr{R}=5.10^{-5}} - P_{ase,\mathscr{R}=0} \\ \Delta NF_{\mathscr{R}} &= NF_{\mathscr{R}=5.10^{-5}} - NF_{\mathscr{R}=0} \end{aligned}$$

Nous observons sur ces figures que le gain a l'ondulation annoncée (environ 0,3 dB), que l'ASE a sensiblement la même ondulation que celle du gain et que par conséquent le NF oscille de manière très faible (environ 2.10^{-4} dB d'amplitude). Nous remarquons également que les quantités présentent un décalage par rapport à leur valeur d'origine ($\mathscr{R} = 0$). Ceci est dû au changement de point de fonctionnement induit par la présence de réflectivités non nulles.

Nous pouvons également analyser l'évolution du gain et du NF en fonction du courant d'alimentation en présence ou non de réflectivités. Les figures 2.41, 2.42 et 2.43 présentent respectivement le gain, la puissance d'ASE et le NF en fonction du courant

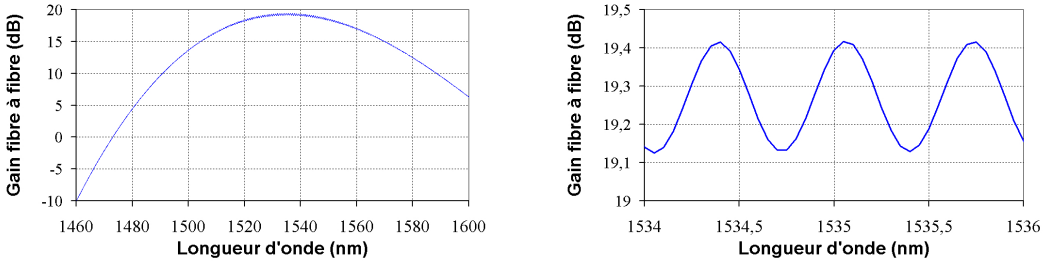


FIG. 2.37 – Observation de l'ondulation du gain, vue élargie et zoom autour du pic de gain.

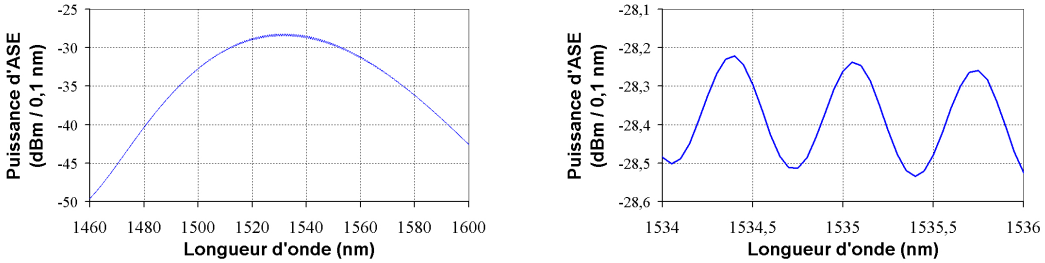


FIG. 2.38 – Observation de l'ondulation de l'ASE, vue élargie et zoom autour du pic de gain.

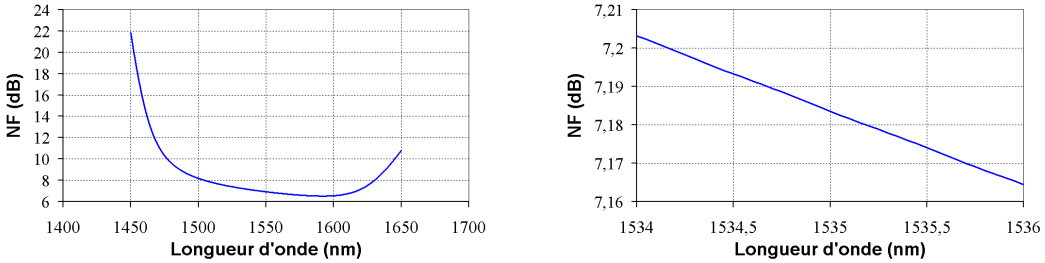
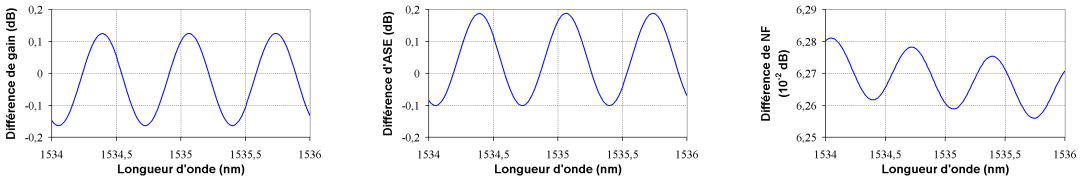


FIG. 2.39 – Observation de l'ondulation du NF, vue élargie et zoom autour du pic de gain.



(a) Gain. (b) ASE. (c) NF.

FIG. 2.40 – Différences de gain, d'ASE et de NF en fonction de la longueur d'onde.

d'alimentation du SOA. Nous présentons systématiquement à gauche la valeur avec réflectivités et à droite la différence entre avec et sans réflectivités. Nous observons une augmentation de l'ondulation au fur et à mesure que le courant augmente. Ceci est en accord avec les résultats de simulations montrés par V. Lapère [72].

L'ondulation du gain en fonction du courant d'alimentation peut de plus être utilisée pour calculer le coefficient $\frac{\mathrm{d}\,n}{\mathrm{d}\,N}$ qui représente la variation de l'indice de réfraction en fonction de la densité de porteurs. Ce calcul se fait en plusieurs étapes que nous détaillons ci-après.

Le déphasage $\Delta\phi$ sur une période d'ondulation vaut $2\,\pi$. Nous notons I_1 et I_2 les courants correspondant à deux pics successifs de l'ondulation du gain. À ces courants correspondent les tensions V_1 et V_2 aux bornes du SOA. Nous pouvons déduire de ces tensions la valeur approchée pour $\frac{\mathrm{d}\,n}{\mathrm{d}\,N}$ qui est un paramètre important pour les aspects dynamiques des SOA.

La différence de densité de porteurs en fonction des tensions est donnée par la relation suivante (qui utilise la relation 2.43) :

$$\Delta N = N_e\, e^{\frac{V_2}{U_T} - \frac{V_1}{U_T}}$$

La différence de phase $\Delta\phi$ en fonction de la différence de densité de porteurs est donnée par (nous utilisons les relations 2.15 et 2.45) :

$$\Delta\phi = 2\,\pi\,\frac{L}{\lambda}\,\frac{\mathrm{d}\,n}{\mathrm{d}\,N}\,\Delta N \tag{2.75}$$

Nous obtenons donc la relation suivante entre différence de phase et "différence de point de fonctionnement" en courant et tension :

$$\Delta\phi = 2\,\pi\,\frac{L}{\lambda}\,\frac{\mathrm{d}\,n}{\mathrm{d}\,N}\,N_e\, e^{\frac{V_2 - \frac{R_l}{L}\,I_2}{U_T} - \frac{V_1 - \frac{R_l}{L}\,I_1}{U_T}} \tag{2.76}$$

Entre deux pics d'ondulation, la différence de phase vaut $2\,\pi$, ce qui permet de calculer $\frac{\mathrm{d}\,n}{\mathrm{d}\,N}$, en supposant connus R_l, L et U_T :

$$\frac{\mathrm{d}\,n}{\mathrm{d}\,N} = \frac{\lambda}{L}\,\frac{1}{N_e\, e^{\frac{V_2 - \frac{R_l}{L}\,I_2}{U_T} - \frac{V_1 - \frac{R_l}{L}\,I_1}{U_T}}} \tag{2.77}$$

Nous avons montré que notre généralisation en champ permettait une simulation très précise de l'ondulation du gain, de l'ASE et du NF. Contrairement à d'autres modèles, l'ondulation est "auto-générée" par la définition en champ des équations d'évolution à la fois des signaux et de l'ASE et la présence de réflectivités. Ceci nous évite d'avoir à définir la fonction de transfert de la cavité qui doit nécessairement prendre en compte la densité de porteurs de chaque section et qui du coup devient vite complexe à calculer. De plus, notre définition permet d'observer la contre-réaction de la cavité sur la densité de porteurs à travers le signal, ce que ne permet pas une définition analytique.

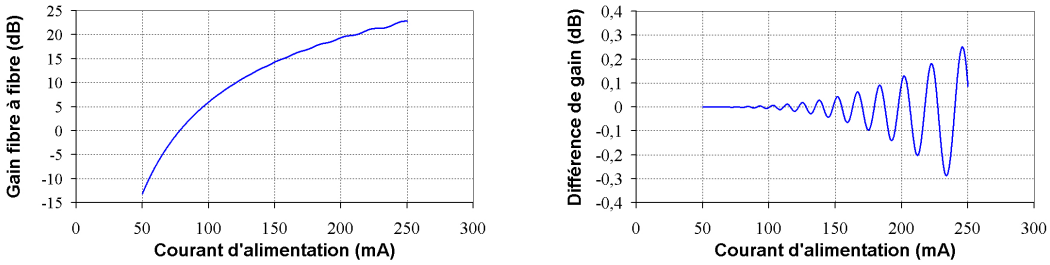


FIG. 2.41 – Gain en fonction du courant d'alimentation en présence de réflectivités : à gauche la valeur nominale du gain, à droite la différence par rapport à la référence sans réflectivité.

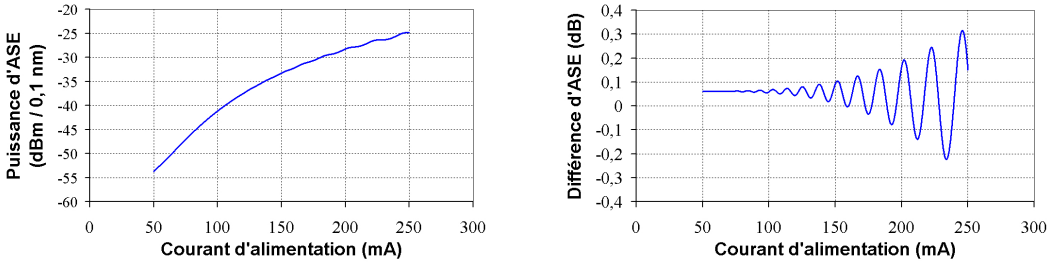


FIG. 2.42 – Puissance d'ASE dans une fenêtre de 0,1 nm en fonction du courant d'alimentation en présence de réflectivités : à gauche la valeur nominale de la puissance d'ASE, à droite la différence par rapport à la référence sans réflectivité.

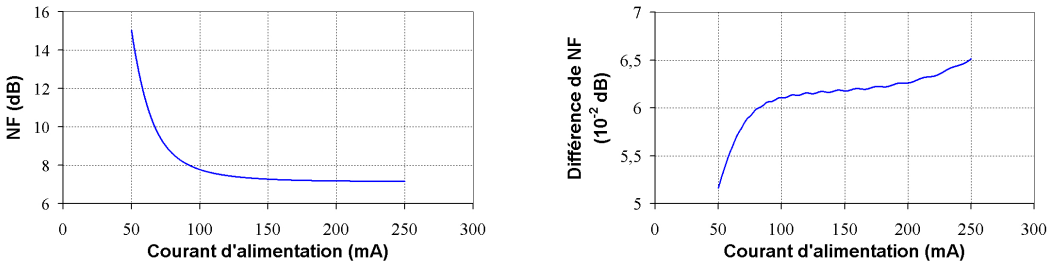


FIG. 2.43 – NF en fonction du courant d'alimentation en présence de réflectivités : à gauche la valeur nominale du NF, à droite la différence par rapport à la référence sans réflectivité.

2.11 Conclusion du chapitre 2

Nous avons présenté dans ce chapitre notre modélisation quasi-statique des SOA. Celle-ci met notamment en œuvre une définition large-bande du gain matériau, du facteur de confinement, des pertes internes et de l'émission spontanée. Ces définitions nous ont également conduit à la définition et à la prise en compte du facteur de bruit dans les SOA. Nous avons montré que nos différentes définitions polynomiales étaient en accord avec les modèles physiques. Dans le cas du facteur de bruit notamment, nous avons vérifié la compatibilité de notre définition avec la limite quantique du facteur de bruit des SOA et montré que la définition précise du NF imposait une relation entre gain matériau et coefficient de gain. Nous avons mis en œuvre cette relation en définissant le coefficient de gain à partir de l'expression polynomiale du gain matériau.

Nous avons également posé l'équation d'évolution de la densité de porteurs permettant de faire le lien entre le courant électrique qui alimente le SOA et les signaux lumineux amplifiés, absorbés ou émis. Nous avons de plus défini les relations de passage de l'extérieur à l'intérieur du SOA, à travers interfaces, pertes de couplage et adaptation de mode.

Enfin, nous avons étendu la définition en champ à l'ASE. Celle-ci était jusqu'à présent traitée selon sa puissance et ne permettait pas de voir les effets de sélectivité spectrale de la cavité formée par les facettes de réflectivité non nulle du SOA. Nous avons présenté une méthode pour mettre en place concrètement cette définition en champ de l'ASE et avons montré que les résultats de simulation étaient tout à fait en accord avec les résultats théoriques. Nous avons notamment observé une ondulation comparable du gain et de l'ASE, induisant une très faible ondulation du facteur de bruit.

Chapitre 3

Optimisation, validation et analyses

Sommaire

3.1 Introduction du chapitre 3 98
3.2 Implémentation du modèle 99
3.2.1 Choix d'un mode d'implémentation 99
3.2.2 Mise en place du modèle sous ADS 100
3.3 Optimisation des paramètres du modèle 105
3.3.1 Convergence simulations/mesures 106
3.3.2 Optimisation sous ADS 107
3.3.3 Optimisation développée en langage C 110
3.4 Mesures 113
3.4.1 Montage général pour la mesure 113
3.4.2 SOA utilisés 114
3.4.3 Extraction des données 115
3.4.4 Mesure du gain 116
3.4.5 Mesure de la puissance d'ASE et du NF 116
3.5 Validations 120
3.5.1 Plusieurs géométries de SOA 120
3.5.2 Plusieurs SOA 121
3.5.3 Influence d'une pompe à la transparence du gain matériau . . 131
3.5.4 Mise en cascade de plusieurs SOA 132
3.5.5 Bilan de la validation de notre modèle 136
3.6 Extension du modèle et amplification large-bande 137
3.6.1 Prise en compte de la polarisation 137
3.6.2 Mélange à quatre ondes 141
3.6.3 SOA à gain bloqué (GC-SOA) 151
3.6.4 Amplification large-bande : égalisation du gain par l'insertion d'un filtre coupe-bande 152
3.7 Conclusion du chapitre 3 159

3.1 Introduction du chapitre 3

Nous avons défini dans le chapitre précédent la modélisation quasi-statique des SOA. Le chapitre 3, "Optimisation, validation et analyses", est essentiellement destiné à valider cette modélisation à travers un grand nombre de cas de figure.

Nous commençons par présenter l'implémentation de notre modèle (section 3.2) ainsi que la méthode que nous avons retenue pour extraire les paramètres de simulation à partir des mesures (section 3.3). Ensuite, après avoir présenté la manière dont nous mesurons les caractéristiques statiques des amplificateurs optiques à semi-conducteurs (section 3.4), nous comparons les résultats de simulations aux mesures et validons notre modélisation par différentes configurations (section 3.5). Nous terminons ce chapitre par quelques extensions du modèle (section 3.6), montrant son utilisation possible pour la prise en compte détaillée de la polarisation, la simulation du mélange à quatre ondes, du blocage du gain et l'augmentation de la bande passante des SOA. Nous concluons enfin par un bilan de ce chapitre (section 3.7).

3.2 Implémentation du modèle

Le modèle que nous avons décrit dans le chapitre 2 est indépendant de la solution d'implémentation mais nécessite, entre autres, le développement ou l'utilisation d'algorithmes de résolution des équations différentielles. Nous allons dans un premier temps donner des critères généraux pour le choix d'un mode d'implémentation puis présenter la mise en place du modèle sous ADS qui est le simulateur que nous avons adopté.

3.2.1 Choix d'un mode d'implémentation

Le développement d'un modèle s'accompagne inévitablement du choix de sa mise en œuvre. Celle-ci est cruciale car elle conditionne l'utilisation future du modèle, sa convivialité d'utilisation et sa diffusion. Le choix de mise en œuvre d'un modèle conditionne également la maîtrise du programme développé, son indépendance vis-à-vis d'un logiciel existant ainsi que le temps de calcul de la simulation.

La réponse à ces différents critères doit permettre de s'orienter vers une version propre du modèle ou au contraire vers une version intégrée dans un logiciel existant. En effet, lorsqu'un modèle est développé, il peut être important de maîtriser parfaitement les algorithmes utilisés pour la résolution des équations, surtout si la complexité de ceux-ci rend possible ou non cette résolution, ou peut causer l'instabilité des résultats (instabilité *numérique*). De manière générale, les simulations effectuées par ces solutions sont très rapides car elles n'ont pas à gérer une imposante interface graphique et permettent l'optimisation du code source. Ce type de problème impose le développement d'algorithmes spécifiques, le plus gros du travail étant souvent alors de développer ces algorithmes et non le modèle en lui-même.

Nous avons choisi de nous concentrer sur le développement du modèle en utilisant un outil dont les algorithmes ont déjà été développés et éprouvés. Nous avons également choisi d'utiliser une solution d'implémentation qui soit graphique en raison de sa convivialité et de sa facilité d'utilisation, présentant ainsi sous une même interface les paramètres du modèle (pré-traitement), les paramètres des simulations (traitement) et la présentation des résultats des simulations (post-traitement). De plus, certains logiciels sont très répandus dans le monde industriel, c'est le cas notamment des logiciels de simulation des circuits électroniques. Ces logiciels, développés depuis de nombreuses années, ont vu leurs bibliothèques de composants s'étoffer et leurs algorithmes de résolution largement éprouvés. Ceux-ci couvrent plusieurs étapes allant de la description comportementale aux outils de simulation. Les outils de simulation des circuits électriques offrent plusieurs types de simulations (statique, fréquentielle, temporelle, non-linéaire,...) sans nécessiter un développement logiciel spécifique dans chaque cas [78].

Le logiciel retenu dans notre cas est le logiciel ADS (Advanced Design System) d'Agilent Technologies car il rassemble les conditions énoncées ci-dessus ([76]). Ainsi nous avons eu simplement à développer le modèle et à l'adapter sous ADS sans développement spécifique.

3.2.2 Mise en place du modèle sous ADS

Le modèle que nous avons décrit décompose le SOA en trois grandes unités, les pertes d'insertion, les facettes et les sections de calcul. Nous avons repris cette architecture sous ADS en privilégiant une hiérarchie verticale : Chaque grande unité englobe selon les besoins une électrode, tous les signaux et toute l'ASE. Nous retrouvons donc l'organisation de notre modèle en sections de calcul puis en pseudo-modes pour l'ASE ou en longueurs d'onde pour les signaux. L'implémentation sous ADS fait apparaître quatre niveaux hiérarchiques, trois pour le "composant SOA" et un pour la simulation (une simulation peut utiliser plusieurs SOA en même temps, en cascade par exemple), comme le montre le schéma de la figure 3.1 :

- niveau 1 : définition des fonctions de base : électrode, réflectivité du signal, amplification du signal, réflectivité de l'ASE, ...
- niveau 2 : définition d'une section de calcul au sens large (rassemblement des différents pseudo-modes ou longueurs d'onde), mise en parallèle des fonctions de base nécessaires à la définition d'un sous-ensemble : réflectivité gauche, section interne (M_{sig} blocs signal, M_{ase} blocs ASE, 1 bloc électrode, ...), pertes, ...
- niveau 3 : mise en cascade des sections de calcul au sens large pour la définition d'un SOA : réflectivité gauche, M_{sec} section de calcul, réflectivité droite.
- niveau 4 : mise en place de tous les éléments nécessaires à la simulation : SOA, générateurs de signaux, variables du modèle, ...

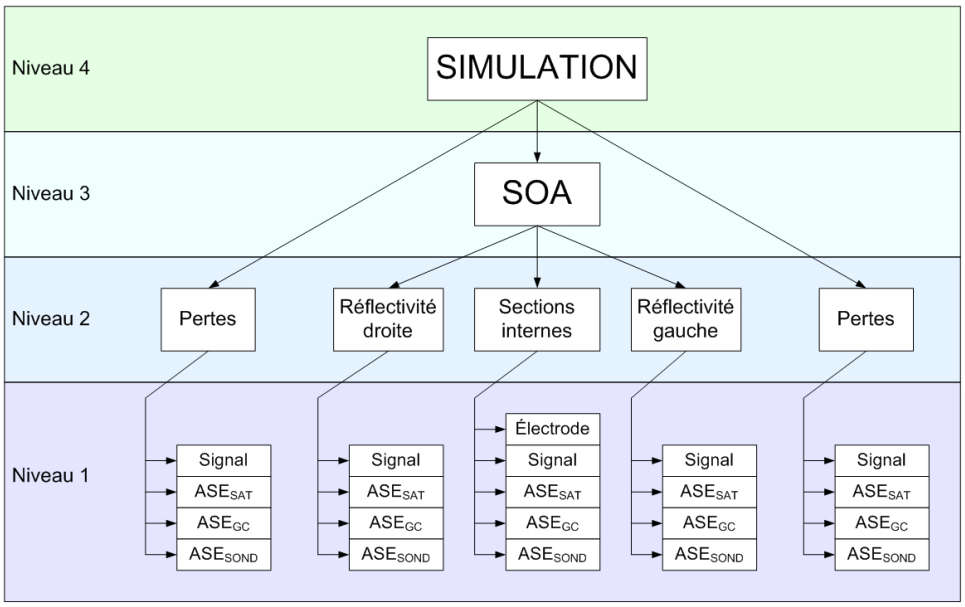


FIG. 3.1 – Présentation de l'architecture hiérarchique de la modélisation sous ADS.

Chaque bloc de base (niveau 1) reproduit une équation ou un système d'équations selon la liste présentée ci-dessous.

Sections internes :

- Le bloc électrode reproduit les équations liées à l'évolution de la densité de porteurs 2.45, 2.47 et 2.58,
- Le bloc signal reproduit les équations d'amplification et de propagation 2.14 à 2.18 et 2.25 à 2.31, ainsi que le calcul du taux de recombinaisons 2.52,
- Le bloc $\mathrm{ASE_{SAT}}$ reproduit les équations d'amplification 2.32 à 2.35 et 2.37 ainsi que le calcul du taux de recombinaisons 2.57,
- Le bloc $\mathrm{ASE_{GC}}$ reproduit les mêmes équations que le bloc $\mathrm{ASE_{SAT}}$, avec $\Delta\lambda$=1 nm (définition d'un pseudo-mode laser permettant la prise en compte du blocage de gain, voir section 3.6.3 page 151),
- Le bloc $\mathrm{ASE_{SOND}}$ reproduit les équations d'amplification 2.32 à 2.35 et 2.37, avec $\Delta\lambda$=0,1 nm (voir section 2.6.1 page 66).

Réflectivités gauche et droite :

- Le bloc signal (réflectivité de gauche) reproduit les équations liées à la conversion puissance-champ et à la prise en compte des réflectivités en champ 2.65 et 2.66,
- Les blocs $\mathrm{ASE_{SAT}}$, $\mathrm{ASE_{GC}}$ et $\mathrm{ASE_{SOND}}$ (réflectivité de gauche) reproduisent l'équation liée à la conversion puissance-intensité optique et à la prise en compte des réflectivités en puissance 2.59,
- Le bloc signal (réflectivité de droite) reproduit les équations liées à la conversion puissance-champ et à la prise en compte des réflectivités en champ 2.65 et 2.67,
- Les blocs $\mathrm{ASE_{SAT}}$, $\mathrm{ASE_{GC}}$ et $\mathrm{ASE_{SOND}}$ (réflectivité de droite) reproduisent l'équation liée à la conversion puissance-intensité optique et à la prise en compte des réflectivités en puissance 2.59.

Les figures 3.2 à 3.5 présentent des exemples de vue des différents niveaux hiérarchiques sous ADS. Nous voyons dans le niveau 4 (figure 3.2) le SOA, les pertes et les différents simulateurs (Variation de la puissance optique et de la longueur d'onde du signal incident et du courant d'alimentation du SOA). Nous y voyons également les paramètres et les variables du modèle. Dans le niveau 3 (figure 3.3) sont définies toutes les fonctions nécessaires à la modélisation (gain matériau, émission spontanée, ...). Ce niveau met en cascade le nombre de sections de calcul désirées (ici $M_{sec} = 8$) entre deux blocs distincts, les facettes de gauche et de droite. La figure 3.4 présente un exemple de ce que l'on trouve dans le niveau 2. Nous montrons ici la décomposition d'une section de calcul en blocs élémentaires. Une section de calcul représente en effet une électrode, M_{sig} blocs de propagation pour les signaux, M_{ase} blocs de génération et de propagation pour l'ASE qui sature la densité de porteurs, et en général M_{sig} blocs de génération et de propagation pour l'ASE de sondage (sans provoquer de saturation) qui sert à calculer entre autres le facteur de bruit du SOA (cf. section 2.6). Enfin, la figure 3.5 montre comment est construit un bloc élémentaire, ici un bloc de génération et de propagation de l'ASE. Les différentes E/S sont identifiées et le courant de recombinaisons provoquant la saturation de la densité de porteurs est calculé. Nous y trouvons de plus implémen-

tées dans un “composant SDD” les différentes équations nécessaires (ici l’équation 2.34 par exemple). Le composant SDD (Symbolically-Defined Device) est un composant proposé par ADS permettant la définition d’équations non-linéaires différentielles reliant tensions, courants et temps. Toutes nos équations sont définies à travers ce composant.

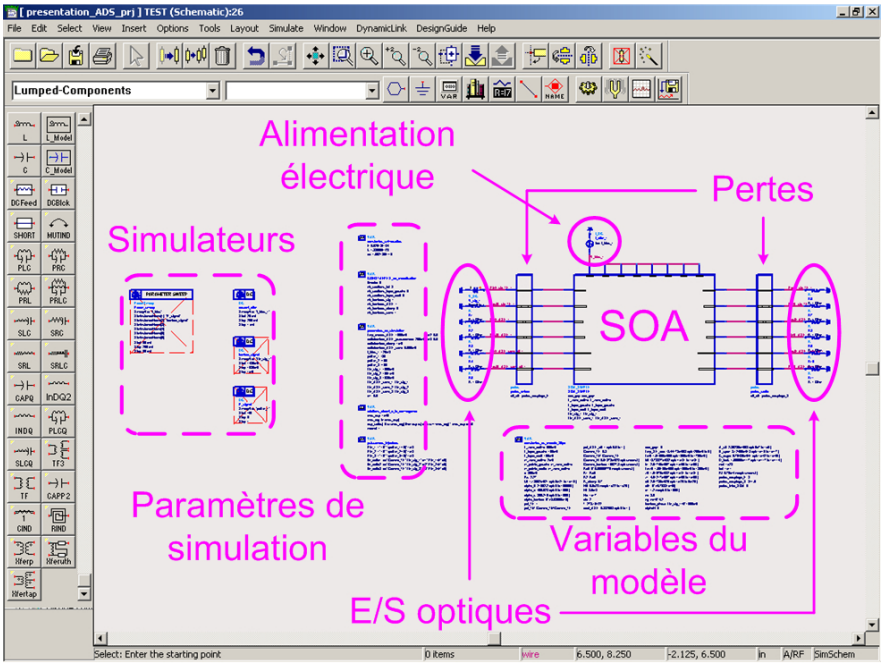


FIG. 3.2 – Présentation d'une vue du niveau 4 sous ADS.

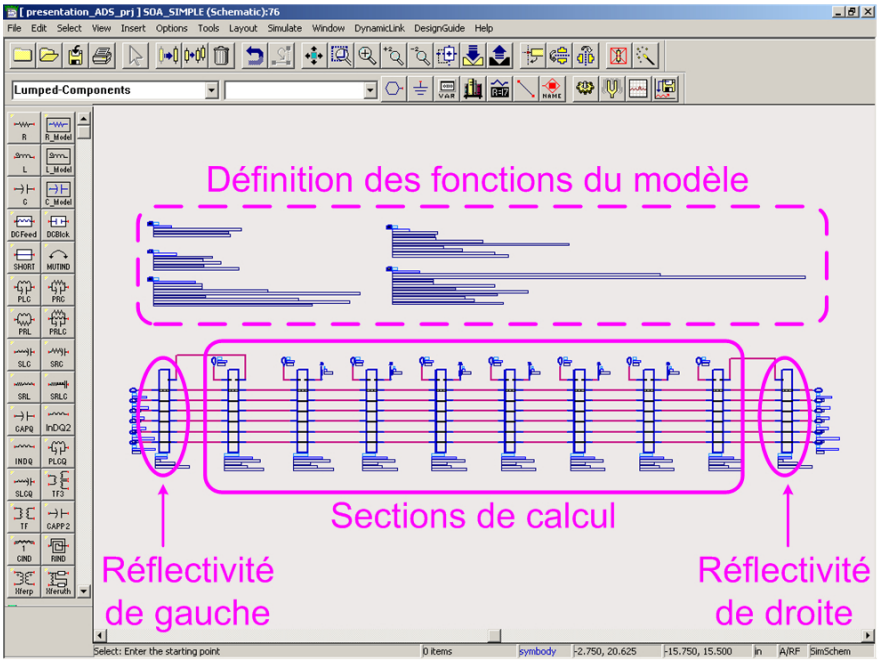


FIG. 3.3 – Présentation d'une vue du niveau 3 sous ADS.

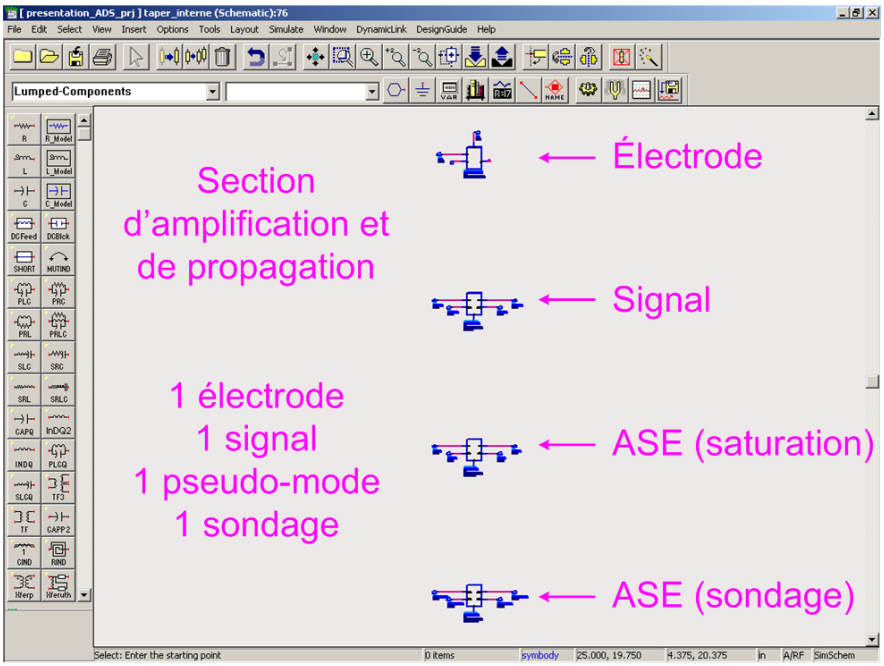


FIG. 3.4 – Présentation d'un exemple de vue du niveau 2 sous ADS.

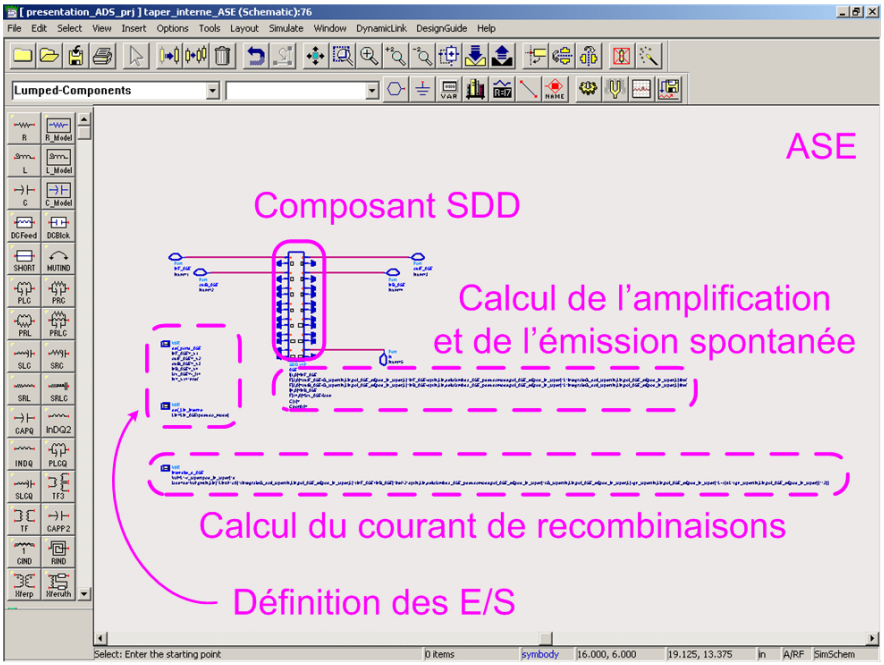


FIG. 3.5 – Présentation d'un exemple de vue du niveau 1 sous ADS.

3.3 Optimisation des paramètres du modèle

L'un des objectifs de notre modélisation est de reproduire le comportement de composants réels. Nous avons dû pour cela mesurer les différentes caractéristiques de notre composant et faire converger le modèle sur les courbes obtenues par mesure. La convergence simulations/mesures se fait en adaptant les paramètres de notre modèle au composant mesuré. Ainsi, bien qu'ayant des valeurs relevées dans les publications pour différents paramètres, un composant est unique et notre simulateur ne peut se satisfaire de valeurs *génériques*. Nous devons donc modifier chaque paramètre afin qu'il corresponde au comportement mesuré pour chaque composant.

L'objectif est ici que les simulations correspondent aux mesures en régime continu pour le gain et le facteur de bruit, et ce sur la plage la plus large possible en termes de longueurs d'onde des signaux incidents, de puissances optiques et de courants d'alimentation.

Avant de continuer, il est nécessaire de définir le vocabulaire que nous allons utiliser dans la suite de cette section. Nous considérons que notre SOA évolue dans trois dimensions {longueur d'onde, puissance optique, courant d'alimentation} autrement dénommées $\{\lambda, P, I\}$, liées aux *variables* de mesure ou de simulation. Le modèle, lui, évolue dans une vingtaine de dimensions (une dimension par *paramètre* du modèle plus les dimensions géométriques si elles ne sont pas connues). Lorsque nous essayons de converger vers une mesure, nous considérons a priori indépendantes ces dimensions et chaque paramètre a son importance pour réussir à réaliser la convergence. En fait, ces paramètres sont liés entre eux par la physique des phénomènes ou par les dimensions géométriques du guide mais ceci ne peut pas être déterminé précisément a priori (problème de l'approche *physique* de la modélisation).

La convergence se fait généralement vers les courbes de tendance obtenues à partir des points de mesure et non vers les points de mesure eux-mêmes. En effet, les mesures présentent des fluctuations qui surviennent entre deux points distants d'un temps donné (variation de la polarisation et des pertes lors de la déconnexion puis reconnexion d'une fibre, d'un appareil, ..., variation de température au cours de la journée malgré l'asservissement en température du SOA, ...). Ceci explique que la précision de nos mesures n'aille pas en deçà du demi dB. Ceci implique également que l'optimisation est entachée d'erreurs liées à la mesure : toutes nos simulations sont reproductibles, les mesures ne le sont pas en dessous du demi dB de précision. La convergence est alors effectuée sur une courbe de tendance obtenue à partir des points de mesure.

La convergence simulations/mesures requiert de plus une réelle maîtrise du banc de mesure car la simulation doit reproduire le plus fidèlement possible "la mesure", autrement dit la succession des appareils avec les pertes ou les distorsions afin de connaître aussi précisément que possible la puissance optique d'entrée dans l'amplificateur optique à semi-conducteurs ou la différence de puissance entre la sortie du SOA et l'appareil de mesure par exemple. Toutes ces erreurs cumulées en plus de celles citées précédemment participent à *l'erreur de mesure*. Le détail du banc de mesure ainsi que des méthodes de maîtrise des données mesurées sont décrits à la section 3.4.1.

3.3.1 Convergence simulations/mesures

La convergence entre simulations et mesures peut généralement être abordée suivant un critère de *globalité*. Elle peut en effet être très restrictive, ou *locale*, lorsqu'un seul point de mesure est fidèlement reproduit par simulation. Elle peut être au contraire *globale*, lorsque tous les points de mesure peuvent être reproduits précisément par simulation.

Si la convergence locale est assez facile à obtenir, il est en revanche très difficile de satisfaire aux critères d'une convergence globale. Notre objectif étant la modélisation sur une large plage de variation des variables d'entrée $\{\lambda, P, I\}$, la convergence que nous souhaitons réaliser est une convergence globale selon ces trois dimensions. La figure 3.6 présente les différentes stratégies de convergence que nous pouvons adopter. La première est une stratégie locale où la convergence est en fait un "point" dans l'espace des dimensions, ou "point *3D*". La deuxième est une stratégie dans laquelle nous nous plaçons en un point *3D* et faisons varier une des variables (convergence suivant une dimension), décrivant ainsi un "cylindre *3D*" de convergence Nous pouvons également nous placer en un point *3D* et faire varier toutes les variables, mais une seule à la fois, obtenant ainsi la convergence pour les trois cylindres *3D* représentés. Enfin, la dernière stratégie de convergence est d'obtenir une correspondance simulations/mesures pour tout un "volume *3D*", dans lequel correspond fidèlement à n'importe quel point de mesure un point de simulation, c'est la convergence globale.

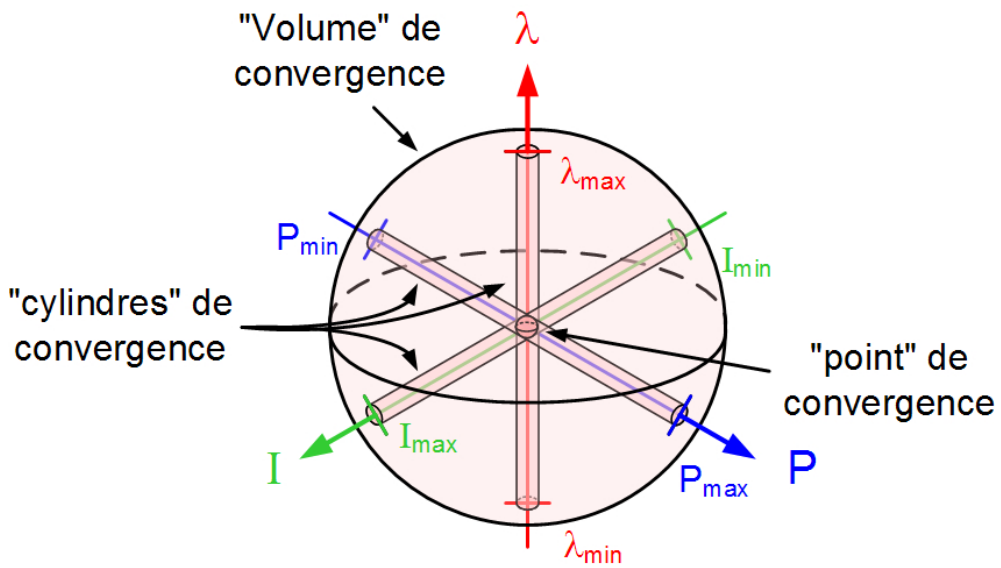


FIG. 3.6 – Trois manières de converger vers des mesures : en un point, suivant une ou plusieurs variables ou de manière globale. Nous avons implémenté une optimisation qui vise à obtenir la convergence simulations/mesures suivant les trois dimensions mais en ne faisant varier qu'une seule variable à la fois (suivant les trois "cylindres *3D*"), et une qui vise la convergence dans tout le "volume *3D*".

Il convient d'avoir à l'esprit que la difficulté d'obtenir une convergence augmente avec le désir de globalité, il est ainsi beaucoup plus difficile d'obtenir avec la même précision une convergence globale qu'une convergence selon l'un des cylindres *3D* décrits précédemment. La convergence globale nécessite en effet plus d'efforts que la première car elle utilise beaucoup plus de points de mesure. Cependant, l'avantage de cette méthode est d'être tout de même assez proche des mesures dans tout le volume (cela dépend de la qualité de la mesure entre les différents points mais nous parlerons de ceci plus tard) et garde un comportement physique si l'on s'éloigne du volume de convergence. De manière générale, si nous arrivons à converger très précisément vers les mesures pour les méthodes semi-globales, il est souvent nécessaire de relâcher les contraintes de précision pour converger de manière globale.

La convergence simulations/mesures telle que nous l'avons décrite requiert la prise en compte d'une vingtaine de paramètres afin que notre modèle reproduise fidèlement les mesures en longueur d'onde, puissance optique et courant d'alimentation. Une convergence par tâtonnement peut facilement être obtenue et être précise en un point de fonctionnement donné en fonction de la longueur d'onde par exemple (un cylindre *3D*), mais c'est déjà beaucoup plus difficile lorsqu'il s'agit de le faire en fonction de la longueur d'onde et du courant d'alimentation (deux cylindres *3D* en même temps) ! En fait, réaliser la convergence en un temps donné ne serait-ce que pour les trois cylindres *3D* en même temps est difficilement réalisable manuellement. Quant à obtenir une convergence de manière globale, c'est proprement inadapté en un temps raisonnable ! Cela revient, rappelons-le, à optimiser "à la main" un problème d'une vingtaine d'inconnues (au moins) a priori indépendantes...

Afin d'obtenir une convergence optimale, il convient de passer à une phase de convergence automatique autrement appelée optimisation. Celle-ci permet de s'assurer, suivant la méthode retenue, d'être soit sur un optimum local (optimisations de type gradient), soit sur un optimum le plus global possible (optimisations de type aléatoire).

Les résultats d'optimisation pour différents SOA sont donnés à la section 3.5.2, en fonction de l'exigence de globalité désirée (section 3.5.2.1, convergence pour les trois cylindres *3D* en même temps ; section 3.5.2.2, convergence globale). Nous présentons dans les sections suivantes l'optimisation sous ADS et l'optimisation que nous avons développée en langage C afin de gagner en efficacité.

3.3.2 Optimisation sous ADS

Le logiciel sous lequel nous avons choisi d'implémenter notre modèle contient dans ses options toutes sortes d'outils d'optimisation. Ceux-ci sont généralement utilisés pour optimiser les paramètres d'un système de filtres afin de répondre aux exigences d'un gabarit donné. Nous avons dans un premier temps utilisé ces outils, faciles d'utilisation et de configuration, afin de réaliser l'optimisation des paramètres de notre modèle. Nous présentons ces différents outils et leurs possibilités.

La figure 3.7 présente les outils nécessaires à l'optimisation sous ADS. Ce sont "OPTIM" qui gère le processus d'optimisation, "GOAL" qui définit les objectifs à atteindre, et les différentes variables qui sont définies optimisables ou non.

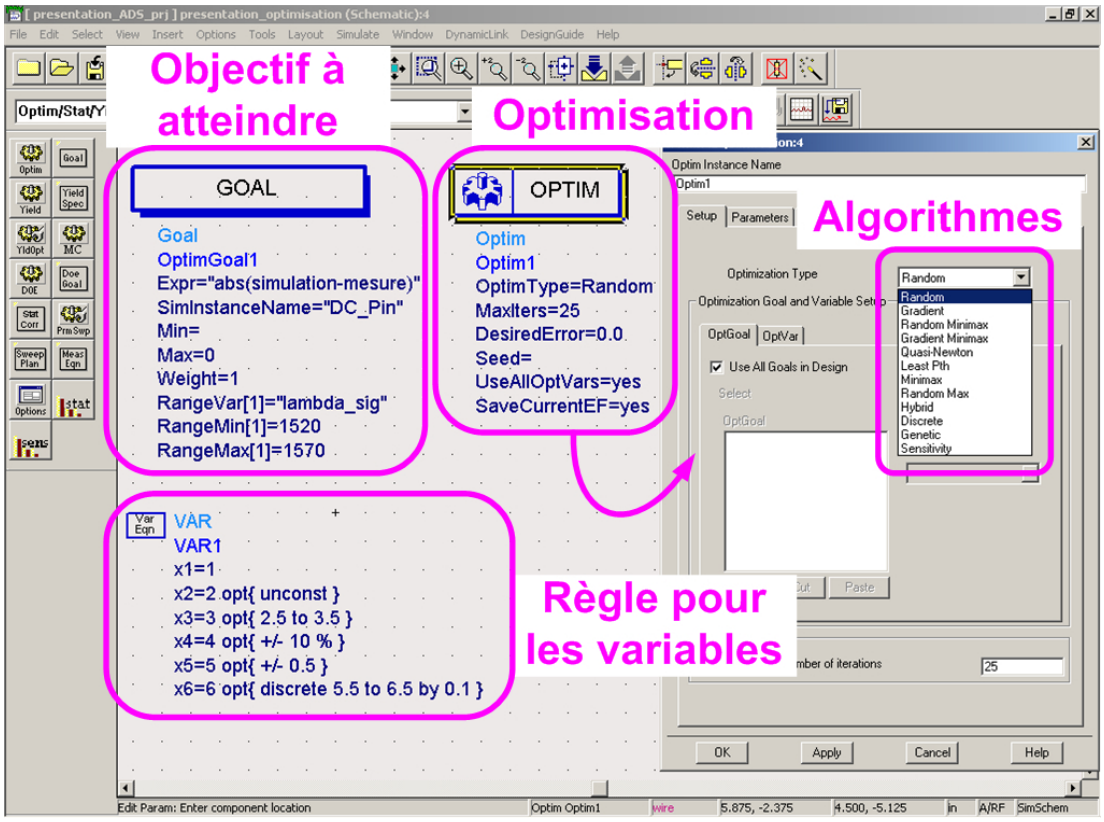


FIG. 3.7 – Présentation des outils d'optimisation sous ADS.

Le gestionnaire de l'optimisation, "OPTIM", propose différents paramètres, dont les principaux sont le nombre d'itérations maximales pour l'optimisation (une itération représente le plus souvent *un pas vers l'amélioration* et non *l'obtention d'un minimum*), l'erreur finale désirée, et l'algorithme utilisé pour l'optimisation. Il convient de distinguer entre la formulation de la fonction d'erreur et la méthode de recherche du minimum de cette fonction d'erreur. Nous ne détaillerons pas les fonctions d'erreurs disponibles tant elles sont nombreuses, la formulation la plus courante étant [79] :

$$\sum_{i=1}^{N_G} w_i \left|\text{simulation}_i - \text{objectif}_i\right|^p \tag{3.1}$$

où N_G est le nombre d'objectifs à atteindre, w_i le poids attribué à chaque objectif et p la puissance à laquelle le résidu est élevé.

Nous listons ci-dessous les différentes méthodes de recherche disponibles sous ADS et leur fonctionnement (pour plus d'informations, voir [79]) :

- *Random* : choix aléatoire des valeurs des variables ;
- *Gradient* : calcul du gradient de la fonction d'erreur ;

- *Quasi-Newton* : calcul du gradient et des dérivées d'ordre deux (afin de trouver la pente du gradient) ;
- *Minimax* : minimisation du maximum de l'erreur, autrement dit amélioration systématique du pire cas ;
- *Discrete* : exploration de toutes les combinaisons possibles des valeurs des variables qui ont été définies à variation discrète ;
- *Genetic* : minimisation à l'aide d'algorithmes dits "génétiques".

Les objectifs de l'optimisation sont donnés pour une variable ("lambda_ sig" pour le spectre de puissance du signal par exemple) et sa plage d'optimisation (ici 1520 - 1570 nm). Chaque objectif permet de définir dans quelle plage (min-max) doit arriver la valeur de l'expression (ici abs(simulation-mesure)) en fin d'optimisation. Un paramètre, "Weight", permet de définir un poids arbitraire pour chaque objectif permettant ainsi l'introduction de la notion de priorité entre objectifs.

Les paramètres du modèle enfin peuvent être ou non optimisables, différentes règles s'appliquent indépendamment pour chacun (figure 3.7) :

- x1 vaut 1 et n'est pas optimisable ;
- x2 vaut 2 au départ et n'a pas de valeur limite, il est non contraint ;
- x3 vaut 3 au départ et peut varier continûment entre 2,5 et 3,5 ;
- x4 vaut 4 au départ et peut varier continûment entre -10 et +10 % autour de la valeur de départ ;
- x5 vaut 5 au départ et peut varier continûment entre -0,5 et 0,5 autour de la valeur de départ ;
- x6 vaut 6 au départ et peut varier entre 5,5 et 6,5 par pas de 0,1 .

ADS présente ainsi de réelles potentialités pour l'optimisation des paramètres de notre modèle. Nous avons dans un premier temps utilisé ADS afin d'optimiser les paramètres de notre modèle mais la convergence s'est avérée lente pour toute une plage *3D*. En effet, nous avons environ une vingtaine de paramètres pour un millier de points de mesures. Ceci impose à ADS de calculer un gradient en dimension au moins 20 et de simuler à chaque itération plus d'un millier de points. De plus, l'optimisation de type gradient donne un résultat (au bout de dizaines d'heures généralement...) mais, afin d'améliorer la convergence, nous avons eu beaucoup de problèmes lors du passage à la phase aléatoire. En effet, même en ayant défini des plages de validité restreintes pour tous nos paramètres, un tirage aléatoire ne garantit pas le fait que le système des 20 paramètres choisi soit simulable par ADS car lorsque nous définissons nos plages de validité, chaque paramètre est défini indépendamment des autres.

N'ayant pu résoudre simplement ces problèmes, nous avons préféré réaliser nous-mêmes une optimisation qui soit plus facilement malléable et surtout plus rapide. Nous présentons rapidement dans la section suivante la solution mise en œuvre.

3.3.3 Optimisation développée en langage C

Le programme (développé en langage C), contient deux parties a priori indépendantes, la simulation du SOA et l'optimisation. Ces deux parties sont en effet indépendantes puisque, même si la deuxième utilise la première, n'importe quel algorithme d'optimisation peut utiliser n'importe quelle modélisation de SOA.

Nous nous sommes basés sur un programme de simulation des SOA développé en langage C dans notre laboratoire. Ce programme a été adapté et mis à jour pour pouvoir simuler notre modèle (définition polynomiale du gain, de l'ASE, taux de recombinaisons, ...). La partie simulation du programme donne des résultats identiques aux simulations statiques d'ADS, aux erreurs numériques près. Pour cela, nous nous assurons d'avoir le même nombre de sections de calcul en C que sous ADS.

Nous utilisons une combinaison des algorithmes de recuit-simulé et gradient présentés ci-après. Un schéma simplifié de l'algorithme global est présenté à la figure 3.8.

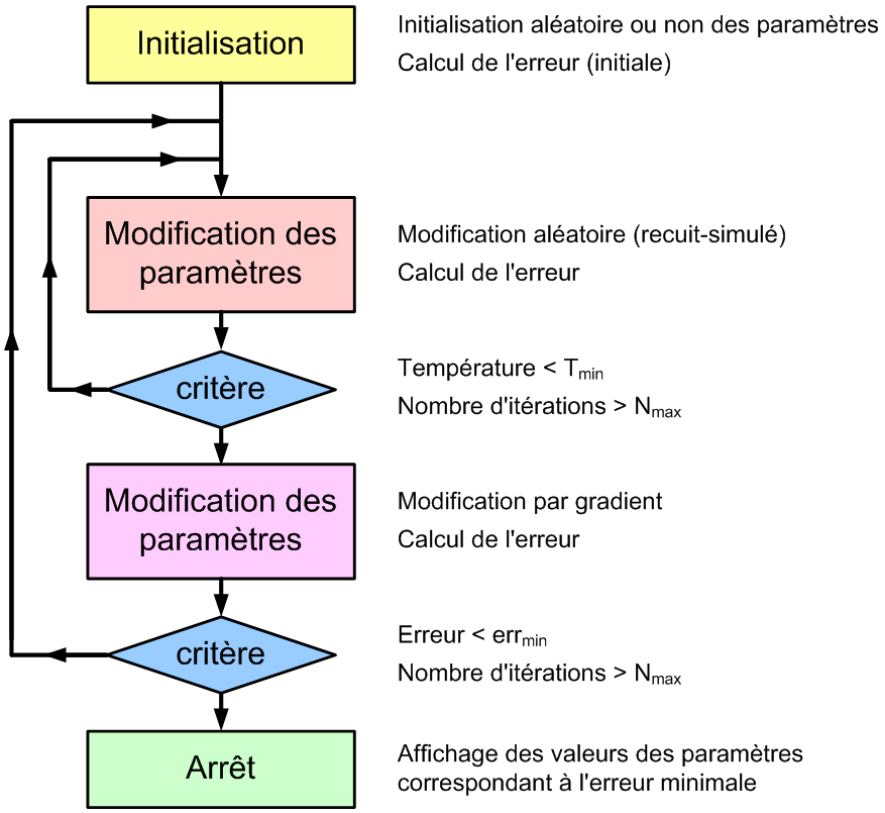


FIG. 3.8 – Algorithme d'optimisation implémenté en langage C. À chaque calcul de l'erreur, le modèle de SOA est utilisé et tous les points de mesure sont simulés.

À chaque fois que nous calculons l'erreur, le modèle de SOA est appelé et tous les points de mesure sont simulés. Les critères de choix dépendent soit du seuil défini par l'erreur que nous souhaitons obtenir au final ($\mathrm{err}_{\mathrm{min}}$), soit du seuil défini par la température minimale à atteindre ($\mathrm{T}_{\mathrm{min}}$), soit du seuil défini par le nombre maximal d'itérations permises ($\mathrm{N}_{\mathrm{max}}$).

Les sections qui suivent sont dédiées à la présentation rapide des algorithmes d'optimisation que nous avons implémentées en C, le recuit-simulé et le gradient. Notre optimisation utilise comme nous l'avons vu une combinaison des deux solutions. Ces méthodes sont bien connues et des librairies de codes existent selon le langage utilisé [80].

3.3.3.1 Optimisation par une série de lancers aléatoires partiellement dirigés : le recuit-simulé

La première méthode pour obtenir un accord entre simulations et mesures est d'effectuer une optimisation de type aléatoire. Cette méthode assure, en effet, d'arriver sur l'optimum global *au bout d'un moment*. Nous ne pouvons pas en revanche savoir combien de temps va durer ce moment : plus le problème est complexe et plus cela va prendre de temps. Ici, rappelons que nous avons un problème à environ 20 inconnues qui suppose un temps très long pour arriver à une solution globale, même si nous pouvons donner des *plages de validité* qui limitent l'étendue des recherches (ces raisons sont physiques ou données par la vraisemblance avec des valeurs communément admises, par exemple $\lambda_{z_0} > \lambda_0$, $a_0 \sim 10^{-20}$, ...).

Le *recuit-simulé* est une méthode aléatoire qui simule l'évolution d'un système thermodynamique qui se refroidit. Lorsque le refroidissement de ce système est suffisamment lent, son énergie finale lorsque la température est nulle est le minimum d'énergie possible du système. Lorsque ce système est un ensemble d'atomes, le système tend vers un cristal. Si la température refroidit trop vite, le système final est amorphe. Entre les deux, le système peut présenter des groupements cristallins éparpillés dans la structure.

Le recuit consiste en des phases de décroissance de température suivies de paliers à température constante. Lorsque le système final n'est pas d'énergie minimale, une remontée en température suffit à redonner de la mobilité aux atomes qui, lorsque la température décroît, peuvent de nouveau s'arranger en cristal. Le *recuit-simulé* s'inspire de cette technique et permet ainsi d'obtenir l'énergie minimale du système (l'optimum global) lorsque la température décroît suffisamment lentement.

Avec cette méthode, nous voyons que les atomes se répartissent "selon leur bon vouloir" dans la structure en fonction de leur mobilité (côté aléatoire de la méthode) mais l'optimisation est dirigée dans le sens où nous les refroidissons (une fois qu'une structure cristalline est obtenue, la perte de mobilité des atomes les empêche de la briser). Nous réglons ainsi le temps de l'optimisation par le temps de *refroidissement* et par le nombre de fois que nous relançons le processus.

Cette méthode est assez efficace car elle permet de pouvoir s'écarter d'un minimum local afin d'aller dans un autre minimum, sans toutefois jamais savoir si le minimum des minima qui a été trouvé à l'arrêt de l'optimisation est *le* minimum global [80].

3.3.3.2 Optimisation par la recherche et la minimisation du gradient en X dimensions

Un autre moyen pour obtenir un accord entre simulations et mesures est d'effectuer une optimisation par une méthode de type gradient. Celle-ci détermine la pente (le *gradient*) de notre système à X variables et cherche à la minimiser. L'avantage de cette méthode est sa rapidité à trouver le minimum local, l'inconvénient étant qu'une fois la pente déterminée, elle ne peut s'écarter du minimum local dont elle est la plus proche et ne cherche qu'à s'en rapprocher. Aussi cette méthode est inopérante pour déterminer le minimum *global* du problème [80].

3.3.3.3 Optimisation par une combinaison des deux solutions

Comme nous l'avons vu, chacune des deux méthodes possède des points forts et des points faibles. Nous pouvons utiliser les deux solutions en même temps afin de profiter des points forts de chacune, à savoir rapidité du gradient à trouver un minimum local, et potentialité du recuit-simulé à sauter d'un minimum local en un minimum "plus global". Nous enchaînons alors comme suit les deux méthodes :

1. Nous commençons par le recuit-simulé qui permet d'orienter vers un minimum le plus global possible.
2. Une fois que le recuit-simulé s'est suffisamment "refroidi" et qu'un minimum s'est dégagé, le gradient prend le relais en menant tout droit au minimum en très peu de temps.

Nous avons réalisé l'optimisation à partir de mesures statiques uniquement. Nous avons systématiquement pris pour références les mesures des puissances du signal et de l'ASE en sortie du SOA. L'optimisation vers d'autres mesures, statiques ou dynamiques peut également être envisagée. Nous pouvons en effet par exemple mesurer en statique la caractéristique courant-tension du SOA afin d'obtenir des précisions sur la valeur de la résistance linéique de l'électrode et la tension photodétectée aux bornes du SOA. L'optimisation sur des mesures dynamiques peut également permettre d'affiner les simulations.

Le bilan de la combinaison de ces deux méthodes est très satisfaisant puisque nous avons obtenu de très bons résultats en un temps raisonnable (deux semaines en tout, depuis le traitement des données des mesures jusqu'à la simulation finale sous ADS). Il est à noter qu'il y a au moins un millier de points de mesure, ce qui signifie au moins autant de points de simulation ! Le résultat obtenu montre que la différence entre les simulations et les mesures peut être inférieure à 2 dB sur toute la plage de fonctionnement du SOA (tableau 3.5 page 130) ! Les figures présentées à la section 3.5.2.2 montrent le résultat tel qu'il apparaît sous ADS lorsque nous comparons simulation et mesure après optimisation pour deux SOA différents.

3.4 Mesures

Nous allons maintenant confronter notre modélisation aux mesures que nous avons effectuées. Dans un premier temps nous présenterons rapidement le banc de mesure que nous avons mis en place et utilisé, dans un deuxième temps nous analyserons les comparaisons entre simulations et mesures suivant le gain, l'ASE et le facteur de bruit.

3.4.1 Montage général pour la mesure

La figure 3.9 présente la chaîne de mesures. Le radiomètre (PM), par le biais du coupleur 50/50, sert à connaître avec précision la puissance incidente sur le SOA. Le signal de sortie auquel se superpose l'ASE est envoyé vers un analyseur de spectre optique (OSA) pour calculer le gain et le facteur de bruit (NF) du SOA.

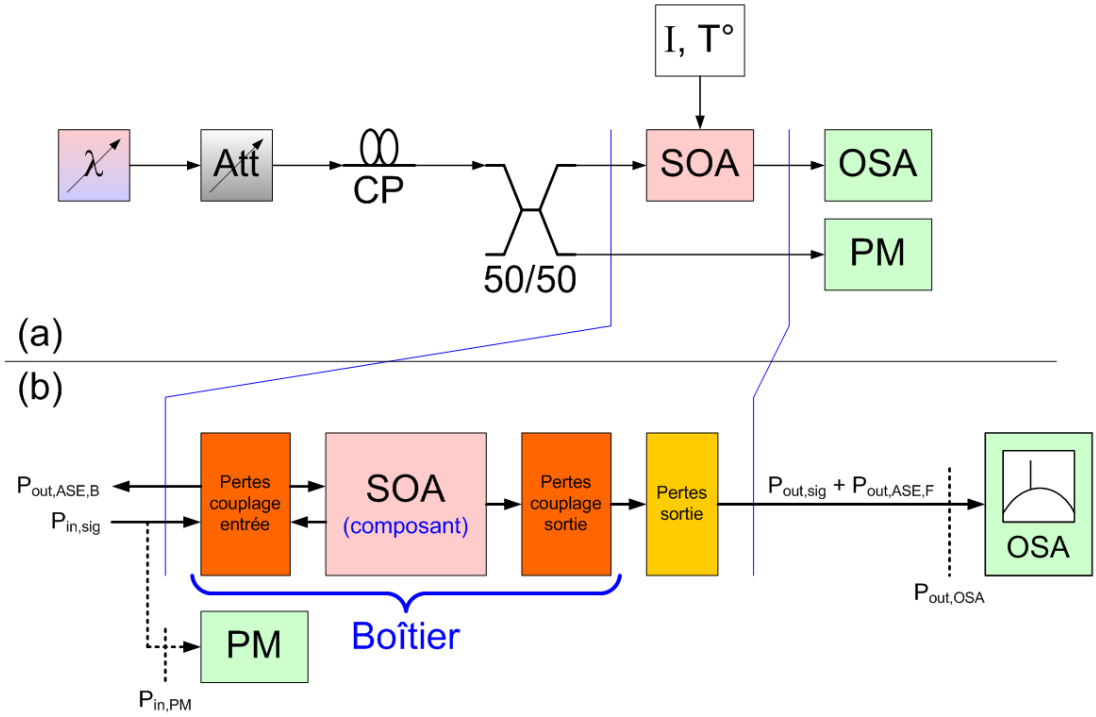


FIG. 3.9 – Schéma simplifié minimal d'une chaîne de mesures. (a) : du laser ajustable (λ) à l'analyseur de spectre optique (OSA) en passant respectivement par l'atténuateur (Att), le contrôleur de polarisation (CP), le coupleur 50/50, le radiomètre (PM) et bien sûr le SOA, piloté par un courant d'alimentation I et contrôlé en température (T°). (b) : Présentation des données à mesurer pour effectuer précisément la mesure. Le radiomètre donne l'image de la puissance incidente à l'entrée du SOA, l'OSA mesure en sortie le signal amplifié auquel se superpose l'ASE. $P_{in,PM}$ est la puissance entrant dans le radiomètre, $P_{out,OSA}$ celle entrant dans l'OSA.

À l'aide de ce simple montage, nous pouvons avoir la variation du gain et du NF en fonction de la longueur d'onde (grâce à un laser accordable), de la puissance (atténuateur variable) et du courant d'alimentation (courant variable) du SOA. Le contrôleur de polarisation sert à déterminer la sensibilité du SOA à ce phénomène et à orienter le signal incident suivant le mode privilégié (nous ne *maîtrisons* pas la polarisation avec ce montage, nous la *contrôlons* simplement...). Il faut signaler que les SOA utilisés présentent une sensibilité faible à la polarisation (inférieure à 2 dB)

Tout le problème consiste à réaliser une mesure précise et reproductible afin de pouvoir comparer sereinement avec la modélisation. Pour cela, il faut idéalement prendre les précautions suivantes (par ordre de priorité décroissante, ici pour des mesures sur un composant mis en boîtier) :

- avoir des appareils calibrés ou du moins avec une bonne précision relative,
- déterminer précisément les pertes d'insertion de chaque appareil,
- contrôler en température le SOA mais également tout le montage (dérives thermiques),
- figer les fibres optiques dans leur position (dérive en polarisation),
- ne pas déconnecter/reconnecter un appareil ou une fibre (variation des pertes),
- effectuer le montage sur un endroit plat, stabilisé ou insensible aux variations thermiques et mécaniquement stabilisé ou isolé (dérives mécaniques), typiquement un marbre posé sur coussin d'air,
- travailler dans un environnement sécurisé en termes de poussières et d'humidité (salle blanche ou grise).

L'ordre des priorités dépend évidemment du montage à réaliser. Si des mesures doivent être faites par exemple sur un composant non intégré dans un boîtier mais à injection en espace libre, il est évident que toute action de protection contre les poussières devient primordiale. Si de plus la mesure est montée sur rails afin d'aligner optiquement les appareils, la stabilité mécanique du montage est cruciale.

3.4.2 SOA utilisés

Nous avons effectué des mesures sur trois SOA différents en caractéristiques de fonctionnement et en dimensions opto-géométriques.

Le premier SOA, appelé "SOA 1", a pour dimensions {Γ=30 %, L=500 μm, w=2 μm, d=300 nm}. Il se présente intégré dans un boîtier (fondeur : OptoSpeed). Lorsqu'il est alimenté par un courant de 200 mA, son pic de gain est à 1535 nm et vaut environ 21 dB fibre à fibre. Sa puissance de saturation à -3 dB en sortie du SOA vaut environ +7 dBm à 150 mA (gain fibre à fibre : environ 16 dB).

Le deuxième SOA, appelé "SOA 2", a pour dimensions {Γ=4 %, L=2000 μm, w=2 μm, d=50 nm}. Ce composant n'est pas intégré dans un boîtier (fondeur : Alcatel). Son pic de gain vaut environ 4 dB à 100 mA et est situé à 1550 nm. Sa puissance de saturation à -3 dB en sortie du SOA vaut environ +1 dBm à 100 mA.

Le troisième SOA, appelé "SOA 3", a pour dimensions {Γ=20 %, L=750 μm, w=2,5 μm, d=90 nm}. Ce composant est intégré dans un boîtier (fondeur : InPhenix). Son pic de

gain à 200 mA est situé à 1515 nm et vaut environ 20 dB. Sa puissance de saturation à -3 dB en sortie du SOA vaut environ +10 dBm à 200 mA.

3.4.3 Extraction des données

Lors d'une mesure statique, la lecture des informations se fait (voir figure 3.9) soit sur un radiomètre (appareil intégrant la lumière sur tout le spectre disponible), soit sur un analyseur de spectre optique (appareil intégrant la lumière sur une fenêtre spectrale spécifiée, typiquement 0,1 nm).

Le signal à l'entrée du SOA est un faisceau spectralement fin (signal laser) avec à ses pieds un *plancher de bruit* formé de l'ASE et de quelques modes secondaires émis par le laser (figure 3.10). Le rapport signal à bruit est typiquement d'une quarantaine de dB avec les lasers actuels. Étant donné la forte valeur de ce rapport en entrée du SOA, nous pouvons nous contenter d'envoyer sans filtrage le signal vers un radiomètre.

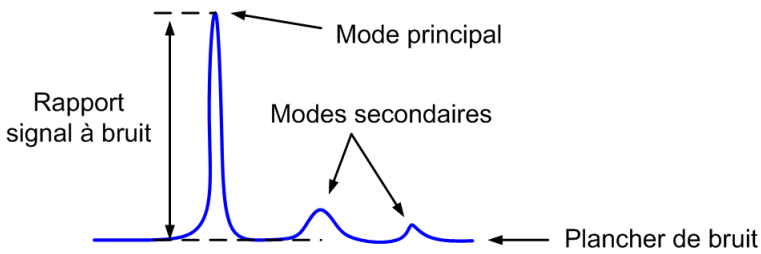
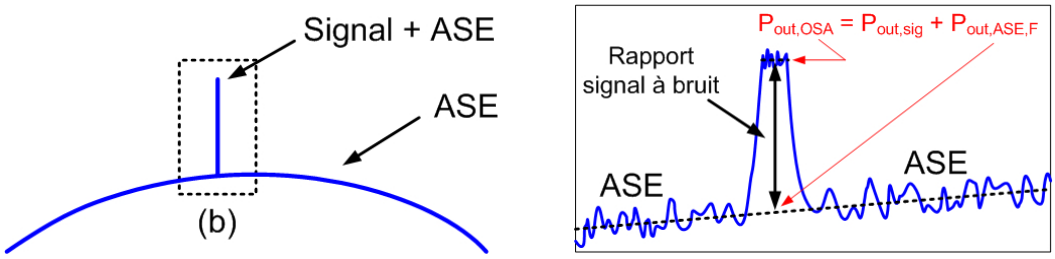


FIG. 3.10 – Exemple d'un signal en entrée d'un SOA.

En sortie du SOA, tous les photons incidents sont amplifiés selon le gain du composant et s'ajoutent à ceux-ci les photons de l'ASE (figure 3.11). Afin d'extraire le signal de cette mesure, il convient de soustraire à la puissance mesurée la puissance de l'ASE à cette longueur d'onde. C'est pour ces raisons que nous privilégions l'utilisation d'un OSA pour effectuer les mesures en sortie du SOA.



(a) Vue globale d'un signal sortant d'un SOA.

(b) Zoom sur un signal sortant d'un SOA.

FIG. 3.11 – Exemple d'un signal en sortie d'un SOA.

3.4.4 Mesure du gain

Le gain fibre à fibre en dB du SOA est donné par l'équation 3.2, dans laquelle nous avons pris soin de soustraire à la puissance mesurée sur l'OSA ($P_{out,OSA}$) la puissance de l'ASE à la longueur d'onde du signal ($P_{out,ASE,F}$). Cette puissance de l'ASE sous le signal est estimée manuellement en calculant la moyenne entre l'ASE à gauche et l'ASE à droite du signal (figure 3.11(b)). Nous avons également ajouté les pertes (valeurs positives) entre le boîtier et l'OSA ($\mathscr{P}_{sortie}$).

$$G_{\mathrm{dB}}^{\mathrm{boîtier}} = 10\ \log(\frac{P_{out,OSA} - P_{out,ASE,F}}{P_{in,PM}}) + \mathscr{P}_{sortie} \tag{3.2}$$

Si nous voulons le gain du composant, il suffit d'ajouter l'estimation des pertes de couplage (internes au boîtier) à l'entrée $\mathscr{P}_g$ et à la sortie $\mathscr{P}_d$ du SOA :

$$G_{\mathrm{dB}}^{\mathrm{composant}} = G_{\mathrm{dB}}^{\mathrm{boîtier}} + \mathscr{P}_g + \mathscr{P}_d \tag{3.3}$$

Les figures 3.12 à 3.14 présentent les caractéristiques typiques du gain d'un SOA en fonction de la longueur d'onde, de la puissance optique injectée et du courant d'alimentation.

3.4.5 Mesure de la puissance d'ASE et du NF

La puissance d'ASE qui nous intéresse est celle montrée à la figure 3.11(b). En effet, si la puissance totale de l'ASE peut nous renseigner sur le comportement du SOA, l'ASE située à la longueur d'onde du signal nous permet de mesurer le NF. Cette puissance est notée $P_{out,ASE,F}$.

Nous avons vu à la section 2.6 la définition optique du NF. La définition du NF mesuré doit être adaptée afin de tenir compte des quantités effectivement mesurables. De plus, lors de la mesure, nous ne filtrons pas en terme de polarisation avant la détection sur l'OSA. La puissance d'ASE que nous mesurons est donc un mélange des deux polarisations TE et TM. Puisque nous supposons que les SOA sont insensibles à la polarisation, nous avons l'équivalence $2\,P_{ase}(\nu) = P_{out,ASE,F}$ dans l'équation 2.40, où $P_{out,ASE,F}$ est la puissance de l'ASE relevée sur l'OSA (figure 3.9).

Les quantités "mesurables" dont nous disposons sont la longueur d'onde λ, la résolution spectrale de l'OSA $\Delta\lambda$, la puissance totale (en W) mesurée sur l'OSA $P_{out,OSA}$, la puissance d'ASE (estimée) sous le signal $P_{out,ASE,F}$ (en W) et la puissance d'entrée du signal $P_{in,PM}$ (en W). L'équation suivante détermine le facteur de bruit en fonction de ces quantités :

$$NF = 10\ \log\left(\frac{P_{out,ASE,F}\,P_{in,PM}}{(P_{out,OSA} - P_{out,ASE,F})\,h\,c^2\,\frac{\Delta\lambda}{\lambda^3}}\right) \tag{3.4}$$

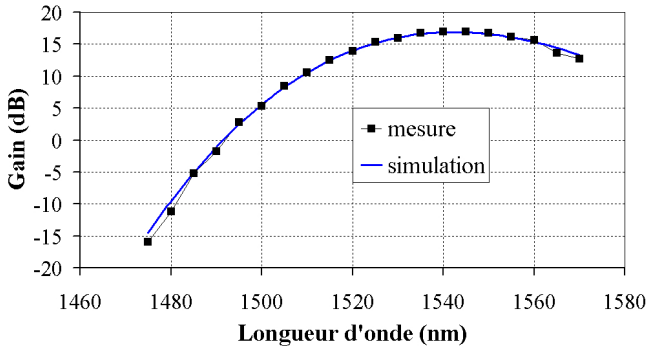


FIG. 3.12 – Gain en fonction de la longueur d'onde. Le courant d'alimentation vaut 150 mA et la puissance optique incidente -40 dBm.

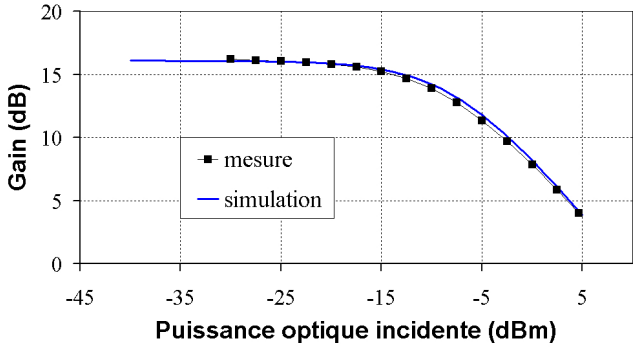


FIG. 3.13 – Gain en fonction de la puissance optique incidente. Le courant d'alimentation vaut 150 mA et la longueur d'onde 1555 nm.

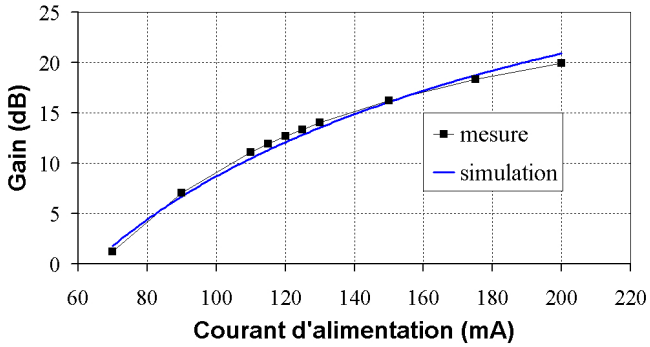


FIG. 3.14 – Gain en fonction du courant d'alimentation. La puissance optique incidente -40 dBm et la longueur d'onde 1555 nm.

Les puissances optiques mesurées sont cependant le plus souvent données en dBm, ce qui modifie la relation calculée précédemment :

$$NF = P_{in,PM,\mathrm{dBm}} - 10\,\log\left(10^{\frac{P_{out,OSA,\mathrm{dBm}} - P_{out,ASE,F,\mathrm{dBm}}}{10}} - 1\right) + P_{X,\mathrm{dBm}} \tag{3.5}$$

où le terme "$P_{X,\mathrm{dBm}} = -10\,\log(\frac{\frac{h\,c^2}{\lambda^3}\Delta\lambda}{1\,\mathrm{mW}})$" peut être approximé par la valeur 58 lorsque le NF est calculé autour de 1550 nm avec un OSA de résolution 0,1 nm.

Les figures 3.15 à 3.17 présentent les caractéristiques typiques du NF d'un SOA en fonction de la longueur d'onde, de la puissance optique injectée et du courant d'alimentation.

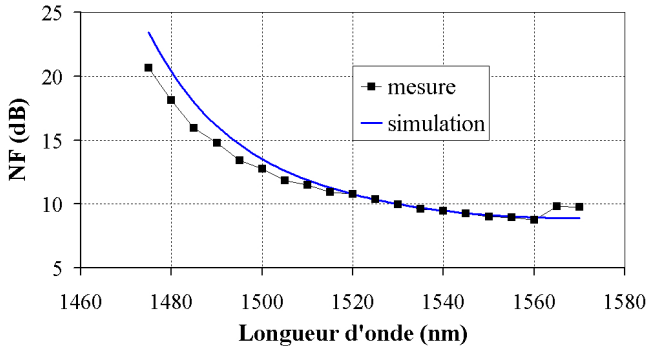


FIG. 3.15 – NF en fonction de la longueur d'onde. Le courant d'alimentation vaut 150 mA et la puissance optique incidente -40 dBm.

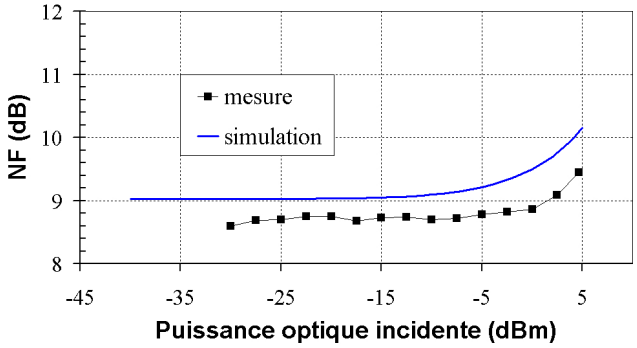


FIG. 3.16 – NF en fonction de la puissance optique incidente. Le courant d'alimentation vaut 150 mA et la longueur d'onde 1555 nm.

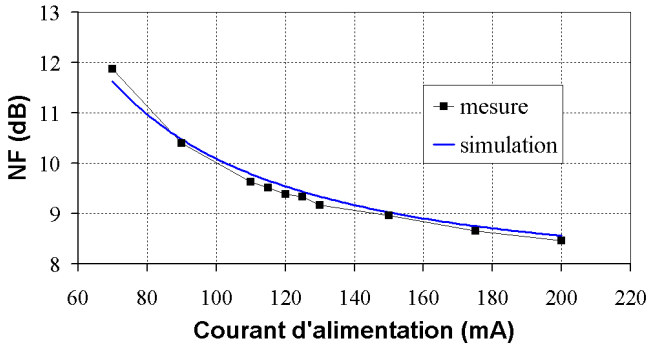


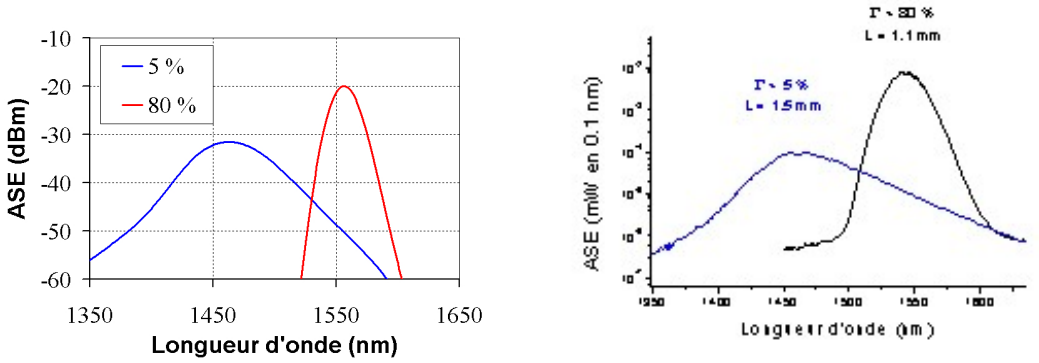
FIG. 3.17 – NF en fonction du courant d'alimentation. La puissance optique incidente -40 dBm et la longueur d'onde 1555 nm.

3.5 Validations

Avant d'étudier de manière plus systématique le comportement de notre modèle vis-à-vis de composants réels, il convient de vérifier que notre modèle répond à divers critères de validité.

3.5.1 Plusieurs géométries de SOA

Premièrement nous devons vérifier la bonne prise en compte du facteur de confinement et des dimensions opto-géométriques. Ceci se fait via l'observation du spectre de l'ASE de deux composants très différents (figure 3.18). Le premier SOA a pour caractéristiques Γ=5 % et L=1500 μm, le deuxième SOA Γ=80 % et L=1100 μm. Nous voyons que, même si le modèle n'a pas été ajusté par l'optimisation sur ces composants, il restitue correctement le comportement mesuré, à savoir un fort décalage du pic d'ASE vers les fortes longueurs d'onde et une puissance du pic plus forte en présence d'un fort facteur de confinement.



(a) Simulations.

(b) Mesures (résultats fournis par Alcatel).

FIG. 3.18 – Vérification de la bonne prise en compte des dimensions opto-géométriques en présence de deux SOA de géométries très différentes.

3.5.2 Plusieurs SOA

3.5.2.1 Convergence semi-globale

Les figures 3.12 à 3.14 et 3.15 à 3.17 présentées aux sections 3.4.4 et 3.4.5 comparent les résultats obtenus par simulation et ceux obtenus par mesure [1] autour du point *3D* {1555 nm, −40 dBm, 150 mA} (suivant les trois cylindres *3D* définis à la section 3.3.1, figure 3.6, **en même temps**) pour un SOA (SOA 1) ayant pour caractéristiques {Γ=30 %, L=500 μm, w=2 μm, d=0,3 μm} ([59]). Les figures 3.19 à 3.24 présentent les résultats obtenus par simulation et ceux obtenus par mesure autour du point *3D* {1550 nm, −25 dBm, 100 mA} (toujours suivant les trois cylindres *3D* **en même temps**) pour un SOA (SOA 2) ayant pour caractéristiques {Γ=4 %, L=2000 μm, w=2 μm, d=0,05 μm} [2] [59].

Nous pouvons voir pour chaque composant une comparaison entre simulation et mesure systématiquement pour le gain et le NF en fonction de la longueur d'onde du signal incident, de la puissance optique incidente et du courant d'alimentation. Nous remarquons cependant que l'optimisation a été réalisée seulement de 1520 à 1560 nm pour le premier SOA (figures 3.12 et 3.15) car les mesures présentent un problème de stabilité de part et d'autre de cette plage. L'optimisation sur le NF du SOA 2 a été limitée à la plage allant de 60 à 140 mA (figure 3.24) puisque, n'ayant pas convergé vers la puissance de l'ASE, nous ne savons pas si ce comportement peut être reproduit par simulation ou non. Une piste pour expliquer ce comportement serait une dérive en température avec l'augmentation du courant puisque le composant est en espace libre. Ce comportement peut cependant aussi être dû au fait que le composant soit particulièrement long ($L = 2$ mm).

L'erreur maximale commise sur toutes ces simulations est minime puisqu'elle est largement inférieure au dB sur la plage d'optimisation (tableaux 3.1 à 3.3).

[1] Mesures effectuées en collaboration avec M. Amaya dans le cadre de son doctorat, [81].
[2] SOA fabriqué par et mesuré à : Alcatel OPTO+, actuellement Alcatel-Thalès 3-5 Lab.

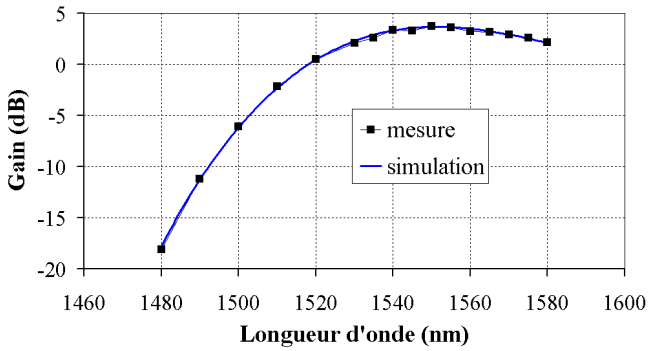


FIG. 3.19 – Gain en fonction de la longueur d'onde autour du point $\{1550\,nm,\ -25\,dBm,\ 100\,mA\}$.

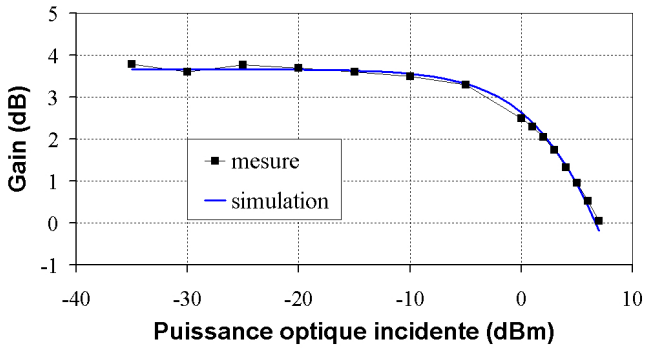


FIG. 3.20 – Gain en fonction de la puissance optique incidente autour du point $\{1550\,nm,\ -25\,dBm,\ 100\,mA\}$.

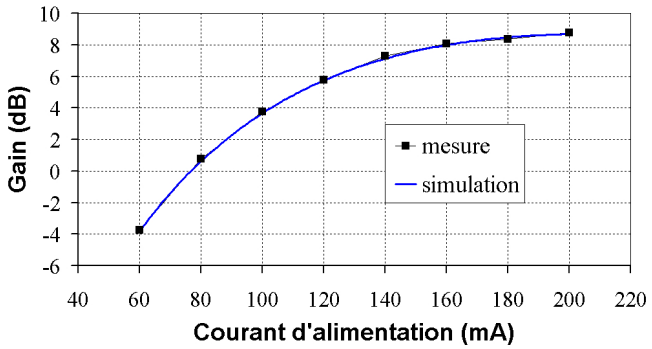


FIG. 3.21 – Gain en fonction du courant autour du point $\{1550\,nm,\ -25\,dBm,\ 100\,mA\}$.

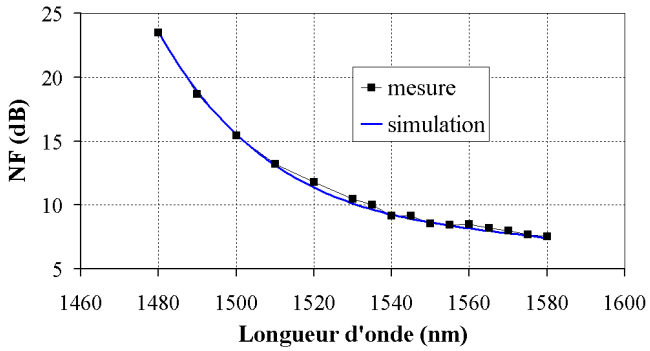


FIG. 3.22 – NF en fonction de la longueur d'onde autour du point $\{1550\,nm,\ -25\,dBm,\ 100\,mA\}$.

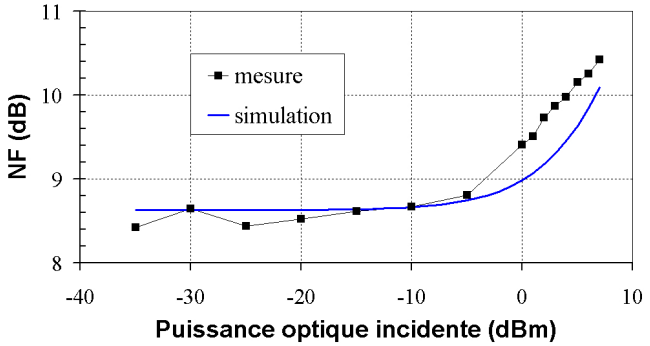


FIG. 3.23 – NF en fonction de la puissance optique incidente autour du point $\{1550\,nm,\ -25\,dBm,\ 100\,mA\}$.

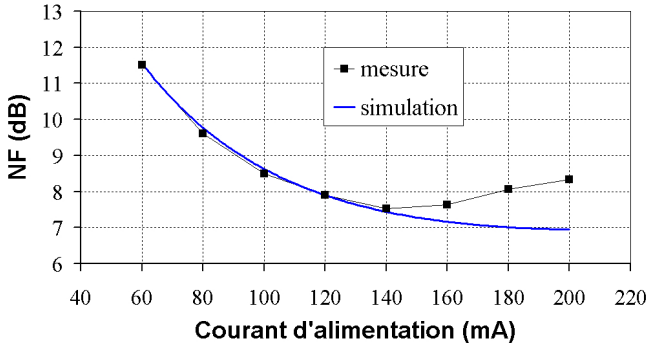


FIG. 3.24 – NF en fonction du courant autour du point $\{1550\,nm,\ -25\,dBm,\ 100\,mA\}$.

SOA	erreur	gain	NF	Plage d'optimisation
1	moyenne maximale	0,12 0,29	0,07 0,21	Longueur d'onde (nm) : 1520 → 1560
2	moyenne maximale	0,13 0,32	0,19 0,40	Longueur d'onde (nm) : 1480 → 1580

TAB. 3.1 – Erreurs moyenne et maximale en dB pour le gain et le NF des deux SOA en fonction de la longueur d'onde.

SOA	erreur	gain	NF	Plage d'optimisation
1	moyenne maximale	0,21 0,46	0,42 0,67	Puissance optique incidente (dBm) : -30 → +5
2	moyenne maximale	0,08 0,24	0,29 0,57	Puissance optique incidente (dBm) : -35 → +7

TAB. 3.2 – Erreurs moyenne et maximale en dB pour le gain et le NF des SOA 1 et 2 en fonction de la puissance optique incidente.

SOA	erreur	gain	NF	Plage d'optimisation	
1	moyenne maximale	0,52 0,97	0,13 0,24	Courant d'alimentation (mA) : 70 → 200	
2	moyenne maximale	0,10 0,15	0,09 0,16	gain I_{bias} (mA) : 60 → 200	NF I_{bias} (mA) : 60 → 140

TAB. 3.3 – Erreurs moyenne et maximale en dB pour le gain et le NF des SOA 1 et 2 en fonction du courant d'alimentation.

3.5.2.2 Convergence globale

Nous avons également réalisé l'optimisation sur toute la plage de mesures (convergence globale) pour le premier SOA (caractéristiques : {Γ=30 %, L=500 μm, w=2 μm, d=0,3 μm}) ainsi que pour un troisième SOA présentant un pic de gain très décalé spectralement (caractéristiques : {Γ=20 %, L=750 μm, w=2,5 μm, d=0,09 μm}, pic de gain à 1510 nm). L'optimisation a consisté à minimiser l'erreur moyenne. Les plages d'optimisation pour chaque SOA sont données ci-après (chaque plage d'optimisation est cependant adaptée au cas par cas en fonction des conditions expérimentales).

SOA 1 :
- 1470 nm à 1570 nm pour la longueur d'onde,
- -30 dBm à +1 dBm pour la puissance optique incidente,
- 70 mA à 250 mA pour le courant d'alimentation.

SOA 3 :
- 1465 nm à 1570 nm pour la longueur d'onde,
- -30 dBm à +6 dBm pour la puissance optique incidente,
- 50 mA à 200 mA pour le courant d'alimentation.

Les figures 3.25 à 3.27 montrent le résultat tel qu'il apparaît sous ADS lorsque nous comparons simulation et mesure après optimisation pour le troisième SOA (SOA 3). Nous pouvons voir une comparaison entre simulations et mesures systématiquement pour la puissance du signal et celle de l'ASE sous le signal en fonction de la longueur d'onde du signal incident, de la puissance optique incidente et du courant d'alimentation. Nous insistons sur le fait que l'optimisation a porté sur l'ensemble des points de mesure.

Les tableaux 3.4 et 3.5 présentent l'analyse de l'erreur entre simulations et mesures (courbes de tendance) pour les deux SOA. Le SOA 1 présente une erreur globale moyenne de 0,82 dB avec une moyenne globale des écarts-types de 0,40 dB. La valeur maximale de l'erreur pour toute la plage d'optimisation vaut 3,47 dB. L'optimisation du SOA 3 présente de meilleures performances, puisque l'erreur globale moyenne vaut 0,29 dB avec une moyenne globale des écarts-types de 0,16 dB. La valeur maximale de l'erreur pour le SOA 3 sur toute la plage d'optimisation vaut 1,66 dB.

Nous constatons que l'optimisation a été meilleure pour le SOA 3 (l'annexe B présente les valeurs des paramètres du modèle pour cette optimisation). Ceci est dû à la fois aux problèmes de stabilité que nous avons rencontré lors des mesures du premier composant et à sa plus forte dépendance à la polarisation (2 dB pour le SOA 1 contre 0,5 dB pour le SOA 3), car réaliser l'optimisation sur une grande plage de variation nécessite un parfait recoupement entre toutes les courbes pour un même point *3D*. Ceci met en évidence l'importance d'avoir des mesures qui soient les plus précises possibles.

En bord de bande apparaissent parfois des ruptures de pente dans les courbes représentant les mesures, ceci est dû au fait que nous utilisons des courbes de tendance polynomiales d'ordre élevé. Hors de la bande dans laquelle ces courbes correspondent parfaitement aux mesures, nous ne nous soucions pas de leur comportement puisqu'il n'est pas pris en compte lors de l'optimisation.

Ceci montre la potentialité de notre modèle à simuler le comportement de n'importe quel SOA pour une large plage d'utilisation en fonction de la longueur d'onde, de la puissance optique incidente et du courant d'alimentation.

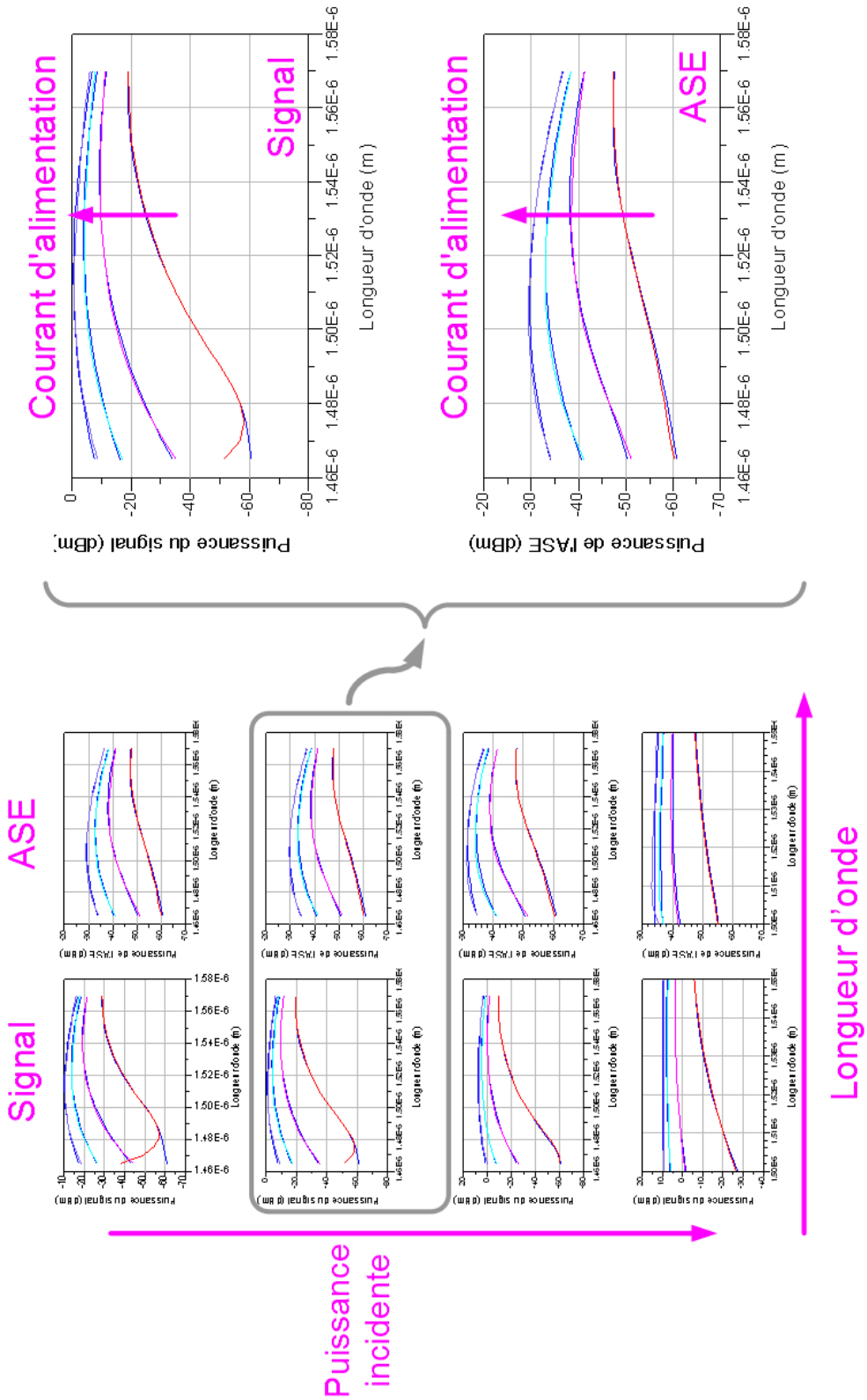


FIG. 3.25 – Résultat d'une optimisation pour le SOA 3 selon les trois dimensions $\{\lambda, P, I\}$, ici en fonction de la longueur d'onde pour plusieurs courants d'alimentation et puissances incidentes. Les résultats de la simulation sont en bleu foncé, ceux des mesures en autres couleurs.

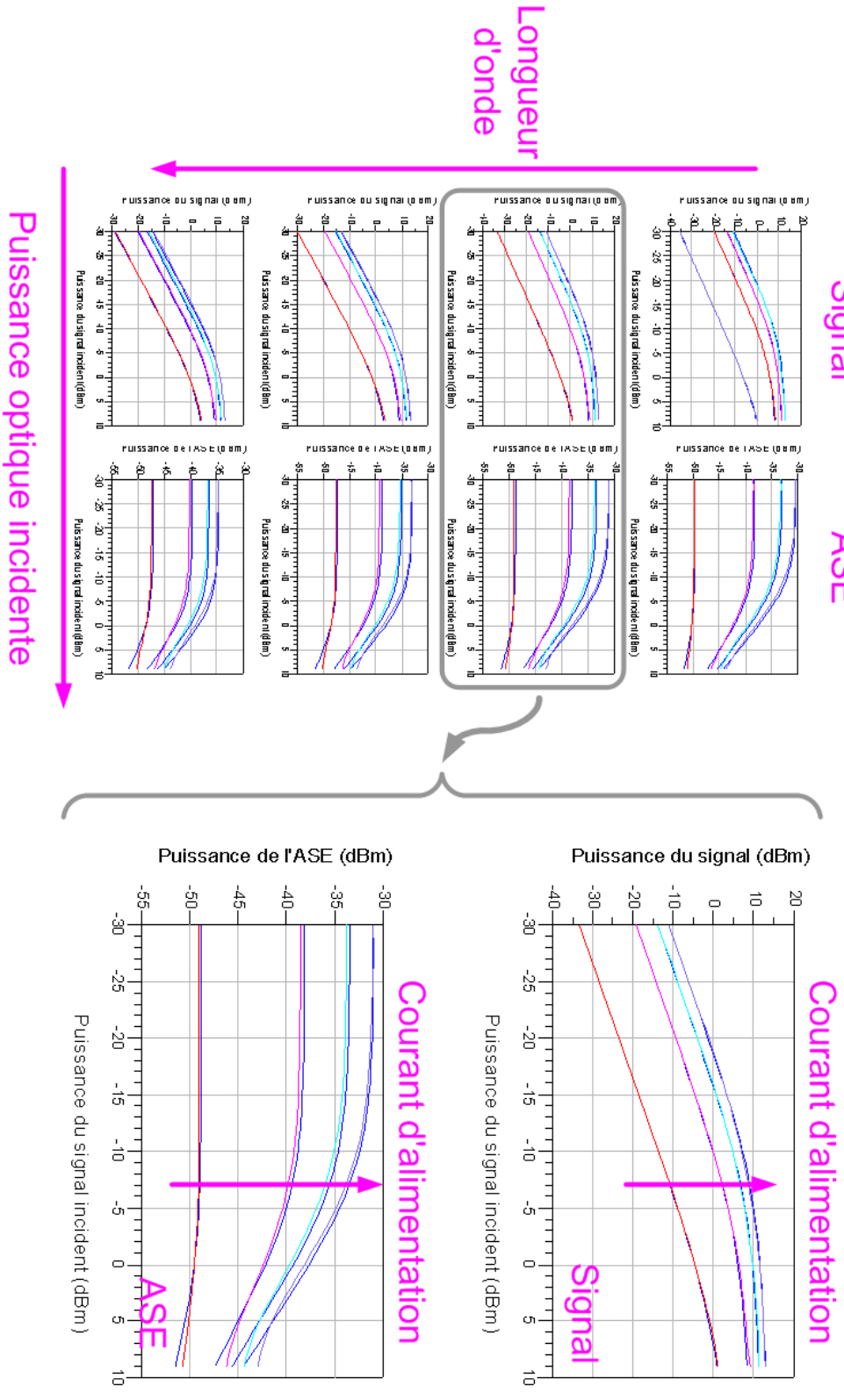


FIG. 3.26 – Résultat d'une optimisation pour le SOA 3 selon les trois dimensions $\{\lambda, P, I\}$, ici en fonction de la puissance incidente pour plusieurs courants d'alimentation et longueurs d'onde. Les résultats de la simulation sont en bleu foncé, ceux des mesures en autres couleurs.

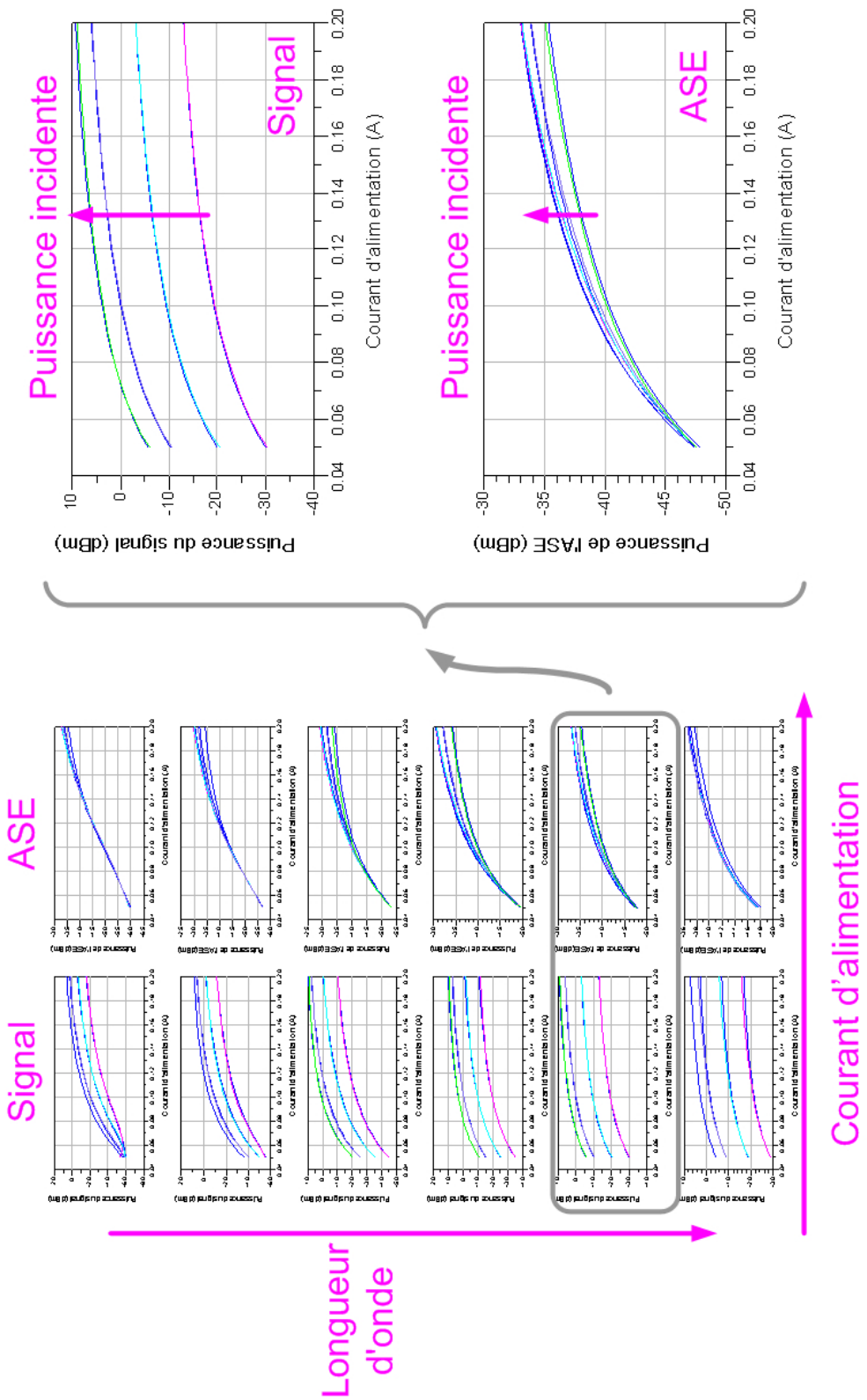


FIG. 3.27 – Résultat d'une optimisation pour le SOA 3 selon les trois dimensions $\{\lambda, P, I\}$, ici en fonction du courant d'alimentation pour plusieurs longueurs d'onde et puissances incidentes. Les résultats de la simulation sont en bleu foncé, ceux des mesures en autres couleurs.

Variable d'abscisse	Erreur	Puissance signal	Puissance ASE	**Bilan**
Longueur d'onde 1470 nm à 1570 nm	moyenne	0,72	0,95	0,83
	écart-type	0,41	0,36	0,38
	maximale	3,18	2,09	3,18
Puissance optique -30 dBm à +1 dBm	moyenne	0,72	0,73	0,72
	écart-type	0,36	0,44	0,40
	maximale	2,97	2,15	2,97
Courant d'alimentation 70 mA à 250 mA	moyenne	0,88	0,93	0,90
	écart-type	0,44	0,41	0,43
	maximale	3,47	1,96	3,47
Bilan	moyenne	0,77	0,87	**0,82**
	écart-type	0,40	0,40	**0,40**
	maximale	3,47	2,15	**3,47**

TAB. 3.4 – Bilan de la moyenne, de l'écart-type et du maximum des erreurs d'optimisation pour le SOA 1. Les valeurs sont données en dB. Les lignes et colonnes "Bilan" présentent la moyenne des moyennes, la moyenne des écarts-types et le maximum des maxima.

Variable d'abscisse	Erreur	Puissance signal	Puissance ASE	**Bilan**
Longueur d'onde 1465 nm à 1570 nm	moyenne	0,32	0,31	0,31
	écart-type	0,19	0,19	0,19
	maximale	1,36	0,78	1,36
Puissance optique -30 dBm à +6 dBm	moyenne	0,16	0,31	0,24
	écart-type	0,11	0,15	0,13
	maximale	0,59	1,50	1,50
Courant d'alimentation 50 mA à 200 mA	moyenne	0,35	0,27	0,31
	écart-type	0,21	0,11	0,16
	maximale	1,66	0,86	1,66
Bilan	moyenne	0,28	0,30	**0,29**
	écart-type	0,17	0,15	**0,16**
	maximale	1,66	1,50	**1,66**

TAB. 3.5 – Bilan de la moyenne, de l'écart-type et du maximum des erreurs d'optimisation pour le SOA 3. Les valeurs sont données en dB. Les lignes et colonnes "Bilan" présentent la moyenne des moyennes, la moyenne des écarts-types et le maximum des maxima.

3.5.3 Influence d'une pompe à la transparence du gain matériau

Nous avons aussi réalisé la validation de notre modèle en présence d'un deuxième signal de forte puissance à la transparence du gain matériau. Ce montage a été utilisé dans le cadre de la thèse de M. Amaya ([81]) pour étudier l'influence d'une pompe optique à la transparence du gain matériau du SOA (figure 3.28).

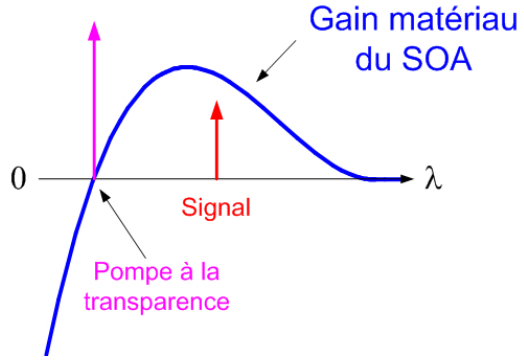


FIG. 3.28 – Explication schématique du principe de l'injection à la transparence du gain matériau.

L'insertion de ce signal optique continu (appelé *pompe*) à la transparence du gain matériau des SOA a de multiples avantages, parmi lesquels une amélioration de la puissance de saturation du gain et une diminution de la durée de vie des porteurs. Ce signal optique continu peut également, selon les composants utilisés, induire une amélioration du NF [82].

Nous avons utilisé le SOA 1 pour lequel nous avons réalisé une optimisation globale (composant $\{\Gamma$=30 %, L=500 μm, w=2 μm, d=0,3 μm$\}$). Nous avons vu que notre modèle avait été optimisé pour ce SOA sur la plage 1500 - 1570 nm et −30 - +5 dBm. L'insertion d'une pompe à la transparence du gain matériau est pour nous une opportunité de valider le comportement de notre modèle dans une nouvelle configuration (figure 3.29). La pompe optique est en effet envoyée dans le SOA en contra-propagation et a pour puissance optique +19 dBm. Elle a pour longueur d'onde 1477 nm, la largeur de son spectre à mi-hauteur vaut environ 2 nm et le SOA est alimenté par un courant de 120 mA [81].

Les figures 3.30 et 3.31 ([83]) montrent que le modèle est toujours valable et est même *prédictif* puisque, sans avoir été optimisé pour ces mesures, il arrive à les reproduire. Nous voyons en effet sur ces figures que simulations et mesures ont le même comportement, avec toutefois un problème de stabilité lors de la mesure en fonction de la longueur d'onde, probablement dû à une instabilité liée à la source accordable. Sur la figure 3.30(b) nous voyons que la simulation prédit que la présence d'une pompe optique à la transparence du SOA permet une amélioration du gain autour de la puissance de saturation. De même, sur la figure 3.31(b) malgré un décalage de 0,65 dB systématique entre simulation et mesure, la simulation prédit que la présence d'une pompe optique

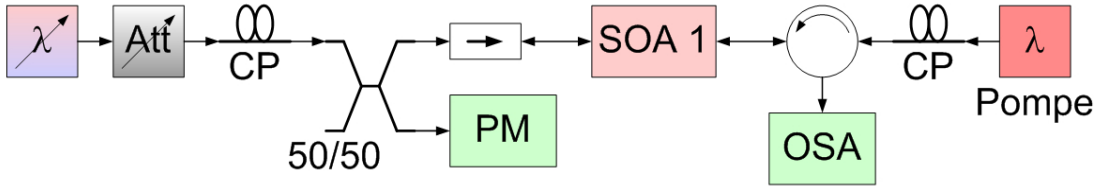
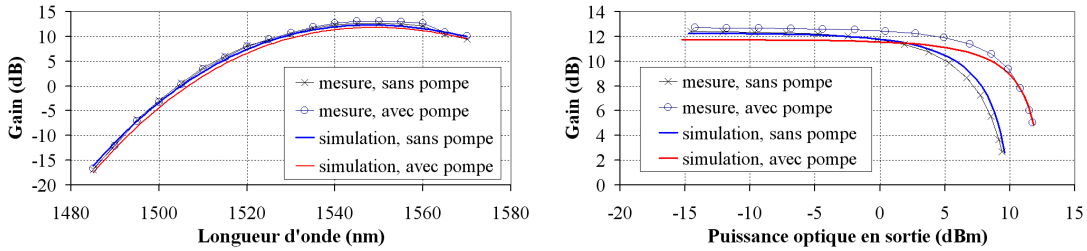


FIG. 3.29 – Schéma simplifié du montage pour l'étude de l'influence d'une pompe à la transparence du gain matériau. Montage réalisé dans le cadre de la thèse de M. Amaya [81].

à la transparence du SOA permet une amélioration du NF autour de la puissance de saturation. Nous constatons cependant que notre simulation ne restitue pas exactement la même longueur d'onde de transparence à ce courant d'alimentation. Ceci peut être dû en partie à la largeur spectrale à mi-hauteur très importante de la pompe (2 nm) que nous ne prenons pas en compte.



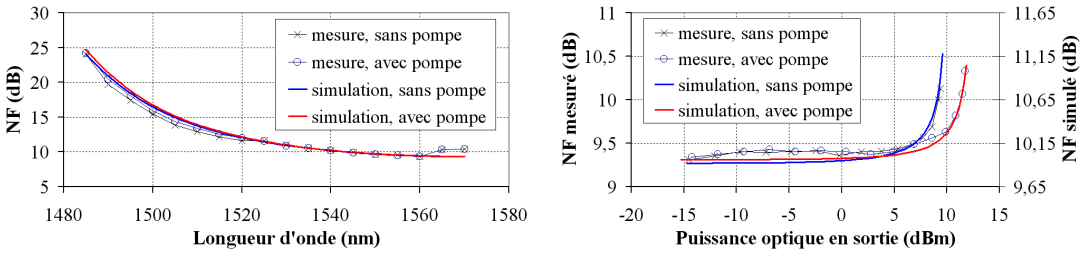
(a) Gain en fonction de la longueur d'onde. (b) Gain en fonction de la puissance de sortie.

FIG. 3.30 – Gain en présence ou non d'une pompe à la transparence du gain.

3.5.4 Mise en cascade de plusieurs SOA

Nous avons montré dans les sections précédentes que notre modèle était tout à fait adapté à la simulation de SOA isolés. Nous allons vérifier maintenant que si les paramètres ont été ajustés pour deux SOA différents, nos simulations restituent *quantitativement* la mise en cascade des deux composants, et ce à la fois en gain et en NF. Il est important pour notre modèle de bien restituer la mise en cascade de plusieurs SOA afin de pouvoir simuler quantitativement des applications système. C'est le cas notamment pour les fonctions optiques qui peuvent faire intervenir un nombre conséquent de SOA en série ou en parallèle et qui sont amenées à se développer.

Nous avons vu que notre modèle avait été optimisé pour simuler deux composants différents pour une large plage de variation de courants d'alimentation, de puissances optiques incidentes et de longueurs d'onde (section 3.5.2.2). Nous avons mis en cascade ces deux SOA selon le schéma présenté à la figure 3.32 afin de vérifier le comportement du



(a) NF en fonction de la longueur d'onde. (b) NF en fonction de la puissance de sortie.

FIG. 3.31 – NF en présence ou non d'une pompe à la transparence du gain.

modèle dans un tel cas. Ce montage représente le "pire cas" pour un simulateur du point de vue de la prédiction des résultats : nous n'avons volontairement pas inséré d'isolateur entre les deux SOA afin que l'ASE de chaque SOA puisse perturber le fonctionnement de l'autre.

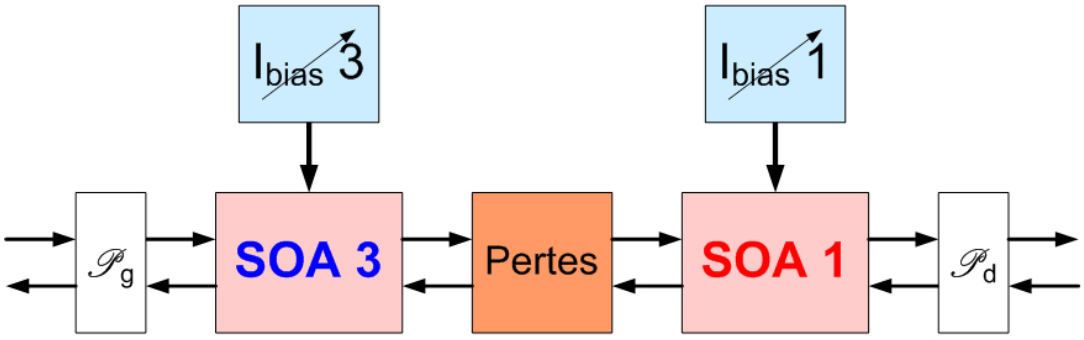


FIG. 3.32 – Présentation du schéma simplifié du montage pour l'étude de la cascade de deux SOA.

Le SOA que traverse en premier le signal est le SOA centré à 1510 nm. Nous avons choisi cette orientation de la cascade pour bénéficier du NF le plus faible en premier. Comme le montre en effet la figure 3.33, le SOA 3 est décalé par rapport au SOA 1 vers les faibles longueurs d'ondes à la fois en gain et en NF, où ce dernier est le plus fort (voir figures 3.15 pour le comportement du NF suivant la longueur d'onde). Les figures 3.34 et 3.35 présentent la comparaison entre simulations et mesures pour deux configurations de courants et pour plusieurs puissances optiques incidentes :

- figure 3.34 : SOA 3 à 100 mA, SOA 1 à 90 mA ;
- figure 3.35 : SOA 3 à 200 mA, SOA 1 à 150 mA.

Nous voyons sur ces figures que les erreurs de convergence du modèle se cumulent. En effet, chaque composant est optimisé avec une erreur maximale moyenne pour le

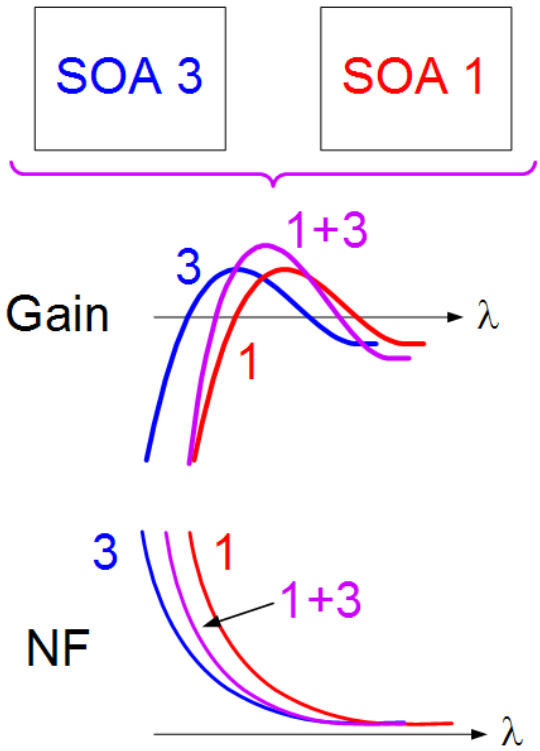


FIG. 3.33 – Gain et NF de la cascade de deux SOA à spectres décalés.

gain de 2 dB et de 1 dB pour le NF. La cascade présente une erreur maximale de 3 dB pour le gain et de 2 dB pour le NF. Ceci est tout à fait satisfaisant et confirme le fait que notre modèle est prédictif, dans le sens où il prévoit à l'erreur initiale près (cumulée dans le cas d'une cascade) les résultats de mesure, et ce sur une large plage de courants d'alimentation, de longueurs d'onde et de puissances optiques incidentes.

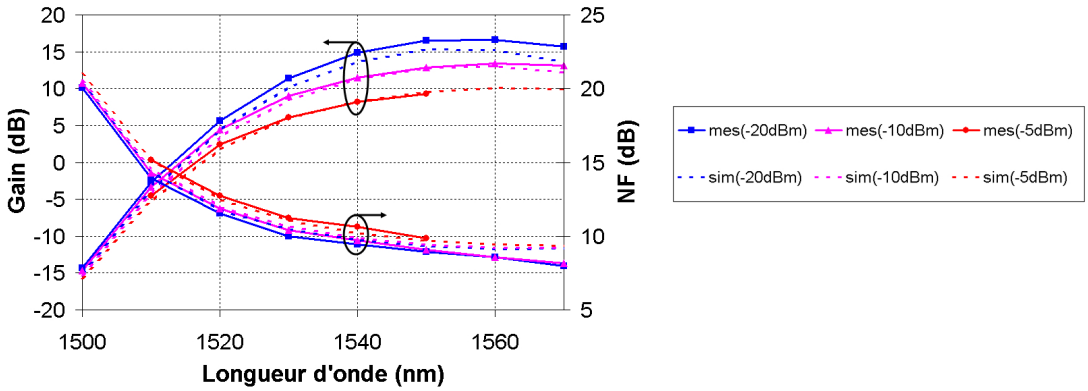


FIG. 3.34 – Comparaison entre les mesures (mes) et les simulations (sim) à plusieurs puissances optiques incidentes pour une cascade de deux SOA alimentés à 100 mA pour le premier et à 90 mA pour le deuxième.

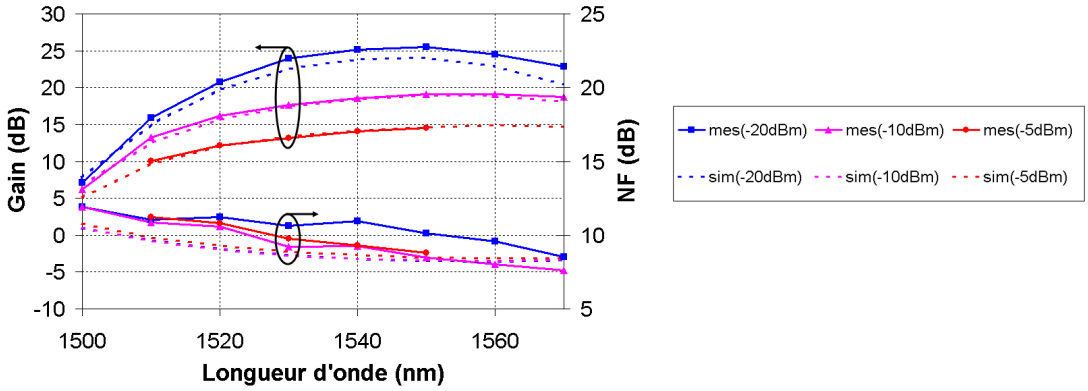


FIG. 3.35 – Comparaison entre les mesures (mes) et les simulations (sim) à plusieurs puissances optiques incidentes pour une cascade de deux SOA alimentés à 200 mA pour le premier et à 150 mA pour le deuxième.

3.5.5 Bilan de la validation de notre modèle

Nous avons validé dans les sections qui précèdent notre modélisation des SOA dans divers cas de figure et nous avons montré que les simulations étaient dans chaque cas proches des mesures. Nous pouvons ainsi avancer plusieurs propriétés de notre modèle, celui-ci

- est cascadable et adapté à la simulation des SOA sur une large plage de longueurs d'onde, puissances optiques et courants d'alimentation (sections 3.5.2 et 3.5.4),
- est prédictif en dehors de la plage d'optimisation (sections 3.5.3 et 3.5.4),
- permet d'explorer avec confiance le comportement interne du SOA et les changements (limités) de dimensions opto-géométriques (L, Γ, w, d).

3.6 Extension du modèle et amplification large-bande

3.6.1 Prise en compte de la polarisation

3.6.1.1 Notions/Rappels sur la polarisation

La notion de polarisation est très importante lors de l'étude des SOA. En effet, suivant les matériaux et structures employés, un composant peut être insensible ou au contraire très sensible à la polarisation du signal optique incident (c'est-à-dire que le gain du SOA dépend très fortement ou non de la polarisation). Nous avons jusqu'à présent considéré des composants insensibles à ce phénomène, cette section est dédiée à l'étude des modifications à apporter à notre modèle pour prendre en compte la polarisation. Nous pouvons considérer que la polarisation est une dimension supplémentaire gouvernant le comportement des SOA, et le problème de la convergence simulation-mesure devient alors à quatre dimensions, $\{\text{Pol},\lambda,P,I\}$.

La dépendance des SOA à la polarisation est dite *structurelle* lorsque c'est la géométrie rectangulaire du guide qui la cause. Lorsqu'en revanche elle est due à des contraintes dans le matériau qui privilégient telle ou telle polarisation, elle est dite *matérielle*. Nous allons évoquer au cours des deux sections suivantes ces deux causes et leurs origines.

Dépendance structurelle La structure de la zone active des SOA ne peut être circulaire et n'est généralement pas carrée pour des raisons technologiques. Le mode optique voit donc deux facteurs de confinement différents (Γ_{TE} ou Γ_{TM}) selon la polarisation du mode considéré (TE ou TM) [2]. De plus, l'indice de réfraction est également dégénéré et est lui aussi dépendant de la polarisation. Chaque mode, TE ou TM, voit donc un guide ayant des propriétés différentes en termes de confinement et d'indice effectif.

Dépendance matérielle La dépendance à la polarisation n'est pas uniquement liée à la structure opto-géométrique des SOA, elle est aussi liée aux différents matériaux employés pour réaliser les différentes couches du composant (substrat, couches de confinement, zone active). Ces matériaux sont des cristaux dont l'espacement entre atomes varie. Afin de ne pas introduire de défaut voire de fissure lors de la croissance des différentes couches, les différents matériaux doivent présenter une distance entre atomes égale afin de réaliser l'*accord de maille*. Ceci est malheureusement très difficile à obtenir et le plus souvent les matériaux sont désaccordés, soit en *tension*, soit en *compression* (figure 3.36) [47]. Lorsque le désaccord est faible, le composant peut être viable mais il devient sensible à la polarisation car ses bandes de valence LH (trous légers) et HH (trous lourds) se séparent (figure 3.37).

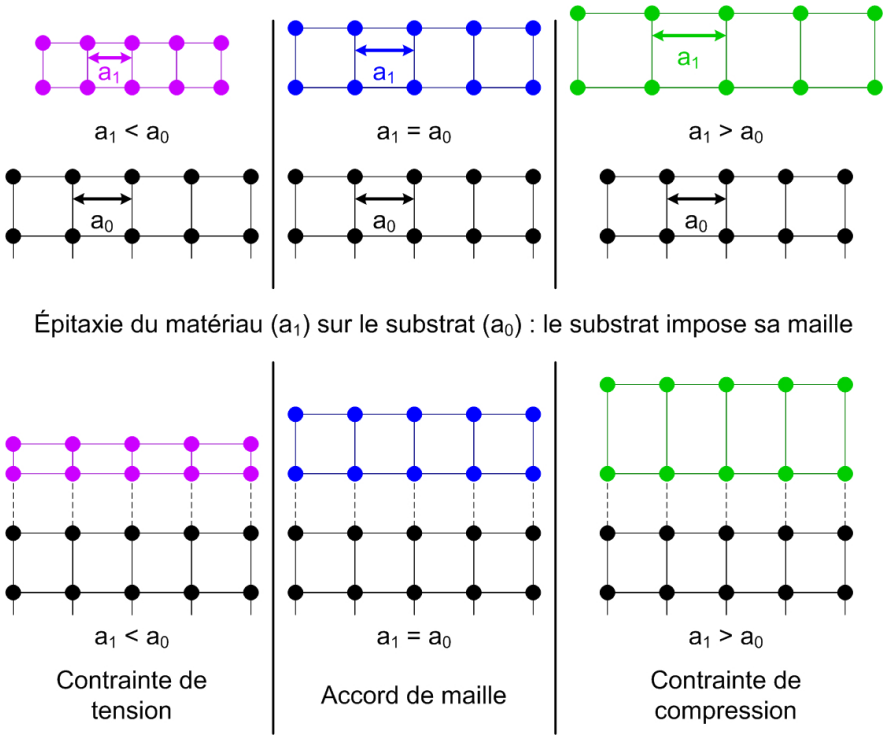
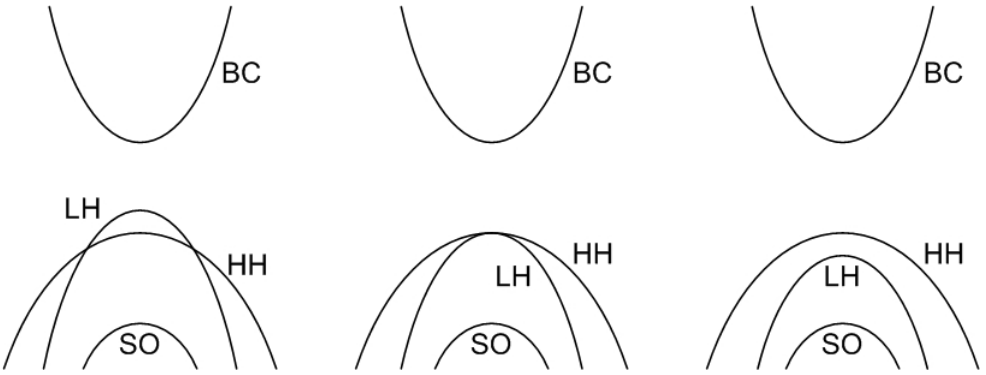


FIG. 3.36 – Représentation des configurations entre deux couches de matériaux différents.

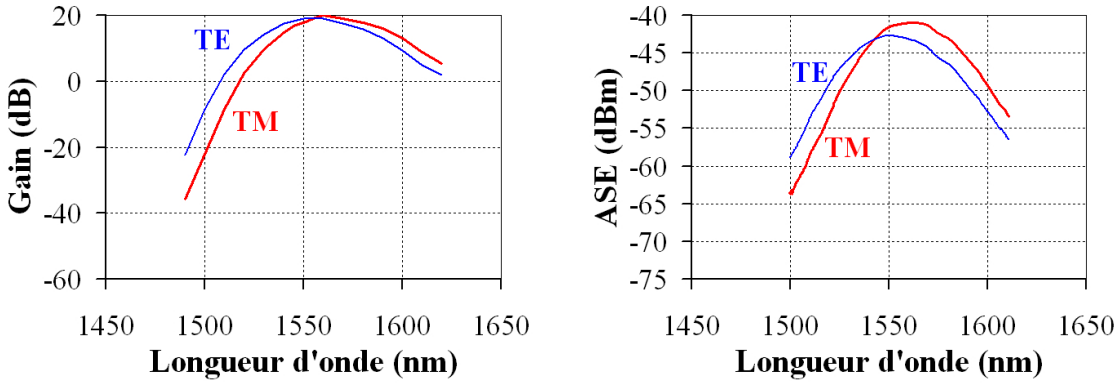


(a) Matériau en tension. (b) Matériau à l'équilibre. (c) Matériau en compression.

FIG. 3.37 – Structure des bandes en présence de contraintes. BC indique la bande de conduction, HH, LH et SO respectivement les bandes des trous lourds, des trous légers et de split-off appartenant à la bande de valence.

La bande de trous lourds interagit essentiellement avec les photons dans le mode TE, la bande de trous légers essentiellement avec les photons TM. Nous constatons alors que la bande interdite n'est plus la même selon le mode du photon. Ceci induit une expression différente du gain matériau et du taux d'émission spontanée suivant la polarisation de l'onde.

La figure 3.38 présente la mesure du gain et de l'ASE résolu en polarisation [3]. Nous y constatons effectivement une différence de longueur d'onde de transparence et de pic ainsi qu'une différence entre maxima.



(a) Gain (b) ASE.

FIG. 3.38 – Mesure des spectres de gain et d'ASE suivant la polarisation pour un courant d'alimentation de 175 mA. En rouge, mode TM ; en bleu, mode TE. Les mesures ont été effectuées par M. Tariaki dans le cadre de sa thèse et du programme PRIR [84].

3.6.1.2 Modélisation

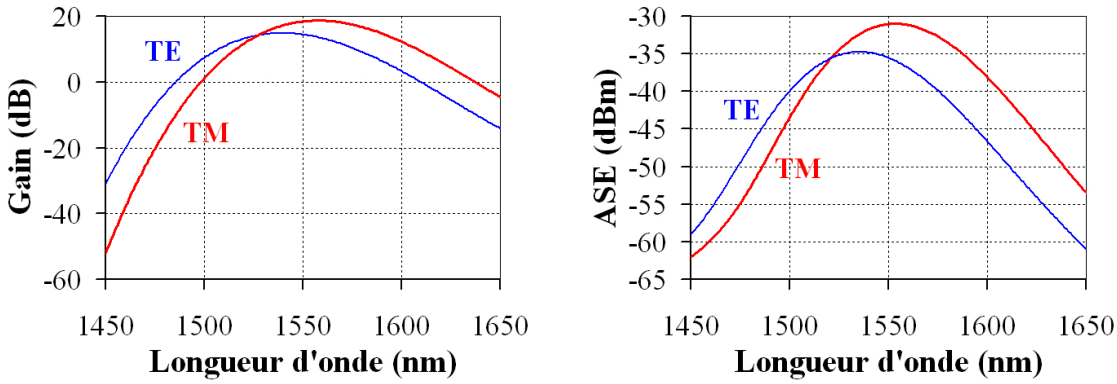
De manière générale, la polarisation est une quatrième dimension à prendre en compte, et toutes les équations en dépendent. Nous avons donc dupliqué toutes les équations pour prendre en compte l'amplification (gain matériau, confinement, pertes), le déphasage (indice de réfraction), l'ASE (émission et amplification) et l'équation d'électrode (recombinaisons dues aux signaux et à l'ASE) en fonction de la polarisation. Celle-ci doit aussi être prise en compte lors de la définition des réflectivités puisque le fait d'incliner la zone active par rapport à la normale aux facettes entraîne une certaine dépendance des coefficient de réflexion et de transmission à cette polarisation [2]. Elle doit également être considérée lors de la définition des pertes de couplage ou d'insertion, tout comme lors de la définition de tous les appareils intervenant dans la chaîne de transmission puisqu'ils sont tous (généralement le plus faiblement possible) dépendants de la polarisation.

[3] Les mesures ont été effectuées par M. Tariaki dans le cadre de sa thèse et du programme PRIR [84].

Nous n'avons pas reproduit ici les équations car leur déduction de la modélisation qui précède est assez immédiate. Nous allons montrer en revanche quelques résultats de simulation qui confirment la pertinence de notre modélisation en présence de polarisation. Les simulations qui suivent (figure 3.39) ont été obtenues à l'aide de paramètres non optimisés pour le composant mesuré (figure 3.38), et le modèle rend qualitativement compte des phénomènes, notamment des pentes à droite et à gauche des pics de gain et d'ASE. La différence de gain et d'ASE n'est en revanche que qualitative.

L'une des propriétés les plus visibles de la polarisation dans les SOA est d'introduire une différence de gain entre les modes TE et TM. Cette différence se traduit par la modification du gain différentiel $a_{0_{TM}} \neq a_{0_{TE}}$, de la longueur d'onde de la transparence $\lambda_{z_{TM}} \neq \lambda_{z_{TE}}$ et de la longueur d'onde du pic $\lambda_{p_{TM}} \neq \lambda_{p_{TE}}$. La figure 3.39(a) présente un exemple de simulation de cette différence de gain avec $a_{0_{TM}} - a_{0_{TE}} \simeq 0,7 * 10^{20}\,\mathrm{m}^2$, $\lambda_{p_{TM}} - \lambda_{p_{TE}} \simeq 18\,\mathrm{nm}$ et $\lambda_{z_{TM}} - \lambda_{z_{TE}} \simeq 18\,\mathrm{nm}$. Nous avons estimé le rapport entre facteurs de confinement $\frac{\Gamma_{TM}}{\Gamma_{TE}}$ égal à 0,8 . Nous constatons que la différence de longueur d'onde introduite (18 nm) pour simuler qualitativement le gain d'un composant mesuré (figures 3.38(a) et 3.39(a)) correspond effectivement à une valeur physique, donnée par le désaccord de maille introduit lors de l'utilisation de matériaux courants (18 nm, soit 8,5 meV) [85].

Nous pouvons également visualiser la différence de comportement du SOA suivant la polarisation en observant l'ASE (figure 3.39(b)). Notre simulation reproduit également qualitativement les mesures effectuées par M. Tariaki (figure 3.38(b)).



(a) Gain. (b) ASE.

FIG. 3.39 – Simulation des spectres de gain et d'ASE suivant la polarisation pour un courant d'alimentation de 175 mA. En rouge, mode TM ; en bleu, mode TE.

3.6.2 Mélange à quatre ondes

Nous avons considéré jusqu'à présent que, lors du calcul du taux de recombinaisons dues aux signaux (équations 2.50 et 2.51), seule l'intensité de ceux-ci avait une influence et qu'ils pouvaient être traités séparément. Nous allons dans cette section prendre en compte les termes croisés issus du calcul du module carré du champ total. L'étude que nous allons mener considère en entrée du SOA deux signaux de pulsations différentes mais proches. Le phénomène issu de la prise en compte des termes croisés induit un battement entre les deux signaux qui amène au final le phénomène appelé *mélange à quatre ondes*. Le problème que nous avons traité jusqu'à présent était linéaire en fréquence (il n'y a pas en sortie du SOA de signal à des fréquences autres que celles qui caractérisent les signaux à l'entrée du SOA) et la matrice décrivant l'interaction dans le milieu n'impliquait que des matrices diagonales dont les termes faisaient apparaître l'influence de la constante de propagation complexe. Le phénomène de mélange à quatre ondes (FWM) est dit non-linéaire en fréquence puisque, comme nous allons le montrer, lorsque deux ou plusieurs signaux sont envoyés dans le SOA, de nouvelles fréquences cohérentes en sortent. Ceci veut dire que nous avons à traiter un problème dont l'algèbre n'est plus linéaire, notre présentation matricielle est donc à adapter.

3.6.2.1 Modélisation du mélange à quatre ondes

Le processus physique donnant naissance au mélange à quatre ondes dans les SOA est lié au fait que, dans ceux-ci, l'intensité de la lumière modifie la densité de porteurs. Le SOA peut être en effet vu comme un détecteur quadratique, à l'instar des photodiodes. Ces détecteurs convertissent le flux de photons en tension électrique, ce qui est également le cas des SOA à travers la variation de la densité de porteurs. Par une simple détection quadratique, deux pulsations optiques très proches peuvent donner lieu à la naissance d'une pulsation électrique, si cette pulsation se trouve dans la bande passante du détecteur.

Dans les SOA nous avons le même phénomène à travers les taux de recombinaisons, qui introduisent une relation quadratique entre le champ optique présent à l'intérieur du SOA et la densité de porteurs (cf. section 2.7). Ainsi, l'apparition d'un battement entre pulsations optiques dans le SOA, à travers le gain qui est directement lié à la densité de porteurs, donne naissance à de nouvelles pulsations optiques qui s'amplifient le long du SOA. Cette amplification se fait parallèlement à l'amplification des signaux qui sont à l'origine des nouvelles pulsations. La figure 3.40 représente l'interaction entre signaux optiques et densité de porteurs donnant naissance à de nouvelles pulsations optiques.

Nous avons considéré dans toute la modélisation précédente la propagation de l'enveloppe. Or nous voyons que ce sont directement les porteuses, indépendemment de toute enveloppe, qui créent ces phénomènes de battement. Nous conservons malgré tout notre modélisation en enveloppes complexes mais prenons en compte analytiquement la création de nouvelles pulsations.

Le phénomène de mélange à quatre ondes se produit lorsque deux pulsations optiques sont suffisamment proches, et ce quel que soit leur sens de propagation. Nous pouvons cependant montrer que le mélange à quatre ondes est favorisé dans le cas de deux signaux

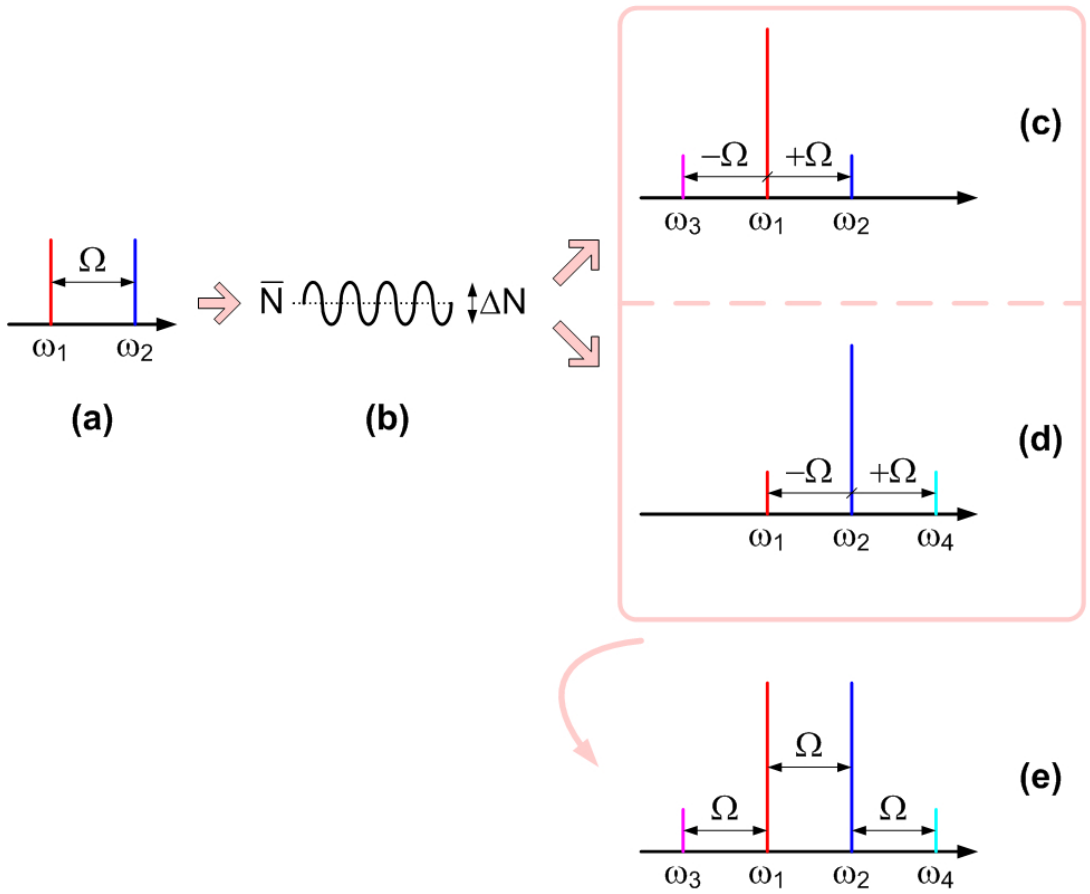


FIG. 3.40 – Présentation sommaire du mélange à quatre ondes : le battement entre les signaux de pulsations ω_1 et ω_2 s'imprime sur la densité de porteurs et fait apparaître par modulation les pulsations ω_3 et ω_4 avec $\omega_3 = 2\,\omega_1 - \omega_2$ et $\omega_4 = 2\,\omega_2 - \omega_1$.

en co-propagation [86]. Dans cette étude, les calculs sont développés uniquement pour le sens co-propagatif. Le cas contra-propagatif se traite de manière similaire.

La modélisation du mélange à quatre ondes peut être décomposé en trois étapes. Tout d'abord une généralisation de l'équation d'évolution de la densité de porteurs doit être mise en place afin de prendre en compte les nouveaux phénomènes. Ensuite, l'évolution des signaux peut être analysée à l'aide de la densité de porteurs nouvellement calculée. Nous pouvons en effet obtenir l'équation d'évolution des signaux optiques en présence de mélange à quatre ondes. Enfin, les équations obtenues pour chaque signal peuvent être assemblées sous une seule formulation matricielle, qui fait intervenir des termes non-diagonaux afin de prendre en compte les interactions entre signaux optiques.

Généralisation de l'équation d'évolution de la densité de porteurs. Un calcul sommaire permet de comprendre les différentes étapes de la création de pulsations optiques. L'équation 3.6 reprend l'équation 2.47, dans laquelle nous avons remplacé le taux de recombinaisons dues au signal R_{sig} par un ensemble de termes explicitant les différentes contributions des différents signaux (Nous présentons ici le calcul pour deux signaux seulement par souci de simplicité). Nous y faisons également apparaître les termes issus du battement entre les signaux 1 et 2. α_x représente un coefficient lié au signal de pulsation ω_x. α_{xy} représente un coefficient lié au battement de pulsation $\omega_x - \omega_y$.

$$\frac{\mathrm{d}\,N}{\mathrm{d}\,t} = \frac{I_{el}}{q_e\,L_s\,w\,d} - R_{nsti} - R_{ASE} - \alpha_1\,|\mathscr{F}_1|^2 - \alpha_2\,|\mathscr{F}_2|^2 - \alpha_{21}\,\mathscr{F}_1^*\,\mathscr{F}_2\,e^{i\,\Omega\,t} - \alpha_{12}\,\mathscr{F}_1\,\mathscr{F}_2{}^*\,e^{-i\,\Omega\,t} \quad (3.6)$$

avec

- $\Omega = \omega_2 - \omega_1$, où ω_1 et ω_2 sont les pulsations des porteuses des signaux 1 et 2.
- $\alpha_1\,|\mathscr{F}_1|^2$: Recombinaisons dues à l'intensité du signal 1
- $\alpha_2\,|\mathscr{F}_2|^2$: Recombinaisons dues à l'intensité du signal 2
- $\alpha_{12}\,\mathscr{F}_1\,\mathscr{F}_2^*\,e^{-i\,\Omega\,t}$: Recombinaisons dues au battement $(-\Omega)$ entre les signaux 1 et 2
- $\alpha_{21}\,\mathscr{F}_1^*\,\mathscr{F}_2\,e^{i\,\Omega\,t}$: Recombinaisons dues au battement $(+\Omega)$ entre les signaux 1 et 2
- R_{ASE} : Recombinaisons dues à l'ASE
- R_{nsti} : Recombinaisons non stimulées
- $\frac{I}{q_e\,L_s\,w\,d}$: Alimentation en courant
- $\frac{\mathrm{d}\,N}{\mathrm{d}\,t}$: variation de la densité de porteurs dans le temps

Deux pulsations optiques proches et de temps de cohérence élevé (figure 3.40.a) induisent donc, de par leur battement, une modulation en $\pm\Omega$ de la densité de porteurs (figure 3.40.b) qui s'écrit alors :

$$N = \overline{N} + \Delta N\,e^{i\Omega t} + \Delta N^*\,e^{-i\Omega t} \quad (3.7)$$

ΔN et ΔN^* peuvent être calculés par un développement petit signal autour du point de fonctionnement $\overline{N}$ pour les quatre signaux amplifiés et/ou générés dans chaque section de calcul. Le calcul de ces termes donne le résultat suivant (voir [86] ou annexe C) :

$$\Delta N = -\frac{\tau_d}{1 + i\,\Omega\,\tau_d}\left[\frac{\sqrt{g_{m_1}\,g_{m_2}}}{\sqrt{E_1\,E_2}}\,\frac{e^{-i\,(k_2-k_1)\,L_s} - 1}{-i\,(k_2 - k_1)\,L_s}\,\mathscr{F}_1^*\,\mathscr{F}_2 + \frac{\sqrt{g_{m_3}\,g_{m_1}}}{\sqrt{E_3\,E_1}}\,\frac{e^{-i\,(k_1-k_3)\,L_s} - 1}{-i\,(k_1 - k_3)\,L_s}\,\mathscr{F}_3^*\,\mathscr{F}_1 + \frac{\sqrt{g_{m_2}\,g_{m_4}}}{\sqrt{E_2\,E_4}}\,\frac{e^{-i\,(k_4-k_2)\,L_s} - 1}{-i\,(k_4 - k_2)\,L_s}\,\mathscr{F}_2^*\,\mathscr{F}_4\right] \quad (3.8)$$

$$\Delta N^* = -\frac{\tau_d}{1 - i\,\Omega\,\tau_d}\left[\frac{\sqrt{\overline{g_{m_1}}\,\overline{g_{m_2}}}}{\sqrt{E_1\,E_2}}\,\frac{e^{i\,(k_2-k_1)\,L_s}-1}{i\,(k_2-k_1)\,L_s}\,\mathscr{F}_1\,\mathscr{F}_2^* + \frac{\sqrt{\overline{g_{m_3}}\,\overline{g_{m_1}}}}{\sqrt{E_3\,E_1}}\,\frac{e^{i\,(k_1-k_3)\,L_s}-1}{i\,(k_1-k_3)\,L_s}\,\mathscr{F}_3\,\mathscr{F}_1^* + \frac{\sqrt{\overline{g_{m_2}}\,\overline{g_{m_4}}}}{\sqrt{E_2\,E_4}}\,\frac{e^{i\,(k_4-k_2)\,L_s}-1}{i\,(k_4-k_2)\,L_s}\,\mathscr{F}_2\,\mathscr{F}_4^*\right] \tag{3.9}$$

L'expression de ΔN et ΔN^* fait notamment apparaître deux termes. Le premier, $\frac{e^{\mp i\,(k_\mathrm{m}-k_\mathrm{n})\,L_s}-1}{\mp i\,(k_\mathrm{m}-k_\mathrm{n})\,L_s}$, est un terme en sinus cardinal complexe qui impose une condition sur la longueur des sections de calcul [86]. Le deuxième terme, $\frac{\tau_d}{1\pm i\,\Omega\,\tau_d}$, est un coefficient en forme de filtre passe-bas du premier ordre de pulsation de coupure $\frac{1}{\tau_d}$ où Ω est la différence de pulsation entre les signaux causant le battement et τ_d est la durée de vie différentielle des porteurs définie par

$$\tau_d = \left(\frac{\partial\,R_{sig}}{\partial\,N} + \frac{\partial\,R_{ase}}{\partial\,N} + \frac{\partial\,R_{nsti}}{\partial\,N}\right)^{-1} \tag{3.10}$$

Le calcul peut également être mené dans le cas de deux signaux injectés en sens contraires (voir [86]). Nous n'avons pas développé ici ce calcul puisque le mélange à quatre ondes est favorisé dans le cas de signaux en co-propagation [86].

La dépendance de ΔN en fonction de l'écart entre les deux pulsations optiques peut être vérifiée expérimentalement en observant la dépendance de la tension aux bornes du SOA (mesure en photodétection). En effet, l'équation 2.45 associée à une modulation petit signal de la densité de porteurs permet d'exprimer la variation de la tension aux bornes de la zone active :

$$\Delta V = \frac{U_T}{\overline{N}}\,\Delta N \tag{3.11}$$

La figure 3.41 présente la variation de la tension mesurée aux bornes du SOA (voir figure 3.42 page 149 pour le schéma de montage) en fonction de l'écart en pulsation entre les deux signaux d'entrée. Nous retrouvons bien notre interprétation du mélange à quatre ondes faisant apparaître un filtre passe-bas du premier ordre puisque la mesure donne des pertes de 6 $^{\mathrm{dB}}/_{\mathrm{octave}}$ [86].

Signaux optiques obtenus par FWM : approche simplifiée. Si nous écrivons maintenant le gain vu par une onde traversant le SOA, nous avons (rappel de l'équation 2.17) $\mathscr{F}(L) = e^{\frac{g_n\,L}{2}}\,\mathscr{F}(0)$. Nous allons simplifier cette expression en ne considérant qu'une section de calcul afin de bien appréhender le mécanisme mis en œuvre. Nous avons choisi de montrer ce développement pour le signal 1 (figure 3.40.c) en considérant

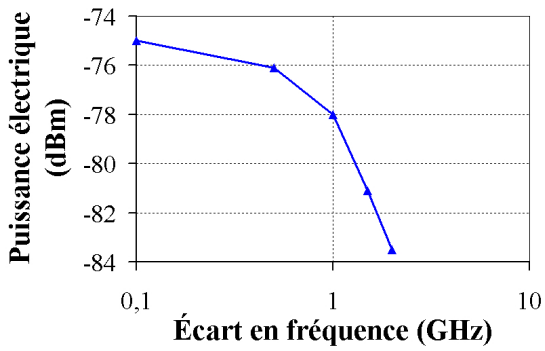


FIG. 3.41 – Puissance électrique à la fréquence du mélange aux bornes du SOA suivant l'écart en fréquence entre les signaux d'entrée. Le résultat est en fait la puissance électrique photodétectée à travers une résistance de 50 Ω. Voir figure 3.42 page 149 pour le schéma de montage

plusieurs hypothèses simplificatrices, parmi lesquelles la nullité des pertes internes et une modulation très faible de la densité de porteurs (développement petit signal) :

$$
\begin{aligned}
\mathscr{E}_1(L) &= e^{\frac{g_n(N,\omega_1)\,L}{2}}\,\mathscr{F}_1(0)\,e^{i\,\omega_1\,t} \\
&= e^{\frac{\Gamma\,g_m\,L}{2}}\,\mathscr{F}_1(0)\,e^{i\,\omega_1\,t} \qquad \text{[éq. 2.18 dans laquelle } \alpha = 0\text{]} \\
&= e^{\frac{\Gamma\,L\,a}{2}\,(N-N_0)}\,\mathscr{F}_1(0)\,e^{i\,\omega_1\,t} \qquad \text{[La dépendance de } g_m \text{ en } \omega \text{ est reportée dans } a\text{]} \\
&= e^{\frac{\Gamma\,L\,a}{2}\,(\overline{N}-N_0+\Delta N\,e^{i\Omega t}+\Delta N^*\,e^{-i\Omega t})}\,\mathscr{F}_1(0)\,e^{i\,\omega_1\,t} \qquad \text{[passage en petit signal : éq. 3.7]} \\
&= e^{\frac{\Gamma\,L\,a}{2}\,(\overline{N}-N_0)}\,e^{\frac{\Gamma\,L\,a}{2}\,\Delta N\,e^{i\Omega t}}\,e^{\frac{\Gamma\,L\,a}{2}\,\Delta N^*\,e^{-i\Omega t}}\,\mathscr{F}_1(0)\,e^{i\,\omega_1\,t} \\
&= e^{\frac{\Gamma\,L\,a}{2}\,(\overline{N}-N_0)}\,(1+\frac{\Gamma\,L\,a}{2}\,\Delta N\,e^{i\Omega t})\,(1+\frac{\Gamma\,L\,a}{2}\,\Delta N^*\,e^{-i\Omega t})\,\mathscr{F}_1(0)\,e^{i\,\omega_1\,t} \\
&\qquad \text{[par développement limité (DL) en considérant } \tfrac{\Gamma\,L\,a}{2}\,\Delta N \ll 1\text{]} \\
&= \mathscr{F}_1(0)\,e^{\frac{\Gamma\,L\,a}{2}\,(\overline{N}-N_0)}(1+(\frac{\Gamma\,L\,a}{2})^2\,|\Delta N|^2)\,e^{i\,\omega_1\,t} \\
&\quad + \mathscr{F}_1(0)\,e^{\frac{\Gamma\,L\,a}{2}\,(\overline{N}-N_0)}\Delta N\,e^{i(\omega_1+\Omega)t} \\
&\quad + \mathscr{F}_1(0)\,e^{\frac{\Gamma\,L\,a}{2}\,(\overline{N}-N_0)}\Delta N^*\,e^{i(\omega_1-\Omega)t}
\end{aligned}
\tag{3.12}
$$

Cette équation peut être décomposée en trois termes ayant leur signification propre :

- Le premier terme, $\mathscr{F}_1(0)\,e^{\frac{\Gamma\,L\,a}{2}\,(\overline{N}-N_0)}(1+(\frac{\Gamma\,L\,a}{2})^2\,|\Delta N|^2)\,e^{i\,\omega_1\,t}$, représente une amplification très faible (car $(\frac{\Gamma\,L\,a}{2})^2\,|\Delta N|^2 \ll 1$) du terme $\mathscr{F}_1(0)\,e^{\frac{\Gamma\,L\,a}{2}\,(\overline{N}-N_0)}\,e^{i\,\omega_1\,t}$. C'est en fait le battement entre les pulsations générées qui retombe sur ω_1. Cette variation peut être négligée dans le cadre d'un développement limité du premier ordre car elle est du deuxième ordre.
- Le deuxième terme, $\mathscr{F}_1(0)\,e^{\frac{\Gamma\,L\,a}{2}\,(\overline{N}-N_0)}\Delta N\,e^{i(\omega_1+\Omega)t}$, ajoute une composante spectrale à $(\omega_1+\Omega)$, autrement dit sur ω_2.

– Le troisième terme, $\mathscr{F}_1(0)\, e^{\frac{\Gamma L a}{2}(\overline{N}-N_0)} \Delta N^*\, e^{i(\omega_1-\Omega)t}$, ajoute une composante spectrale à $(\omega_1 - \Omega)$, autrement dit sur ω_3.

L'équation 3.12 fait également apparaître que, en injectant dans celle-ci les équations 3.8 et 3.9, la variation de l'amplitude du signal est liée à la puissance "combinée" de deux signaux. Ceci indique que l'évolution des termes créés par mélange à quatre ondes est non linéaire en fonction de la puissance des signaux incidents. Ceci permet également de simplifier l'étude du phénomène, en considérant que seules les amplitudes des signaux entrant dans le SOA influencent la densité de porteurs (ce sont a priori les signaux les plus puissants). En observant l'équation 3.12, nous nous apercevons que le mélange à quatre ondes est sensible aux dimensions géométriques du guide : lorsque L ou Γ augmente, les termes de mélange augmentent. Les propriétés du matériau ont elles aussi leur rôle à jouer puisque le paramètre a_0 intervient. De plus, la dépendance du gain en fonction de la longueur d'onde des signaux montre que le mélange sera plus efficace au pic de gain.

Ce mécanisme de modulation a aussi lieu sur le signal 2, générant ainsi la nouvelle pulsation ω_4 (figure 3.40.d). Lorsque nous observons le spectre en sortie du SOA, tous ces signaux sont présents en même temps et leur origine est indiscernable (figure 3.40.e).

Formulation matricielle du mélange à quatre ondes. Les équations de propagation des signaux incidents et des signaux obtenus par le phénomène de mélange à quatre ondes peuvent se mettre sous forme matricielle (équation 3.13) en considérant ici un développement limité (DL) de N en fonction de Ω s'arrêtant à l'ordre 1 (équation 3.7) [87, 88] :

$$\frac{\partial}{\partial z}\begin{bmatrix}\mathscr{F}_3(z)\\ \mathscr{F}_1(z)\\ \mathscr{F}_2(z)\\ \mathscr{F}_4(z)\end{bmatrix} = \begin{bmatrix} K_3 & \beta_{31}(-\Omega) & 0 & 0\\ \beta_{13}(\Omega) & K_1 & \beta_{12}(-\Omega) & 0\\ 0 & \beta_{21}(\Omega) & K_2 & \beta_{24}(-\Omega)\\ 0 & 0 & \beta_{42}(\Omega) & K_4\end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix}\mathscr{F}_3(z)\\ \mathscr{F}_1(z)\\ \mathscr{F}_2(z)\\ \mathscr{F}_4(z)\end{bmatrix} \tag{3.13}$$

où $K_\mathrm{m} = -i\, k(N, \omega_\mathrm{m})$ représente la constante de propagation complexe. Les coefficients $\beta_\mathrm{mn}(\Omega) = -i\, \frac{\partial\, k(N,\omega_\mathrm{m})}{\partial\, N}\, \Delta N$ et $\beta_\mathrm{mn}(-\Omega) = -i\, \frac{\partial\, k(N,\omega_\mathrm{m})}{\partial\, N}\, \Delta N^*$ représentent les termes apportés par le mélange [86]. Le double indice de $\beta_\mathrm{mn}(\pm\Omega)$ exprime le fait que la pulsation ω_n coïncide avec la pulsation ω_m par une translation de $\pm\Omega$ à travers le mélange.

Lorsque les signaux sont très proches et suffisamment puissants, les mélanges d'ordres supérieurs ne sont plus négligeables et le système d'équations couplées précédent peut se généraliser (dans le cas où nous avons seulement deux signaux injectés). La densité de porteurs est alors développée comme suit :

$$N = \overline{N} + \sum_{\mathrm{j}=-n}^{n} \Delta N_\mathrm{j}\, e^{i\,\Omega_\mathrm{j}\, t} \tag{3.14}$$

où les termes ΔN_j sont calculés selon le même principe que les équations 3.8 et 3.9 mais en prenant en compte le battement de tous les signaux dont la différence de

pulsation vaut Ω_{j}, donné par la relation $\Omega_{\mathrm{j}} = \mathrm{j}\,\Omega$. Nous pouvons noter que l'extension du développement de la densité de porteurs se fait suivant un développement en série de Fourier limité à l'ordre n. Le terme ΔN_0 peut être nul, comme c'est le cas à l'ordre 1 (équation 3.7), puisque nous considérons que la prise en compte des termes de mélange n'affecte pas directement le niveau continu de la densité de porteurs.

Nous pouvons grâce à l'équation 3.14 généraliser la modélisation précédente (équation 3.13) et exprimer le système à $2(n+1)$ équations couplées à l'ordre n suivant l'écart entre les pulsations, et ainsi ajouter toutes les composantes fréquentielles nécessaires (notamment lorsque les signaux sont très rapprochés en pulsation et/ou très puissants). L'équation 3.15 présente le système d'équations limité à l'ordre 3, la généralisation à un ordre n quelconque s'en déduit en continuant le développement.

$$\frac{\partial}{\partial z}\begin{bmatrix}\mathscr{F}_7(z)\\ \mathscr{F}_5(z)\\ \mathscr{F}_3(z)\\ \mathscr{F}_1(z)\\ \mathscr{F}_2(z)\\ \mathscr{F}_4(z)\\ \mathscr{F}_6(z)\\ \mathscr{F}_8(z)\end{bmatrix} = \begin{bmatrix} K_7 & \beta_{75}(-\Omega) & \beta_{73}(-2\Omega) & \beta_{71}(-3\Omega) & 0 & 0 & 0 & 0\\ \beta_{57}(\Omega) & K_5 & \beta_{53}(-\Omega) & \beta_{51}(-2\Omega) & \beta_{52}(-3\Omega) & 0 & 0 & 0\\ \beta_{37}(2\Omega) & \beta_{35}(\Omega) & K_3 & \beta_{31}(-\Omega) & \beta_{32}(-2\Omega) & \beta_{34}(-3\Omega) & 0 & 0\\ \beta_{17}(3\Omega) & \beta_{15}(2\Omega) & \beta_{13}(\Omega) & K_1 & \beta_{12}(-\Omega) & \beta_{14}(-2\Omega) & \beta_{16}(-3\Omega) & 0\\ 0 & \beta_{25}(3\Omega) & \beta_{23}(2\Omega) & \beta_{21}(\Omega) & K_2 & \beta_{24}(-\Omega) & \beta_{26}(-2\Omega) & \beta_{28}(-3\Omega)\\ 0 & 0 & \beta_{43}(3\Omega) & \beta_{41}(2\Omega) & \beta_{42}(\Omega) & K_4 & \beta_{46}(-\Omega) & \beta_{48}(-2\Omega)\\ 0 & 0 & 0 & \beta_{61}(3\Omega) & \beta_{62}(2\Omega) & \beta_{64}(\Omega) & K_6 & \beta_{68}(-\Omega)\\ 0 & 0 & 0 & 0 & \beta_{82}(3\Omega) & \beta_{84}(2\Omega) & \beta_{86}(\Omega) & K_8 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix}\mathscr{F}_7(z)\\ \mathscr{F}_5(z)\\ \mathscr{F}_3(z)\\ \mathscr{F}_1(z)\\ \mathscr{F}_2(z)\\ \mathscr{F}_4(z)\\ \mathscr{F}_6(z)\\ \mathscr{F}_8(z)\end{bmatrix} \tag{3.15}$$

3.6.2.2 Comparaison qualitative entre simulations et mesures

Nous avons mis en place sous ADS la modélisation du mélange à quatre ondes en présence de signaux à l'entrée du SOA et en ne prenant en compte que le premier ordre du mélange (équivalent au système 3.13). Nous comparons qualitativement le comportement du mélange à quatre ondes simulé à celui observé expérimentalement à travers le SOA 1 décrit précédemment (section 3.5.2) alimenté à 200 mA, en présence de deux signaux en injection co-propagative [86]. La figure 3.42 présente le schéma de montage mis en place pour les mesures liées au mélange à quatre ondes. Nous avons ainsi pu observer sur la voie électrique la variation de tension associée au FWM (voir figure 3.41 page 145) et sur la voie optique les spectres des signaux en sortie du SOA.

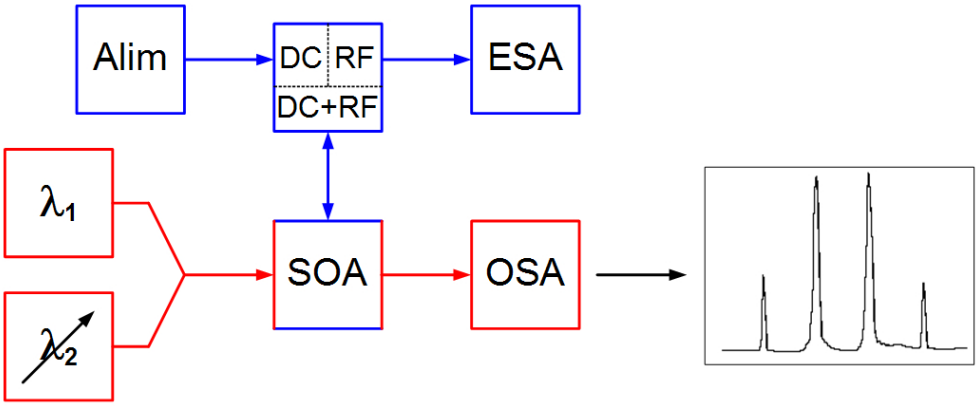
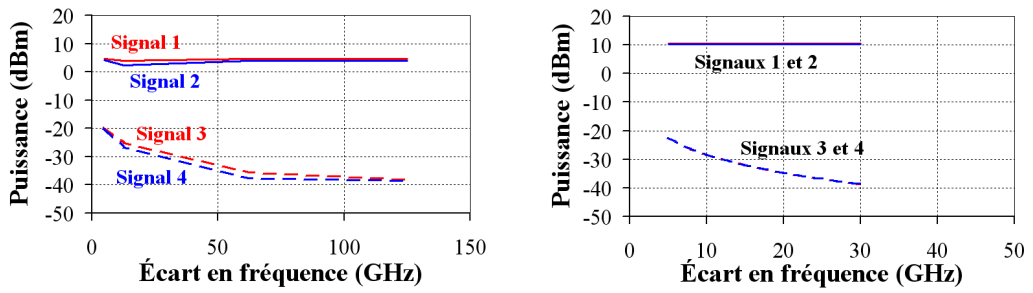


FIG. 3.42 – Schéma de montage pour le mélange à quatre ondes. Les sources optiques sont accordables en puissance et la source λ_2 est accordable en longueur d'onde. Le SOA est alimenté en courant continu (Alim, DC). Le spectre de la tension électrique aux bornes du SOA est lu sur un analyseur de spectre électrique (ESA, RF). Le spectre des signaux optiques en sortie du SOA est visualisé sur un analyseur de spectre optique (OSA).

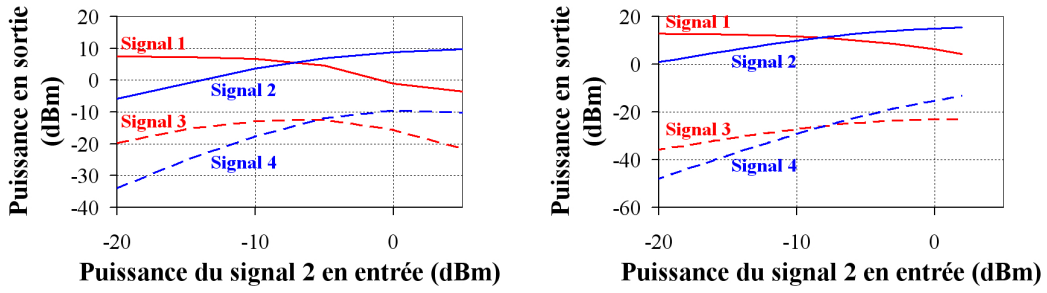
Nous observons tout d'abord sur la figure 3.43 la puissance des termes de mélange (les signaux $\mathscr{F}_3$ et $\mathscr{F}_4$) en fonction de l'écart en fréquence entre les signaux d'entrée du SOA (les signaux $\mathscr{F}_1$ et $\mathscr{F}_2$). Nous constatons que notre simulation restitue le comportement qualitatif tel que le niveau du signal obtenu par mélange diminue en fonction de l'écart en fréquence (notion de filtrage passe-bas).

La puissance des termes de mélange est également liée à la puissance des signaux d'entrée. Nous observons le comportement de la simulation comparé à celui de la mesure à la figure 3.44. Nous constatons que notre simulation restitue le comportement qualitatif (notamment le croisement de la puissance des termes de mélange au croisement de la puissance des signaux d'entrée) mais que les valeurs des puissances sont décalées. Nous observons également le comportement non linéaire du mélange puisque la puissance du signal $\mathscr{F}_3$ varie suivant le carré de celle de $\mathscr{F}_1$, alors que la puissance du signal $\mathscr{F}_4$ varie suivant une pente identique à celle de $\mathscr{F}_1$. Ceci traduit le comportement dont nous avons discuté à l'occasion de la présentation de l'équation 3.12.



(a) Mesure. (b) Simulation.

FIG. 3.43 – Puissance des termes de mélange suivant l'écart en fréquence entre les signaux d'entrée (la simulation ne présente pas la même échelle d'écart que la mesure).



(a) Mesure. (b) Simulation.

FIG. 3.44 – Puissance des termes de mélange suivant la puissance du signal $\mathscr{F}_2$. La puissance du signal $\mathscr{F}_1$ est fixée à -5 dBm et l'écart en fréquence entre les signaux d'entrée vaut 12,5 GHz.

3.6.2.3 Discussion

Nous avons implémenté avec succès les équations permettant une prise en compte du mélange à quatre ondes dans les SOA [86]. Cette implémentation s'est cependant révélée à la fois lente en terme de durée de simulation et délicate en terme de mise au point car tous les calculs ont dû être développés "à la main" en raison de la description petit signal du phénomène. Les résultats de simulation ont été de plus obtenus pour un découpage en une seule section de calcul du SOA. Ainsi, l'inconvénient d'une modélisation petit signal est en effet que tous les calculs doivent être faits en prenant en compte toutes les variations possibles des quantités. Lorsque le problème change (ici par exemple, ajout d'un troisième signal en entrée du SOA), tous les calculs développés sont à refaire en prenant en compte le nouveau problème. Le phénomène de mélange à quatre ondes n'est ainsi pas "auto-généré" par le simulateur, il est décrit à l'avance par des développements analytiques implémentés dans le simulateur. Ainsi, une modélisation petit signal est propre à chaque application mais n'est pas du tout modulable.

Ceci va à l'encontre du principe de la modélisation développée jusqu'à présent, c'est pourquoi un travail supplémentaire sera à faire. Ce travail consistera à utiliser les potentialités d'ADS en termes de simulations non linéaires, notamment grâce à la simulation *Harmonic Balance* [89].

3.6.3 SOA à gain bloqué (GC-SOA)

Pour certaines applications comme l'amplification en ligne, le gain des SOA doit être parfaitement linéaire. C'est le cas par exemple pour l'amplification des signaux dans une chaîne de transmission, où les signaux doivent voir le même gain quelle que soit leur puissance afin de les transmettre tous sans déformation. Des SOA spéciaux dits "à gain bloqué" (GC-SOA) ont été proposés et développés. Il s'agit d'une architecture particulière où l'on crée une condition de contre-réaction pour une longueur d'onde située loin du pic de gain du SOA. Celle-ci est obtenue par la mise en place de miroirs de Bragg, très sélectifs en fréquence, de part et d'autre du SOA (figure 3.45).

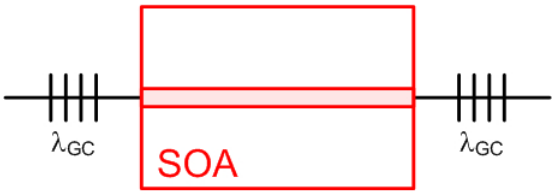
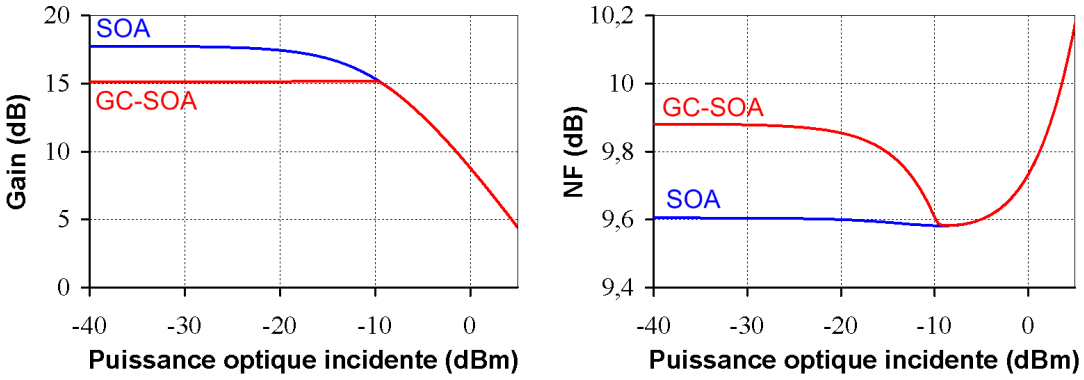


FIG. 3.45 – Principe du blocage du gain.

Nous avons donc mis en place dans notre modèle un pseudo-mode laser, pris en compte par son intensité. Pour ce faire, nous avons repris le comportement d'un pseudo-mode d'ASE en modifiant ses réflectivités et en définissant sa largeur spectrale comme étant celle des miroirs de Bragg. Nous avons également pris en compte cette nouvelle intensité optique dans le calcul de l'équation d'évolution de la densité de porteurs. Cette version très simplifiée d'un mode laser s'avère cependant très efficace car nous pouvons reproduire le comportement d'un GC-SOA, à la fois en gain et en NF. Nos simulations permettent d'observer le même comportement en fonction de la puissance optique incidente par exemple (figure 3.46) que ceux simulés par [11] et [66]. Nous avons défini la largeur spectrale du mode laser à 1 nm, sa longueur d'onde à 1500 nm, ses réflectivités à 0,03 et nous avons alimenté le SOA avec un courant de 200 mA.

Afin d'augmenter le réalisme de nos simulations et de se rapprocher du comportement réel d'un GC-SOA, notre modélisation peut être améliorée de plusieurs façons avec pour principe d'utiliser les développements réalisés pour la modélisation des lasers. Nous avons supposé que notre pseudo-mode laser avait pour largeur spectrale celle des miroirs de Bragg. Si ceci peut être vrai à faible puissance optique, l'augmentation de la puissance de la raie laser s'accompagne normalement d'une réduction de la largeur spectrale. La largeur de la raie laser est non seulement due à la sélectivité spectrale des



(a) Comparaison des gains.

(b) Comparaison des NF.

FIG. 3.46 – Comparaison des simulations dans le cas d'un SOA et d'un GC-SOA en termes de gain et de NF en fonction de la puissance optique incidente. Le courant d'alimentation a été fixé à 200 mA. La longueur d'onde, la largeur spectrale et les réflectivités du mode laser ont été fixées à respectivement 1500 nm, 1 nm et 0,03. Le signal pour lequel le gain et le NF ont été calculés a pour longueur d'onde 1535 nm. Nos simulations permettent d'observer le même comportement en fonction de la puissance optique incidente que ceux simulés par [11] et [66].

miroirs de Bragg mais également (et surtout, à forte puissance ou fort pompage) à la sélectivité spectrale de la cavité. Nous pourrions imaginer lier la largeur spectrale du mode laser à sa puissance ($\Delta\lambda_{GC} = f(P_{clamp,out})$), en tendant vers la largeur spectrale théorique à mi-hauteur d'un mode laser établi, donnée par ([90]) :

$$\Delta\lambda_{GC} = \frac{\Delta\lambda_{ISL}}{\varphi} \tag{3.16}$$

où φ est la finesse, donnée par $\varphi = \pi\frac{\sqrt{\mathscr{R}}}{1-\mathscr{R}}$ en supposant que les miroirs aient la même réflectivité $\mathscr{R}$. $\Delta\lambda_{ISL}$ est l'intervalle spectral libre entre deux modes lasers, défini par $\Delta\lambda_{ISL} = \frac{{\lambda_{GC}}^2}{2\,n_{eq}\,L}$.

3.6.4 Amplification large-bande : égalisation du gain par l'insertion d'un filtre coupe-bande

Les amplificateurs optiques à semi-conducteurs sont des composants potentiellement très intéressants pour les futurs réseaux de télécommunication en raison de leur faible coût et de leur grande intégrabilité. Cependant, malgré une plus large bande passante, les EDFA (amplificateurs à fibre optique dopée à l'Erbium) leur sont préférés pour le moment en partie pour leur plus fort gain, leur meilleure linéarité (fonctionnement en régime saturé) et leur insensibilité à la polarisation. Une façon de rendre les SOA plus attractifs est d'augmenter leur bande passante, rendant ainsi un seul composant capable d'amplifier toutes les bandes optiques des télécommunications utilisées, de 1470 nm à

1610 nm. Cet objectif a été formalisé par le lancement de deux projets RNRT labellisés, AMBRE et AROME.

Explorer toutes les pistes pour élargir le gain des SOA est hors des limites de cette thèse mais notre modélisation nous permet d'explorer une partie de ces solutions, déjà adoptée pour diminuer le pic de gain des EDFA : l'insertion d'un filtre spectralement sélectif et adapté [91]. Ce filtre peut être placé indifféremment de part et d'autre des facettes du SOA ou dans le SOA lui-même. Afin d'élargir de manière optimisée la bande passante du SOA, le filtre doit avoir une bande passante correspondant à celle du SOA, ni trop large ni trop étroite. Nous ne discuterons pas ici des techniques de réalisation de ces filtres mais seulement de leur impact sur les performances statiques des SOA en fonction de divers paramètres.

Nous pouvons dans un premier temps montrer que l'insertion d'un filtre permet effectivement d'élargir la bande passante des SOA, et que plus nous augmentons le nombre de filtres et plus l'élargissement est important (figure 3.47).

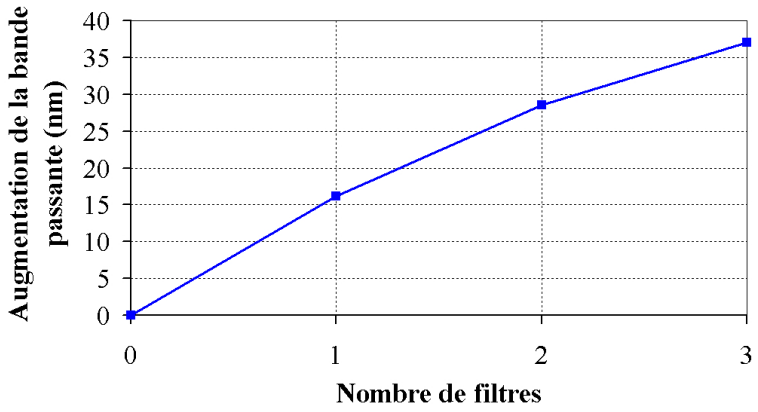


FIG. 3.47 – Évolution de la bande passante en fonction du nombre de filtres.

Nous montrons le principe d'amélioration de la bande passante du gain dans le cas d'un seul filtre par la suite. Le filtre que nous avons défini est considéré simplement comme un filtre coupe-bande du deuxième ordre, dont le comportement est donné par l'équation suivante :

$$1 - \frac{A_{\max}}{1 + \frac{1}{4\,m^2}\left(\frac{\lambda}{\lambda_{\text{pic}}} - \frac{\lambda_{\text{pic}}}{\lambda}\right)^2} \tag{3.17}$$

avec

$$m = \frac{\lambda_{\text{pic}}\,\Delta\lambda_f}{2\left(\lambda_{\text{pic}} - \frac{\Delta\lambda_f}{2}\right)\left(\lambda_{\text{pic}} + \frac{\Delta\lambda_f}{2}\right)}$$

où $A_{\max}$ est l'atténuation maximale du filtre à la longueur d'onde λ_{pic}. Le filtre admet pour bande de coupure à mi-hauteur $\Delta\lambda_f$.

Nous avons supposé une valeur de coupure maximale de -3 dB. La figure 3.48 présente le gain de ce filtre, ici centré à 1550 nm et de bande passante 50 nm.

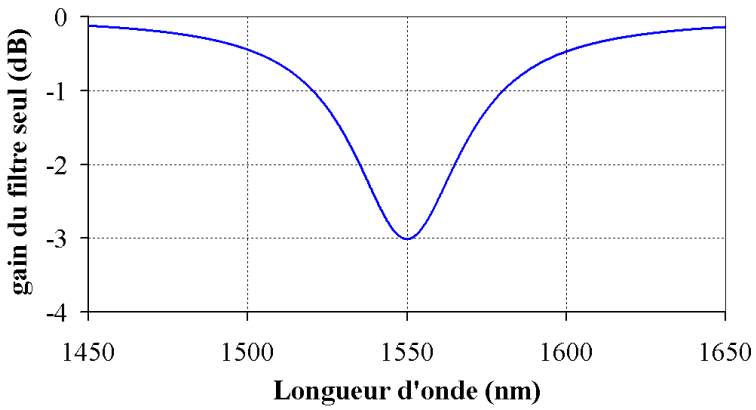


FIG. 3.48 – Spectre du filtre retenu.

Il convient d'abord, afin de réaliser cet élargissement de la bande passante des SOA, de choisir où placer le filtre, à l'intérieur ou à l'extérieur du SOA. Mettre le filtre en dehors de la zone active permet de décorréler la position du filtre du comportement du SOA. En effet, un filtre placé dans le SOA participe non seulement au filtrage des signaux, mais également à celui de l'ASE. Celle-ci participant à la saturation du SOA, la présence du filtre modifie cette participation et le point de fonctionnement du SOA est modifié. D'un autre point de vue, le fait de ne pas placer le filtre au centre du SOA provoquerait une dissymétrie de l'ensemble, entraînant un traitement différent du signal selon que celui-ci serait en co- ou en contra-propagation. Nous décidons donc de placer le filtre au milieu du SOA sachant que, de plus, positionner le filtre en entrée provoquerait une augmentation du facteur de bruit alors que le positionner en sortie serait quasiment neutre, au vu du gain du SOA. De même, placer le filtre au centre du SOA doit augmenter légèrement le facteur de bruit de l'ensemble mais cette augmentation est minime au vu du gain accumulé pendant la première moitié du SOA. En effet, l'ordre des composants dans une chaîne de transmission a un impact sur le facteur de bruit de l'ensemble selon la formule 2.41. La figure 3.49 confirme ceci en présentant le facteur de bruit pour deux configurations, l'une où le filtre est placé en entrée du SOA, l'autre en sortie.

Il convient ensuite de déterminer l'ordre de grandeur de la bande passante (BP) du filtre, sachant que sa longueur d'onde de coupure maximale doit être placée sur le maximum du pic de gain (1535 nm à 200 mA). La figure 3.50 présente les résultats de simulation pour plusieurs bandes passantes du filtre et permet de se rendre compte de cette influence.

La figure 3.51 présente la bande passante du système {SOA+filtre} en fonction de la bande passante du filtre. Ces simulations ont été effectuées pour un courant d'alimentation de 200 mA et à faible puissance optique d'entrée. Nous remarquons que la BP optimale pour le filtre est légèrement inférieure à celle du SOA à 200 mA, soit 50 nm. C'est cette valeur que nous retiendrons pour les études suivantes. Nous remarquons

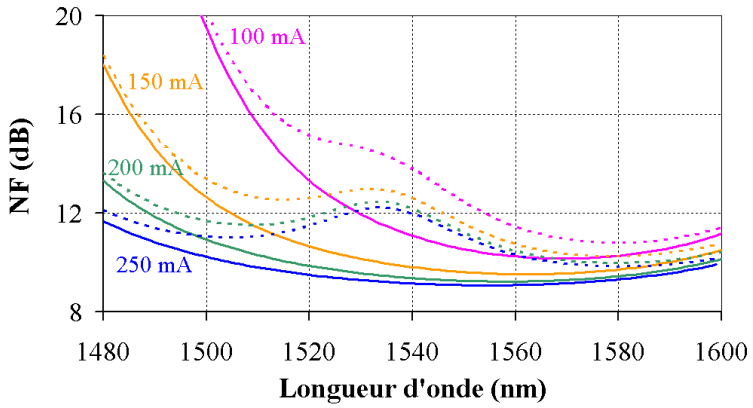


FIG. 3.49 – NF du système {SOA+filtre} en fonction du courant d'alimentation du SOA (trait pointillé, filtre à l'entrée du SOA ; trait continu, filtre à la sortie du SOA).

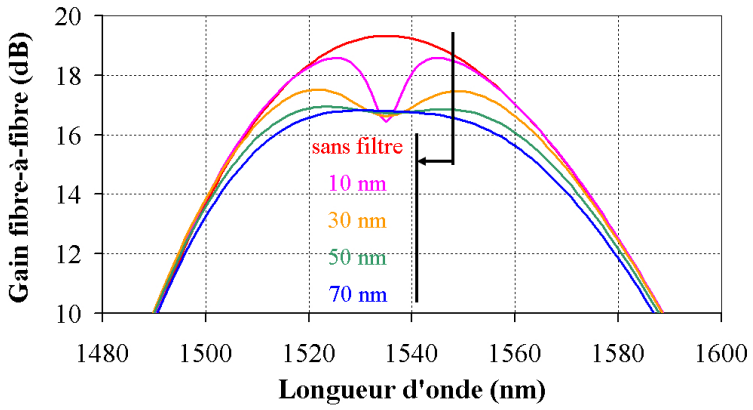


FIG. 3.50 – Bande passante du système {SOA+filtre} en fonction de la bande passante du filtre, pour un courant d'alimentation de 200 mA et pour une faible puissance optique incidente.

cependant que l'augmentation de la bande passante s'accompagne d'une diminution du pic de gain et d'une ondulation dans la bande passante du gain, comme l'illustre la figure 3.52(a). Le choix de la bande passante du filtre peut également dépendre de la volonté d'avoir une ondulation du gain du système la plus faible possible, ce qui n'a pas été notre préoccupation : nous avons privilégié la plus forte augmentation de la bande passante.

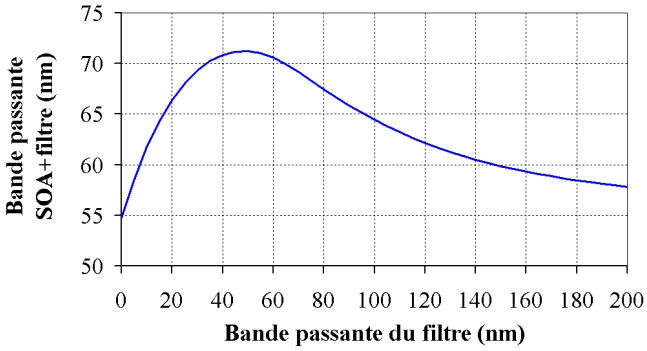
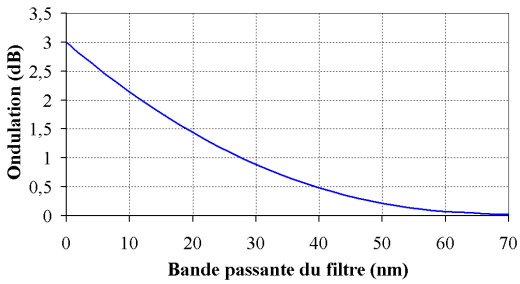
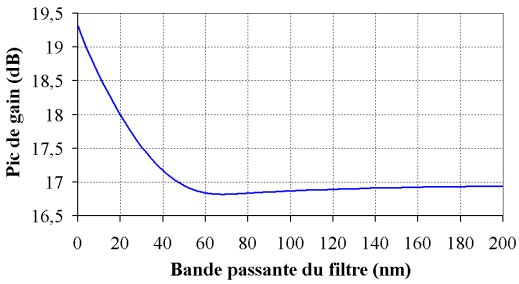


FIG. 3.51 – Bande passante du système {SOA+filtre} en fonction de la bande passante du filtre. Cette simulation a été effectuée pour un courant d'alimentation de 200 mA.



(a) Ondulation.



(b) Pic de gain.

FIG. 3.52 – Ondulation et pic de gain du système {SOA+filtre} en fonction de la bande passante du filtre, pour un courant d'alimentation de 200 mA et pour une faible puissance optique incidente.

Nous pouvons noter que la bande passante du système évolue avec la puissance optique incidente. L'augmentation de celle-ci, qui provoque la saturation du gain, induit l'élargissement de la bande passante comme le montre la figure 3.53.

Lorsque le gain du SOA évolue, le spectre de l'ensemble se déforme car nous considérons que le filtre reste inchangé (longueur d'onde centrale et bande passante). La figure 3.54 présente le spectre de gain avec et sans filtre en fonction du courant d'alimentation du SOA. La figure 3.55 donne plus précisément la variation de la bande

passante du système en fonction du courant d'alimentation. Nous voyons sur cette dernière figure une rupture de pente de part et d'autre du maximum de la bande passante. Cette rupture de pente correspond au changement de "pic principal" dû à l'augmentation du courant, comme nous pouvons le voir sur la figure 3.54.

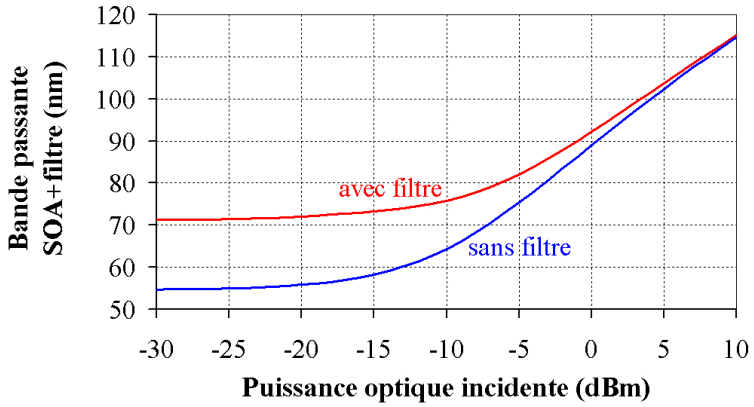


FIG. 3.53 – Bande passante du système {SOA+filtre} en fonction de la puissance optique incidente. Cette simulation a été effectuée pour un courant d'alimentation de 200 mA et un filtre de BP 50 nm. Le spectre de gain dont la largeur est donnée est obtenu en faisant varier la longueur d'onde du signal à la puissance indiquée.

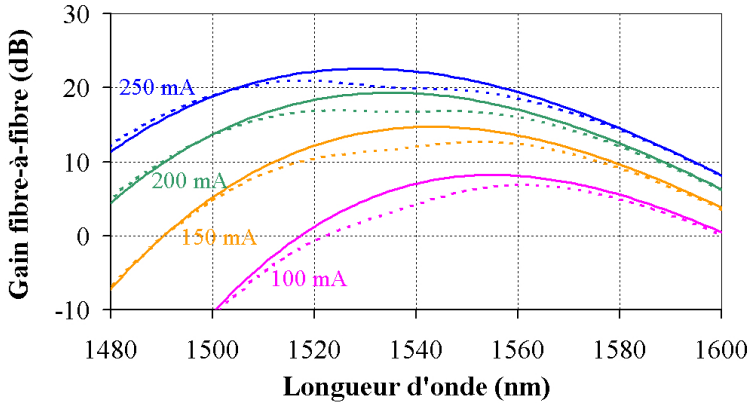


FIG. 3.54 – Gain du système {SOA+filtre} en fonction du courant d'alimentation du SOA (trait pointillé, filtre au centre du SOA ; trait continu, référence sans filtre).

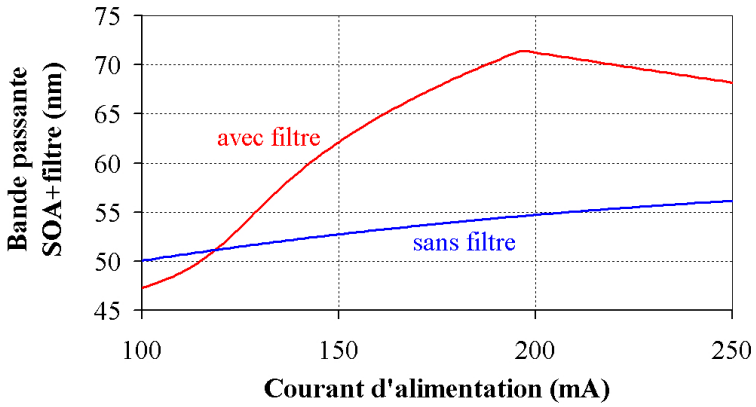


FIG. 3.55 – Bande passante du système {SOA+filtre} en fonction du courant d'alimentation du SOA, et comparaison avec la référence sans filtre.

3.7 Conclusion du chapitre 3

Nous avons présenté dans ce chapitre comment notre modélisation des SOA a été implémentée dans un simulateur. Notre choix s'est porté sur un logiciel de simulation déjà existant, ADS d'Agilent Technologies, permettant ainsi d'éviter d'avoir à développer les outils de simulation proprement dits, mais seulement notre description du comportement des SOA.

Nous sommes ensuite passés à une phase d'optimisation automatique afin de déterminer les valeurs des paramètres du modèle permettant une reproduction fidèle des mesures statiques effectuées sur divers SOA. Nous avons montré que cette optimisation était très efficace pour trois SOA, et la meilleure convergence présente une erreur moyenne entre simulations et mesures de 0,29 dB avec un écart-type moyen de 0,16 dB, et ce sur une plage de longueurs d'onde allant de 1465 à 1570 nm, de puissances optiques incidentes de -30 à +6 dBm et de courants d'alimentation de 50 à 200 mA. L'efficacité de cette optimisation est due en grande partie à l'utilisation d'un algorithme de recuit-simulé permettant de s'orienter vers un minimum de l'erreur le plus global possible.

Nous avons de plus établi que notre modélisation était prédictive, notamment lors de la simulation de l'injection en contra-propagation d'une pompe optique à la transparence du gain matériau ou lors de la mise en cascade de deux SOA pour lesquels l'optimisation avait été menée séparément.

Nous avons ensuite présenté comment notre modèle pouvait simplement être étendu à la prise en compte de la polarisation. Cette prise en compte a été modélisée et les simulations obtenues sont qualitativement en accord avec les résultats de mesure.

Nous avons également montré comment prendre en compte le mélange à quatre ondes et avons présenté le calcul petit signal des interactions dans la zone active d'un SOA. Nous avons cependant mis en évidence que le mode de calcul par développement en petit signal ne permettait pas une modélisation évolutive et était de plus délicate à mettre en œuvre. Nous avons tout de même implémenté cette méthode sous ADS et avons obtenu des résultats en accord avec les données expérimentales.

Nous avons enfin montré que notre modélisation pouvait être facilement étendue à la prise en compte du blocage de gain, pour lequel les résultats de simulation sont en accord avec les résultats de la littérature. Notre modèle peut également servir à analyser l'élargissement de la bande passante des SOA par l'insertion d'un filtre coupe-bande. Dans ce cas, nous mettons en évidence que le meilleur compromis pour la bande passante du filtre est d'être légèrement supérieure à celle du SOA. Nous montrons de plus que cette élargissement de la bande passante est peu sensible à la variation du courant d'alimentation.

Chapitre 4

Modélisation dynamique

Sommaire

4.1 Introduction du chapitre 4 162
4.2 Modélisation généralisée liée à la relation $k = k(\omega)$ 163
4.2.1 Généralisation de l'équation de propagation 163
4.2.2 Influence des premiers ordres 165
4.2.3 Propagation de l'enveloppe en fonction d'un retard complexe 166
4.2.4 Mise en place sous ADS 171
4.3 Validations en dynamique 173
4.3.1 Simulations dynamiques sous ADS 173
4.3.2 Découpage en sections de calculs 173
4.3.3 Prise en compte des réflectivités 179
4.3.4 Performances dynamiques en présence d'une pompe à la transparence 179
4.4 Compression du gain, de l'émission spontanée et de l'indice 182
4.4.1 Description des phénomènes physiques 182
4.4.2 Modélisation de la compression du gain et de l'émission spontanée 184
4.4.3 Modélisation de la compression de l'indice 186
4.4.4 Discussion 186
4.4.5 Impact de la prise en compte de la compression 187
4.5 Aspects systèmes : modulation des signaux 192
4.5.1 Couplage phase-amplitude dans les SOA 193
4.5.2 Modulation d'intensité 195
4.5.3 Modulation de phase 195
4.5.4 Modulation couplée phase-amplitude 197
4.6 Conclusion du chapitre 4 200

4.1 Introduction du chapitre 4

Les chapitres précédents ont présenté et montré la validité de notre modélisation des SOA. Ce modèle a été utilisé avec des signaux variant très lentement dans le temps, pouvant ainsi être considérés comme spectralement très fins. Les fréquences de modulation des signaux optiques actuels et futurs ne satisfont plus cette hypothèse, aussi notre modèle doit-il être généralisé afin de prendre en compte tous les phénomènes ayant une influence sur les signaux optiques dont la durée est supérieure à la picoseconde. Le chapitre 4, "Modélisation dynamique", met en place cette généralisation de notre modèle et la valide par différentes analyses.

Dans un premier temps nous étudions comment étendre la modélisation de la propagation des signaux optiques à tout type de signal, et ce quelle que soit sa dynamique (section 4.2). La modélisation des notions abordées dans la section 4.2 est ensuite validée (section 4.3). La section 4.4 introduit ensuite une notion qui a de l'importance lorsque les signaux deviennent puissants et/ou rapides, la notion de compression du gain et de l'indice. Les différentes notions abordées dans ce chapitre sont finalement utilisées (section 4.5) pour étudier l'influence des SOA sur les différents formats de modulation des signaux optiques. Nous concluons enfin par un bilan de ce chapitre (section 4.6).

4.2 Modélisation généralisée liée à la relation $k = k(\omega)$

Nous avons supposé dans les chapitres 2 et 3 que le signal était très peu étendu spectralement par rapport au gain. Ceci a conduit à poser $k = k(N, \omega_0)$ (équation 2.11). Nous allons maintenant considérer que le signal présente une largeur spectrale non négligeable par rapport à celle du gain (figure 4.1).

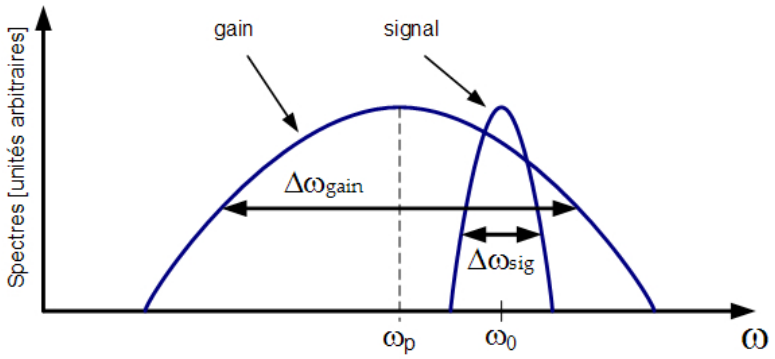


FIG. 4.1 – Modélisation dynamique : la largeur du spectre du signal devient comparable à celle du gain. La relation $\Delta\omega_{sig} \lesssim \Delta\omega_{gain}$ doit être vérifiée. ω_p : pic de gain ; ω_0 : pulsation de la porteuse.

Nous ne pouvons par conséquent plus assurer que chaque composante spectrale du signal voit la même constante de propagation $k(N, \omega_0)$, mais au contraire que chaque composante voit une constante de propagation propre, c'est-à-dire

$$k = k(N, \omega) \tag{4.1}$$

Nous allons dans un premier temps effectuer un développement limité (DL) de k d'ordre quelconque autour d'une pulsation ω_0 afin de déterminer une solution temporelle générale à l'équation 2.6. Dans un second temps, une limitation aux ordres 1 puis 2 permettra d'identifier différents phénomènes rencontrés dans les SOA.

4.2.1 Généralisation de l'équation de propagation

Une fonction analytique continue et dérivable, comme toutes celles que nous rencontrons dans les SOA, peut toujours être développée autour d'un point sur la base des polynômes. Ce développement a pour domaine de convergence l'infini si l'on accepte d'aller jusqu'aux polynômes de degré infini. Le développement de k est donné par $k(N, \omega) = \sum_{m=0}^{\infty} \left.\frac{\partial^m k(N,\omega)}{\partial \omega^m}\right|_{\omega_0} \frac{(\omega-\omega_0)^m}{m!}$. Nous allons adopter une notation plus simple de cette expression en posant $k^{(m)}(\omega_0) = \left.\frac{\partial^m k(N,\omega)}{\partial \omega^m}\right|_{\omega_0}$ avec par définition $k^{(0)}(\omega_0) =$

$k(N, \omega_0)$. Nous aboutissons alors à l'équation suivante :

$$k(N, \omega) = \sum_{m=0}^{\infty} \frac{k^{(m)}(\omega_0)}{m!} \cdot (\omega - \omega_0)^m \tag{4.2}$$

Nous avons vu au chapitre 2 page 41 que l'équation différentielle 2.6 avait pour solution $\hat{\mathscr{E}}^{\pm}(\omega, z) = e^{\mp i\,k\,z}\,\hat{\mathscr{E}}^{\pm}(\omega, 0)$ (équation 2.7). En injectant dans cette dernière la relation 4.2, nous pouvons développer la solution générale comme suit :

$$\begin{aligned}
\hat{\mathscr{E}}^{\pm}(\omega, z) &= \left[e^{\mp i\,k(N,\omega)\,z}\right] \cdot \hat{\mathscr{E}}^{\pm}(\omega, 0) \\
&= \left[e^{\mp i \sum_{m=0}^{\infty} \frac{k^{(m)}(\omega_0)}{m!} \cdot (\omega - \omega_0)^m \cdot z}\right] \cdot \hat{\mathscr{E}}^{\pm}(\omega, 0) \\
&= \left[\prod_{m=0}^{\infty} e^{\mp i \frac{k^{(m)}(\omega_0)}{m!} \cdot (\omega - \omega_0)^m \cdot z}\right] \cdot \hat{\mathscr{E}}^{\pm}(\omega, 0)
\end{aligned} \tag{4.3}$$

Notre simulation travaillant dans le domaine temporel, nous devons calculer la transformée de Fourier inverse de cette solution. Pour ce faire, nous effectuons un calcul préliminaire qui consiste en la décomposition de l'exponentielle sur la base complète des polynômes :

$$e^{a_m\,\omega^m} = \left(\sum_{n=0}^{\infty} \frac{(a_m\,\omega^m)^n}{n!}\right) = \left(\sum_{n=0}^{\infty} \frac{{a_m}^n}{n!}\,\omega^{m\,n}\right) \tag{4.4}$$

Nous pouvons écrire ceci sous la forme suivante, afin de faire apparaître le terme $(i\,\omega)^{m\,n}$:

$$e^{a_m\,\omega^m} = \left(\sum_{n=0}^{\infty} (-i)^{m\,n}\,\frac{{a_m}^n}{n!}\,(i\,\omega)^{m\,n}\right) \tag{4.5}$$

Nous connaissons par ailleurs la propriété de la transformée de Fourier concernant les dérivées, $\frac{\mathrm{d}^{\,n}}{\mathrm{d}\,t^n} \rightleftharpoons (i\,\omega)^n$, ce qui nous permet de donner la transformée de Fourier inverse terme à terme : $(i\,\omega)^{m\,n} \overset{-1}{\rightleftharpoons} \frac{\mathrm{d}^{\,m\,n}}{\mathrm{d}\,t^{m\,n}}$. Nous pouvons maintenant calculer la transformée de Fourier inverse de l'équation 4.5 qui s'avère être un opérateur *somme de dérivées énièmes* :

$$\begin{aligned}
e^{a_m\,\omega^m} &\overset{-1}{\rightleftharpoons} \left[\sum_{n=0}^{\infty} (-i)^{m\,n}\,\frac{{a_m}^n}{n!}\,\frac{\mathrm{d}^{\,m\,n}}{\mathrm{d}\,t^{m\,n}}\right] \\
&\overset{-1}{\rightleftharpoons} \left[\sum_{n=0}^{\infty} \frac{\left((-i)^m\,a_m\,\frac{\mathrm{d}^{\,m}}{\mathrm{d}\,t^m}\right)^n}{n!}\right] \\
&\overset{-1}{\rightleftharpoons} \left[e^{(-i)^m\,a_m\,\frac{\mathrm{d}^{\,m}}{\mathrm{d}\,t^m}}\right]
\end{aligned} \tag{4.6}$$

Nous pouvons en effet définir l'exponentielle d'un opérateur (ici les dérivées énièmes), tout simplement en étendant la propriété de développement limité utilisée pour une exponentielle d'un nombre quelconque (cf. [92] pages 152 et suivantes).

De par la présence de $(\omega - \omega_0)^m$ au lieu de ω^m dans l'équation 4.2, la transformée de Fourier de l'équation 4.6 se calcule plus simplement pour l'enveloppe $\mathscr{F}^{\pm}(t,z)$ du champ $\mathscr{E}^{\pm}(t,z)$ (relations 2.8 et 2.9) que pour le champ lui-même. La solution temporelle de l'équation de la propagation généralisée à tout $k(\omega)$ est alors, en posant $a_m = \mp i \, \frac{k^{(m)}(\omega_0)}{m!} \, z$:

$$\begin{aligned} \mathscr{F}^{\pm}(t,z) &= \left[e^{\pm \sum_{m=0}^{\infty} (-i)^{m+1} \cdot \frac{k^{(m)}(\omega_0)}{m!} \cdot z \cdot \frac{\mathrm{d}^m}{\mathrm{d}\, t^m}} \right] \left(\mathscr{F}^{\pm}(t,0) \right) \\ &= \left[\prod_{m=0}^{\infty} e^{\pm (-i)^{m+1} \cdot \frac{k^{(m)}(\omega_0)}{m!} \cdot z \cdot \frac{\mathrm{d}^m}{\mathrm{d}\, t^m}} \right] \left(\mathscr{F}^{\pm}(t,0) \right) \end{aligned} \tag{4.7}$$

avec par définition $\frac{\mathrm{d}^0}{\mathrm{d}\, t^0} = 1$.

4.2.2 Influence des premiers ordres

Nous avons appliqué le calcul précédent (équation 4.7) à une impulsion temporelle de type gaussien afin d'illustrer l'influence de la largeur de l'impulsion sur l'ordre du développement limité de k. Nous avons pour cela considéré une seule section de calcul de longueur équivalente à la longueur d'un SOA moyen (500 μm) afin de simplifier les calculs (utilisation des valeurs des variables du modèle calculées pour le SOA 1 défini à la section 3.4.2). Nous avons supposé une densité de porteurs constante donnant environ 15 dB au pic de gain (1535 nm), et ce quelle que soit la puissance de l'impulsion, afin d'avoir une forme spectrale du gain réaliste. Ceci permet en effet une prise en compte réaliste des différents ordres de la constante de propagation. Nous nous sommes placés à ± 30 nm du pic de gain et avons observé l'effet des différents ordres de développement de k sur l'impulsion envoyée à l'entrée du SOA telle que :

$$\mathscr{F}^{+}(t,0) = e^{-2 \ln(2) \left(\frac{t - t_0}{\Delta t} \right)^2} \tag{4.8}$$

où Δt est la largeur à mi-hauteur de l'impulsion gaussienne centrée en t_0 et de valeur maximale 1.

Les tableaux 4.1, 4.2 et 4.3 comparent la variation du pic de l'impulsion apportée par chaque terme du développement limité de k (ordres 1 à 3) en fonction de la longueur d'onde et de la largeur temporelle à mi-hauteur des impulsions en ignorant le terme d'ordre 0 (gain et déphasage de la porteuse), selon les relations respectives données ci-après :

$$\mathscr{F}^{+}(t,L) = \left[e^{-k^{(1)}(\omega_0) \cdot L \cdot \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}\, t}} \right] \left(\mathscr{F}^{+}(t,0) \right)$$

$$\mathscr{F}^{+}(t,L) = \left[e^{i \cdot \frac{k^{(2)}(\omega_0)}{2} \cdot L \cdot \frac{\mathrm{d}^2}{\mathrm{d}\, t^2}} \right] \left(\mathscr{F}^{+}(t,0) \right)$$

$$\mathscr{F}^{+}(t,L) = \left[e^{\frac{k^{(3)}(\omega_0)}{6}\cdot L\cdot \frac{\mathrm{d}\,3}{\mathrm{d}\,t^3}}\right]\left(\mathscr{F}^{+}t,0)\right)$$

Nous remarquons que plus la largeur de l'impulsion diminue, moins les termes liés aux ordres supérieurs de k sont négligeables. De même, plus la longueur d'onde de la porteuse de l'impulsion s'éloigne du pic de gain et moins ces termes sont négligeables. La variation de la densité de porteurs a son importance : plus celle-ci diminue et moins les termes du DL de k sont négligeables.

Nous y voyons également que les termes d'ordre 1 et 2 ont sensiblement le même comportement et sont à prendre en compte de la même manière. Quant à l'ordre 3, il ne devient légèrement influent que pour des impulsions de largeur temporelle inférieure à 0,2 ps. En se limitant à l'ordre 2, notre modèle reste valable au dessus de la ps uniquement. En effet, les fréquences de modulations actuellement envisagées pour les futurs systèmes de télécommunications (aux environs de 160 GHz, largeurs d'impulsions autour de 6 ps) nous permettent de limiter notre étude en utilisant une approximation quadratique de $k(N,\omega)$.

4.2.3 Propagation de l'enveloppe en fonction d'un retard complexe

Partant de l'expression générale donnée pour le développement limité de $k(N,\omega)$, nous limitons celui-ci aux deux premiers ordres :

$$\begin{aligned} k(N,\omega) &= \sum_{m=0}^{2} \frac{k^{(m)}(\omega_0)}{m!}\cdot(\omega-\omega_0)^m \\ &= k^{(0)}(\omega_0) + k^{(1)}(\omega_0)\,(\omega-\omega_0) + \frac{k^{(2)}(\omega_0)}{2}\,(\omega-\omega_0)^2 \end{aligned} \tag{4.9}$$

Nous donnons dans les équations suivantes les différents termes de $k(N,\omega)$ afin de prendre en compte les phénomènes physiques :

$$k^{(0)}(\omega_0) = k(N,\omega_0) = \frac{\omega_0}{c} n_{eq}(N,\omega_0) + \frac{i}{2}\,g_n(N,\omega_0) \tag{4.10}$$

$$k^{(1)}(\omega_0) = \left.\frac{\partial k}{\partial \omega}\right|_{\omega_0} = \frac{n_g(N,\omega_0)}{c} + \frac{i}{2}\,\left.\frac{\partial g_n(N,\omega)}{\partial \omega}\right|_{\omega_0} \tag{4.11}$$

$$k^{(2)}(\omega_0) = \left.\frac{\partial^2 k}{\partial \omega^2}\right|_{\omega_0} = \frac{1}{c}\,\left.\frac{\partial n_g(N,\omega)}{\partial \omega}\right|_{\omega_0} + \frac{i}{2}\,\left.\frac{\partial^2 g_n(N,\omega)}{\partial \omega^2}\right|_{\omega_0} \tag{4.12}$$

où n_{eq} est l'indice effectif de réfraction du mode guidé, n_g l'indice de groupe et g_n le gain net. Nous pouvons considérer $\left.\frac{\partial n_g(N,\omega)}{\partial \omega}\right|_{\omega_0} = 0$ pour des impulsions optiques de largeur temporelle supérieure à une dizaine de fs (cf. [93] page 128).

Nous calculons ainsi la solution de l'équation différentielle liée à ces différents termes à l'aide du calcul développé dans la section précédente (équation 4.7) :

$$\mathscr{F}^{\pm}(t,z) = \left[e^{\mp i\cdot k^{(0)}(\omega_0)\cdot z}\right]\left[e^{\mp k^{(1)}(\omega_0)\cdot z\cdot \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}\,t}}\right]\left[e^{\pm i\cdot \frac{k^{(2)}(\omega_0)}{2}\cdot z\cdot \frac{\mathrm{d}\,2}{\mathrm{d}\,t^2}}\right]\left(\mathscr{F}^{\pm}(t,0)\right) \tag{4.13}$$

Longueur d'onde [nm]	Largeur à mi-hauteur [ps]						
	20	10	5	2	1	0,5	0,2
1510	1,00004	1,00017	1,00067	1,00418	1,01683	1,06902	1,51763
1530	1,00001	1,00004	1,00017	1,00104	1,00417	1,01677	1,10951
1550	1	1	1	1,00002	1,00009	1,00037	1,00229
1570	1	1,00001	1,00005	1,0003	1,0012	1,00479	1,03034
1590	1,00001	1,00004	1,00018	1,00112	1,00448	1,01805	1,11833

TAB. 4.1 – Influence de la largeur temporelle et de la longueur d'onde des impulsions seulement sur l'ordre 1 du DL de k (amplitude incidente : 1). Les données du tableau indiquent le rapport des intensités au pic entre la sortie et l'entrée d'un SOA d'une seule section de densité de porteurs donnée.

Longueur d'onde [nm]	Largeur à mi-hauteur [ps]						
	20	10	5	2	1	0,5	0,2
1510	0,999983	0,99993	0,999721	0,998258	0,993068	0,972837	0,85142
1530	0,999984	0,999938	0,999752	0,998451	0,993833	0,97578	0,865702
1550	0,999987	0,999947	0,999789	0,998682	0,994751	0,979328	0,883451
1570	0,99999	0,999958	0,999833	0,998955	0,995834	0,983544	0,905327
1590	0,999993	0,999971	0,999884	0,999273	0,997098	0,988493	0,932181

TAB. 4.2 – Influence de la largeur temporelle et de la longueur d'onde des impulsions seulement sur l'ordre 2 du DL de k (amplitude incidente : 1). Les données du tableau indiquent le rapport des intensités au pic entre la sortie et l'entrée d'un SOA d'une seule section de densité de porteurs donnée.

Longueur d'onde [nm]	Largeur à mi-hauteur [ps]						
	20	10	5	2	1	0,5	0,2
1510	1	1	1	1	1	1	1,00003
1530	1	1	1	1	1	1	1,00005
1550	1	1	1	1	1	1	1,00007
1570	1	1	1	1	1	1	1,00011
1590	1	1	1	1	1	1	1,00015

TAB. 4.3 – Influence de la largeur temporelle et de la longueur d'onde des impulsions seulement sur l'ordre 3 du DL de k (amplitude incidente : 1). Les données du tableau indiquent le rapport des intensités au pic entre la sortie et l'entrée d'un SOA d'une seule section de densité de porteurs donnée.

Un rapide calcul montre que le terme en $k^1(\omega_0)$ peut être calculé différemment [94] : en utilisant la propriété de la transformée de Fourier, nous avons $e^{-i\,\omega\,t_0}\cdot\hat{x}(\omega) \overset{-1}{\rightleftharpoons} x(t-t_0)$. Appliqué ici (terme $m = 1$ des équations 4.3 et 4.7), nous obtenons :

$$\left[e^{\mp k^{(1)}(\omega_0)\cdot z\cdot \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}\,t}}\right]\Big(x(t)\Big) = x\Big(t \mp k^{(1)}(\omega_0)\,z\Big)$$

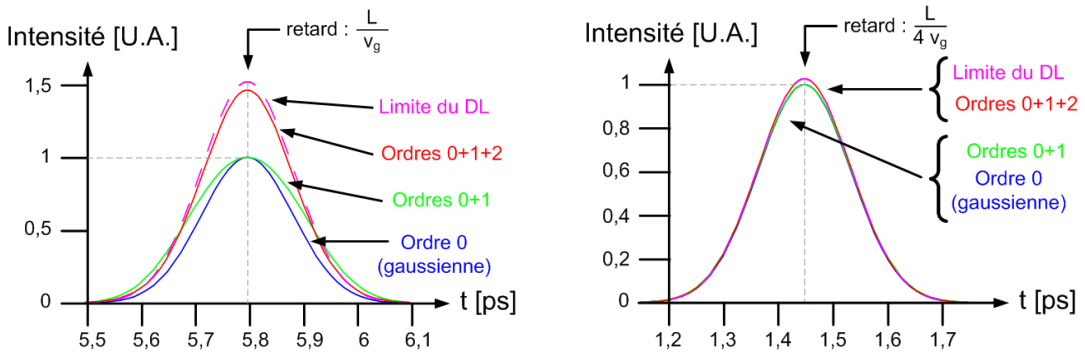
Avec cette relation, nous avons tout simplement redémontré la formule de Taylor pour les polynômes (cf. [92] page 156).

Nous pouvons alors calculer plus simplement $\mathscr{F}(t,z)$ et cela donne :

$$\mathscr{F}^{\pm}(t,z) = e^{\mp i\cdot k^{(0)}(\omega_0)\cdot z}\cdot\left[e^{\pm i\cdot\frac{k^{(2)}(\omega_0)}{2}\cdot z\cdot\frac{\mathrm{d}^2}{\mathrm{d}\,t^2}}\right]\Big(\mathscr{F}^{\pm}(t \mp k^{(1)}(\omega_0)\,z, 0)\Big) \tag{4.14}$$

4.2.3.1 Influence du développement limité de chaque exponentielle

Nous pouvons de plus calculer aisément les opérateurs liés aux différents ordres de k en appliquant le développement limité de chaque exponentielle de l'équation 4.13 en remontant l'équation 4.6. Nous arrêtons notre DL suivant les possibilités des algorithmes développés pour effectuer les dérivées temporelles.



(a) Longueur L. (b) Longueur $\frac{L}{4}$.

FIG. 4.2 – Comparaison du DL de l'ordre 1 de k (partie imaginaire seulement, la partie réelle étant prise en compte sous forme d'un retard réel donnant la gaussienne prise pour référence) suivant la longueur de la section : plus celle-ci est grande et plus il faut aller loin dans le DL. Le maximum d'amplitude renseigne sur le temps de traversée de la section de calcul. La courbe intitulée "Limite du DL" indique le terme exact calculé analytiquement (sans approximation due au DL) dans le cas où le signal incident est connu (ici une gaussienne).

La figure 4.2 présente la comparaison entre les différentes approximations dans le DL de l'ordre 1 de k pour une section de calcul de longueur L puis de longueur $\frac{L}{4}$, dans le même cas que pour le tableau 4.1 et à la longueur d'onde 1510 nm (gain du SOA :

3 dB). Dans le cas où le signal incident est connu analytiquement, nous pouvons calculer la sortie d'une section de calcul de manière exacte (courbe intitulée "Limite du DL"). Nous constatons que, pour la longueur L, le DL jusqu'aux dérivées temporelles d'ordre 2 est très insuffisant alors qu'il suffit pour la longueur $\frac{L}{4}$.

Nous pouvons alors montrer que le nombre d'ordres non négligeables de ce DL est fortement lié à la longueur d'une section de calcul dans le SOA : plus les sections sont longues et plus il faut aller loin dans les DL. Ainsi, cela permet un compromis entre complexité spatiale et temporelle : plus un modèle est complexe temporellement, moins il a besoin de l'être spatialement. Ceci est cependant tempéré par l'extension spatiale des phénomènes physiques considérés. Il paraîtrait en effet inconcevable par exemple de ne pas découper notre SOA en plusieurs sections de calcul dans lesquelles la densité de porteurs est constante [66].

4.2.3.2 Introduction de la notion de retard complexe

Lors du calcul de la solution de l'équation différentielle limitée à l'ordre 2 (équation 4.14) nous avons abouti à définir un retard lié à $k^{(1)}(\omega_0)$. Nous voyons immédiatement que cette équation soulève un problème : $k^{(1)}(\omega_0)$ est a priori complexe. Notre expression utilise donc une notion nouvelle, celle de *retard complexe*. En remarquant que la partie réelle de $k^{(1)}(\omega_0)$ est l'inverse d'une vitesse de propagation, nous pouvons également affirmer que nous sommes en présence d'une *vitesse de propagation complexe*. Ceci mérite que nous nous attardions quelque peu sur ces notions qui peuvent poser problème.

Nous avons vu que l'équation 4.14 introduisait la notion de retard complexe, de par la nature complexe de $k^{(1)}(\omega_0)$. Afin de simplifier les calculs ultérieurs, nous allons définir dans cette section $k^{(1)}(\omega_0)\, z = a + i\, b$. Si nous reprenons les calculs de la section précédente en séparant partie réelle et partie imaginaire, nous constatons que ce retard complexe peut également s'écrire sous une forme qui pose moins de problème en apparence :

$$x(t-(a+i\,b)) = \left[e^{-i\,b\,\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}\,t}}\right] x(t-a) = \left[e^{-i\,b\,\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}\,t}}\right]\left[e^{-a\,\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}\,t}}\right] x(t) \tag{4.15}$$

Comparons l'effet du retard réel (équation 4.16) à celui du retard imaginaire (équation 4.17) en utilisant l'expression en dérivées temporelles du retard :

$$\left[1 - a\,\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}\,t} + \frac{a^2}{2}\,\frac{\mathrm{d}^2}{\mathrm{d}\,t^2} - \frac{a^3}{6}\,\frac{\mathrm{d}^3}{\mathrm{d}\,t^3} + \frac{a^4}{24}\,\frac{\mathrm{d}^4}{\mathrm{d}\,t^4} + \ldots\right] x(t) \tag{4.16}$$

$$\left[1 - i\,b\,\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}\,t} - \frac{b^2}{2}\,\frac{\mathrm{d}^2}{\mathrm{d}\,t^2} + \frac{i\,b^3}{6}\,\frac{\mathrm{d}^3}{\mathrm{d}\,t^3} + \frac{b^4}{24}\,\frac{\mathrm{d}^4}{\mathrm{d}\,t^4} + \ldots\right] x(t) \tag{4.17}$$

Dans le cas d'un retard réel, tous les termes sont réels. Dans le cas d'un retard imaginaire, nous nous apercevons que les termes d'ordre pair sont réels alors que les termes d'ordre impair sont imaginaires. Un des points essentiels est que le retard réel ne

modifie que l'abscisse de la fonction, alors qu'un retard complexe en modifie également l'ordonnée (figure 4.3).

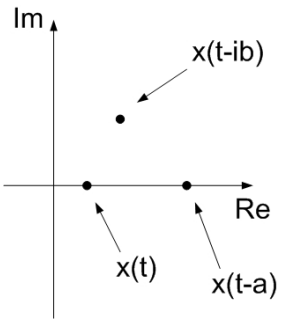


FIG. 4.3 – Illustration de la différence entre retard réel et retard imaginaire dans le plan complexe. x(t) est supposé réel pour simplifier.

La définition d'un retard complexe ne va pas sans poser problème, même sous la forme d'un DL d'exponentielle, car ce développement suppose par définition la convergence de l'intégrale suivante, où x est l'enveloppe d'un signal :

$$x\,(t-(a+i\,b)) = \frac{1}{2\,\pi}\int_{-\infty}^{+\infty} \hat{x}(\omega)\,e^{-i\,(\omega-\omega_0)\,(t-(a+i\,b))}\,\mathrm{d}\omega$$

Celle-ci converge sans difficulté si $b = 0$ (retard réel), mais peut diverger lorsque $b \neq 0$ [94]. Il convient alors de vérifier que $|\hat{x}(\omega)|$ tend plus rapidement que $e^{b\,(\omega-\omega_0)}$ vers 0 pour de grandes valeurs de $|\omega-\omega_0|$, autrement dit :

$$\lim_{|\omega-\omega_0|\to\infty}\left(\frac{|\hat{x}(\omega)|}{e^{b\,(\omega-\omega_0)}}\right) = 0 \tag{4.18}$$

Cette condition est vérifiée quel que soit b pour les impulsions gaussiennes, et ce quelle que soit leur largeur à mi-hauteur [94].

4.2.3.3 Variation temporelle de la densité de porteurs

Nous pouvons également nous poser la question du problème posé par la variation de a et b dans le temps, c'est-à-dire si nous avons $a = a(t)$ et $b = b(t)$, puisque dans les SOA a et b dépendent de la densité de porteurs qui est fonction du temps. Lorsque a, le retard réel, varie dans le temps, il peut se produire des phénomènes appelés *chocs numériques* qui mettent à mal les algorithmes de résolution numérique. C'est le cas lorsqu'un échantillons numérique va plus vite que celui qui le précède au point de le rattraper (variation forte de la vitesse de groupe), un échantillon en représente alors deux (ce problème est bien connu dans les problèmes de simulation en mécanique des fluides) ! Considérons une variation plausible de n_g de 10^{-2}. Le retard temporel introduit pour un SOA de longueur 500 μm vaut 17 fs. Ceci est négligeable pour les fréquences

de modulation envisagées (durée d'un bit à 160 GHz : 6 ps) et n'entraîne pas de gigue temporelle significative.

De manière plus générale, que devient notre formalisme si $k(N, \omega)$ devient $k(N(\omega), \omega)$ (à toute fonction du temps correspond une fonction de la pulsation) ? Nous ne pouvons malheureusement pas répondre analytiquement à cette question puisque la variation de N dépend de celle des signaux qui dépend de celle de N qui dépend de celle des signaux qui dépend... Nous avons bien affaire à des équations couplées ! Le seul cas pour lequel nous pouvons donner une réponse est si le signal est un "élément neutre" d'une section de calcul prise en tant qu'opérateur, autrement dit si le signal ne modifie pas N (donc N est constant ce qui résout le problème ...), ceci peut se produire à la transparence du gain par exemple.

Une autre manière de répondre à cette question est de considérer la résolution algorithmique du problème, où une dérivée dans le temps s'exprime à partir de la différence entre deux pas de temps successifs Δt. Dans ce cas, il suffit d'imposer un pas temporel de calcul qui soit suffisamment fin pour que la variation de N soit si faible qu'elle puisse être considérée comme négligeable. Ceci impose $\frac{\Delta N}{\Delta t} \approx 0$. Étant donné que N dépend de l'intensité du signal $\mathscr{I}$, cela veut dire qu'il faut s'assurer que $\frac{\Delta \mathscr{I}}{\Delta t} \approx 0$. Nous voyons alors que le pas temporel minimal n'est pas fixe mais dépend de l'amplitude et de la largeur à mi-hauteur des signaux. Ceci peut se traduire autrement en disant que le contenu spectral entier des signaux doit être pris en compte. Nous savons en effet que le pas temporel de calcul Δt définit une fréquence maximale $\frac{1}{\Delta t}$ au delà de laquelle les fréquences ne sont pas prises en compte (variations trop rapides pour être "vues" par l'algorithme), donnant ainsi la "bande passante algorithmique". Les signaux étant de bande passante a priori infinie (dans le cas gaussien notamment), notre condition devient que le contenu spectral du signal non pris en compte par l'algorithme (toutes les fréquences supérieures à la fréquence de coupure de l'algorithme) doit être absolument négligeable et ce quelle que soit la section de calcul (la dernière est a priori la plus contraignante puisque le signal s'est amplifié) :

$$\int_{-\infty}^{-\frac{2\pi}{\Delta t}} \hat{\mathscr{I}}(\omega)\,\mathrm{d}\omega + \int_{\frac{2\pi}{\Delta t}}^{+\infty} \hat{\mathscr{I}}(\omega)\,\mathrm{d}\omega \approx 0$$

où $\hat{\mathscr{I}}(\omega)$ est la transformée de Fourier de l'intensité photonique affectant la densité de porteurs et Δt le pas de calcul temporel.

4.2.4 Mise en place sous ADS

La modélisation généralisée que nous avons décrite jusqu'à présent est indépendante de toute solution d'implémentation. L'outil que nous avons choisi d'utiliser est un logiciel de simulation des circuits électroniques incluant une large bibliothèque de composants et d'algorithmes. En exploitant ceux-ci, nous pouvons prendre en compte les dérivées temporelles nièmes en les calculant dans un composant "SDD". Le logiciel ADS propose de plus un composant "Delay", qui permet de retarder temporellement des données, à condition que le retard ainsi défini soit réel et constant. Nous avons donc été amené à

implémenter la partie réelle du retard dans ce composant “Delay”, alors que la partie imaginaire a été développée en une somme de dérivées temporelles, limitée à l’ordre 2, dans un composant “SDD” (figure 4.4).

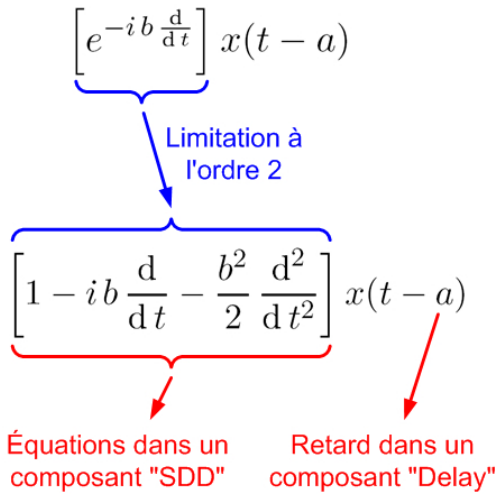


FIG. 4.4 – Amplification et propagation complexe sous ADS.

La figure 4.5 présente la structure que nous avons mise en place pour intégrer l’équation 4.14 sous ADS. Le composant “Delay” (partie réelle du retard complexe) est inséré à l’entrée ou à la sortie d’une section de calcul suivant le sens de propagation des signaux considérés. La partie imaginaire du retard complexe est prise en compte dans un composant “SDD”. Les autre termes, les ordres 0 (gain et déphasage) et 2 (dispersion spectrale de DL limité à l’ordre 2), sont implémentés également sous forme d’équations dans un même composant “SDD”. Nous avons de plus dû, pour ce faire, décomposer toutes les quantités complexes en parties réelle et imaginaire puisqu’ADS ne propage pas les nombres complexes. Il est à noter que la définition polynomiale du gain matériau permet un calcul rapide et presque immédiat des dérivées énièmes du gain net suivant la pulsation.

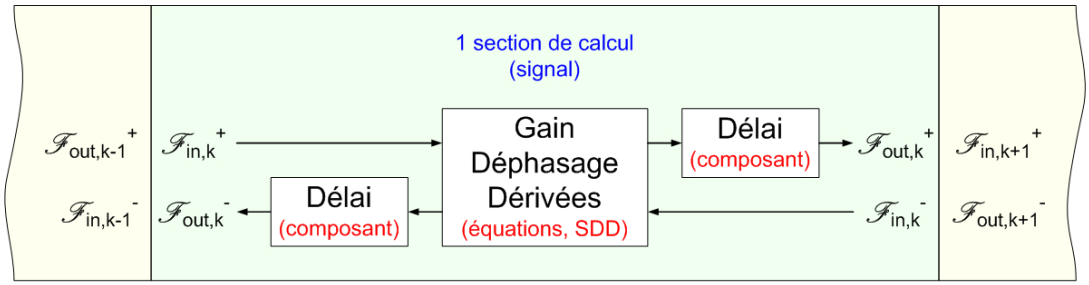


FIG. 4.5 – Schéma de mise en place de l’amplification et de la propagation complexe sous ADS.

4.3 Validations en dynamique

4.3.1 Simulations dynamiques sous ADS

Le logiciel dans lequel nous avons implémenté notre modèle permet différentes simulations. Nous allons présenter sommairement les différents types de simulations dynamiques disponibles.

Le premier type de simulation est la simulation linéaire en petit signal, ou simulation *AC*. Elle établit le comportement linéaire du composant autour d'un point de fonctionnement par un calcul différentiel [95].

Le deuxième est la simulation temporelle ou simulation *Transient*. Celle-ci, après avoir calculé le point de départ de la simulation (en un point de fonctionnement statique), simule tout type de variation temporelle [96]. C'est celle-ci que nous utilisons le plus souvent.

Lorsque nous simulons un signal modulé, il convient d'utiliser la simulation *Enveloppe*, qui permet de s'affranchir de la porteuse et de ne simuler que l'enveloppe des signaux [97]. Cette simulation suppose une simulation de la porteuse et nous ne l'utilisons pas puisque notre modélisation considère déjà l'enveloppe des signaux. Nous pourrions l'utiliser dans le cadre de signaux sur-modulés par exemple.

Enfin, la simulation des éléments non linéaires générant des fréquences nouvelles peut se faire grâce à la simulation *Harmonic Balance*. Celle-ci permet de calculer la solution stationnaire d'un circuit non linéaire [89].

4.3.2 Découpage en sections de calculs

La première validation à effectuer est de valider que notre découpage en sections de calcul n'introduit pas de biais dans les simulations. Nous considérons pour cela le pire cas, une impulsion non comprimée au pic de gain ($\epsilon_{CH,SHB} = 0$). Cette impulsion a pour largeur à mi-hauteur 20 ps (figures 4.6 et 4.7) puis 5 ps (figures 4.8 et 4.9). Dans toutes nos simulations temporelles, le pic des impulsions est positionné à 100 ps à leur entrée dans le SOA. Celui-ci est découpé suivant différentes valeurs du nombre de sections de calcul (8, 16, 32, 64 et 128). Nous constatons que notre hypothèse d'enveloppe lentement variable doit effectivement être vérifiée dans chaque section de calcul : plus l'impulsion est courte et plus le nombre de sections doit augmenter. Dans le cas d'une impulsion de 20 ps de largeur, un découpage en 8 sections est déjà suffisant alors qu'il convient de pousser celui-ci jusqu'à 64 sections pour une impulsion de 5 ps.

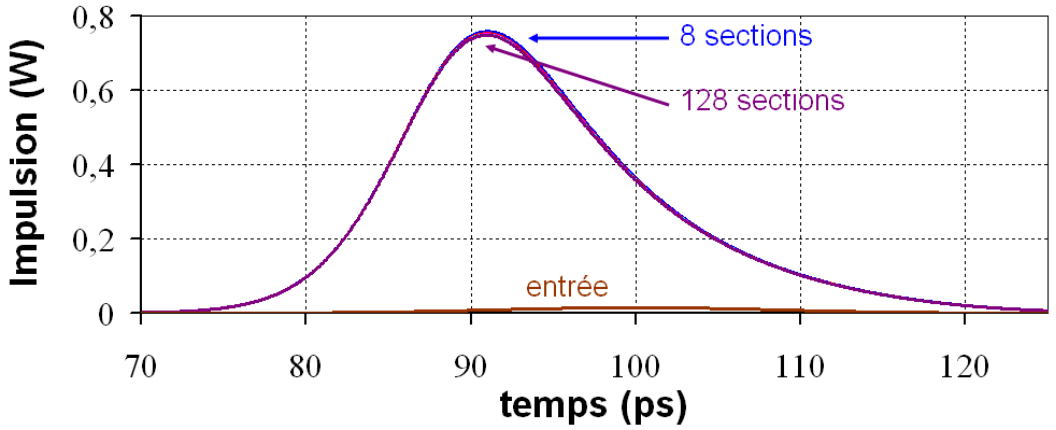


FIG. 4.6 – Réponse dynamique à une impulsion de 20 ps en fonction du nombre de sections selon la liste suivante {8, 16, 32, 64, 128}.

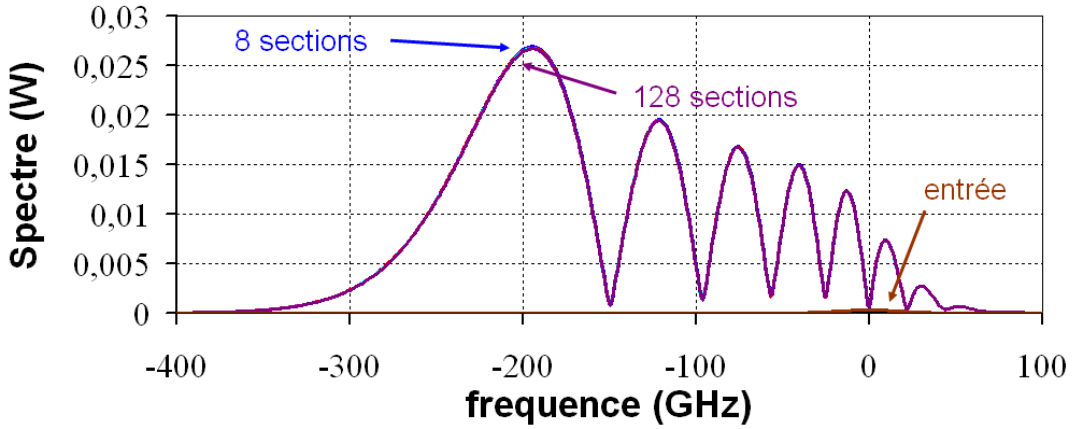


FIG. 4.7 – Spectre de la réponse dynamique à une impulsion de 20 ps en fonction du nombre de sections selon la liste suivante {8, 16, 32, 64, 128}.

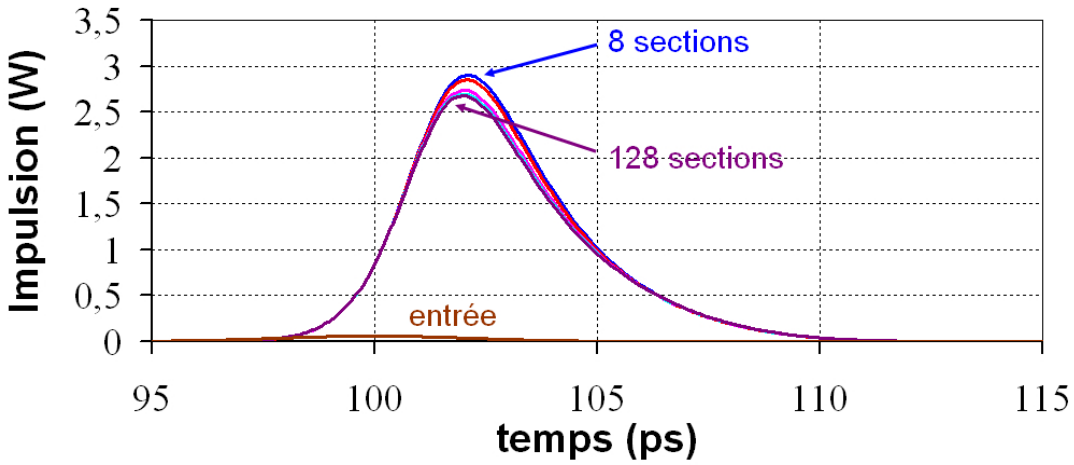


FIG. 4.8 – Réponse dynamique à une impulsion de 5 ps en fonction du nombre de sections selon la liste suivante {8, 16, 32, 64, 128}.

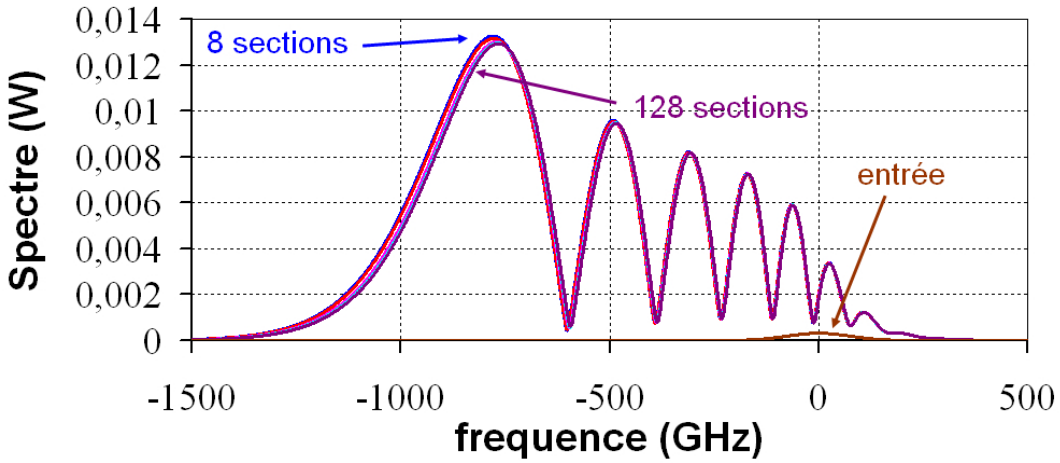


FIG. 4.9 – Spectre de la réponse dynamique à une impulsion de 5 ps en fonction du nombre de sections selon la liste suivante {8, 16, 32, 64, 128}.

Nous pouvons noter au passage l'illusion de vitesse *supra-luminique* que montrent ces courbes (figures 4.6 et 4.8) puisqu'il faut 5,87 ps pour traverser le SOA de 500 μm de long alors que le pic des impulsions en met beaucoup moins. Cet effet est dû à l'amplification très forte du front montant de l'impulsion et à l'absence de porteurs disponibles pour amplifier le reste de l'impulsion. Nous constatons également que les formes temporelles et spectrales sont tout à fait cohérentes avec la littérature [65, 98], même si nous ne trouvons pas les mêmes résultats quantitatifs puisque nous ne sommes pas dans les mêmes conditions.

Nous vérifions ensuite la prise en compte correcte du développement limité de $k(\omega)$ en fonction de la pulsation. Les figures 4.10 et 4.11 présentent les résultats de simulation pour une impulsion de 1 ps en présence ou non des termes d'ordre 1 ($\frac{\mathrm{d}\,g}{\mathrm{d}\,\omega}$) et en présence ou non des termes d'ordre 2 ($\frac{\mathrm{d}^2\,g}{\mathrm{d}\,\omega^2}$). Les figures 4.12 et 4.13 présentent les mêmes résultats mais en prenant en compte la compression du gain. Nous avons réalisé ces simulations pour une impulsion très courte (1 ps) afin de mieux observer les phénomènes et d'éprouver notre modélisation.

Un premier résultat est que notre simulateur donne un résultat quelles que soient les conditions, ce qui montre que les algorithmes d'ADS sont à même de traiter notre modélisation. Un deuxième résultat positif est la conformité de nos simulations avec la littérature notamment en l'absence de compression [99]. Nous notons qu'en présence de compression l'impulsion s'élargit nettement dans le temps et que son spectre est suffisamment fin pour qu'un DL de k n'ait pas d'influence sur elle.

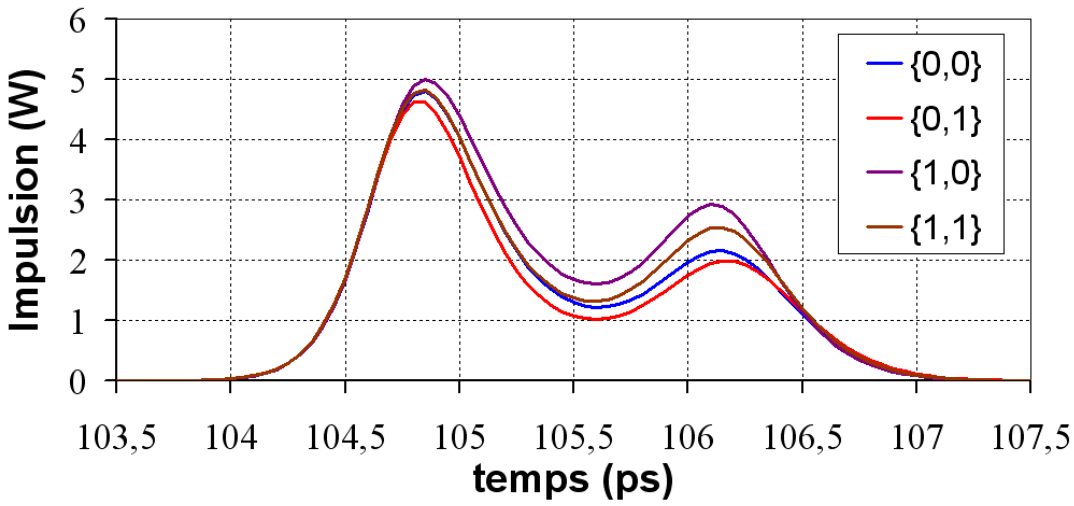


FIG. 4.10 – Réponse dynamique à une impulsion de 1 ps en fonction du développement limité de $k(\omega)$. Légende : le premier chiffre indique la prise en compte (=1) ou non (=0) du terme contenant la partie imaginaire de $k^{(1)}(\omega_0)$, le deuxième celle du terme contenant $k^{(2)}(\omega_0)$.

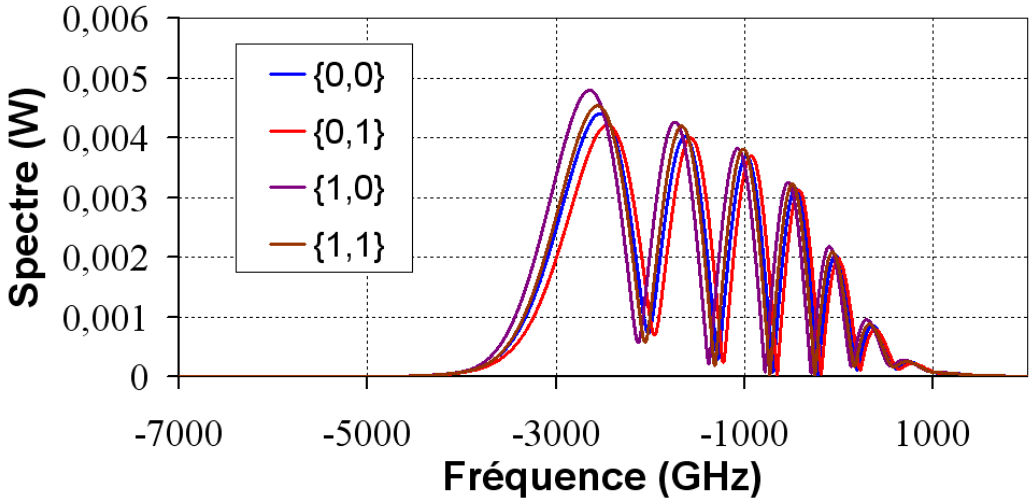


FIG. 4.11 – Spectre de la réponse dynamique à une impulsion de 1 ps en fonction du développement limité de $k(\omega)$. Légende : le premier chiffre indique la prise en compte (=1) ou non (=0) du terme contenant la partie imaginaire de $k^{(1)}(\omega_0)$, le deuxième celle du terme contenant $k^{(2)}(\omega_0)$.

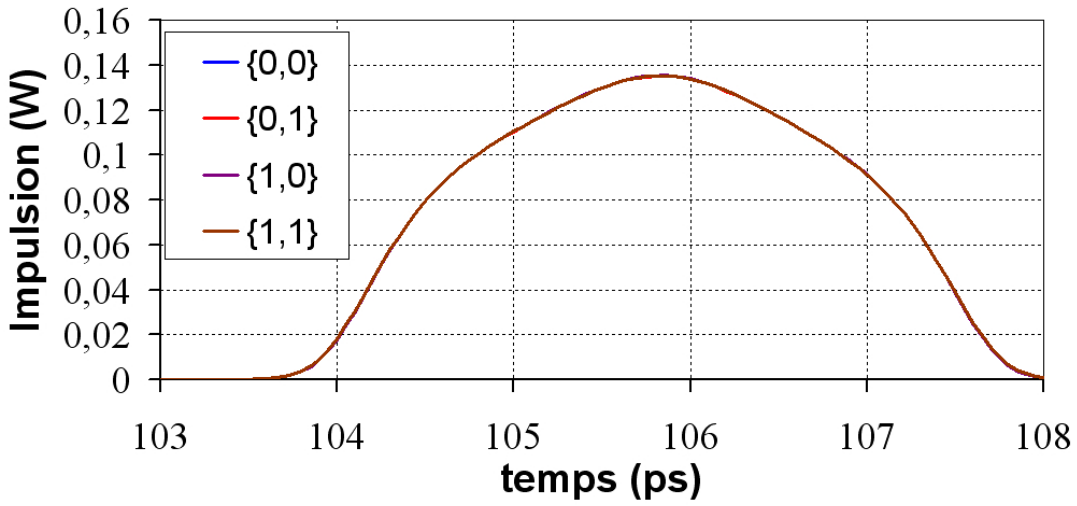


FIG. 4.12 – Réponse dynamique à une impulsion de 1 ps en fonction du développement limité de $k(\omega)$ en prenant en compte la compression. Légende : le premier chiffre indique la prise en compte (=1) ou non (=0) du terme contenant la partie imaginaire de $k^{(1)}(\omega_0)$, le deuxième celle du terme contenant $k^{(2)}(\omega_0)$.

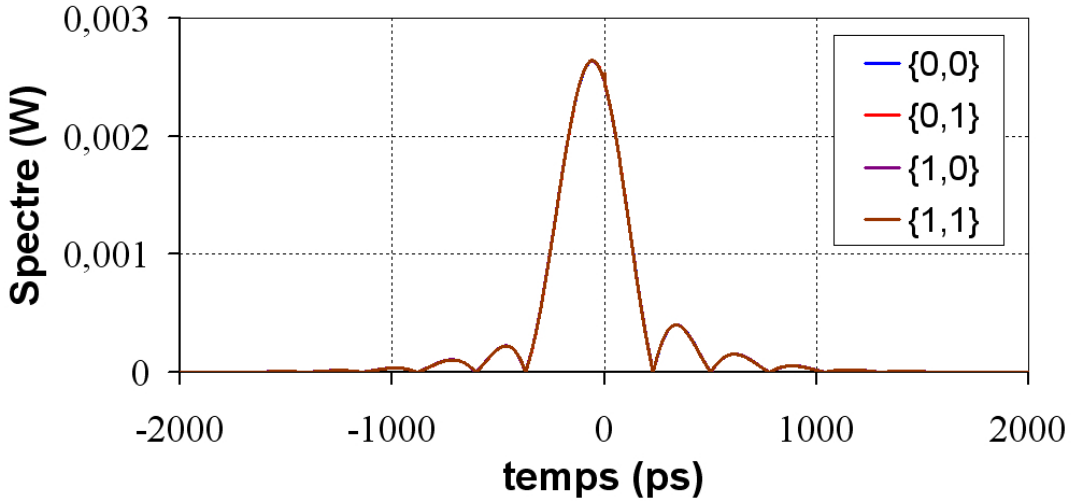


FIG. 4.13 – Spectre de la réponse dynamique à une impulsion de 1 ps en fonction du développement limité de $k(\omega)$ en prenant en compte la compression. Légende : le premier chiffre indique la prise en compte (=1) ou non (=0) du terme contenant la partie imaginaire de $k^{(1)}(\omega_0)$, le deuxième celle du terme contenant $k^{(2)}(\omega_0)$.

4.3.3 Prise en compte des réflectivités

Nous présentons à la figure 4.14 une simulation temporelle lorsque le SOA présente de fortes réflectivités. Nous obtenons alors un résultat similaire à [65], ce qui montre la robustesse de l'implémentation sous ADS.

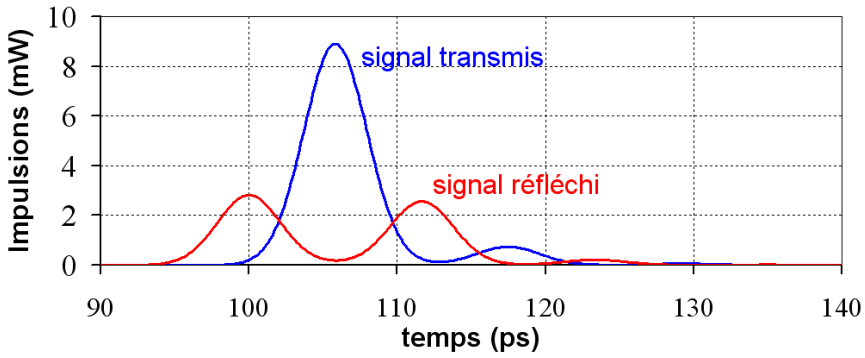


FIG. 4.14 – Simulation des signaux de sortie (à gauche du SOA en bleu et à droite du SOA en rouge) en présence de fortes réflectivités pour une impulsion incidente de largeur à mi-hauteur 5 ps.

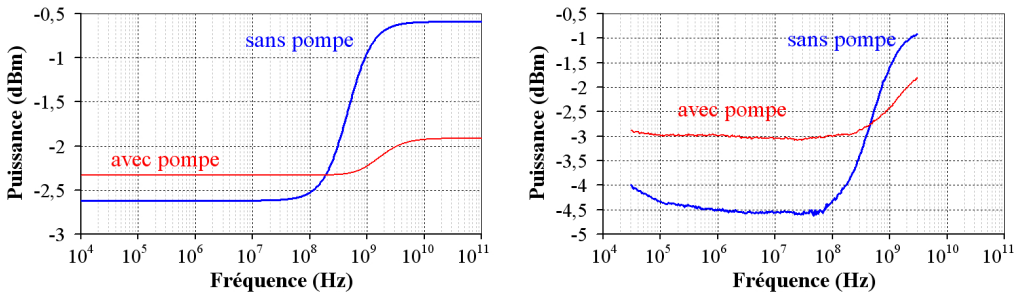
4.3.4 Performances dynamiques en présence d'une pompe à la transparence

Un calcul en développement petit signal montre que la réponse d'un SOA en fonction de la fréquence de modulation du signal optique incident est en forme de filtre passe-haut sur la sortie optique [76, 81, 100]. En effet, lorsque le temps de variation du signal optique est inférieur à la durée de vie des porteurs (fréquences hautes), l'amplitude de la variation de signal optique sera amplifiée par le gain du point de fonctionnement du SOA. En augmentant ce temps de variation (fréquences basses), le gain du SOA suit en opposition de phase la variation du signal optique (SGM : auto-modulation de gain) : une augmentation du signal optique provoque une diminution de la densité de porteurs, donc du gain. Ainsi, à la sortie du SOA, l'amplitude de la variation du signal optique sera plus faible en basses fréquences qu'en hautes fréquences. Cet écart dépend du rapport entre la puissance de sortie et la puissance de saturation du matériau (équation 2.2) [76] que nous rappelons ici :

$$P_{sat} = \frac{E\,w\,d}{\Gamma\,a_0\,\tau_e}$$

Le modèle optimisé de manière statique sur un composant peut restituer de manière quantitative son comportement dynamique à condition de bien simuler la puissance de saturation matérielle du composant. Les figures 4.15(a) et 4.15(b) présentent la comparaison entre simulations et mesures du comportement petit signal du SOA 1 en fonction de la fréquence de modulation. Ces comparaisons sont effectuées en présence ou non

d'une pompe optique à la transparence du gain matériau (voir section 3.5.3). Nous nous sommes mis dans les conditions expérimentales présentées par M. Amaya, à savoir un courant d'alimentation de 150 mA, des puissances incidentes de -11 dBm pour le signal sonde et +19 dBm pour le signal pompe, et des longueurs d'onde de 1535 nm pour le signal sonde et 1477 nm pour le signal pompe [81, 101, 102].



(a) Simulation. (b) Mesure.

FIG. 4.15 – Analyse en petit signal (mesures réalisées dans le cadre de la thèse de M. Amaya [81]).

Nous voyons que notre modèle restitue quantitativement les fréquences de coupure ainsi que les excursions relatives sans et avec pompe, malgré une optimisation des paramètres du modèle uniquement sur le comportement statique du SOA sur une plage réduite en longueurs d'onde et en puissances optiques (SOA 1 présenté à la section 3.5.2). Nous pensons que les résultats présentés peuvent être significativement améliorés (meilleure concordance entre simulations et mesures) par une meilleure maîtrise du protocole expérimental. Ces simulations ont été faites sans prendre en compte la compression puisque ceci aurait modifié notre point de fonctionnement (voir figure 4.20 par exemple).

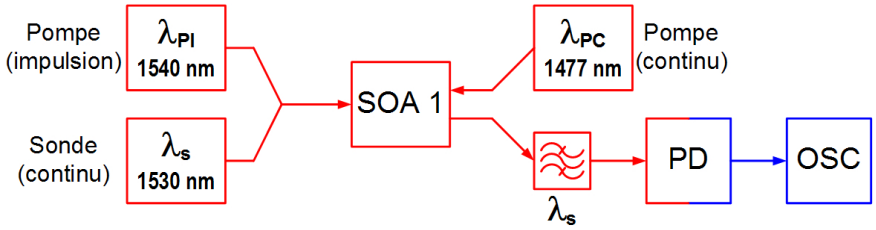


FIG. 4.16 – Montage pour la mesure du temps de récupération du gain. λ_{dyn} est la longueur d'onde du laser impulsionnel qui sert à perturber le gain du composant. La pompe optique est de longueur d'onde celle du gain matériau du composant et est active ou non, elle est ici injectée en contra-propagation. La sonde sert à "lire" le gain du SOA avant, pendant et après le passage d'une impulsion. La sonde, après avoir été sélectionnée par un filtre optique, est envoyée sur une photodiode rapide (PD) puis lue à travers un oscilloscope rapide (OSC).

Notre modèle restitue également correctement la durée de vie des porteurs lorsque l'optimisation est réalisée en fonction de la puissance optique incidente, ce qui permet d'optimiser indirectement vers la puissance de saturation (sans prendre en compte la compression). La figure 4.17 présente la récupération du gain en fonction du temps lorsqu'une impulsion est envoyée dans le SOA, selon le schéma de mesure présenté à la figure 4.16 et selon les conditions présentées par M. Amaya [81, 101, 102]. Le temps de récupération en mesure sans pompe optique vaut environ 750 ps contre environ 400 ps en présence de la pompe [81, 101, 102]. La présence d'une pompe optique réduit donc le temps de récupération du gain à 53,3 % de sa valeur sans pompe. Les simulations donnent le même niveau relatif de saturation du gain mais s'écartent pour le temps de récupération du gain (sans pompe : 582 ps ; avec pompe : 312 ps). Elles restituent par contre parfaitement l'amélioration du temps de récupération du gain en présence d'une pompe (53,6 %).

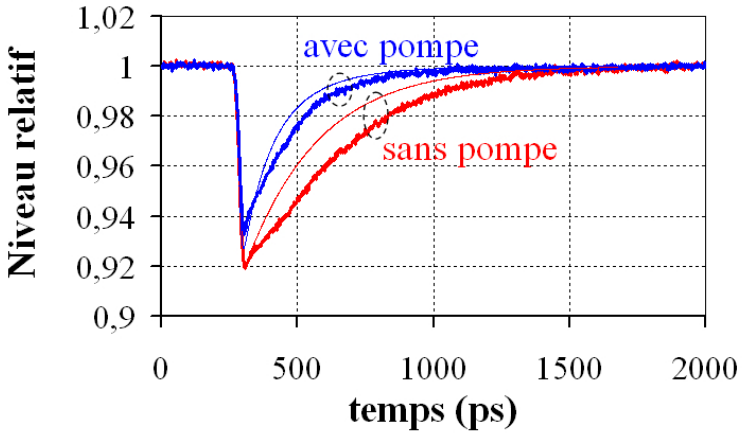


FIG. 4.17 – Récupération du gain après passage d'une impulsion, simulation (trait fin) et mesure (trait épais). Les mesures ont été réalisées dans le cadre de la thèse de M. Amaya [81].

4.4 Compression du gain, de l'émission spontanée et de l'indice

Cette section nous permet d'introduire dans notre modèle la notion de *compression*. Celle-ci s'accompagne d'un changement de complexité algorithmique puisque le gain va dépendre non seulement de la densité de porteurs et de la longueur d'onde, mais également de la densité de photons S : $g_m(N, \lambda) \Longrightarrow g_m(N, \lambda, S)$. Nous considérons que l'outil sait gérer ce nouvel état de fait en statique et nous allons dans un premier temps détailler les phénomènes physiques amenant cette compression avant de présenter son expression mathématique.

4.4.1 Description des phénomènes physiques

Le modèle que nous avons développé précédemment (chapitres 2 et 3) considérait une distribution à l'équilibre. Le phénomène de compression induit par de fortes densités de photons provoque un déséquilibre dans les distributions de porteurs, qui peut durer jusqu'à 1 ps. Ce déséquilibre passe par plusieurs phases que nous allons détailler [57, 60, 103, 104, 105] :

1. Une forte puissance optique (pompe), injectée dans la zone d'amplification du SOA, provoque une recombinaison des porteurs occupant des énergies spectralement proches de celles de la pompe. Ces recombinaisons spectralement sélectives provoquent un trou (Spectral Hole Burning, SHB) dans le spectre de gain mais également dans le spectre de l'émission spontanée amplifiée puisqu'il n'y a plus de porteurs disponibles. Le coefficient de compression associé vaut environ $10^{-23}\,\mathrm{m}^3$.
2. Ce trou se résorbe par échauffement en quelques dizaines de femtosecondes typiquement, autrement dit la densité de porteurs, par collisions entre porteurs, devient plus chaude que le semi-conducteur (Carrier Heating, CH). Ce processus se fait à énergie constante, celle-ci est redistribuée sur l'ensemble des porteurs. Le coefficient de compression associé vaut environ $10^{-23}\,\mathrm{m}^3$.
3. Au bout d'un certain temps, quelques centaines de femtosecondes, la densité de porteurs se refroidit par interaction entre porteurs et phonons et retrouve l'équilibre thermique avec le semi-conducteur.
4. Le courant électrique d'alimentation remplit les niveaux libérés (en quelques centaines de picosecondes). Le gain ainsi que le taux d'émission spontanée retrouvent leur valeur d'origine.

La figure 4.18 illustre ces phénomènes et leur succession temporelle, de la perte de l'équilibre à son retour.

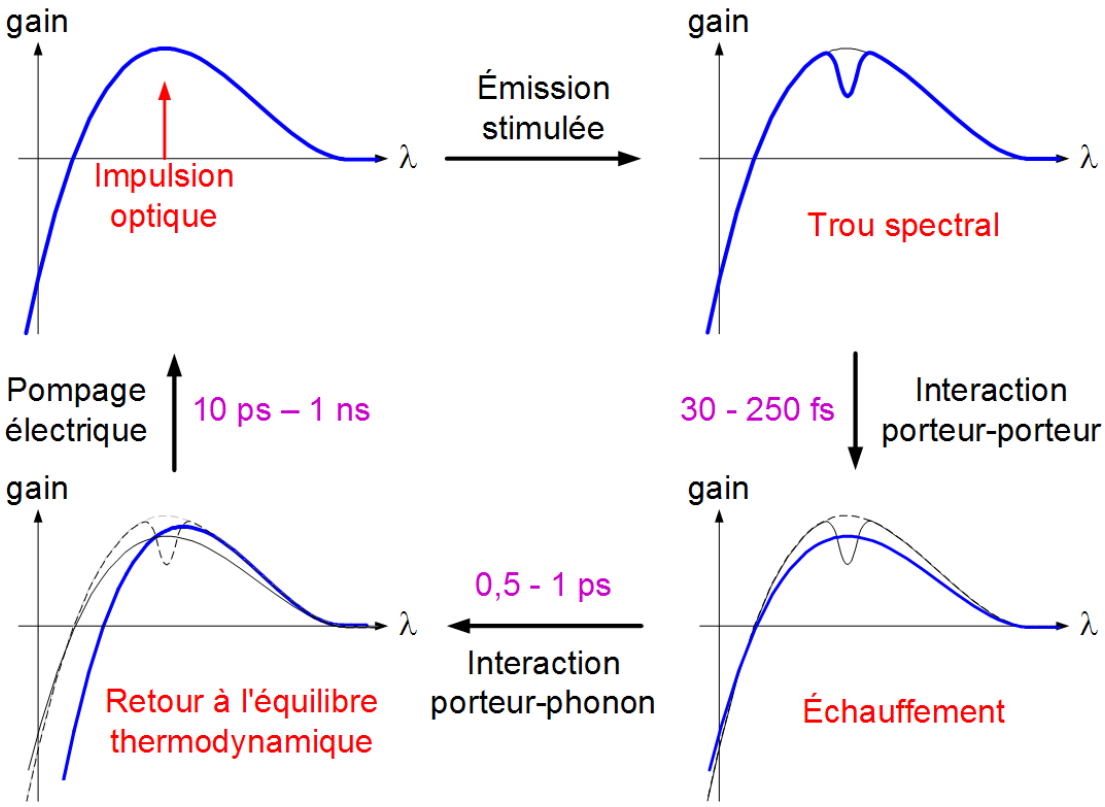


FIG. 4.18 – Schéma de présentation de la succession des évènements dans la dynamique du gain d'un SOA. Une impulsion optique est envoyée dans le SOA (ici au pic de gain). Son amplification stimulée provoque un trou spectral qui se résorbe par interaction entre porteurs. Cette interaction provoque un échauffement de la température des porteurs par rapport à celle du semi-conducteur (l'énergie de l'ensemble reste inchangée). Cet échauffement se résorbe ensuite par interaction entre porteurs et phonons, qui a comme conséquence un retour à l'équilibre thermodynamique. Le retour à la condition initiale se fait après remplissage des bandes par pompage électrique. [57, 103, 104, 105]

4.4.2 Modélisation de la compression du gain et de l'émission spontanée

4.4.2.1 Compression du gain et de l'émission spontanée due aux signaux

Les phénomènes de compression CH et SHB sont modélisables sous la même écriture mathématique. Celle-ci fait apparaître le phénomène physique en jeu à travers le coefficient de compression ϵ_{CH} ou ϵ_{SHB}. Le gain matériau est comprimé suivant la relation :

$$g_m{}^{(c)}(N,\lambda) = \frac{g_m(N,\lambda)}{1 + \sum\limits_{\mathrm{i=SHB,CH}} \sum\limits_{\mathrm{j=1}}^{M_{sig}} \epsilon_{\mathrm{i}}\, S_{\mathrm{j}}} \tag{4.19}$$

où S_{j} est la densité de photons associée à chaque signal de longueur d'onde $\lambda_{sig,\mathrm{j}}$. Cette densité de photons est liée au taux de recombinaisons apportées par l'amplification du signal (cf. section 2.7.2) :

$$S_{\mathrm{j}} = \frac{R_{\mathrm{j}}}{v_g\, g_m} = \frac{\lambda_{sig,\mathrm{j}}\, n_g}{h\, c^2}\, \frac{e^{g_n(N,\lambda_{sig,\mathrm{j}})\, L_s} - 1}{g_n(N,\lambda_{sig,\mathrm{j}})\, L_s}\, \mathscr{I}_{in,\mathrm{j}} \tag{4.20}$$

De même, le taux d'émission spontanée est comprimé à travers la compression du coefficient de gain suivant la relation :

$$g_m'{}^{(c)}(N,\lambda) = \frac{g_m'(N,\lambda)}{1 + \sum\limits_{\mathrm{i=SHB,CH}} \sum\limits_{\mathrm{j=1}}^{M_{sig}} \epsilon_{\mathrm{i}}\, S_{\mathrm{j}}} \tag{4.21}$$

Il est à noter que notre définition polynomiale du gain matériau suppose que l'élargissement spectral dû à la compression du gain est pris en compte puisque nous n'avons pas de variation brusque au voisinage de la transparence liée à la bande interdite (figure 2.8). Si tel n'est pas le cas, il convient de convoler également le gain matériau initial par la fonction d'élargissement adaptée. Cette convolution ne modifie cependant quasiment pas le spectre de gain excepté aux ruptures de pente, puisque la fonction d'élargissement est très fine par rapport à largeur spectrale du gain. La fonction d'élargissement est alors quasiment un Dirac pour le gain.

4.4.2.2 Compression du gain et de l'émission spontanée due à l'ASE

La compression du gain due à l'ASE n'est pas prise en compte car nous considérons celle-ci de puissance faible. Ceci n'est évidemment pas valable pour les lasers dans lesquels la contre-réaction due aux réflectivités induit de très fortes intensités optiques dans la zone active. Pour que notre définition s'applique, en remplaçant le nombre de signaux M_{sig} par le nombre de pseudo-modes d'ASE M_{ase}, il faut avoir défini des modes très fins spectralement (typiquement de largeur inférieure à la largeur spectrale du phénomène considéré) tout en gardant à l'esprit que la compression ne peut être due qu'à l'émission stimulée.

4.4.2.3 Définition large-bande de la compression due à SHB

Nous pouvons élargir la définition donnée à l'équation 4.19 de la compression due à SHB, en considérant que la compression est localisée autour de la longueur d'onde du signal la provoquant. nous ne décrivons que la compression du gain, la compression de l'émission spontanée s'en déduisant aisément. L'équation 4.22 donne la définition large-bande de la compression due à SHB en tenant compte du fait que notre définition du gain matériau inclut l'élargissement (ce qui explique pourquoi g_m n'est pas "concerné" par la fonction d'élargissement $\mathscr{N}$).

$$g_m{}^{(c)}(N,\lambda) \approx \frac{g_m(N,\lambda)}{1+\sum_{\mathrm{j}=1}^{M_{sig}} \Big(\epsilon_{\mathrm{SHB}}\, S_{\mathrm{j}}\, \lambda_{sig,\mathrm{j}}\, \mathscr{N}(\lambda-\lambda_{sig,\mathrm{j}}, \Delta\lambda_{\mathrm{SHB}})\Big)} \tag{4.22}$$

Si nous considérons $\epsilon_{\mathrm{i}}\, S_{\mathrm{j}} \ll 1$, elle se simplifie encore et devient la suivante, dans laquelle nous faisons un développement limité du rapport :

$$g_m{}^{(c)}(N,\lambda) \approx g_m(N,\lambda).\left(1-\sum_{\mathrm{j}=1}^{M_{sig}} \Big(\epsilon_{\mathrm{SHB}}\, S_{\mathrm{j}}\, \lambda_{sig,\mathrm{j}}\, \mathscr{N}(\lambda-\lambda_{sig,\mathrm{j}}, \Delta\lambda_{\mathrm{SHB}})\Big)\right) \tag{4.23}$$

La fonction d'élargissement, ou noyau de convolution ($\mathscr{N}$), peut être approximée par plusieurs fonctions [54], parmi lesquelles nous retrouvons le plus souvent la lorentzienne ($\mathscr{L}$), la gaussienne ($\mathscr{G}$) ou la sécante hyperbolique ($\mathscr{S}$) définies comme suit :

$$\mathscr{L}(\lambda,\Delta\lambda) = \frac{2}{\pi\,\Delta\lambda}\,\frac{1}{1+4\left(\frac{\lambda}{\Delta\lambda}\right)^2} \tag{4.24}$$

$$\mathscr{G}(\lambda,\Delta\lambda) = \frac{2\sqrt{\ln(2)}}{\Delta\lambda\sqrt{\pi}}\, e^{-4\,\ln(2)\left(\frac{\lambda}{\Delta\lambda}\right)^2} \tag{4.25}$$

$$\mathscr{S}(\lambda,\Delta\lambda) = \frac{2\,\mathrm{asech}(\frac{1}{2})}{\pi\,\Delta\lambda}\,\mathrm{sech}\big(2\,\mathrm{asech}(\frac{1}{2})\frac{\lambda}{\Delta\lambda}\big) \tag{4.26}$$

où $\mathrm{asech}(\frac{1}{2}) \approx 1{,}317$.

Leur intégrale est normalisée à 1 et elles ont pour largeur à mi-hauteur $\Delta\lambda$. Elles respectent donc les règles ci-dessous :

$$\int_{-\infty}^{\infty} \mathscr{N}(\lambda,\Delta\lambda)\,\mathrm{d}\lambda = 1 \tag{4.27a}$$

$$\mathscr{N}(\pm\frac{\Delta\lambda}{2},\Delta\lambda) = \frac{1}{2} \tag{4.27b}$$

La figure 4.19 présente les trois noyaux pour la même largeur à mi-hauteur. Nous constatons que la Lorentzienne tend plus lentement vers 0 que les autres, ce qui fait que par comparaison son énergie est plus étalée. La gaussienne tend le plus vite vers zéro, c'est celle-ci que nous utilisons lors de l'implémentation de la compression due au SHB.

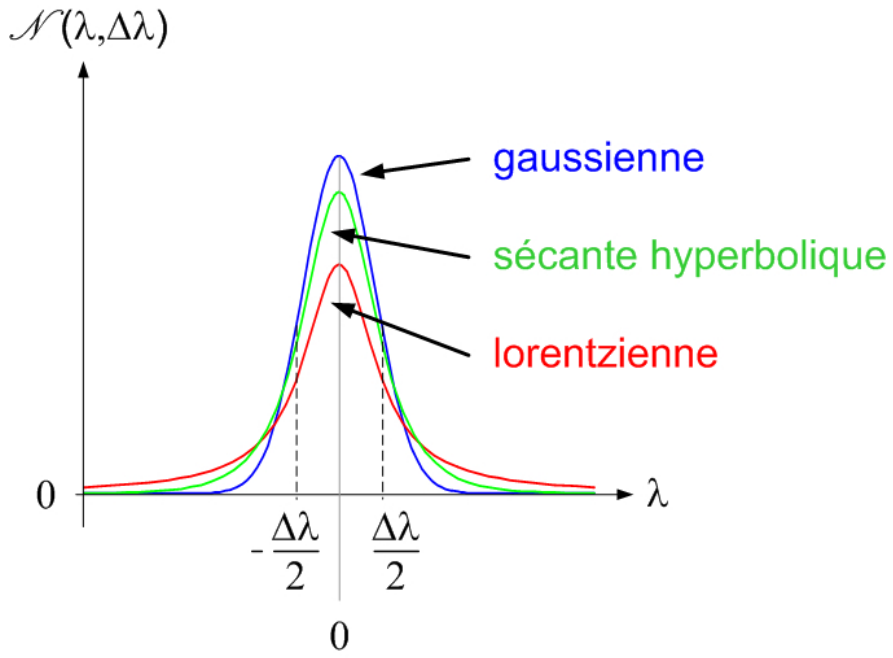


FIG. 4.19 – Comparaison des trois noyaux de convolution couramment utilisés.

4.4.3 Modélisation de la compression de l'indice

Les processus intra-bande que nous avons décrits, SHB et CH, modifient le gain des SOA en modifiant *localement* la densité de porteurs disponibles. L'indice de réfraction est lui aussi défini en fonction de la densité de porteurs et est donc sensible à ces phénomènes. Nous définissons la compression de l'indice à partir de notre définition 2.16 de l'indice de réfraction comme étant la compression du coefficient de variation de l'indice suivant la densité de porteurs (tout comme nous pourrions reporter la compression du gain matériau sur la compression du gain différentiel a_0) :

$$n_{eq}{}^{(c)}(N,\lambda) = n_{eq_0} + \frac{\frac{\partial n_{eq}}{\partial N}}{1 + \sum_{\mathrm{i=SHB,CH}} \sum_{\mathrm{j}=1}^{M_{sig}} \epsilon_{\mathrm{i}}\, S_{\mathrm{j}}}(N - N_0) + \frac{\partial n_{eq}}{\partial \lambda}(\lambda - \lambda_0) \tag{4.28}$$

4.4.4 Discussion

La modélisation présentée est valable quel que soit le signal entrant dans le SOA. En effet, que celui-ci soit statique ou dynamique, la densité de photons a une distribution spectrale bien déterminée. Cette distribution spectrale peut évoluer avec la propagation du signal dans le SOA. Lorsque les signaux ne sont pas statiques, le coefficient S_{j} devient

$S_j(\nu)$ et est alors la transformée de Fourier de la densité de photons qui évolue dans le temps. Ceci se produit notamment lorsque les signaux sont des impulsions courtes (plus elles sont courtes et plus le spectre est étalé) et la densité de photons qui comprime le gain n'est plus concentrée sur la fréquence de la porteuse mais au contraire étalée en fréquence. Pour obtenir une simulation temporelle, il convient alors de calculer l'effet de la transformée de Fourier inverse de la densité de photons sur le gain. Lorsque les impulsions ne sont pas trop brèves, ce qui est notre cas, nous pouvons tout de même considérer que l'étalement est suffisamment faible par rapport à la bande passante du gain pour ne pas surestimer sa compression.

4.4.5 Impact de la prise en compte de la compression

La prise en compte de la compression du gain pour des impulsions de largeur temporelle supérieure aux temps caractéristiques des phénomènes est nécessaire car la puissance de saturation du SOA s'en trouve fortement modifiée [62]. En effet, la figure 4.20 présente le gain en statique, en tenant compte ou non de la compression du gain. Nous observons une diminution de la puissance de saturation d'environ 1 dB.

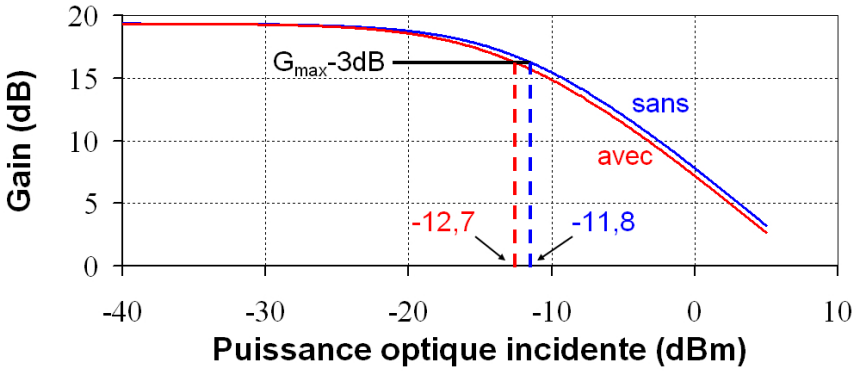


FIG. 4.20 – Puissance de saturation en entrée en présence ou non de compression du gain.

La figure 4.22(a) présente une comparaison du gain entre simulations et mesures lorsque celui-ci est perturbé par le passage d'une impulsion puissante (selon le montage présenté à la figure 4.21). Nous observons que notre modèle, lorsqu'il prend en compte la compression, restitue qualitativement les mesures. Il convient de noter que le modèle a été optimisé sans prendre en compte la compression du gain. Le fait de considérer celle-ci modifie quelque peu le point de fonctionnement de la simulation. De plus, les éléments utilisés pour la mesure présentent une bande passante limitée (20 GHz pour l'oscilloscope rapide). Ceci a pour effet de filtrer les phénomènes rapides et donc de limiter la descente du gain due à la compression. Nous avons alors filtré numériquement (moyenne mobile) le résultat de simulation en calculant la moyenne sur 50 ps (ce qui correspond à 20 GHz de bande passante) et le résultat est présenté à la figure 4.22(b).

Dans ce cas, le pic de compression est nettement atténué et prend une valeur conforme à la mesure.

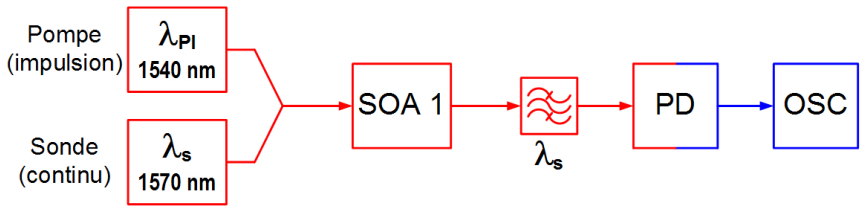
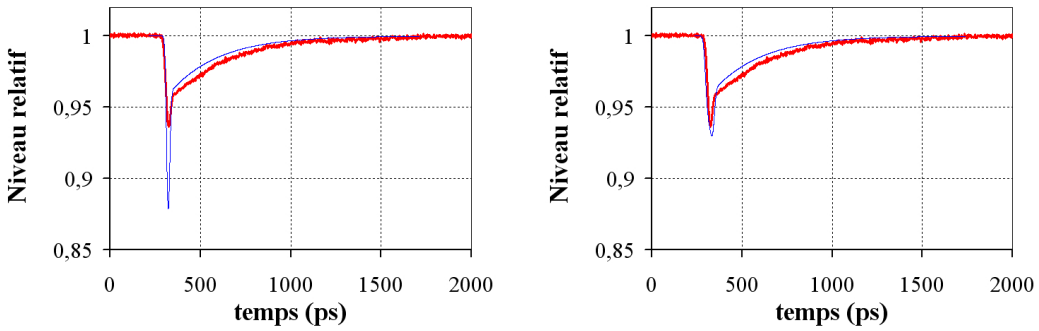


FIG. 4.21 – Montage utilisé pour la mesure du temps de récupération du gain. PD : photodiode rapide (bande passante : 32 GHz). OSC : oscilloscope rapide (bande passante : 20 GHz).



(a) Mesure (trait rouge épais) et simulation (trait bleu fin).

(b) Mesure (trait rouge épais) et simulation filtrée (trait bleu fin).

FIG. 4.22 – Mesure et simulation avec compression du temps de récupération du gain. Pour la figure (b), la simulation est filtrée numériquement en moyennant les points sur 50 ps (moyenne mobile), ce qui correspond à 20 GHz de bande passante.

Nous voyons sur la figure 4.23 qu'en sortie du SOA, les signaux présentent de moins forts pics en début d'impulsion lorsque nous tenons compte de la compression du gain pour une modulation incidente en créneaux. La prise en compte de la compression du gain permet ainsi d'obtenir en sortie du SOA des profils de modulation plus conformes à la réalité.

La figure 4.24 montre le schéma du montage mis en place pour l'observation du diagramme de l'oeil. La figure 4.25 présente le diagramme de l'œil obtenu par mesure à 2,5 Gb/s (mesures effectuées dans le cadre de la thèse de M. Amaya [106, 81]). Nous comparons avec celui-ci le diagramme de l'œil obtenu par simulation dans les mêmes conditions, sans (figure 4.26(a)) ou avec (figure 4.26(b)) compression du gain. Nous avons pour cela accordé les niveaux 0 et 1 pour les deux figures par rapport à la mesure. Nous observons que la non-prise en compte de la compression du gain tend à sur-estimer

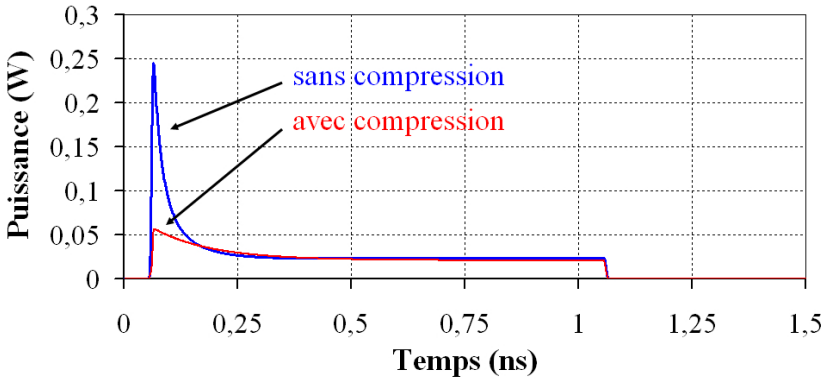


FIG. 4.23 – Signal modulé en sortie du SOA en présence ou non de compression du gain.

le pic de puissance dû au passage d'un niveau 0 à un niveau 1. En effet, lorsque nous effectuons cette fois-ci la comparaison pour un débit de 10 Gb/s (figure 4.27), les simulations présentent des pics de la puissance de sortie qui apparaissent trop marqués (trois fois le niveau 1 continu). Nous voyons alors que la prise en compte de la compression du gain est essentielle pour obtenir des simulations réalistes.

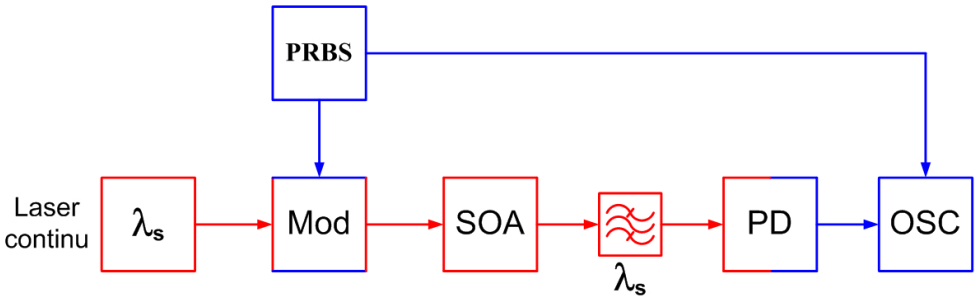


FIG. 4.24 – Schéma de montage pour le diagramme de l'oeil. PRBS : séquence pseudo-aléatoire de bits. Mod : modulateur électrique/optique. Le signal optique modulé, après passage par le SOA, est analysé sur un oscilloscope électrique (OSC) après avoir été photodétecté sur une photodiode (PD).

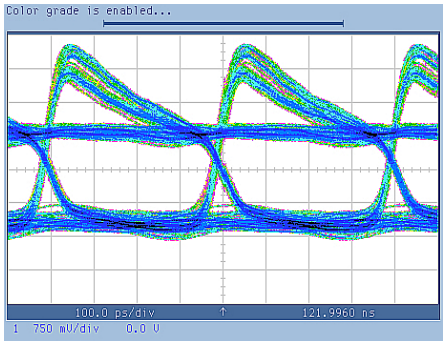
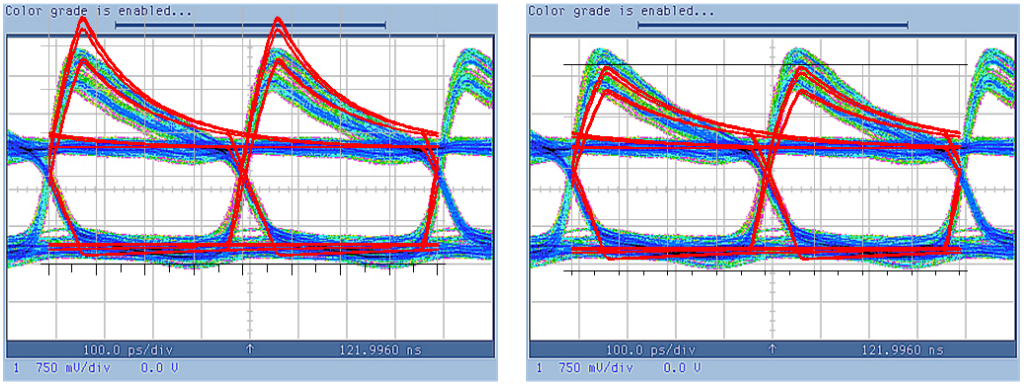
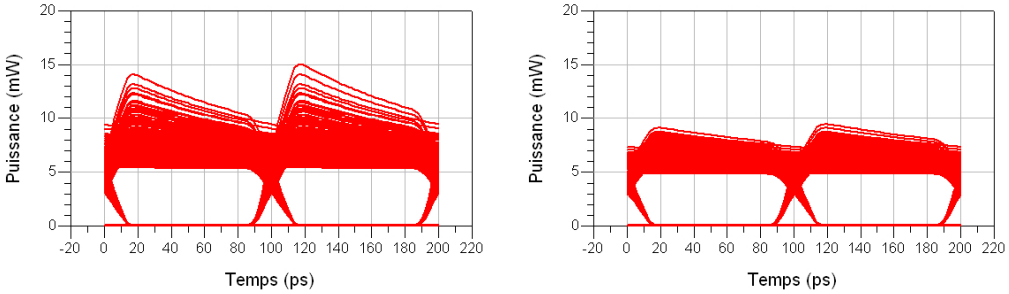


FIG. 4.25 – Mesure du diagramme de l'œil. Mesures effectuées dans le cadre de la thèse de M. Amaya [106, 81].



(a) Sans compression. (b) Avec compression.

FIG. 4.26 – Comparaison des simulations du diagramme de l'œil sans et avec compression.



(a) Sans compression. (b) Avec compression.

FIG. 4.27 – Simulations du diagramme de l'œil sans et avec compression (à 10 Gb/s).

4.5 Aspects systèmes : modulation des signaux

Les transmissions longue distance (et de plus en plus courte distance) utilisent la lumière comme vecteur de l'information. Les propriétés de la lumière sont sa longueur d'onde, son amplitude, sa phase et sa polarisation. Afin de transmettre de l'information, une (ou plusieurs) de ces propriétés est modulée [107]. Toute variation non voulue d'un de ces quatre paramètres est appelée bruit. Comme nous l'avons évoqué à la section 2.2.5, la lumière est la *porteuse* et l'enveloppe l'*information*. Pour le SOA, l'information qui transite à travers lui est a priori inconnue, elle est donc considérée comme un signal aléatoire ayant des caractéristiques liées à son contenu, à son émetteur, ... Les principales caractéristiques du signal qui influencent le comportement du SOA sont, dans le cas d'une modulation numérique :

- le débit : elle dépend de la fréquence de l'horloge utilisée ;
- la largeur du contenu spectral (bande passante) : elle est donnée par la bande passante du modulateur électro-optique ;
- le type de modulation (amplitude, phase, ...) ;
- la caractéristique de modulation (retour à zéro, non-retour à zéro, ...).

Nous avons écrit qu'un de nos objectifs était de développer un modèle qui soit utilisable dans le cadre d'applications système. Les SOA sont en effet des candidats prometteurs pour l'amplification dans les futurs réseaux métropolitains et d'accès de par leur faible coût et leur large bande passante. De plus, les signaux manipulés sont de plus en plus complexes : la première génération de réseaux utilisait des signaux codés en amplitude (On-Off Keying, OOK), les prochaines projettent d'utiliser des signaux codés non seulement en amplitude mais également en phase. Notre modèle doit donc se montrer capable de simuler n'importe quelle modulation et l'outil choisi d'en faciliter l'analyse. Nous avons vu que les SOA étaient non-linéaires en amplitude et que de plus à travers leur densité de porteur se produisait un couplage phase-amplitude. Nous allons dans les sections qui suivent présenter quelques formats de modulation les plus utilisés et l'influence du SOA sur leur amplification. Nous montrons à la figure 4.28 le schéma de principe de la modulation en optique et l'analyse de cette modulation traversant un SOA.

Nous rappelons cependant que, conformément à ce que nous avons vu à la section 2.8, nous utilisons la notion de *puissance complexe*. Celle-ci implique que tout changement d'amplitude ou de phase d'un signal est répercuté uniquement sur son enveloppe. La porteuse conserve donc tout le temps la même phase, celle de son émission par la source laser, et l'enveloppe est affectée par le déphasage provoqué par la propagation.

Nous allons maintenant présenter sommairement les phénomènes de couplage phase-amplitude dans les SOA. Nous étudierons ensuite la modulation d'amplitude, la modulation de phase puis les formats de modulation combinée phase-amplitude.

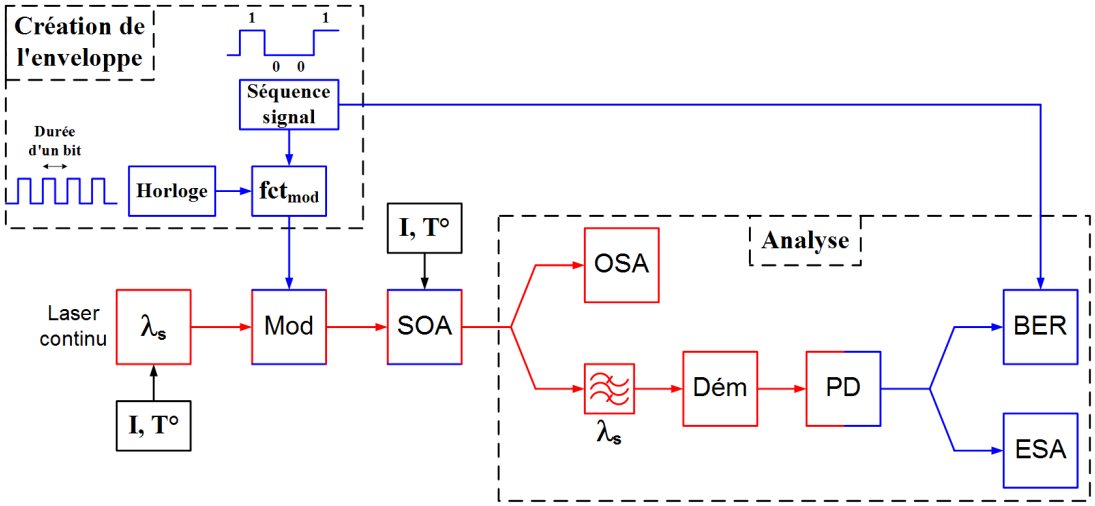


FIG. 4.28 – Schéma de principe de la modulation et de son analyse après traversée d'un SOA. En bleu, chemin électrique ; en rouge, chemin optique. fct_{mod} : fonction créant le signal enveloppe (avec ou sans retour à zéro). Mod : modulateur (ici électro-optique) réalisant la fonction de modulation souhaitée (modulation d'amplitude, de phase, de fréquence, ...). I,T° : alimentation en courant et régulation en température. Dém : démodulateur (ici tout optique, donnant à sa sortie une variation d'intensité optique). PD : photodiode. OSA : analyseur de spectre optique. ESA : analyseur de spectre électrique. BER : Analyseur de taux d'erreur.

4.5.1 Couplage phase-amplitude dans les SOA

La plupart des phénomènes dans les SOA dépendent de la densité de porteurs. C'est le cas notamment, comme nous l'avons vu aux sections 2.3.3 et 2.4, du gain et du déphasage. Un signal entrant dans un SOA verra un gain accompagné d'un déphasage, comme le montre la figure 4.29.

Nous avons également vu que toute variation d'amplitude affecte la densité de porteurs à travers la saturation, et que toute variation de la densité de porteurs entraîne une variation du gain et du déphasage (à travers la variation d'indice). Cette variation d'amplitude affecte le gain et le déphasage également par le biais de la compression. Par conséquent, gain et déphasage sont liés à travers la densité de porteurs et la compression. Ceci implique que toute variation du gain entraîne une variation de l'indice et inversement toute variation de l'indice entraîne une variation du gain. D'ailleurs beaucoup de modèles traduisent cela en définissant l'indice à partir du gain, à travers un coefficient appelé facteur de couplage phase-amplitude (ou facteur de Henry, ou "linewidth enhancement factor") dont voici la définition [104] :

$$\alpha_{H,X} = -\frac{4\,\pi}{\lambda}\,\frac{\frac{\partial\, n_{act}}{\partial\, X}}{\frac{\partial\, g_m}{\partial\, X}} \tag{4.29}$$

où X représente la variable causant la variation (généralement densité de porteurs N ou température des porteurs T). n_{act} est l'indice de réfraction de la zone active et g_m

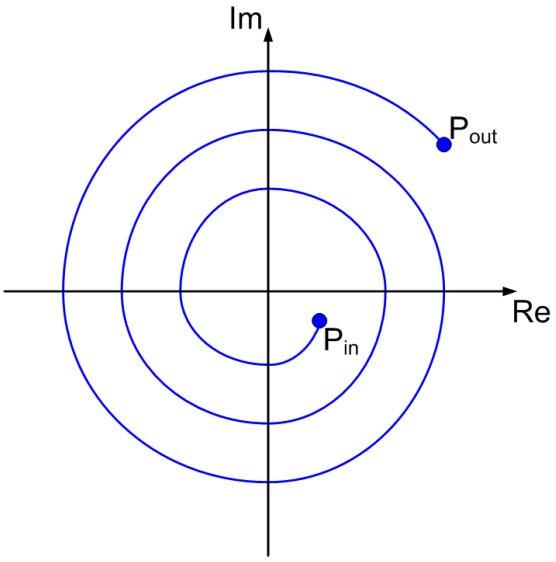


FIG. 4.29 – Gain et déphasage au cours de la traversée d'un SOA.

son gain matériau.

La figure 4.30 présente le fait qu'une variation de gain induit une variation de phase et inversement, ceci à travers la densité de porteurs N.

Les phénomènes de couplage couramment rencontrés dans les SOA sont :

- l'auto-modulation du gain (SGM) : le début du signal modifie à son passage le gain vu par la suite du signal ;
- la modulation croisée du gain (XGM) : un signal modifie à son passage le gain vu par un deuxième signal ;
- l'auto-modulation de la phase (SPM) : le début du signal modifie à son passage le déphasage vu par la suite du signal ;
- la modulation croisée de la phase (XPM) : un signal modifie à son passage le déphasage vu par un deuxième signal.

Il est important de garder à l'esprit que ces phénomènes ont lieu en même temps dans le SOA et qu'ils sont par conséquent indissociables : si un composant présente pour un signal de la SGM (SPM), alors il présente obligatoirement de la XGM (XPM). Le lien entre SGM (XGM) et SPM (XPM) dépend par contre du facteur de couplage phase-amplitude : si ce facteur est non nul, un composant présentant de la SGM (XGM) présentera obligatoirement de la SPM (XPM).

M. Occhi [57] a établi un bilan non exhaustif de l'utilisation de ces différents phénomènes (en plus de quelques autres) dans différentes fonctions et configurations. Nous y voyons que les effets liés aux phénomènes présentés ci-dessus y sont les plus représentés, d'où l'intérêt d'avoir un outil permettant de simuler tous ces phénomènes.

Nous allons maintenant passer en revue les différents types de modulation utilisables

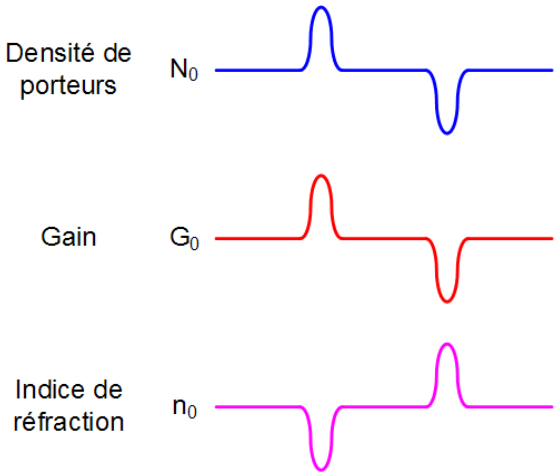


FIG. 4.30 – Couplage phase-amplitude dans un SOA : une variation de l'indice induit une variation couplée du gain et de la phase (variation de phase à travers la variation de l'indice de réfraction).

en optique, de la plus élémentaire (la modulation d'amplitude) à la plus complexe (modulation couplée phase-amplitude).

4.5.2 Modulation d'intensité

La modulation d'amplitude est la plus élémentaire en optique, elle consiste à couper ou à laisser passer la lumière selon une séquence voulue. Celle-ci peut être qualifiée comme étant à non-retour à zéro (NRZ) lorsque le "1" reste au niveau haut ou à retour à zéro (RZ) lorsque le "1" redescend au niveau bas pendant la durée d'un bit. Elle peut de plus être à plusieurs niveaux d'amplitude afin d'augmenter le débit.

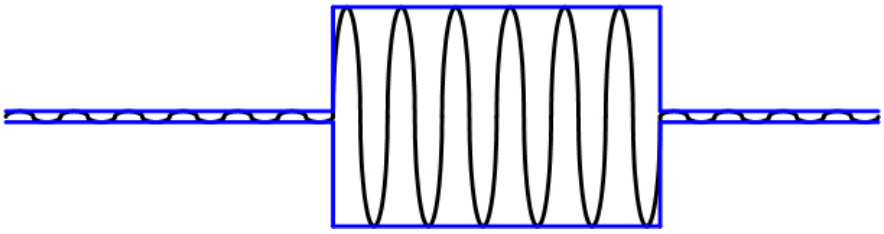


FIG. 4.31 – Modulation d'amplitude.

4.5.3 Modulation de phase

Lors de l'amplification dans les SOA ayant un gain non linéaire, la modulation d'amplitude induit une distorsion des signaux (SGM) et du couplage inter-canaux

(XGM). Une voie pour réduire ces phénomènes est d'utiliser une modulation à amplitude constante comme la modulation de phase [108, 109] (figure 4.32). Celle-ci est le plus souvent à deux états $\{0,\pi\}$ mais peut être, comme la modulation d'amplitude, à plusieurs niveaux. Elle est alors qualifiée de MPSK (modulation de phase à M états).

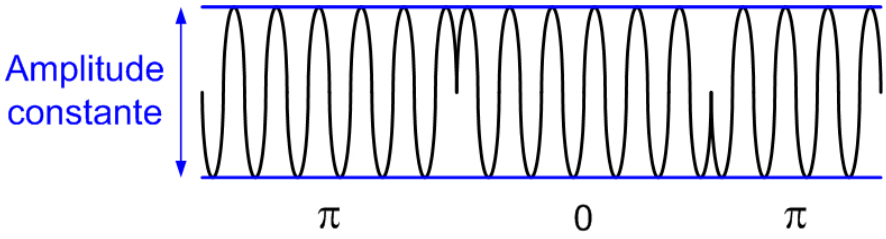


FIG. 4.32 – Modulation de phase.

Cependant, l'enveloppe de ce type de modulation est altérée lorsque la bande passante du canal de transmission est réduite, présentant ainsi une sensibilité aux non-linéarités des SOA. Le schéma 4.33 présente le montage que nous avons reproduit par simulation. Dans celui-ci, le SOA est alimenté par un courant électrique de 200 mA, la puissance moyenne du signal 1 vaut -21 dBm en entrée du SOA et celle du signal 2 vaut -18 dBm (simulant ainsi la présence de deux canaux de puissance moyenne -21 dBm autour du signal 1). Le filtre passe-bas est là pour simuler la bande passante limitée de notre modulateur à interféromètre de Mach-Zehnder (MZM), ici 10 GHz.

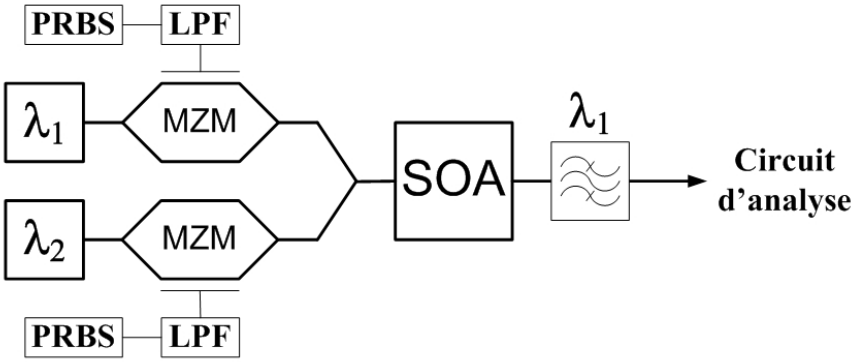


FIG. 4.33 – Schéma du montage simulé (PRBS : générateur de séquence binaire pseudo-aléatoire ; LPF : filtre passe-bas). MZM : modulateur à interféromètre de Mach-Zehnder.

La figure 4.34 présente la variation du signal 1 en sortie du SOA dans le plan complexe. Une première constatation est que la constellation de départ $\{0, \pi\}$ a tourné, dû au déphasage induit par la traversée du SOA. Ensuite, la constellation s'est déformée et chaque état de phase s'est élargi du fait du couplage phase-amplitude. La figure 4.34 montre que nous pouvons identifier 4 chemins distincts dans les trajectoires, soit pour

aller de A à B ou de B à A (chemins 1 et 2), soit pour rester dans le même état de A à A (chemins 3) ou de B à B (chemins 4). Une analyse de ces différents chemins est présentée à la figure 4.35 où ont été indiqués les principaux phénomènes à l'origine de ces chemins. Le signal 1 variant seul est affecté principalement par le phénomène de SPM, et par XPM en plus de SPM lorsque les deux changent d'état. Lorsque le signal 1 veut rester sur le même état (A ou B), un changement d'état du signal 2 provoque une variation nette de la phase (XPM) et légère de la puissance (XGM) du signal 1.

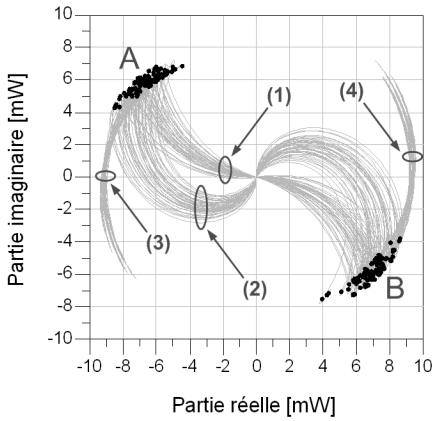


FIG. 4.34 – Signal 1 dans le plan complexe (constellation en noir, trajectoires en gris).

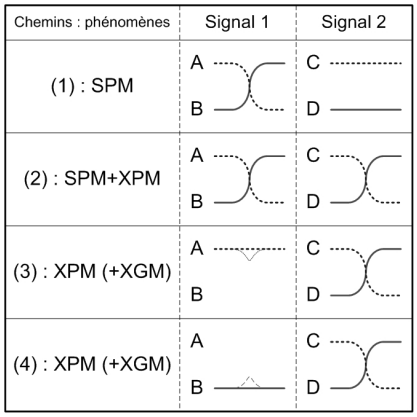


FIG. 4.35 – Analyse des chemins que prend le signal 1.

La figure 4.36 présente les spectres du signal 1 seul en entrée et en sortie du SOA. Le spectre de la séquence aléatoire BPSK présente seulement le lobe principal à cause du filtrage. En sortie du SOA, nous constatons que le signal a été amplifié, mais qu'il a été également déformé par auto-modulation. Les non-linéarités du SOA entraînent en effet un rehaussement des canaux adjacents au lobe principal. Lorsqu'un deuxième signal est présent (figure 4.37), la détérioration du signal 1 augmente, due au couplage phase-amplitude. Nous assistons alors à un rehaussement supplémentaire des canaux adjacents au lobe principal.

4.5.4 Modulation couplée phase-amplitude

Des formats de modulation plus complexes que ceux abordés jusqu'à présent peuvent être utilisés pour moduler les signaux optiques. Nous pouvons en effet utiliser les deux dimensions, amplitude et phase, afin de gagner en débit. Le cas le plus général est la modulation MQAM, décomposée en $\sqrt{M}$ états d'amplitude et $\sqrt{M}$ états de phase.

La figure 4.38 présente un exemple de modulation 16QAM en entrée (figure 4.38(a)) et en sortie (figure 4.38(b)) du SOA pour une faible puissance incidente, -30 dBm (puissances données en entrée et sortie du composant et non fibre à fibre). Nous voyons que dans ce cas la constellation d'origine s'est amplifiée et s'est très peu déformée, malgré des trajectoires visiblement légèrement courbées. Nous remarquons également que la

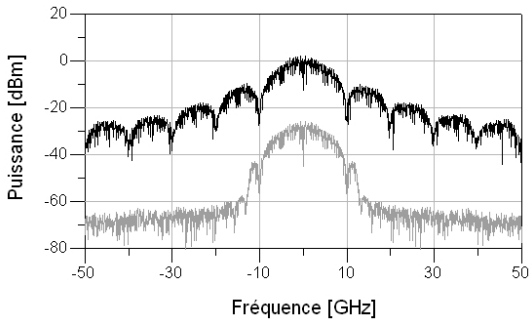


FIG. 4.36 – Spectre du signal 1 seul en entrée (gris) et en sortie (noir) du SOA.

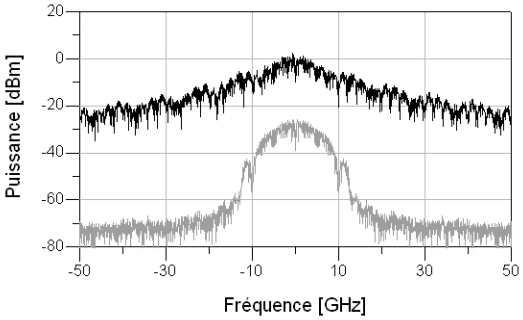
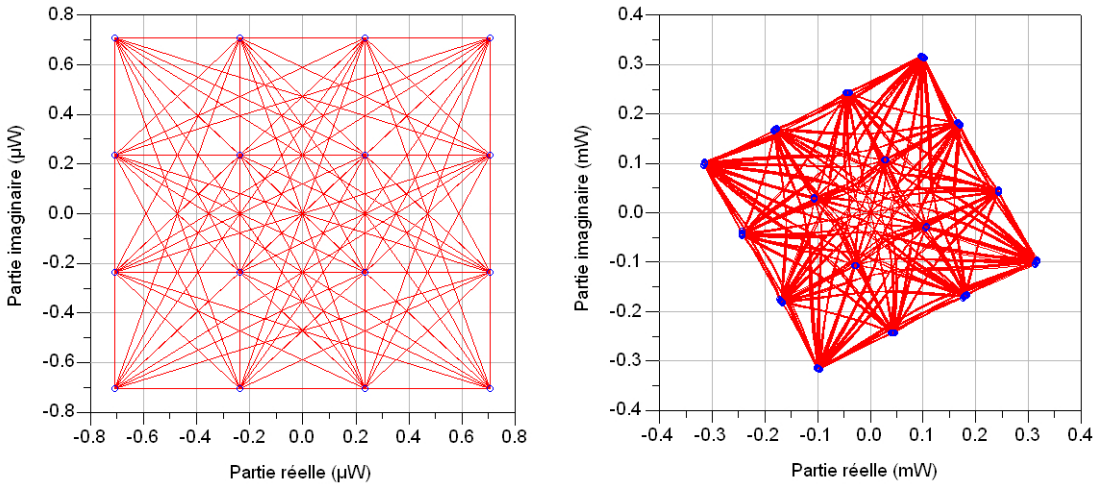


FIG. 4.37 – Spectre du signal 1 en entrée (gris) et en sortie (noir) du SOA, en présence du signal 2.

constellation a tourné, dû au déphasage apporté par le SOA. Lorsque le SOA est dans un régime linéaire, la démodulation peut se faire avec très peu d'erreurs.

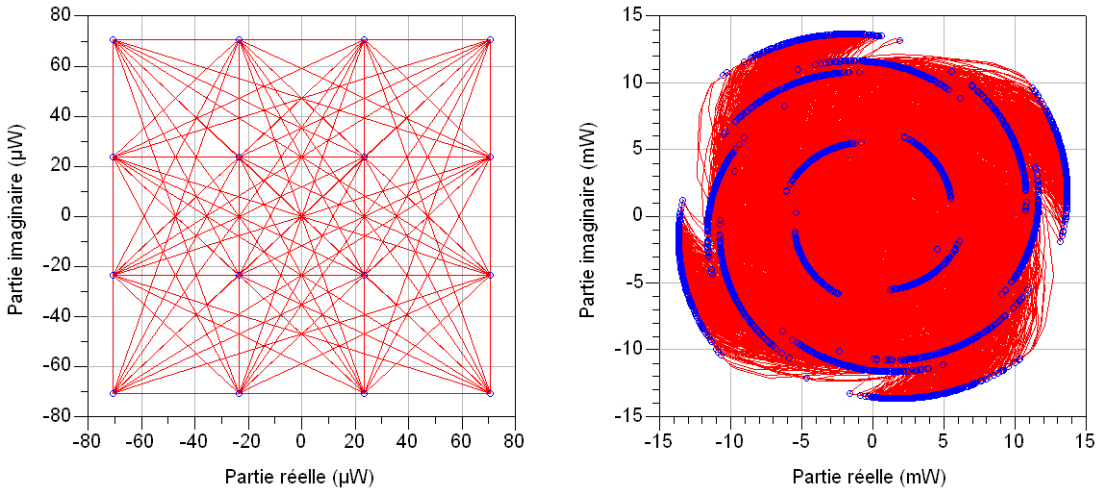
La figure 4.39 présente un exemple de modulation 16QAM en entrée (figure 4.39(a)) et en sortie (figure 4.39(b)) du SOA pour une forte puissance d'entrée, -10 dBm (puissances données en entrée et sortie du composant et non fibre à fibre). Nous constatons que, comme pour les simulations précédentes, la modulation a tourné dans le plan complexe. Nous observons par contre qu'il devient difficile de démoduler le signal d'origine tant le SOA a perturbé la constellation. Seules les variations des niveaux d'amplitude peuvent éventuellement être détectées mais la variation de phase est trop importante. La valeur du facteur de Henry (ici fixée à 5) provoque notamment cette très forte rotation des états de phase.

Nous avons vu que les SOA introduisaient une distorsion des signaux modulés de manière complexe, notamment en raison du couplage phase-amplitude. Ceci pose évidemment problème lorsque le SOA est utilisé dans sa zone non linéaire, qui peut être atteinte lorsque plusieurs canaux optiques sont injectés.



(a) En entrée du SOA. (b) En sortie du SOA.

FIG. 4.38 – Amplification linéaire de la modulation 16QAM. La puissance d'entrée vaut -30 dBm, le SOA est alimenté à 200 mA.



(a) En entrée du SOA. (b) En sortie du SOA.

FIG. 4.39 – Amplification non linéaire de la modulation 16QAM. La puissance d'entrée vaut -10 dBm, le SOA est alimenté à 200 mA.

4.6 Conclusion du chapitre 4

Nous avons dans ce chapitre étendu notre modélisation aux phénomènes dynamiques rapides dans les SOA.

Nous avons d'abord présenté une modélisation tout à fait générale de la propagation des signaux. Cette modélisation généralisée fait notamment appel à un développement limité de la constante de propagation dans le domaine des pulsations, qui se traduit dans le domaine temporel par un développement en exponentielles de dérivées énièmes des enveloppes. Cette modélisation introduit notamment la notion de retard complexe. Nous avons montré de plus que cette modélisation était applicable quelle que soit la largeur temporelle des signaux à traiter, mais que la physique des phénomènes, notamment la distribution inégale de la densité de porteurs le long du SOA, imposait de vérifier l'hypothèse dite d'enveloppe lentement variable afin que la constante de propagation puisse être traitée comme une constante entre deux pas temporels de calcul.

Nous avons ensuite indiqué que des phénomènes rapides pouvaient également être intégrés dans notre modélisation, comme la compression de la densité de porteurs et de l'indice à travers le brûlage de trou spectral et l'échauffement des porteurs. La validité de notre modélisation s'arrête à des phénomènes plus rapides que la picoseconde environ, étant donné que nous ne prenons pas en compte la dynamique de ces phénomènes.

Nous avons montré que notre modélisation était prédictive en régime dynamique, à partir d'une simple optimisation en régime statique seulement. Après avoir validé notre modélisation dynamique par une confrontation avec les résultats de la littérature, nous avons enfin appliqué le modèle généralisé pour étudier les effets du couplage phase-amplitude dans les SOA, et plus particulièrement sur la distorsion de formats de modulation complexes. Nos résultats montrent notamment qu'en présence de modulation 16QAM, la puissance du signal incident est tout à fait critique pour la démodulation du signal en sortie du SOA. En effet, si de faibles puissances incidentes traversent presque sans déformation le SOA, les fortes puissances sont au contraire très déformées et leur constellation est difficilement démodulable.

Chapitre 5

Conclusion

Sommaire

5.1 Bilan de la modélisation mise en place 202
5.2 Perspectives en termes de modélisation 205

5.1 Bilan de la modélisation mise en place

Nous avons présenté, tout au long des chapitres précédents, la modélisation statique puis dynamique des amplificateurs optiques à semi-conducteurs que nous avons mise en place. L'effort de notre travail de thèse a porté sur les points suivants :

- modéliser de manière large bande le comportement des SOA,
- restituer le comportement de SOA réels de manière quantitative sur cette plage,
- avoir un outil permettant l'étude du composant en présence de plusieurs signaux WDM et dans les deux sens de propagation,
- prendre en compte correctement les non-linéarités,
- adapter le modèle pour son implémentation dans les logiciels de simulation des circuits électriques où la notion de propagation dans un milieu actif n'est pas trivial,
- couvrir l'ensemble des types de simulation et avoir une large variété de signaux de commande permettant l'étude des SOA dans des situations très variées,
- modéliser en assurant la cascadabilité du composant afin d'aller vers des applications système.

Nous avons montré que la définition polynomiale utilisée pour définir le gain matériau et le coefficient de gain permettait une reproduction précise du comportement d'un SOA réel à la fois pour le signal et pour l'ASE (0,29 dB d'erreur moyenne avec un écart-type de 0,16 dB) sur une large plage de longueurs d'onde, de puissances optiques incidentes et de courants d'alimentation. Les informations ainsi obtenues par simulation nous renseignent à la fois sur le gain et le facteur de bruit, deux grandeurs essentielles lors de l'emploi d'un SOA dans une chaîne de transmission. Cette reproduction très précise du comportement des SOA a été obtenue à l'aide d'une optimisation automatique utilisant la technique du recuit-simulé.

Nous avons également montré qu'une reproduction précise du comportement statique sur une large plage permettait d'avoir un modèle prédictif à la fois pour des comportements statiques dans des cas variés (injection d'une pompe optique à la transparence du gain matériau, cascade de deux SOA) et pour le comportement dynamique (temps de récupération du gain lié à la durée de vie des porteurs, bande passante en petit signal, diagramme de l'œil).

Nous avons de plus vu que notre modèle était très facilement modulable afin de prendre en compte des situations ou des phénomènes nouveaux, que ce soient la polarisation, le mélange à quatre ondes, l'ondulation de l'ASE due aux réflectivités non nulles (ASE définie par son champ et non par son intensité), le blocage du gain par l'insertion d'un mode laser, l'élargissement de la bande passante des SOA par l'insertion d'un filtre coupe-bande, le passage à un modèle véritablement dynamique ou, enfin, la compression du gain et de l'indice de réfraction. Nous avons montré pour chaque cas que les simulations obtenues étaient proches des résultats de la littérature et que le mode d'implémentation choisi (sous le logiciel ADS d'Agilent Technologies) était très robuste.

Nous avons enfin présenté une application système de notre modélisation, l'étude de l'influence des SOA sur la distorsion des formats de modulation complexes. Nous

avons alors montré que le couplage phase-amplitude dans les SOA causait une forte dégradation des signaux lorsque ceux-ci avaient en entrée une puissance forte, rendant difficile la démodulation de leur constellation.

Le tableau 5.1 récapitule les phénomènes pris en compte dans notre modélisation selon leur importance en fonction des objectifs énoncés pour des applications système.

Caractéristique	**(1)**	**(2)**	**Commentaire**
Gain	X		Quantitatif
Facteur de bruit	X		Quantitatif
Bi-directionnalité	X		Pour tous, signaux et ASE
Multi-signaux (WDM)	X		Autant de signaux que nécessaire
Cascadabilité			
Signaux	X		
ASE	X		
Dépendance spatiale de N	X		
Gain et ASE			
$g_m(N,\lambda)$	X		cubique(λ)
$g_p(N)$	X		linéaire(N)
$\lambda_p(N)$	X		quadratique(N)
$\lambda_z(N)$	X		quadratique(N)
$\Gamma(N,\lambda)$	X		linéaire(N), linéaire(λ)
α détaillé	X		Suivant leur position dans le guide
$\alpha_a(N,\lambda)$	X		linéaire(N), linéaire(λ)
$r_{sp}(N,\lambda)$	X		cubique(λ), fonction de $g_m(N,\lambda)$
Indice de réfraction			
$n(N,\lambda)$	X		linéaire(N), linéaire(λ)
Durée de vie des porteurs			
$R_{nsti}(N)$	X		
$R_{ase}(N)$	X		
$R_{sig}(N)$	X		
Compression			
Gain	X		
Indice	X		
Dynamique	-		Durée des impulsions $\geq 1\,\mathrm{ps}$
Modulation complexe	X		Nécessite des puissances complexes

Caractéristique	**(1)**	**(2)**	**Commentaire**
GC-SOA		X	Réfl. d'intensité spectr. sélectives
FWM		X	Développement petit signal
Réflectivités			Peuvent être négligées
En puissance			
Signaux		X	
ASE		X	
En champ			
Signaux		X	
ASE		X	Sondage uniquement
Ondulation			Peut être négligée
Gain		X	
ASE		X	
Polarisation			Peut être négligée
Structurelle			
Signaux		X	
ASE		X	
Matérielle			
Signaux		X	
ASE		X	

TAB. 5.1 – Bilan des caractéristiques de notre modélisation pour des applications système. *(1) et (2)* : caractéristiques respectivement primordiale et secondaire. *Quantitatif* : les résultats de simulation correspondent aux résultats de mesure. *Multi-signaux (WDM)* : le modèle peut prendre en charge l'injection simultanée de plusieurs signaux à des longueurs d'onde différentes. *{cubique, quadratique, linéaire}(x)* : dépendance respectivement cubique, quadratique et linéaire en fonction de la variable x. $g_p(N)$: variation du pic de gain suivant la densité de porteurs. $\lambda_p(N)$: variation de la longueur d'onde du pic de gain suivant la densité de porteurs. $\lambda_z(N)$: variation de la longueur d'onde de la transparence du gain (renormalisation de la bande interdite) suivant la densité de porteurs. *Réfl. d'intensité spectr. sélectives* : Réflectivités d'intensité spectralement sélectives.

5.2 Perspectives en termes de modélisation

L'intégration des SOA dans des systèmes optiques pose généralement le problème de la gestion de la polarisation. Celle-ci est en effet considérée comme gênante et tous les éléments optiques doivent être le plus possible insensibles à la polarisation.

La polarisation est cependant de plus en plus utilisée pour réaliser des fonctions optiques [33, 34, 110, 111]. Elle est alors utilisée non comme du bruit, mais comme une information utile. Notre modèle devrait donc évoluer pour prendre en compte cet état de fait, en incluant par exemple le formalisme de Stokes et la représentation sur la sphère de Poincaré [112, 113] (nous avons vu à la section 3.6.1 que notre modélisation pouvait être étendue à la simulation des effets de polarisation mais pas sous une forme aussi élaborée). Ceci pose plusieurs problèmes, allant de la prise en compte des effets polarimétriques liés à l'ASE au fait que le comportement des SOA est non-linéaire par rapport à la polarisation.

La modélisation en champ de l'ASE que nous avons présentée à la section 2.10 pourrait nous mener à la définition d'une diode laser. Pour cela, il suffit que tous les pseudo-modes voient une sélectivité spectrale, donc qu'ils soient définis selon leur champ et non selon leur intensité. Ceci pose trois problèmes sous-jacents.

Le premier est justement la largeur spectrale de nos pseudo-modes qui, pour voir une sélectivité spectrale, doit devenir plus fine que l'ISL, soit inférieure à 0,1 nm pour un SOA de longueur $500\,\mu$ m. Ceci nous ramène à la problématique d'avoir à définir un nombre considérables de modes, avec rappelons-le une complexité en $2\,M_{ase}\,{M_{sec}}^2$, ce qui paralyse très vite les outils de calcul numérique dont la complexité de résolution algorithmique n'est bien souvent pas linéaire mais au moins quadratique.

Le deuxième problème est la prise en compte des phénomènes intra-bandes comme la création de trous spectraux (SHB) dont la définition est donnée à la section 4.4. Ces processus sont induits par une très forte concentration temporelle et spectrale de photons. Lors de l'étude de signaux s'amplifiant dans un SOA, leur prise en compte n'est pas cruciale tant que les signaux incidents ne sont pas trop énergétiques, ce qui est le cas de la densité spectrale d'ASE. Dans les lasers en revanche, la densité de photons au sein de la zone active est toute autre et leur non prise en compte devient beaucoup plus discutable. La définition de pseudo-modes dont la puissance vient comprimer le gain est tout à fait possible (ceci a été fait pour les signaux, cf. section 4.4). Ici pourtant, leur grand nombre potentiel accroît de manière démesurée la puissance de calcul nécessaire. De plus, une limitation interne à l'outil choisi pour la mise en place de notre modèle (ADS d'Agilent Technologies, voir section 3.2.1) nous empêche de définir les composants dont nous aurions besoin, ce qui rend la problématique insurmontable au-delà d'une soixantaine de modes.

Le troisième point est qu'il convient également d'augmenter le nombre de sections de calcul, afin d'avoir une résolution spatiale accrue, les effets d'interférences pouvant parfois être très spatialement localisés. Ce dernier critère, non des moindres, impose une prise en compte en champ et non en intensité dans le calcul du taux de recombinaisons due à l'ASE. Ceci pose de nouveaux problèmes que nous n'allons pas aborder.

Pour résumer, nous ne sommes pas allés jusqu'à définir des pseudo-modes en champ ayant une action sur la densité de porteurs, nous nous sommes contentés de propager le champ des modes de sondage, nous permettant d'aller au bout de la résolution spectrale de l'ASE nécessaire à l'étude des SOA. Notre modélisation est cependant proche d'être à même de définir un laser, mais nous n'avons pas travaillé dans ce sens, essentiellement en raison des contraintes logicielles et de puissance de calcul que nous rencontrerions.

Nous avons montré à la section 4.4 comment prendre en compte la compression du gain et de l'indice dus au brûlage de trou spectral et à l'échauffement des porteurs. Nous l'avons prise en compte de manière simple, nous n'avons considéré ni sa dynamique, ni d'autres phénomènes comme l'absorption à deux photons. Cette prise en compte devient nécessaire si nous voulons étudier le comportement du SOA face à des impulsions sub-picoseconde, selon ce que présentent [57], [94] ou [114] par exemple.

Lors de la présentation des équations définissant l'électrode (section 2.7), nous avons considéré que le courant électrique d'alimentation du SOA arrivait à l'électrode de manière simple, moyennant un simple passage par une résistance. Le composant réel est évidemment beaucoup plus complexe, et une modélisation plus complète devrait prendre en compte les équations de transport des porteurs, de l'anode jusqu'à la cathode [47, 54, 55, 115]. Ceci permettrait de rendre compte plus précisément du phénomène de courants de fuite notamment. Cependant, l'inconvénient majeur d'une telle modélisation est qu'elle impose une maîtrise parfaite de toutes les dimensions et compositions, couche par couche, de notre composant, ce qui n'est pas toujours possible. De plus, une telle modélisation impose une description suivant une dimension supplémentaire au moins (suivant l'axe de propagation des porteurs, lorsque leur diffusion est négligée), ce qui allonge encore la durée de chaque simulation. Ceci devrait donc orienter vers une modélisation *3D* du transport électronique.

De même, les photons ne se propagent en réalité pas uniquement selon l'axe z, mais selon les trois dimensions d'espace. Une simplification de ce problème est de séparer propagation du mode (selon z) et évolution du mode (selon x et y). L'introduction de micro-structuration dans les composants actifs (comme les cristaux photoniques par exemple) devrait cependant rendre nécessaire la prise en compte de l'environnement immédiat de la zone active.

Nous avons également négligé le temps de transport du courant électrique sur l'électrode. Ceci peut conduire à des écarts lors de la simulation en présence de hautes fréquences de modulation électrique [116]. Il est tout à fait possible de prendre en compte cet effet dans notre modélisation, il suffit d'insérer des composants "Delay" afin de simuler le retard du courant électrique d'alimentation d'une section par rapport à une autre. La prise en compte de ces temps de transport sous-entend cependant une connaissance intime du composant fabriqué, notamment le nombre de contacts entre l'anode et le plan d'alimentation (voir figure 1.6 page 15). En effet, les différents retards dépendent du mode d'alimentation de l'électrode, et une méconnaissance de la connectivité électrique peut entraîner des écarts de simulation.

Le modèle mis en place montre une indépendance du comportement du SOA vis-à-vis de la température. Nous avons en fait considéré que les SOA utilisés étaient régulés en température et que celle-ci était constante quelles que soient les conditions d'utilisation du composant. Or, le gain matériau et l'émission spontanée sont liés à la température du composant, conformément à ce que montre leur définition physique (cf. sections 2.4.3.1 et 2.5.2.1). La température affecte en effet de manière non négligeable le comportement des SOA : une augmentation de la température détériore ses performances en termes de gain et de NF. Une variation de température dans le SOA a notamment pour conséquence une dilatation du matériau, une modification de son indice de réfraction et une modification de l'énergie de sa bande interdite électronique. Ainsi, ce sont le facteur de confinement, l'indice effectif, le gain et l'émission spontanée qui sont affectés par une variation de température.

La difficulté de la prise en compte de la température réside dans le fait qu'a priori, toute constante d'un modèle sans température est en fait variable suivant la température. Il s'agit donc de définir ces dépendances et de ne pas prendre en compte celles qui sont négligeables ou hors du propos de l'étude. De plus, étant donné que la température n'est pas constante dans un SOA mais présente des gradients suivant chaque direction de l'espace, une modélisation correcte des effets de la température devrait faire apparaître une équation de propagation propre à la température [115, 117, 118]. Ceci complique d'autant le modèle puisque l'équation de propagation de la température devrait prendre en compte la mise en boîtier ou non du composant, l'influence du régulateur de température, la température de la pièce, ...

Nous avons vu dans l'introduction que les SOA étaient également réalisés à partir de matériaux "quantiques". Notre simulateur ne prend en compte que les composants massifs et devrait évoluer pour prendre en compte les différents matériaux utilisés pour la fabrication des SOA. La fonction généralisée du gain que nous avons mise au point pourrait servir de base à la définition du gain dans un matériau à puits quantiques moyennant peu de modifications. La plus grande difficulté de la simulation des matériaux "quantiques" est la prise en compte de la propagation électronique, rendue nécessaire par le fait que les porteurs traversent de multiples couches de matériaux actifs et de confinement [47, 54].

Une autre utilité de notre modélisation est l'observation des effets liés à la structuration du composant. Nous avons en effet pu montrer les effets de sélectivité spectrale d'une cavité Fabry-Pérot liée à la présence de réflectivités non nulles de part et d'autre de la zone active du SOA. Il faut noter que cette dépendance structurelle n'est pas calculée explicitement mais est "auto-induite" de par la modélisation en champ et la prise en compte du déphasage. Ceci permet une observation plus précise de la notion de brûlage de trou spatial ("spatial hole burning"), liée au fait que la présence de la cavité modifie la répartition du champ optique dans la zone active et peut ainsi modifier la dépendance spatiale de la densité de porteurs.

Nous pourrions de même observer les effets liés à la présence d'une cavité à rétroaction distribuée (DFB) ou placée entre deux miroirs de Bragg (DBR). Ceci demande juste de représenter l'action du matériau non plus comme une matrice diagonale dont

les termes traduisent la propagation et l'amplification des signaux mais comme une matrice entière, dont les termes non diagonaux traduisent les effets de rétro-action.

Ceci a été massivement étudié dans le cas des lasers [64] et peut être appliqué dans notre cas à l'étude du comportement des SOA à gain bloqué.

Nous avons vu que les amplificateurs optiques à semi-conducteurs sont des composants de petite dimension, facilement intégrables, non-linéaires et multifonctionnels. Les systèmes optiques utilisant des SOA sont de plus en plus élaborés et permettent la création de fonctions optiques complexes [37, 119, 120, 121]. Ces systèmes emploient plusieurs SOA et notre modèle est à même de simuler ces utilisations, de l'électronique de commande jusqu'à la propagation des signaux optiques dans la cascade de SOA.

Enfin, l'outil que nous utilisons peut être interfaçable avec d'autres outils dédiés à la simulation des systèmes optiques (tels VPItransmissionMaker, de VPISystems, par exemple) permettant d'augmenter le potentiel d'utilisation pour des aspects système.

Annexe A

Glossaire

ADM : Add/Drop Multiplexer (composant permettant l'ajout / le retrait de données dans un flux).
ASE : Amplified Spontaneous Emission (émission spontanée amplifiée).
BC : Bande de Conduction.
BI : Bande Interdite.
Bande C : bande spectrale allouée pour les télécommunications optiques allant de 1530 nm à 1570 nm.
Bande L : bande spectrale allouée pour les télécommunications optiques allant de 1570 nm à 1620 nm.
Bande S : bande spectrale allouée pour les télécommunications optiques allant de 1460 nm à 1530 nm.
BP : Bande Passante.
BPSK : Binary Phase-Shift Keying (modulation par déplacement de phase à 2 états).
BV : Bande de Valence.
CH : Carrier Heating (échauffement des porteurs).
CP : Contrôleur de Polarisation.
CW : Continuous Wave (signal continu).
DBR : Distributed Bragg Reflector (miroir de Bragg distribué).
DFB : Distributed FeedBack (rétro-action distribuée).
DL : Développement Limité.
DPSK : Differential Phase-Shift Keying (modulation par déplacement de phase différentiel).
EDFA : Erbium-Doped Fiber Amplifier (amplificateur à fibre optique dopée à l'Erbium).
ESA : Electrical Spectrum Analyser (analyseur de spectre électrique).
F : noise Factor (facteur de bruit, échelle linéaire).
FTTH : Fiber-To-The-Home (chaque particulier est relié par fibre optique au réseau).
FWM : Four-Wave Mixing (mélange à quatre ondes).
GC-SOA : Gain-Clamped SOA (SOA à gain bloqué).
HH : Heavy Hole (trou lourd).
ISL : Intervalle Spectral Libre.

IVBA : Inter-Valence Band Absorption (absorption entre les bandes de valence).
LH : Light Hole (trou léger).
LOA : Linear SOA (SOA linéaire, en fait GC-SOA dont la cavité lasante est verticale).
MPSK : M-ary Phase-Shift Keying (modulation par déplacement de phase à M états).
MQAM : M-ary Quadrature Amplitude Modulation (modulation d'amplitude à deux porteuses en quadrature).
MZI : Mach-Zehnder Interferometer (interféromètre de Mach-Zehnder).
NF : Noise Figure (facteur de bruit, échelle logarithmique).
NRZ : Non-Retour à Zéro.
ONU : Optical Network Unit (convertisseur optique/électrique en extrémité des réseaux optiques).
OOK : On-Off Keying (modulation d'amplitude).
OSA : Optical Spectrum Analyser (analyseur de spectre optique).
OTDM : Optical Time Division Multiplex (multiplexage dans le temps).
PM : Power Monitor (puissance-mètre).
PSK : Phase-Shift Keying (modulation par déplacement de phase).
QAM : Quadrature Amplitude Modulation (modulation d'amplitude à deux porteuses en quadrature).
QPSK : Quaternary Phase-Shift Keying (modulation par déplacement de phase à 4 états).
RZ : Retour à Zéro.
SE : Spontaneous Emission (émission spontanée).
SGM : Self-Gain Modulation (auto-modulation du gain).
SHB : Spectral Hole Burning (création d'un trou spectral par brûlage des porteurs).
SPM : Self-Phase Modulation (auto-modulation de la phase).
SOA : Semiconductor Optical Amplifier (amplificateur optique à semi-conducteurs).
TMM : Transfer Matrix Model (Modélisation par les matrices de transfert).
WDM : Wavelength Division Multiplex (multiplexage en longueur d'onde).
XGM : cross-Gain Modulation (modulation croisée du gain).
XPM : cross-Phase Modulation (modulation croisée de la phase).

Annexe B

Paramètres du modèle (SOA 3)

L	750.10^{-6}	m
w	$2{,}5.10^{-6}$	m
d	90.10^{-9}	m
α_0	10 349	m^{-1}
α_c	967	m^{-1}
α_s	247	m^{-1}
α_N	$7{,}169.10^{-22}$	m^2
α_λ	0,0	m^{-2}
Γ_0	0,195	
Γ_N	$-1{,}564.10^{-26}$	m^3
Γ_λ	25 695	m^{-1}
K_g	3,128	
$\Delta\lambda_{se}$	$-5{,}864.10^{-8}$	m
N_0	$6{,}5.10^{23}$	m^{-3}
a_0	$2{,}837.10^{-20}$	m^2
a_1	1,2	m
λ_0	$1\ 602{,}4.10^{-9}$	m
b_0	$-3{,}513.10^{-32}$	m^4
b_1	$-3{,}812.10^{-59}$	m^7
λ_{z_0}	$1\ 670{,}4.10^{-9}$	m
z_0	$1{,}152.10^{-32}$	m^4
z_1	$2{,}686.10^{-57}$	m^7
A_{st}	$7{,}448.10^{8}$	s^{-1}
B_{ns}	$1{,}366.10^{-18}$	m^3s^{-1}
C_{au}	$1{,}337.10^{-40}$	m^6s^{-1}

TAB. B.1 – Valeurs des paramètres du modèle après optimisation globale pour le composant SOA 3 (meilleure optimisation obtenue, présentée à la page 130).

Annexe C

Calculs pour le mélange à quatre ondes

(Ceci est une reproduction conforme à nos notations de l'annexe du rapport de stage de Rosy Aoun ([86]).)

L'équation d'évolution de la densité de porteurs dans une section de calcul est (équation 2.47 dans laquelle nous enlevons la dépendance au numéro de la section de calcul pour plus de clarté) :

$$\frac{\mathrm{d}\,N}{\mathrm{d}\,t} = \frac{I_{el}}{q_e\,L_s\,w\,d} - R_{sig} - R_{ase} - R_{nsti} \tag{C.1}$$

En régime statique nous avons :

$$\frac{I_{el}}{q_e\,L_s\,w\,d} = \overline{R_{sig,stat}} + \overline{R_{ase}} + \overline{R_{nsti}} \tag{C.2}$$

D'autre part, un développement petit signal autour du point de fonctionnement donne

$$N = \overline{N} + \Delta N\,e^{i\,\Omega\,t} + \Delta N^*\,e^{-i\,\Omega\,t} \tag{C.3}$$

où Ω est la différence de pulsation entre les signaux optiques proches.

Nous avons alors

$$\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}t} = i\,\Omega\,\Delta N\,e^{i\,\Omega\,t} - i\,\Omega\,\Delta N^*\,e^{-i\,\Omega\,t} \tag{C.4}$$

Faisons un développement petit signal pour les termes de l'équation C.1

$$R_{nsti} = \overline{R_{nsti}} + \frac{\partial R_{nsti}}{\partial N}\Delta N\,e^{i\,\Omega\,t} + \frac{\partial R_{nsti}}{\partial N}\Delta N^*\,e^{-i\,\Omega\,t}$$

$$R_{ase} = \overline{R_{ase}} + \frac{\partial R_{ase}}{\partial N}\Delta N\,e^{i\,\Omega\,t} + \frac{\partial R_{ase}}{\partial N}\Delta N^*\,e^{-i\,\Omega\,t}$$

$$R_{sig} = \overline{R_{sig}} + \frac{\partial R_{sig}}{\partial N} \Delta N \, e^{i\,\Omega\,t} + \frac{\partial R_{sig}}{\partial N} \Delta N^* \, e^{-i\,\Omega\,t}$$

Nous pouvons faire apparaître les termes du mélange en calculant la quantité suivante :

$$\overline{R_{sig}} = \frac{1}{L_s} \int_0^{L_s} \left| \sum_{\mathrm{i}=1}^{4} \left(\frac{\sqrt{\overline{g_{m_\mathrm{i}}}}}{\sqrt{E_\mathrm{i}}} \left(\mathscr{E}_\mathrm{i}^+ + \mathscr{E}_\mathrm{i}^- \right) \right) \right|^2 \mathrm{d}z \tag{C.5}$$

où $\mathscr{E}_\mathrm{i}^+ = \mathscr{F}_\mathrm{i} \, e^{i(\omega_\mathrm{i}\,t)}$ et $\mathscr{E}_\mathrm{i}^- = \mathscr{F}_\mathrm{i} \, e^{i(\omega_\mathrm{i}\,t)}$ représentent les champs incidents de pulsation ω_i se propageant respectivement dans le sens propagatif et contra-propagatif. $\mathscr{F}_\mathrm{i}$ est l'amplitude complexe à l'entrée de la section de calcul. E_i et g_{m_i} représentent respectivement l'énergie du signal de longueur d'onde λ_i et son gain matériau associé. L_s représente la longueur de la section de calcul. Nous considérons l'injection dans le sens propagatif (le signe + sera sous-entendu par la suite), en tenant compte de la contribution des quatre signaux et en rappelant que $k(N, \omega_\mathrm{i}) = \frac{\omega_\mathrm{i}}{c} n_{eq}(N, \omega_\mathrm{i}) + \frac{i}{2} \, g_n(N, \omega_\mathrm{i})$ (relation 4.10), l'intégration de l'équation C.5 donne :

$$\overline{R_{sig}} = \overline{R_{sig,stat}} + R_{sig,mel} + R^*_{sig,mel} + \chi(\pm 2\,\Omega) + \psi(\pm 3\,\Omega) \tag{C.6}$$

Le terme $\overline{R_{sig,stat}}$ correspond aux recombinaisons dues aux signaux en régime statique lorsque le battement n'intervient pas :

$$\overline{R_{sig,stat}} = \frac{1}{L_s} \left[\frac{\overline{g_{m_1}} \, |\mathscr{F}_1|^2}{g_{n_1} \, E_1} \, e^{2\,g_{n_1}\,z} + \frac{\overline{g_{m_2}} \, |\mathscr{F}_2|^2}{g_{n_2} \, E_2} \, e^{2\,g_{n_2}\,z} \right.$$
$$\left. + \frac{\overline{g_{m_3}} \, |\mathscr{F}_3|^2}{g_{n_3} \, E_3} \, e^{2\,g_{n_3}\,z} + \frac{\overline{g_{m_4}} \, |\mathscr{F}_4|^2}{g_{n_4} \, E_4} \, e^{2\,g_{n_4}\,z} \right]_0^{L_s}$$

Les termes $R_{sig,mel}$ et $R^*_{sig,mel}$ représentent les recombinaisons dues respectivement au battement $(+\Omega)$ et au battement conjugué $(-\Omega)$ entre les différents signaux :

$$R_{sig,mel} = \frac{1}{L_s} \left[\frac{\sqrt{\overline{g_{m_1}} \, \overline{g_{m_2}}}}{-i\,(k_1 - k_2)\,\sqrt{E_1\,E_2}} \, e^{i\,(\omega_1 - \omega_2)\,t} \, e^{-i\,(k_1 - k_2)\,z} \, \mathscr{F}_1 \, \mathscr{F}_2^* \right.$$
$$+ \frac{\sqrt{\overline{g_{m_3}} \, \overline{g_{m_1}}}}{-i\,(k_3 - k_1)\,\sqrt{E_3\,E_1}} \, e^{i\,(\omega_3 - \omega_1)\,t} \, e^{-i\,(k_3 - k_1)\,z} \, \mathscr{F}_3 \, \mathscr{F}_1^*$$
$$\left. + \frac{\sqrt{\overline{g_{m_2}} \, \overline{g_{m_4}}}}{-i\,(k_2 - k_4)\,\sqrt{E_2\,E_4}} \, e^{i\,(\omega_2 - \omega_4)\,t} \, e^{-i\,(k_2 - k_4)\,z} \, \mathscr{F}_2 \, \mathscr{F}_4^* \right]_0^{L_s}$$

$$R^*_{sig,mel} = \frac{1}{L_s} \left[\frac{\sqrt{\overline{g_{m_1}} \, \overline{g_{m_2}}}}{-i\,(k_2 - k_1)\,\sqrt{E_1\,E_2}} \, e^{i\,(\omega_2 - \omega_1)\,t} \, e^{-i\,(k_2 - k_1)\,z} \, \mathscr{F}_1^* \, \mathscr{F}_2 \right.$$
$$+ \frac{\sqrt{\overline{g_{m_3}} \, \overline{g_{m_1}}}}{-i\,(k_1 - k_3)\,\sqrt{E_3\,E_1}} \, e^{i\,(\omega_1 - \omega_3)\,t} \, e^{-i\,(k_1 - k_3)\,z} \, \mathscr{F}_3^* \, \mathscr{F}_1$$
$$\left. + \frac{\sqrt{\overline{g_{m_2}} \, \overline{g_{m_4}}}}{-i\,(k_4 - k_2)\,\sqrt{E_2\,E_4}} \, e^{i\,(\omega_4 - \omega_2)\,t} \, e^{-i\,(k_4 - k_2)\,z} \, \mathscr{F}_2^* \, \mathscr{F}_4 \right]_0^{L_s}$$

où $\Omega = \{\omega_2 - \omega_1,\, \omega_4 - \omega_2,\, \omega_1 - \omega_3\}$ est la pulsation du battement entre les différents signaux. $\chi(\pm 2\,\Omega)$ et $\psi(\pm 3\,\Omega)$ sont des termes respectivement en $e^{\pm 2\,i\,\Omega\,t}$ et $e^{\pm 3\,i\,\Omega\,t}$ que nous n'allons pas développer, étant donné que nous ne prenons en considération que la contribution des termes du premier ordre.

En remplaçant ces termes dans l'équation C.1 et en utilisant l'équation C.2, nous obtenons :

$$\begin{aligned}\frac{dN}{dt} = -\Delta N\, e^{i\,\Omega\,t} &\left(\frac{\partial R_{nsti}}{\partial N} + \frac{\partial R_{ase}}{\partial N} + \frac{\partial R_{sig}}{\partial N}\right)\\ &- \Delta N^{*} e^{-i\,\Omega\,t}\left(\frac{\partial R_{nsti}}{\partial N} + \frac{\partial R_{ase}}{\partial N} + \frac{\partial R_{sig}}{\partial N}\right)\\ &- R_{sig_mel} - R^{*}_{sig_mel} - \chi\,(2\,\Omega) - \psi\,(3\,\Omega)\end{aligned} \tag{C.7}$$

$\left(\frac{\partial R_{nsti}}{\partial N} + \frac{\partial R_{ase}}{\partial N} + \frac{\partial R_{sig}}{\partial N}\right)^{-1}$ représente la durée de vie différentielle des porteurs, τ_d.

En remplaçant dans l'équation C.7 et en y identifiant les termes avec ceux de l'équation C.4, on aboutit à :

$$\begin{aligned}\Delta N = -\frac{\tau_d}{1 + i\,\Omega\,\tau_d}\Bigg[&\frac{\sqrt{g_{m_1}\,\overline{g_{m_2}}}}{\sqrt{E_1\,E_2}}\,\frac{e^{-i\,(k_2-k_1)\,L_s} - 1}{-i\,(k_2 - k_1)\,L_s}\,\mathscr{F}_1^{*}\,\mathscr{F}_2\\ &+ \frac{\sqrt{g_{m_3}\,\overline{g_{m_1}}}}{\sqrt{E_3\,E_1}}\,\frac{e^{-i\,(k_1-k_3)\,L_s} - 1}{-i\,(k_1 - k_3)\,L_s}\,\mathscr{F}_3^{*}\,\mathscr{F}_1\\ &+ \frac{\sqrt{g_{m_2}\,\overline{g_{m_4}}}}{\sqrt{E_2\,E_4}}\,\frac{e^{-i\,(k_4-k_2)\,L_s} - 1}{-i\,(k_4 - k_2)\,L_s}\,\mathscr{F}_2^{*}\,\mathscr{F}_4\Bigg]\end{aligned} \tag{C.8}$$

$$\begin{aligned}\Delta N^{*} = -\frac{\tau_d}{1 - i\,\Omega\,\tau_d}\Bigg[&\frac{\sqrt{\overline{g_{m_1}}\,g_{m_2}}}{\sqrt{E_1\,E_2}}\,\frac{e^{i\,(k_2-k_1)\,L_s} - 1}{i\,(k_2 - k_1)\,L_s}\,\mathscr{F}_1\,\mathscr{F}_2^{*}\\ &+ \frac{\sqrt{\overline{g_{m_3}}\,g_{m_1}}}{\sqrt{E_3\,E_1}}\,\frac{e^{i\,(k_1-k_3)\,L_s} - 1}{i\,(k_1 - k_3)\,L_s}\,\mathscr{F}_3\,\mathscr{F}_1^{*}\\ &+ \frac{\sqrt{\overline{g_{m_2}}\,g_{m_4}}}{\sqrt{E_2\,E_4}}\,\frac{e^{i\,(k_4-k_2)\,L_s} - 1}{i\,(k_4 - k_2)\,L_s}\,\mathscr{F}_2\,\mathscr{F}_4^{*}\Bigg]\end{aligned} \tag{C.9}$$

Bibliographie

[1] Fabienne Riou : *Modélisation et caractérisation d'un amplificateur optique à semiconducteurs avec adaptateurs de mode.* Thèse de doctorat, Université des Sciences de Saint-Étienne, 1994.

[2] Boumédienne Mersali : *Conception et réalisation d'amplificateurs optiques à semi-conducteur indépendants de la polarisation.* Thèse de doctorat, Université Paris XI Orsay, 1991.

[3] M. Itoh, Y. Shibata, T. Kakitsuka, Y. Kadota et Y. Tohmori : Polarization-Insensitive SOA With a Strained Bulk Active Layer for Network Device Application. *IEEE Photonics Technology Letters*, 14(6):765–767, 2002.

[4] Bahaa E. A. Saleh et Malvin C. Teich : *Fundamentals of photonics.* John Wiley & Sons, 1991.

[5] O. Qasaimeh : Optical Gain and Saturation Characteristics of Quantum-Dot Semiconductor Optical Amplifiers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 39(6): 793–798, 2003.

[6] J. Mørk, M. L. Nielsen et T. W. Berg : The Dynamics of Semiconductor Optical Amplifiers : Modeling and Applications. *OSA Optics and Photonics News*, 14(7):42–48, 2003.

[7] T. Akiyama, H. Kuwatsuka, T. Simoyama, Y. Nakata, K. Mukai, M. Sugawara, O. Wada et H. Ishikawa : Nonlinear Gain Dynamics in Quantum-Dot Optical Amplifiers and its Application to Optical Communication Devices. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 37(8):1059–1065, 2001.

[8] T. Akiyama, M. Ekawa, M. Sugawara, K. Kawaguchi, H. Sudo, A. Kuramata, H. Ebe et Y. Arakawa : An Ultrawide-Band Semiconductor Optical Amplifier Having an Extremely High Penalty-Free Output Power of 23 dBm Achieved With Quantum Dots. *IEEE Photonics Technology Letters*, 17(8):1614–1616, 2005.

[9] V. Ustinov, A. Zhukov, A. Egorov, A. Kovsh, N. Maleev, E. Semenova, M. Maximov, N. Ledentsov et Z. Alferov : Semiconductor quantum dot lasers. *Optical Materials and Applications*, 5946, 2005.

[10] P. Koonath, S. Kim, W.-J. Cho et A. Gopinath : Polarization-insensitive Quantum-Well Semiconductor Optical Amplifiers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 38(9):1282–1290, 2002.

[11] C. Y. Jin, Y. Z. Huang, L. J. Yu et S. Deng : Detailed Model and Investigation of Gain Saturation and Carrier Spatial Hole Burning for a Semiconductor Optical Amplifier With Gain Clamping by a Vertical Laser Field. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 40(5):513, 2004.

[12] X. Song et E. A. Avrutin : Modelling of high bit rate operation of a vertically gain clamped semiconductor optical amplifier. *Proceedings of the 5th International Conference on Numerical Simulation of Optoelectronic Devices, 2005. NUSOD'05.*, pages 83–84, 2005.

[13] J. Prat, C. Arellano, V. Polo et C. Bock : Optical Network Unit Based on a Bidirectional Reflective Semiconductor Optical Amplifier for Fiber-to-the-Home Networks. *IEEE Photonics Technology Letters*, 17(1):250–252, 2005.

[14] C. Arellano : PONs using reflective optical network units. *MUSE Workshop on Optical Access Networks conference, Berlin (Germany)*, 2005.

[15] N. Buldawoo, S. Mottet, F. Le Gall, D. Sigogne, D. Meichenin et S. Chelles : A semiconductor laser amplifier-reflector for the future FTTH applications. *ECOC'97, IEE conference publication*, 1997.

[16] Thierry Rampone : *Étude d'amplificateurs optiques à semi-conducteur comme composants multifonctions pour le routage de données : conception et évaluation d'un commutateur 2 vers 2.* Thèse de doctorat, Université de Bretagne Occidentale, 1997.

[17] K. Djordjev, S.-J. Choi, W.-J. Choi, S.-J. Choi, I. Kim et P. D. Dapkus : Two-Segment Spectrally Inhomogeneous Traveling Wave Semiconductor Optical Amplifiers Applied to Spectral Equalization. *IEEE Photonics Technology Letters*, 14(5):603–605, 2002.

[18] D. R. Zimmerman et L. H. Spiekman : Amplifiers for the Masses : EDFA, EDWA, and SOA Amplets for Metro and Access Applications. *IEEE Journal of Lightwave Technology*, 22(1):63–70, 2004.

[19] P. Iannone, K. Reichmann et L. Spiekman : In-service upgrade of an amplified 130-km metro CWDM transmission system using a single LOA with 140-nm bandwidth. *Optical Fiber Communications Conference, 2003. OFC 2003*, pages 548–550, 2003.

[20] IDATE : Etude sur le développement du très haut débit en France - Rapport final. *Ministère de l'Economie, des Finances et de l'Industrie*, 2006.

[21] K. E. Stubkjaer : Semiconductor Optical Amplifier-Based All-Optical Gates for High-Speed Optical Processing. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 6(6):1428–1435, 2000.

[22] Y. Liu, M. T. Hill, E. Tangdiongga, H. De Waardt, N. Calabretta, G. D. Khoe et H. J. S. Dorren : Wavelength Conversion Using Nonlinear Polarization Rotation in a Single Semiconductor Optical Amplifier. *IEEE Photonics Technology Letters*, 15(1):90–92, 2003.

[23] K. Tsuji, D. C. Kuncoro, T. Watanabe, N. Onodera et M. Saruwatari : Effect of assist light on XGM-based wavelength-conversion using SOAs. *Electronics and Communications in Japan (Part II Electronics)*, 88(5):10–20, 2005.

[24] G. Contestabile, M. Presi et E. Ciaramella : Multiple Wavelength Conversion for WDM Multicasting by FWM in an SOA. *IEEE Photonics Technology Letters*, 16(7):1775–1777, 2004.

[25] T. Durhuus, B. Mikkelsen, C. Joergensen, S. Lykke Danielsen et K. E. Stubkjaer : All-Optical Wavelength Conversion by Semiconductor Optical Amplifiers. *IEEE Journal of Lightwave Technology*, 14(6):942–954, 1996.

[26] J. Leuthold, B. Mikkelsen, G. Raybon, C. H. Joyner, J. L. Pleumeekers, B. I. Miller, K. Dreyer et R. Behringer : All-optical wavelength conversion between 10 and 100 Gb/s with SOA delayed-interference configuration. *Optical and Quantum Electronics*, 33(7):939–952, 2001.

[27] S. Chelles, F. Devaux, D. Meichenin, D. Sigogne et A. Carenco : Extinction Ratio of Cross-Gain Modulated Multistage Wavelength Converters : Model and Experiments. *IEEE Photonics Technology Letters*, 9(6):758–760, 1997.

[28] L. Wang, X. Xiong, N. Fang et Z. Huang : All-Optical Wavelength Conversion Using Amplified Spontaneous Emission of SOA and a Delayed Interference Configuration. *Materials, Active Devices, and Optical Amplifiers, Proceedings of SPIE*, 5280:112–122, 2004.

[29] Michael J. Connelly : *Semiconductor Optical Amplifiers.* Kluwer Academic Publishers, 2002.

[30] J. M. Martinez, F. Ramos et J. Marti : All-optical packet header processor based on cascaded SOA-MZIs. *IEE Electronics Letters*, 40(14):894–895, 2004.

[31] M. T. Hill, E. E. E. Frietman, H. De Waardt, G. Khoe et H. J. S. Dorren : All Fiber-Optic Neural Network Using Coupled SOA Based Ring Lasers. *IEEE Transactions on Neural Networks*, 13(6):1504–1513, 2002.

[32] J. H. Kim, Y. M. Jhon, Y. T. Byun, S. Lee, D. H. Woo et S. H. Kim : All-Optical XOR Gate Using Semiconductor Optical Amplifiers Without Additional Input Beam. *IEEE Photonics Technology Letters*, 14(10):1436–1438, 2002.

[33] H. Soto, D. Erasme et G. Guekos : 5-Gb/s XOR Optical Gate Based on Cross-Polarization Modulation in Semiconductor Optical Amplifiers. *IEEE Photonics Technology Letters*, 13(4):335–337, 2001.

[34] H. Soto, C. A. Díaz, J. Topomondzo, D. Erasme, L. Schares et G. Guekos : All-Optical AND Gate Implementation Using Cross-Polarization Modulation in a Semiconductor Optical Amplifier. *IEEE Photonics Technology Letters*, 14(4):498–500, 2002.

[35] A. Hamié, A. Sharaiha, M. Guégan et B. Pucel : All-Optical Logic NOR Gate Using Two-Cascaded Semiconductor Optical Amplifiers. *IEEE Photonics Technology Letters*, 14(10):1439–1441, 2002.

[36] A. Sharaiha, H. W. Li, F. Marchese et J. Le Bihan : All-optical logic NOR gate using a semiconductor laser amplifier. *IEE Electronics Letters*, 33(4):323–324, 1997.

[37] J. Y. Kim, S. K. Han et S. Lee : All-optical multiple logic gates using parallel SOA-MZI structures. *Lasers and Electro-Optics Society, 2005. LEOS 2005. The 18th Annual Meeting of the IEEE*, pages 133–134, 2005.

[38] Z. Li, Y. Liu, S. Zhang, H. Ju, H. De Waardt, G. D. Khoe et D. Lenstra : All-Optical Logic Gates Based on an SOA and an Optical Filter. *31st European Conference on Optical Communication, 2005. ECOC 2005.*, 2, 2005.

[39] Z. Li, Y. Liu, S. Zhang, H. Ju, H. De Waardt, G. D. Khoe, H. J. S. Dorren et D. Lenstra : All-optical logic gates using semiconductor optical amplifier assisted by optical filter. *IEE Electronics Letters*, 41:1397, 2005.

[40] C. W. Son, S. H. Kim, Y. T. Byun, Y. M. Jhon, S. Lee, D. H. Woo, S. H. Kim et T.-H. Yoon : Realisation of all-optical multi-functional logic gates using semiconductor optical amplifiers. *IEE Electronics Letters*, 42(18):1057–1058, 2006.

[41] A. Sharaiha, J. Topomondzo et P. Morel : All-optical logic AND-NOR gate with three inputs based on cross-gain modulation in a semiconductor optical amplifier. *Optics Communications*, 265(1):322–325, 2006.

[42] K. Mishina, A. Maruta, S. Mitani, T. Miyahara, K. Ishida, K. Shimizu, T. Hatta, K. Motoshima et K. Kitayama : NRZ-OOK to RZ-BPSK Modulation Format Conversion Using SOA-MZI Wavelength Converter. *IEEE Journal of Lightwave Technology, accepté pour publication, à paraître*, 2006.

[43] L. Xu, B. C. Wang, V. Baby, I. Glesk et P. R. Prucnal : All-Optical Data Format Conversion Between RZ and NRZ Based on a Mach-Zehnder Interferometric Wavelength Converter. *IEEE Photonics Technology Letters*, 15(2):308–310, 2003.

[44] M. Funabashi, Z. Zhu, Z. Pan, S. J. B. Yoo et L. Paraschis : All-optical 3R regeneration in monolithic SOA-MZI to achieve 0.4 million km fiber transmission. *Lasers and Electro-Optics Society, 2005. LEOS 2005. The 18th Annual Meeting of the IEEE*, pages 137–138, 2005.

[45] G. Giraud, F. Ginovart, V. Roncin et J.C. Simon : Modeling of a novel 3R regenerator using a cascade of SOA based NOLM and double-stage wavelength converters. *European Quantum Electronics Conference, 2005. EQEC'05.*, 2005.

[46] Mikael Guégan : *Étude d'amplificateurs optiques à semi-conducteur multiélectrodes en vue de leurs applications dans les systèmes de télécommunications.* Thèse de doctorat, Université de Bretagne Occidentale, 2001.

[47] Nicolas Trenado : *Modélisation et simulation des composants optoélectroniques à puits quantiques.* Thèse de doctorat, Université de Rouen, 2002.

[48] R. Gutiérrez-Castrejón et M. Duelk : Uni-Directional Time-Domain Bulk SOA Simulator Considering Carrier Depletion by Amplified Spontaneous Emission. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 42(6):581–588, 2006.

[49] R. Gutiérrez-Castrejón, L. Schares, L. Occhi et G. Guekos : Modeling and measurement of longitudinal gain dynamics in saturated semiconductor optical amplifiers of different length. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 36(12):1476–1484, 2000.

[50] H. Wei, H. Dexiu, S. Junqiang et L. Deming : Numerical simulation of recovery enhancement by a CW pump light in semiconductor optical amplifiers. *Optics Communications*, 214(1):335–341, 2002.

[51] F. Salleras, T. P. Hessler, S. Collin, M. A. Dupertuis, B. Deveaud, A. Crottini et B. Dagens : Acceleration of a Gain-Clamped Semiconductor Optical Amplifier by the Optical Speed-Up at Transparency Scheme. *IEEE Photonics Technology Letters*, 16(5):1262–1264, 2004.

[52] J. Park, X. Li et W. P. Huang : Performance simulation and design optimization of gain-clamped semiconductor optical amplifiers based on distributed Bragg reflectors. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 39(11):1415–1423, 2003.

[53] M. J. Connelly : Wideband Semiconductor Optical Amplifier Steady-State Numerical Model. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 37(3):439–447, 2001.

[54] Jacco Leonard Pleumeekers : *POSEIDON : A Simulatior for Optoelectronic Semiconductor Devices.* Thèse de doctorat, Delft University of Technology, 1997.

[55] Joachim Piprek : *Semiconductor Optoelectronic Devices : Introduction to Physics and Simulation.* Academic Press, 2003.

[56] A. E. Willner et W. Shieh : Optimal spectral and power parameters for all-optical wavelengthshifting : single stage, fanout, and cascadability. *IEEE Journal of Lightwave Technology*, 13(5):771–781, 1995.

[57] Lorenzo Occhi : *Semiconductor Optical Amplifiers made of Ridge Waveguide Bulk InGaAsP/InP : Experimental Characterisation and Numerical Modelling of Gain, Phase and Noise.* Thèse de doctorat, Eidgenössische Technische Hochschule Zürich, 2002.

[58] Y. Boucher et A. Sharaiha : Spectral Properties of Amplified Spontaneous Emission in Semiconductor Optical Amplifiers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 36(6):708–720, 2001.

[59] P. Morel, A. Sharaiha, R. Brenot et B. Thédrez : Wideband Gain and Noise Figure Modelling in SOA. *Optical and Quantum Electronics, Special Issue on Optical Waveguide Theory and Numerical Modelling*, 38(1-3):231–236, 2006.

[60] Jürg Leuthold : *Advanced Indium-Phosphide Waveguide Mach-Zehnder Interferometer All-Optical Switches and Wavelength Converters. Theory, Design Guidelines and Experimental Results.* Thèse de doctorat, Eidgenössische Technische Hochschule Zürich, 1999.

[61] L. Occhi, L. Schares et G. Guekos : Phase Modeling Based on the α-Factor in Bulk Semiconductor Optical Amplifiers. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 9(3):788–797, 2003.

[62] P. Borri, S Scaffetti, J. Mørk, W. Langbein, J. M. Hvam, A. Mecozzi et F. Martelli : Measurement and calculation of the critical pulsewidth for gain saturation in semiconductor optical amplifiers. *Optics Communications*, 164(1-3):51–55, 1999.

[63] M. G. Davis et R. F. O'Dowd : A transfer matrix method based large-signal dynamic model for multielectrode DFB lasers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 30(11):2458–2466, 1994.

[64] G. Bjork et O. Nilsson : A new exact and efficient numerical matrix theory of complicated laser structures : properties of asymmetric phase-shifted DFB lasers. *IEEE Journal of Lightwave Technology*, 5(1):140–146, 1987.

[65] J. W. D. Chi, L. Chao et M. K. Rao : Time-Domain Large-Signal Investigation on Nonlinear Interactions Between An Optical Pulse and Semiconductor Waveguides. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 37(10):1329–1336, 2001.

[66] G. Giuliani et D. D'Alessandro : Noise Analysis of Conventional and Gain-Clamped Semiconductor Optical Amplifiers. *IEEE Journal of Lightwave Technology*, 18(9):1256–1263, 2000.

[67] Ali Hamié : *Étude de la mise en cascade de deux amplificateurs optiques à semi-conducteur en topologie contra-propagative en vue de la réalisation de fonctions tout-optiques pour les systèmes de télécommunications.* Thèse de doctorat, Université de Bretagne Occidentale, 2004.

[68] T. Durhuus, B. Mikkelsen et K. E. Stubkjaer : Detailed Dynamic Model for Semiconductor Optical Amplifiers and Their Crosstalk and Intermodulation Distortion. *IEEE Journal of Lightwave Technology*, 10(8):1056–1064, 1992.

[69] J. Leuthold, M. Mayer, J. Eckner, G. Guekos, H. Melchior et C. Zellweger : Material gain of bulk 1.55 μm InGaAsP/InP SOA approximated by a polynomial model. *Journal of Applied Physics*, 87(1):618–620, 2000.

[70] Yann Boucher : *Propriétés optiques d'empilements multicouches de semiconducteurs III/V GaAs/AlGaAs. Application à l'étude de microcavités laser à émission surfacique.* Thèse de doctorat, Université Paris-Sud, Centre d'Orsay, 1993.

[71] Yann Boucher : *Propriétés optiques des semi-conducteurs - Matériaux, fonctions et structures - Dispositifs à puits quantiques - Microcavités "verticales" (VCSEL).* Polycopié du cours de master recherche "phyphoton", module coas (composants opto-électroniques actifs à semiconducteurs), ENIB, 2005-2006.

[72] Vincent Lapère : *Modélisation des Amplificateurs à Semi-conducteur avec le logiciel Ether.* Rapport de DEA, Alcatel OPTO+, 2002.

[73] D. M. Baney, P. Gallion et R. S. Tucker : Theory and Measurement Techniques for the Noise Figure of Optical Amplifiers. *Optical Fiber Technology*, 6(2):122–154, 2000.

[74] Irène Joindot et Michel Joindot : *Les télécommunications par fibres optiques.* Dunod, 1996.

[75] A. Sharaiha et M. Guégan : Equivalent Circuit Model for Multi-Electrode Semiconductor Optical Amplifiers and Analysis of Inline Photodetection in Bidirectional Transmissions. *IEEE Journal of Lightwave Technology*, 18(5):700–707, 2000.

[76] Ammar Sharaiha : *Fonctions et systèmes à base d'amplificateurs optiques à semi-conducteurs pour les systèmes de communications optiques.* Thèse d'Habilitation à Diriger des Recherches, Université de Bretagne Occidentale, 2000.

[77] M. J. Connelly : Wideband dynamic numerical model of a tapered buried ridge stripe semiconductor optical amplifier gate. *IEE Proceedings - Circuits, Devices and Systems*, 149(3):173–178, 2002.

[78] F. Gaffiot, K. Vuorinen, F. Mieyeville, I. O'Connor et G. Jacquemod : Behavioral Modeling for Hierarchical Simulation of Optronic Systems. *IEEE Transactions on Circuits and Systems - II : Analog and Digital Signal Processing*, 46(10):1316–1322, 1999.

[79] Agilent Technologies : Tuning, Optimization, and Statistical Design. *Documentation technique d'ADS*, 2005.

[80] William H. Press, Saul A. Teukolsky, William T. Vetterling et Brian P. Flannery : *Numerical recipes in C (2nd ed.) : the art of scientific computing.* Cambridge University Press, 1992.

[81] Mohammad Amaya : *Amélioration des performances d'un amplificateur optique à semi-conducteurs par infection optique à la transparence du gain pour les réseaux de télécommunications optiques.* Thèse de doctorat, Université de Bretagne Occidentale, 2006.

[82] A. Crottini, F. Salleras, P. Moreno, M.-A. Dupertuis, B. Deveaud et R. Brenot : Noise Figure Improvement in Semiconductor Optical Amplifiers by Holding Beam at Transparency Scheme. *IEEE Photonics Technology Letters*, 17(5):977–979, 2005.

[83] M. Amaya, P. Morel et A. Sharaiha : Noise figure evaluation in SOAs employing an assist light at transparency. *IEE/SIOE'05 conference, Cardiff (UK)*, 2005.

[84] Région Bretagne / Laboratoires LSOL et RESO : Analyse Polarimétrique d'un Amplificateur Optique à Semi-conducteur (SOA) - Rapport final. *PRIR opération n° A3CAN4, programme 211-B1-8*, 2006.

[85] E. P. O'Reilly et A. R. Adams : Band-Structure Engineering in Strained Semiconductor Lasers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 30(2):366–379, 1994.

[86] Rosy Aoun : *Analyses théoriques et expérimentales du mélange à quatre ondes dans les amplificateurs optiques à semi-conducteurs.* Rapport de DEA, ENIB, 2006.

[87] Mark A. Summerfield : *Telecommunications Applications of Four-Wave Mixing in Semiconductor Optical Amplifiers.* Thèse de doctorat, University of Melbourne, 1995.

[88] G. P. Agrawal et N. A. Olsson : Population Pulsations and Nondegenerate Four-Wave Mixing in Semiconductor Lasers and Amplifiers. *Journal of the Optical Society of America B*, 5(1):147–159, 1988.

[89] Agilent Technologies : Guide to Harmonic Balance Simulation in ADS. *Documentation technique d'ADS*, 2005.

[90] Emmanuel Rosencher et Borge Vinter : *Optoélectronique*. Dunod, deuxième édition, 2002.

[91] M. Tachibana, R. I. Laming, P. R. Morkel et D. N. Payne : Erbium-doped fiber amplifier with flattened gain spectrum. *IEEE Photonics Technology Letters*, 3(2):118–120, 1991.

[92] V. Arnold : *Équations différentielles ordinaires*. Éditions MIR, quatrième édition, 1988.

[93] Roger Petit : *Ondes électromagnétiques en radioélectricité et en optique*. Masson, 1993.

[94] J. Mørk et A. Mecozzi : Theory of the ultrafast optical response of active semiconductor waveguides. *Journal of the Optical Society of America B*, 13(8): 1803–1816, 1996.

[95] Agilent Technologies : AC Simulation. *Documentation technique d'ADS*, 2005.

[96] Agilent Technologies : Transient/Convolution Simulation. *Documentation technique d'ADS*, 2005.

[97] Agilent Technologies : Circuit Enveloppe Simulation. *Documentation technique d'ADS*, 2005.

[98] G. P. Agrawal et N. A. Olsson : Self-Phase Modulation and Spectral Broadening of Optical Pulses in Semiconductor Laser Amplifiers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 25(11):2297–2306, 1989.

[99] G. P. Agrawal : Effect of Gain Dispersion on Ultrashort Pulse Amplification in Semiconductor Laser Amplifiers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 27(6): 1843–1849, 1991.

[100] C. Joergensen, S. L. Danielsen, K. E. Stubkjaer, M. Schilling, K. Daub, P. Doussiere, F. Pommerau, P. B. Hansen, H. N. Poulsen, A. Kloch, M. Vaa, B. Mikkelsen, E. Lach, G. Laube, W. Idler et K. Wunstel : All-Optical Wavelength Conversion at Bit Rates Above 10 Gb/s Using Semiconductor Optical Amplifiers. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 3(5):1168–1180, 1997.

[101] A. Sharaiha, M. Amaya et J. Le Bihan : Semiconductor optical amplifiers dynamic properties in presence of a coutinuous wave holding beam. *ISMOT'05 conference, Fukuoka (Japan)*, 2005.

[102] A. Sharaiha, M. Amaya et J. Le Bihan : Improvement of semiconductor optical amplifier dynamic behaviour by assist light injection. *LCS2005 conference, London (UK)*, 2005.

[103] Thierry HESSLER : *Dynamique du gain dans les amplificateurs optiques à semiconducteur en régime femtoseconde.* Thèse de doctorat, École Polytechnique Fédérale de Lausanne, 2000.

[104] Roland Peter SCHREIECK : *Ultrafast Dynamics in InGaAsP/InP Optical Amplifiers and Mode Locked Laser Diodes.* Thèse de doctorat, Swiss Federal Institute of Technology, Zurich, 2001.

[105] Cédric WARE : *Récupération d'horloge par boucle à verrouillage de phase utilisant le mélange à quatre ondes dans un amplificateur optique à semi-conducteurs.* Thèse de doctorat, École Nationale Supérieure des Télécommunications, 2003.

[106] M. AMAYA et A. SHARAIHA : Crosstalk pattern penalty reduction at 2.5 Gb/s in an SOA employing an assist light around gain transparency wavelength. *Optics Communications*, 261(2):240–244, 2006.

[107] Yann FRIGNAC : *Contribution à l'ingénierie des systèmes de transmission terrestre sur fibre optique utilisant le multiplexage en longueur d'onde de cancaux modulés au débit de 40 Gbit/s.* Thèse de doctorat, École Nationale Supérieure des Télécommunications, 2003.

[108] P. S. CHO et J. B. KURGIN : Suppression of Cross-Gain Modulation in SOA Using RZ-DPSK Modulation Format. *IEEE Photonics Technology Letters*, 15(1):162–164, 2003.

[109] Y. DONG, J. MO, Z. LI, Z. LI, Y. WANG et C. LU : WDM Transmission of 16×10.709 Gb/s Over 640-km SSMF Using Cascaded Semiconductor Optical Amplifiers and DPSK Modulation Format. *IEEE Photonics Technology Letters*, 16(10):2359–2361, 2004.

[110] Joseph Désiré TOPOMONDZO : *Étude des effets de biréfringeance induite dans les amplificateurs optiques à semi-conducteurs, Applications dans les systèmes de communications optiques.* Thèse de doctorat, École Nationale Supérieure des Télécommunications, 2004.

[111] H. J. S. DORREN, D. LENSTRA, Y. LIU, M. T. HILL et G.-D. KHOE : Nonlinear Polarization Rotation in Semiconductor Optical Amplifiers : Theory and Application to All-Optical Flip-Flop Memories. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 39(1):141–148, 2003.

[112] L. Q. GUO et M. J. CONNELLY : Demonstration of Birefringence in a Bulk Semiconductor Optical Amplifier and its Application to All-Optical Wavelength Conversion. *Technical Digest : Symposium on Optical Fiber Measurements, 2004.*, pages 167–170, 2004.

[113] L. Q. GUO et M. J. CONNELLY : Signal-Induced Birefringence and Dichroism in a Tensile-Strained Bulk Semiconductor Optical Amplifier and Its Application to Wavelength Conversion. *IEEE Journal of Lightwave Technology*, 23(12):4037–4045, 2005.

[114] J. M. TANG et K. A. SHORE : Strong picosecond optical pulse propagation in semiconductoroptical amplifiers at transparency. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 34(7):1263–1269, 1998.

[115] J. Piprek, H. Wenzel, H.J. Wuensche, D. Braun et F. Hennenberger : Modeling light vs. current characteristics of long-wavelength VCSELs with various DBR materials. *Physics and simulation of optoelectronic devices III, Proceedings of the Meeting, San Jose (USA), 6-9 February 1995*, pages 605–616, 1995.

[116] J. Mørk, A. Mecozzi et G. Eisenstein : The Modulation Response of a Semiconductor Laser Amplifier. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 5(3):851–860, 1999.

[117] J. Piprek, H. Wenzel et G. Sztefka : Modeling Thermal Effects on the Light vs. Current Characteristic of Gain-Guided Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers. *IEEE Photonics Technology Letters*, 6(2):139–142, 1994.

[118] G. K. Wachutka : Rigorous Thermodynamic Treatment of Heat Generation and Conduction in Semiconductor Device Modeling. *IEEE Transactions on Computer-Aided Design of Integrated Circuits and Systems*, 9(11):1141–1149, 1990.

[119] S. Kumar et A. E. Willner : Simultaneous four-wave mixing and cross-gain modulation for implementing an all-optical XNOR logic gate using a single SOA. *Optics Express*, 14(12):5092–5097, 2006.

[120] F. Dorgeuille, L. Noirie, J. P. Faure, A. Ambrosy, S. Rabaron, F. Boubal, M. Schilling et C. Artigue : 1.28 Tbit/s throughput 8×8 optical switch based on arrays of gain-clamped semiconductor optical amplifier gates. *Optical Fiber Communication Conference, 2000*, 4, 2000.

[121] N. Sahri, D. Prieto, S. Silvestre, D. Keller, F. Pommereau, M. Renaud, O. Rofidal, A. Dupas, F. Dorgeuille et D. Chiaroni : A highly integrated 32-SOA gates optoelectronic module suitable for IP multi-terabit optical packet routers. *Optical Fiber Communication Conference and Exhibit, 2001. OFC 2001*, 4, 2001.

Publications

Revues internationales avec comité de lecture

[RI-1] A. Sharaiha, J. Topomondzo, P. Morel : *All-optical logic AND-NOR gate with three inputs based on cross-gain modulation in a semiconductor optical amplifier*, Optics Communications, Vol. 265, n° 1, septembre 2006, pp. 322-325.

[RI-2] A. Fernandez, P. Morel, J. Chi : *Temporal and spectral properties of contra-propagating picosecond optical pulses in SOA*, Optics Communications, Vol. 259, n° 2, mars 2006, pp. 465-469.

[RI-3] P. Morel, A. Sharaiha, R. Brenot, B. Thédrez : *Wideband Gain and Noise Figure Modelling in SOA, Optical and Quantum Electronics*, Special Issue on Optical Waveguide Theory and Numerical Modelling, Vol. 38, n° 1-3, janvier 2006, pp. 231-236.

[RI-4] P. Morel, J. Chi : *Amplification et remise en forme des impulsions ultrarapides dans un amplificateur optique à semi-conducteurs par l'effet de collision*, Journal de Physique IV, proceedings of COLOQ8, Vol. 119, n° 7, novembre 2004, pp.241-242.

Conférences internationales avec comité de lecture et actes

[CI-1] A. Sharaiha, P. Morel, M. Amaya, M. Guegan, T. Rampone, B. Pucel, A. Hamié, J. Le Bihan : *Semiconductor optical amplifier equivalent electrical circuit modelling for mixed network applications*, Simulation Tools for Research and Education in Optical Networks (STREON 2005), Brest, octobre 2005.

[CI-2] P. Morel, A. Sharaiha, R. Brenot, B. Thédrez : *Wideband gain and noise figure modelling in SOAs*, 13th International Workshop on Optical Waveguide Theory and Numerical Modelling (OWTNM'05), Grenoble, avril 2005.

[CI-3] M. Amaya, P. Morel, A. Sharaiha : *Noise figure evaluation in semiconductor optical amplifiers employing an assist light at transparency*, IEE/SIOE'05, Cardiff, UK, mars 2005.

[CI-4] A. Fernandez, P. Morel, J. Chi : *Temporal and spectral reshaping of picosecond optical pulses induced by face-to-face collision inside semiconductor optical amplifiers*, IEE/SIOE'05, Cardiff, UK, mars 2005.

Conférences nationales avec comité de lecture et actes

[CN-1] P. Morel, A. Sharaiha : *Analyse de la distorsion d'une modulation de phase à deux états (BPSK) à travers un amplificateur optique à semi-conducteurs (SOA)*, Journées Nationales d'Optique Guidée (JNOG 2006), Metz, novembre 2006.

[CN-2] P. Morel, A. Sharaiha, R. Brenot, B. Thédrez : *Modélisation polynomiale large bande du coefficient de gain des SOA*, Journées Nationales d'Optique Guidée (JNOG 2005), Chambéry, novembre 2005.

[CN-3] P. Morel, J. Chi : *Amplification et remise en forme des impulsions optiques ultra-rapides*, Huitième Colloque sur les Lasers et l'Optique Quantique (COLOQ'8), Toulouse, septembre 2003.

Rapports de contrat

[RC-1] P. Morel : *Modélisation et simulation des SOA sous ADS, rapport de janvier 2005* (30 pages), contrat Alcatel OPTO+ juillet-décembre 2004.

[RC-2] P. Morel : *Modélisation et simulation des SOA sous ADS, rapport de juillet 2004* (24 pages), contrat Alcatel OPTO+ janvier-juin 2004.

Séminaire

[S-1] P. Morel : *Modélisation large bande des amplificateurs optiques à semi-conducteurs (SOA) et fonctions logiques complexes tout optiques*, Journée de Présentation des Doctorants, Brest Métropole Océane, avril 2005.

Liste des équations

2.1 Définition du facteur de confinement 35
2.2 Définition de la puissance de saturation 35
2.3 Présentation matricielle de notre problème 37
2.4 Décomposition en une somme d'ondes planes monochromatiques 40
2.5 Définition de la transformée de Fourier utilisée 40
2.6 Équation différentielle de la propagation 40
2.7 Solution de l'équation différentielle de la propagation 40
2.8 Enveloppe spectrale 40
2.9 Enveloppe temporelle 40
2.10 Solution de l'équation différentielle de la propagation pour l'enveloppe . 41
2.11 Condition sur la constante de propagation k 41
2.12 Solution de l'équation de propagation pour k constant 42
2.13 Décomposition de la constante de propagation k 42
2.14 Propagation temporelle de l'enveloppe pour k constante 42
2.15 Déphasage 43
2.16 Indice de réfraction suivant la densité de porteurs et la longueur d'onde 43
2.17 Gain vu par une onde optique traversant un SOA 45
2.18 Définition du gain net 45
2.19 Gain matériau défini à l'aide des quasi-niveaux de Fermi. 47
2.20 Fonction d'élargissement homogène (Lorentzienne). 47
2.21 Densité d'états joints. 48
2.22 Probabilité d'occupation dans la bande de conduction 48
2.23 Probabilité d'occupation dans la bande de valence 48
2.24 Décomposition du gain matériau en deux termes distincts 48
2.25 Définition polynomiale du gain matériau 49
2.26 Généralisation de l'expression du gain matériau 51
2.27 Modification de l'expression du gain matériau 53
2.28 Linéarisation du facteur de confinement 54
2.29 Facteur de confinement en fonction des dimensions 55
2.30 Définition des pertes internes 55
2.31 Dépendance des pertes dans la zone active suivant N et λ 55
2.32 Calcul de l'ASE sortant à droite d'une section de calcul 57
2.33 Calcul de l'ASE sortant à gauche d'une section de calcul 57

2.34 Équation de propagation de l'ASE 57
2.35 Taux d'émission spontanée en fonction du coefficient de gain 58
2.36 Coefficient de gain défini par les quasi-niveaux de Fermi. 58
2.37 Définition polynomiale du coefficient de gain 59
2.38 Linéarisation de l'intégrale du coefficient de gain 62
2.39 Définition approchée du NF 66
2.40 Définition simplifiée du NF 66
2.41 Facteur de bruit d'une cascade d'amplificateurs 67
2.42 Puissance de l'ASE en sortie d'une section de calcul de longueur L . . . 67
2.43 Expression de N en fonction de la tension aux bornes de la zone active . 72
2.44 Définition de la résistance linéique 73
2.45 Expression de N en fonction de la tension aux bornes du SOA 73
2.46 Conversion courant de recombinaisons → taux de recombinaisons 73
2.47 Équation différentielle décrivant l'évolution temporelle de N 74
2.48 Simplification de l'équation d'évolution de la densité de porteurs 74
2.49 Définition de la durée de vie des porteurs 74
2.50 Taux de recombinaisons dues à tous les signaux 74
2.51 Définition du taux de recombinaisons dues à un signal 75
2.52 Calcul de taux de recombinaisons dues à un signal 75
2.53 Taux de recombinaisons dues à tous les pseudo-modes d'ASE 75
2.54 Généralisation de la définition du taux de recombinaisons dues à l'ASE . 76
2.55 Définition du taux de recombinaisons dues à un signal 76
2.56 Calcul du taux de recombinaisons liées à l'ASE en fonction de r_{sp} 76
2.57 Calcul du taux de recombinaisons liées à l'ASE en fonction de $g_m^{'}$ 76
2.58 Définition du taux de recombinaisons non stimulées 77
2.59 Définition de la réflectivité en puissance 78
2.60 Définition de la conversion puissance - intensité 80
2.61 Définition de la conversion intensité - champ 81
2.62 Définition de la conversion puissance - champ 81
2.63 Définition des relations à l'interface 81
2.64 Définition générale des coefficients de réflectivité $r^{\pm}$ et de transmission $t^{\pm}$ 82
2.65 Coefficients de réflexion et de transmission aux facettes du SOA 82
2.66 Équations décrivant l'interface de gauche du SOA 84
2.67 Équations décrivant l'interface de droite du SOA 84
2.68 Équation des pertes de couplage 86
2.69 Les pertes à gauche du SOA se valent 86
2.70 Les pertes à droite du SOA se valent 86
2.71 Équation de propagation en champ de l'ASE 88
2.72 Amplitude théorique du ripple 91
2.73 Intervalle spectral libre du ripple 91
2.74 Facteur de bruit en présence d'ondulation 92
2.75 Différence de phase en fonction de la différence de densité de porteurs . 94
2.76 Différence de phase en fonction de la "différence de point de fonctionnement" 94
2.77 Calcul de $\frac{\mathrm{d}\,n}{\mathrm{d}\,N}$ en fonction de la "différence de point de fonctionnement" . 94

3.1 Fonction d'erreur 108
3.2 Gain du SOA en boîtier, en dB 116
3.3 Gain du composant, en dB 116
3.4 Définition en quantités mesurables du NF 116
3.5 Définition en quantités mesurables (en dBm) du NF 118
3.6 Variation de la densité de porteurs prenant en compte le FWM 143
3.7 Développement petit signal de la densité de porteurs 143
3.8 Calcul de ΔN 144
3.9 Calcul de ΔN^* 144
3.10 Définition de la durée de vie différentielle des porteurs 144
3.11 Développement petit signal de la tension 144
3.12 Modulation du signal fonction de celle de la densité de porteurs 145
3.13 Système d'équations du mélange à quatre ondes 146
3.14 Développement en série de Fourier de la densité de porteurs 146
3.15 Système d'équations du mélange à $2(n+1)$ ondes (ici limité à 8) 148
3.16 Largeur spectrale d'un mode laser 152
3.17 Définition d'un filtre coupe-bande du deuxième ordre 153

4.1 k dépend de ω 163
4.2 Généralisation de k en fonction de ω 164
4.3 Développement de l'équation de propagation suivant le DL de k 164
4.4 Calcul préliminaire pour la transformée de Fourier inverse (1/2) 164
4.5 Calcul préliminaire pour la transformée de Fourier inverse (2/2) 164
4.6 Transformée de Fourier inverse généralisée quel que soit k 164
4.7 Solution de l'équation différentielle généralisée quel que soit k 165
4.8 Définition d'une impulsion gaussienne 165
4.9 Limitation du DL de k en fonction de ω à l'ordre 2 166
4.10 Signification du terme d'ordre 0 de k 166
4.11 Signification du terme d'ordre 1 de k 166
4.12 Signification du terme d'ordre 2 de k 166
4.13 Solution de l'équation différentielle limitée à l'ordre 2 168
4.14 Solution de l'équation différentielle limitée à l'ordre 2 avec retard 168
4.15 Différentes formulations du retard (réel ou complexe) 169
4.16 Retard réel exprimé en une somme de dérivées 169
4.17 Retard imaginaire exprimé en une somme de dérivées 169
4.18 Condition pour l'existence d'une fonction d'un retard complexe 170
4.19 Compression du gain matériau due aux signaux 184
4.20 Calcul de la densité de photons 184
4.21 Compression du coefficient de gain due aux signaux 184
4.22 Simplification de l'expression de la compression du gain matériau 185
4.23 Simplification supplémentaire de l'expression de la compression du gain matériau 185
4.24 Définition de la lorentzienne 185
4.25 Définition de la gaussienne 185

4.26 Définition de la sécante hyperbolique 185
4.27 Règles de normalisation du noyau de convolution 185
4.28 Compression de l'indice due aux signaux 186
4.29 Définition du facteur de couplage phase-amplitude 193

C.1 Équation d'évolution de la densité de porteurs 213
C.2 Solution de l'équation d'évolution en régime statique 213
C.3 Développement petit signal de la densité de porteurs 213
C.4 Équation d'évolution de la densité de porteurs en petit signal 213
C.5 Taux de recombinaisons dû à plusieurs signaux simultanés 214
C.6 Intégration du taux de recombinaisons dû à plusieurs signaux simultanés 214
C.7 Équation d'évolution faisant apparître les termes de mélange 215
C.8 Calcul de ΔN 215
C.9 Calcul de ΔN^* 215

Liste des figures

1.1 Classification des matériaux suivant leurs dimensions 9
1.2 Présentation des zones actives des SOA utilisant les matériaux *3D* à *0D* 10
1.3 Exemple d'architecture de guidage par l'indice 11
1.4 Exemple d'architecture de guidage par le gain 12
1.5 Planche 1/2 14
1.6 Planche 2/2 15
1.7 SOA à gain bloqué 16
1.8 SOA à gain bloqué verticalement 17
1.9 SOA "réflectif" 17
1.10 SOA multi-électrodes 18
1.11 SOA à bande élargie 19
1.12 Présentation du pic de gain et de la bande passante 24
1.13 Gain en fonction de la longueur d'onde suivant le courant d'alimentation et la puissance optique injectée 25
1.14 Puissance de saturation à l'entrée et à la sortie d'un SOA 25
1.15 Présentation de la densité spectrale d'ASE 26
1.16 Spectre du NF et NF suivant la puissance incidente 27
1.17 Définition des paramètres temporels des SOA 28

2.1 Exemple de profil d'intensité associé à un profil d'indice 34
2.2 Convention d'orientation 36
2.3 Décomposition en une porteuse et son enveloppe 38
2.4 Comparaison des spectres du signal et du gain en quasi-statique 41
2.5 Propagation d'une onde 42
2.6 Évolution des niveaux d'énergie (inter- ou intra-bande) en fonction des processus d'interaction photons-matière 44
2.7 Diagramme de bandes d'énergie 47
2.8 Fonction définissant le gain matériau 50
2.9 Comparaison entre les définitions du gain matériau 51
2.10 Modification de l'expression du gain matériau, x ou y constant 52
2.11 Modification de l'expression du gain matériau, x et y varient 52
2.12 Modification supplémentaire de l'expression du gain matériau 53
2.13 Gain matériau dans un puits quantique 54

2.14 Présentation de l'émission spontanée 57
2.15 Fonction représentant l'émission spontanée 59
2.16 Comparaison entre les définitions du coefficient de gain 60
2.17 Émission spontanée dans un puits quantique 61
2.18 Modification de l'expression du coefficient de gain 62
2.19 Représentation des pseudo-modes d'émission spontanée 63
2.20 Comparaison entre l'intégrale de $g_m^{'}$ et son approximation suivant $\Delta\lambda_{ase}$ 64
2.21 Comparaison entre approches physique et polynomiale du NF 68
2.22 Comparaison entre les expressions totale et approchée du NF 68
2.23 Comparaison très large-bande entre le NF total et celui d'un SOA idéal . 69
2.24 Représentation schématique des différentes dimensions du SOA 71
2.25 Schéma de modélisation électrique des SOA 72
2.26 Présentation des techniques de réduction des réflectivités 79
2.27 Présentation des réflectivités en puissance 79
2.28 Interface entre deux milieux d'indices optiques différents 81
2.29 Modélisation d'une facette 83
2.30 Modélisation des facettes du SOA et notation associée 84
2.31 Pertes de couplage 85
2.32 Notation pour les pertes de couplage 85
2.33 Prise en compte simple des tapers 87
2.34 Modélisation des tapers 87
2.35 Mise en place de l'ASE en champ 90
2.36 Comparaison des ondulations théorique et simulée du gain 91
2.37 Observation de l'ondulation du gain 93
2.38 Observation de l'ondulation de l'ASE 93
2.39 Observation de l'ondulation du NF 93
2.40 Différences de gain, d'ASE et de NF en fonction de la longueur d'onde . 93
2.41 Gain en fonction du courant d'alimentation en présence de réflectivités . 95
2.42 ASE en fonction du courant d'alimentation en présence de réflectivités . 95
2.43 NF en fonction du courant d'alimentation en présence de réflectivités . . 95

3.1 Hiérarchisation du modèle sous ADS 100
3.2 Présentation d'une vue du niveau 4 sous ADS 103
3.3 Présentation d'une vue du niveau 3 sous ADS 103
3.4 Présentation d'un exemple de vue du niveau 2 sous ADS 104
3.5 Présentation d'un exemple de vue du niveau 1 sous ADS 104
3.6 Trois manières de converger vers des mesures 106
3.7 Présentation des outils d'optimisation sous ADS 108
3.8 Algorithme d'optimisation implémenté en langage C 110
3.9 Schéma simplifié minimal d'une chaîne de mesures 113
3.10 Exemple d'un signal entrant dans un SOA 115
3.11 Exemple d'un signal sortant d'un SOA 115
3.12 Gain en fonction de la longueur d'onde 117
3.13 Gain en fonction de la puissance optique incidente 117

3.14 Gain en fonction du courant d'alimentation 117
3.15 NF en fonction de la longueur d'onde 119
3.16 NF en fonction de la puissance optique incidente 119
3.17 NF en fonction du courant d'alimentation 119
3.18 Vérification en fonction des dimensions opto-géométriques 120
3.19 Gain en fonction de la longueur d'onde 122
3.20 Gain en fonction de la puissance optique incidente 122
3.21 Gain en fonction du courant 122
3.22 NF en fonction de la longueur d'onde 123
3.23 NF en fonction de la puissance optique incidente 123
3.24 NF en fonction du courant 123
3.25 Résultat d'optimisation suivant la longueur d'onde pour le SOA 3 127
3.26 Résultat d'optimisation suivant la puissance incidente pour le SOA 3 . . 128
3.27 Résultat d'optimisation suivant le courant d'alimentation pour le SOA 3 129
3.28 Explication schématique du principe de l'injection à la transparence du gain matériau 131
3.29 Schéma simplifié du montage pour l'étude de l'influence d'une pompe à la transparence 132
3.30 Gain en présence ou non d'une pompe à la transparence du gain 132
3.31 NF en présence ou non d'une pompe à la transparence du gain 133
3.32 Schéma simplifié du montage pour l'étude de la cascade de deux SOA . 133
3.33 Gain et NF de la cascade de deux SOA à spectres décalés 134
3.34 Comparaison simulation/mesure pour une cascade de deux SOA {100, 90} mA 135
3.35 Comparaison simulation/mesure pour une cascade de deux SOA {200, 150} mA 135
3.36 Représentation des configurations entre deux couches de matériaux différents 138
3.37 Structure des bandes en présence de contraintes 138
3.38 Mesure des spectres de gain et d'ASE suivant la polarisation 139
3.39 Simulation des spectres de gain et d'ASE suivant la polarisation 140
3.40 Présentation sommaire du mélange à quatre ondes 142
3.41 Tension aux bornes du SOA suivant l'écart en fréquence entre les signaux d'entrée 145
3.42 Schéma de montage pour le mélange à quatre ondes 149
3.43 Puissance des termes de mélange suivant l'écart en fréquence entre les signaux d'entrée 150
3.44 Puissance des termes de mélange suivant la puissance d'un des signaux d'entrée 150
3.45 Principe du blocage du gain 151
3.46 Comparaison SOA/GC-SOA en termes de gain et de NF suivant la puissance incidente 152
3.47 Évolution de la bande passante en fonction du nombre de filtres 153
3.48 Spectre du filtre retenu 154

3.49 NF du système {SOA+filtre} en fonction du courant d'alimentation du SOA . . . 155
3.50 Gain du système {SOA+filtre} suivant la bande passante du filtre 155
3.51 Bande passante du système {SOA+filtre} en fonction de la bande passante du filtre . . . 156
3.52 Ondulation et pic de gain du système {SOA+filtre} en fonction de la bande passante du filtre . . . 156
3.53 Bande passante du système {SOA+filtre} en fonction de la puissance optique incidente . . . 157
3.54 Gain du système {SOA+filtre} en fonction du courant d'alimentation du SOA . . . 157
3.55 Bande passante du système {SOA+filtre} en fonction du courant d'alimentation du SOA . . . 158

4.1 Comparaison des spectres du signal et du gain en dynamique . . . 163
4.2 Comparaison du DL de l'ordre 1 de k suivant la longueur de la section . 168
4.3 Retard imaginaire *vs* retard réel . . . 170
4.4 Amplification et propagation complexe sous ADS . . . 172
4.5 Mise en place de l'amplification et de la propagation complexe sous ADS 172
4.6 Réponse à une impulsion de 20 ps en fonction du nombre de sections . . 174
4.7 Spectre de la réponse à une impulsion de 20 ps en fonction du nombre de sections . . . 174
4.8 Réponse à une impulsion de 5 ps en fonction du nombre de sections . . . 175
4.9 Spectre de la réponse à une impulsion de 5 ps en fonction du nombre de sections . . . 175
4.10 Réponse à une impulsion de 1 ps en fonction du DL de k . . . 177
4.11 Spectre de la réponse à une impulsion de 1 ps en fonction du DL de k . . 177
4.12 Réponse à une impulsion de 1 ps en fonction du DL de k avec compression 178
4.13 Spectre de la réponse à une impulsion de 1 ps en fonction du DL de k avec compression . . . 178
4.14 Signaux en sortie du SOA en présence de fortes réflectivités . . . 179
4.15 Analyse en petit signal . . . 180
4.16 Schéma de montage pour la mesure du temps de récupération du gain . 180
4.17 Récupération du gain après passage d'une impulsion . . . 181
4.18 Dynamique des phénomènes dans SOA . . . 183
4.19 Comparaison des trois noyaux de convolution couramment utilisés . . . 186
4.20 Puissance de saturation en entrée en présence ou non de compression du gain . . . 187
4.21 Montage utilisé pour la mesure du temps de récupération du gain . . . 188
4.22 Mesure et simulation avec compression du temps de récupération du gain 188
4.23 Signal modulé en sortie du SOA en présence ou non de compression du gain . . . 189
4.24 Schéma de montage pour le diagramme de l'oeil . . . 189
4.25 Mesure du diagramme de l'œil . . . 190

4.26 Comparaison des simulations du diagramme de l'œil sans et avec compression 191
4.27 Simulations du diagramme de l'œil sans et avec compression (à 10 Gb/s) 191
4.28 Schéma de principe de la modulation et de son analyse 193
4.29 Gain et déphasage au cours de la traversée d'un SOA 194
4.30 Couplage phase-amplitude dans un SOA (1) 195
4.31 Modulation d'amplitude 195
4.32 Modulation de phase 196
4.38 Amplification linéaire de la modulation 16QAM 199
4.39 Amplification non linéaire de la modulation 16QAM 199

Liste des tableaux

2.1 Comparaison entre l'intégrale de $g_m^{'}$ et son approximation 64

3.1 Erreurs moyenne et maximale pour les SOA 1 et 2 en fonction de la longueur d'onde 124
3.2 Erreurs moyenne et maximale pour les SOA 1 et 2 en fonction de la puissance optique 124
3.3 Erreurs moyenne et maximale pour les SOA 1 et 2 en fonction du courant d'alimentation 124
3.4 Bilan de la moyenne, de l'écart-type et du maximum des erreurs d'optimisation pour le SOA 1 130
3.5 Bilan de la moyenne, de l'écart-type et du maximum des erreurs d'optimisation pour le SOA 3 130

4.1 Influence de la largeur temporelle et de la longueur d'onde des impulsions sur l'ordre 1 du DL de k 167
4.2 Influence de la largeur temporelle et de la longueur d'onde des impulsions sur l'ordre 2 du DL de k 167
4.3 Influence de la largeur temporelle et de la longueur d'onde des impulsions sur l'ordre 3 du DL de k 167

5.1 Bilan des caractéristiques de notre modélisation 204

B.1 Valeurs des paramètres du modèle (SOA 3) 211

Résumé

Mots-clefs : *Amplificateur optique à semi-conducteurs (SOA), Circuit électrique équivalent, Équation de propagation, Retard complexe, Modélisation statique et dynamique, Gain, Émission spontanée amplifiée (ASE), Facteur de bruit (NF), Impulsions picosecondes, Compression du gain, Format de modulation.*

Les amplificateurs optiques à semi-conducteurs (SOA) sont des composants multifonctionnels utilisables dans des applications de plus en plus variées, notamment dans les réseaux multiplexés en longueur d'onde. Ce travail est consacré à la modélisation large-bande du comportement statique et dynamique des SOA. Le terme large-bande couvre une large plage de variation de la longueur d'onde des signaux optiques incidents, de leur puissance, ainsi qu'une large plage de variation du courant d'alimentation électrique des SOA. Cette modélisation large-bande a été validée pour plusieurs SOA, à la fois pour le gain, l'émission spontanée amplifiée (ASE) et le facteur de bruit (NF). Notre modélisation s'est de plus avérée cascadable puisqu'elle a permis de simuler le comportement de deux SOA en série.

Notre modélisation a ensuite été étendue à la prise en compte de l'ondulation du gain et de l'ASE, à la prise en compte de l'état de polarisation des signaux et de l'ASE, du mélange à quatre ondes (FWM), des SOA à gain bloqué (GC-SOA) et à celle des SOA à gain élargi par l'insertion d'un filtre coupe-bande.

Nous nous sommes aussi attachés à la modélisation dynamique du comportement des SOA en prenant en compte la compression du gain. Nous avons pour cela développé une écriture sous forme de retard complexe de l'équation de propagation facilement intégrable. Notre modèle permet ainsi de simuler le comportement des SOA jusqu'au régime picoseconde. Enfin, nous avons mis en place la prise en compte des formats de modulation complexes afin de pouvoir insérer notre modèle dans un environnement système.

Abstract

Keywords : *Semiconductor Optical Amplifier (SOA), Equivalent circuit, Propagation equation, Complex time delay, Static and dynamic model, Gain, Amplified Spontaneous Emission (ASE), Noise Figure (NF), Picosecond pulses, Gain compression, Modulation format.*

Semiconductor Optical Amplifiers (SOAs) are multifunctional devices that can be used in a lot of various applications, especially in wavelength division multiplexed networks. The purpose of this work is to model the static and dynamic behaviour of SOAs over a wide range of wavelengths, optical powers and bias currents. The SOA modelling has been validated for several SOAs by comparing the simulated gain, amplified spontaneous emission (ASE) and noise factor (NF) to measured ones. Moreover, our SOA modelling demonstrates that it can be applied also in cascaded configuration where a good agreement between measurements and simulations has been obtained for two different SOAs in serial set-up.

Our model has then been extended afterwards to take into account gain and ASE ripple, polarisation state of signals and ASE, four-wave mixing (FWM), Gain-clamped SOA (GCSOA), and SOA with enlarged optical bandwidth by a notch-band filter insertion in its active area.

We have also considered the dynamic behaviour of SOA by introducing gain compression and by developing the propagation equation using a complex time delay so that picosecond regime can be taken into account. Eventually, we have taken into account complex modulation formats in order to include our model in a system environment.