

50376
1993
318

50376
1993
318

THESE

présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE LILLE

pour obtenir le titre de

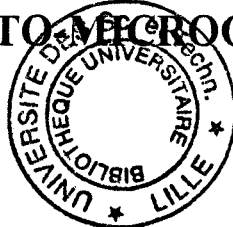
DOCTEUR DE L'UNIVERSITE

Spécialité: Electronique

par

ELKADI Hatem

MODELISATION DE LASERS SEMICONDUCTEURS
ET APPLICATIONS A LA CAO DE SYSTEMES
OPTO-MICROONDES



Soutenue le 17 Novembre 1993 devant la commission d'examen:

Membres du Jury: MM	G.SALMER	Président USTL
	D.DECOSTER	Directeur de Thèse USTL
	A.JOULLIE	Rapporteur Univ. Montpellier II
	J.M. LOURTIOZ	Rapporteur IEF, Univ. Paris-Sud
	R.BAETS	Examineur Univ. de Gand
	R.BLONDEAU	Examineur LCR-THOMSON, Orsay
	O.L. EL-SAYED	Examineur Univ. du Caire
	V.FOUAD-HANNA	Examineur CNET Issy les Moulineaux



à ma mère

à ma femme

à mon fils

à mon frère



Ce travail a été effectué au Département Hyperfréquences et Semiconducteurs de l'Institut d'Electronique et de Microélectronique du Nord, de l'Université des Sciences et Technologies de Lille, département dirigé par le Professeur G. Salmer, qui me fait l'honneur de présider la commission d'examen.

Monsieur le Professeur D. Decoster m'a accueilli au sein de l'équipe Composants et Circuits Optoélectroniques qu'il dirige, en me proposant le sujet de ce travail dont il a assuré la direction. Pour m'avoir fait bénéficier de ses compétences scientifiques, de ses qualités humaines et de sa constante disponibilité, je tiens particulièrement à lui exprimer ici ma profonde et amicale reconnaissance.

Je tiens à exprimer mes plus sincères remerciements à Monsieur le Professeur A. Joullié de l'Université de Montpellier II, qui me fait l'honneur de juger ce travail et d'en être rapporteur.

J'adresse mes plus vifs remerciements à Monsieur J.M. Lourtioz, Directeur de Recherches au CNRS à l'Institut d'Electronique Fondamentale, Université de Paris-Sud, pour l'honneur qu'il m'accorde en jugeant ce travail et d'en être rapporteur.

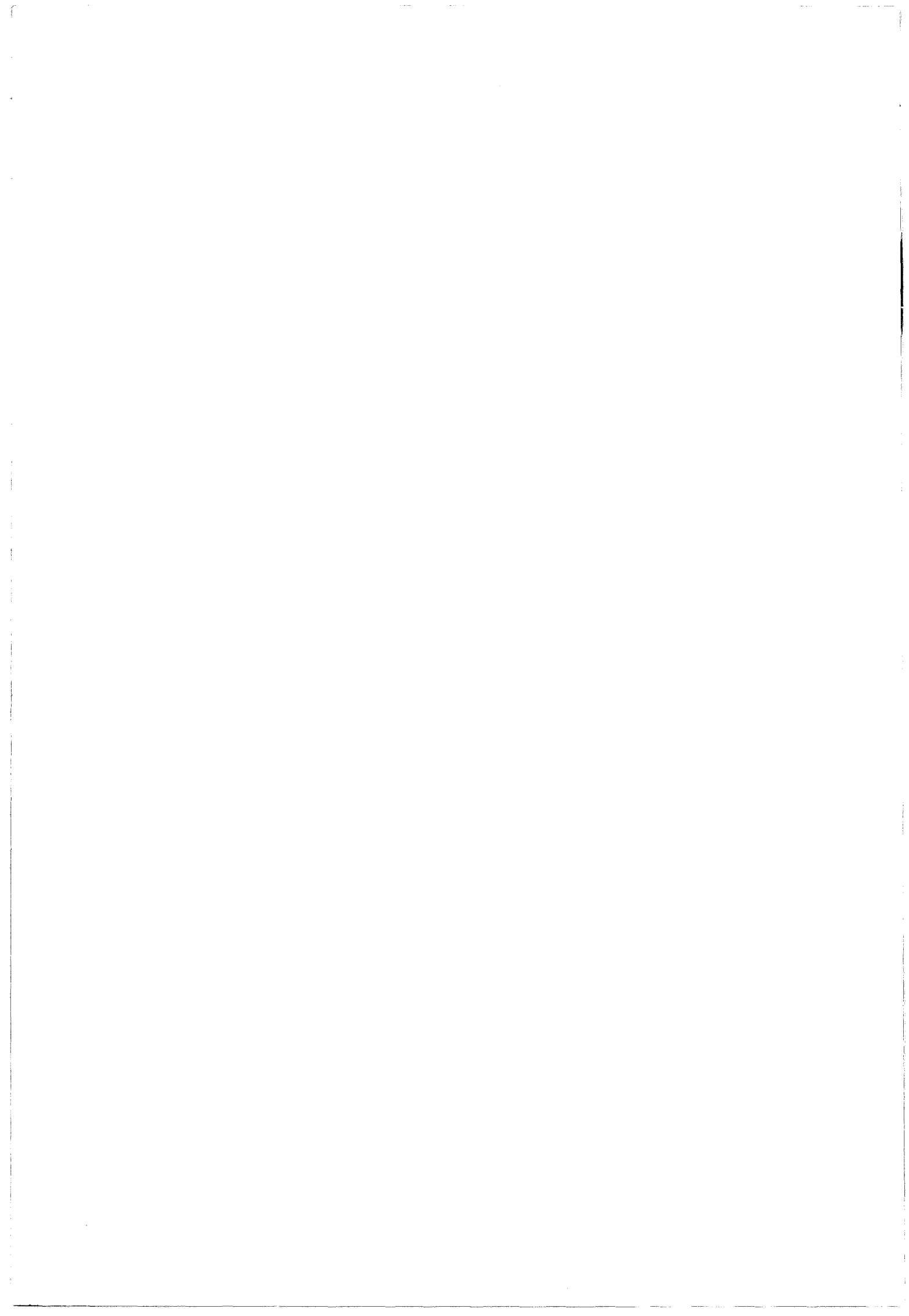
Je fais part de ma profonde gratitude au Professeur R. Baets de l'Université de Gand, qui a bien voulu me faire l'honneur de juger ce travail, en acceptant de participer au jury de thèse.

Je voudrais remercier Monsieur R. Blondeau, responsable du laboratoire "Matériaux et Technologies pour l'Optoélectronique" au Laboratoire Central de Recherche de THOMSON. Sa participation à ce jury de thèse me touche beaucoup.

Je tiens à témoigner particulièrement ma reconnaissance au Professeur O.L. El-Sayed de l'Université du Caire pour son soutien moral et pour l'honneur qu'il m'accorde de participer à ce jury de thèse.

Monsieur V. Fouad-Hanna, expert au CNET Issy les Moulineaux me fait l'honneur de juger ce travail et de participer à ce jury de thèse, j'en suis profondément reconnaissant.

Je tiens particulièrement à remercier Monsieur J.P. Vilcot, chargé de recherches au CNRS pour sa disponibilité et pour l'ensemble de ses qualités tant scientifiques qu'humaines dont il m'a fait généreusement profiter.



Je voudrais témoigner de ma reconnaissance pour Monsieur J.P. Gouy, chargé de recherches au CNRS, pour son enthousiasme pour mon travail; je l' en remercie.

Je voudrais associer à ce travail tous les membres de l'équipe Optoélectronique de l'IEMN pour l'ambiance amicale et agréable durant ces années, et en particulier S.Maricot, E.Dogheche, L.Joannes, F.Journet, O.Rabii, R.Hamelin.

Je ne saurais exprimer ce que je dois à ma bien aimée épouse, Madame Nevine Elkadi, qui m'a soutenu pendant toutes ces années et a supporté les moments difficiles que l'on a dû traverser ensemble. A elle seule, je voudrais témoigner de mon amour et de toute ma reconnaissance.

Monsieur J.P. Dehorter a assuré la reproduction de ce mémoire, je l'en remercie vivement.

Je ne saurais oublier, dans ces remerciements, l'ensemble du personnel et des chercheurs du laboratoire, et tout ceux que je n'ai pu citer, et qui, j'espère, ne m'en tiendront pas rigueur.

Sommaire

INTRODUCTION GENERALE

CHAPITRE I PRINCIPES DE BASE

Introduction	I.1
1. Rappel historique	I.1
2. Principe de fonctionnement du laser à semiconducteur	I.2
2.1. Structure de bandes et gap des semiconducteurs	I.4
3. Structures	I.8
3.1. Lasers à double hétérostructure et lasers à puits quantiques	I.9
3.2. Lasers à microcavité	I.10
4. Les lasers et les systèmes de transmissions par voie optique	I.11
4.1. Modulation directe	I.11
4.2. Modulation externe	I.12
4.2.1. Effet Electro-optique linéaire	I.13
4.2.2. L'effet des porteurs libres et le remplissage de bande (bandfilling)	I.14
4.2.3. L'électroabsorption	I.15
4.3. Comparaison des liaisons hyperfréquences par fibre optique, câble coaxial et guide d'onde	I.16
5. Le bruit	I.18
5.1. Les recombinaisons spontanées	I.18
5.2. Bruit de partition de mode et de saut de mode	I.19
5.3. Le bruit en $1/f$	I.19
Conclusion	I.20
BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE I	I.21

CHAPITRE II

DEVELOPPEMENT DU MODELE

Introduction	II.1
1. Les équations	II.1
1.1. Equation de conservation des porteurs (Equation de continuité)	II.2
1.2. Equations de conservation des photons	II.5
1.3. Potentiel aux bornes et puissance optique	II.8
1.3.1. Puissance optique	II.8
1.3.2. Potentiel aux bornes	II.9
2. Le circuit équivalent	II.10
3. Validation du Modèle	II.12
3.1. Réponse temporelle	II.12
3.2. Interprétation des Résultats	II.13
4. Extraction des paramètres	II.14
5. Le bruit	II.18
Conclusion	II.20
BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE II	II.21

Chapitre III

ETUDE DE LIAISONS OPTO-MICROONDES

Introduction	III.1
1. Adaptation d'impédance et liaison hyperfréquence par voie optique	III.1
1.1. Présentation de la liaison	III.2
1.1.1. Principe de transmission hyperfréquence par voie optique	III.2
1.1.2. Coefficient de transfert d'une liaison non adaptée	III.3
1.1.3. Adaptation résistive	III.5
1.1.4. Adaptation réactive	III.5
1.2. Présentation des éléments de la liaison:	III.6
1.2.1. La diode laser:	III.6
1.2.2. La photodiode:	III.7
1.2.3. Cellules d'adaptation	III.8
1.3. Simulation et caractérisation de la liaison optique	III.8
1.3.1. Liaison non adaptée	III.8
1.3.2. Adaptation de la liaison	III.10
1.3.3. Résultats	III.10
1.3.4. Pertes de la liaison et effets des parasites	III.12
1.3.5. Le bruit	III.13
2. Transmission de signaux numériques sur porteuse hyperfréquence par voie optique expérimentaux	III.13
2.1. Présentation de l'émetteur	III.13
2.2. Etude de l'influence des non-linéarités sur les différentes techniques de modulation	III.15
2.2.1. Transmission simultanée de signaux analogique hyperfréquence et digital bas débit	III.15
2.2.2. Transmission optique d'un signal hyperfréquence modulé par un signal digital	III.16
2.3. Résultats expérimentaux	III.21
Conclusion	III.22
BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE III	III.23

CHAPITRE IV LASER MULTIELECTRODE

Introduction	IV.1
1. Structure et principe de fonctionnement	IV.1
2. Modifications des Equations d'Evolution	IV.2
3. Comportement du Laser Multiélectrode	IV.5
3.1. Caractéristiques Statiques	IV.5
3.2. Caractéristiques Dynamiques	IV.8
4. Effets de charge dans la zone active	IV.11
4.1 Analyse statique	IV.12
4.2. Analyse petit signal	IV.13
5. Aspects technologiques	IV.14
Conclusion	IV.15
BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE IV	IV.17

CONCLUSION

ANNEXE 1: Analyse petit signal du laser monoélectrode

ANNEXE 2: Analyse petit signal du laser multiélectrode

ANNEXE 3: Effets de temps de relaxation sur le laser monoélectrode

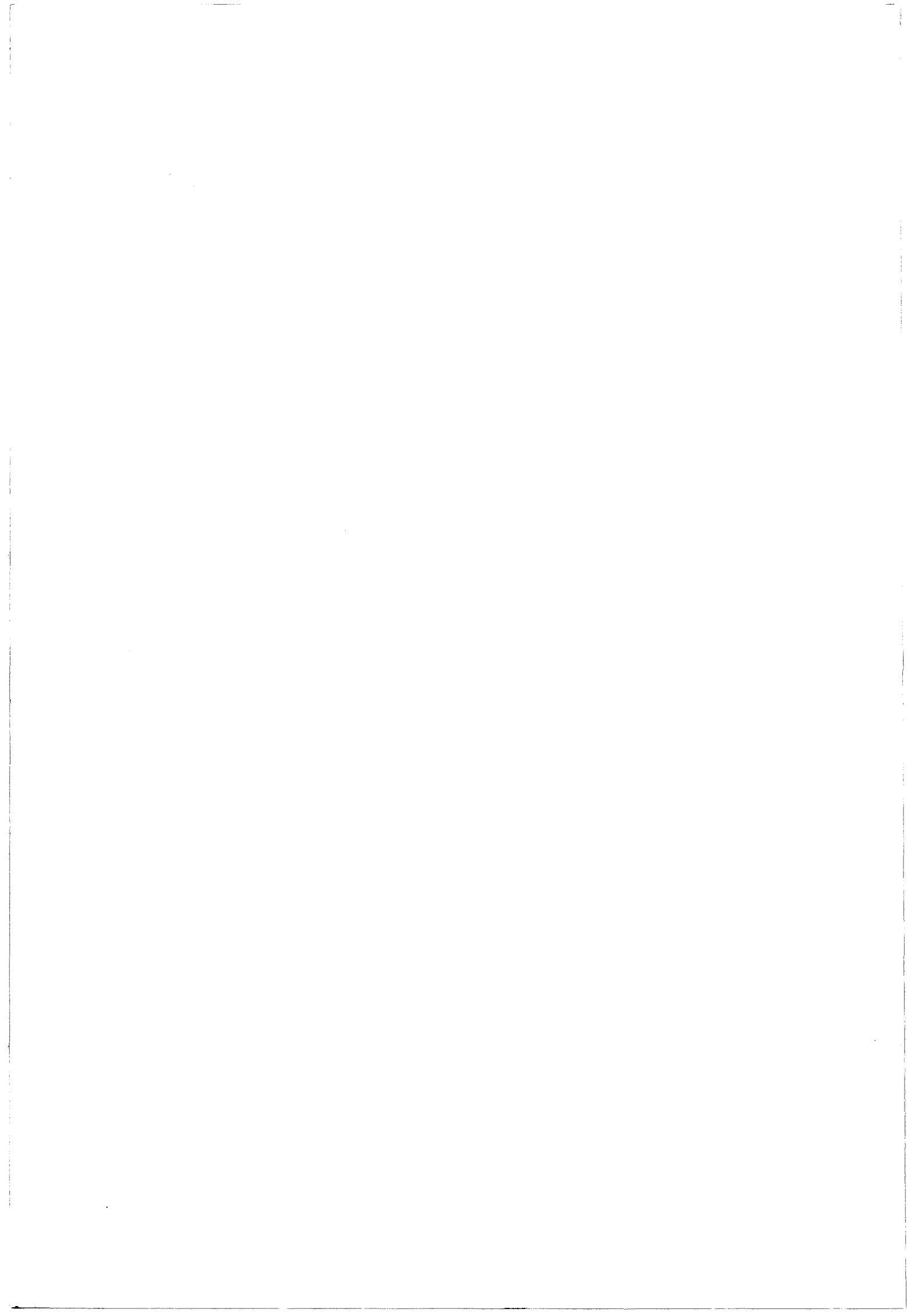
*Introduction
Générale*

Introduction Générale

Les composants optoélectroniques font l'objet déjà depuis plusieurs années, de nombreux perfectionnements notamment liés à la transmission de signaux digitaux de débits de plus en plus élevés. Des débits de l'ordre de 10Gbits/s sont déjà avancés et, pour ce faire, il a fallu concevoir des émetteurs (diodes lasers) [1] et récepteurs optiques (photodiodes) [2] ayant des fréquences de coupure de plus en plus élevées, supérieures à 20GHz. Ces composants sont alors à même de transmettre, non plus des signaux digitaux, mais des signaux microondes et il devient envisageable de les utiliser pour la réalisation de fonctions hyperfréquences. Ce nouveau domaine alliant à la fois l'optique, l'optoélectronique et les hyperfréquences est appelé sous le terme générique d'opto-microonde [3].

L'une des fonctions de base consiste en la transmission d'un signal hyperfréquence par voie optique. Comparées aux liaisons classiques par câble coaxial, les liaisons utilisant la fibre optique possèdent un certain nombre d'avantages dont, entre autres, l'insensibilité aux parasites et interférences électromagnétiques, la diminution du poids et de l'encombrement [4,5,6].

Afin de transmettre le signal hyperfréquence sur porteuse optique, deux méthodes de modulation sont possibles: externe et directe. Cette dernière est la plus simple à réaliser et elle semble s'imposer lorsque les fluctuations de la longueur d'onde (chirp) n'ont pas une importance déterminante dans le fonctionnement de la liaison. Des études visant la réalisation de tels systèmes de transmission de signaux analogiques hyperfréquences par voie optique ont donc été menées dans notre laboratoire [6,7] à l'Institut d'Electronique et de Microélectronique du Nord, Département Hyperfréquences et Semiconducteurs. Pour optimiser le fonctionnement de ces liaisons, nous avons éprouvé le besoin de posséder un modèle de laser semiconducteur susceptible de prendre en compte les aspects systèmes, tels que le circuit associé au laser et les non-linéarités sous différentes conditions de fonctionnement (petit et grand signal). Ce modèle nous servira donc d'outil de CAO pour les liaisons opto-microondes à réaliser. Il se distingue de ce point de vue d'autres modèles plus complets, comme par exemple celui de la référence [8] dont l'objectif est plus l'optimisation de la structure de la diode laser proprement dit et l'étude des phénomènes physiques impliqués.

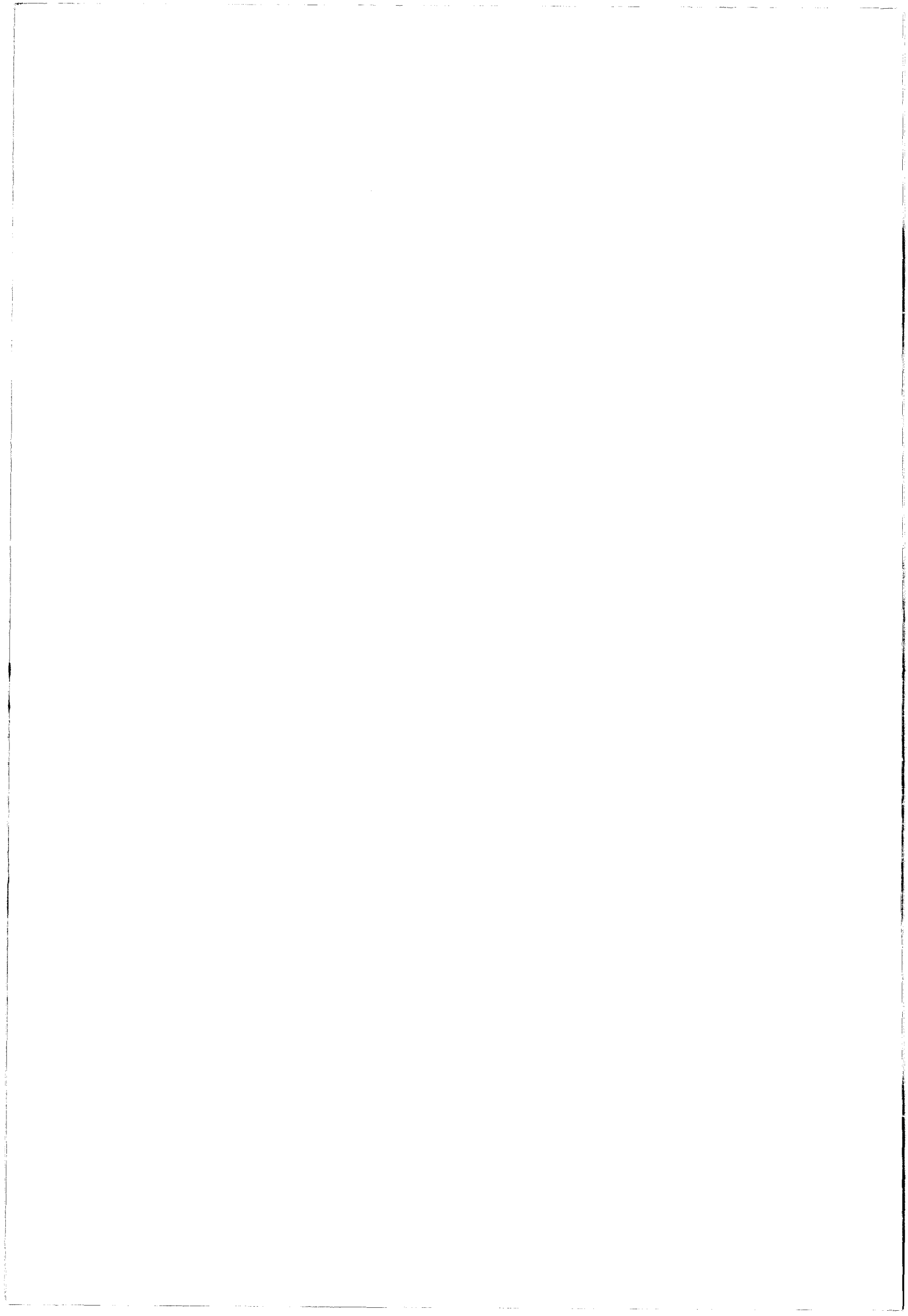


Le but de ce travail est donc de mettre au point cet outil et de le valider par comparaison avec des résultats expérimentaux. Nous appliquerons également ce modèle à la recherche de nouvelles structures adaptées à la modulation hyperfréquence. Nous présentons dans ce mémoire la démarche suivie afin de concevoir ce modèle ainsi que les principaux résultats que nous en avons tirés. Le travail présenté dans ce mémoire s'articule en trois grandes parties:

- * le développement du modèle physique du laser à partir des équations fondamentales de la physique des semiconducteurs, ainsi que la validation du modèle,
- * l'application du modèle ainsi développé aux cas de deux liaisons hyperfréquences par voie optique, étudiées au sein de notre équipe,
- * l'utilisation du modèle pour l'étude de nouvelles structures dans le cadre de notre recherche pour la réalisation d'un laser rapide.

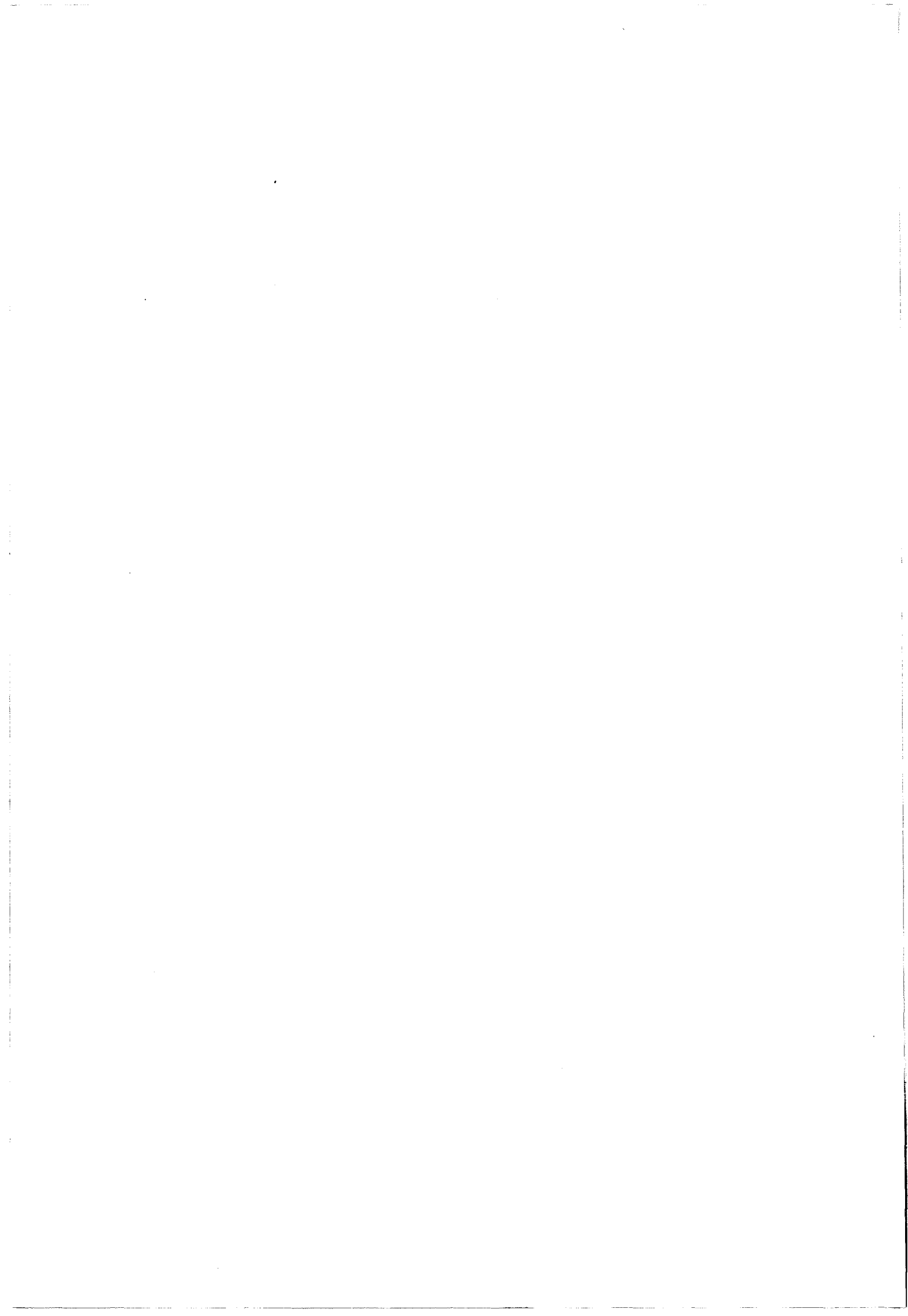
Dans le premier chapitre nous présentons un rappel du principe de fonctionnement du laser et les principaux phénomènes physiques qui y interviennent. Nous présentons quelques unes des structures de laser les plus couramment rencontrées ainsi que de leurs principaux avantages et inconvénients. Nous enchaînons ensuite avec une comparaison entre la modulation directe d'un laser à semiconducteur et la modulation externe par l'intermédiaire de modulateurs optiques. Nous rappelons alors les principaux phénomènes utilisées pour la modulation externe de la puissance optique. Nous présentons ensuite une comparaison rapide entre les différents types de systèmes de transmission hyperfréquence: guide d'onde, câble coaxiale et liaison optique. Enfin, nous présentons un rappel des principales sources de bruit dans la diode laser ainsi que la définition du bruit d'intensité relatif du laser (RIN).

L'objet du deuxième chapitre est d'élaborer un modèle de laser semiconducteur sous la forme d'un circuit équivalent et de le valider. Nous commençons par la détermination des équations qui décrivent le fonctionnement du laser dans un cadre semi-classique. Les termes représentant les différents mécanismes de recombinaison des porteurs dans la cavité du laser sont alors décrits. Une méthode pour lier la densité des porteurs dans la cavité du laser à la tension aux bornes, permettant l'implantation du modèle sur le logiciel commercial PSPICE, est alors développée. Nous présentons ensuite une méthode pour déterminer les différents paramètres physiques nécessaires au modèle. Puis, celui-ci est testé et validé. Enfin nous présentons une formulation du bruit et son adaptation à notre modèle de type circuit.



Dans le troisième chapitre nous présentons des applications systèmes du modèle. Il s'agit en premier lieu de l'étude de l'adaptation d'une liaison hyperfréquence par voie optique [9]. Nous présentons les éléments de la liaison, leurs caractéristiques et les circuits d'adaptation correspondants. Le transfert de la liaison avec et sans adaptation est étudié, tout en mettant l'accent sur l'effet des éléments parasites. Nous étudions ensuite une autre liaison hyperfréquence par voie optique réalisée à l'aide de composants optoélectroniques de commerce [10]. Après une description du laser utilisé, nous présentons un rappel des différents types de modulation et nous insistons sur l'effet des non-linéarités du laser pour chacun de ces types de modulation.

Le quatrième chapitre est consacré à l'application du modèle pour l'étude de nouvelles structures de laser pour les hyperfréquences. Nous présentons en particulier la structure d'un laser multiélectrode et les équations qui lui correspondent. Nous présentons ensuite la résolution en régimes statique et dynamique de l'ensemble des équations simplifiées (valables pour certaines conditions de polarisation), et nous en tirons un circuit équivalent petit signal. Une résolution de l'ensemble des équations en tenant compte des temps de relaxation (valables pour d'autres conditions de polarisation) est alors présenté. Nous terminons enfin ce chapitre sur des aspects technologiques pour la réalisation de ces structures lasers.



**BIBLIGRAPHIE DE
L'INTRODUCTION GENERALE**

[1] R.Olshansky, W.Powazinik, P.Hill, V.Lanzisera, and R.B.Lauer; "InGaAsP buried heterostructure laser with 22 GHz bandwidth and high modulation efficiency"; Electronics Letters; Vol.23, No.16, 30th July 1987; pp. 839-841.

[2] J.E. Bowers and C.A. Burrus; "Ultrawide band long-wavelength PIN photodetectors"; Journ. Lightwave Tech.; vol.5, No. 10, 1987; pp.1339-1350.

[3] D. Decoster, J.P. Vilcot; "Progress in optoelectronic IC's"; 19th European Solid State Research Conf.; Berlin, 1989.

[4] B. de Crémoux; "Application des composants optoélectroniques à la transmission et au traitement des signaux radars"; Colloque Internationale sur le Radar; Paris, 1989.

[5] M. Lisi; "Active phased array antennas for European satellite applications"; Microwave Engineering Europe; June/July 1991.

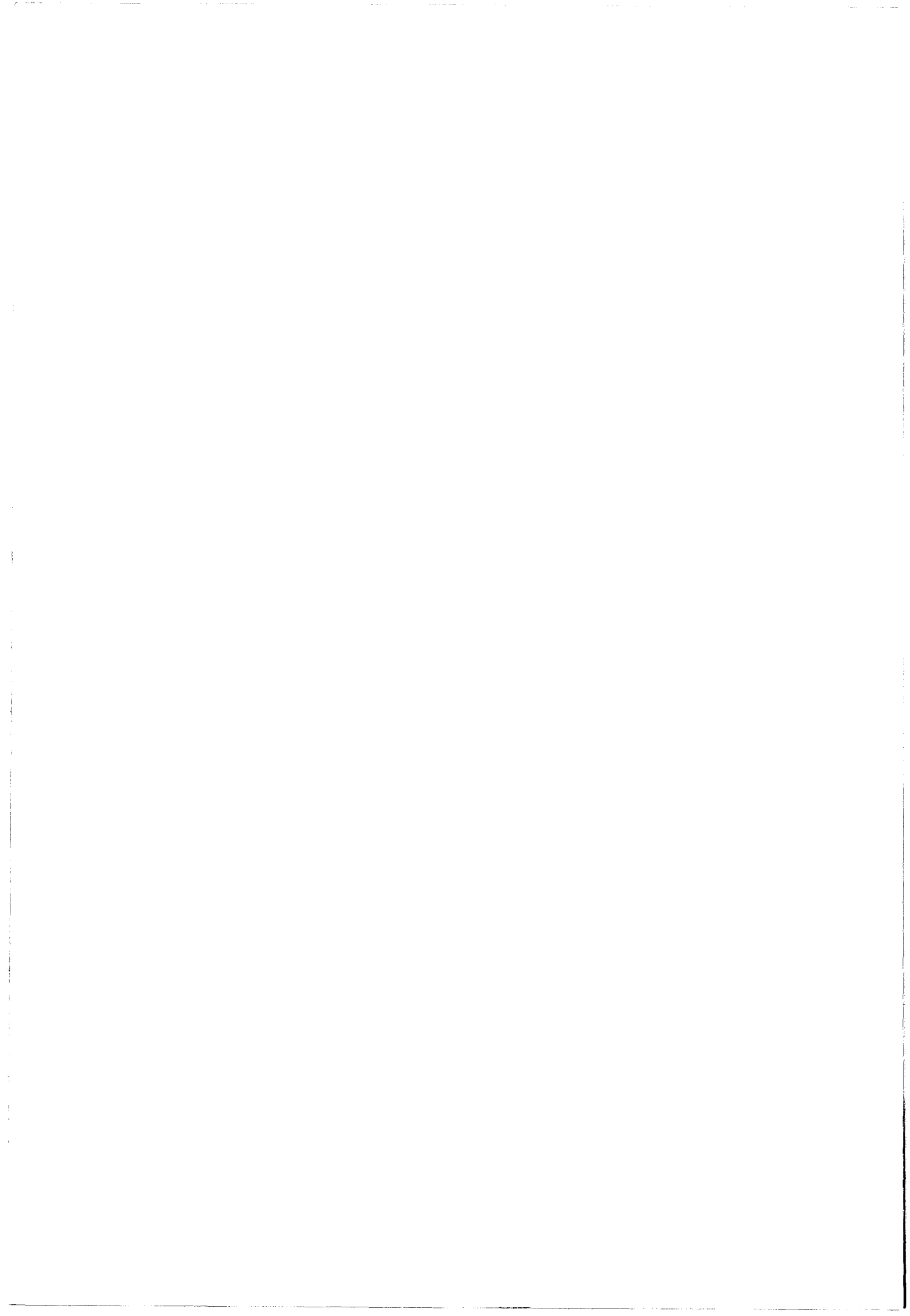
[6] E. Dogheche; "Transmission optique d'un signal analogique et digital bas débit"; Thèse de doctorat; Lille I, 1993.

[7] S. Maricot; "Transmission d'un signal analogique par voie optique: étude et réalisation de circuits intégrés opto-hyperfréquences"; Thèse de doctorat; Lille I, 1992.

[8] P. Vankwikelberge, G. Morthier and R. Baets; "CLADISS-A longitudinal multimode model for the analysis of the static, dynamic, and stochastic behavior of diode lasers with distributed feedback"; IEEE J. Quant. Electron.; Vol.26, No.10, Oct. 1990, pp.1728-1741.

[9] S. Maricot, J.P. Vilcot, D. Decoster, J.C. Renaud, D. Rondi, P. Hirtz, R. Blondeau and B. De Crémoux; "Monolithic integration of optoelectronic devices with reactive matching networks for microwave application"; IEEE Photonics Technology Letters; vol. 4, No 11, Nov. 1992; pp. 1248-1250.

[10] E. Dogheche, J.P. Vilcot et D. Decoster; "Etude de faisabilité de la transmission optique simultanée d'un signal analogique hyperfréquence et digital bas débit"; Rapport final Contrat No.832/CNES/90/0816/00; .



Chapitre I

CHAPITRE I

PRINCIPES DE BASE

Introduction

Dans ce chapitre, nous présentons les différents paramètres qui influencent le comportement d'une diode laser. La structure de celle-ci ainsi que les propriétés du matériau déterminent son courant de seuil, sa fréquence de coupure ainsi que la valeur de ses éléments parasites. Nous discuterons en premier lieu des différents mécanismes de recombinaisons et de leurs importances relatives. Les recombinaisons stimulées seront traitées séparément puisqu'elles sont à la base du fonctionnement du laser. Les différentes structures connues du laser à semiconducteurs seront alors présentées en discutant des avantages et inconvénients de chacune d'entre elles. Nous discuterons ensuite de la modulation directe d'une diode laser et la comparerons à la modulation externe de la lumière, ainsi que des phénomènes impliqués. Nous terminerons enfin ce chapitre par une présentation des différentes sources de bruit dans les lasers à semiconducteurs.

1. Rappel historique [1]

Bien que dans des notes non publiées de Bardun Von Newmann, datant de 1953, il a été suggéré que l'émission stimulée pourrait être utilisée pour l'amplification de la lumière; le développement des lasers ne commence qu'en 1958 avec le travail de Schawlow et Townes. Les premiers lasers à rubis et à gaz voient le jour en 1960 et ce n'est qu'en 1962 que les premières observations d'une émission stimulée à partir d'une jonction p-n GaAs et à 77°K sont annoncées. Les premiers lasers consistaient en une jonction p-n réalisée par diffusion et des facettes polies perpendiculaires au plan de la jonction. D'autres matériaux à gap direct sont aussitôt utilisés mais le problème avec tous ces lasers est que les densités de courant nécessaires dépassaient les 50 KA/cm^2 et ne permettaient donc pas leur fonctionnement en continu à température ambiante. En 1963, Kroemer suggère l'utilisation des hétérojonctions pour un meilleur rendement. Ces suggestions passent inaperçues jusqu'en 1967 où une meilleure connaissance des hétérostructures permet de réaliser en 1969 les premiers lasers à simple hétérojonction, (SH Lasers: Hayashi-Panish et Kressel-Nelson) et à double hétérojonction (DH Lasers: Alferov) réduisant la densité de courant au seuil à $\sim 4\text{-}13 \cdot 10^3 \text{ A/cm}^2$ à 300K.

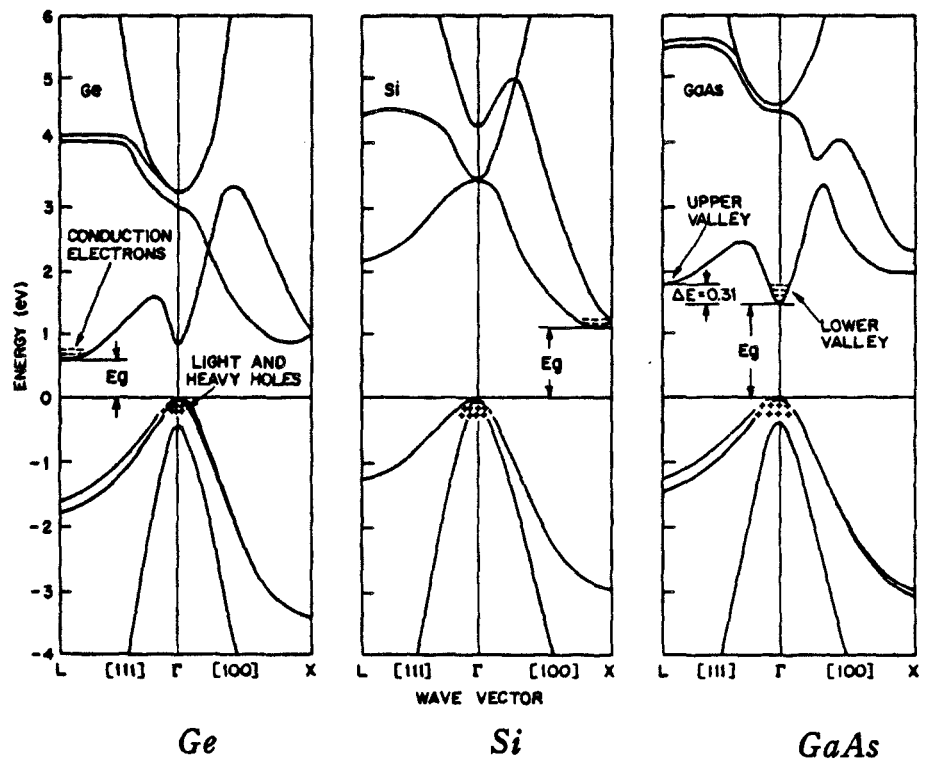


Figure I.1: Structure de bande de matériaux à gap indirect (Ge,Si), et à gap direct (GaAs). [2]

En 1970 le seuil atteint 1.6KA/cm^2 et en 1975 il descend jusqu'à 0.5KA/cm^2 grâce aux meilleurs confinements, optique et électronique, réalisés par les hétérojonctions qui délimitent la zone active. Ces lasers à semiconducteurs s'avèrent intéressants comparés, par exemple, à ceux à HeNe ou YAG, étant donné leur petite taille, le faible coût de fabrication, le rendement de conversion électrique-optique, et la facilité de modulation du signal optique.

Le grand intérêt attribué au laser vient du fait que pour les télécommunications, les fréquences optiques, de l'ordre de 10^{15} Hz devrait permettre de gagner quatre ordres de grandeur sur la capacité de transmission. Le problème qui se posait au départ était de trouver un milieu convenable pour la transmission de la lumière. Le guidage par fibres optiques a été proposé par Kav et Hockham en 1966. A l'époque, les verres les plus purs avaient une atténuation de 1000 dB/Km. Une telle atténuation ne permettait qu'une séparation de quelques dizaines de mètres entre répéteurs; ce qui était inutilisable. Ce n'est qu'en 1970 que l'atténuation des fibres a pu être réduite à 10 dB/Km et à moins de 2dB/Km en 1975 et les années qui suivent. Cette coïncidence avec la réalisation des lasers à faibles courants de seuil donne un essor aux systèmes de télécommunication numérique par fibres optiques qui se substitue aux systèmes électriques analogiques pendant les années 1980.

Ces systèmes sont toujours en quête des lasers et détecteurs qui montent de plus en plus en haut en fréquence dans le but d'assurer une exploitation maximale des capacités des fibres optiques. C'est dans ce contexte d'une recherche de l'amélioration de la réponse fréquentielle du laser que se situe ce travail.

2. Principe de fonctionnement du laser à semiconducteur

2.1. Structure de bandes et gap des semiconducteurs

Le principe à la base du fonctionnement du laser est contenu dans son nom même : LASER qui est l'abréviation en anglais de "Light Amplification by Stimulated Emission Radiation". Il s'agit donc de l'amplification de la lumière au moyen des émissions obtenues par des recombinaisons radiatives stimulées. Une recombinaison radiative est définie comme la transition d'un électron de la bande de conduction à la bande de valence (cf. Fig.I.1), accompagnée de l'émission d'un photon dont l'énergie est approximativement donnée par :

$$h\nu = E_C - E_V \quad (1)$$

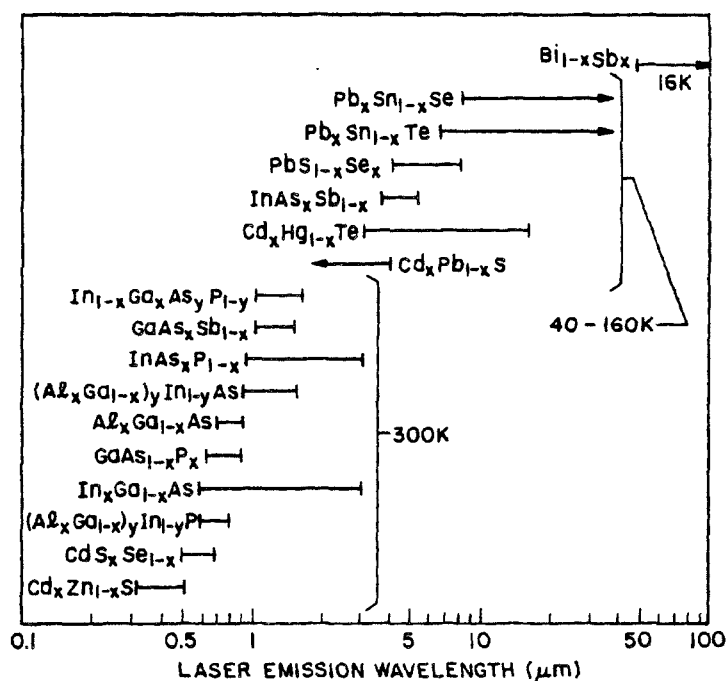


Figure 1.2: Matériaux semiconducteurs pour la fabrication des lasers à différentes longueurs d'onde. Les lasers émettant à des longueurs d'onde $\lambda > 3\mu\text{m}$ nécessitent un fonctionnement à basse température. [3]

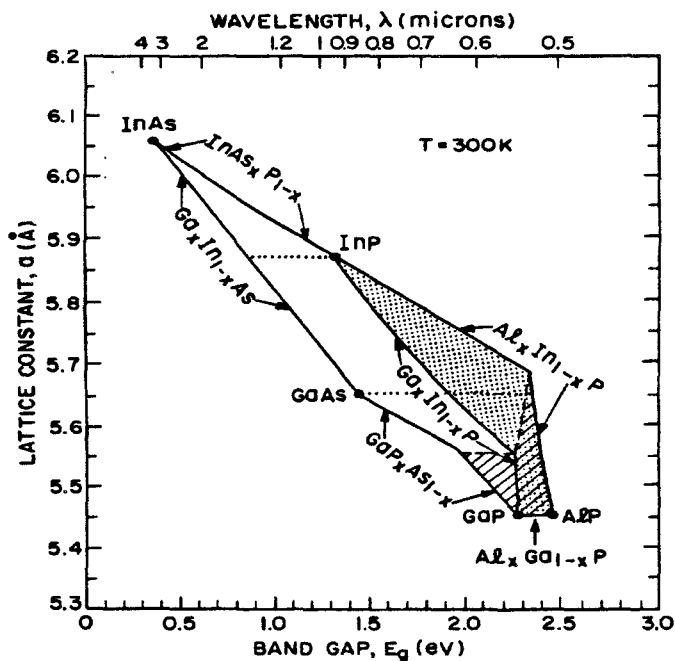


Figure 1.3: Bande interdite et constante de maille pour les matériaux $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_{1-y}\text{P}_y$ et $(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x})_y\text{In}_{1-y}\text{P}$ pour différentes valeurs de x et y . [3]

où ν est la fréquence de l'onde optique et h la constante de Plank. Pour assurer une transition radiative, les lois de conservation d'énergie et du vecteur d'onde doivent être respectées; on obtient alors, en plus de la relation (1):

$$k_c = k_p + k_v \quad (2)$$

où k_c, k_v sont les vecteurs d'onde associés à l'électron¹ dans la bande de conduction et de valence respectivement et k_p est celui du photon. Pour les électrons, la longueur d'onde est de l'ordre de la constante du réseau cristallin a_0 ($a_0 < 1\text{nm}$) alors que pour un photon dans l'infrarouge elle est plus de trois ordres de grandeurs plus importante; l'équation (2) est alors réduite à

$$k_c = k_v \quad (3)$$

L'égalité (3) est connue sous le nom de règle de sélection du vecteur d'onde (k-sélection rule) [4]. Une transition obéissant à (1) et (3) est dite directe. La fig.I.1 montre la structure de bande à gap indirect du Silicium et celle du GaAs à gap direct.

Dans un matériau à gap direct, le minimum de la bande de conduction et le maximum de la bande de valence ont le même vecteur d'onde favorisant les transitions radiatives directes. Dans un matériau à gap indirect, par contre, l'émission d'un photon doit être assistée par la participation d'un phonon pour compenser la différence de quantité de mouvement, ce qui réduit la probabilité de transition radiative. Pour cette raison, il est indispensable pour les lasers d'être fabriqués à partir de matériaux à gap direct; la Fig.I.2 montre différents matériaux satisfaisant cette condition pour différentes longueurs d'onde. Tous ces matériaux sont des semiconducteurs de type III-V auxquels viennent s'ajouter d'autres de type II-VI encore moins maîtrisés. Ces matériaux couvrent des longueurs d'onde allant du visible jusqu'à l'infrarouge lointain. Pour la croissance de bonnes couches actives et des couches adjacentes formant les hétérojonctions, toutes les couches doivent avoir pratiquement la même constante de maille; la Fig.I.3 donne la constante de maille en fonction du gap pour les matériaux des filières InGaAsP et (AlGa)InP. La filière AlGaAs bénéficie, elle, d'un bon accord de maille avec le GaAs pratiquement quelle que soit la composition en Aluminium de l'AlGaAs, ce qui a, historiquement, fait que ces lasers ont été les mieux étudiés et les plus exploités pendant un certain temps. Les progrès dans la

¹le vecteur d'onde associé à une particule est donné par :

$$k = 2\pi/\lambda$$

où λ est la longueur d'onde associée à la particule (longueur d'onde de De Broglie).

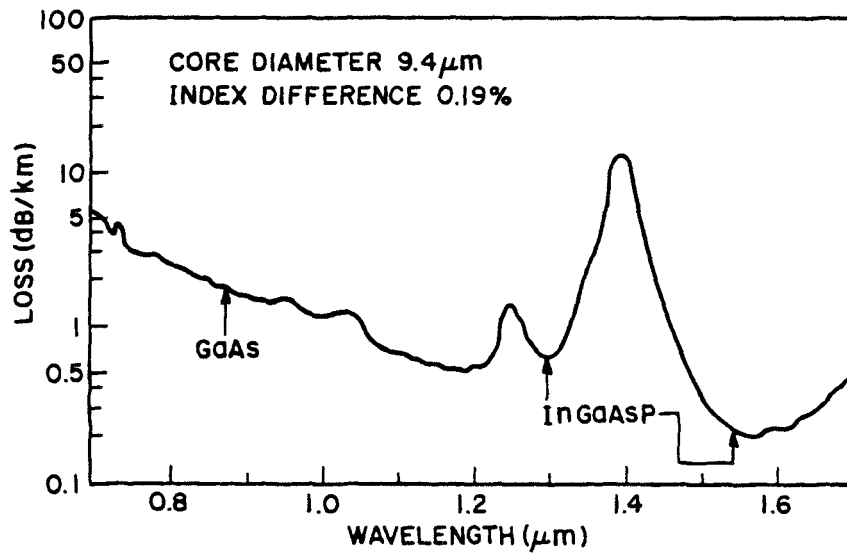


Figure I.4: Pertes dans une fibre optique monomode en fonction de la longueur d'onde. [3]

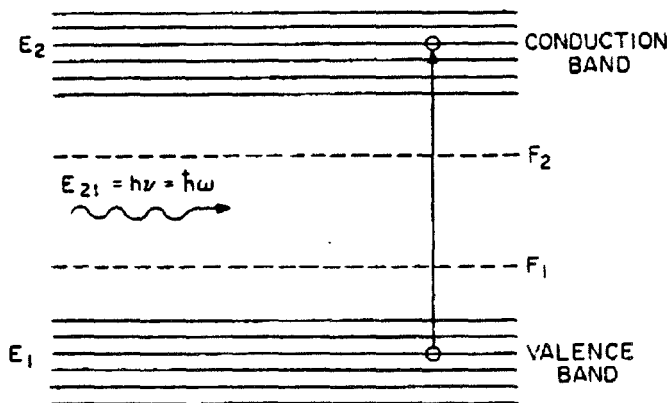


Figure I.5: Transition d'un électron du niveau d'énergie E_1 en niveau E_2 en absorbant un photon ayant une énergie E_{21} . F_1 et F_2 sont les quasi-niveaux de Fermi correspondant aux bandes de valence et de conduction, respectivement. [1]

fabrication des fibres optiques et le fait que celles-ci ont un minimum de dispersion et un minimum d'absorption autour de $1.3 \mu\text{m}$ (Fig.I.4) et un second minimum d'absorption à $1.55 \mu\text{m}$ [5] ont tourné l'attention vers la filière InGaAsP.

2.2. Les mécanismes de transitions directes:

Trois types de transitions directes sont possibles² :

1. la transition d'un électron à partir d'un état dans la bande de conduction à un état dans la bande de valence sans influence externe et en émettant un photon; elle est appelée recombinaison spontanée.
2. la transition d'un électron d'un état dans la bande de valence à un état dans la bande de conduction sous l'influence d'un photon tout en absorbant celui-ci; elle correspond au phénomène d'absorption.
3. la transition d'un électron d'un état dans la bande de conduction à un état dans la bande de valence sous l'influence d'un photon incident et en émettant un photon de la même longueur d'onde; elle est appelée recombinaison stimulée.

Les taux de ces transitions sont déterminés par les relations d'Einstein, et dépendent des facteurs suivants [1] :

1. la probabilité que la transition ait lieu
2. la probabilité f_i que l'état initial E_i soit occupé par un électron
3. la probabilité $[1-f_j]$ que l'état final E_j soit vacant et

4. la densité des photons ayant une énergie $E_{ij} = |E_i - E_j|$ pour les transitions stimulées par des photons

Pour les états montrés fig.5, ces taux de recombinaisons s'écrivent :

$$r_{21}(\text{spon}) = A_{21} f_2 [1-f_1] \quad (4)$$

$$r_{12}(\text{abs}) = B_{12} f_1 [1-f_2] P(E_{21}) \quad (5)$$

$$r_{21}(\text{stim}) = B_{21} f_2 [1-f_1] P(E_{21}) \quad (6)$$

pour les recombinaisons spontanées, l'absorption et les recombinaisons stimulées, respectivement. Les probabilités f_i , $i = 1, 2$ sont données par la distribution de Fermi-Dirac

[6]:

²La transition d'électrons de la bande de valence à la bande de conduction sans l'interaction avec un photon est en effet très improbable.



$$f_i = \frac{1}{\exp \frac{E_i - F_i}{kT} + 1} \quad (7)$$

où E_i est l'énergie correspondant à l'état i et F_i est le quasi niveau de Fermi pour la bande correspondante (conduction/valence). $P(E_{ij})$ est la densité spectrale des photons d'énergie E_{ij} par unité de volume, et est donnée par³ [1]:

$$P(E_{ij}) = \frac{8\pi\bar{n}E_{21}^2}{h^3c^3 \left[\exp\left(\frac{E_{21}}{kT}\right) - 1 \right]} \quad (8)$$

Les coefficients A_{21} , B_{12} et B_{21} correspondent aux probabilités de transitions spontanées, et stimulées (absorption et recombinaisons), respectivement. A partir des conditions à l'équilibre thermique, on peut démontrer que [1]:

$$B_{12} = B_{21} \quad (9)$$

et

$$A_{21} = \frac{8\pi\bar{n}^3 E_{21}^2}{h^3 c^3} B_{12}$$

La probabilité B_{12} de transition stimulée représente un phénomène quantique d'interaction entre la matière et la radiation électromagnétique et est calculée à partir de l'Hamiltonien de l'interaction de l'onde électromagnétique et l'électron. Le résultat est connu sous le nom de "la règle d'or de Fermi" (Fermi Golden Rule) et est exprimé par [5]:

$$B_{12} = \frac{\pi}{2\hbar} \left| \langle \Psi_1^*(r) | \mathbf{H}^i | \Psi_2(r) \rangle \right|^2 \quad (10)$$

et pour une perturbation harmonique, l'équation (10) donne :

$$B_{12} = \frac{\pi q^2 \hbar}{2m^2 \epsilon_0 \bar{n}^2 h\omega} |\mathbf{M}| \quad (11)$$

où $|\mathbf{M}|$ est l'élément de matrice du moment (souvent appelé élément de matrice dipolaire) et est donné par:

³en négligeant la dispersion liée à l'indice de réfraction

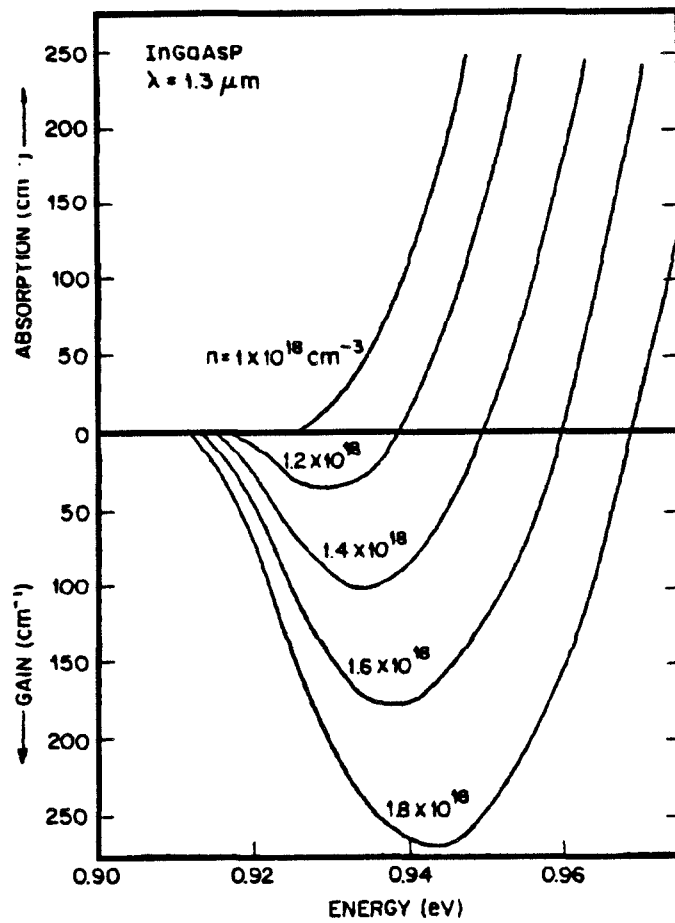


Figure I.6: Spectre du gain optique calculé pour différentes densités de porteurs injectés dans une couche InGaAsP ($\lambda = 1,3 \mu\text{m}$) [3]

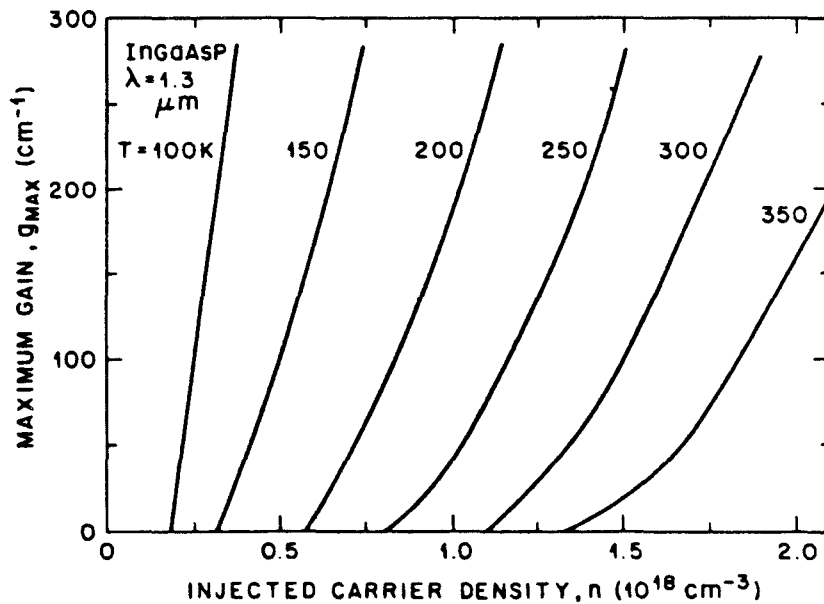


Figure I.7: Maximum des courbes de gain en fonction des densités de porteurs injectés dans une couche InGaAsP ($\lambda = 1,3 \mu\text{m}$), pour différentes températures. [3]

$$|\mathbf{M}| = \left| \left\langle \Psi_1^*(\mathbf{r}) | \mathbf{p} | \Psi_2(\mathbf{r}) \right\rangle \right| \quad (12)$$

et $\mathbf{p} \rightarrow -j\hbar\nabla$ est l'opérateur associé au moment dans la formulation de la mécanique quantique.

L'effet laser se produit quand les émissions stimulées deviennent plus importantes que l'absorption. Utilisant les équations (5) et (6) on obtient:

$$f_2 [1-f_1] = f_1 [1-f_2] \quad (13)$$

où l'on a tenu compte du fait que $B_{12} = B_{21}$. Utilisant l'égalité (7), on obtient la condition nécessaire pour l'émission stimulée; cette condition est donnée par:

$$F_2 - F_1 > E_2 - E_1 \quad (14)$$

En d'autres termes, il faut que la séparation des quasi-niveaux de Fermi dépasse l'énergie du photon émis pour que l'émission stimulée ait lieu. Cette condition est communément appelée l'inversion de population. On peut alors démontrer que le taux net d'émission stimulée est donné par :

$$r_{21} = r_{21}(\text{stim}) - r_{12}(\text{abs}) = A_{21} \frac{f_2 - f_1}{\exp\left(\frac{E_{21}}{kT}\right) - 1} \quad (15)$$

Dans le cas d'un semiconducteur, il s'agit d'une multitude de niveaux dans chaque bande. Il faut donc inclure toutes les transitions possibles entre les états séparés par une énergie $h\nu$. La probabilité qu'un état soit occupé (ou vacant) est remplacée par la densité des états occupés (ou vacants) exprimée par $\rho_1(E)f_1$ (ou $\rho_2(E)[1-f_2]$) où

$$\begin{aligned} \rho_1(E)f_1 &= \rho_c(E-E_c)f_c \\ \text{et} \\ \rho_2(E)[1-f_2] &= \rho_v(E-E_v)[1-f_v] \end{aligned} \quad (16)$$

et le taux de recombinaisons stimulées pour un photon d'énergie $E = h\nu$ est alors donné par [1]:

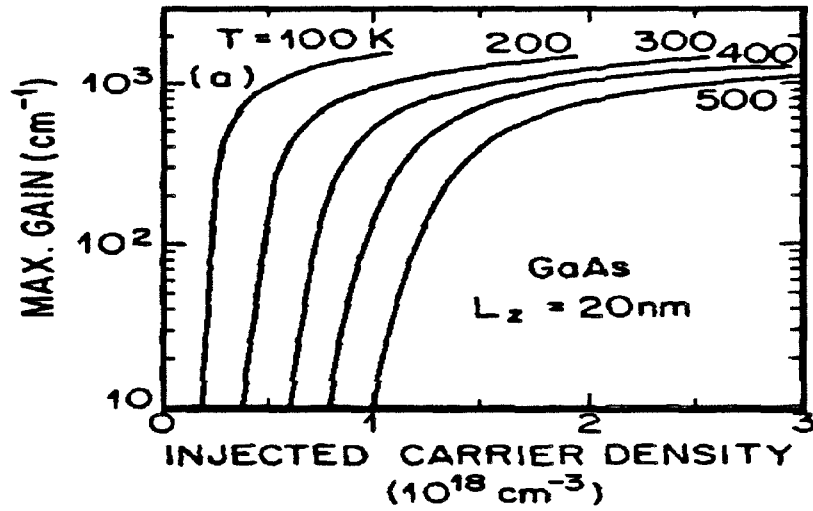


Figure 1.8: Gain maximum calculé pour une structure en puits quantiques, en fonction de la densité de porteurs. [3]

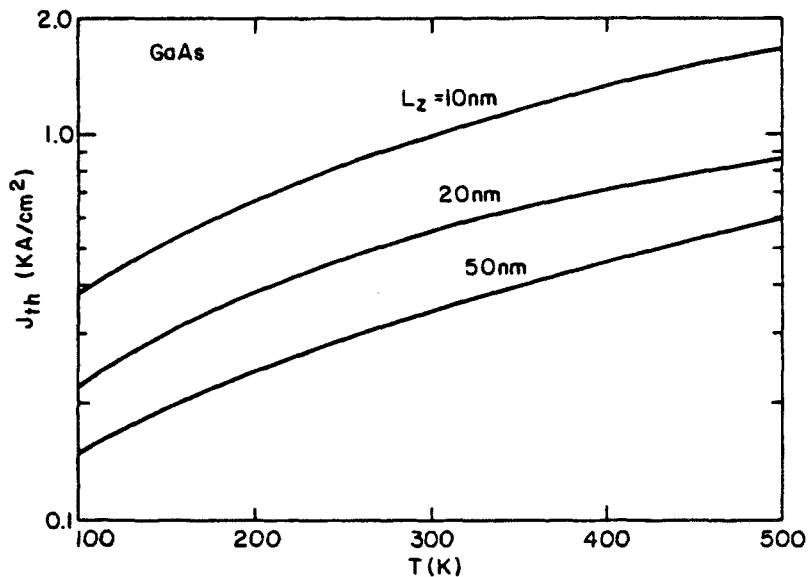


Figure 1.9: Variation du courant de seuil en fonction de la température pour un laser GaAs à un seul puits quantique (SQW), pour différentes épaisseurs du puits. [3]

$$\begin{aligned}
G_{\text{st}}(E) &= \frac{4\pi\bar{n}q^2E}{m^2\varepsilon_0h^2c^3} \int_{-\infty}^{\infty} \rho_c(E')\rho_v(E'')|M(E',E'')|^2 [f(E') - f(E'')] dE' \\
&= -\alpha(E)
\end{aligned} \tag{17}$$

où $E' = E - E_c$ et $E'' = E' - h\nu = E' - E$ et où $|M(E',E'')|$ est l'élément de matrice du moment pour l'interaction entre les fonctions d'ondes correspondant aux états d'énergies E' et E'' . $\alpha(E)$ représente le coefficient d'absorption en fonction de l'énergie du photon.

De la même façon, une expression pour le taux des recombinaisons spontanées peut être déduite; elle est donnée par [1]:

$$R_{\text{sp}} = \frac{4\pi\bar{n}q^2E}{m^2\varepsilon_0h^2c^3} \int_{-\infty}^{\infty} \rho_c(E')\rho_v(E'')|M(E',E'')|^2 f(E')[1 - f(E'')] dE' \tag{18}$$

Les expressions obtenues ci-dessus nous permettent donc d'estimer le taux des transitions stimulées et spontanées pour l'interaction avec un photon d'énergie E . La seule difficulté est la détermination de l'élément de matrice du moment [1].

La fig.I.6 montre des courbes typiques de gain / absorption en fonction de l'énergie des photons émis pour différents niveaux d'injection calculés en utilisant l'expression (17). Le maximum de ces courbes est rapporté sur la fig.I.7 pour différentes températures. Ces courbes montrent la dépendance quasi linéaire du gain maximum avec la densité des porteurs; ceci justifie la forme linéaire qui sera adoptée au chapitre II.

Pour les lasers à puits quantiques les niveaux d'énergie sont discrétisés dans les puits et ce dans la direction perpendiculaire à la croissance épitaxiale. Nous reviendrons au paragraphe I.3 sur la structure du laser à puits quantiques. Une expression semblable à (17) peut être obtenue pour le gain, et les valeurs calculées [1,7] du gain pour le GaAs sont présentées fig.I.8. Nous remarquons une augmentation rapide du gain avec la densité des porteurs suivie d'une forte saturation. Cette dernière est liée à la densité des états constante dans la sous-bande inférieure du puits quantique. La fig.I.9 montre la variation de la densité du courant de seuil en fonction de la température pour différentes épaisseurs du puits quantique. Les lasers à puits quantiques présentent une faible dépendance du courant de seuil avec la température ($T_0 \approx 250-400\text{K}$ pour $T > 270\text{K}$, alors que $T_0 \approx 200\text{K}$ pour des lasers à double hétérostructure).

⁴Pour tenir compte de l'évolution du courant de seuil du laser avec la température, il est d'usage d'exprimer le courant de seuil sous la forme $I_{\text{th}}(T) = I_0 \exp(T/T_0)$ où I_0 est une constante et T_0 est la température caractéristique.

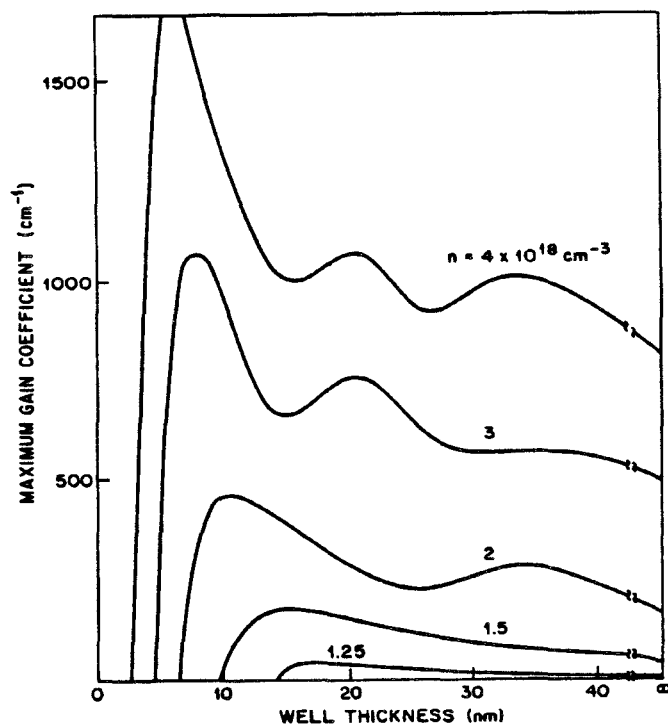


Figure I.10: Gain maximum dans un puits quantique InGaAsP ($\lambda=1,07\mu\text{m}$) en fonction de l'épaisseur du puits pour différentes densités de porteurs. [3]

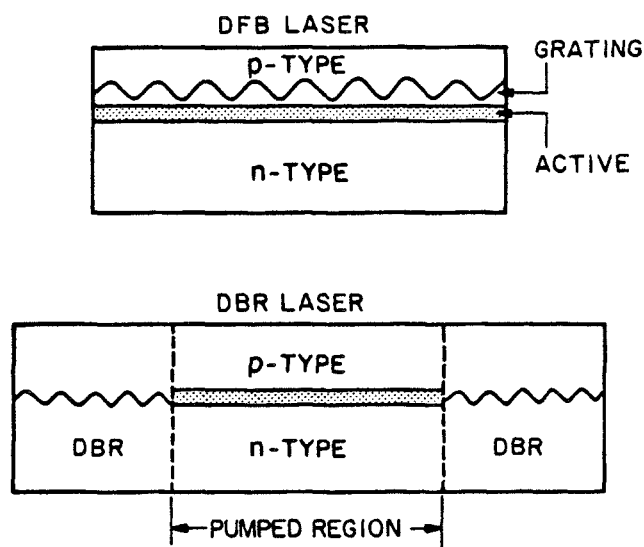


Figure I.11: Illustration schématique du laser à rétroaction distribuée (DFB) et laser à miroirs de Bragg (DBR).

La largeur du puits joue elle aussi sur le gain optique; la fig.I.10 présente cette dépendance. Les ondulations sont dues aux recombinaisons d'électrons de sous bandes différentes dans la bande de conduction et des trous légers ou lourds dans les sous bandes de valence. Il apparaît que le gain diminue considérablement pour des épaisseurs inférieures à 10nm. C'est pour cette raison que la majorité des lasers à puits quantiques sont fabriqués avec des puits de 100Å d'épaisseur.

3. Structures

Le gain optique correspondant aux émissions stimulées n'est pas suffisant à lui seul pour que le laser émette une lumière cohérente. Pour ceci, il faut un système de guidage optique ainsi qu'un effet de rétroaction (feedback) ou de résonance optique qui permette de sélectionner la longueur d'onde du signal optique à amplifier. Trois principes sont utilisés pour réaliser cette rétroaction. La cavité résonnante type Fabry-Pérot (FP), la rétroaction distribuée (DFB pour Distributed Feed-Back en terminologie anglo-saxonne) et la cavité à réflecteur de Bragg (DBR pour Distributed Bragg Reflector). Les deux dernières méthodes consistent à réaliser des structures périodiques le long de la cavité (lasers DFB) ou sur une partie de celle-ci (DBR). Ces structures, montrées fig.I.11, introduisent un changement périodique de l'indice effectif dans la cavité et couplent ainsi l'onde se propageant dans une direction à celle se propageant dans l'autre. Ce couplage est optimal à une certaine longueur d'onde, favorisant l'amplification du mode correspondant. De ce fait, les lasers DFB et DBR sont alors appelés lasers monofréquence (single frequency lasers). En effet la qualité spectrale de ces lasers est nettement meilleure que pour les lasers FP, puisque le rapport de suppression de mode est supérieur à 30dB pour ces lasers [8].

Ces lasers sont malheureusement plus difficile à fabriquer, ce qui fait que les lasers FP sont souvent utilisés en dépit de leur qualité spectrale médiocre lorsqu'un fonctionnement monomode n'est pas indispensable. Ainsi, nous nous limitons dans ce travail à l'étude et à la modélisation des lasers FP.

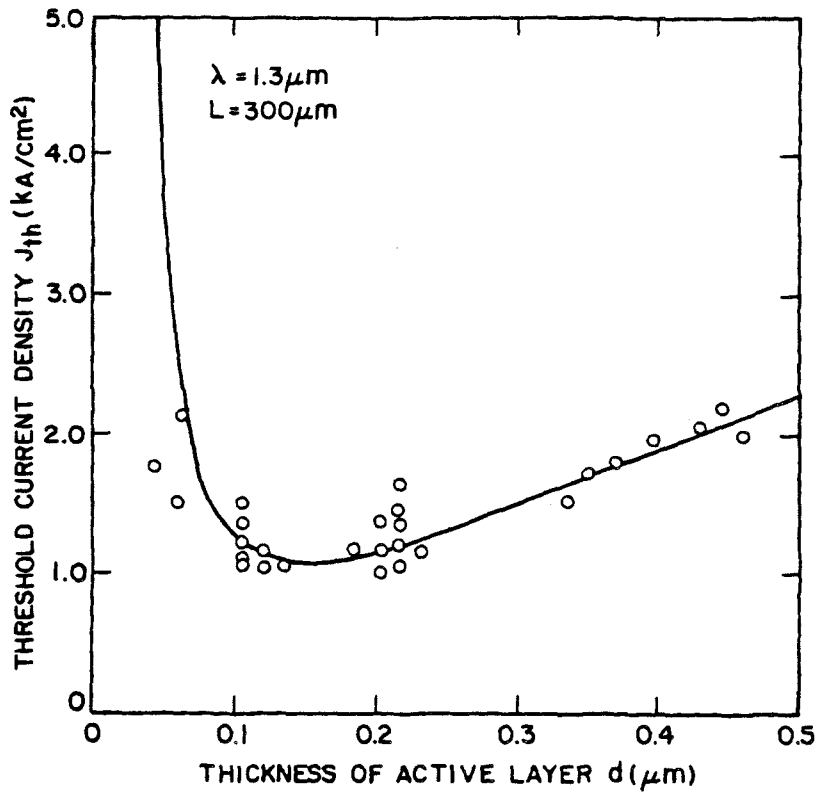


Figure I.12: Densité du courant de seuil en fonction de l'épaisseur de la couche active pour des lasers InGaAsP ($\lambda=1,3\mu\text{m}$) à double hétérostructure. [3]

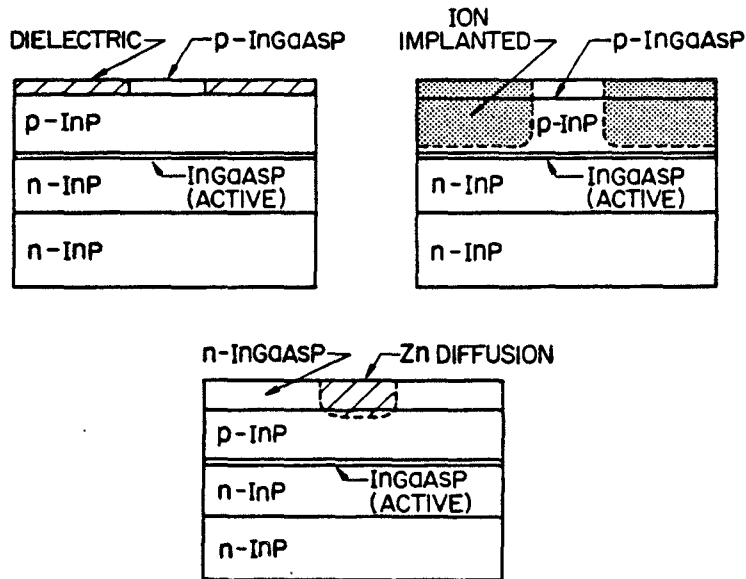


Figure I.13: Différents types de structures de lasers à guidage par le gain.

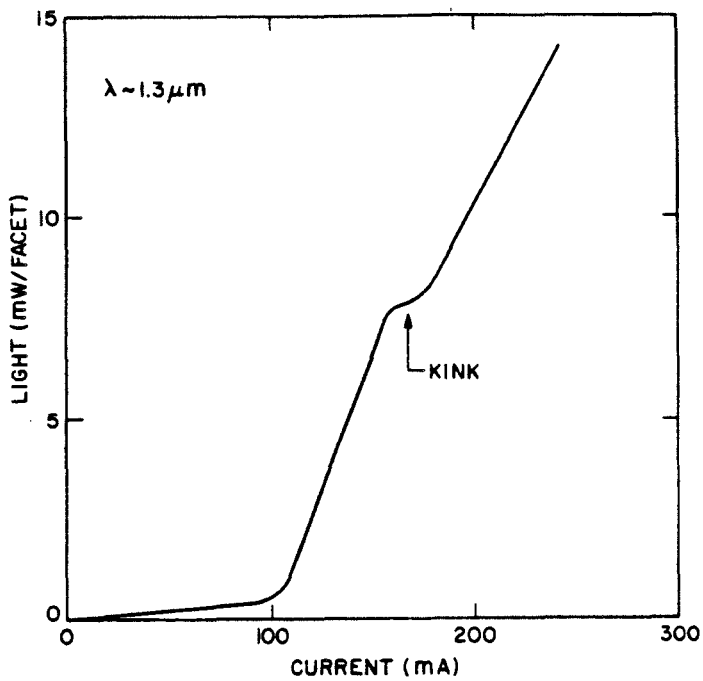


Figure I.14: Caractéristique P-I pour un laser InGaAsP ($1,3\mu\text{m}$) à guidage par le gain. La cassure (Kink) correspond à l'établissement d'un deuxième mode laser. [3]

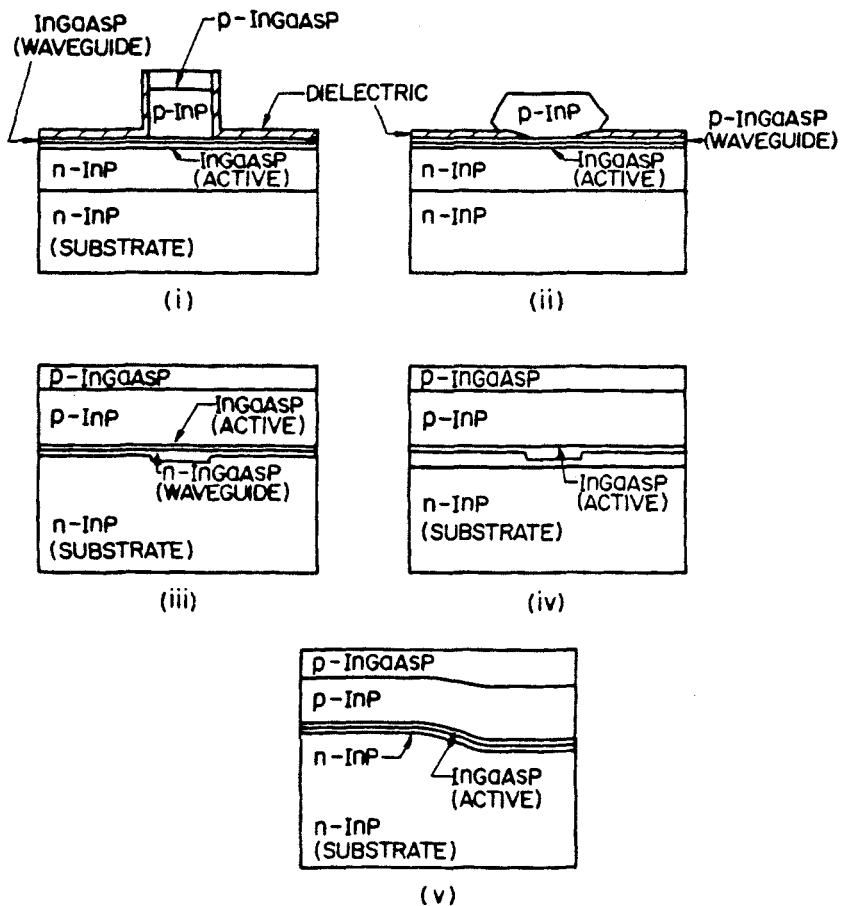


Figure I.15: Structures lasers à faible guidage par l'indice.

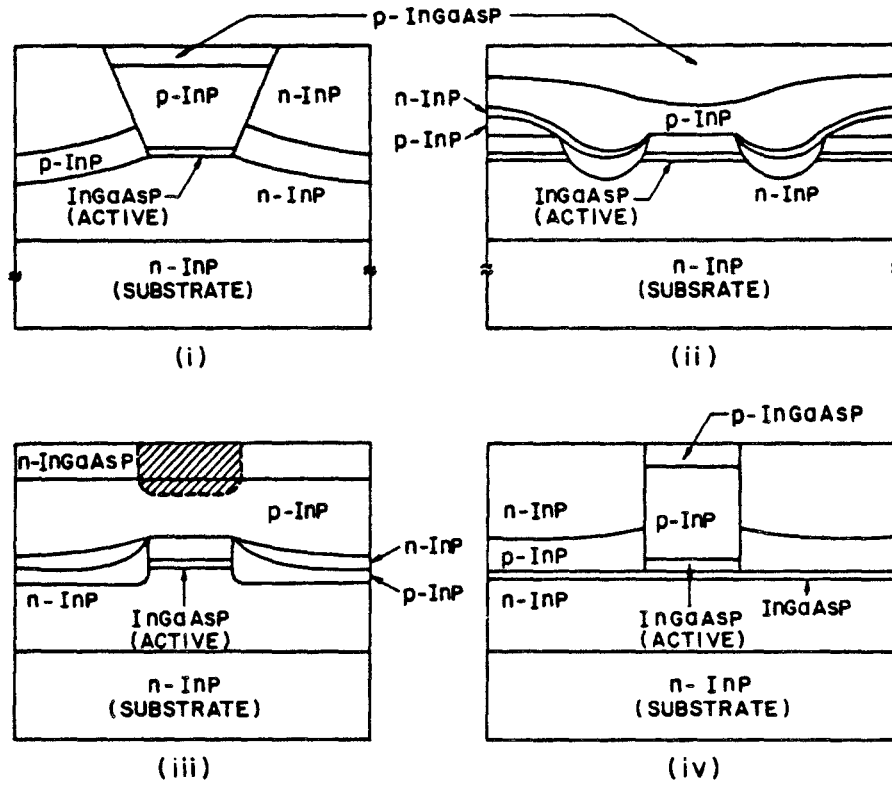


Figure I.16: Structures lasers à fort guidage par l'indice, à couche active planaire.

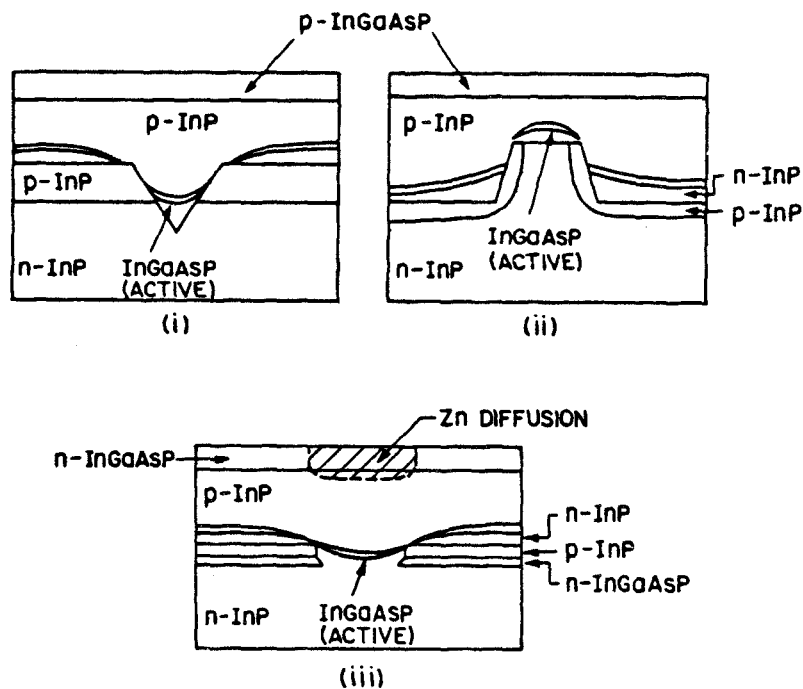


Figure I.17: Structures laser à fort guidage par l'indice, avec une couche active non-planaire.

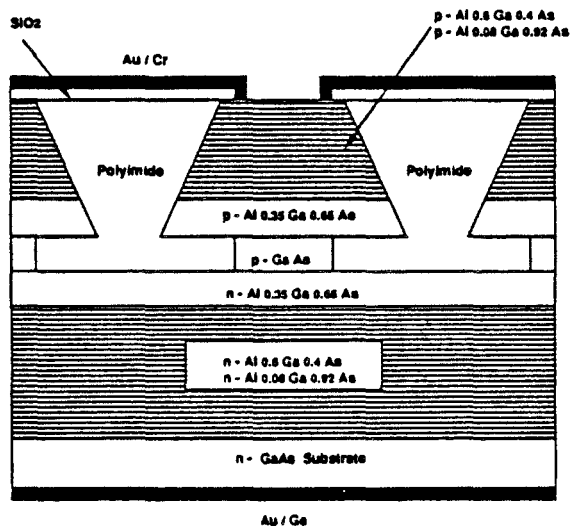
3.1. Lasers à double hétérostructure et lasers à puits quantiques

La structure d'un laser FP à double hétérostructure consiste en une couche active d'un matériau à petit gap limitée par deux couches de confinement de matériau à grand gap; l'une est dopée P et l'autre dopée N. Une fine couche supplémentaire dopée P⁺ est déposée en surface pour réaliser le contact ohmique de type P. Une fois la croissance terminée, le substrat est aminci et les contacts ohmiques sont déposés. Les miroirs sont réalisés en clivant le substrat selon les plans cristallographiques 110 ou $1\bar{1}0$, perpendiculaires aux contacts.

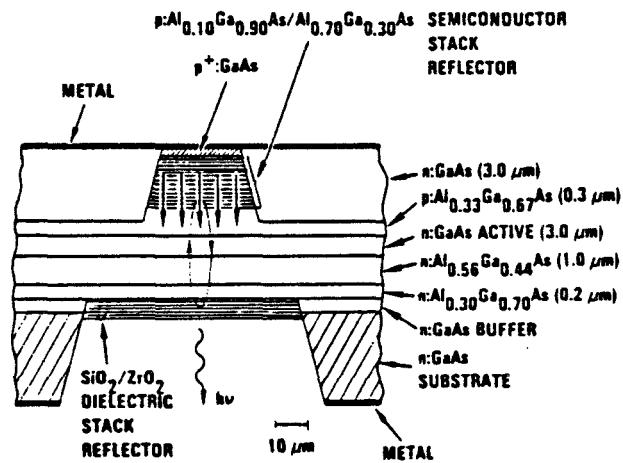
L'épaisseur de la couche active est généralement comprise entre 0.15 μm et 0.2 μm . Cette épaisseur correspond à un minimum du courant de seuil (Fig.I.12). Les couches P et N entourant la couche active sont généralement de l'ordre de $1\mu\text{m} \sim 2\mu\text{m}$ pour assurer un bon confinement optique et pour diminuer les pertes optiques qui pourrait se produire à cause du métal de l'électrode.

En ce qui concerne le confinement latéral, deux formes de guidage sont possibles : le guidage par le gain et le guidage par l'indice. Le premier est obtenu grâce au changement du gain dans la zone où passe le courant injecté (Fig.I.13). Cette méthode souffre d'un mauvais confinement latéral ainsi que d'un fonctionnement multimode dans la direction latérale, menant à des caractéristiques P-I présentant une cassure [9] (Fig.14) ou à un phénomène d'auto-oscillation (*self pulsation* en terminologie anglo-saxonne) [10]. Le deuxième est le guidage par l'indice qui peut être divisé en deux catégories : guidage fort et guidage faible . Le guidage faible (Fig.I.15) résoud les problèmes des modes latéraux et de l'auto-oscillation et a l'avantage d'être relativement facile à réaliser (il suffit par exemple d'attaquer la couche de confinement des deux côtés du contact supérieur pour réaliser un guide en arête et guider le mode laser); mais il souffre toujours d'un mauvais confinement électrique et par conséquent d'un courant de seuil élevé et d'un courant de fuite important.

Les lasers à fort guidage d'indice (Fig.I.16) consistent en une zone active enterrée dans des couches à grand gap. Le fait que la zone active soit entourée de tous les côtés d'un matériau à grand gap et faible indice de réfraction se traduit par un meilleur confinement optique et électronique. Par conséquent, ces lasers présentent une caractéristique P-I plus linéaire que pour les lasers à faible guidage. Plusieurs variantes de ces lasers ont été proposées dans le but de réaliser un meilleur confinement de courant. La Fig.I.17 montre quelques-unes de ces structures. Le problème avec les lasers à fort guidage par l'indice est la complexité de fabrication. En effet, une reprise d'épitaxie est toujours nécessaire pour déposer la couche de confinement supérieure après avoir délimité la zone active par l'intermédiaire d'une attaque (généralement chimique). Un grand nombre de masques est



(a)



(b)

Figure I.18: Structure de lasers à cavité verticale:

(a) émettant par le dessus [22]

(b) émettant par le substrat [26]

alors nécessaire, ce qui augmente la complexité de la réalisation technologique.

Le guidage latéral dans les lasers à puits quantiques est généralement du type faible et est assuré par une structure de guide en arête. Le confinement vertical (transversal) est nettement amélioré par des structures à indice gradué (GRIN) pour compenser la faible épaisseur des puits. Ces structures sont généralement appelées GRINSCH (GRaded INdex Separate Confinement Heterostructure) pour mettre l'accent sur les confinements séparés des porteurs et de la lumière.

3.2. Lasers à microcavité

Une structure qui a été explorée ces dernières années est celle des lasers à cavité verticale [11-17]. Ces lasers ont l'avantage de pouvoir émettre par la surface (d'où le nom : Vertical Cavity Surface Emitting Lasers, VC SEL, en terminologie anglo-saxonne) et peuvent ainsi servir dans des applications d'interconnexion optique [18].

La structure de ces lasers est montrée schématiquement Fig.I.18. Elle consiste en une couche active de quelques centaines de nanomètres d'épaisseur comprise entre deux réflecteurs de Bragg formés par une succession de couches d'épaisseur $\lambda/4$ de matériaux à grands gaps en accord de maille avec la couche active. Le réflecteur inférieur est dopé N et le supérieur est dopé P. Le diamètre du laser est généralement compris entre quelques microns et quelques dizaines de microns [19]. Le laser est délimité par une implantation ionique [14] ou par attaque [19]. L'attaque a l'avantage d'assurer une meilleure isolation électrique mais les états de surface sur les côtés peuvent réduire l'efficacité du fonctionnement du laser. Le diamètre du laser doit être assez grand pour diminuer les effets de surface, mais pas trop large pour éviter un fonctionnement multimode [19].

Les lasers à cavité verticale ont un faible courant de seuil [13] ainsi qu'un faible volume actif. Ceci peut être très utile, puisque la fréquence de résonance du laser (et par conséquent la fréquence de coupure) est inversement proportionnelle au volume de la cavité du laser⁵ [20,21].

La qualité spectrale de ces lasers est exceptionnelle [22] étant donné la sélectivité des miroirs de Bragg et la faible épaisseur de la cavité de l'ordre de la longueur d'onde. Malheureusement ces lasers souffrent d'une résistance d'accès très grande [23,24] (plusieurs dizaines à quelques centaines d'ohms) à cause des hétérojonctions formant les miroirs de Bragg. La résistance élevée entraîne un fort échauffement du laser par effet de Joule,

⁵tant que la fréquence de résonance n'a pas dépassé la valeur ultime déterminée par le matériau.

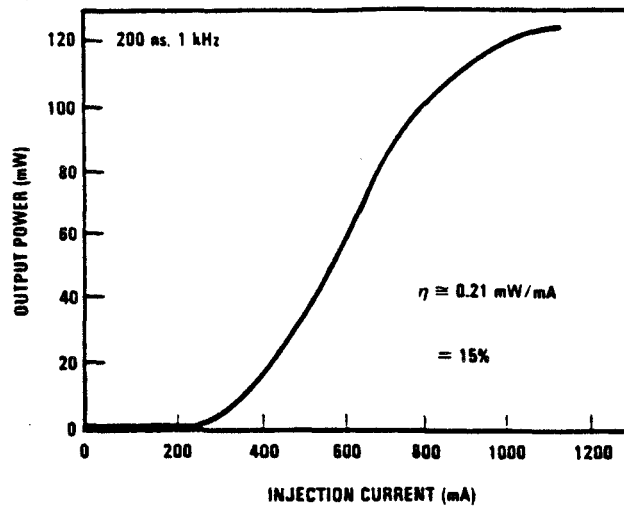
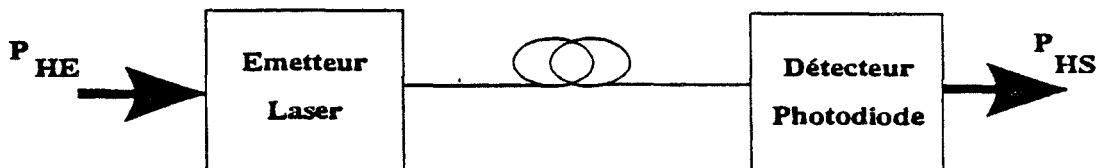
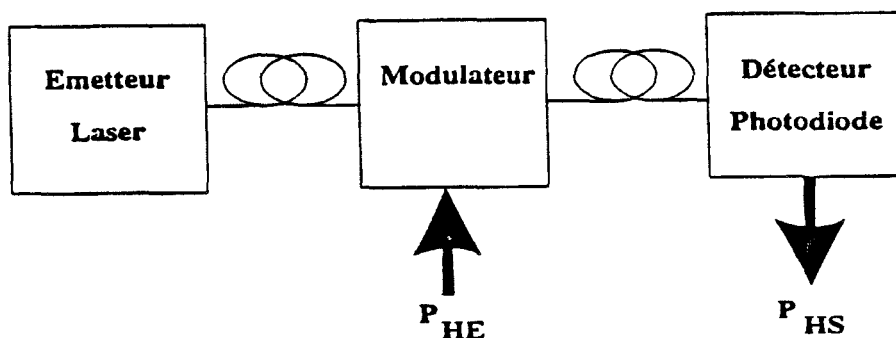


Figure I.19: Caractéristique $P(I)$ d'un laser à cavité verticale. La saturation de la courbe résulte de l'échauffement du laser provoquant la déviation de la longueur d'onde de fonctionnement du laser par rapport à celle des miroirs de Bragg.[26]



(a)



(b)

Figure I.20: Principe de transmission d'un signal hyperfréquence par voie optique: (a) modulation directe du laser
(b) modulation externe

diminuant ainsi le gain optique dans la zone active et modifiant l'indice de réfraction des miroirs, donc la longueur d'onde de Bragg. Le laser ne peut donc fonctionner que dans une plage de courant limitée [25,26] (fig.I.19). Un autre inconvénient de ce type de laser est la faible puissance optique délivrée [17], en raison du petit volume actif. Une surface d'émission importante entraîne aussi un fonctionnement multimode (modes latéraux) avec une polarisation aléatoire [27]. La fréquence de coupure du laser à cavité verticale est également limitée par les capacités et les résistances parasites.

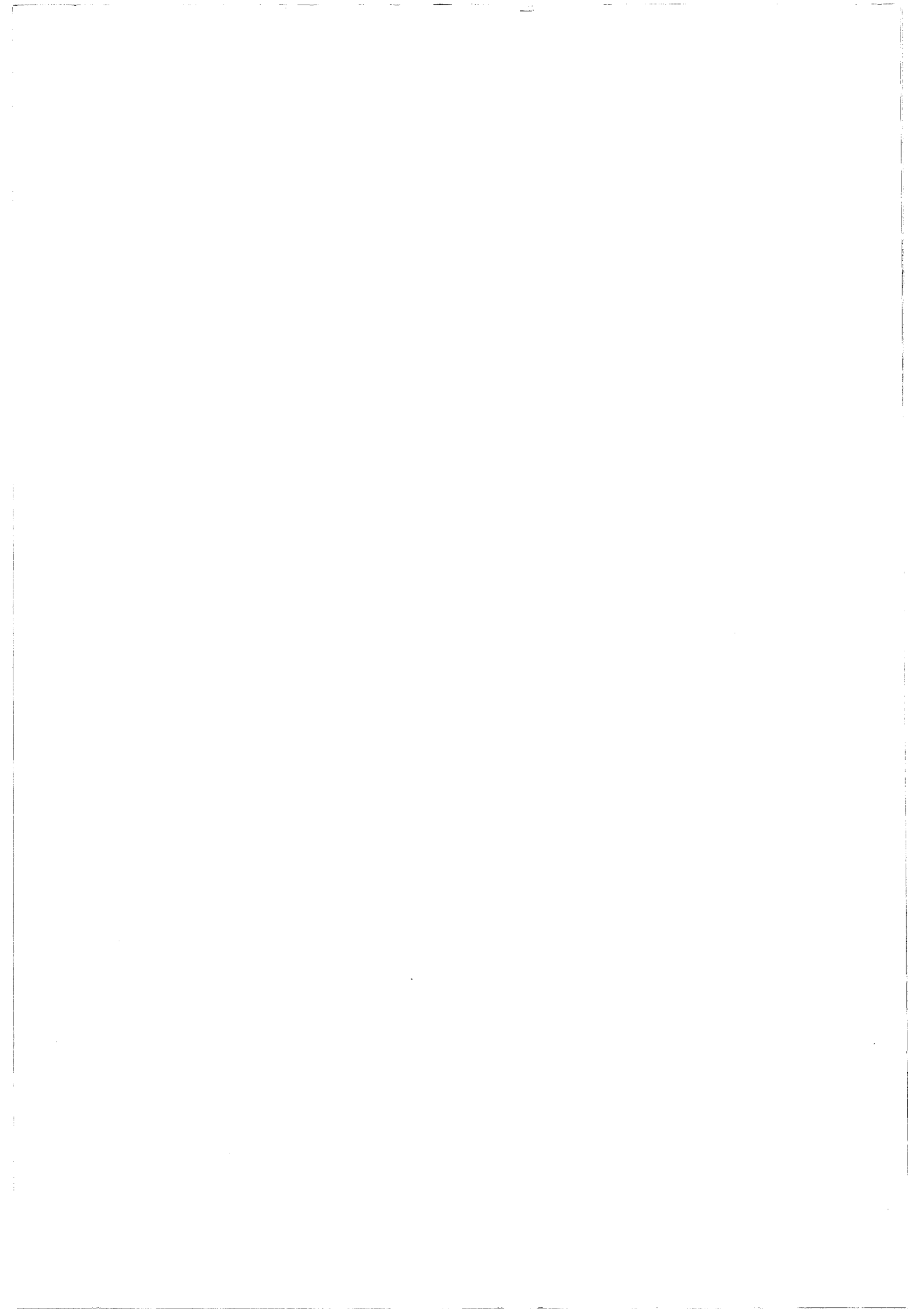
4. Les lasers et les systèmes de transmissions par voie optique

Le laser est le coeur de toute transmission par voie optique, et il est pour la liaison optique ce qu'est la source hyperfréquence pour la liaison microonde. Dans ce qui suit nous allons résumer le fonctionnement d'une liaison opto-hyperfréquence ainsi que ses avantages et inconvénients par rapport aux systèmes de transmission conventionnelles. Dans une chaîne de transmission d'un signal hyperfréquence par voie optique, la puissance optique émise par la diode laser est modulée en amplitude par le signal hyperfréquence à transmettre. Après transfert via une fibre optique, elle est transformée par le photodétecteur en un signal microonde [28]. Il existe deux types de modulation : la modulation directe ou externe.

4.1. Modulation directe

La modulation "directe" (fig.20.a) consiste à moduler le courant injecté dans une diode laser autour de son point de fonctionnement statique. La diode laser est polarisée en direct à un courant continu supérieur au courant de seuil afin de se placer dans la plage de fonctionnement linéaire du laser. La diode laser peut être représentée par une source de puissance optique de valeur proportionnelle au courant de modulation hyperfréquence. De la même manière, au niveau de la réception, le photodétecteur peut être symbolisé par une source de courant de valeur proportionnelle à la puissance optique incidente. Une analyse plus détaillée d'une telle liaison sera effectuée dans le chapitre III.

Les principaux avantages correspondant à la modulation directe sont la simplicité, une bonne efficacité de modulation et un encombrement réduit. Les inconvénients proviennent essentiellement de la faible puissance de sortie et de la limitation en bande passante. Celle-ci est limitée par des facteurs liés au fonctionnement intrinsèque de la diode laser (fréquence de résonance, ...), ainsi qu'à la présence d'éléments parasites dans la structure. Actuellement la bande passante des lasers à semiconducteurs est limitée à 30GHz [29]. Les non-linéarités du laser limitent l'amplitude du signal de modulation et rajoutent des harmoniques et des sous-harmoniques aux signaux transmis. Les autres inconvénients de



la modulation directe du laser à semiconducteur sont le niveau de bruit et le "chirp" [30]. Le "chirp" est la fluctuation de la longueur d'onde d'émission qui accompagne la modulation. Cette fluctuation est due à la variation de l'indice de réfraction de la couche active, qui est la conséquence de la modification de la densité des porteurs par le courant modulant. Quant au bruit d'intensité, le laser comporte un certain nombre de sources de bruit : le bruit quantique lié à la nature corpusculaire de la lumière, celui dû aux émissions spontanées aléatoires ainsi que le bruit de partition de mode qui accompagne la modulation et qui est associé à la répartition aléatoire de la puissance optique entre les différents modes longitudinaux voisins.

4.2. Modulation externe

En modulation "externe", un modulateur est inséré entre le laser et le photodétecteur. Le principal avantage de cette méthode est la possibilité de choisir le laser de façon à ce que son niveau de bruit soit le plus faible possible (par exemple un laser non semi-conducteur) puisqu'il y a séparation des fonctions modulation et émission optique (Fig.I.20.b). Un autre résultat très intéressant utilisant cette technique est l'accroissement de la bande passante (état de l'art à 52 GHz [31]) et de la puissance d'émission optique [17,18]. Un autre avantage est la meilleure qualité spectrale obtenue, puisque le laser fonctionne en mode continu et ne souffre donc pas de "chirping" et de fluctuations causées par la répartition de la puissance optique entre les différents modes concurrents.

Les modulateurs sont fondés sur différents effets électro-optiques⁶. Parmi les phénomènes utilisés on peut citer la modification de l'indice de réfraction par le champ électrique (appelé effet électro-optique linéaire ou effet Pockels), par la modification du nombre de porteurs libre ou remplissage de bande (band filling). Un autre principe de modulation consiste à modifier l'absorption du matériau par l'application d'un champ électrique (effets Franz-Keldysh et Stark). Dans ce qui suit, nous présentons l'origine physique des phénomènes cités ci-dessus ainsi que les structures proposées pour les exploiter dans le domaine de la modulation d'intensité optique. Nous examinerons en particulier, par la suite, la possibilité d'intégrer le modulateur dans la cavité du laser (chapitre IV).

⁶Nous ne nous intéresserons pas dans ce travail aux autres phénomènes tels que l'effet acousto-optique et magnéto-optique.

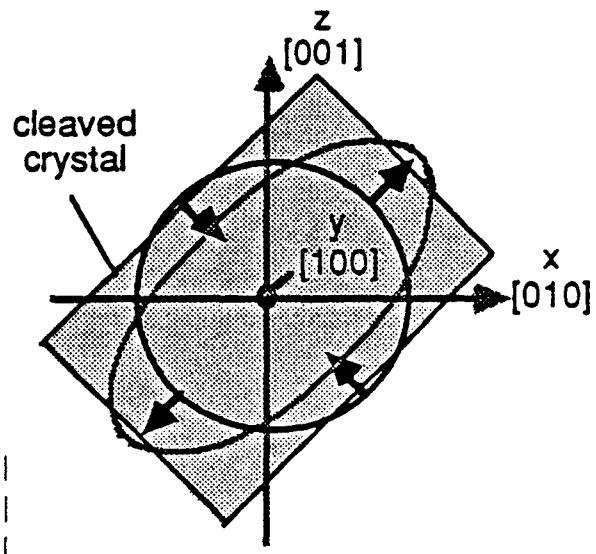


Figure I.21: Section dans l'ellipsoïd d'indice (donnant une ellipse d'indice) correspondant à l'équation (19) du texte.

4.2.1. Effet Electro-optique linéaire

L'effet électro-optique est la variation de la constante diélectrique ou permittivité d'un matériau, donc de son indice de réfraction, produite par un champ électrique appliqué. Ce phénomène donne lieu à une contribution linéaire, appelée effet Pockels, et à une contribution non linéaire, appelé effet Kerr. Ce dernier est généralement faible et introduit des produits d'intermodulation indésirables. Par conséquent il n'est pas particulièrement intéressant dans les applications hyperfréquences.

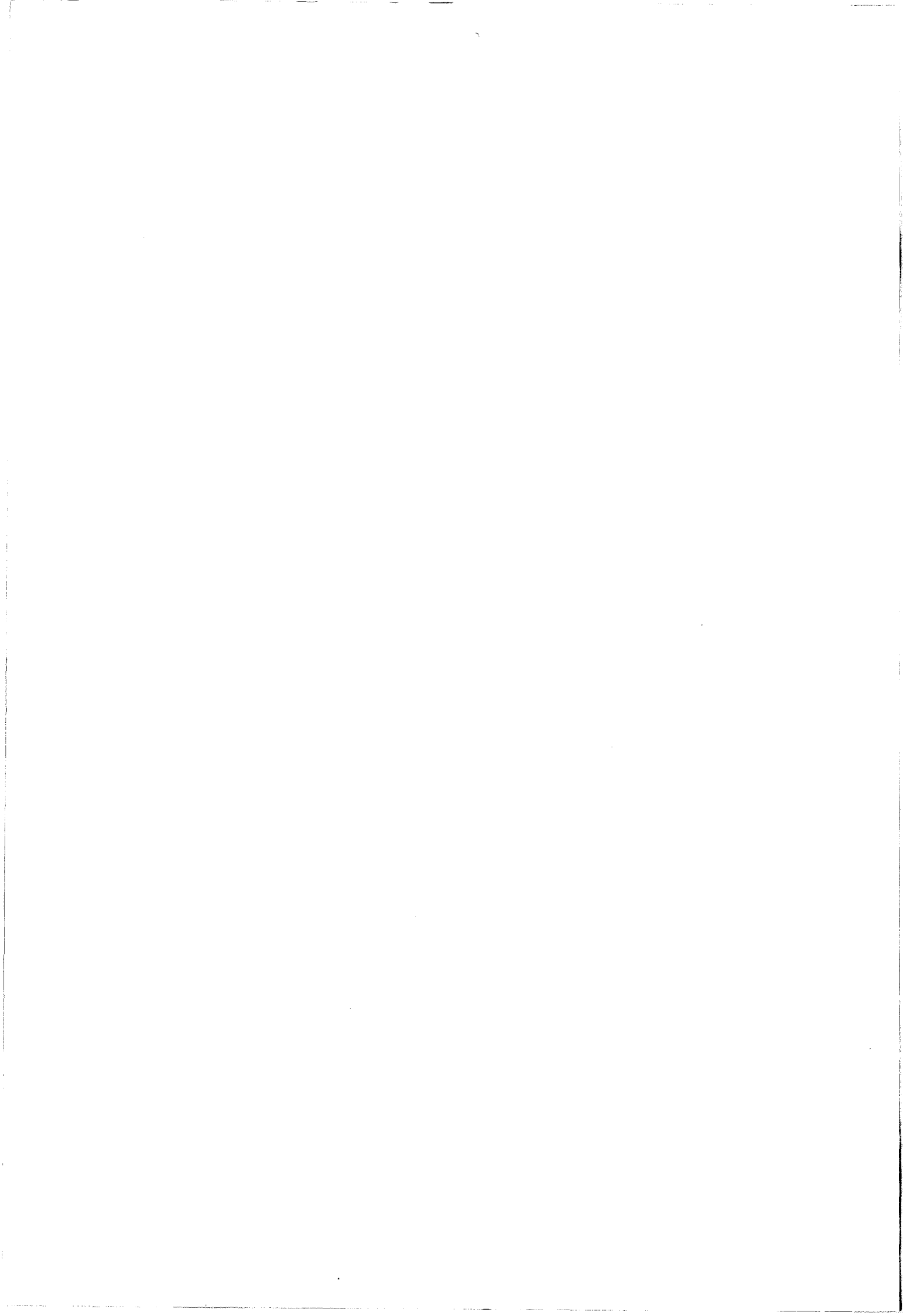
L'effet électro-optique linéaire (effet Pockels) existe seulement dans les cristaux qui ne présentent pas une symétrie d'inversion [32]. En effet, l'indice de réfraction de ces matériaux est exprimé en présence d'un champ électrique par l'ellipsoïde d'indice (Fig.I.21):

$$\left(\frac{1}{n^2}\right)_1 x^2 + \left(\frac{1}{n^2}\right)_2 y^2 + \left(\frac{1}{n^2}\right)_3 z^2 + 2\left(\frac{1}{n^2}\right)_4 yz + 2\left(\frac{1}{n^2}\right)_5 xz + 2\left(\frac{1}{n^2}\right)_6 xy = 1 \quad (19)$$

Si x , y et z sont choisis parallèles aux axes diélectriques principaux du cristal, la variation des coefficients causée par un champ électrique est donnée par :

$$\begin{bmatrix} \delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_1 \\ \delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_2 \\ \delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_3 \\ \delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_4 \\ \delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_5 \\ \delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_6 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} r_{11} & r_{12} & r_{13} \\ r_{21} & r_{22} & r_{23} \\ r_{31} & r_{32} & r_{33} \\ r_{41} & r_{42} & r_{43} \\ r_{51} & r_{52} & r_{53} \\ r_{61} & r_{62} & r_{63} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_1 \\ E_2 \\ E_3 \end{bmatrix} \quad (20)$$

où la matrice R est appelée le tenseur électrooptique. Il est intéressant de savoir que même pour un cristal non-centrosymétrique la plupart des éléments de la matrice R sont nuls. Pour le Niobate de Lithium (LiNbO_3), le coefficient le plus grand de la matrice est le r_{33}



($\approx 30,8 \cdot 10^{-12}$ m/V), et fait que l'indice vu par une onde polarisée selon z est modifié par un champ électrique parallèle à z . Un inconvénient du Niobate du Lithium est sa permittivité excessivement grande ($\epsilon \approx 35$) comparée à son indice de réfraction ($n = 2,2$). Ceci conduit à une grande capacité qui rend le matériau moins attractif pour les applications hyperfréquences.

Pour le GaAs et l'InP, le coefficient r_{41} est non nul et on exprime alors la variation de l'indice par :

$$\delta\left(\frac{1}{n^2}\right) = r_{41}E \quad (21)$$

Les variations d'indice sont plus faibles que pour le LiNbO₃, et l'indice vu par l'onde optique est modifié par un champ électrique perpendiculaire. Pour le GaAs, le coefficient r_{41} est égal à $1,4 \cdot 10^{-12}$ m/V, par exemple, pour $\lambda = 1,15 \mu\text{m}$.

La variation d'indice obtenue peut être utilisée pour obtenir un retard de phase au bout d'une certaine longueur d'interaction. Pour obtenir un changement de phase donné; la longueur d'interaction est d'autant plus courte que le potentiel appliqué est grand. C'est la base du principe de fonctionnement des modulateurs à interférence.

La variation d'indice a aussi été proposée pour des modulateurs à réflexion ou diffraction [33], et de type Mach-Zehnder.

4.2.2. L'effet des porteurs libres et le remplissage de bande (bandfilling)

La présence des porteurs libres dans un semi-conducteur peut influencer l'indice de réfraction de celui-ci de deux façons: (i) l'effet plasma [33], dû à la conductivité du milieu de propagation, modifie l'absorption de celui-ci et par conséquent la partie réelle et imaginaire de l'indice de réfraction, (ii) l'effet de remplissage de bande [34] (ou band filling) correspond à une augmentation de la bande interdite effective à cause du remplissage partiel de ces bandes. Cet effet est plus fort dans les structures à puits quantiques.

Les deux phénomènes décrits ci-dessus ont pour effet de diminuer l'indice de réfraction du matériau. La variation d'indice introduite par l'effet plasma est exprimée par:

$$\Delta n = -\frac{1}{8} \frac{Ne^2 \lambda^2}{n_o m^* \epsilon_o \pi^2 c^2} \quad (22)$$

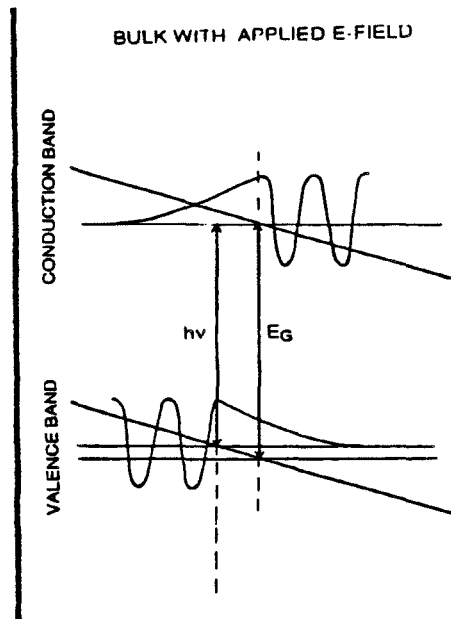


Figure I.22: Effet Franz-Keldysh: modification du front d'absorption du matériau par l'intermédiaire d'un champ électrique.

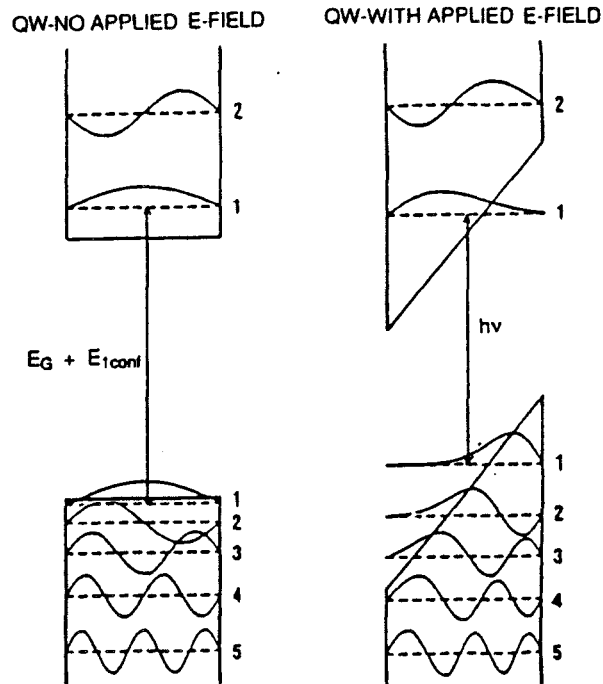


Figure I.23: Modification de la structure de bande dans un puits quantique par l'application d'un champ électrique.

où n_0 est l'indice de réfraction du semiconducteur intrinsèque pour le rayonnement incident. L'absorption associée à cette variation d'indice est donnée par:

$$\alpha = \frac{Ne^3 \lambda^2}{4\pi^2 n_0 m^{*2} \mu_0 \epsilon_0 c^3} \quad (23)$$

Nous pouvons noter une variation de l'écart d'indice de réfraction et du coefficient d'absorption proportionnelle à la concentration N de porteurs et au carré de la longueur d'onde λ . Cet effet sur l'indice est utilisé en optique intégrée pour réaliser des guides optiques et des modulateurs.

4.2.3. L'électroabsorption

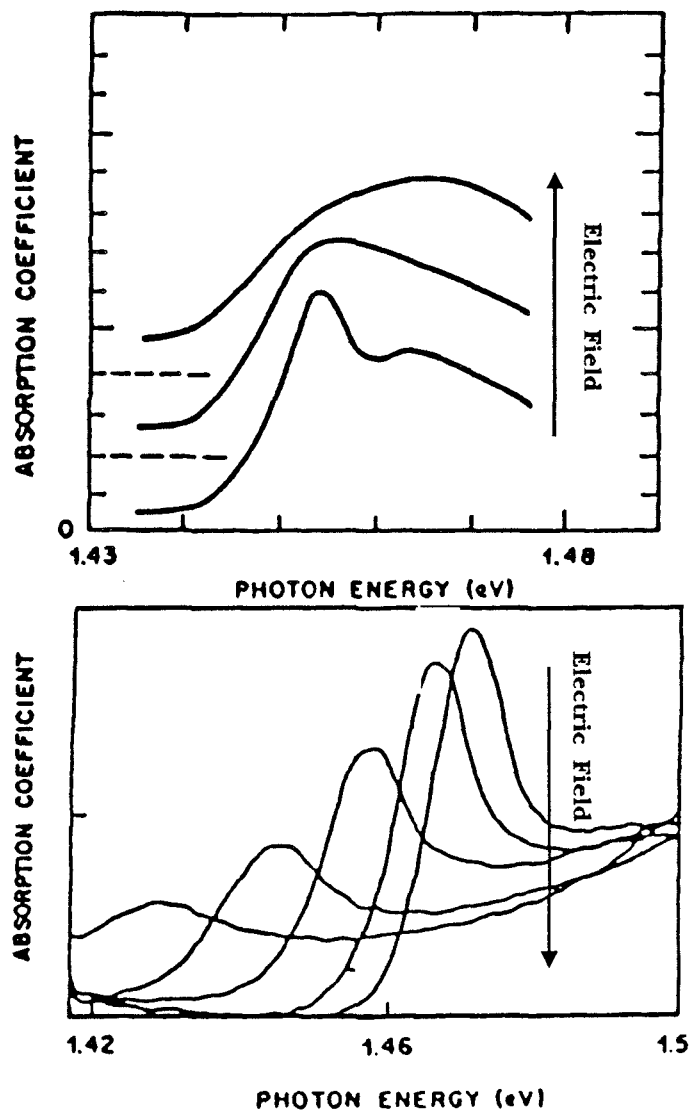
Les phénomènes décrits dans les deux sections ci-dessus jouent principalement sur l'indice de réfraction et par conséquent sur la phase de l'onde optique. D'autres phénomènes influencent directement l'amplitude de l'onde optique en modifiant l'absorption du matériau semiconducteur: il s'agit de l'effet Franz-Keldysh dans les matériaux en volume (bulk) et de l'effet Stark pour les systèmes à puits quantiques [35].

L'EFFET FRANZ-KELDYSH

Cet effet consiste à déplacer le front d'absorption du matériau semiconducteur vers les longueurs d'onde plus longues, Fig.I.22. En effet, sans champ électrique, un photon incident peut exciter un électron de la bande de valence pour le faire passer dans la bande de conduction seulement si son énergie est égale ou supérieure à l'énergie de la bande interdite. En appliquant un champ électrique, les bandes de valence et de conduction se courbent, et l'absorption peut avoir lieu pour des énergies légèrement inférieures au gap. Ceci est dû au fait que les fonctions d'onde des bandes de conduction et de valence ont des "queues" évanescentes dans la bande interdite avec un certain recouvrement entre elles. L'effet Franz-Keldysh est faible dans les matériaux "bulk" et nécessite des champs électriques importants pour être utile.

EFFET STARK

La situation est nettement différente dans les puits quantiques. Comme il est montré fig.I.23, un grand décalage d'énergie a lieu à cause de la modification importante qui apparaît dans le puits quantique. De plus, le puits quantique confine les porteurs (électrons



*Figure I.24: Effet de l'application d'un champ électrique sur l'absorption dans un puits quantique:
 (a) champ parallèle au puits (Effet de Stark confiné)
 (b) champ perpendiculaire au puits (Effet de Franz-Keldysh en 2D)*

et trous) physiquement très proches et assure donc un bon recouvrement entre leurs fonctions d'onde, ce qui se traduit par une meilleure absorption. Deux situations sont envisageables, selon que le champ électrique est parallèle ou perpendiculaire aux puits Fig.I.24. Dans le premier cas il s'agit de l'effet 2-D appelé "Quantum Confined Stark effect" et le deuxième est appelé le "Quantum Confined Franz-Keldysh effect". Pour le premier on observe un décalage du niveau zéro (ground state) et pour le dernier on remarque un comportement semblable à celui rencontré dans les matériaux en volume (bulk).

L'inconvénient des modulateurs fabriqués utilisant l'effet d'électroabsorption est qu'ils sont très sensibles à la longueur d'onde émise et souffrent de fluctuations de longueurs d'ondes parasites causées par des effets électrooptiques non linéaires (effet Kerr).

Dans ce travail, nous nous intéressons aux liaisons opto-hyperfréquences par modulation directe, compte tenu de son aspect pratique.

4.3. Comparaison des liaisons hyperfréquences par fibre optique, câble coaxial et guide d'onde

Les performances, la complexité, ainsi que les répercussions financières des trois types de transmission sont décrites et comparées dans ce paragraphe. Les critères importants d'analyse d'une chaîne de transmission hyperfréquence sont les performances en bruit, la bande passante, les pertes, la puissance maximale de sortie, la dynamique et les non-linéarités [36].

Les systèmes à fibre optique sont potentiellement moins complexes, ce qui laisse présager des avancées pour l'avenir, sitôt que les performances des composants d'extrémité auront pu être encore améliorées. On peut s'attendre en outre, à une diminution de leur coût, les rendant ainsi encore plus attractifs.

Dans les systèmes à câble coaxial ou guide d'onde, le niveau minimum détectable est déterminé par le bruit thermique (soit -174 dBm). Une étude comparative, tirée de la littérature, permet de constater que les systèmes à fibre optique ont un niveau minimum détectable, supérieur de 20 dB aux systèmes dits classiques à câble coaxial et guide d'onde. Les systèmes optiques sont donc caractérisés par un bruit plus élevé, comparés aux liaisons à câble coaxial et guide d'onde. Des valeurs typiques sont présentées dans le tableau I.1. Cet écart est essentiellement imputable au bruit du laser (RIN).

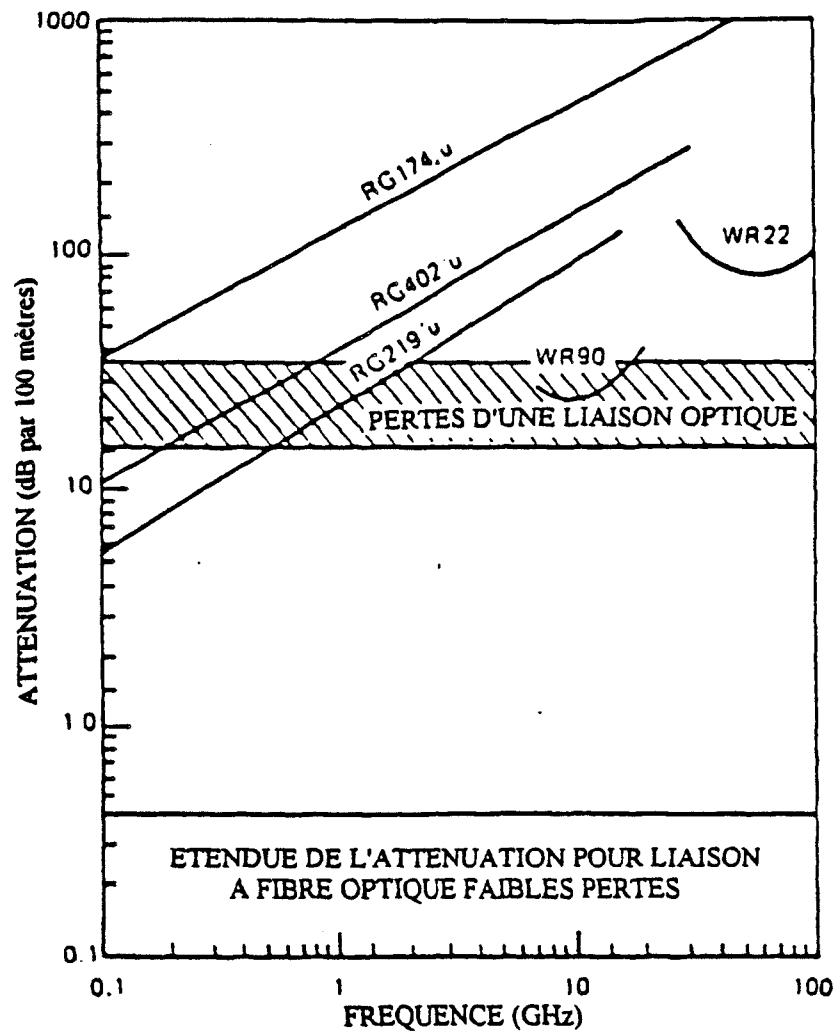


Figure I.25: Pertes d'une liaison optique de longueur 100m en fonction de la fréquence, comparées avec celles des câbles coaxiaux (RG) et des guides d'ondes (WR). [36]

TYPE DE SYSTEME	NIVEAU MINIMUM DETECTABLE	
	Bande passante (10MHz)	par Hertz
Guide d'onde	- 91,5 dBm	- 165,1 dBm/Hz
Câble coaxial	- 91 dBm	- 165,5 dBm/Hz
Liaison optique	- 66,5 dBm	- 136,8 dBm/Hz

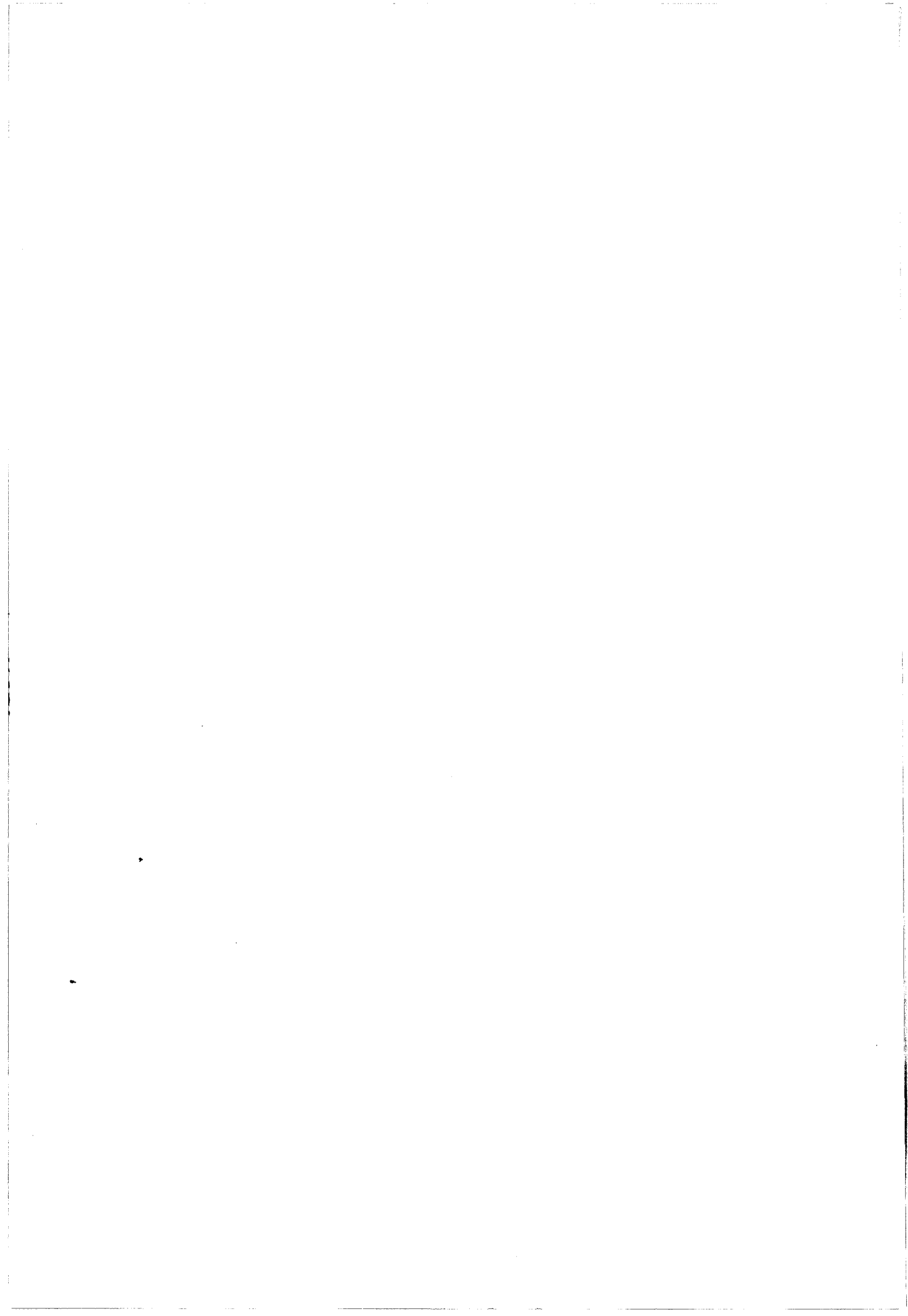
Tableau I.1 : comparaison des caractéristiques en bruit pour différents systèmes de transmission de signaux hyperfréquences [36]

L'autre aspect de comparaison concerne la bande passante. Les transmissions utilisant le câble coaxial présentent des pertes qui varient suivant \sqrt{f} , celles-ci étant dues essentiellement à l'inductance et la capacité mutuelles dans la ligne. L'utilisation de systèmes à fibre optique permet de s'affranchir d'une partie de ces pertes (notamment à grande distance) et de disposer d'une large bande passante (fig.I.25). La bande passante est l'un des avantages de la fibre optique permettant de surmonter l'inconvénient présenté par le bruit, pourvu que les performances des composants d'extrémités permettent de profiter de cet avantage.

L'utilisation d'une des deux fenêtres de transmission optique à 1,3 μm ou 1,55 μm , amène des pertes dues à la fibre de l'ordre de 0,5 dB/km, ce qui représente un des avantages essentiel de cette technologie. En effet, les systèmes à câble coaxial ont des pertes de l'ordre de 1 dB/m, ce qui représente une limitation importante à longue distance.

Dans les systèmes à fibre optique, la puissance maximale disponible en sortie demeure, jusqu'à présent, limitée à quelques dizaines de milliwatts, à cause notamment de la non-linéarité de l'émetteur optique. En revanche, pour le câble coaxial, les limitations ne sont pas apparentes, car des puissances de l'ordre du watt peuvent être transmises (tableau I.2).

La dynamique du système est définie par la différence exprimée en dB de la puissance maximale disponible et de la puissance minimale détectable. On montre que les systèmes à câble coaxial ou guide d'onde possèdent une étendue dynamique de 30 dB supérieure au système équivalent par fibre optique. Il s'agit d'un résultat à souligner.



TYPE DE SYSTEME	PUISSANCE MAXIMALE TRANSMISE	DYNAMIQUE
Guide d'onde	+ 30 à + 33 dBm	109 dB
Câble coaxial	+ 15 à + 20 dBm	90 dB
Liaison optique	0 à - 10 dBm	51 dB

Tableau 2 : comparaison des puissances maximales transmises et de la dynamique pour différents systèmes de transmission [36]

Cependant, l'optique devrait permettre de gagner en masse, en consommation et peut-être en fiabilité, sans parler des avantages liés à l'insensibilité aux parasites et interférences électromagnétiques et ainsi qu'à l'isolation électrique. Il s'agit là aussi de critères de qualité caractérisant la liaison à fibre optique. L'aspect relatif au poids peut par exemple être primordial dans la technologie spatiale puisqu'on admet généralement un coût de lancement de 300 à 400 KF par kg de satellite. Cette remarque est également valable pour tous les systèmes aéroportés.

5. Le bruit [30,37]

En ce qui concerne la transmission d'un signal hyperfréquence par voie optique, le bruit est un facteur primordial de la qualité de cette transmission. Dans ce qui suit, nous allons présenter les sources de bruit les plus importantes dans un laser à semiconducteur.

5.1. Les recombinaisons spontanées

La source de bruit la plus importante est celle due aux recombinaisons spontanées. Ces recombinaisons émettent des photons non cohérents ayant des phases aléatoires qui s'ajoutent aux photons cohérents du mode laser. Le bruit d'intensité du laser est exprimé par le RIN (Relative Intensity Noise). Le RIN est exprimé par :

$$RIN = \frac{\langle \delta P^2 \rangle}{\langle P \rangle^2} \quad (24)$$

où δP représente les fluctuations de la puissance optique P en sortie du laser et les parenthèses angulaires $\langle \rangle$ signifient la moyenne sur l'ensemble ou la moyenne temporelle. Il est admis que le RIN est principalement déterminé par le bruit des émissions spontanées.

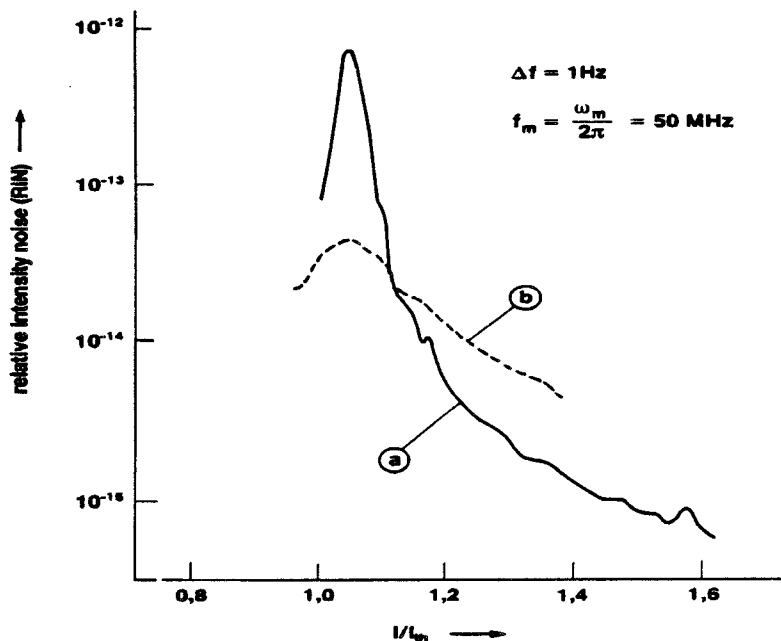


Figure I.26: Bruit relatif d'intensité (RIN) en fonction du courant de polarisation pour (a) un laser à guidage par indice, (b) un laser à guidage par le gain. [30]

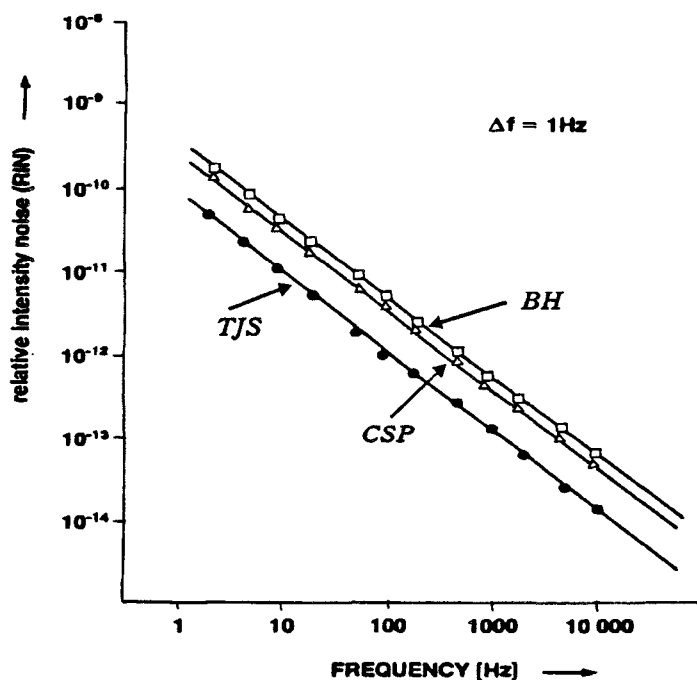


Figure I.27: Bruit relatif d'intensité (RIN) dû au bruit en $1/f$ en fonction de la fréquence pour trois types de lasers. [30]

TJS : Transverse Junction Stripe
 CSP: Channeled Substrate Planar
 BH : Buried Heterostructure

La fig.I.26 montre le comportement typique du RIN d'un laser en fonction du courant de polarisation. On remarque qu'il est maximum au seuil et qu'il diminue avec le courant. En effet, au seuil, la puissance optique est principalement due aux émissions spontanées qui deviennent moins importantes par rapport aux émissions stimulées quand le courant injecté augmente.

5.2. Bruit de partition de mode et de saut de mode

Le bruit d'intensité des diodes lasers est relativement faible; pourtant, la répartition de la puissance optique parmi les différents modes du laser introduit un autre type de bruit: le bruit de partition de mode. Ce bruit se montre assez fort si on considère uniquement le mode principal, mais diminue considérablement si on considère toute la puissance optique en sortie. Le bruit de partition est maximal quand l'émission consiste en deux modes concurrents. Chacun de ces modes est entaché d'un fort bruit de partition et la puissance totale émise est elle aussi influencée. Le bruit mesuré est alors appelé bruit de saut de mode (Mode-hopping noise).

5.3. Le bruit en 1/f

Comme les autres composants électroniques, les diodes lasers présentent un bruit en 1/f considérable surtout en basses fréquences (< 100 KHz). Au dessus du seuil, le bruit en 1/f est pratiquement indépendant du courant de polarisation. La fig.I.27 montre le RIN dû au bruit en 1/f. En basses fréquences ($f \sim 1$ Hz); le RIN est de l'ordre de -100 dB/Hz comparé à -130 dB/Hz à 10 KHz. Pour éviter ces niveaux élevés de bruit, il est conseillé d'utiliser des techniques de modulation qui translatent le signal à transmettre vers les fréquences plus élevées.

Aux sources de bruit mentionnées ci-dessus, il faut ajouter une source pour tenir compte du bruit de grenaille (shot noise) dû à la nature corpusculaire de la lumière [28,34]. Ce bruit se manifeste à la détection et est exprimé par:

$$\langle \delta i^2 \rangle = 2q \langle I \rangle B \quad (25)$$

où $\langle I \rangle$ est le courant et B la largeur de la bande passante. Le RIN quantique de la photodiode s'exprime alors par :

$$\text{RIN}_Q = \frac{2 \Delta f \langle \Delta I^2 \rangle}{\langle I \rangle^2} = \frac{2 q}{\langle I \rangle} \frac{\Delta f}{\text{Hz}} \quad (26)$$

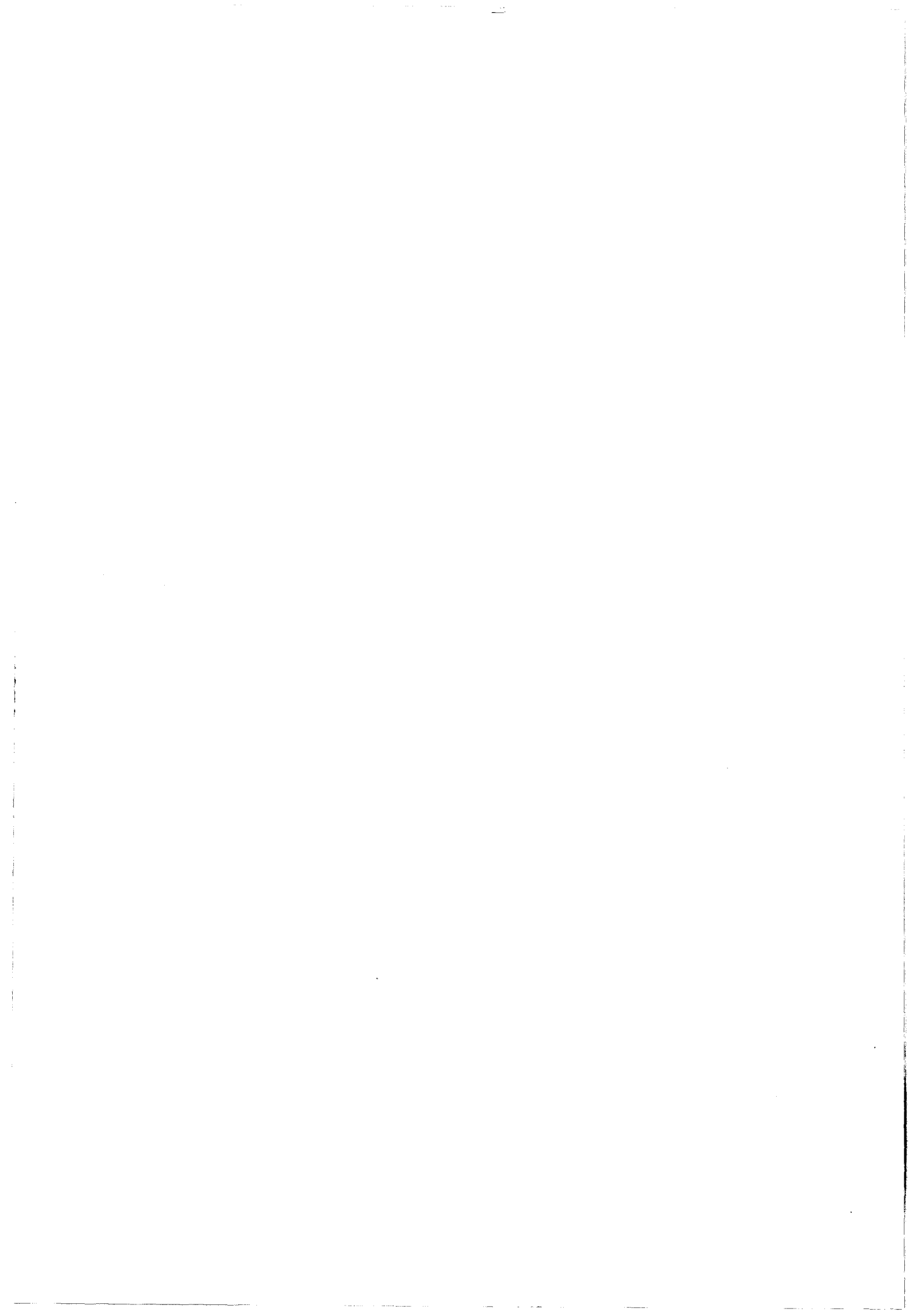


Parmi les différentes sources de bruit citées ci-dessus, le bruit dû aux émissions spontanées est le plus important. Nous nous limiterons par conséquent dans notre étude du bruit au bruit spontané. La formulation de ce type de bruit sera présentée au chapitre II.

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons discuté des principaux phénomènes qui contrôlent le fonctionnement des lasers, ainsi que des différentes structures utilisées. Nous avons aussi montré les avantages que présente la modulation directe du laser sur les différents types de modulation externe. Nous avons présenté les avantages de l'utilisation d'une liaison optique sur les systèmes conventionnels pour assurer la transmission des signaux hyperfréquences. Pour parfaire la conception d'une telle liaison, nous avons besoin d'un outil de modélisation capable de prendre en compte les phénomènes physiques les plus importants pour la détermination du comportement du laser modulé par un signal hyperfréquence de petite amplitude (petit signal), mais aussi de grande amplitude (grand signal). Cependant, le modèle étant un outil de conception de systèmes en premier lieu, il doit être simple d'utilisation et doit se passer de paramètres abstraits pour l'utilisateur tout en présentant un temps de calcul raisonnable.

En outre, la forme du modèle doit être capable d'intégrer les effets du circuit externe au laser. Pour cette raison, nous avons choisi de réaliser un modèle du type circuit. Ce modèle sera présenté au chapitre II.



**BIBLIOGRAPHIE
DU CHAPITRE I**

[1] Voir par exemple: H.C. Casey, Jr and M.B. Panish; "Heterostructure lasers, Part A"; Academic Press; 1978.

[2] S.M.Sze; "Physics of semiconductor devices"; John Wiley & Son; 1981.

[3] Voir par exemple: G.P. Agrawal and N.K. Dutta; "Long wavelength semiconductor lasers"; Van Nostrand Reinhold Company; 1986.

[4] Voir par exemple: Henry Kressel and J.K. Butler; "Semiconductor lasers and heterojunction LEDs"; Academic Press; 1977.

[5] Voir par exemple: John Gowar; "Optical communication systems"; Prentice Hall International; 1984.

[6] Voir par exemple: H. Mathieu; "Physiques des semiconducteurs et des composants électroniques"; Masson; 1986.

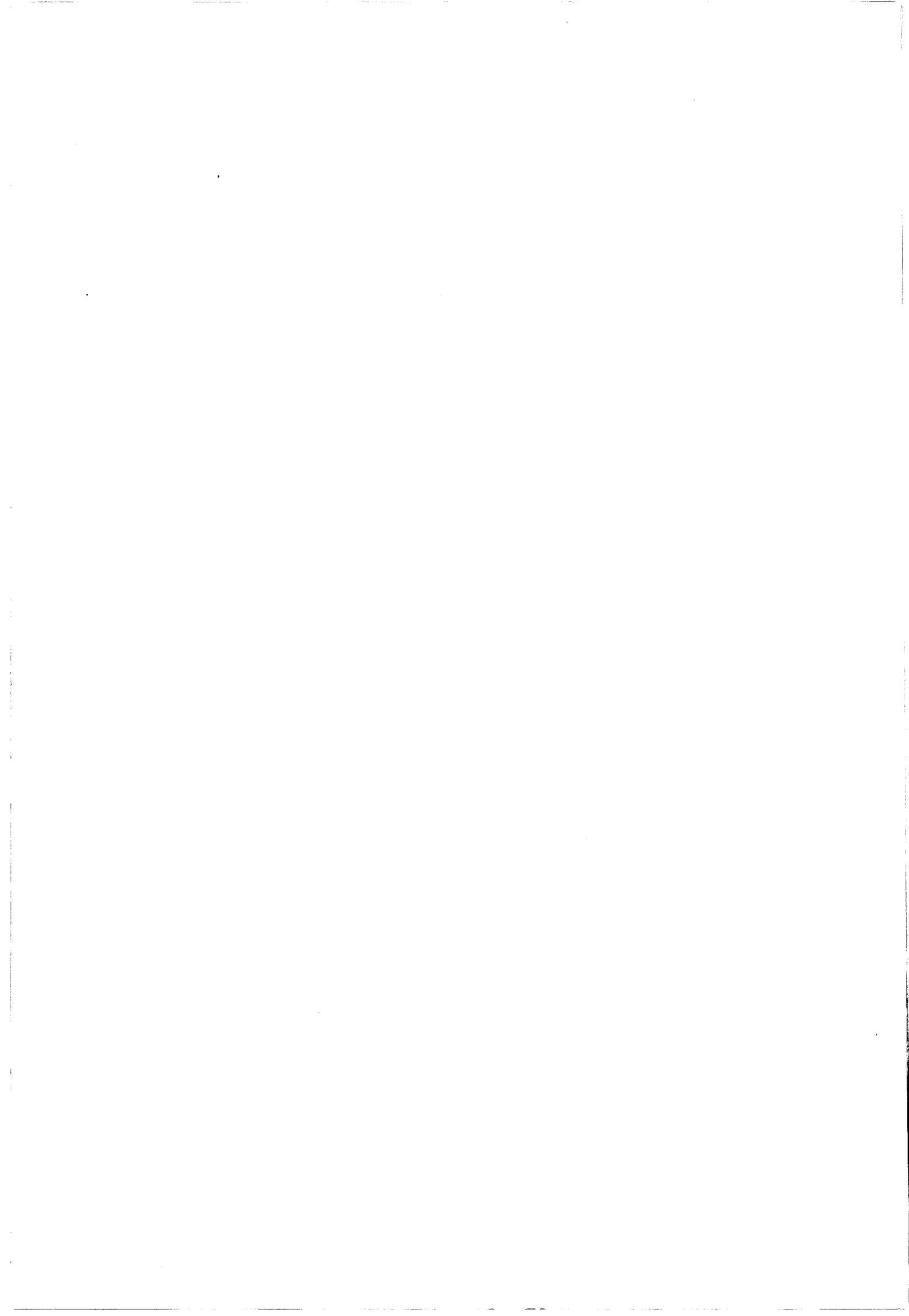
[7] Voir par exemple: A. Yariv; "Quantum electronics"; John Wiley & Son; 1985.

[8] Kitamura, M., M.Yamagushi, I. Mito, and K. Kobayashi; "Low-threshold and high-temperature single-longitudinal mode operation of 1.55 μ m-band DFB-DC-PBH LDs"; Electron. Lett.; vol. 20, 1984; pp. 595.

[9] Dixon, R.W., F.R. Nash, R.L. Hartman and R.T. Hepplewhite; "Improved light-output linearity in stripe-geometry double-heterostructure (Al,Ga)As lasers"; Appl. Phys. Lett.; vol.29, 1976; 372.

[10] Nelson, R.J., and N.K. Dutta; "Self-sustained pulsations and negative-resistance behaviour in InGaAsP ($\lambda=1.3\mu$ m) double heterostructure lasers"; Appl. Phys. Lett.; vol.37, 1980; pp. 769.

[11] K.Iga, S.Kinoshita, and F.Koyama; "Microcavity GaAlAs/GaAs surface-emitting laser with $I_{th} = 6$ mA"; Electronics Letters; Vol.23, No.3, 29th January 1987; pp. 134-136.



[12] K.Tai, R.J.Fischer, C.W.Seabury, N.A.Olsson, T-C.D.Huo, Y.Ota, and A.Y.Cho; "Room-temperature continuous-wave vertical-cavity surface-emitting GaAs injection lasers"; *Appl. Phys. Lett.*; Vol.55, No.24, 11 December 1989; pp. 2473-2475.

[13] Chih-Ping Chao, Kwok-Keung Law, and James L.Merz; "Low-threshold InGaAs/GaAs strained-layer ridge waveguide surface emitting lasers with two 45° angle etched internal total reflection mirrors"; *Appl. Phys. Lett.*; Vol.59, No.13, 23 September 1991; pp. 1532-1534.

[14] K.Tai, R.J.Fischer, K.W.Wang, S.N.G.Chu, and A.Y.Cho; "Use of implant isolation for fabrication of vertical cavity surface-emitting laser diodes"; *Electronics Letters*; Vol.25, No.24, 23rd November 1989; pp. 1644-1645.

[15] Ying Jay Yang, Thaddeus G.Dziura, S.C.Wang, Wei Hsin, and Shyh Wang; "Submilliampere continuous-wave room-temperature lasing operation of a GaAs mushroom structure surface-emitting laser"; *Appl. Phys. Lett.*; Vol.56, No.19, 7 May 1990; pp. 1839-1840.

[16] Y.H.Wang, K.Tai, Y.F.Hsieh, S.N.G.Chu, J.D.Wynn, and A.Y.Cho; "Observation of reduced current thresholds in GaAs/AlGaAs vertical-cavity surface-emitting lasers grown on 4° off-orientation (001) GaAs substrates"; *Appl. Phys. Lett.*; Vol.57, No.16, 15 October 1990; pp. 1613-1615.

[17] T.Numai, M.Sugimoto, I.Ogura, H.Kosaka, and K.Kasahara; "Surface-emitting laser operation in vertical-to-surface transmission electrophotonic devices with a vertical cavity"; *Appl. Phys. Lett.*; Vol.58, No.12, 25 March 1991; pp. 1250-1252.

[18] W.K.Chan, J.P.Harison, A.C.von Lehmen, L.T.Florez, C.K.Nguyen, and S.A.Schwarz; "Optically controlled surface-emitting lasers"; *Appl. Phys. Lett.*; Vol.58, No.21, 27 May 1991; pp. 2342-2344.

[19] Y.H.Lee, J.L.Jewell, A.Scherer, S.L.McCall, J.P.Harison, and L.T.Florez; "Room-temperature continuous-wave vertical-cavity single-quantum-well microlaser diodes"; *Electronics Letters*; Vol.25, No.20, 28th September 1989; pp. 1377-1378.

[20] J.R.Karin, L.G.Melcer, R.Nagarajan, J.E.Bowers, S.W.Corzine, P.A.Morton, R.S.Geels, and L.A.Coldren; "Generation of picosecond pulses with a gain-switched GaAs surface-emitting laser"; *Appl. Phys. Lett.*; Vol.57, No.10, 3 September 1990; pp. 963-965.



- [21] Kam Y.Lau, and Amnon Yariv; "Ultra-high speed semiconductor lasers"; IEEE J. Quantum Electron.; Vol.QE-21, No.2, February 1985; pp. 121-137.
- [22] Y.J.Yang, T.G.Dziura, S.C.Wang, G.Du, and S.Wang; "Single-mode operation of mushroom structuresurface emitting lasers"; IEEE Photonics Technology Letters; Vol.3, No.1, January 1991; pp. 9-11.
- [23] G.Hasnain, K.Tai, J.D.Wynn, Y.H.Wang, R.J.Fischer, M.Hong, B.E.Weir, G.J.Zydzik, J.P.Mannaerts, J.Gamelin, and A.Y.Cho; "Continuous wave top surface emitting quantum well lasers using hybrid metal/semiconductor reflectors"; Electronics Letters; Vol.26, No.19, 13th September 1990; pp. 1590-1592.
- [24] Guotong Du, J.Lin, J.K.Gamelin, B.Wu, J.J.Talghader, S.Wang, Y.J.Yang, T.G.Dziura, and S.C.Wang; "Ohmic heating and series resistance of a vertical-microcavity surface-emitting laser"; Appl. Phys. Lett.; Vol.59, No.3, 15 July 1991; pp. 265-267.
- [25] Kent D.Choquette, G.Hasnain, Y.H.Wang, J.D.Wynn, R.S.Freund, A.Y.Cho, and R.E.Leibenguth; "GaAs vertical-cavity surface emitting lasers fabricated by reactive Ion etching"; IEEE Photonics Technology Letters; Vol.3, No.10, October 1991; pp. 859-862.
- [26] L.M.Zinkiewicz, T.J. Roth, L.J. Mawst, D.Tran, and D. Botez; "High-power vertical cavity surface-emitting AlGaAs/GaAs diode lasers"; Appl. Phys. Lett.; Vol.54, No.20, May 1989; pp. 1959-1961.
- [27] C.J.Chang-Hasnain, J.P.Harbison, L.T.Florez, and N.G.Stoffel; "Polarisation characteristics of quantum well vertical cavity surface emitting lasers"; Electronics Letters; Vol.27, No.2, 17th January 1991; pp. 163-165.
- [28] F. Deborgies and P. Richin; "Fibre's low loss is microwave gain"; Physics World; Sept. 1991; pp. 73-75.
- [29] S.Weisser, J.D.Ralston, E.C.Larkins, I.Esquivias, P.J.Tasker, J.Fleissner and J.Rosenzweig; "Efficient high-speed direct modulation in p-doped In_{0.35}Ga_{0.65}As/GaAs multiquantum well lasers"; Electronics Letters; Vol.28, No.23, 5th November 1992; pp.2141-2143.
- [30] K. Petermann; "Laser diode modulation and noise"; Kluwer Academic Publishers (ADOP); 1988.



[31] GEC-Marconi materials technology ltd.; "GaAs optical modulators for DC to 50GHz"; Techbrief information sheet; February 1993.

[32] Voir par exemple: A. Yariv; "Optical electronics, 4th ed."; John Wiley & Sons; 1991.

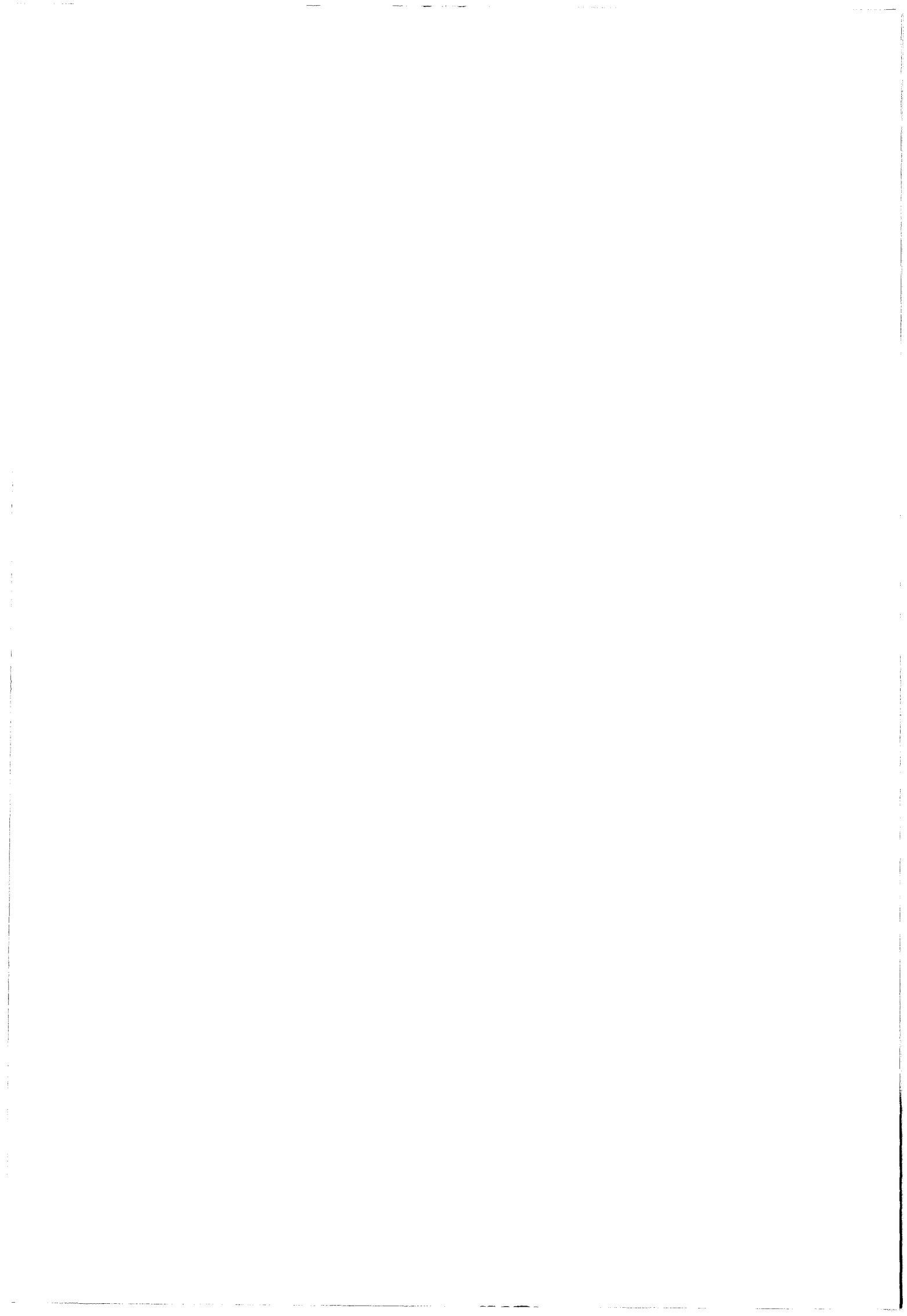
[33] R.G. Hunsperger; "Integrated optics: Theory and technology"; Springer-Verlag; 1985.

[34] Voir par exemple: Brian R. Bennett, Richard A. Soref, Jesus A. Del Alamo; "Carrier-induced change in refractive index of InP, GaAs, and InGaAsP"; IEEE J. Quantum Electron.; Vol. 26, No. 1, January 1990; pp.113-122.

[35] Claude Weisbuch and Borge Vinter; "Quantum semiconductor structures"; Academic Press; 1991.

[36] J.R. Jones; "A comparison of lightwave, microwave and coaxial transmission technologies"; IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques; vol.30, No.10, 1982; pp. 1512-1515.

[37] Irène Joindot; "Bruit relatif d'intensité des lasers à semiconducteur"; Ann. Télécommun.; Vol.46, No.3-4, 1991; pp. 191-204.



Chapitre II

CHAPITRE II

DEVELOPPEMENT DU MODELE

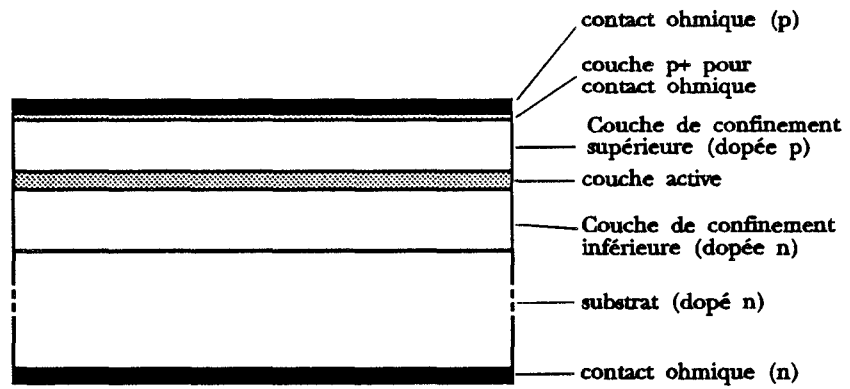
Introduction

Dans ce chapitre, nous présentons le fondement physique du modèle que nous avons mis au point ainsi que le passage du modèle physique au modèle mathématique et sa résolution. Nous commençons par l'établissement des équations de conservation des électrons et des photons à partir des principes de base, et nous présentons les différentes hypothèses simplificatrices adoptées dans la conception du modèle. Nous enchaînons ensuite avec la représentation de ces équations sous la forme d'un circuit électrique équivalent, en passant par l'approximation utilisée pour relier la densité de porteurs dans la couche active du laser à la tension appliquée aux bornes de celle-ci. Nous présentons alors quelques exemples de résultats obtenus par ce modèle et nous les vérifions avec ceux obtenus par l'intégration numérique des équations d'évolution du laser, ainsi qu'avec des résultats expérimentaux choisis dans la littérature. Nous présentons enfin la formulation et la modélisation du bruit dans le laser et nous concluons en citant différentes applications possibles du modèle.

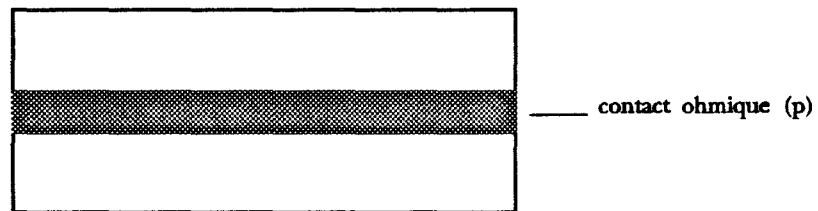
1. Les équations

Comme tous les composants à semiconducteurs, le fonctionnement des lasers à semiconducteurs est décrit par les équations de conservation de porteurs (équation de continuité) et l'équation de Poisson¹. Dans notre cas, le profil exact du champ électrique dans la couche active importe peu. Nous n'utiliserons donc pas l'équation de Poisson; en revanche il est important de connaître l'effet du potentiel appliqué sur les quasi-niveaux de Fermi et les densités de porteurs dans la zone active. Pour un laser, il faut également tenir compte de la conservation de la puissance optique. Ceci peut être obtenu par l'un des deux moyens suivants: soit en utilisant deux équations supplémentaires, l'une pour l'amplitude et l'autre pour la phase de l'onde optique, soit en se servant d'une seule équation pour la conservation des photons. C'est cette dernière solution que nous avons choisie. Nous présentons ci-dessous les équations utilisées ainsi que les hypothèses simplificatrices adoptées;

¹Une analyse plus rigoureuse impliquerait l'usage des équations de conservation de quantité de mouvement et d'énergie des porteurs. Dans notre cas, les phénomènes associés au transport électronique ne sont pas pris en considération.



Section longitudinal



Vue de dessus

Figure II.1 : Représentation schématique de la structure d'un laser

1.1. Equation de conservation des porteurs (Equation de continuité)

Puisque le laser présente une symétrie dans le sens de la longueur (Fig.II.1), en négligeant les effets de bords, les équations de conservation des porteurs en deux dimensions s'écrivent [1]:

$$\frac{d n(x,y)}{dt} = \frac{1}{q} \nabla \cdot \mathbf{J}_n(x,y) + G(n,p) - R(n,p) \quad (1)$$

$$\frac{d p(x,y)}{dt} = -\frac{1}{q} \nabla \cdot \mathbf{J}_p(x,y) + G(n,p) - R(n,p) \quad (2)$$

pour les électrons et les trous respectivement. Le courant injecté étant dans le sens perpendiculaire à la jonction, et négligeant les effets de bords, les équations ci-dessus sont réduites à des équations à une dimension. Etant donné la faible épaisseur de la couche active ($\leq 0,2 \mu\text{m}$) comparée à la longueur de diffusion dans la couche active ($L_p > L_n \sim 5 \mu\text{m}$), les densités de porteurs peuvent être considérées constantes partout dans la zone active, et $\nabla \cdot \mathbf{J} \rightarrow J/d$ ou I/V . On suppose que la zone active doit rester neutre à tout instant, ce qui signifie que le nombre de trous injectés est égal à celui des électrons. On postule en plus que les porteurs injectés sont uniformément répartis dans la zone active. Les équations (1) et (2) s'écrivent alors:

$$\frac{dn}{dt} = \frac{dp}{dt} = \frac{I}{qV} + G(n,p) - R(n,p) \quad (3)$$

Les mécanismes de génération comprennent la création de paires électrons-trous par photo-absorption et la génération thermique à partir des états existants dans la bande interdite.

Les mécanismes de recombinaisons peuvent être divisés en deux catégories: radiatives et non-radiatives. Les recombinaisons non-radiatives incluent, entre autres, les recombinaisons par des centres de recombinaisons profonds (type Shockley-Hall-Read), les recombinaisons par des états de surface et les recombinaisons Auger. En l'absence d'injection les termes de recombinaison sont en équilibre avec ceux de génération et s'annulent. L'équation (3) s'écrit alors:

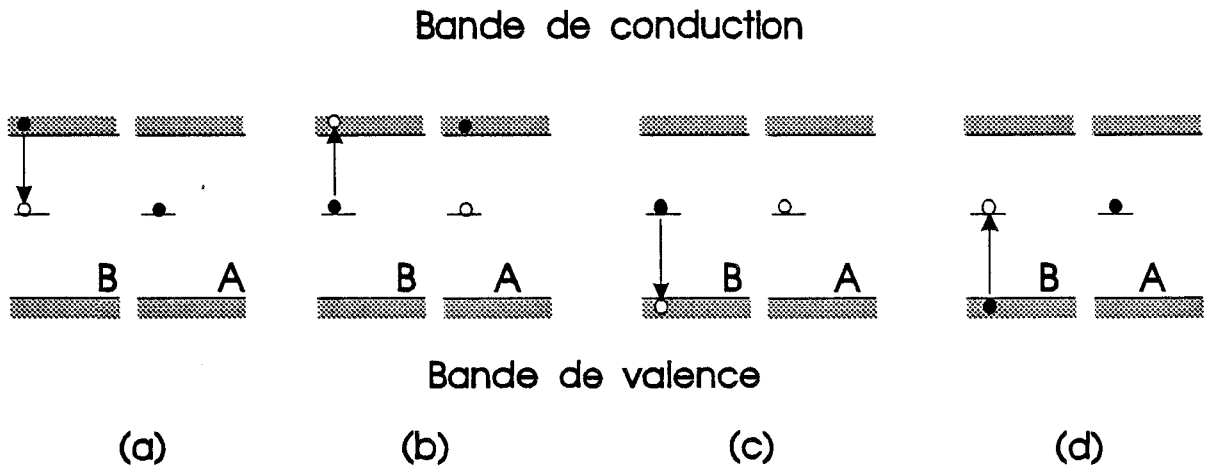


Figure II.2 : Recombinaisons du type Shockley-Hall-Read

*B - états avant la recombinaison
A - états après la recombinaison*

- a) Capture d'un électron*
- b) Emission d'un électron*
- c) Capture d'un trou*
- d) Emission d'un trou*

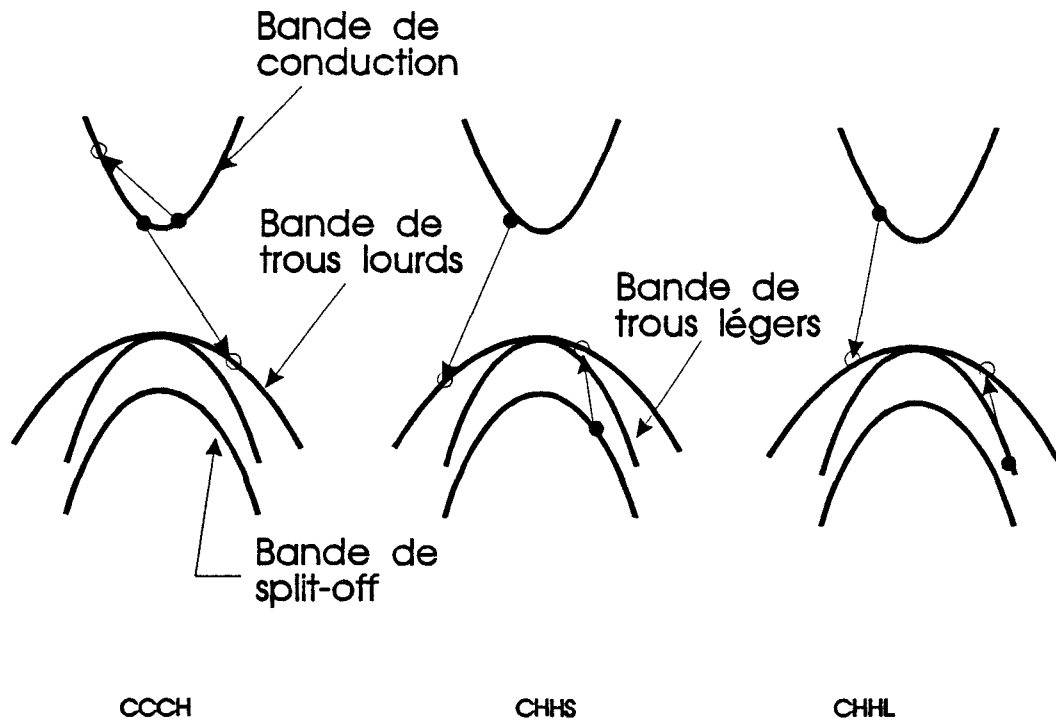


Figure II.3 Mécanismes de recombinaisons Auger

$$\frac{dN}{dt} = \frac{dP}{dt} = \frac{I}{qV} - R(N,P) \quad (4)$$

où N et P sont, respectivement, les densités des électrons et des trous en excès par rapport aux densités à l'équilibre.

Pour les recombinaisons faisant intervenir les états situés dans la bande interdite (cf. Fig.II.2), le taux de recombinaisons est donné par [1]:

$$R_{SHR} = \frac{(n.p - n_i^2)}{\tau_p[n + n_i \exp(\frac{E_i - E_{Fi}}{kT})] + \tau_n[p + n_i \exp(\frac{E_i - E_{Fi}}{kT})]} \quad (5)$$

où l'indice SHR se rapporte à Shockley-Hall-Read

En pratique, les durées de vie des électrons et des trous sont supposées identiques, $\tau_n = \tau_p$, et $N=P \gg n_i \exp(\frac{E_i - E_{Fi}}{kT})$, et l'équation (5) est alors simplifiée et donne:

$$R_{SHR} = n_i \exp(\frac{N^2 - n_i^2}{N\tau_n}) \approx \frac{N}{\tau_n} = A_{nr}N \quad (6)$$

Le terme de recombinaisons du type Shockley-Hall-Read est donc linéairement proportionnel à la densité de porteurs.

En ce qui concerne les recombinaisons Auger [2], trois processus peuvent être identifiés (Fig.II.3), notés CCCH, CHHS et CHHL, où le C désigne une charge de la bande de conduction et H,L,S désignent respectivement les charges des bandes de trous lourds, trous légers et "split-off" de la bande de valence. Pratiquement, dans les lasers InGaAsP, les processus CCCH et CHHS sont prépondérants. Ces derniers sont respectivement proportionnels à n^2p et à $n.p^2$. Le terme de recombinaisons Auger peut s'écrire:

$$R_{Auger} = C_{An}n^2p + C_{Ap}n.p^2 \approx C_{AN}N^3 \quad (7)$$

où l'on a admis que $n \approx N$, et $N \approx P$.



Les recombinaisons radiatives correspondent à des transitions bande à bande et on peut distinguer les transitions spontanées et stimulées, comme il a été décrit au chapitre I. Les recombinaisons spontanées sont habituellement décrites dans la littérature sous la forme $B.n.p$ [2,3] où B est le coefficient de probabilité de recombinaison spontanée qui dépend du matériau. De façon à ce que le bilan global des recombinaisons-générations soit nul à l'équilibre thermodynamique, les recombinaisons spontanées peuvent être exprimées sous la forme suivante:

$$R_{sp} = B.n.p \approx B.N^2 \quad (8)$$

Le terme de recombinaisons stimulées est généralement représenté par une expression de la forme [3]:

$$R_{st} = G_{st} \cdot S \quad (9)$$

où S est la densité volumique des photons et G_{st} est le gain optique qui dépend de la densité de porteurs. Une dépendance linéaire est généralement admise (cf. chapitre I). Un terme de compression du gain avec la puissance optique est habituellement considéré pour tenir compte de l'effet de hole-burning² [4,5,6]; plusieurs formes sont proposées dans la littérature [6,7,8]:

$$G_{st} = \frac{g.(N-N_{om}).(1 - \epsilon S)}{(1 + \epsilon S)} \quad (10)$$

$$\frac{g.(N-N_{om})}{\sqrt{1 + \epsilon S}}$$

où N_{om} est appelée la densité des porteurs à la transparence.

² Hole burning: cette expression est utilisée en littérature anglo-saxonne pour représenter la diminution du gain modal du mode principal du laser. On distingue deux types de "hole burning": spatial et spectral. Le "spatial hole burning" est lié à la nature stationnaire de l'onde optique dans la cavité du laser. Les porteurs sont épuisés plus rapidement aux maxima, et le gain diminue à ces endroits. Le "spectral hole burning" correspond à la diminution des densités des électrons et des trous qui sont séparés par une énergie qui correspond à celle des photons participant au mode optique principal. Cette diminution est causée par la consommation rapide des porteurs à forte puissance.

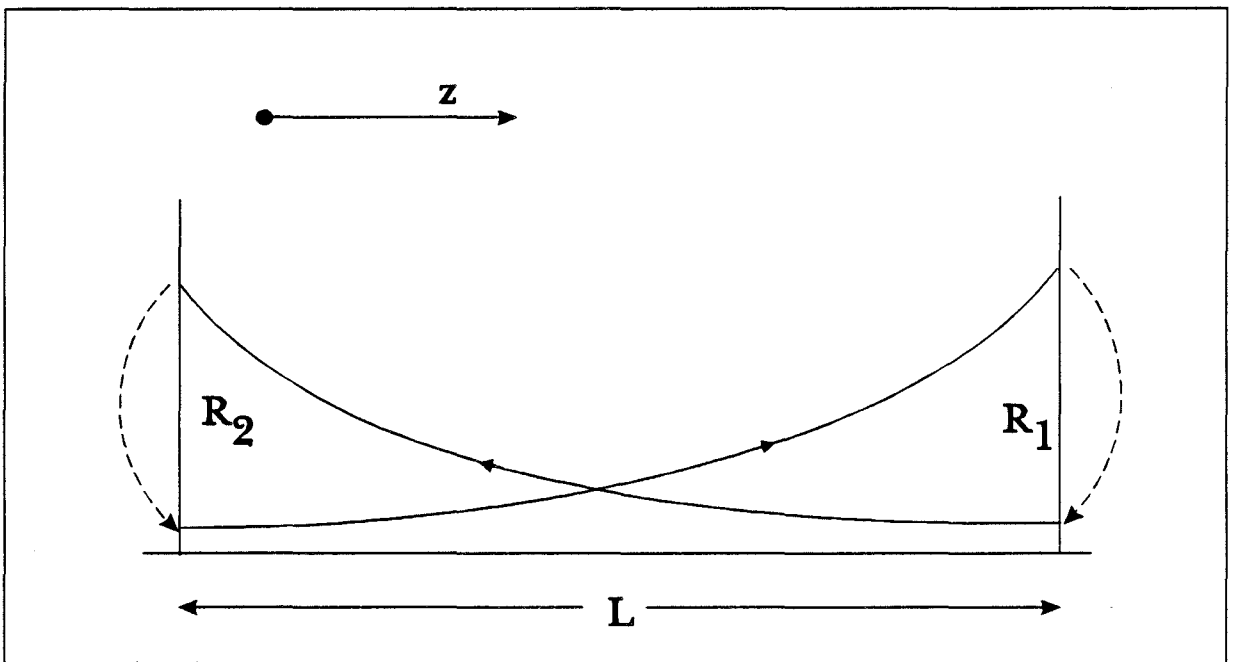


Figure II.4 : Amplification de la puissance optique dans une cavité de longueur L . R_1 et R_2 sont les coefficients de réflexion des miroirs avant et arrière.

Pour des densités optiques acceptables, le terme ϵS est assez petit et les trois formes sont équivalentes. Dans notre modèle, nous adoptons la première forme, comme étant la plus adaptée pour être représentée sur le logiciel SPICE.

Remplaçant le terme de recombinaisons dans (3) par les différents termes mentionnés ci-dessus, l'équation de conservation des porteurs donne:

$$\frac{dN}{dt} = \frac{I}{qV} - g.(N-Nom).(1 - \epsilon S) - (A_{nr}N + B.N^2 + C_A N^3) \quad (11)$$

1.2. Equations de conservation des photons

Comme pour les porteurs, une équation pour la conservation des photons peut être établie. Le taux d'augmentation de la densité de puissance optique en fonction de z étant donné par l'équilibre entre le gain et les pertes peut s'écrire:

$$\frac{dP(z)}{dz} = (G - \alpha_{int}) P(z) \quad (12)$$

où G est le gain optique dû aux émissions stimulées dans la couche active et α_{int} représente l'absorption et les pertes dues au guidage. Pour un trajet aller-retour de la puissance optique à l'intérieur de la cavité de longueur L du laser; on a (cf. Fig.II.4):

$$\begin{aligned} P_0^+(L) &= P_0^+(0) \exp[(G - \alpha_{int})L] \\ P_0^-(L) &= R_1 P_0^+(0) \exp[(G - \alpha_{int})L] \\ P_0^-(0) &= R_1 P_0^+(0) \exp[2(G - \alpha_{int})L] \\ P_1^+(0) &= R_1 R_2 P_0^+(0) \exp[2(G - \alpha_{int})L] \end{aligned} \quad (13)$$

où + et - indiquent une propagation dans le sens d'aller et retour respectivement et où les indices 0,1 indiquent le numéro du trajet. R_1 et R_2 sont les coefficients de réflexion de la puissance optique par les facettes du laser. Pour une émission stable du laser on a $P_0^+(0) = P_1^+(0)$, on obtient alors:

$$(G - \alpha_{int}) = \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{R_1 R_2} \quad (14)$$

indiquant que pour un fonctionnement stable, le gain du laser doit compenser les pertes dues aux facettes, en plus des pertes de guidage et d'absorption.

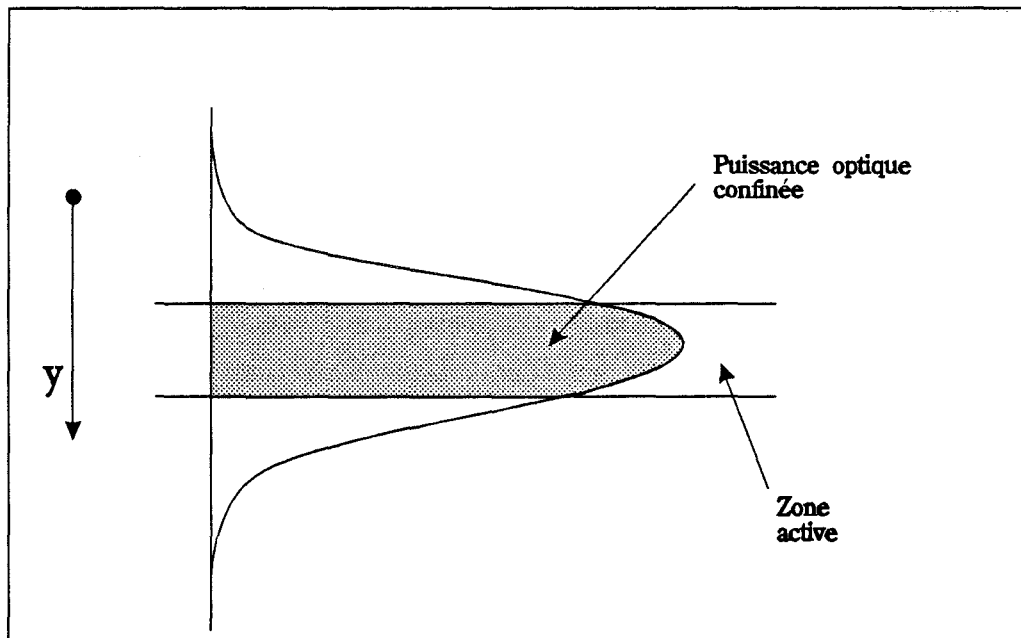


Figure II.5 : Profil du champ optique dans la cavité d'un laser à double hétérostructure.

Une approche simplificatrice serait de remplacer les pertes localisées dues aux miroirs par une constante d'absorption distribuée équivalente donnée par

$$\alpha_m = \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{R_1 R_2} \quad (15)$$

et de l'introduire dans (11) qui donne alors:

$$\frac{dP}{dt} = v_g (G - \alpha_{int} - \alpha_m) P + \beta R_{sp} \quad (16)$$

où le terme βR_{sp} a été introduit pour tenir compte de la fraction de recombinaisons spontanées participant aux mode laser et où on a utilisé la relation

$$dz = v_g dt \quad (17)$$

où v_g est la vitesse de groupe de l'onde optique.

Divisant (16) par $h\nu$ (l'énergie d'un photon) on obtient l'équation de conservation de photons. Les équations (11) et (16) sont les fameuses équations monomode d'évolution du laser (monomode rate equations) sur lesquelles est fondé ce travail. Le gain G utilisé dans (16) est déterminé par la fraction de puissance optique confinée dans la zone active (Fig.II.5), et est donné par

$$G = \Gamma G_{st} \quad (18)$$

où Γ est le facteur de confinement qui s'exprime sous la forme [2]:

$$\Gamma = \frac{\int_{\text{zone active}} E^2(x, y) dx dy}{\int_{-\infty}^{\infty} E^2(x, y) dx dy} \quad (19)$$

où $E(x, y)$ est le champ électrique associé à l'onde optique.

Pour les lasers à fort guidage, le facteur de confinement Γ représentant la fraction de la puissance optique confinée dans le guide est approximativement donné par $\Gamma = \Gamma_T \Gamma_L$, Γ_T et Γ_L étant les facteurs de confinement transversal et latéral, respectivement. Γ_L est

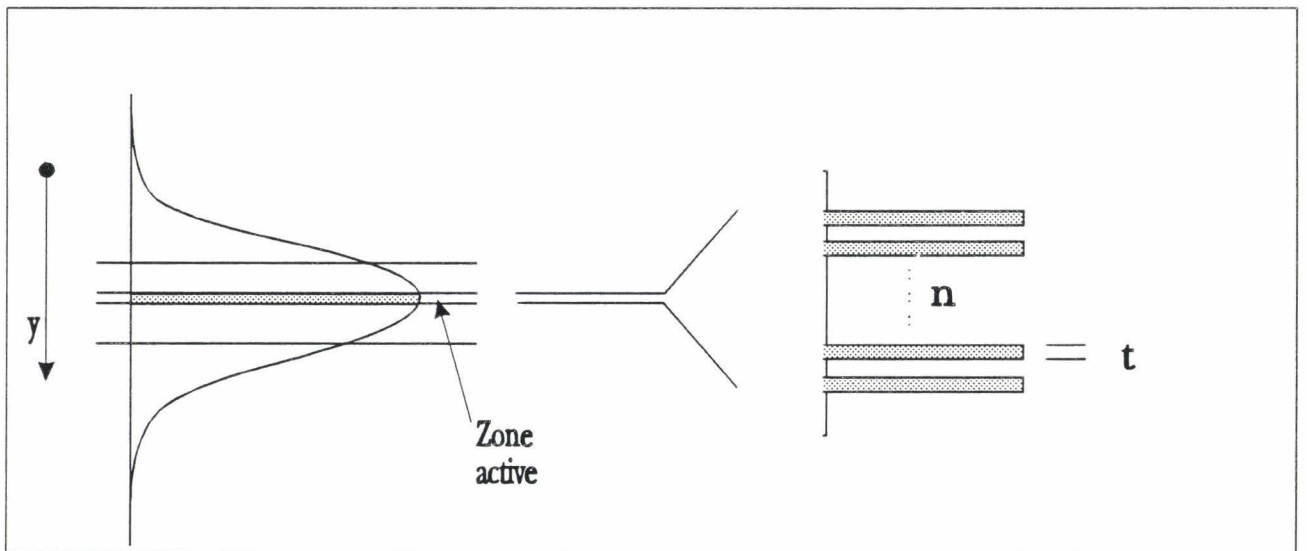


Figure II.6 : Profil du champ optique dans un laser à puits quantiques.

généralement très proche de 1; $\Gamma \approx \Gamma_T$ et vaut approximativement, pour un laser à double hétérostructure [2]:

$$\Gamma_T \approx \frac{D^2}{2 + D^2} \quad (20)$$

où D est l'épaisseur normalisée du guide optique et est donnée par :

$$D = k_0 (n_2^2 - n_1^2)^{\frac{1}{2}} d \quad (21)$$

où d est l'épaisseur de la couche active, k_0 est le vecteur d'onde dans le vide, n_1 et n_2 sont les indices de réfraction de la couche de confinement et de la couche active, respectivement. Pour les lasers à puits quantiques, il est plus rigoureux d'avoir recours à l'intégrale de recouvrement entre l'onde optique et les ondes associées aux porteurs, ψ_e et ψ_h pour les électrons et les trous, respectivement. Le confinement vertical est alors donné par [9]:

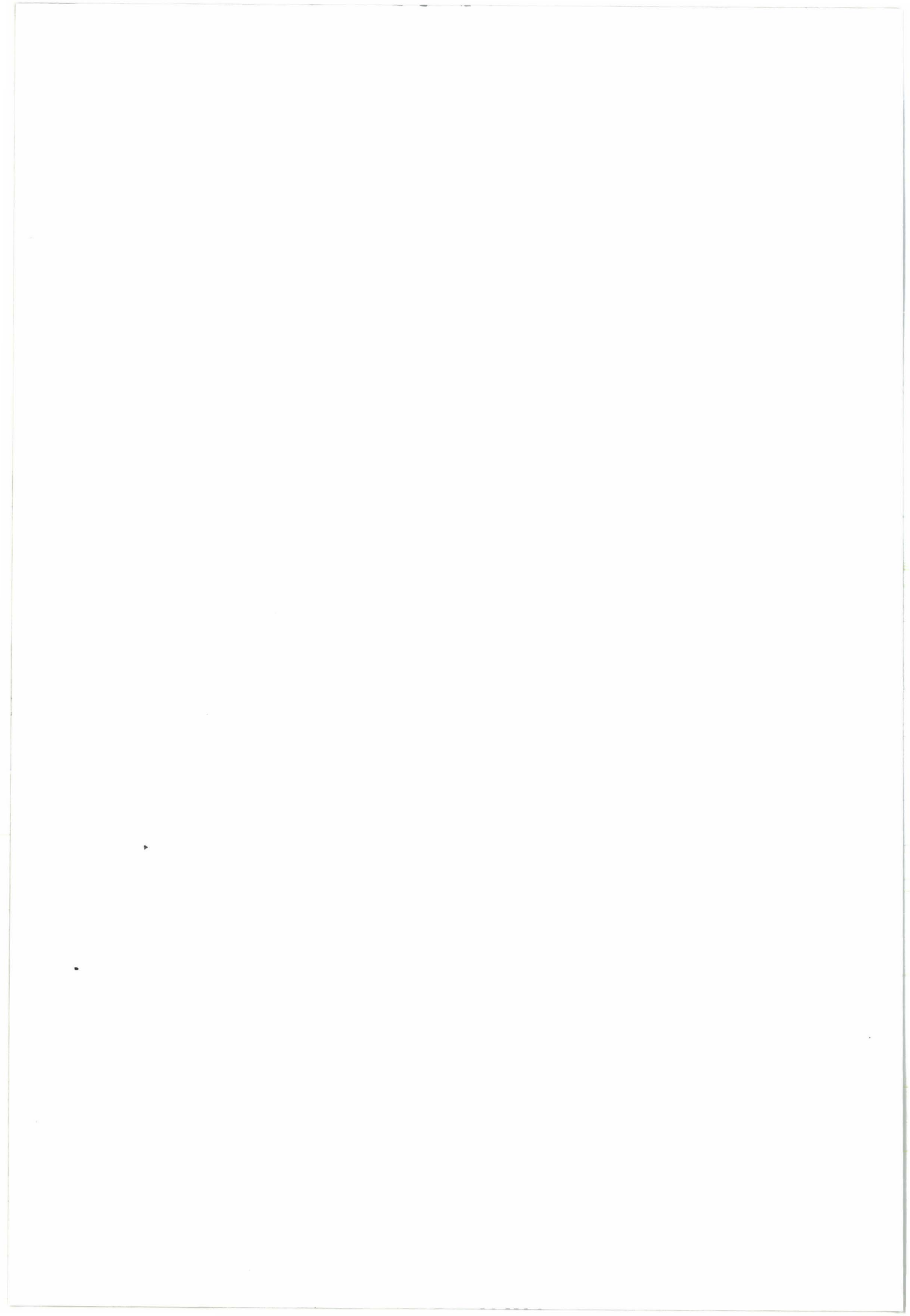
$$\Gamma_T = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} |\psi_e(y) \psi_h(y)| P(y) dy}{\int_{-\infty}^{\infty} P(y) dy} \quad (22)$$

où t représente l'épaisseur du puits quantique et où $P(y)$ est la puissance optique en fonction de la position y . Dans la pratique, la position des puits quantiques coïncide avec le maximum de la puissance optique (Fig.II.6) et les porteurs sont pratiquement entièrement confinés dans le puits quantique. L'équation (22) devient donc:

$$\Gamma_T = \frac{P_{\max}}{\int_{-\infty}^{\infty} P(y) dy} \cdot t \cdot n \quad (23)$$

où n est le nombre de puits quantiques de la structure. Introduisant (18) dans (16) et remplaçant R_{sp} par (8) on obtient :

$$\frac{dS}{dt} = v_g \Gamma G_{st} S + \beta B N^2 - v_g (\alpha_{int} + \alpha_m) S \quad (24)$$



Les équations d'évolution du laser sont alors :

$$\frac{dN}{dt} = \frac{I}{qV} - g.(N-Nom).(1 - \epsilon S) - (A_{nr}N + B.N^2 + C_A N^3) \quad (25.a)$$

$$\frac{dS}{dt} = \Gamma g(N-Nom)(1 - \epsilon S)S + \beta B N^2 - v_g(\alpha_{int} + \alpha_m)S \quad (25.b)$$

où G_{st} a été remplacé par la première des équations (10).

1.3. Potentiel aux bornes et puissance optique

Les équations (25) sont adéquates pour décrire le comportement de la couche active du laser en fonction du courant injecté. Or, pour les applications systèmes nous serons plus intéressés par les caractéristiques aux bornes du laser (en particulier son impédance) et la puissance optique délivrée.

1.3.1. Puissance optique

La puissance optique peut être obtenue en partant de la densité de puissance optique perdue par les miroirs:

$$\frac{dP_m}{dz} = \alpha_m P = \frac{1}{L} \ln \frac{1}{R} P \quad (26)$$

Pour une section A et une onde optique dont l'énergie se propage à la vitesse v_g , la puissance perdue par les miroirs est donnée par

$$dP_{out} = A v_g \frac{1}{L} \ln \frac{1}{R} P dz \quad (27)$$

En intégrant sur la longueur L de la cavité on obtient:

$$\begin{aligned} P_{out} &= v_g \frac{1}{L} \ln \frac{1}{R} P A L \\ &= v_g \frac{1}{L} \ln \frac{1}{R} \frac{V_a}{\Gamma} P \end{aligned} \quad (28)$$

où V_a est le volume de la zone active. Introduisant $P = S h\nu$ dans (28), l'expression précédente donne:

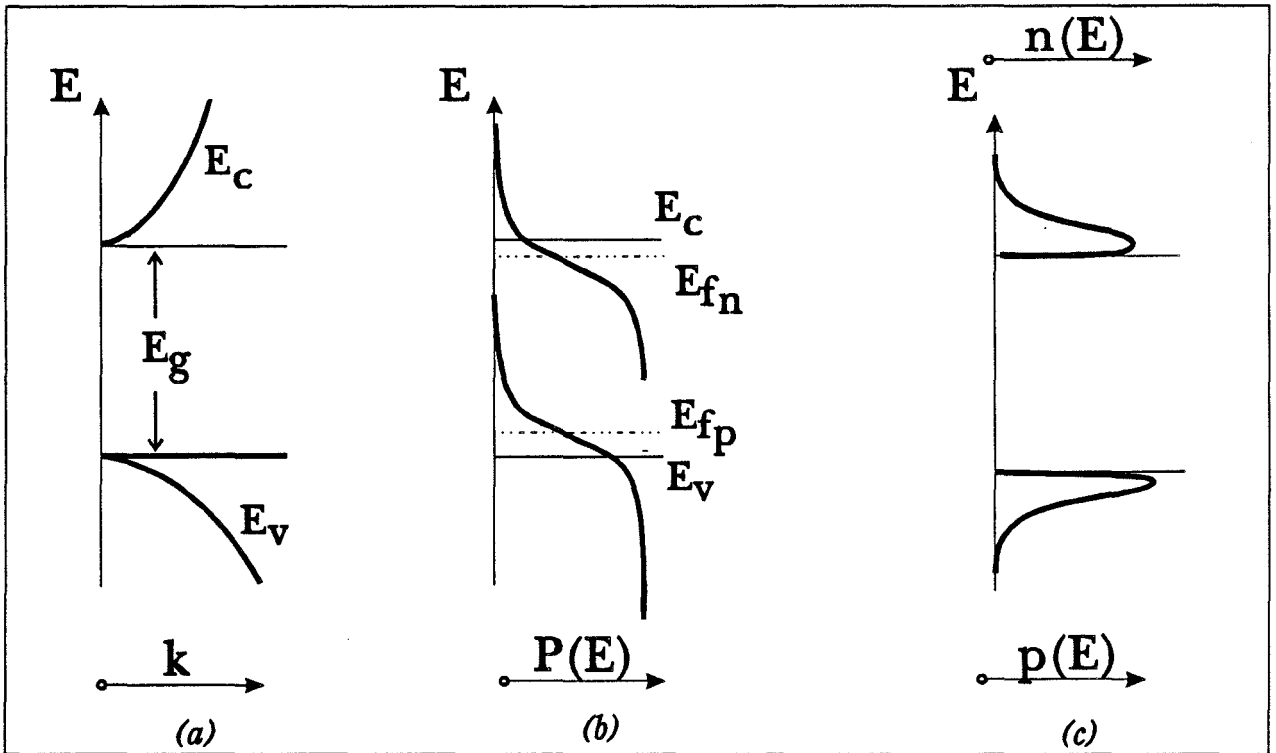


Figure II.7 : Représentation des statistiques de Fermi-Dirac

a) Approximation parabolique des bandes d'énergie

b) Probabilité d'occupation d'un état d'énergie par un porteur, E_{fn} et E_{fp} étant les quasi-niveaux de Fermi pour les électrons et les trous respectivement.

c) Distribution des porteurs en fonction de l'énergie dans la bande de conduction et de valence.

$$\begin{aligned}
P_{\text{out}} &= \frac{V_a h \nu v_g}{\Gamma} \frac{1}{L} \ln \frac{1}{R} S \\
&= \frac{q V_a E_g v_g}{\Gamma} \frac{1}{L} \ln \frac{1}{R} S \\
&= \rho S
\end{aligned} \tag{29}$$

où E_g est l'énergie de la bande interdite (en eV) et q la charge de l'électron.

1.3.2. Potentiel aux bornes

Le comportement électrique de n'importe quel composant est décrit par sa caractéristique I-V. Pourtant le potentiel n'intervient pas explicitement dans les équations 22, dans lesquelles on retrouve la densité des porteurs qui, elle, dépend du potentiel aux bornes. Cette dépendance est établie par les statistiques de Fermi-Dirac.

Il est bien connu [1] que la densité des porteurs dans un semiconducteur est donné par (Fig.II.7):

$$N = N_C \mathcal{F}^{\frac{1}{2}}(\xi_{f_n} - \xi_c) \tag{30}$$

$$P = N_V \mathcal{F}^{\frac{1}{2}}(\xi_v - \xi_{f_p}) \tag{31}$$

où

$$\mathcal{F}^{\frac{1}{2}}(\xi_f) = \int_0^{\infty} \frac{\varepsilon^{\frac{1}{2}}}{1 + \exp(\varepsilon - \xi_f)} d\varepsilon \tag{32}$$

est l'Intégrale de Fermi d'ordre 1/2 et où les variables ξ_i sont les variables réduites de l'énergie et sont données par $\xi_i = \frac{E_i}{kT}$ où E_i représente le niveau d'énergie, et les indices f , c et v dénotent le niveau de Fermi et les bandes de conduction et de valence, respectivement, et les indices f_n et f_p dénotent les quasi-niveaux de Fermi pour les électrons et les trous, respectivement. Dans le cas de non-dégénérescence (faible injection), l'Intégrale de Fermi se réduit à une exponentielle et les densités de porteurs sont donnés par :

$$N = N_C \exp(\xi_{f_n} - \xi_c) \tag{33}$$

$$P = N_V \exp(\xi_v - \xi_{f_p}) \tag{34}$$

Pour les semiconducteurs non-dégénérés, décrits par (33) et (34) on peut lier le potentiel aux bornes de la couche active aux densités de porteurs en remarquant que

$$n = \left(\frac{2}{\pi}\right)^{\frac{1}{2}} N_c \mathcal{F}^{\frac{1}{2}}(-\xi_c)$$

$$p = \left(\frac{2}{\pi}\right)^{\frac{1}{2}} N_v \mathcal{F}^{\frac{1}{2}}(-\xi_v)$$

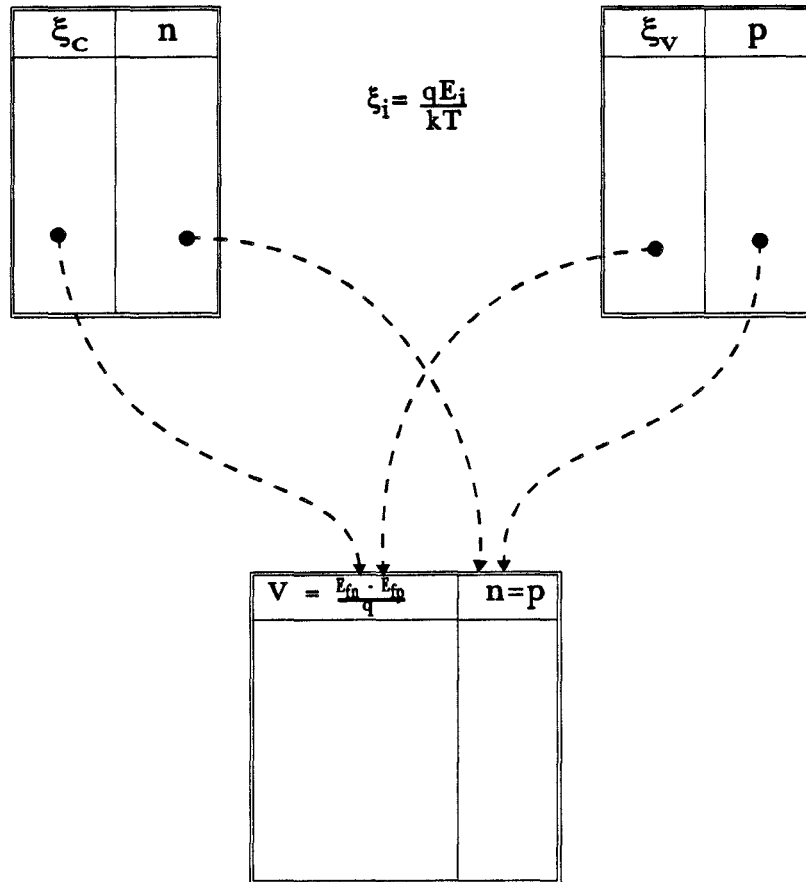


Figure II.8 : Tableaux utilisés pour réaliser l'approximation en polynôme de la densité des porteurs en fonction du potentiel appliqué, pour un semiconducteur dégénéré.

$$\begin{aligned}
V &= \frac{E_{f_n} - E_{f_p}}{q} \\
&= (E_c - E_v) + \frac{kT}{q} \cdot \ln \frac{NP}{N_c N_v} \\
&= E_G + \frac{kT}{q} \cdot \ln \frac{NP}{N_c N_v} \quad (35)
\end{aligned}$$

Pour les semiconducteurs dégénérés, des expressions analytiques approximatives ont été proposées [10,11]. Celles-ci sont valables sur des plages assez étroites et il n'est donc pas possible d'obtenir une expression similaire pour les semiconducteurs dégénérés. Mais il est possible, en utilisant des méthodes numériques, de dresser un tableau reliant les densités de porteurs et l'argument de l'Intégrale de Fermi. En supposant la neutralité de la zone active, $N = P$, on peut construire un tableau reliant $(\xi_{f_n} - \xi_c)$ et $(\xi_v - \xi_{f_p})$ à une certaine densité de porteurs $N=P$; on peut aussi en déduire le vrai potentiel appliqué. Ces tableaux sont montrés Fig.II.8. A partir du dernier tableau, on peut déduire, en utilisant la méthode des moindres carrés par exemple, une fonction polynômiale reliant les densités de porteurs à la tension appliquée. Cette fonction dépend du cas particulier de chaque laser, selon le matériau utilisé (E_G, N_v, N_c) et le dopage initial de la couche active. Un polynôme du cinquième degré a été utilisé comme compromis entre une approximation moins précise et une implémentation trop complexe.

La relation entre la densité de porteurs et le potentiel aux bornes de la couche active est donc décrite par :

$$N = \sum_{i=1}^n a_i V^i = f(V) \quad (36)$$

2. Le circuit équivalent

Introduisant (36) et (28) dans (25) nous obtenons :

$$\begin{aligned}
qV f'(V) \frac{dV}{dt} &= I - qV g(f(V) - N_{om}) \left(1 - \varepsilon \frac{P_{out}}{\rho}\right) \frac{P_{out}}{\rho} \\
&\quad - qV (A_{nr} f(V) + B_{sp} f^2(V) + C_{Auger} f^3(V)) \quad (37.a)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\frac{qV}{\Gamma \rho} \frac{dP_{out}}{dt} &= qV g(f(V) - N_{om}) \left(1 - \varepsilon \frac{P_{out}}{\rho}\right) \frac{P_{out}}{\rho} + \frac{qV}{\Gamma} \beta' B_{sp} f^2(V) \\
&\quad - \frac{qV}{\Gamma} v_g (\alpha_{int} + \alpha_m) \frac{P_{out}}{\rho} \quad (37.b)
\end{aligned}$$

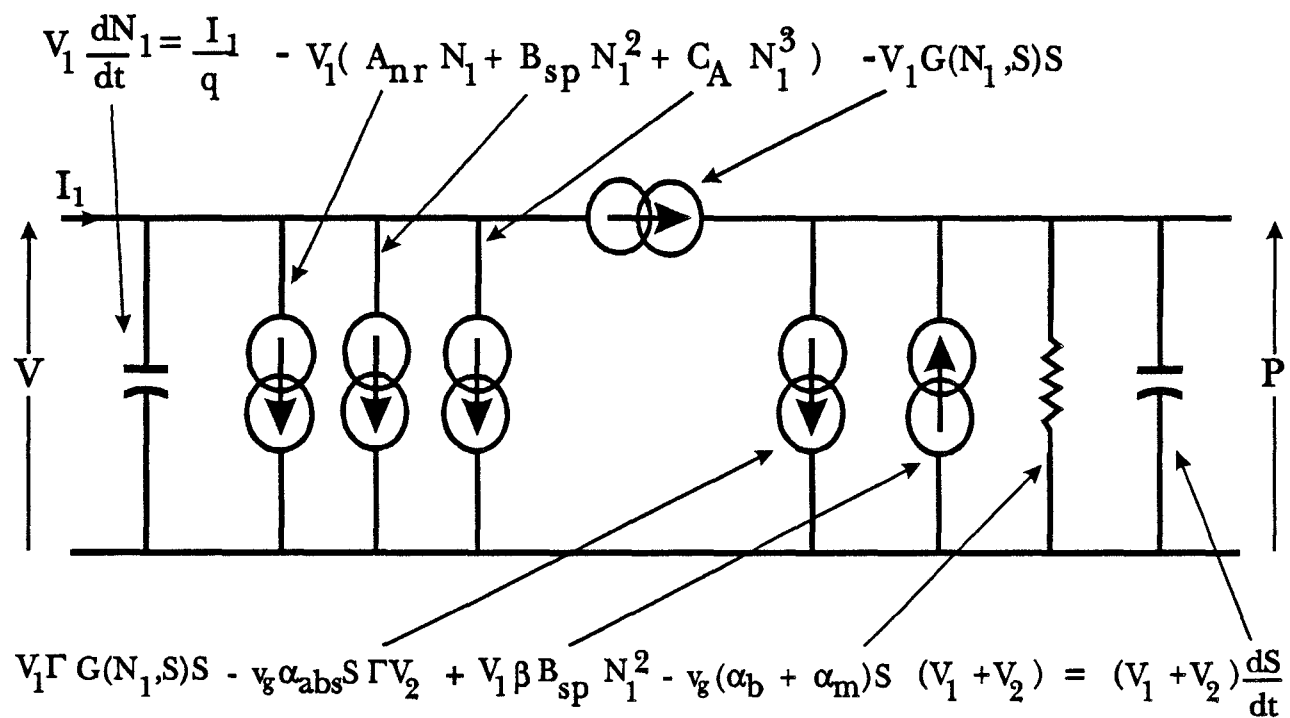


Figure II.9 : Schéma équivalent du laser correspondant aux équations (35).

Les équations ci-dessus relient directement le potentiel appliqué au courant injecté et à la puissance optique en sortie et ressemblent aux équations d'un circuit électrique non linéaire. Elles peuvent être réécrites sous la forme :

$$C_{in} \frac{dV_{in}}{dt} = I - I_{st} - I_{nr} - I_{sp} - I_{Auger} \quad (38.a)$$

$$C_{ph} \frac{dV_{out}}{dt} = I_{st} + \beta I_{sp} - \frac{V_{out}}{R_{int}} - \frac{V_{out}}{R_m} \quad (38.b)$$

où

$$C_{in} = qV f'(V) \quad (39)$$

$$C_{ph} = \frac{qV}{\Gamma\rho} \quad (40)$$

et I_{nr} , I_{sp} , I_{Auger} et β peuvent être représentées sous la forme de résistances non linéaires ou de sources de courants non linéaires dépendant du potentiel V_{in} à leurs bornes; I_{st} est une source de courant qui dépend de V_{in} et V_{out} à la fois. Ces sources de courant sont données par :

$$I_{nr} = qV A_{nr} f(V) \quad (41)$$

$$I_{sp} = qV B_{sp} f^2(V) \quad (42)$$

$$I_{Auger} = qV C_{Auger} f^3(V) \quad (43)$$

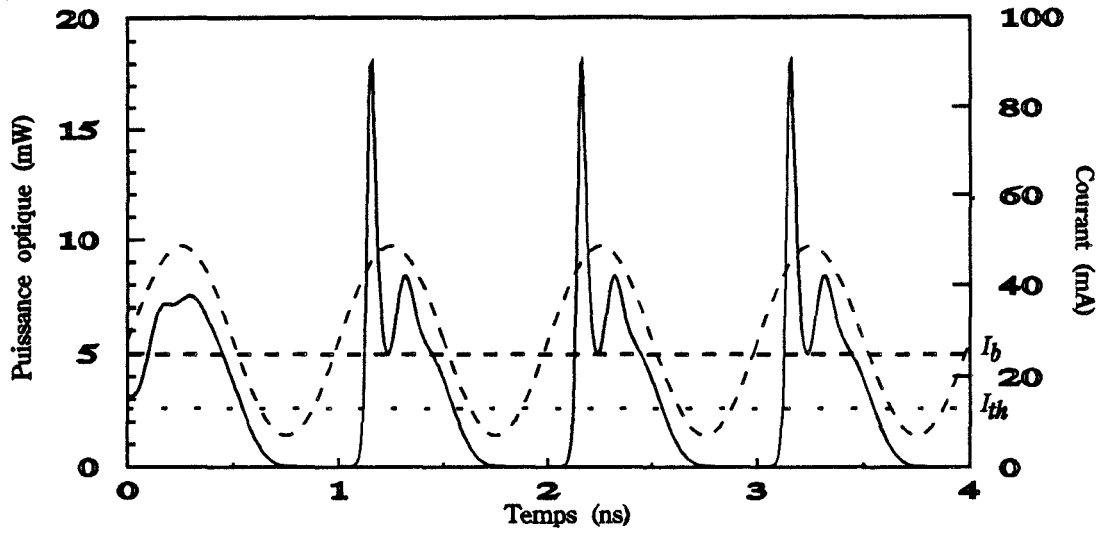
$$I_{st} = qV g(f(V) - N_{om})(1 - \varepsilon \frac{P_{out}}{\rho}) \frac{P_{out}}{\rho} \quad (44)$$

et le schéma électrique équivalent est présenté Fig.II.9.

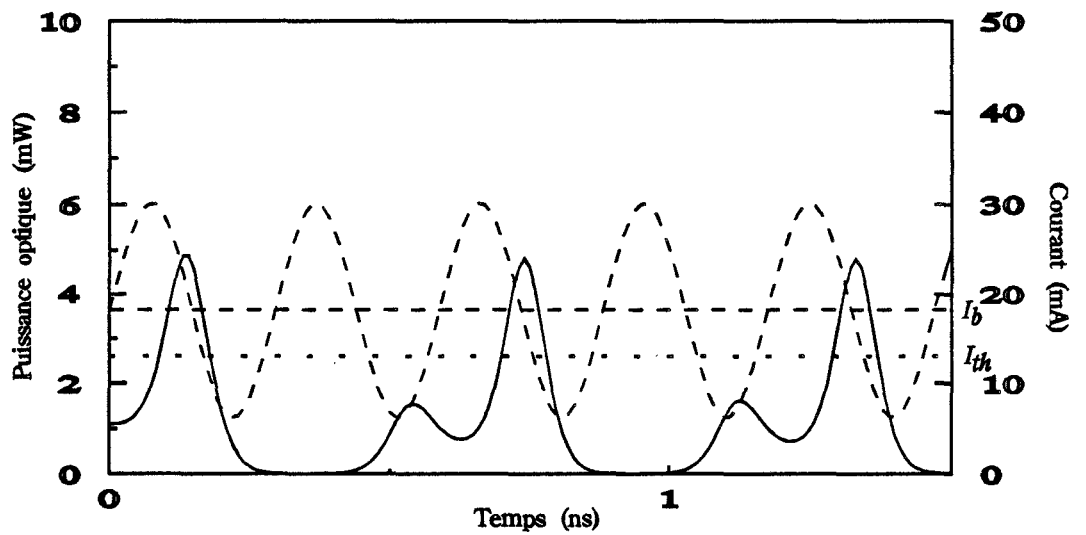
Cette forme de représentation des équations d'évolution présente un très grand intérêt pour les applications concernant la conception de systèmes de transmission optiques à l'aide de diodes lasers. Pour ces applications, la représentation du laser au sein du circuit d'alimentation est facilement réalisée, par opposition à la méthode fondée sur la résolution numérique des équations (25).

Plusieurs exemples d'intégration numérique des équations d'évolution du laser peuvent être trouvés dans la littérature [12-17]. Ces méthodes d'intégration servent en premier lieu à comprendre le comportement physique du laser intrinsèque, mais ne peuvent pas tenir compte des effets du circuit d'alimentation ni des parasites, dues à la structure du laser ou au boîtier.

(a)



(b)



(c)

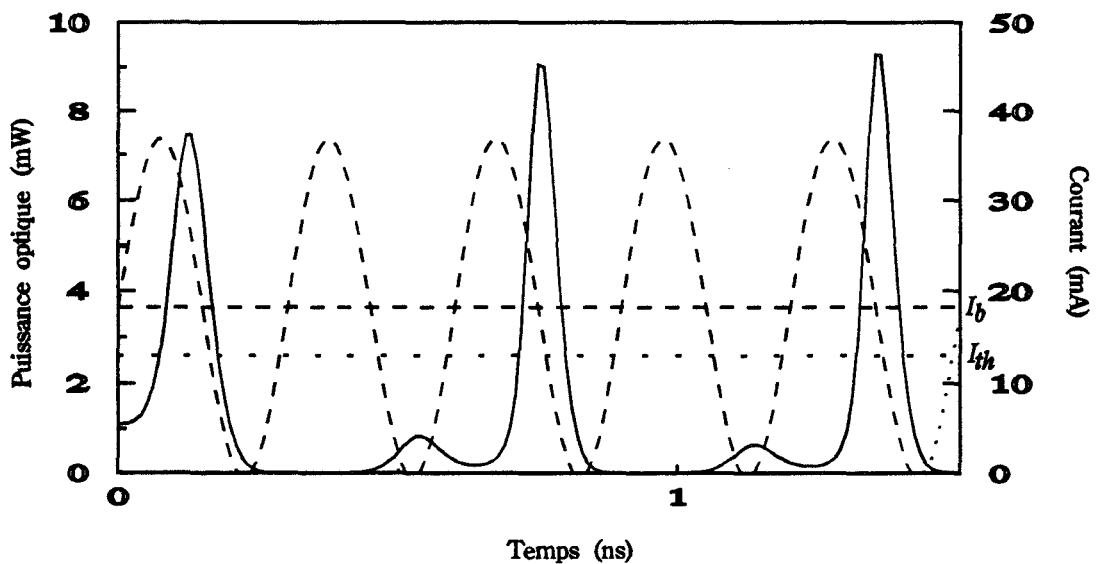


Figure II.10.1 : Réponse transitoire du laser présenté [15], en régime de forte modulation. En pointillés, le signal modulant, I_b est le courant de polarisation et I_{th} le courant de seuil.

- (a) $I_b = 2,14 I_{th}$, $m=1,4$, $f = 1\text{GHz}$
 (b) $I_b = 1,4 I_{th}$, $m=2,3$, $f = 3,4\text{GHz}$
 (c) $I_b = 1,4 I_{th}$, $m=3,6$, $f = 3,33\text{GHz}$

La représentation des lasers sous forme de circuits équivalents nous permet de tenir compte de ces effets en plus du comportement physique du laser. Plusieurs modèles de lasers sous forme de circuits ont été rapportés dans la littérature [18-20]. Pour la plupart de ces modèles, les différents types de recombinaisons ont été représentés par une durée de vie constante, ce qui peut être valable au dessus du seuil mais certainement pas lors de fortes modulations où le laser est momentanément amené en dessous du seuil; ni dans le cas des lasers à multiélectrodes où les variations des densités de porteurs sont considérables; comme il sera montré au chapitre IV.

Une autre caractéristique des modèles trouvés dans la littérature est l'utilisation de la relation exponentielle d'une diode idéale pour représenter le comportement électrique de la diode laser. Or, les lasers sont des composants à forte injection, et l'utilisation des statistiques de Fermi-Dirac s'impose.

3. Validation du Modèle :

Une fois le modèle établi, il fallait s'assurer du bon fonctionnement de celui-ci. C'est précisément dans ce but que nous avons repris un exemple déjà publié dans la littérature [15,21,22] et qui portait sur la modulation grand signal des lasers et traitait ainsi les effets non-linéaires de ceux-ci. Un tel exemple servait donc parfaitement notre but: vérifier la validité de notre modèle dans des conditions extrêmes. Le fait que cette publication s'intéressait aussi à la modélisation des lasers nous a été extrêmement bénéfique, puisque, pour un premier essai, on avait besoin de valeurs typiques pour les différents paramètres du modèle. Ces valeurs sont reproduites dans le tableau II.1.

3.1. Réponse temporelle

Nous avons alors entrepris de modéliser le laser par deux techniques; la première en utilisant le modèle décrit ci-dessus et la seconde par l'intégration numérique des équations (25) utilisant la méthode de Runge-Kutta du 4ème ordre. Les résultats de la modélisation type circuit sont présentés Fig.II.10.1 et peuvent être comparés à ceux obtenus par la méthode numérique de Runge-Kutta présentés fig.II.10.2. Nous tenons à souligner que nos résultats numériques par la méthode de Runge-Kutta se confondent entièrement avec ceux donnés dans [15]. Nous pouvons remarquer immédiatement l'accord entre les différents résultats; ce qui confirme la validité de notre modèle, dans le cadre des hypothèses précédemment exposées.

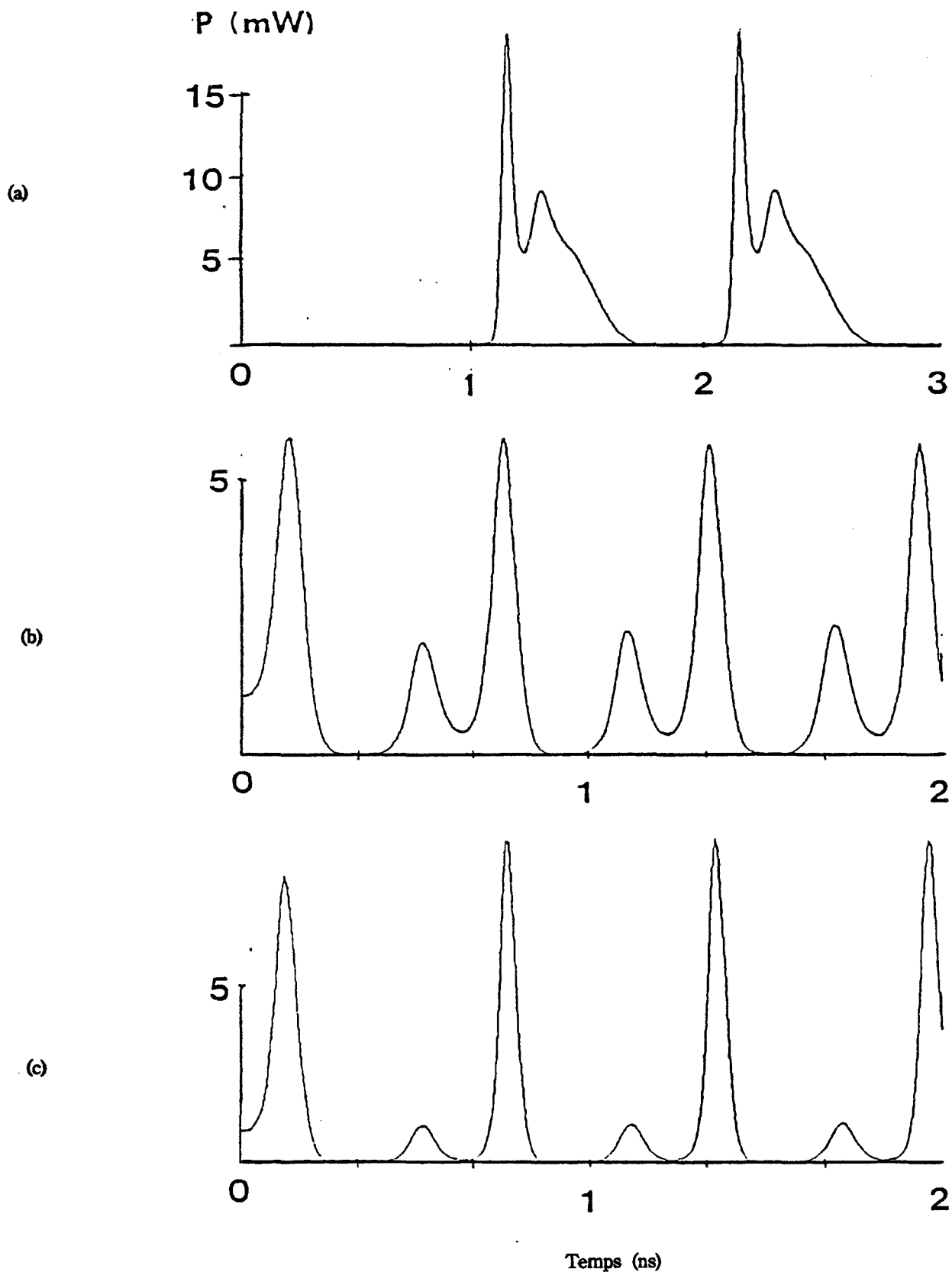


Figure II.10.2 : Réponse transitoire du laser présenté [15], en régime de forte modulation, calculée par la méthode de Runge-Kutta.

- (a) $I_b = 2,14 I_{th}$, $m=1,4$, $f = 1\text{GHz}$
 (b) $I_b = 1,4 I_{th}$, $m=2,3$, $f = 3.4\text{GHz}$
 (c) $I_b = 1,4 I_{th}$, $m=3,6$, $f = 3.33\text{GHz}$

Paramètre	Unité	Valeur
E_g	eV	0.95
Largeur	μm	1.50
épaisseur	μm	0.20
Longueur	μm	300.00
A_{nr}	s^{-1}	1.00×10^8
B_{sp}	$\text{m}^3 \text{s}^{-1}$	1.50×10^{-16}
C_{Auger}	$\text{m}^6 \text{s}^{-1}$	3.00×10^{-42}
Γ		0.500
β		1.00×10^{-3}
g_0	$\text{m}^3 \text{s}^{-1}$	1.350×10^{-12}
N_{om}	m^{-3}	0.79×10^{-24}
ε	m^3	1.7×10^{-23}
α	m^{-1}	5.00×10^3
R_1, R_2		0.3

Tableau II.1 Paramètres du laser Thomson [23] utilisé dans [15]

Bien que le but essentiel de ce travail ne soit pas d'interpréter les résultats obtenus au cours de cette validation, nous allons les commenter brièvement, et ce dans un but de clarification. Pour plus de détails, nous renvoyons le lecteur à la publication [15], où d'excellentes explications des résultats sont fournies.

3.2. Interprétation des Résultats

Ces résultats représentent la réponse du laser [23] soumis à un signal sinusoïdal de forte amplitude de la forme :

$$i(t) = I_b(1+m)\sin(2\pi f t) \quad (45)$$

où l'indice de modulation m est donné par:

$$m = \frac{I_m}{I_b - I_{th}} \quad (46)$$

I_b est le courant de polarisation, I_{th} le courant de seuil et I_m est le courant modulant.

Dans les trois cas, le courant descend en dessous du courant de seuil pendant une partie de la période du signal sinusoïdal. Dans le cas de la Fig.II.10.a, compte tenu de la "faible"

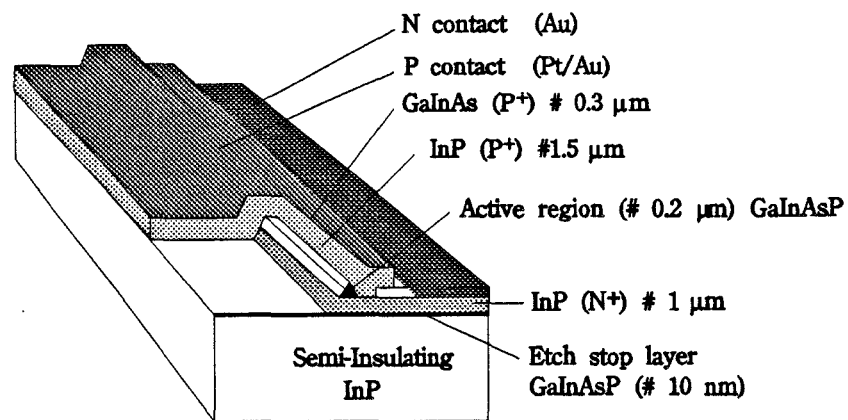


Figure II.11 : Structure du laser fabriqué par Thomson sur substrat semi-isolant [24]

fréquence de fonctionnement ($f < f_r$) le courant reste suffisamment longtemps en dessous du seuil pour empêcher toute émission laser. Avec l'augmentation du courant, il apparaît une accumulation de charge dans la zone active et après un retard inversement proportionnel à l'intensité du courant, l'émission laser s'établit en manifestant le même effet de résonance que dans le cas d'un signal carré, sauf qu'il est moins fort, étant donné la diminution du courant injecté pendant la phase descendante de la sinusoïde. Ce phénomène a été appelé "multiple-spiking".

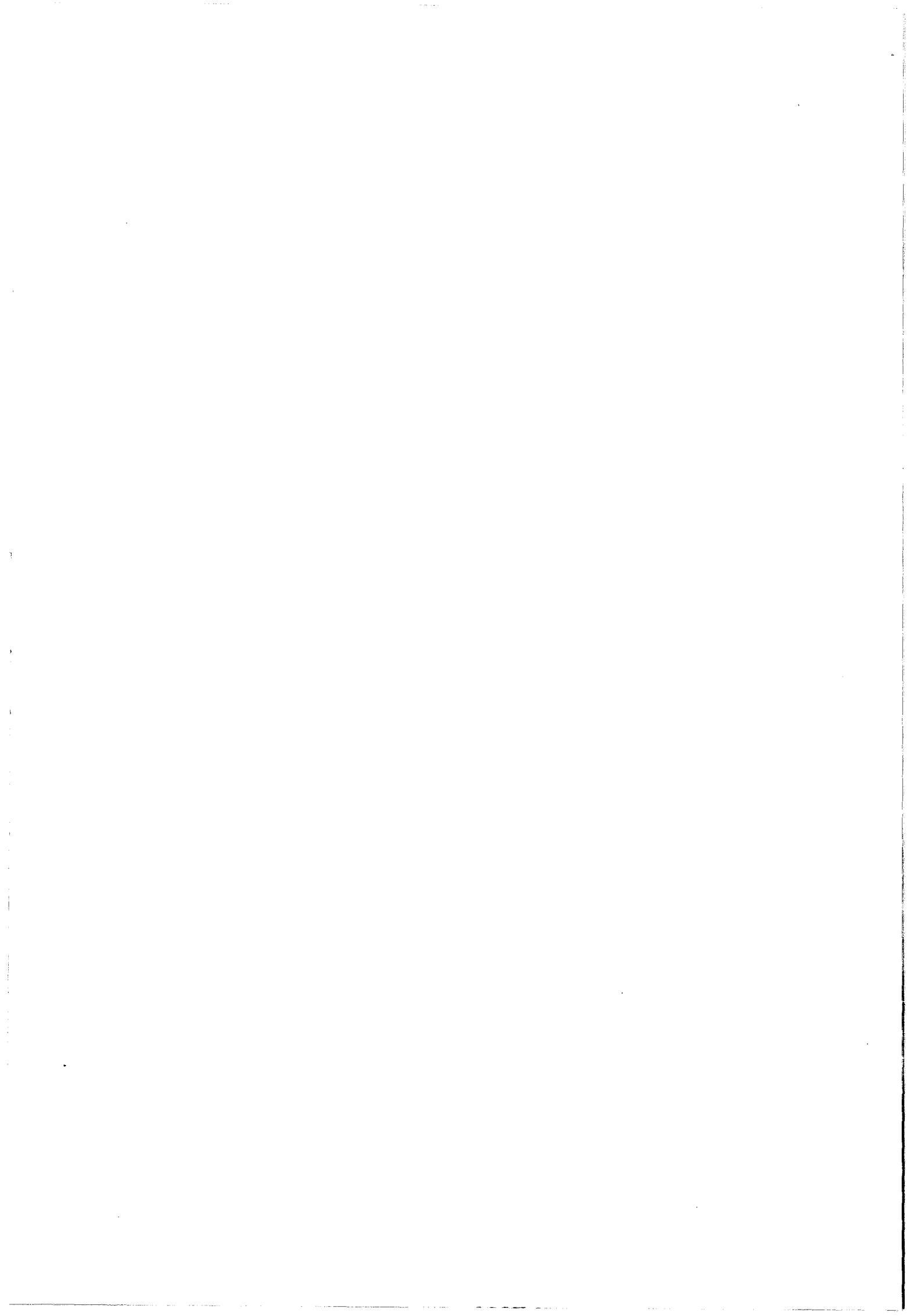
Dans les cas de la Fig.II.10.1(b et c), le courant va beaucoup plus loin en dessous du seuil, mais la fréquence est nettement supérieure ($f > f_r$); ce qui mène à une situation plus compliquée. En effet, pendant une période, l'accumulation de charges commence à partir d'une concentration initiale loin en dessous du seuil. L'effet de résonance est faible puisqu'il coïncide avec la phase décroissante du courant injecté. A cause de la faible résonance (due au faible gain qui, lui même, est due à la faible densité de porteurs), une faible consommation de porteurs a lieu; et étant donnée la faible durée pendant laquelle le courant reste en dessous du seuil, la densité des porteurs reste raisonnablement au dessus de celle du seuil. Avec la phase croissante de la sinusoïde, la densité de porteurs augmente rapidement et on obtient une forte résonance qui consomme tous les porteurs en excès. La phase décroissante de la sinusoïde prive le laser des charges nécessaires pour continuer son émission. Celle-ci n'est reprise qu'au début de la période suivante.

Le comportement montré Fig.II.10.1(b et c) et décrit précédemment est caractérisé par le doublement de la période du signal injecté. Le tableau II.2 rapporte les valeurs des harmoniques et sous-harmoniques des signaux à la sortie du laser.

4. Extraction des paramètres

Pour la première application du modèle, nous avons choisi de le tester dans le cas du laser Thomson dont les caractéristiques statiques et dynamiques ont été rapportées dans [24]. Il s'agit d'un laser InGaAsP 1.55 μm fabriqué sur substrat InP S.I. et dont la structure est présentée Fig.II.11.

A partir de la structure du laser et de ses caractéristiques il fallait retrouver les valeurs des paramètres nécessaires au modèle, afin de pouvoir reproduire les caractéristiques rapportées ci-dessus et prévoir le comportement du laser dans d'autres conditions de fonctionnement. Pour ceci, il a fallu avoir recours à des expressions analytiques extraites de l'analyse petit signal et dont la dérivation est détaillée dans l'annexe 1. Ces expressions sont :



Harmonique / sous harmonique	Amplitude de l'harmonique (dB)		
	a	b	c
$f_0/6$	-144	-40.5	-51.0
$f_0/5$	-90	-21.9	-13.5
$f_0/4$	-127	-41.0	-52.7
$f_0/3$	-93	-35.8	-47.6
$f_0/2$	-140	-8.0	-2.5
$2 f_0$	-10.9	-8.3	-4.73
$3 f_0$	-11.7	-12.3	-7.7
$4 f_0$	-12.0	-17.0	-11.47
$5 f_0$	-10.75	-24.4	-17.0
$6 f_0$	-12.0	-28.9	-23.6

Tableau II.2: Composantes harmoniques et sous-harmoniques en sortie du laser [15] dans les conditions présentées Fig.II.10

$$I_{th} = \frac{qV_a}{\tau_n} \left(N_{om} + \frac{1}{\Gamma g_0 \tau_p} \right) = \frac{qV_a}{\tau_n} N_{th} \quad (47)$$

$$S_o = \frac{\Gamma \tau_p}{\tau_n} N_{th} \left(\frac{I_{dc}}{I_{th}} - 1 \right) \quad (48)$$

$$f_r = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\Gamma g_0}{qV}} \sqrt{I_{dc} - I_{th}} \quad (49)$$

$$\eta_{diff} = \frac{1}{2} \eta_q E_G \quad (50)$$

où

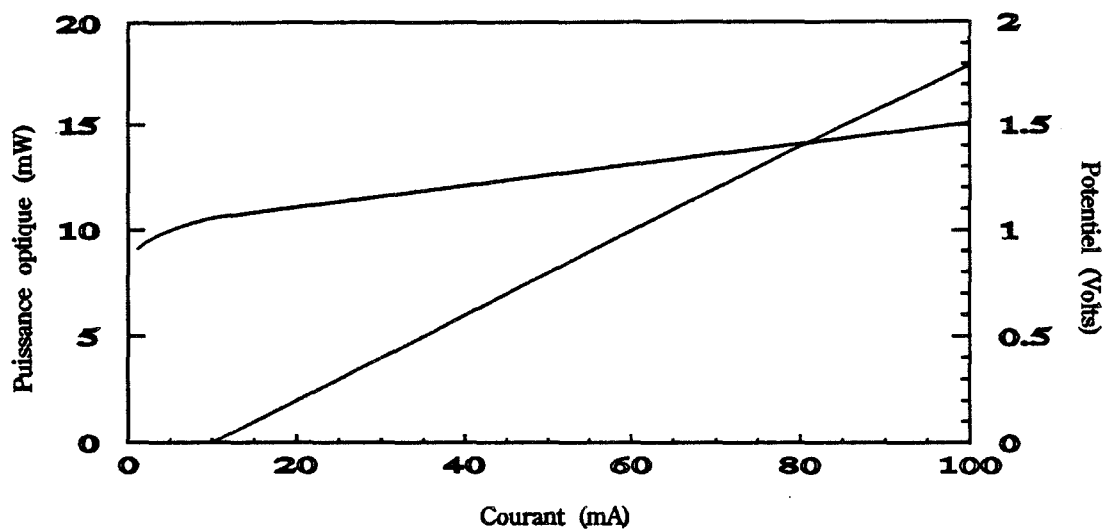
$$\frac{1}{\tau_p} = v_g (\alpha_{int} + \alpha_m) \quad (51)$$

et

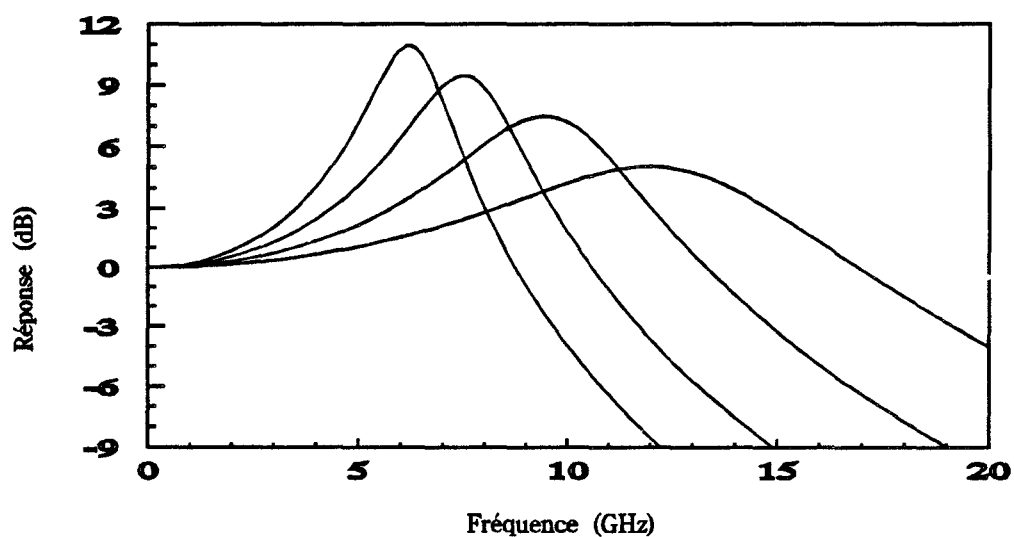
$$\eta_q = \frac{\alpha_m}{\alpha_{int} + \alpha_m} \quad (52)$$

Un grand nombre des paramètres utilisés dans les expressions ci-dessus ne sont pas forcément connus avec précision et dépendent soit de la structure, soit de la technologie utilisée, et il est quelquefois nécessaire d'adopter les valeurs les plus couramment utilisées dans la littérature.

(a)



(b)



(c)

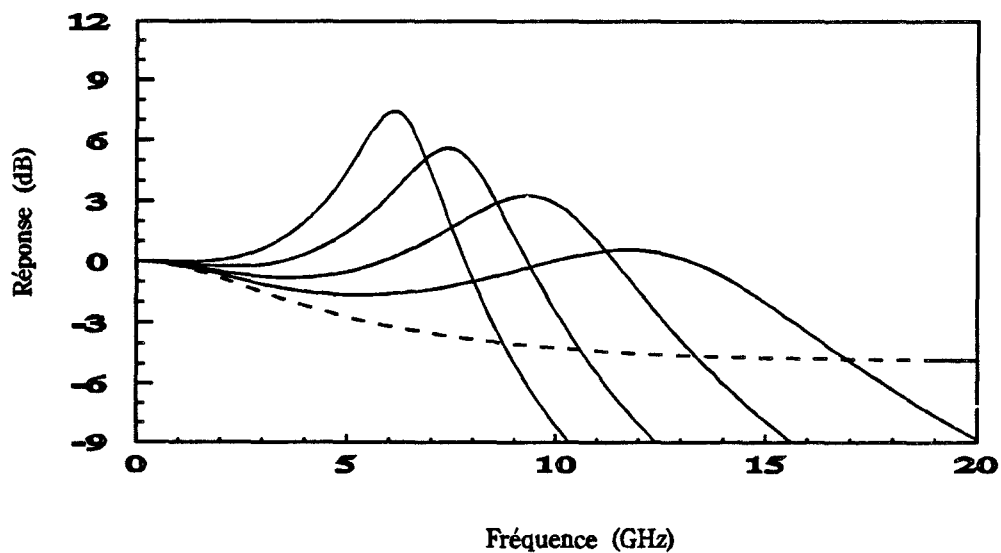


Figure II.12 : a) Caractéristiques statiques $P(I)$ et $V(I)$
b) Réponse fréquentielle intrinsèque du laser
c) Réponse fréquentielle du laser en tenant compte des éléments parasites.

Partant de la caractéristique P-I du laser, on peut en tirer le rendement différentiel et ainsi le rendement quantique externe. Connaissant la longueur L du laser et le coefficient de réflexion de la lumière sur les facettes ($R=0.3$), nous pouvons en extraire les pertes optiques. La durée de vie des photons (τ_p) peut alors être déterminée si on connaît la vitesse de groupe de l'onde optique. Celle-ci peut être calculée à partir de la structure et du matériau du laser, et il est courant d'adopter la valeur $v_g \approx 0,75 \sim 0,8 \cdot 10^8$ m/s.

Connaissant les valeurs de la fréquence de résonance en fonction du courant de polarisation, et le courant de seuil, on peut calculer, utilisant (49), le produit Γg_0 qui, avec τ_p , nous permet de calculer la densité de porteurs au seuil. La valeur de la densité de porteurs à la transparence, N_{om} , est souvent donnée par $N_{om} \approx 1 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$. Connaissant le courant et la densité de porteurs au seuil, on calcule directement la durée de vie des porteurs (τ_n). Le facteur de confinement doit, normalement, être calculé à partir de la structure du laser, ce qui nous permet d'obtenir la valeur du gain optique différentiel. Dans certains cas, quand les données sont insuffisantes pour calculer le profil du champ optique dans la structure, et par conséquent le facteur de confinement, nous avons été amené à utiliser des valeurs de gain données dans la littérature. Des valeurs typiques des différents paramètres utilisés pour les lasers à double hétérojonctions et à puits quantiques sont présentés dans le tableau II.3.

Paramètre	Unité	Valeur
Largeur	μm	1 ~ 3.00
épaisseur	μm	0.15 ~ 0.20
Longueur	μm	250 ~ 400
A_{nr}	s^{-1}	1.00×10^8
B_{sp}	$\text{m}^3 \text{s}^{-1}$	1 ~ 1.50×10^{-16}
C_{Auger}	$\text{m}^6 \text{s}^{-1}$	2 ~ 8×10^{-42}
n_g		3.75 ~ 4.00
Γ		0.3 ~ 0.40
β		1.00×10^{-5} ~ 1.00×10^{-4}
g_0	$\text{m}^3 \text{s}^{-1}$	$1.0 \sim 2.0 \times 10^{-12}$
N_{om}	m^{-3}	$\sim 1.00 \times 10^{-24}$
ε	m^3	$\sim 1.0 \times 10^{-23}$
α	m^{-1}	$2 \sim 5 \times 10^3$
R_1, R_2		0.3

Tableau II.3 Paramètres typiques d'un laser InGaAsP ($\lambda=1,3 \mu\text{m}$).

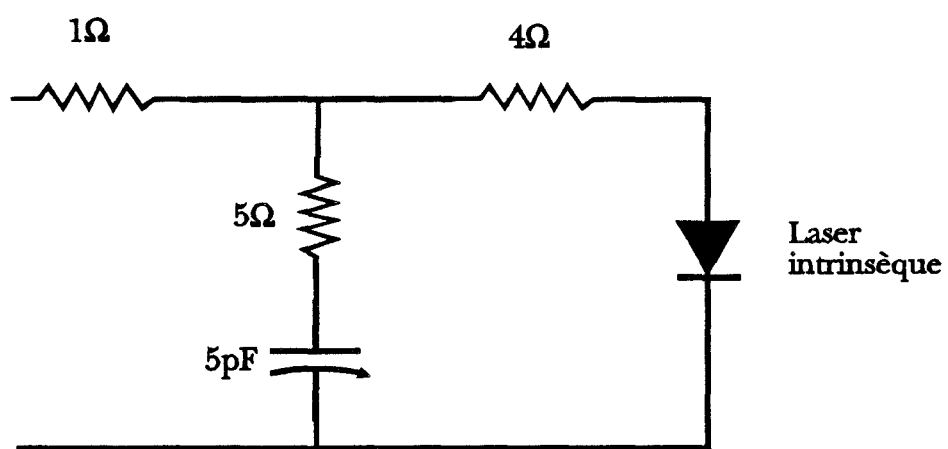


Figure II.13 : Eléments parasites correspondant au laser Thomson [24].

Il reste à déterminer la valeur du coefficient de compression du gain ϵ et la fraction β des émissions spontanées contribuant au mode laser. Ce dernier rend le "coude" de la caractéristique P-I statique moins brutal; il est généralement de l'ordre de 10^{-4} à 10^{-5} . Le coefficient de compression du gain est généralement déterminé par approches successives (méthode de "trial and error" en terminologie anglo-saxonne); et il influence l'amplitude de la résonance du laser.

La méthode de détermination des paramètres décrite ci-dessus a été donc appliquée au laser rapporté dans [24]. Les valeurs obtenues sont présentées dans le tableau II.4 et les résultats obtenus sont reproduites dans la Fig.II.12. Ces résultats sont en bon accord avec les résultats expérimentaux. Le "roll-off" qui se manifeste aux basses fréquences pour les courants de polarisations élevés est attribué aux éléments parasites; la Fig.II.13 montre une configuration d'éléments parasites reproduisant les caractéristiques expérimentales. La diminution du niveau de la fonction de transfert aux basses fréquences avec le courant de polarisation est due à la diminution du rendement différentiel externe, soit à cause des courants de fuite, soit à cause des effets de température, ces effets n'ont pas été pris en compte dans notre analyse.

Paramètre	Unité	Valeur
E_g	eV	0.95
Largeur	μm	1.00
épaisseur	μm	0.20
Longueur	μm	300.00
A_{nr}	s^{-1}	1.00×10^8
B_{sp}	$\text{m}^3 \text{s}^{-1}$	1.50×10^{-16}
C_{Auger}	$\text{m}^6 \text{s}^{-1}$	3.00×10^{-42}
Γ		0.390
β		1.50×10^{-4}
ξ_0	$\text{m}^3 \text{s}^{-1}$	1.800×10^{-12}
N_{om}	m^{-3}	1.00×10^{-24}
ϵ	m^3	1.0×10^{-23}
α	m^{-1}	5.50×10^3
R_1, R_2		0.3

Tableau II.4 Paramètres du laser Thomson [24]

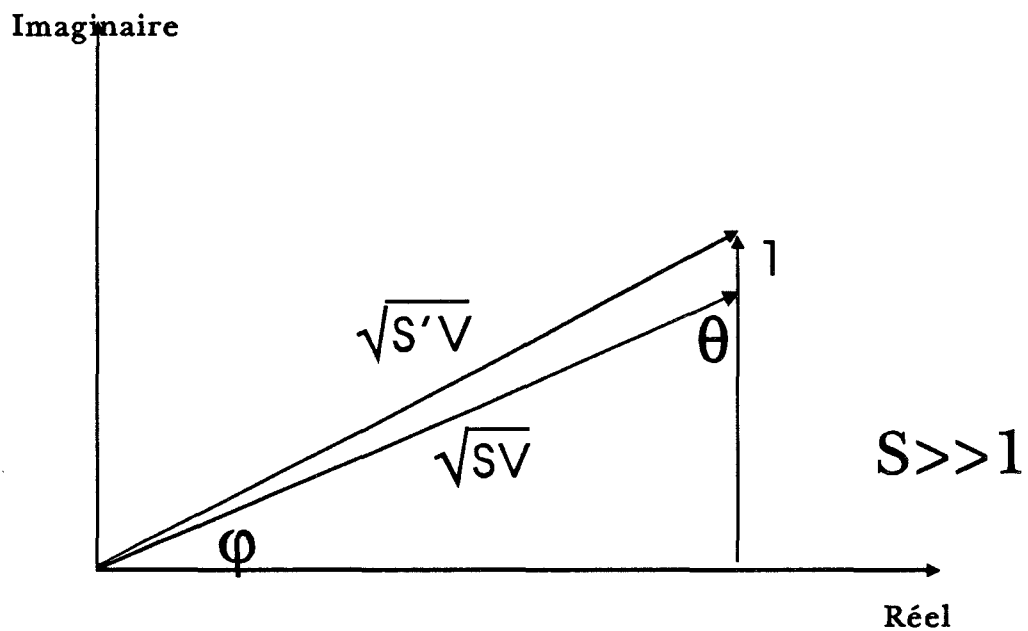


Figure II.14 : Diagramme du champs optique dans la cavité du laser. φ est la phase du champ optique, $\theta=90-\varphi$ [25]

5. Le bruit

Comme il a été présenté au chapitre I, les recombinaisons spontanées sont la source la plus importante du bruit dans le laser à semiconducteur. Une façon de représenter les fluctuations des densités de photons et de porteurs est d'introduire des sources de Langevin dans les équations (25). Ces équations deviennent alors [25,26]:

$$\frac{dN}{dt} = \frac{I}{qV} - g.(N-Nom).(1- eS)S - R(N) + F_n(t) \quad (53)$$

$$\frac{dS}{dt} = \Gamma g(N-Nom)(1- eS)S + bBN^2 - \frac{S}{t_p} + \frac{1}{V}F_s(t) \quad (54)$$

où nous avons simplifié la représentation des termes de recombinaisons et d'absorption par souci de clarté. La source $F_n(t)$ représente principalement l'aspect corpusculaire du courant injecté. Il est cependant admis que le RIN du laser est dominé par le bruit dû aux émissions spontanées. C'est pour cette raison que nous négligerons la source $F_n(t)$. La source $F_s(t)$ représente le bruit dû aux émissions spontanées. Ce terme est divisé par le volume V pour représenter le densité du bruit par unité de volume.

Pour déterminer la fonction $F_s(t)$ on commence par tracer le diagramme du champ optique (Fig.II.14), celui-ci étant proportionnel à \sqrt{SV} . Pour l'émission d'un photon supplémentaire, le champ modifié devient proportionnel à $\sqrt{S'V}$ avec:

$$\begin{aligned} \left(\sqrt{S'V}\right)^2 &= \left(\sqrt{SV}\right)^2 \sin^2 \theta_i + \left(\sqrt{SV}\right)^2 \cos^2 \theta_i + 2\sqrt{SV} \cos \theta_i + 1 \\ &= \left(\sqrt{SV}\right)^2 + 2\sqrt{SV} \cos \theta_i + 1 \end{aligned} \quad (55)$$

où θ_i est la phase du champ modifié ($\propto \sqrt{S'V}$) par rapport au champ initial ($\propto \sqrt{SV}$). La puissance ajoutée par une émission spontanée est alors proportionnelle à

$$V \Delta S = 2\sqrt{SV} \cos \theta_i + 1 \quad (56)$$

Pour $N = V\beta Bn^2 t$ émissions, le taux de fluctuation de la puissance est donnée par:

$$\frac{d\langle V \Delta S \rangle}{dt} = \lim_{t \rightarrow \infty} \frac{1}{t} \left(\sum_{i=1}^{N=V\beta Bn^2 t} (1 + 2\sqrt{SV} \cos \theta_i) \delta(t - t_i) \right) \quad (57)$$



où θ_i peut prendre toutes les valeurs de 0 à 2π . La somme des termes en $\cos \theta_i$ sur un grand nombre d'émissions s'annulent en raison des phases aléatoires et on obtient:

$$\frac{d\langle V \Delta S \rangle}{dt} = \lim_{t \rightarrow \infty} \frac{1}{t} (V\beta B n^2 t) = V\beta B n^2 \quad (58)$$

qui correspond au nombre de photons par unité de temps créés par émission spontanée, comme on pouvait s'y attendre. La fluctuation de cette valeur moyenne est exprimée par:

$$F_S(t) = \sum_{i=1}^{N=V\beta B n^2 t} 2\sqrt{SV} \cos \theta_i \delta(t - t_i) \quad (59)$$

La fonction de corrélation de cette source de bruit est alors donnée par:

$$\langle F_S(t) \cdot F_S(t') \rangle = \left\langle \sum_{i=1}^{N=V\beta B n^2 t} 2\sqrt{SV} \cos \theta_i \delta(t - t_i) \sum_{j=1}^{N=V\beta B n^2 t'} 2\sqrt{SV} \cos \theta_j \delta(t' - t_j) \right\rangle \quad (60)$$

Les termes en $\delta(t-t_j)\delta(t'-t_j)$ pour $i \neq j$ disparaissent et on obtient:

$$\begin{aligned} \langle F_S(t) \cdot F_S(t') \rangle &= \left\langle 4SV \delta(t - t') \sum_{i=1}^{V\beta B n^2 t} \cos^2 \theta_i \delta(t - t_i) \right\rangle \\ &= \lim_{t \rightarrow \infty} \frac{1}{t} \left\{ 4SV \left(\frac{1}{2} V\beta B n^2 t \right) \delta(t - t') \right\} \\ &= 2SV^2 \beta B n^2 \delta(t - t') \end{aligned} \quad (61)$$

La densité spectrale de la puissance de bruit (PSD) est exprimée par:

$$\text{PSD}(F_S) = \langle F_S^2(t) \rangle = 2SV^2 \beta B n^2 = F_S^2(\omega) \quad (62)$$

Le bruit spontané peut donc être représenté par une source de bruit blanc dont la densité spectrale est exprimée par:

$$F_S^2(\omega) = 2SV^2 \beta B n^2 \quad (63)$$

Introduisant la fonction de corrélation du bruit (61) dans (53), on obtient:

$$\frac{dS}{dt} = \Gamma g(N - \text{Nom})(1 - eS)S + bBN^2 - \frac{S}{t_p} + \frac{1}{V} \sqrt{\langle F_S(t) \cdot F_S(t') \rangle}$$

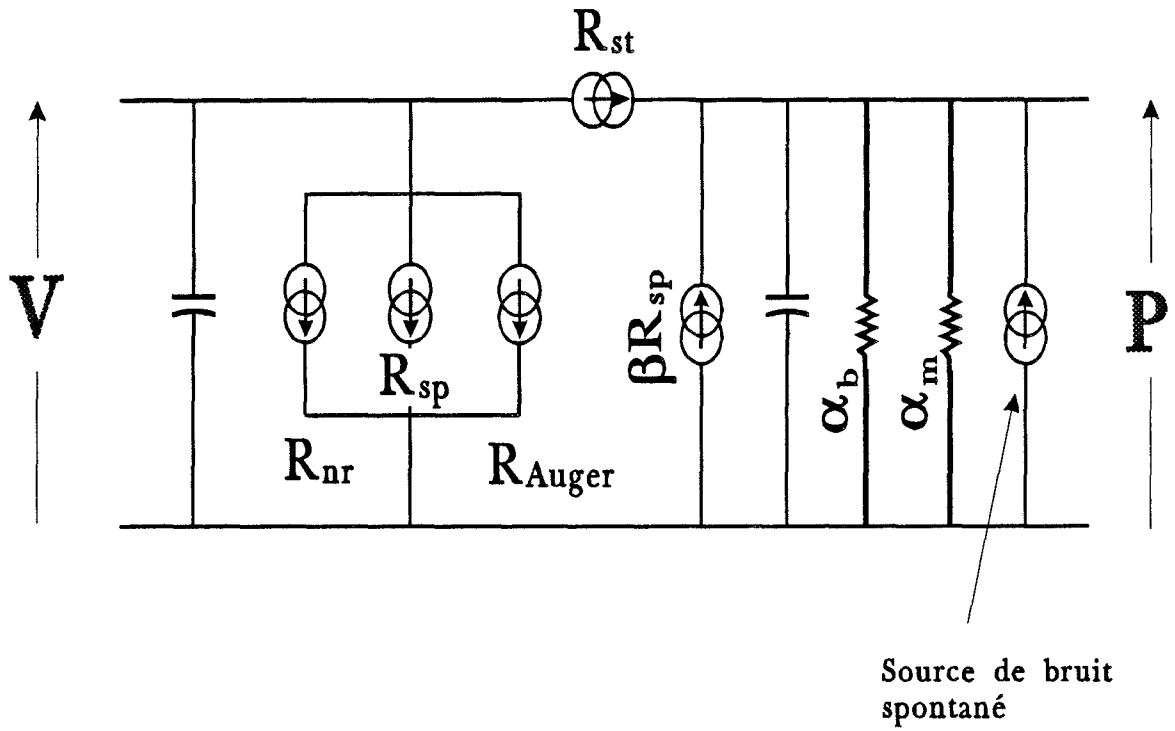


Figure II.15 : Circuit équivalent modifié incluant une source de bruit correspondant aux émissions spontanées.

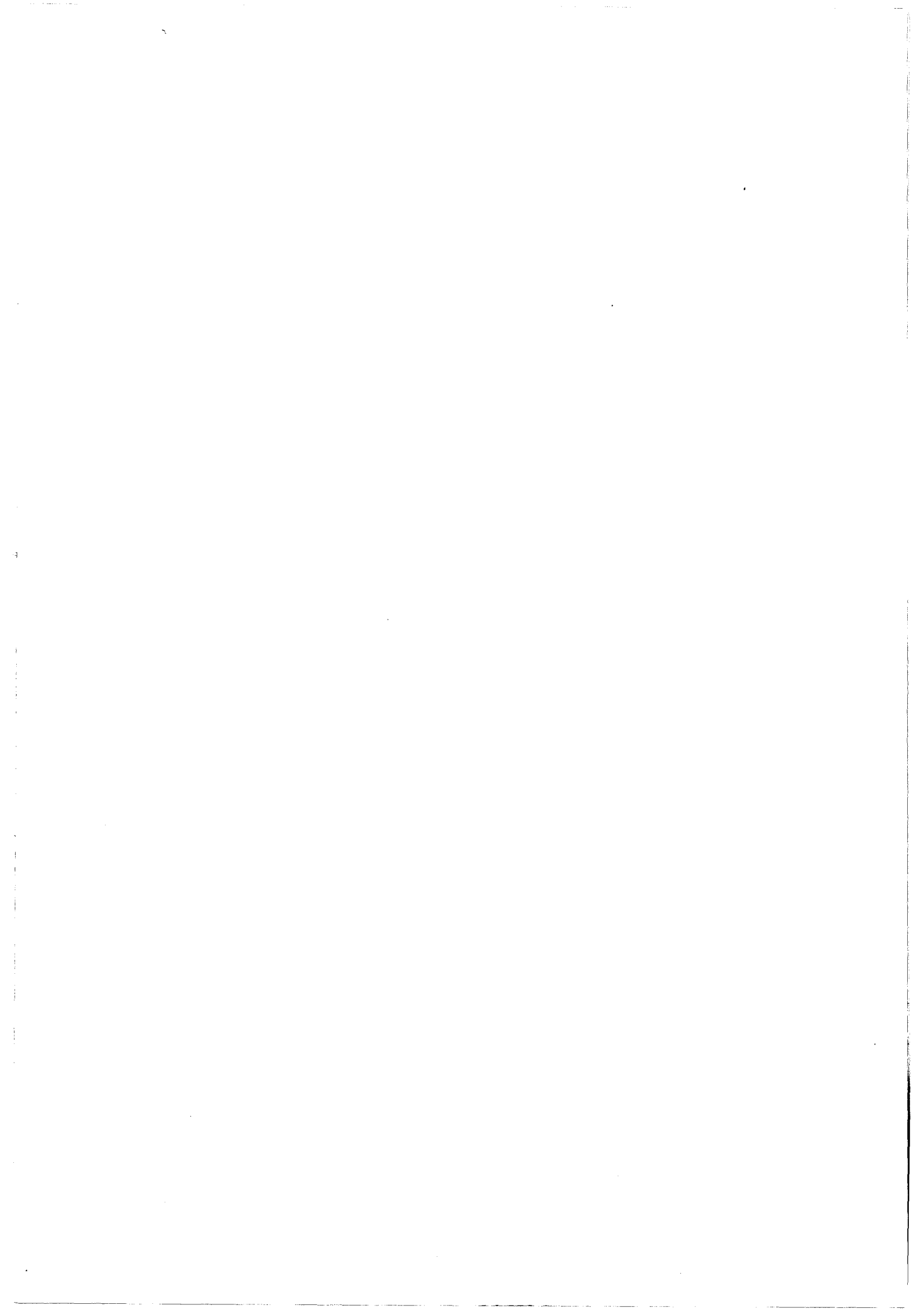
$$= \Gamma g(N - \text{Nom})(1 - eS)S + bBN^2 - \frac{S}{t_p} + \sqrt{2\beta B} \cdot n\sqrt{S} \delta(t-t') \quad (64)$$

Le bruit du laser peut donc être représenté dans le circuit équivalent (Fig.II.15) par une source de bruit petit signal dont l'amplitude dépend linéairement des valeurs statiques de la densité des porteurs et de la racine carré du nombre de photons ou de la puissance optique (ou, en d'autres termes, du champ optique).

Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté la modélisation type circuit du laser que nous avons réalisée, ainsi que le fondement physique de celle-ci. Nous avons aussi présenté une méthode pour la détermination des paramètres physiques du laser à partir d'un nombre limité de mesures. Le modèle a été vérifié et les résultats obtenus sont en parfait accord avec ceux obtenus par intégration directe des équations d'évolution du laser ou avec des résultats expérimentaux publiés.

Le modèle développé ci-dessus a alors été appliqué à l'étude des liaisons hyperfréquences par voie optique. Les détails de cette étude et les résultats obtenus font l'objet du chapitre suivant.



**BIBLIOGRAPHIE
DU CHAPITRE II**

[1] Voir par exemple: H. Mathieu; "Physiques des semiconducteurs et des composants électroniques"; Masson; 1986.

[2] Voir par exemple: G.P. Agrawal and N.K. Dutta; "Long wavelength semiconductor lasers"; Van Nostrand Reinhold Company; 1986.

[3] Voir par exemple: Henry Kressel and J.K. Butler; "Semiconductor lasers and heterojunction LEDs"; Academic Press; 1977.

[4] Govind P. Agrawal; "Effect of gain nonlinearities on the dynamic response of single-mode semiconductor lasers"; IEEE Photonics Techn. Lett.; vol.1, No.12, December 1989; pp. 419-421.

[5] Guang-Hua Duan, Philippe Gallion and Govind P. Agrawal; "Effective nonlinear gain in semiconductor lasers"; IEEE Photonics Techn. Lett.; vol. 4, No.3, March 1992; pp. 218-220.

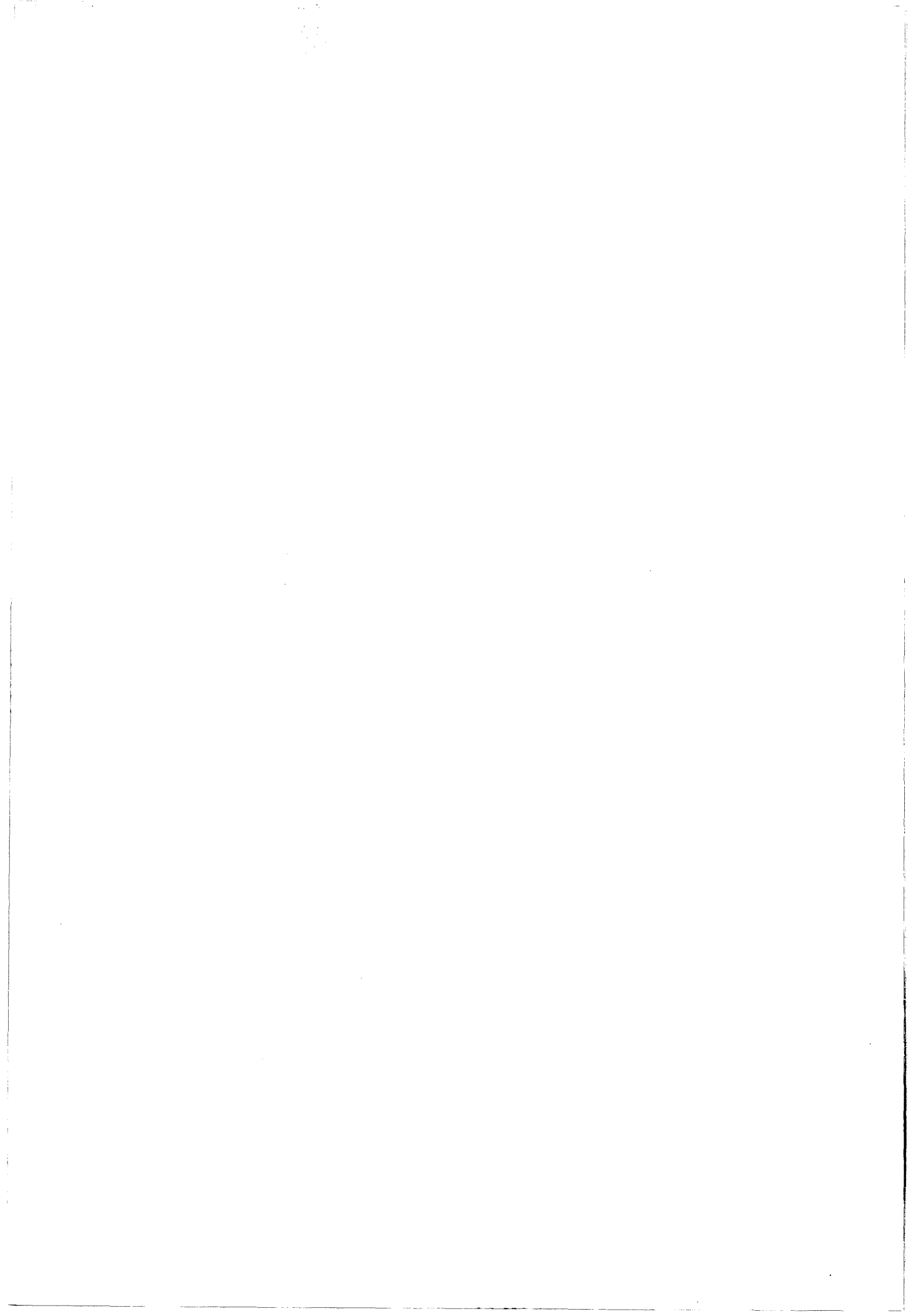
[6] Rudolf Frankenberger and Robert Schimpe; "Origin of nonlinear gain saturation in index-guided InGaAsP laser diodes"; Appl. Phys. Lett.; vol.60, No.22, 1 June 1992; pp. 2720-2722.

[7] F.S.Choa, Y.H.Lee, T.L.Koch, C.A.Burrus, B.Tell, J.L.Jexell, and R.E.Leibenguth; "High-speed modulation of vertical-cavity surface-emitting lasers"; IEEE Photonics Tech. Lett.; Vol.3, No.8, August 1991; pp. 697-699.

[8] J.E.Bowers; "High speed semiconductor laser design and performance"; Solid-State Electronics; Vol.30, No.1, 1987; pp. 1-11.

[9] B.Zhao, T.R.Chen, and A.Yariv; "On the high speed modulation bandwidth of quantum well lasers"; Appl. Phys. Lett.; Vol.60, No.3, 20 January 1992; pp. 313-315.

[10] X.Aymerich-Humet, F.Serra-Mestres, and J.Millan; "An analytical approximation for the Fermi-Dirac integral"; Solid-State Electronics; Vol.24, No.10, 1981; pp. 981-982.



[11] J.S.Blakemore; "Approximations for Fermi-Dirac integrals especially the function used to describe electron density in a semiconductor"; Solid-State Electronics; Vol.25, No.11, 1982; pp. 1067-1076.

[12] P.M.Boers, M.T.Vlaardingerbroek, and M.Danielsen; "Dynamic behaviour of semiconductor lasers"; Electronics Letters; Vol.11, No.10, 15th May 1975; pp. 206-208.

[13] Dietrich Marcuse; "Computer simulation of laser photon fluctuations: theory of single-cavity laser"; IEEE J. Quantum Electron.; Vol.QE-20, No.10, October 1984; pp. 1139-1148.

[14] Pao-Lo Liu and Michael M.Choy; "Modeling rare turn-on events of injection lasers"; IEEE J. Quantum Electron.; Vol.25, No.8, August 1989; pp. 1767-1770.

[15] Eric Hemery, Laurent Chusseau, and Jean-Michel Lourtioz; "Dynamic behaviors of semiconductors lasers under strong sinusoidal current modulation: modeling and experiments at 1.3 mm"; IEEE J. Quantum Electron.; Vol.26, No.4, 4 April 1990; pp. 633-641.

[16] Eric Hemery, Laurent Chusseau, and Jean-Michel Lourtioz; "Diodes lasers en régime de forte modulation sinusoidale de courant: modélisation et expériences à 1,3mm"; ANN. Télécommun.; Vol.44, No.3-4, 1989; pp. 124-133.

[17] E.Hemery et J.M.Lourtioz; "Comportement dynamique des lasers semiconducteurs en régime de modulation directe"; Appl. Phys.; Vol.22, November 1987; pp. 1571-1580.

[18] Rodney S.Tucker; "Circuit model of double-heterojunction laser below threshold"; IEE Proc.; Vol.128, No.3, June 1981; pp. 101-106.

[19] Rodney S.Tucker; "Large-signal circuit model for simulation of injection-laser modulation dynamics"; IEE Proc.; Vol.128, No.5, October 1981; pp. 180-184.

[20] Stavros Iezekiel and Christopher M.Snowden; "Nonlinear circuit analysis of laser diodes under microwave direct modulation"; IEEE MTT-S Digest; ; pp. 937-940.

[21] Laurent Chusseau, Eric Hemery, and Jean-Michel Lourtioz; "Period doubling in directly modulated InGaAsP semiconductor lasers"; Appl. Phys. Lett.; Vol.55, No.9, 28 August 1989; pp. 822-824.



[22] J.Chesnoy, M.C.Klein, L.Chusseau, and J.M.Lourtioz; "Period-doubling and period-quadrupling for an actively mode-locked laser diode with extended cavity"; J. Appl. Phys.; .

[23] Michel Krakowski, Robert Blondeau, K. Kazmierski, Manijeh Razeghi, J.Ricciardi, P. Hirtz and Baudouin de Crémoux; "High yield manufacture of very low threshold, high reliability, 1.3- μm buried heterostructure laser diodes grown by metal organic chemical vapor deposition"; IEEE Journ. of Lightwave Techn.; vol.4, No.10, October 1986; pp. 1470-1474.

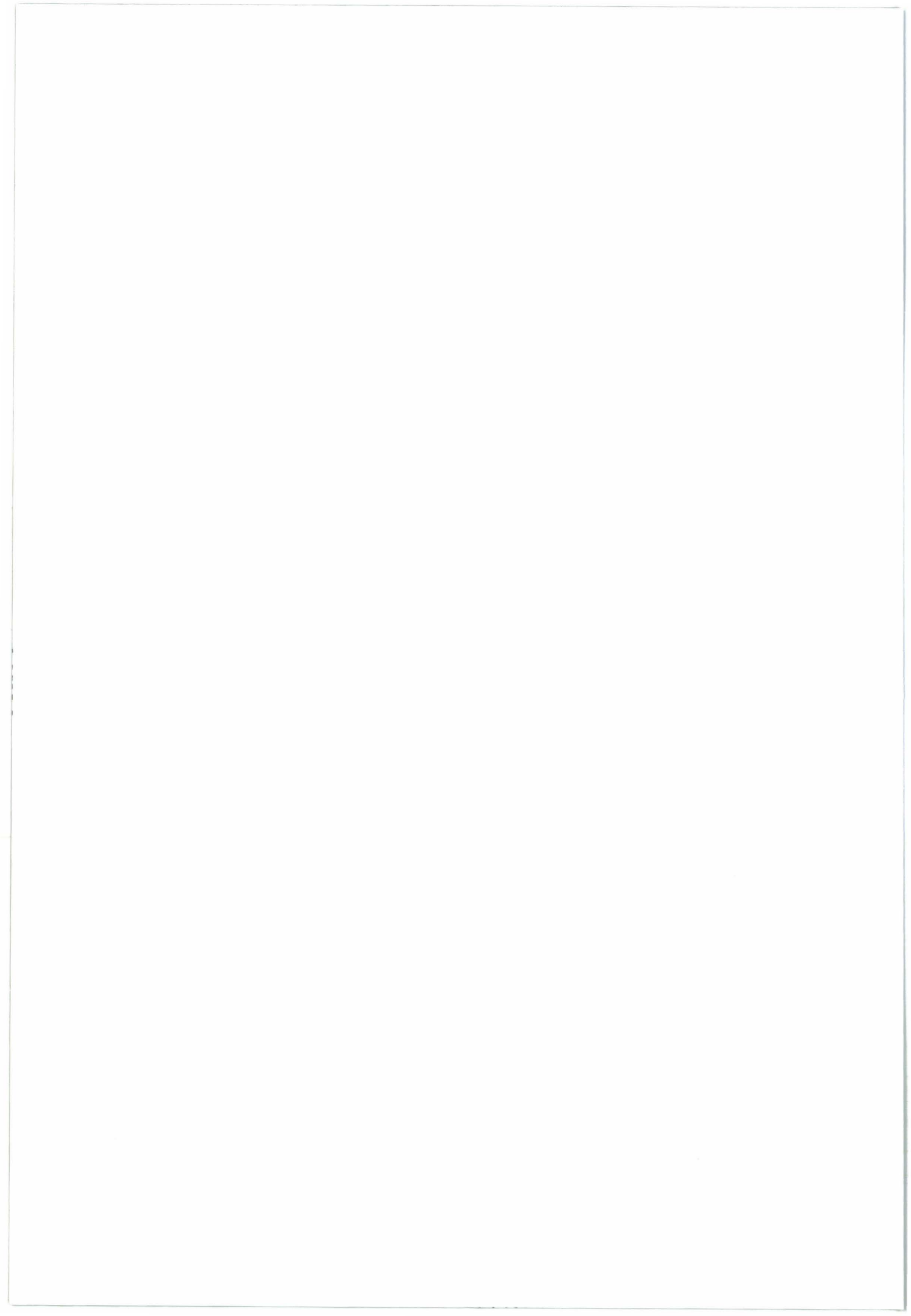
[24] R.Blondeau, D.Rondi, M.Krakowski, G.Glastre, and G.Vilain; "New laser structure on semi-insulating substrate, grown by MOCVD, for high speed operation"; Electronics Letters; Vol.26, No.7, 29th March 1990; pp. 458-459.

[25] J. Buus; "High frequency lasers"; cours COMOPTec; Mai 1991.

[26] K. Petermann; "Laser diode modulation and noise"; Kluwer Academic Publishers (ADOP); 1988.



Chapitre III



CHAPITRE III

ETUDE DE LIAISONS OPTO-MICROONDES

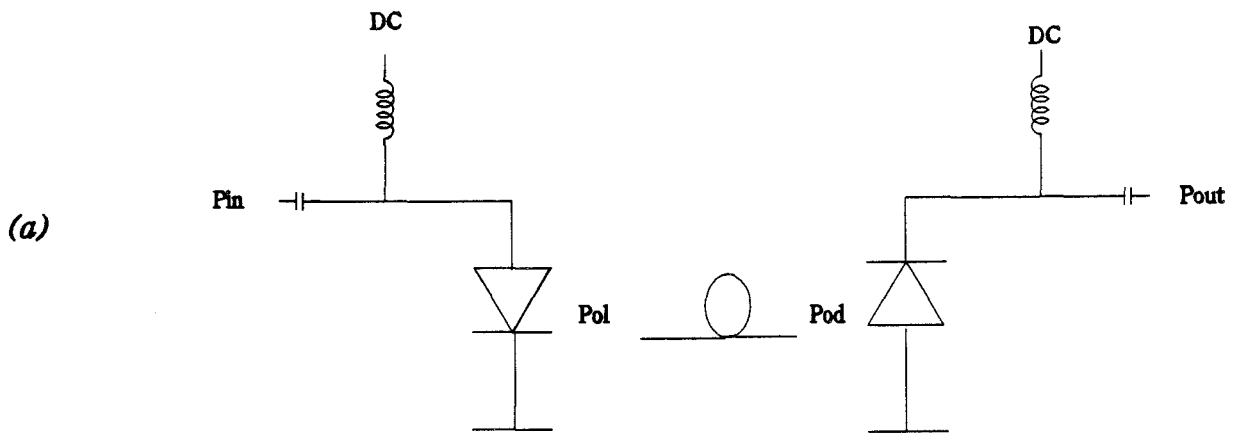
Introduction

Les premières applications du modèle décrit dans le chapitre II ont été du type système. Le modèle a donc été utilisé pour simuler le comportement de différents lasers au coeur de différentes liaisons optiques. La conception, la réalisation et l'optimisation de ces systèmes ont fait l'objet de deux thèses de doctorat [1,2], et la modélisation décrite ci-dessus a permis l'interprétation, voire la prévision du comportement et de la performance de ces liaisons optiques.

1. Adaptation d'impédance et liaison hyperfréquence par voie optique

La nécessité croissante de transmettre toujours plus d'informations sur une liaison de télécommunication, et par conséquent, le besoin pressant d'augmenter la fréquence de la porteuse, a entraîné le monde des télécommunications dans le domaine des ondes optiques. Dans ce domaine, la plupart des applications ont été du type digital, et ceci pour surmonter les limitations imposées par le bruit. Les progrès technologiques réalisés ont permis l'accroissement des performances des composants optoélectroniques en fréquence, en rapport signal sur bruit et en linéarité [3-6]. Dans ces conditions, on peut envisager la transmission de signaux analogiques par voie optique [7,8]. Cette technique permet, entre autres, de remplacer les liaisons hyperfréquences classiques, souvent encombrantes et caractérisées par de fortes atténuations, par des fibres optiques, dont les propriétés (large bande passante, faible atténuation, poids et encombrement réduits, insensibilité aux ondes électromagnétiques) sont maintenant bien reconnues.

Jusqu'à présent, la plupart des liaisons hyperfréquences par voie optique présentaient des pertes d'insertion relativement importantes. Ces pertes sont en partie liées à la désadaptation entre les circuits micro-ondes (impédance de 50Ω) et les composants optoélectroniques d'extrémité. La solution couramment employée pour obtenir l'adaptation d'impédance consiste à placer au niveau de la diode laser une résistance série pour compenser la faible valeur de sa résistance interne, et de charger la photodiode par une résistance de 50Ω pour "masquer" son impédance interne très élevée. Bien qu'assurant une adaptation effective des composants optoélectroniques (amélioration du coefficient de



1 électron \longrightarrow 1 photon \longrightarrow 1 électron

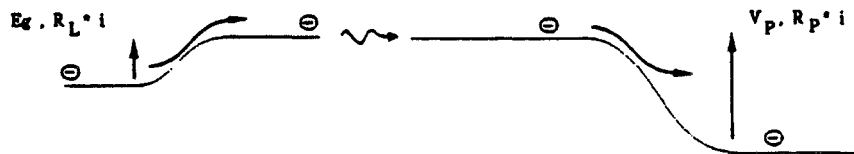
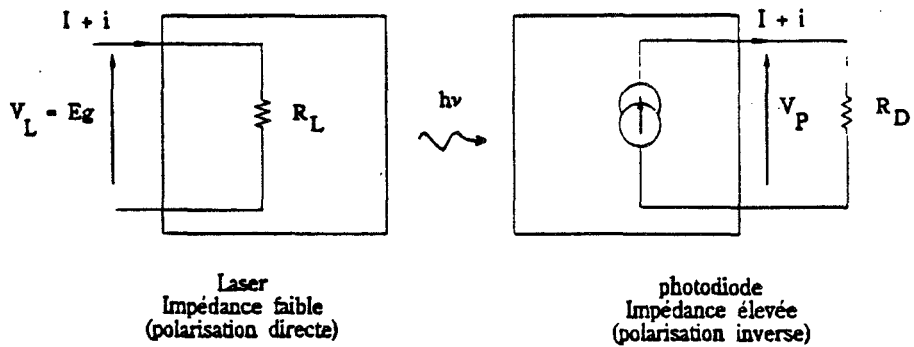


Figure III.1 :

- a) Synoptique d'une liaison opto-hyperfréquence en modulation directe
- b) Principe d'une transmission par voie optique

réflexion hyperfréquence), cette solution n'optimise pas le transfert en puissance, dont la majeure partie est dissipée dans les résistances d'adaptation. C'est pourquoi une étude d'une adaptation d'impédance non dissipative des composants optoélectroniques aux éléments extérieurs hyperfréquences dans une bande étroite autour d'une fréquence donnée a été entreprise. C'est ainsi qu'un système de transmission d'un signal microonde autour d'une fréquence centrale de 6.2 GHz a été élaboré à l'aide de circuits intégrés optoélectroniques hyperfréquences fonctionnant à la longueur d'onde 1,3 μm .

1.1. Présentation de la liaison

1.1.1. Principe de transmission hyperfréquence par voie optique

Pour une liaison optique, utilisant la modulation directe de la diode laser, la puissance optique émise par le laser est modulée en amplitude par le signal hyperfréquence puis, après transport via une fibre, est transformée par le détecteur en un signal microonde. Les signaux hyperfréquences d'entrée et de sortie sont isolés respectivement de l'alimentation continue du laser et du détecteur par un té de polarisation. Le dispositif ainsi décrit est présenté figure III.1.

Si on considère une liaison sans pertes, chaque paire d'électrons-trou injectée (au-dessus du seuil) dans le laser crée un photon, qui à son tour crée une paire d'électron-trou au niveau du détecteur. Ceci signifie que le courant est a priori le même des deux côtés de la liaison. Le niveau d'impédance est par contre nettement différent pour le récepteur et l'émetteur. Le laser, lui, présente une très faible impédance hyperfréquences puisqu'il s'agit d'une diode polarisée en direct. Le détecteur, quant à lui, est polarisé en inverse et présente une très haute impédance aux hyperfréquences. Du côté du détecteur, c'est plutôt la résistance de la charge R_C qui détermine le niveau d'impédance vu par les hyperfréquences. Le rapport des puissance serait alors donné par:

$$G = \frac{R_C}{R_L} \quad (1)$$

La résistance interne R_L du laser étant de l'ordre de $0,1\Omega$, et celle du détecteur (ou de la charge) pouvant être élevée, on devrait donc pouvoir théoriquement réaliser un gain d'au moins 20dB.

En fait, en pratique, il faut également tenir compte des rendements du laser et de la photodiode qui sont inférieurs à l'unité, ainsi que des pertes de transmission optique et



celles dues aux parasites. En ce qui concerne le laser, la moitié de la puissance optique est perdue par la face arrière de celui-ci, et une autre est perdue à cause des pertes de guidage dans la cavité. La photodiode, elle, ne peut pas assurer l'absorption de toute la puissance optique incidente puisque son épaisseur doit rester en dessous d'une certaine limite pour éviter les temps de transit trop long et pour avoir une réponse fréquentielle acceptable. La surface de la photodiode aussi ne peut pas être trop grande pour diminuer les capacités parasites, et par conséquent une partie de la tâche lumineuse peut être perdue. Egalement, une partie de la puissance incidente à la surface à la photodiode est perdue par réflexion à la surface. En ce qui concerne la transmission, l'injection de la puissance lumineuse émise par le laser dans la fibre (pertes de couplage) ou l'atténuation dans la fibre et les réflexions dues aux lentilles de focalisation des rayons lumineux introduisent aussi des pertes optiques non négligeables.

1.1.2. Coefficient de transfert d'une liaison non adaptée

Nous pouvons exprimer le coefficient de transfert d'une telle liaison, représentant le rapport sortie électrique/entrée électrique de la façon suivante, en sachant que généralement, les conversions électrique-optique et optique-électrique s'expriment sous la forme:

$$\begin{aligned} \Delta P_L &= \eta \cdot \Delta I_L & (2) \\ \text{et} \quad \Delta I_p &= \mathcal{R} \cdot \Delta P_L & (3) \end{aligned}$$

avec

- η : rendement différentiel du laser
- \mathcal{R} : coefficient de réponse du détecteur
- ΔI_L : courant hyperfréquence du laser
- ΔI_p : courant hyperfréquence du détecteur
- ΔP_L : puissance optique modulée issue du laser

Il en résulte que le courant hyperfréquence au niveau du détecteur s'exprime en fonction de celui au niveau du laser sous la forme:

$$\Delta I_p = \mathcal{R} \cdot \eta \cdot \Delta I_L \quad (4)$$

Les puissances hyperfréquences correspondantes étant proportionnelles au carré du courant, le bilan de la liaison se mettra alors sous la forme [9]:



$$G = \frac{R_p}{R_L} \cdot (\eta \cdot \beta)^2 \quad (5)$$

De la même manière, si on introduit les pertes optiques par le coefficient α tel que:

$$\Delta P_p = \alpha \cdot \Delta P_L \quad (6)$$

où ΔP_p représente la puissance optique modulée effectivement reçue par le photodétecteur. Le bilan de conversion se mettra donc sous la forme:

$$G = \frac{R_p}{R_L} \cdot (\eta \cdot \beta \cdot \alpha)^2 \quad (7)$$

Enfin, si l'on introduit l'effet de la désadaptation d'impédance consécutive aux valeurs d'impédance des composants optoélectroniques très différents du 50Ω hyperfréquence, il est nécessaire d'introduire un coefficient de réflexion hyperfréquence en entrée et en sortie de la chaîne résultant de cette adaptation d'impédance. Nous traduisons cet effet par les coefficients de réflexion ρ_e en entrée au niveau du laser et ρ_s au niveau du détecteur.

Le bilan de transfert s'exprime alors sous la forme:

$$G = \frac{R_p}{R_L} \cdot (\eta \cdot \beta \cdot \alpha)^2 \cdot (1 - |\rho_e|^2) \cdot (1 - |\rho_s|^2) \quad (8)$$

ρ_e, ρ_s , coefficients de réflexion au niveau du laser et du photodétecteur, peuvent être représentés par les expressions:

$$\rho_e = \frac{Z_L - Z_0}{Z_L + Z_0} \text{ et } \rho_s = \frac{Z_p - Z_0}{Z_p + Z_0} \quad (9)$$

où Z_0 est l'impédance du générateur et de la charge (50Ω hyperfréquence), Z_L et Z_p sont respectivement les impédances du laser et du photodétecteur.

Pour ce type de liaison, le coefficient de transfert est de l'ordre de -20dB pour une résistance de charge égale à 50Ω [10,11]. Des pertes importantes sont apportées par la désadaptation hyperfréquence. Il faut donc envisager d'améliorer l'adaptation d'impédance, si on souhaite améliorer la fonction de transfert en puissance de la liaison.

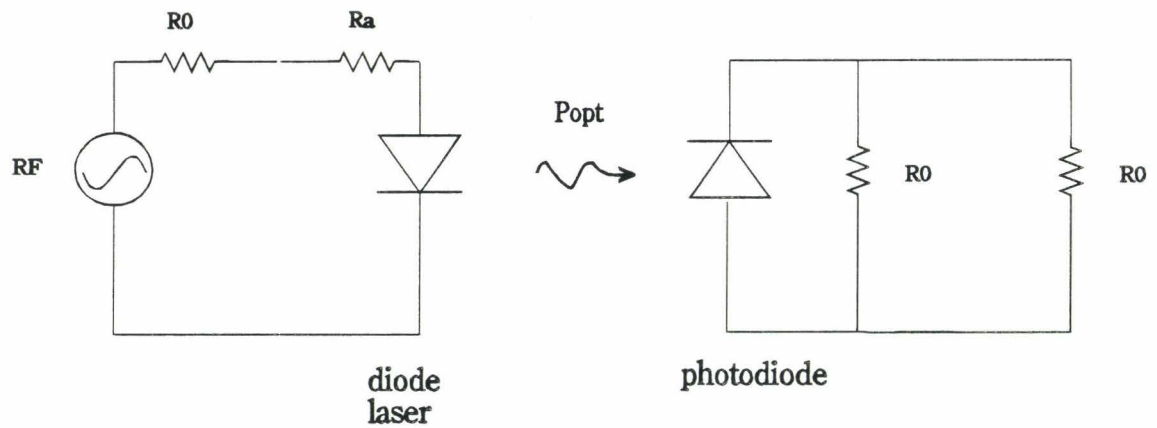


Figure III.2 : Adaptation résistive de la liaison

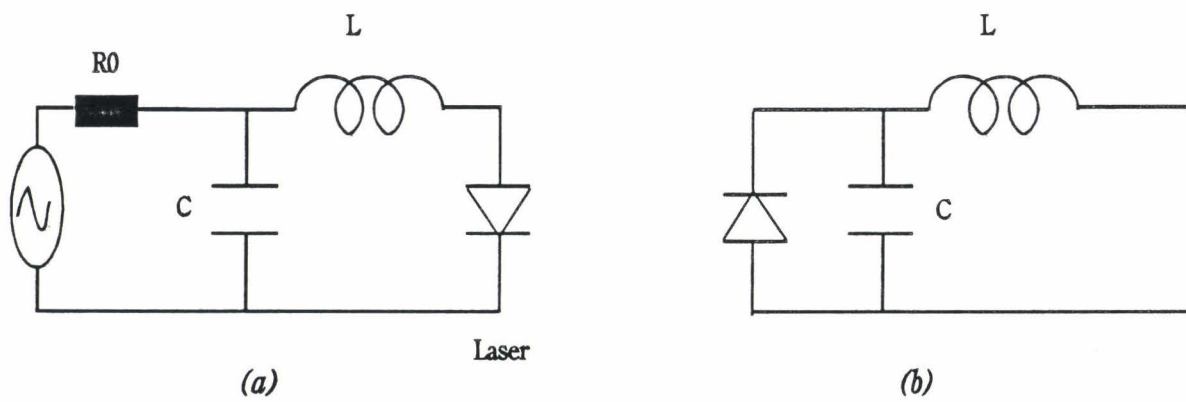


Figure III.3 :
 a) Schéma d'adaptation de la diode laser
 b) Schéma d'adaptation de la photodiode

1.1.3. Adaptation résistive

Dans la plupart des cas, et surtout pour les systèmes de transmissions digitaux, on réalise une adaptation résistive (Fig III.2). Pour cela, on utilise généralement une résistance série au niveau de la diode laser et une résistance shunt de 50 ohms pour "masquer" la résistance élevée de la photodiode. La résistance d'adaptation R_a , placée à l'entrée de la liaison, est telle que : $R_a = R_O - R_L$ (R_L : résistance intrinsèque équivalente du laser, $R_O = 50\Omega$). Ce type d'adaptation, pour une liaison opto-hyperfréquence, minimise les pertes par réflexion, mais ne permet pas d'obtenir un transfert maximum de puissance [10].

En effet, la plus grande partie de la puissance hyperfréquence est consommée dans la résistance additionnel dans une proportion qui est donnée dans le rapport des résistances du laser et de la résistance additionnel. Il faut également noter que le fait de charger le détecteur sur une résistance de 50Ω réduit l'effet de gain qui est proportionnel à la résistance de charge du côté détecteur.

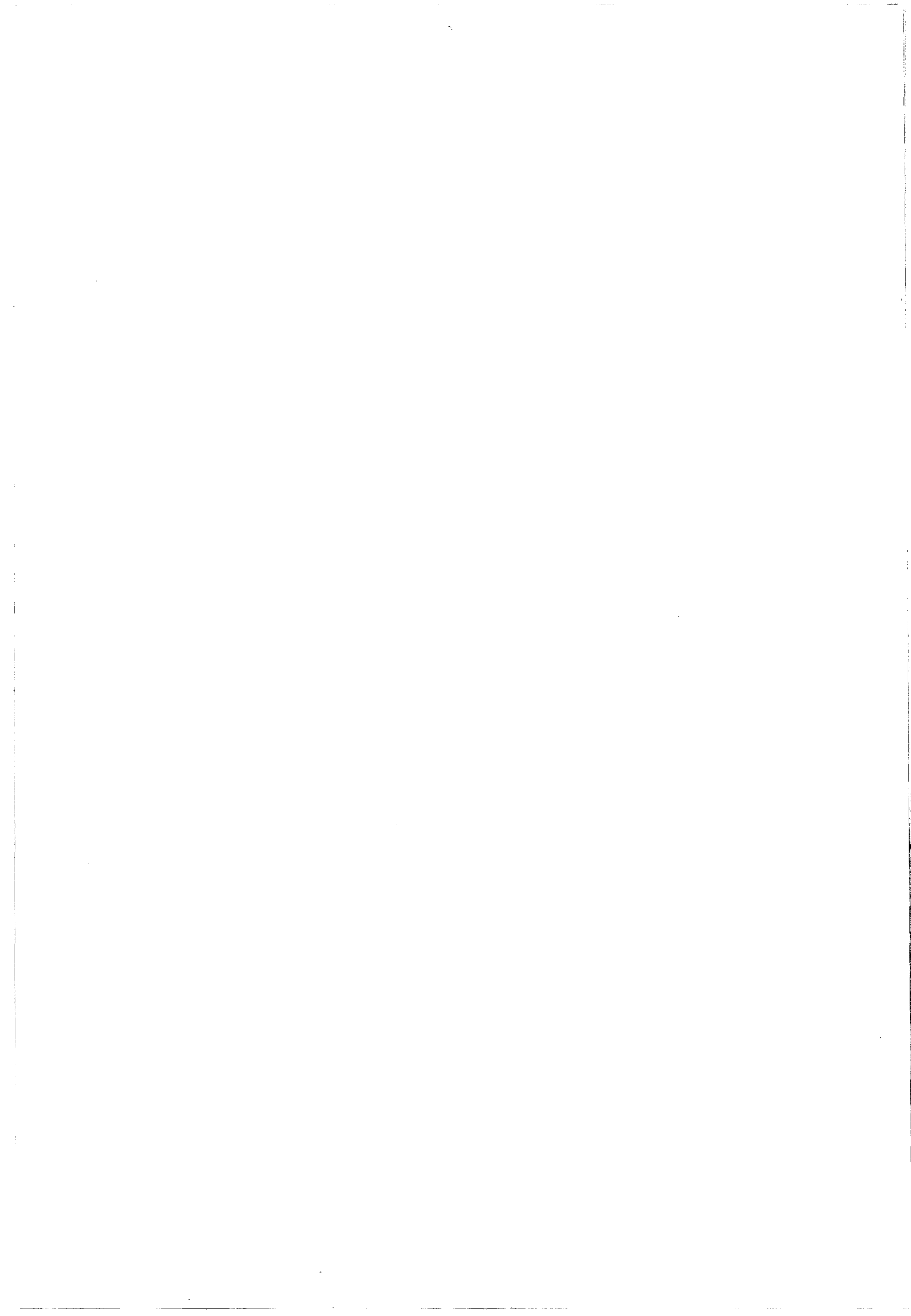
1.1.4. Adaptation réactive

L'adaptation résistive décrite ci-dessus augmente nettement les pertes dans le circuit d'adaptation. Pour contourner ce problème, il s'avère bénéfique d'utiliser une adaptation réactive pour supprimer ces pertes et arriver à améliorer le transfert de puissance de la source au laser ($\rho = 0$) d'un côté et du détecteur à la charge de l'autre côté. Ce système est montré fig.III.3. L'expression du transfert de puissance s'écrit alors :

$$G = \frac{R_p}{R_L} \cdot (\eta \cdot \beta \cdot \alpha)^2 \quad (10)$$

Il est évident que cette fonction de transfert de puissance dépend de la charge R_C qui, pour les hyperfréquences, est généralement de 50Ω . Il faut donc utiliser un circuit passif sans perte pour réaliser la transformation 50Ω - grande impédance.

Les adaptations réactives dépendent évidemment de la fréquence, et sont valables uniquement dans une bande plus ou moins étroite autour de la fréquence de fonctionnement (ici 6,2 GHz). Le choix a été porté ici sur des systèmes du premier et du deuxième ordre pour la détection et l'émission, respectivement, afin de limiter la complexité des circuits d'adaptation [13,14].



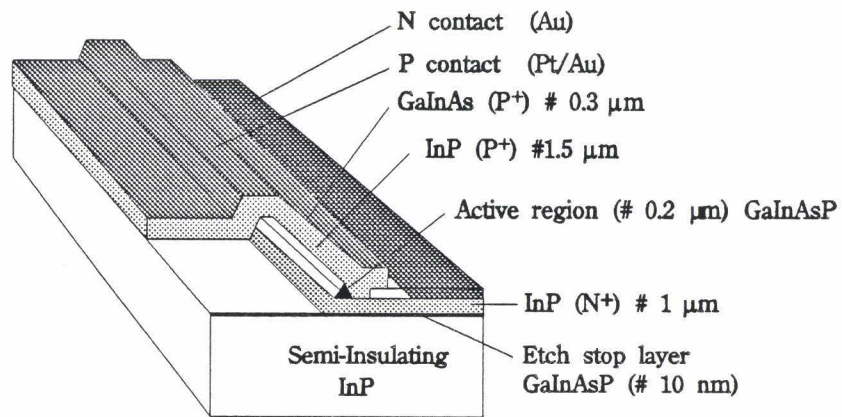


Figure III.4 : Structure du laser fabriqué par Thomson sur substrat semi-isolant [15].

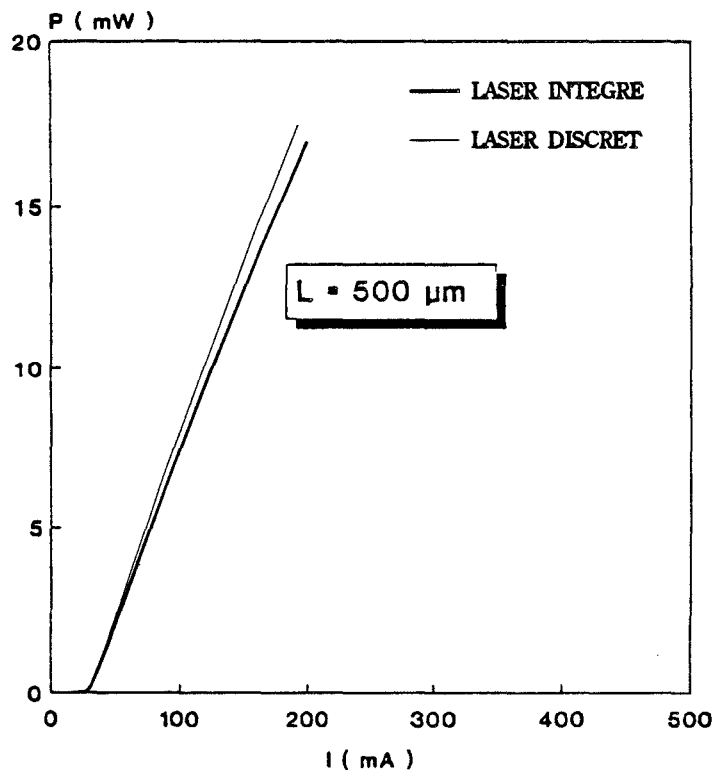
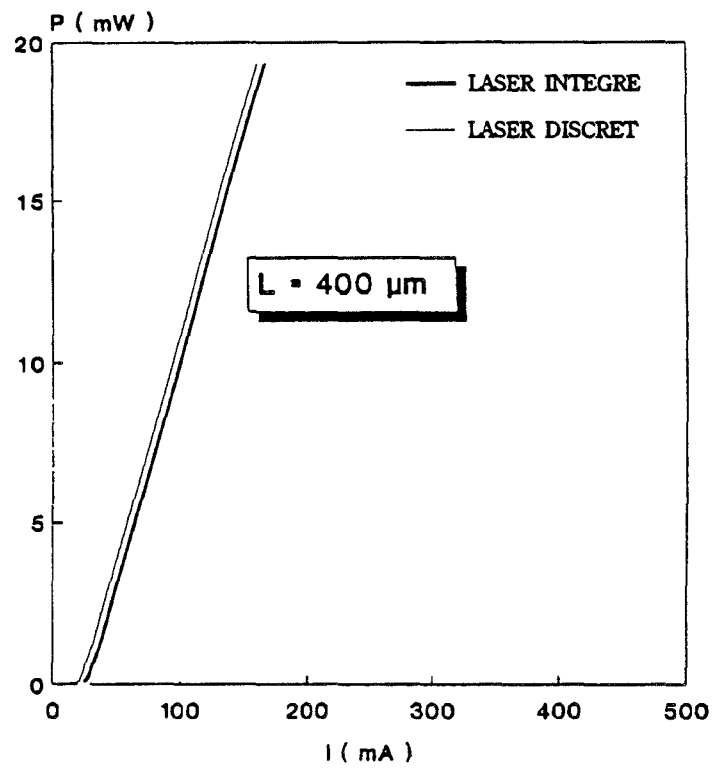


Figure III.5 : Caractéristiques $P(I)$ impulsionnelles de lasers discrets et intégrés

LASER
 MKL735 ϕ m 10
 L (μ m) = 390

T (C)	20
I _s (mA)	33.1
R (W/A)	.105
P _k (mW)	2.9
I _k (mA)	63
R _s (Oh)	4.1
V _s (V)	1.13

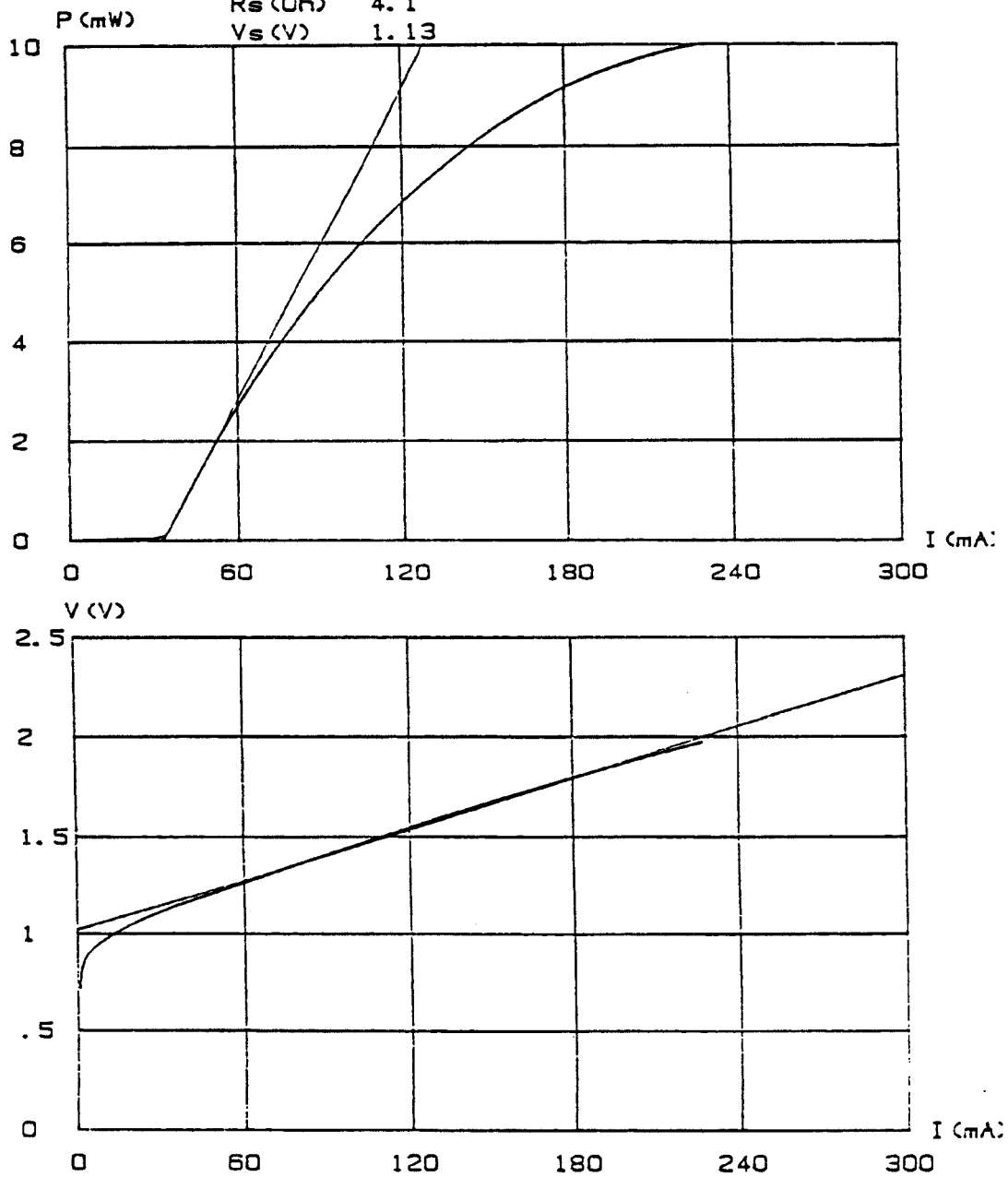


Figure III.6 : Caractéristiques $P(I)$ en continu et $V(I)$ d'un laser discret de longueur $390\mu m$.

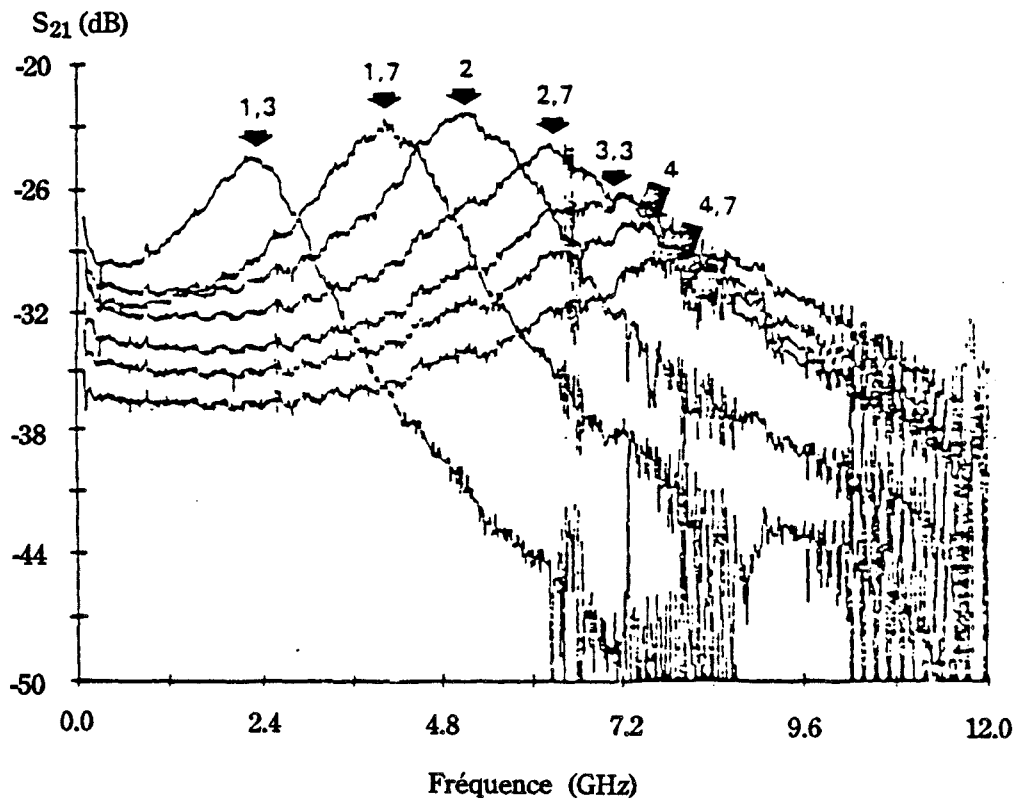


Figure III.7 : Réponse fréquentielle d'un laser de longueur $300\ \mu\text{m}$ pour différentes valeurs du rapport I/I_{th}

1.2. Présentation des éléments de la liaison:

1.2.1. La diode laser:

STRUCTURE

La diode laser utilisée a été élaborée au Laboratoire Central de Recherche (L.C.R) de Thomson à base d'une couche quaternaire GaInAsP ($1,3 \mu\text{m}$ et $1,55\mu\text{m}$). La couche active "enterrée" est entourée de deux couches InP de confinement (optique et électronique). La croissance des différentes couches a été réalisée par MOCVD sur substrat InP Semi-Isolant [15]. Les caractéristiques de ce composant révèlent un fonctionnement possible en hyperfréquence et sa structure quasi-planaire sur substrat InP Semi-Isolant permet d'envisager une intégration monolithique avec des composants électriques. La structure du laser en question est montrée fig.III.4.

CARACTERISTIQUES STATIQUES

Les courbes P(I) impulsionnelles de composants discrets et intégrés relevées pour deux longueurs différentes de laser : $400 \mu\text{m}$ et $500 \mu\text{m}$, sont reportées fig.III.5. Notons que pour chaque longueur de laser, le courant de seuil, proche de 30 mA, et le rendement externe des composants discrets et intégrés sont identiques. L'adjonction du quadripole d'adaptation ne semble pas perturber le comportement continu de la diode laser.

Une évolution de la caractéristique P(I) en continu a été relevée sur un laser discret de longueur $390 \mu\text{m}$, monté sur une embase Thomson. Cette caractéristique ainsi que la courbe V(I) correspondante sont reportées fig.III.6. On constate, à fort courant, l'apparition d'une non-linéarité de la caractéristique P(I), qui, comparée à la caractéristique impulsionnelle, suggère l'effet de la température. La résistance équivalente extraite de ces mesures est égale à 4.1Ω . Le courant de seuil I_{th} nécessaire à l'apparition de l'effet laser est de 33 mA et le rendement externe de 0.1 W/A par facette.

CARACTERISTIQUES DYNAMIQUES:

Nous présentons fig.III.7 la réponse fréquentielle d'une liaison composée d'un laser de longueur $300 \mu\text{m}$ et d'une photodiode HQT 452 fabriquée également à Thomson-LCR, dont la fréquence de coupure est supérieure à 15 GHz. Ces courbes sont paramétrées par le rapport I/I_{th} ; I et I_{th} représentent respectivement le courant de polarisation continu et le courant de seuil de la diode laser. La photodiode, quant à elle, est polarisée à -5 Volts. Remarquons qu'une résonance de 6 dB, par rapport au signal mesuré en basses fréquences, est obtenue à une fréquence proche de 6 GHz pour un courant de polarisation continu de 80 mA correspondant à un rapport I/I_{th} de 3.2.

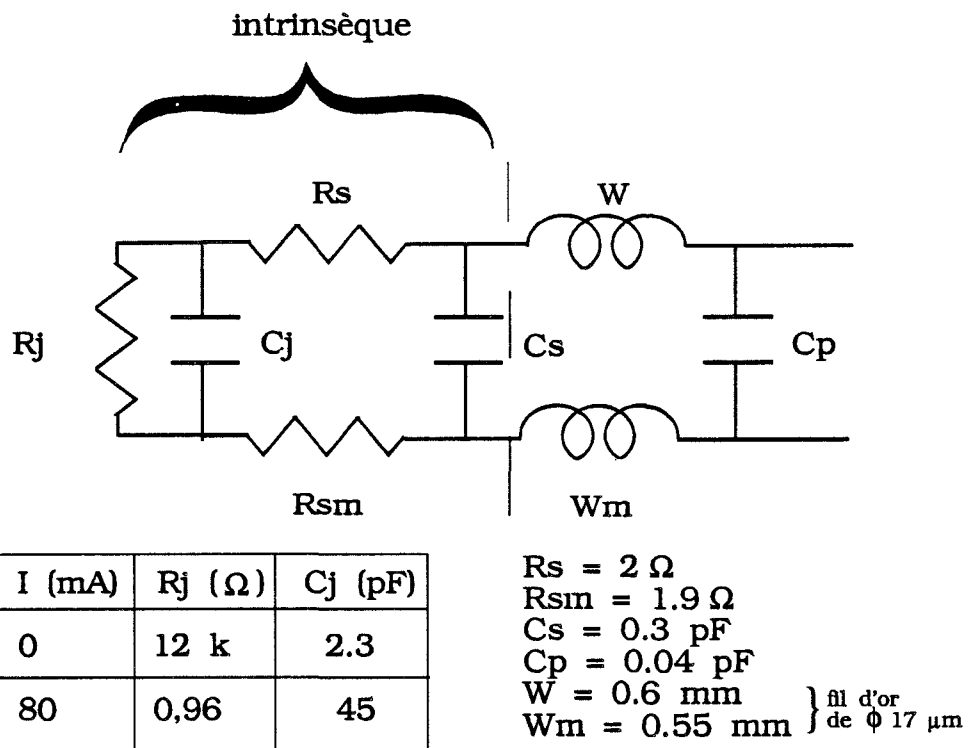


Figure III.8 : Schéma électrique équivalent petit signal de la diode laser

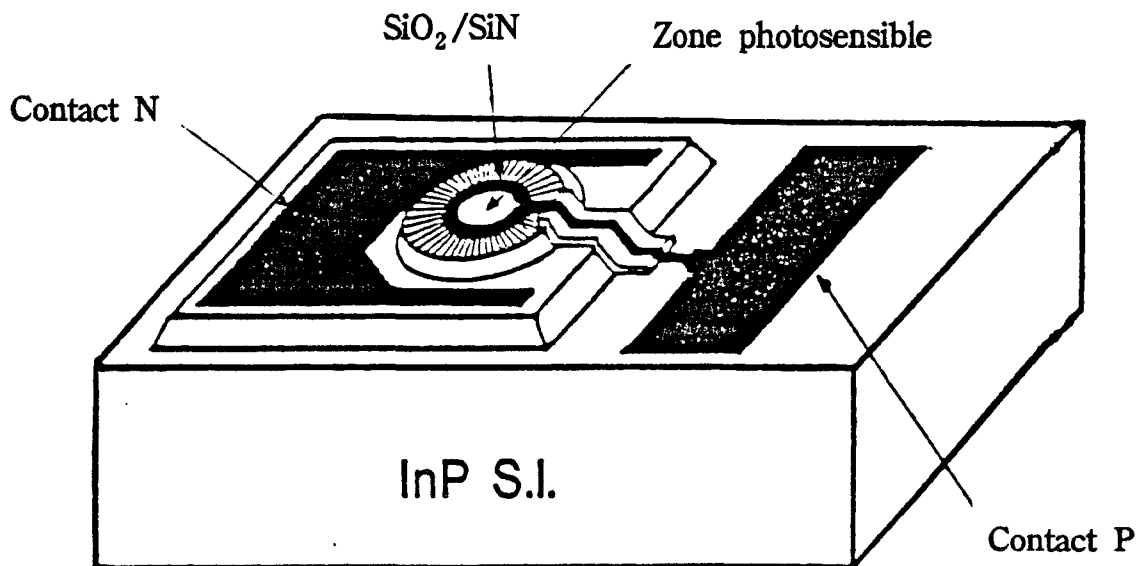


Figure III.9 : Structure des photodiodes HQT 555 et 559

CARACTERISTIQUES HYPERFREQUENCES ET ELEMENTS PARASITES

Les composants ont été caractérisés à partir de la mesure classique du paramètre S_{11} [1] et l'impédance microonde a été déterminée dans la bande de fréquence 100 MHz à 10,5 GHz pour une puissance incidente de -15dBm. La diode laser a été montée sur une embase hyperfréquence (BMH). Le paramètre S_{11} a été mesuré en fonction du courant de polarisation; il a été trouvé qu'au dessus du seuil, le paramètre S_{11} reste pratiquement constant. Ceci montre que, du point de vue hyperfréquences, l'impédance de la zone active, au dessus du seuil, est très faible et qu'elle est entièrement masquée par les éléments parasites (résistances d'accès, capacités des plots et les fils de connexion).

La valeur des éléments parasites a été calculée à partir du paramètre S_{11} puis optimisée à l'aide du logiciel Touchstone. Le schéma électrique équivalent de la diode laser est montré fig.III.8. R_j et C_j représentent la résistance série et la capacité parasite de la couche active, R_s et R_{sm} les résistances d'accès à la couche active et C_s la capacité parasite des plots. W et W_m représentent les fils de connexions et C_p la capacité parasite du boîtier.

1.2.2. La photodiode:

STRUCTURE ET CARACTERISTIQUES STATIQUES :

Deux séries de diodes PIN ont été testées; HQT-555 et HQT-559 fabriquées à Thomson-LCR et ayant une épaisseur de couche absorbante de 1,9 μm et 1,3 μm respectivement. La structure de ces photodiodes est schématisée fig.III.9. Les principaux résultats de la caractéristique de ces composants sont résumés dans le tableau III.1 ci-dessous.

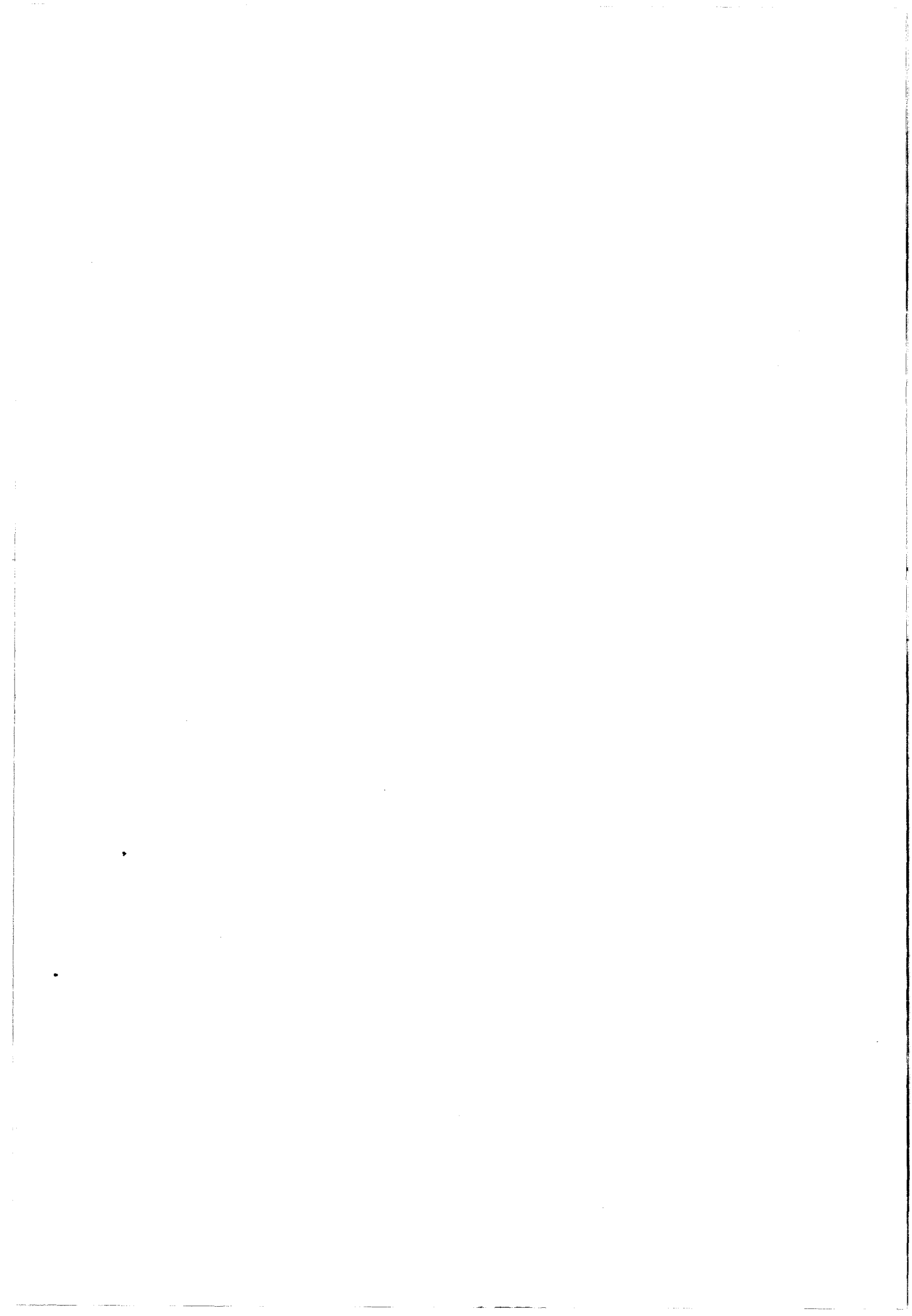
	ϕ (μm)	I (-5V) (nA)	I (-10V) (nA)	C (0V) (pF)	C (-10V) (pF)	ρ (A/W)
HQT 555	30	20	50	0.2	0.10	0.7
	40	30	100	0.33	0.15	0.7
HQT 559	30	10	40	0.23	0.16	0.65
	40	20	70	0.35	0.25	0.65

Tbleau III.1 : Paramètres des photodiodes PIN utilisées.

La différence de coefficient de réponse est liée à l'épaisseur de la couche absorbante.

CARACTERISTIQUES HYPERFREQUENCES ET SCHEMA EQUIVALENT :

Les composants ont été montés en boîtier hyperfréquence (BMH) et la mesure du



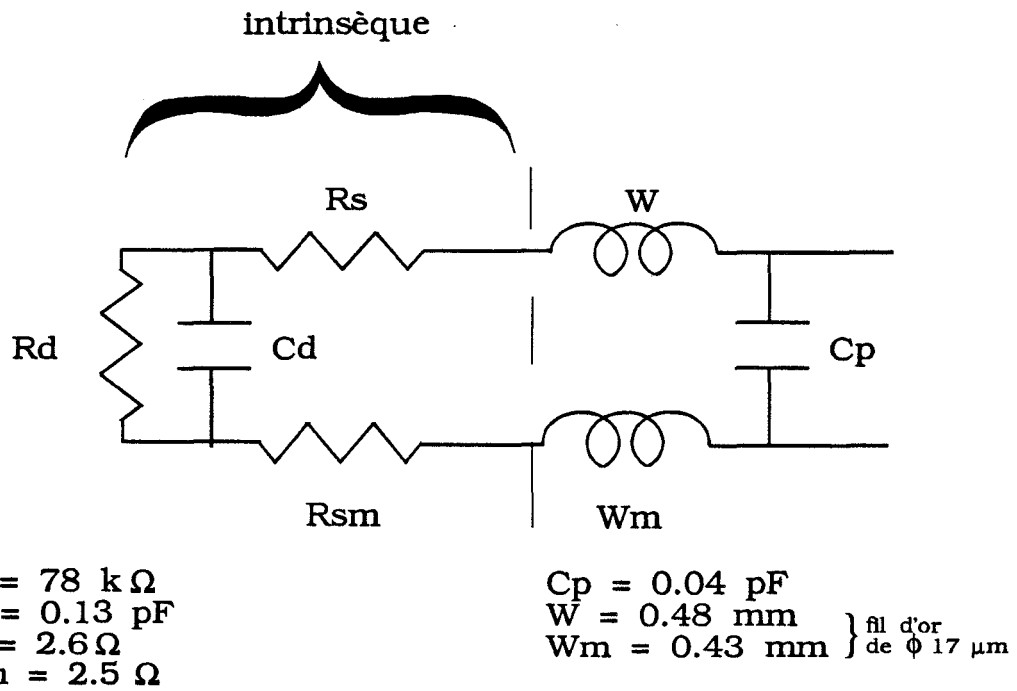


Figure III.10 : Schéma électrique équivalent de la photodiode polarisée à - 5 Volts

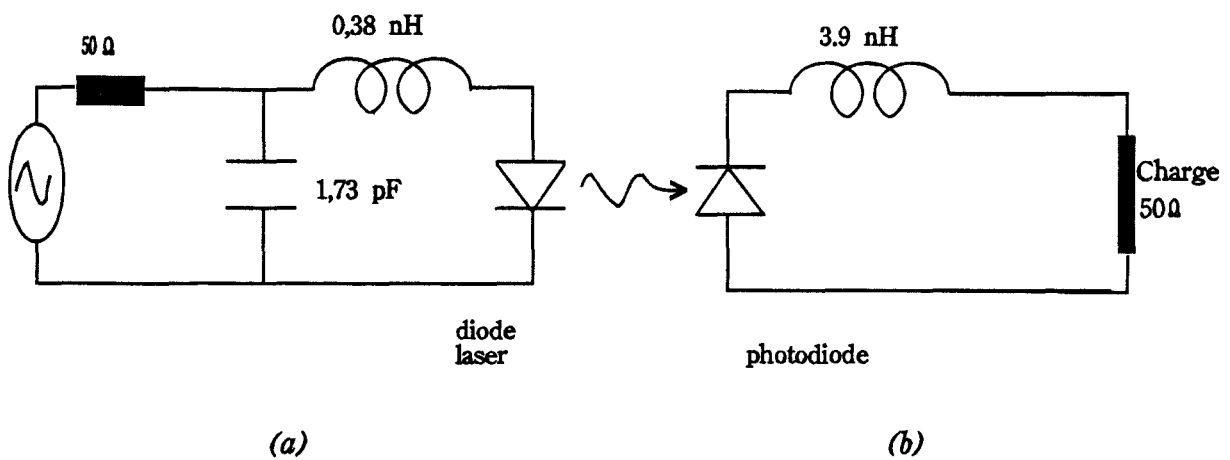


Figure III.11 : Schéma de la liaison adaptée

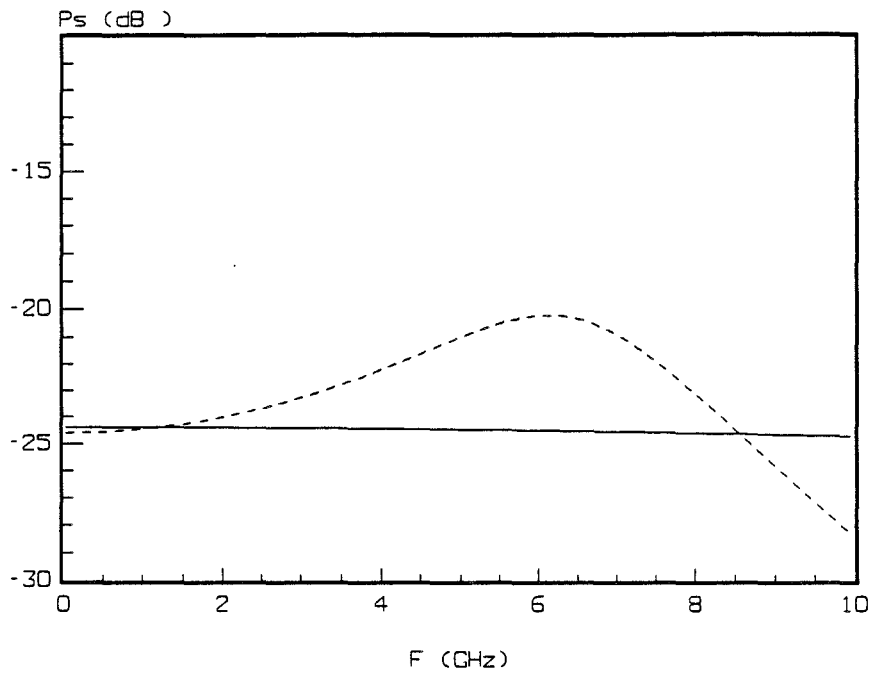


Figure III.12 : Amélioration de la puissance de sortie hyperfréquence de la transmission apportée par l'adaptation du laser (négligeant la résonance du laser)

— : liaison non adaptée
 - - - : entrée adaptée

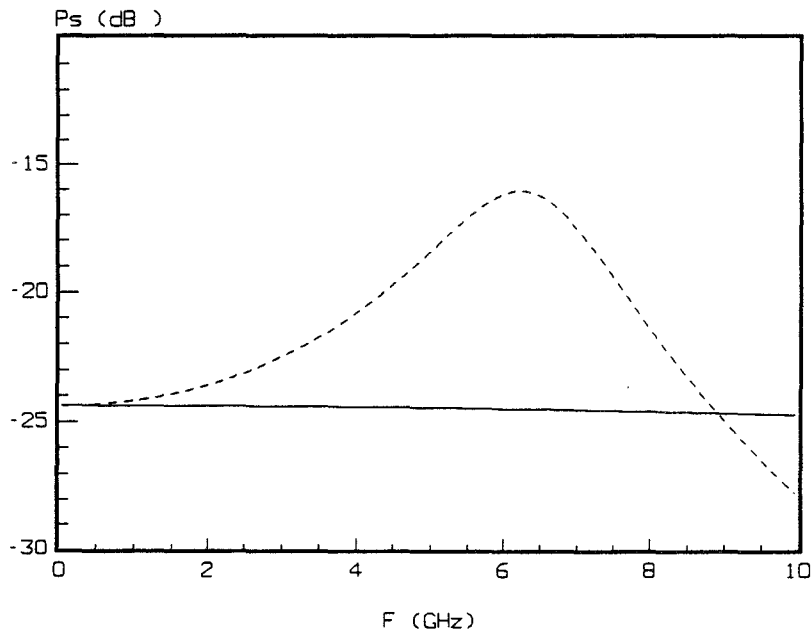


Figure III.13 : Amélioration de la puissance hyperfréquence de sortie de la liaison apportée par l'adaptation de la photodiode (négligeant la résonance du laser)

— : liaison non adaptée
 - - - : avec le quadripole de sortie

paramètre S_{11} a été réalisée dans la bande de fréquence 100 MHz à 10 GHz. De la même manière que pour les lasers, un circuit équivalent a été établi pour les photodiodes et les valeurs ont été calculées et optimisées en utilisant le logiciel Touchstone. Le schéma équivalent est montré fig.III.10.

1.2.3. Cellules d'adaptation:

ADAPTATION DE L'EMETTEUR:

Pour réaliser un meilleur transfert de puissance hyperfréquence de la source à la diode laser, il fallait transformer l'impédance de cette dernière en une résistance de 50Ω compatible avec le monde hyperfréquence. Le schéma électrique de la cellule retenue est présenté fig.III.11.a. L'inductance série permet en outre la polarisation continue du composant. Les valeurs des éléments d'adaptation ont été calculées en utilisant le logiciel commercial Touchstone et un logiciel développé au laboratoire, pour obtenir l'adaptation à 6,2 GHz ($L = 0.38$ nH et $C = 1.73$ pF). L'amélioration du transfert de la puissance hyperfréquence apportée par cette adaptation et fondée sur le circuit équivalent petit signal obtenu par Touchstone (négligeant la résonance du laser) est montrée fig.III.12; elle est de 4,3dB à 6,12GHz.

ADAPTATION DU RECEPTEUR

Dans le cas de la photodiode, les valeurs des éléments d'adaptation pour adapter la résistance de charge (50Ω) à l'impédance interne du détecteur seraient trop grandes pour être réalisées technologiquement. Le choix a été alors porté sur la réalisation d'un circuit résonant en se servant toujours de la capacité de la photodiode en plus de celle du circuit d'adaptation. Le transfert de puissance à la charge sera alors maximum à la fréquence de travail (6,2GHz). La détermination des valeurs des éléments a été faite de la même façon que pour l'émetteur. Seule l'inductance de 3,9 nH a été réalisée (fig.III.11.b) au lieu du quadripole constitué de l'inductance et d'une capacité de 47fF qui devrait être ramenée naturellement par les éléments parasites. L'amélioration du transfert de la puissance hyperfréquence apportée par cette adaptation et fondée sur le circuit équivalent petit signal obtenu par Touchstone (négligeant la résonance du laser) est montrée fig.III.13; elle est de 8,5dB à 6,2 GHz.

1.3. Simulation et caractérisation de la liaison optique :

1.3.1. Liaison non adaptée

En partant des caractéristiques statiques et dynamiques du laser rapportées ci-dessus, et en suivant la démarche décrite dans le paragraphe (II.4), les différents paramètres,

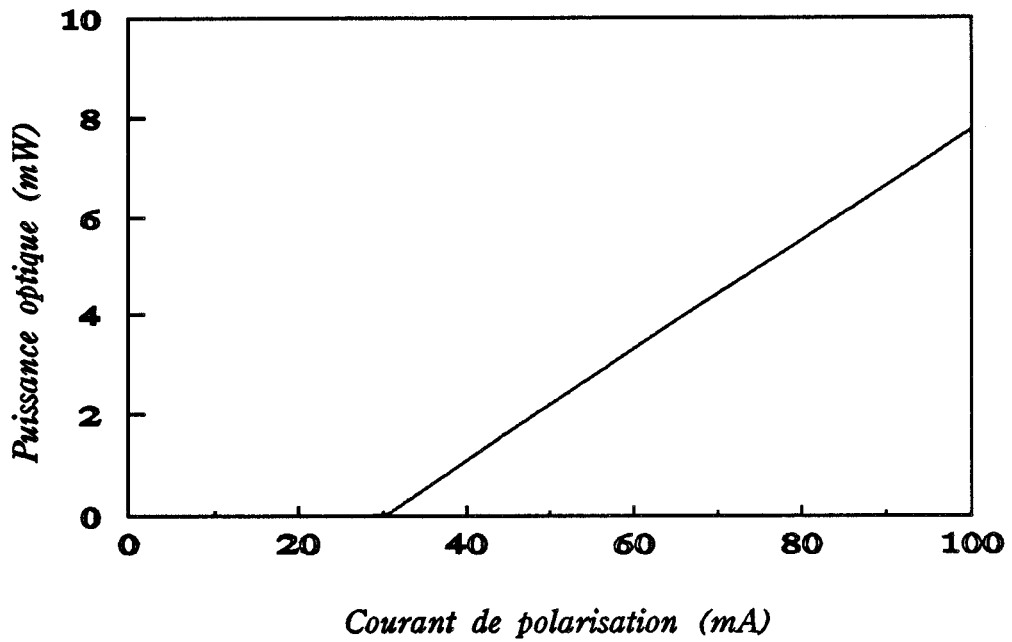


Figure III.14 : Caractéristique $P(I)$ calculée pour le laser étudié (cf. Tableau III.2)

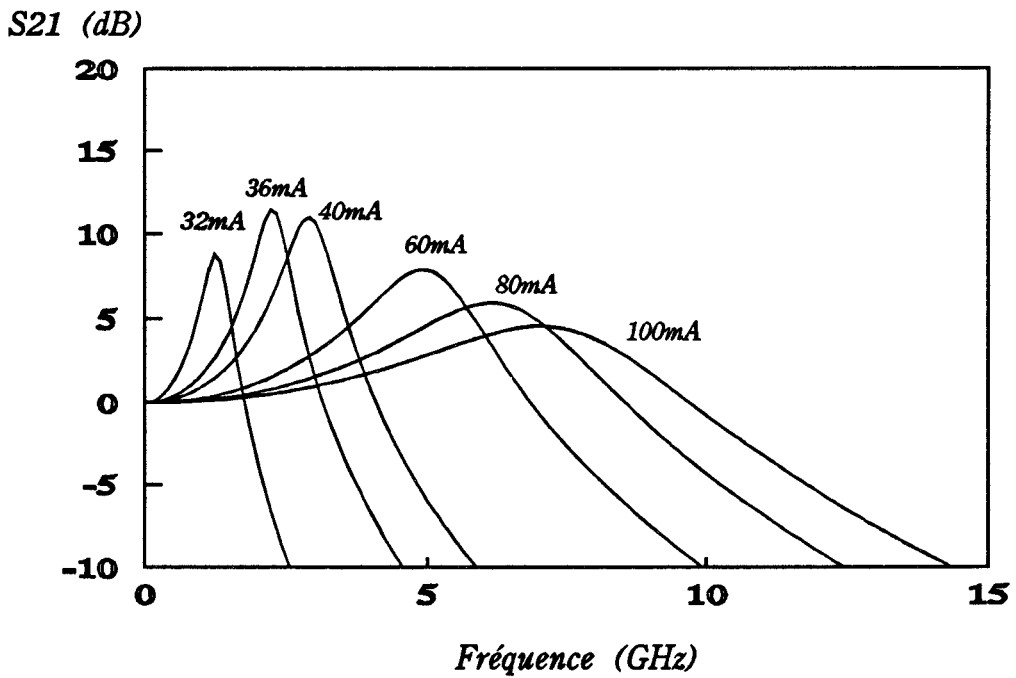


Figure III.15 : Réponse fréquentielle normalisée du laser étudié

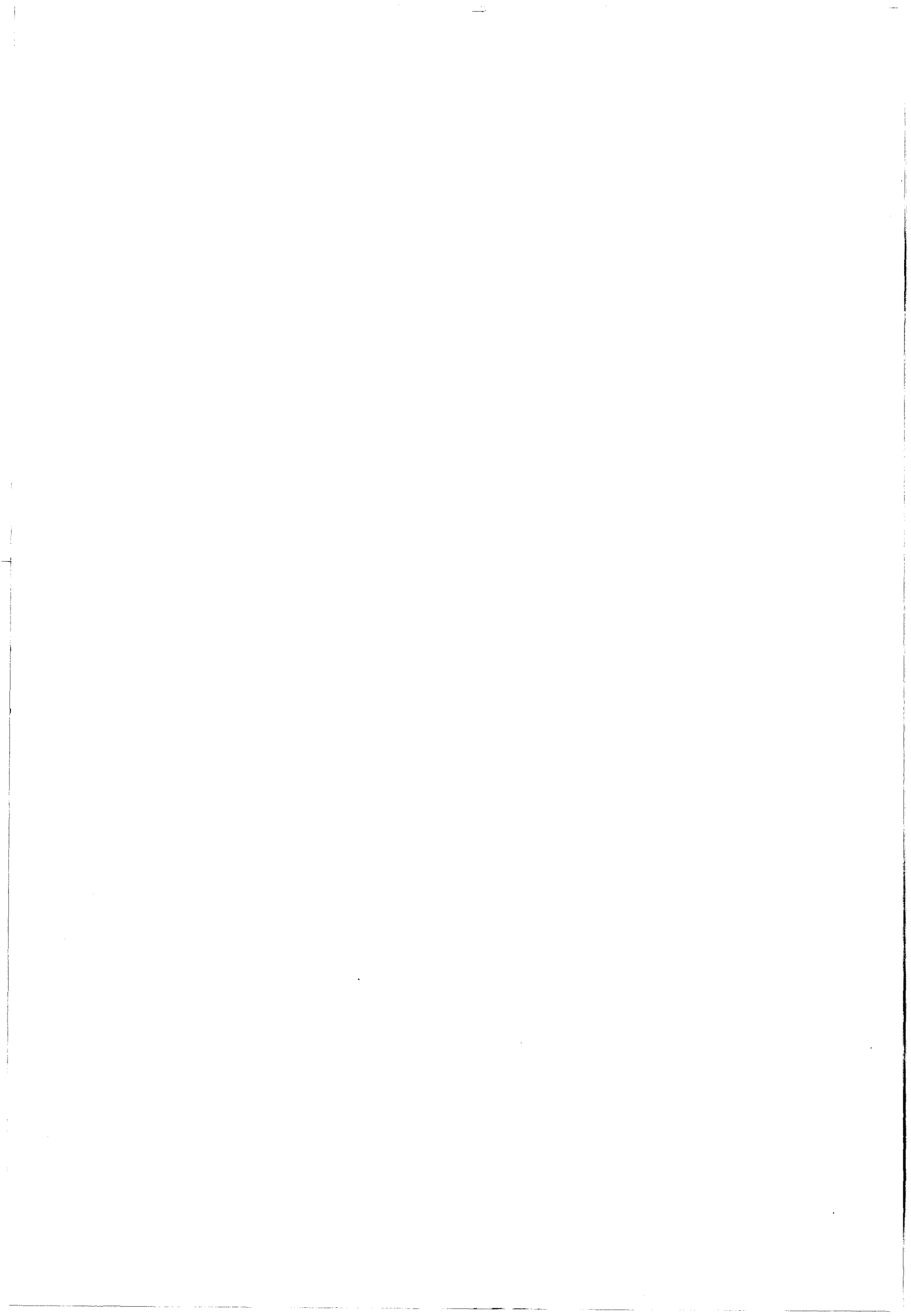
physiques et structuraux, du laser ont été déterminés. La liste de ces paramètres est présentée tableau III.2. Les caractéristiques statiques peuvent alors être reproduites. Nous présentons fig.III.14 la puissance optique en fonction du courant de polarisation. Le courant de seuil calculé est de 30 mA et le rendement différentiel est de 0.11W/A, et sont en parfait accord avec les mesures.

Paramètre	Unité	Valeur
E_g	eV	0.95
Largeur	μm	2.00
épaisseur	μm	0.20
Longueur	μm	370.00
A_{nr}	s^{-1}	1.00×10^8
B_{sp}	$\text{m}^3 \text{s}^{-1}$	1.50×10^{-16}
C_{Auger}	$\text{m}^6 \text{s}^{-1}$	3.50×10^{-42}
Γ		0.420
β		1.00×10^{-4}
ξ_0	$\text{m}^3 \text{s}^{-1}$	2.00×10^{-12}
N_{om}	m^{-3}	1.00×10^{-24}
ε	m^3	1.0×10^{-23}
α	m^{-1}	10.00×10^3
R_1, R_2		0.32

Tableau III.2 Paramètres du laser Thomson [24] utilisé pour l'adaptation.

La réponse fréquentielle du laser a donc été calculée pour différents courants de polarisation tout en tenant compte des éléments parasites. Les fréquences et les amplitudes de résonance calculées (fig.III.15) coïncident avec celles mesurées [16] (fig.III.7). Dans l'analyse ci-présente, les courants de fuite conduisant à la diminution du rendement différentiel du laser n'ont pas été pris en compte. Leur effet se manifesterait par une diminution du niveau de la puissance hyperfréquence et la courbe de la réponse fréquentielle serait translatée vers le bas, pour les courants de polarisation élevés. Ceci est visiblement dû à la présence d'un passage parasite du courant, qui "détourne" une partie de la puissance électrique délivrée au laser. Nous reprenons plus tard dans ce chapitre, avec plus de détails, l'effet des éléments parasites sur les pertes hyperfréquences dans le laser .

La modélisation du laser décrite ci-dessus nous permet donc d'étudier le comportement de celui-ci au coeur de la liaison. La photodiode sera, quant à elle, représentée par le circuit équivalent décrit dans le paragraphe II.2. La transmission de la



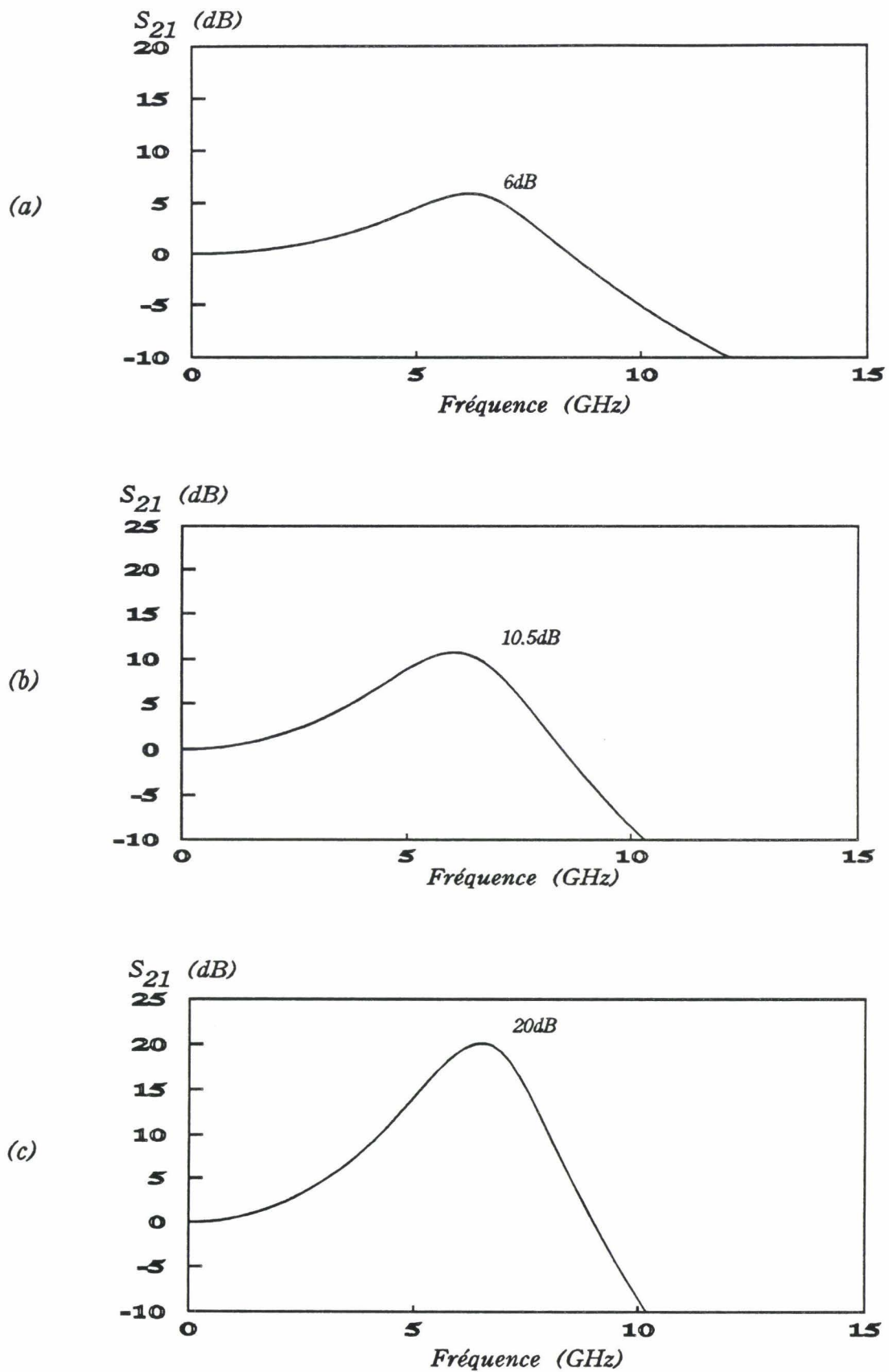


Figure III.16 Coefficient de transmission calculé pour la liaison présentée figure III.11

- a) Liaison non adaptée
- b) Liaison avec émetteur adapté
- c) Liaison adaptée

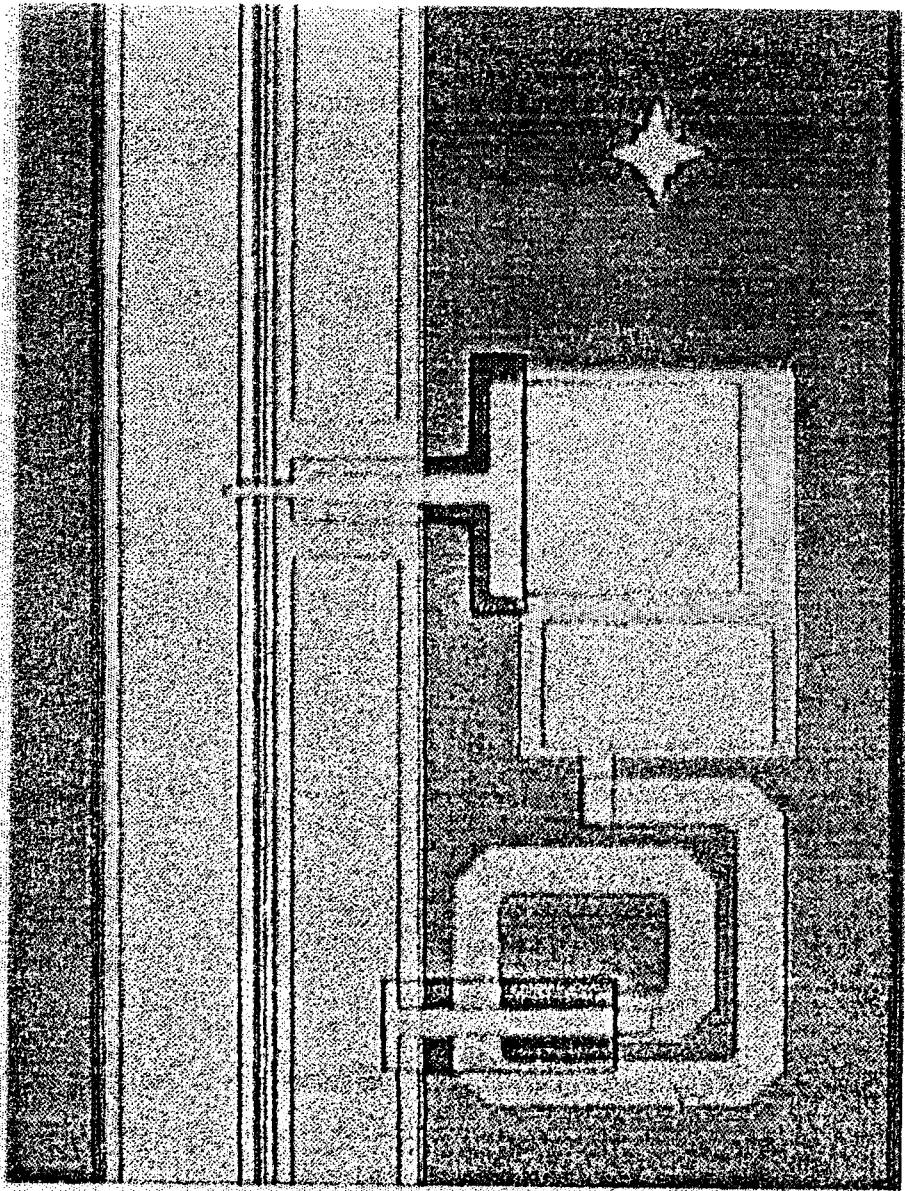


Figure III.17: Photographie de l'émetteur intégré [1].

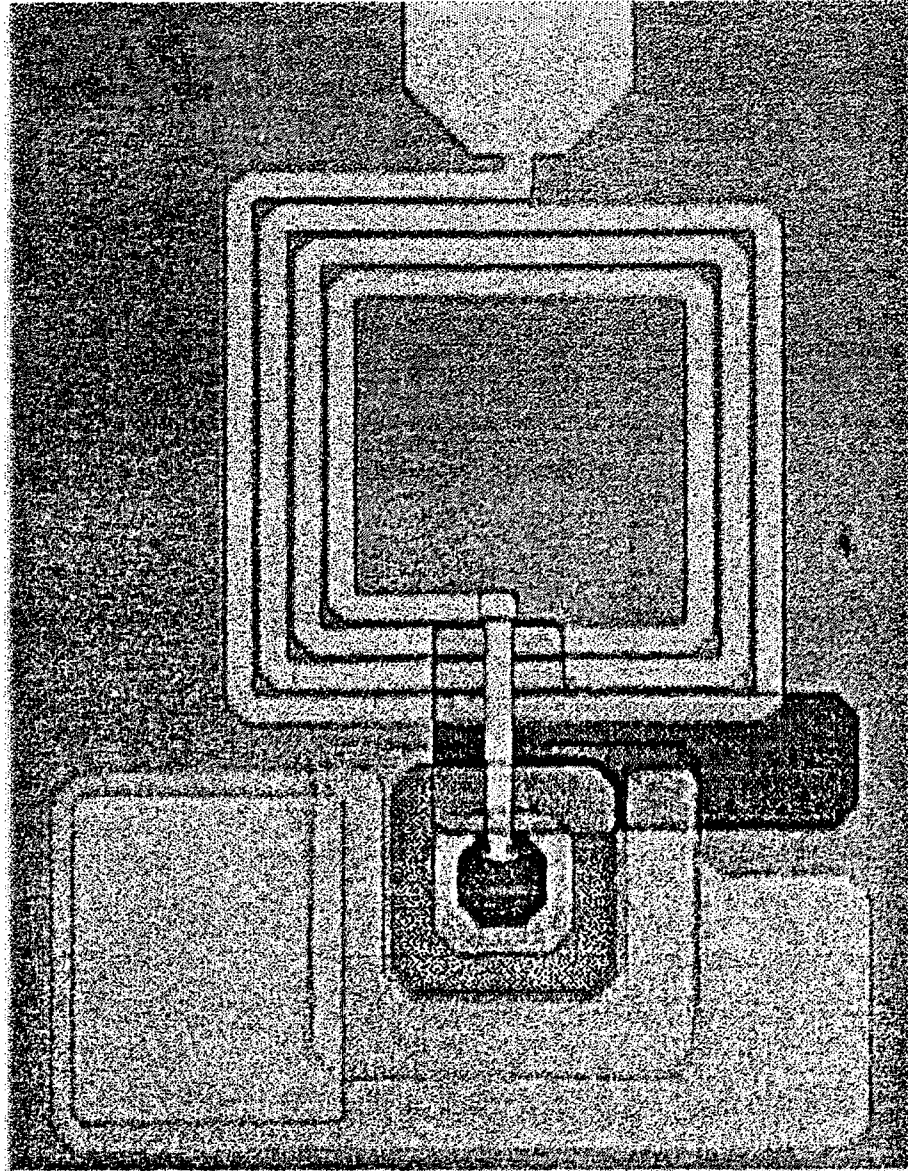


Figure III.18: Photographie du détecteur intégré [1].

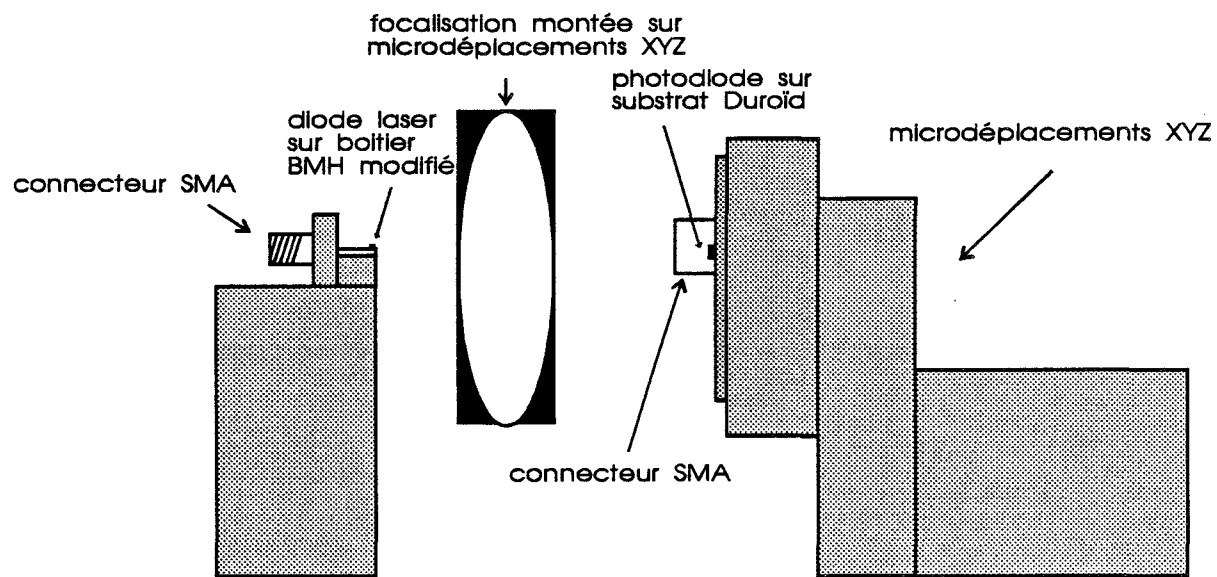


Figure III.19 : Schéma du banc de caractérisation hyperfréquence de la liaison

liaison non adaptée a donc été calculée. Le laser est polarisé à un courant de 80mA et la photodiode à -5V. Le coefficient de transmission normalisé par rapport au transfert basse fréquence de la liaison est montré fig.III.16.a. On peut remarquer que la fréquence de résonance du laser est de 6,2GHz.

1.3.2. Adaptation de la liaison

L'adjonction de la cellule d'adaptation, décrite au paragraphe II.2.2.3, au laser permet d'améliorer la transmission dans une bande étroite autour de la fréquence de fonctionnement fixée à 6,2GHz [1,18]. Le coefficient de transmission de la liaison avec le laser adapté a été calculé et est présenté fig.III.16.b. On note une amélioration théorique de 4,5dB à 6,2GHz. La cellule d'adaptation a alors été ajoutée du côté du récepteur. Le calcul prévoit une amélioration de 14dB à 6,2GHz (fig.III.16.c).

1.3.3 Résultats expérimentaux

REALISATION TECHNOLOGIQUE

Les circuits intégrés ont été fabriqués à Thomson-LCR à partir de masques conçus et élaborés à l'IEMN. Ces circuits intégrés fabriqués sur InP semi-isolant comprennent pour l'émetteur la diode laser précédemment présentée associée à son circuit réactif d'adaptation d'impédance. En ce qui concerne le récepteur, il est également fabriqué sur InP semi-isolant et comprend la photodiode avec son circuit d'adaptation d'impédance. Les photographies de l'émetteur et du récepteur sont présentées fig.III.17 et fig.III.18, respectivement. Pour plus de détails sur la réalisation technologique de ces circuits, nous renvoyons le lecteur à la thèse de Sophie Maricot [1] et aux articles [13,17,18].

PRESENTATION DU BANC DE MESURE

Le banc de mesure utilisé pour cette caractérisation est schématisé fig.III.19. La diode laser est montée sur une embase hyperfréquence modifiée permettant un fonctionnement optoélectronique du composant. La photodiode est montée directement sur un substrat Duroïd et alimentée par une ligne 50Ω. Un té de polarisation extérieur permet l'alimentation simultanée en courant continu et signal hyperfréquence des composants. Un système de focalisation optique composé de lentilles convergentes permet d'amener le faisceau lumineux sur la surface photosensible du détecteur.

La partie mécanique de l'émission est fixe, la mécanique du support du système de focalisation ainsi que celle du bloc de réception sont pourvues de microdéplacements XYZ à butées différentielles permettant théoriquement une résolution sur le déplacement mécanique

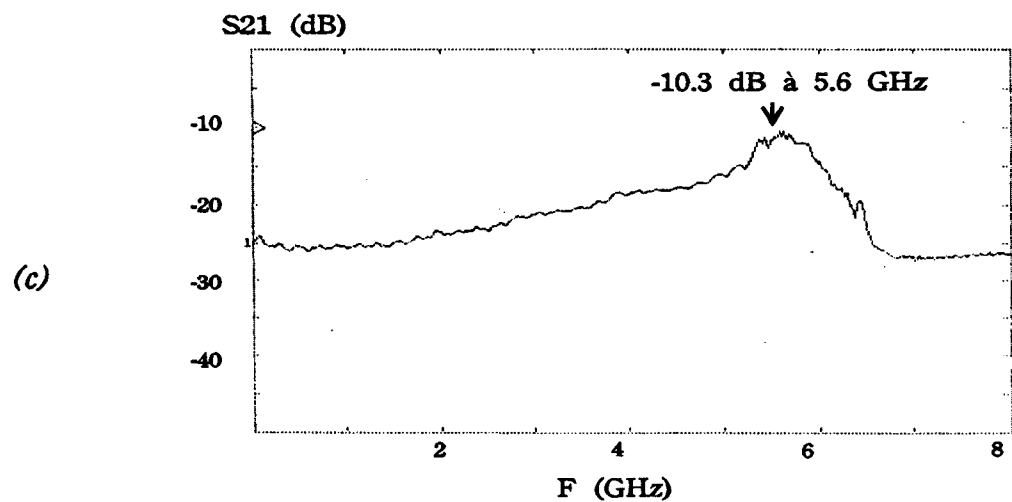
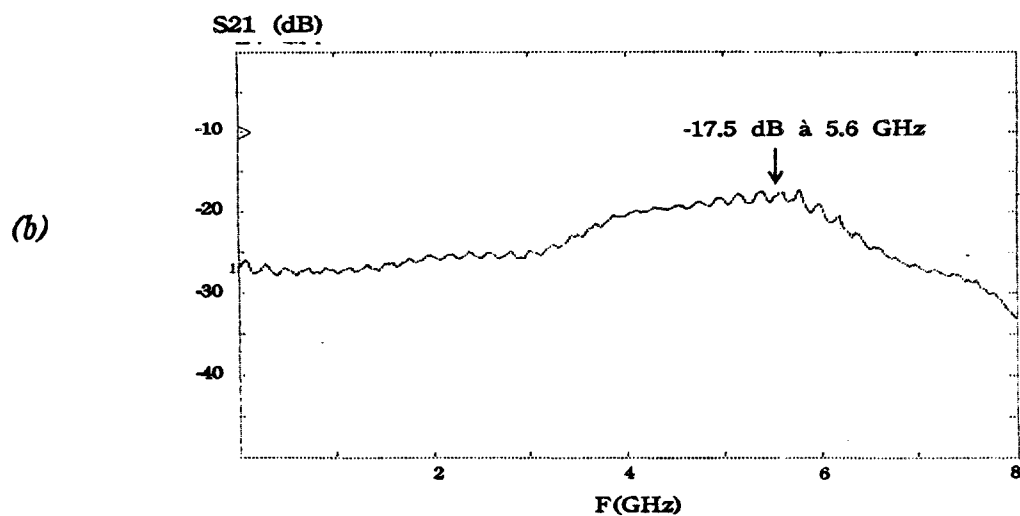
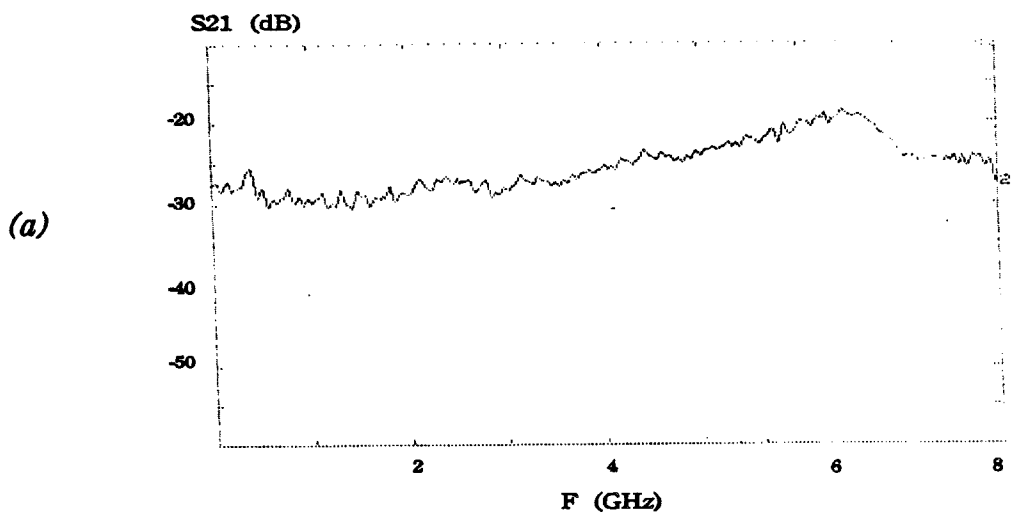


Figure III.20 Coefficient de transmission de la liaison présentée figure III.11

- a) Liaison non-adaptée
- b) Liaison avec émetteur adapté
- c) Liaison adaptée

inférieure au micron. Ces systèmes permettent d'optimiser le couplage optique entre émetteur et détecteur tout en les éloignant suffisamment pour éviter un couplage direct des signaux hyperfréquences.

Par la mesure du photocourant continu détecté, la connaissance du rendement de la diode laser et du coefficient de réponse de la photodiode, les pertes optiques du dispositif ont pu être évaluées à environ 5dB. La puissance hyperfréquence délivrée par le générateur microonde a été maintenue constante à -10dBm pour toutes les mesures de transmission.

MESURE DE LA TRANSMISSION HYPERFREQUENCE DE LA LIAISON

Nous avons dans un premier temps mesuré le transfert de la liaison non adaptée, puis observé l'amélioration apportée successivement par l'adaptation du laser et de la photodiode et enfin nous avons mesuré le coefficient de transmission de la liaison opto-hyperfréquence totalement adaptée.

LIAISON NON ADAPTEE

Afin de référencer les différentes caractérisations et de pouvoir effectuer facilement la comparaison entre les résultats expérimentaux, une première mesure de transmission a été réalisée avec deux composants optoélectroniques non adaptés (fig.III.20.a). La diode laser est polarisée à un courant continu de 80mA qui permet d'obtenir une fréquence de coupure en modulation supérieure à notre fréquence de travail. La photodiode utilisée, de diamètre 30 μ m, est polarisée à -3Volts. Nous remarquons sur cette première caractéristique une résonance du signal proche de 7GHz, qui correspond à la fréquence de résonance du laser.

ENTREE ADAPTEE - SORTIE NON ADAPTEE

Le composant utilisé pour cette mesure est un laser intégré avec une capacité de 1.73pF, et une inductance carrée de valeur théorique 0.38nH. Au niveau de la réception, nous avons utilisé une photodiode de diamètre 40 μ m. La courbe de transmission relevée dans ces conditions (fig.III.20.b) présente un maximum à la fréquence de 5.6GHz, les pertes de transmission sont alors égales à -17.5dB. A cette fréquence, le dispositif non adapté avait un coefficient de transmission de -21.7dB, l'adaptation du laser a donc permis une amélioration du transfert de 4.2dBm, en accord avec nos prévisions théoriques.

ENTREE ET SORTIE ADAPTEES

Nous avons utilisé pour cette mesure le laser précédemment décrit de longueur totale 495 μ m, et mesuré le niveau de transmission obtenu pour une photodiode de diamètre 30 μ m adaptées avec une inductance ronde de valeur théorique 3.5nH. Le coefficient de transfert de la liaison (fig.III.20.c) présente alors un maximum égal à -10.3dB à la fréquence

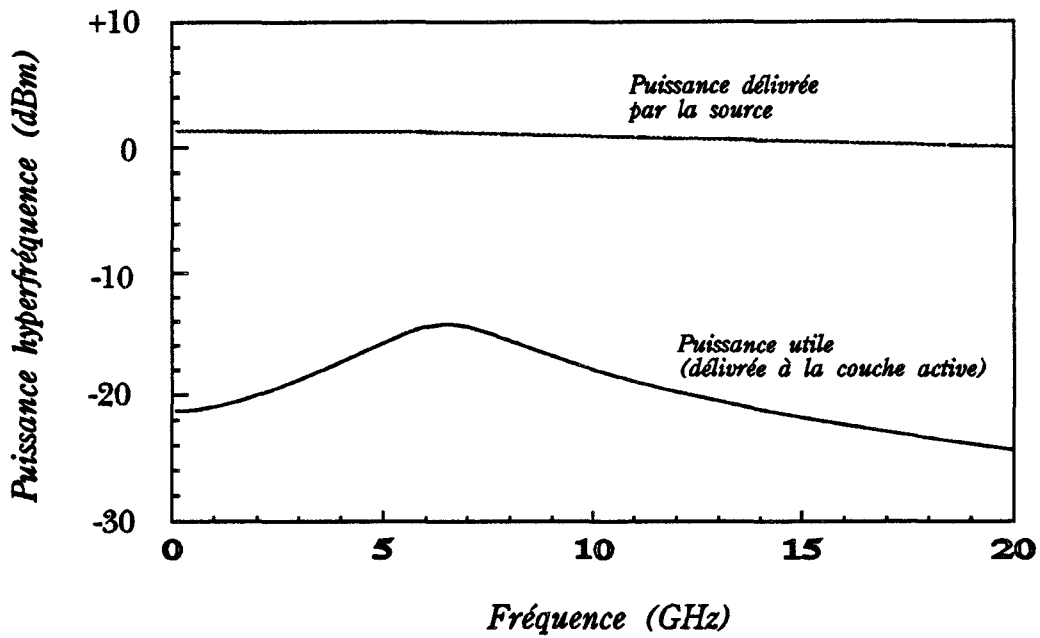


Figure III.21 Répartition de la puissance hyperfréquence entre les éléments parasites et la couche active du laser.

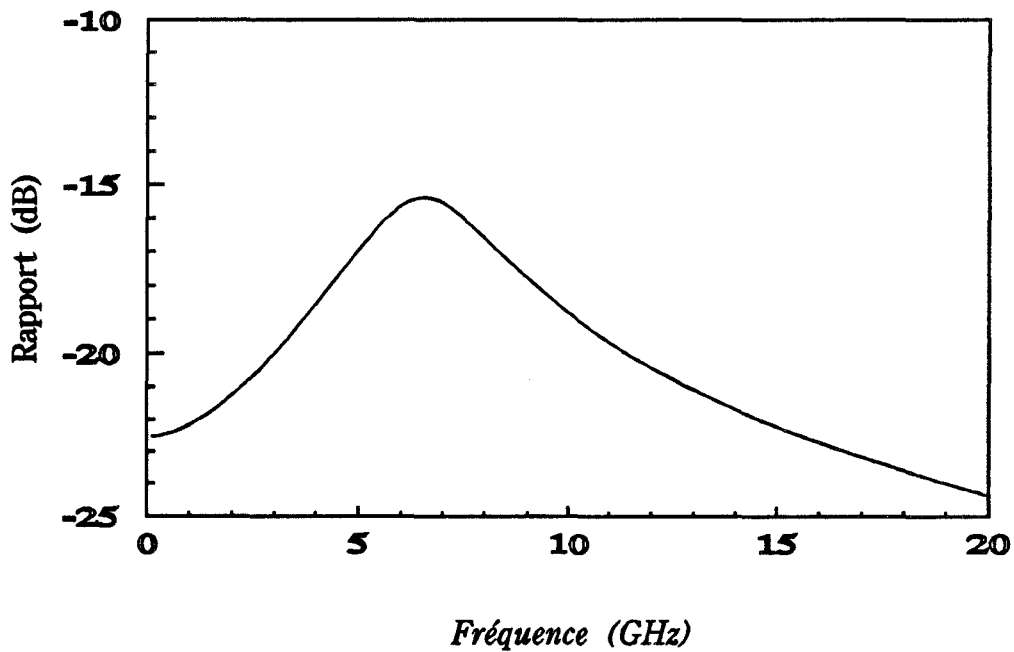


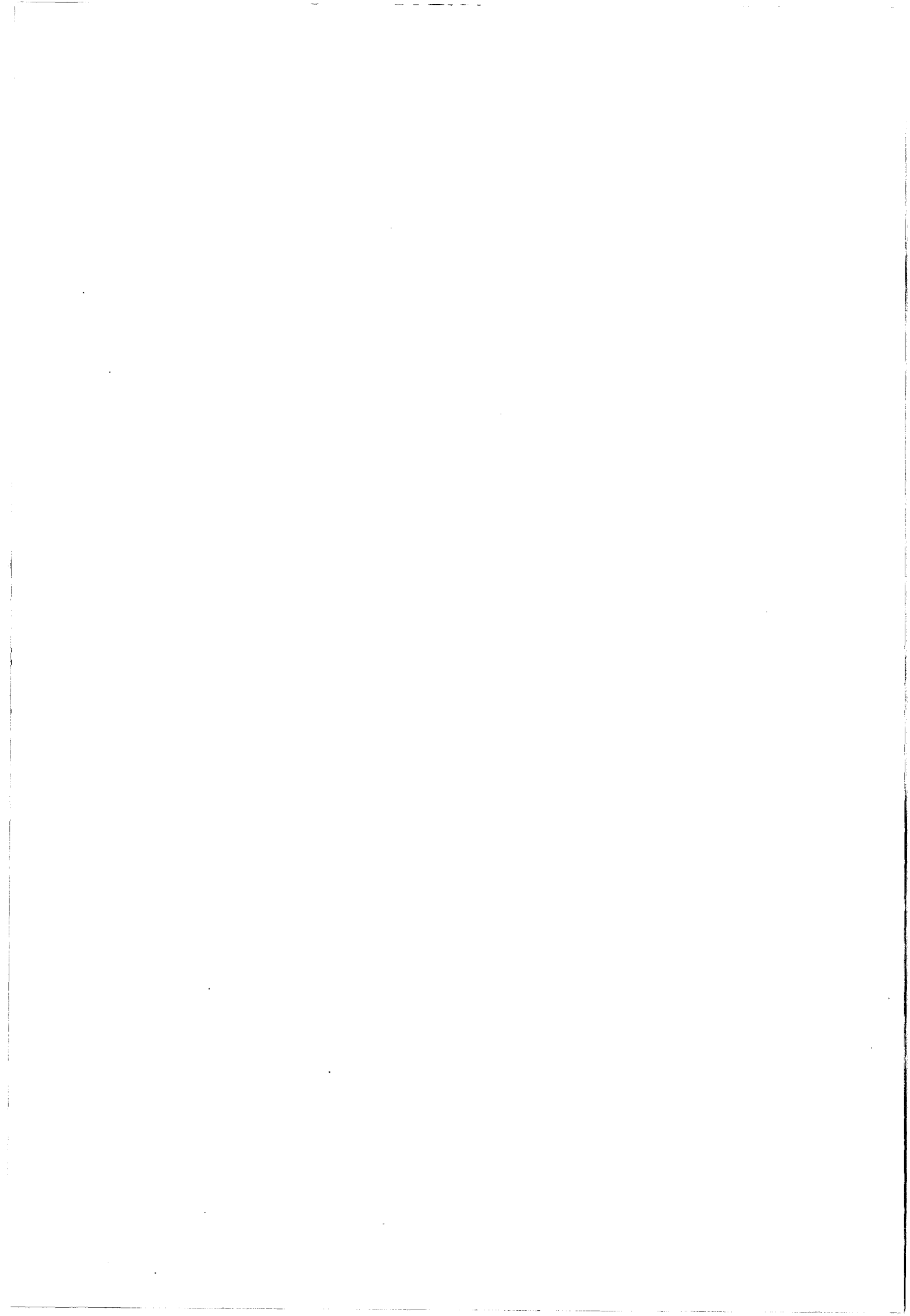
Figure III.22 : Rapport de la fraction utile de la puissance (livrée à la zone active) à la puissance totale délivrée par la source hyperfréquence.

5.6GHz. Par rapport au dispositif adapté en entrée, nous observons à la même fréquence d'accord une amélioration de 7.5dB. Le transfert en puissance de la liaison comparé au dispositif non adapté est alors amélioré de 11.4 dB

1.3.4. Pertes de la liaison et effets des parasites

L'analyse théorique de l'adaptation, présentée ci-dessus, prévoit une amélioration de 13dB à 6,2GHz. Cette fréquence d'adaptation a été choisie pour coïncider avec la résonance du laser et ainsi profiter d'un maximum de transfert de puissance. Les résultats expérimentaux présentent un coefficient de transfert de -10.3dB à 5.6GHz pour la liaison adaptée. Sachant que les pertes optiques de la liaison sont de 5dB (5dB optiques→10dB électriques) [18], il apparaît que, dans l'hypothèse où ces pertes seraient nulles, la liaison présenterait un coefficient de transfert de -0.3dB, très voisin de 0dB. Sachant que l'on ne récupère que la moitié de la puissance émise par le laser, nous devrions dans le cas idéal, sans pertes optiques, obtenir un gain microonde voisin de 6dB à 6.2GHz. Ces résultats confirment notre discussion au paragraphe III.1.1.1.

Il est important de noter l'effet des éléments parasites du laser sur le transfert de la liaison. En effet nous avons procédé au calcul des différentes puissances hyperfréquences impliquées dans le laser. La fig.III.21 montre la puissance hyperfréquence délivrée par la source au laser adapté comparée à celle utilisée dans la couche active. Nous pouvons remarquer qu'elles sont séparées par un à deux ordres de grandeurs et que la puissance utilisée n'est qu'une faible fraction de la puissance hyperfréquence totale mise en jeu. La fig.III.22 montre le rapport entre les deux puissances; nous trouvons que le transfert de puissance à la zone active est maximal à la fréquence de résonance et qu'il avoisine les -13dB, alors qu'il est de l'ordre de -25dB loin de la résonance. Ceci veut dire que loin de la résonance seule une partie sur 300 de la puissance est utile et que le maximum utilisable à la résonance est une partie sur vingt. Il est donc évident que si une meilleure transmission est souhaitée, un moyen pour réduire les parasites doit être élaboré. Etant donné que l'impédance du laser est très faible et que la réduction des résistances des contacts est technologiquement limitée, on devrait donc songer à augmenter l'impédance du laser pour la modulation hyperfréquence! Ceci sera développé dans le chapitre IV.



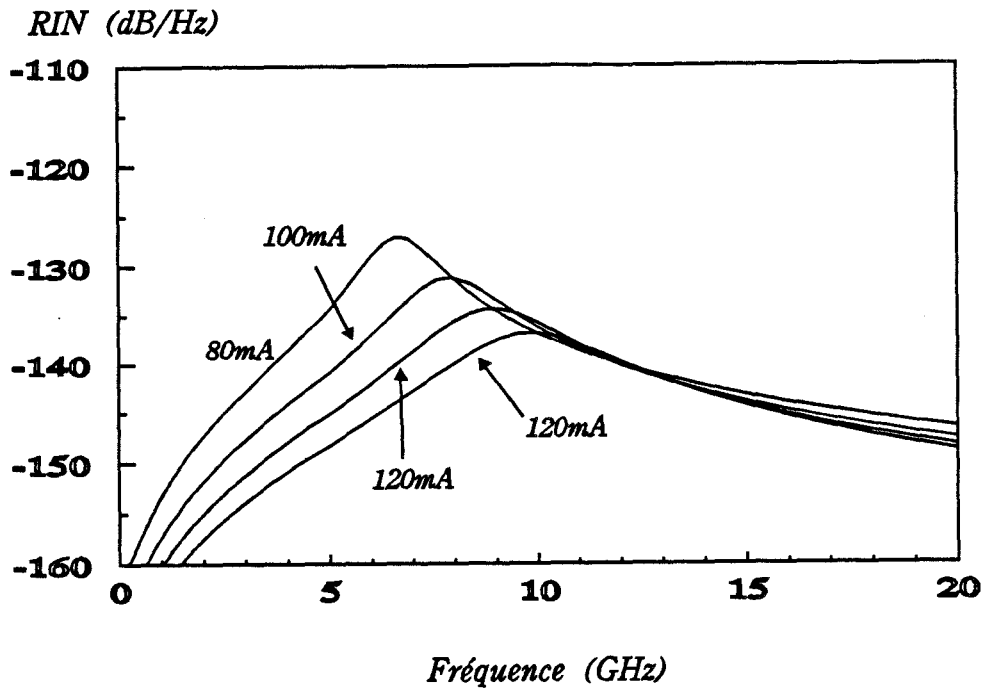


Figure III.23 RIN calculé du laser étudié à différents courants de polarisation.

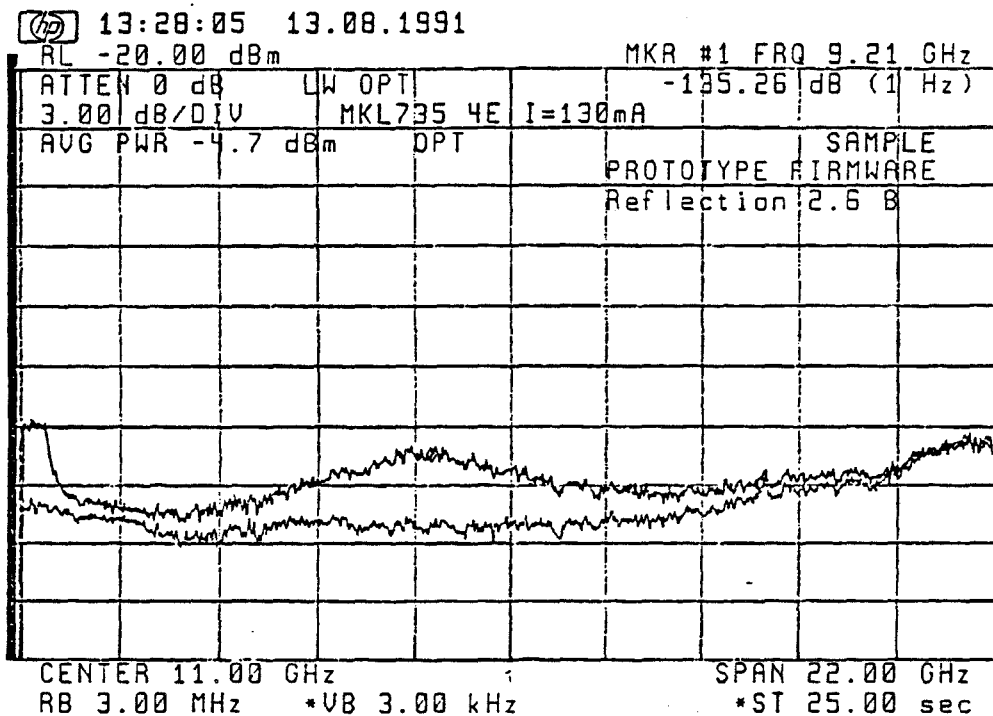
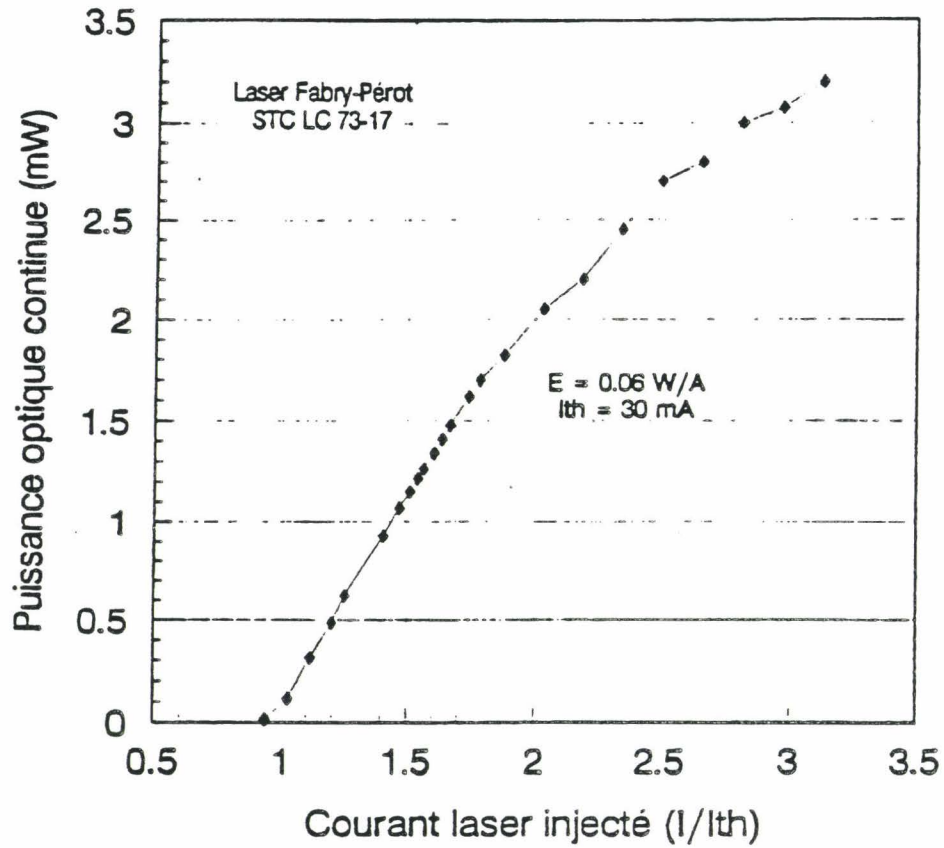


Figure III.24: RIN mesuré pour un laser 390mm de long à 130mA. La valeur maximale du RIN à ce courant est de -135dB/Hz.

(a)



(b)

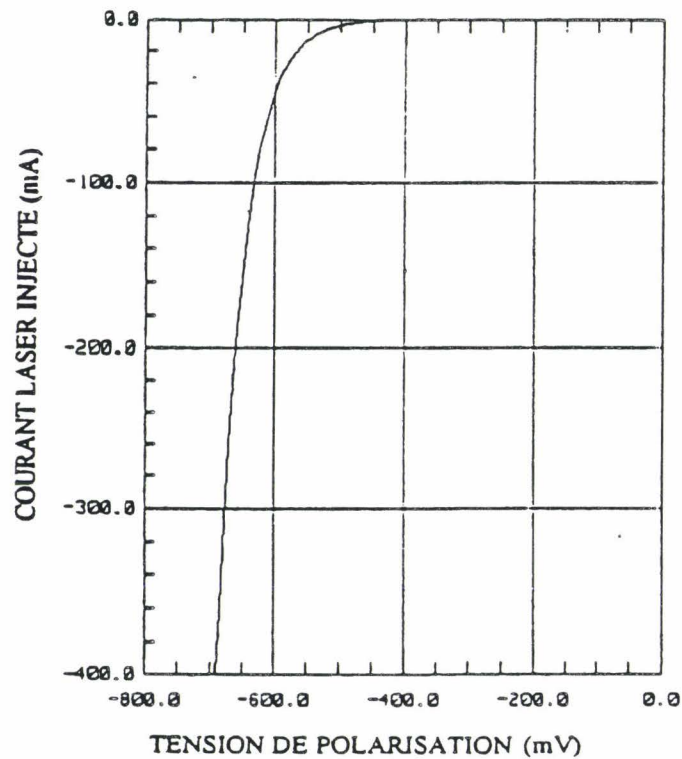


Figure III.25 : Caractéristiques statiques du laser Fabry-Pérot commercial utilisé

a) Puissance optique - courant continu injecté : $P(I)$

b) Tension directe appliquée - courant continu injecté : $V(I)$

1.3.5. Le bruit

Le RIN du laser modélisé ci-dessus a été calculé en utilisant le modèle décrit au paragraphe II.5. Les résultats obtenus sont présentés fig.III.23 pour différentes valeurs du courant de polarisation. Les résultats obtenus sont du même ordre de grandeur que les résultats expérimentaux présentés fig.III.24. Néanmoins, il est difficile de retrouver les valeurs exactes puisque le bruit dépend directement du coefficient β dont la valeur est délicate à déterminer. Une méthode serait peut être de déterminer la valeur de β de manière à ce que les résultats du modèle soit conforme à l'expérience pour une valeur donnée du courant; il serait possible d'en déduire le comportement en bruit pour d'autres points de polarisation.

2. Transmission de signaux numériques sur porteuse hyperfréquence par voie optique

La deuxième application du modèle se situe dans le cadre de la conception d'une liaison pour la transmission optique de signaux hyperfréquences et digitaux destinés à la commande d'une antenne active installée sur satellite à l'aide de composants optoélectroniques commerciaux. Deux scénarios ont été étudiés [2]: la transmission simultanée d'un signal hyperfréquence et digital bas débit et la transmission d'un signal hyperfréquence modulé par un signal numérique. Le modèle est utilisé pour mener d'une manière qualitative une étude comparative entre les différentes méthodes de modulation et en choisir la mieux adaptée à notre application. Nous nous limiterons ici à la présentation des résultats de la modélisation ainsi qu'aux résultats expérimentaux qui s'y rattachent. Nous présentons ici une description du comportement du laser au coeur du système. Pour des détails relatifs au système entier, le lecteur peut se référer à la thèse de E.Dogheche [2].

2.1. Présentation de l'émetteur

Dans le cadre de cette étude, la liaison optique (cf. fig.III.1) utilise la modulation directe de la diode laser. Deux types de lasers commerciaux fibrés ont été utilisés: un laser Fabry-Pérot $1,3\mu\text{m}$ et un laser DFB $1,55\mu\text{m}$. Nous nous limiterons ici à l'étude de la liaison réalisée à base du laser Fabry-Pérot $1,3\mu\text{m}$ fabriqué par STC; c'est le laser STC LC73-17. Les caractéristiques statiques de ce laser sont présentées fig.III.25. Le faible rendement différentiel ($0,06 \text{ W/A}$) est dû aux pertes de couplage avec la fibre optique. Etant donné que ces pertes nous sont inconnues, il n'est donc pas possible de déterminer avec certitude les paramètres du laser à partir de la caractéristique P-I fournie.

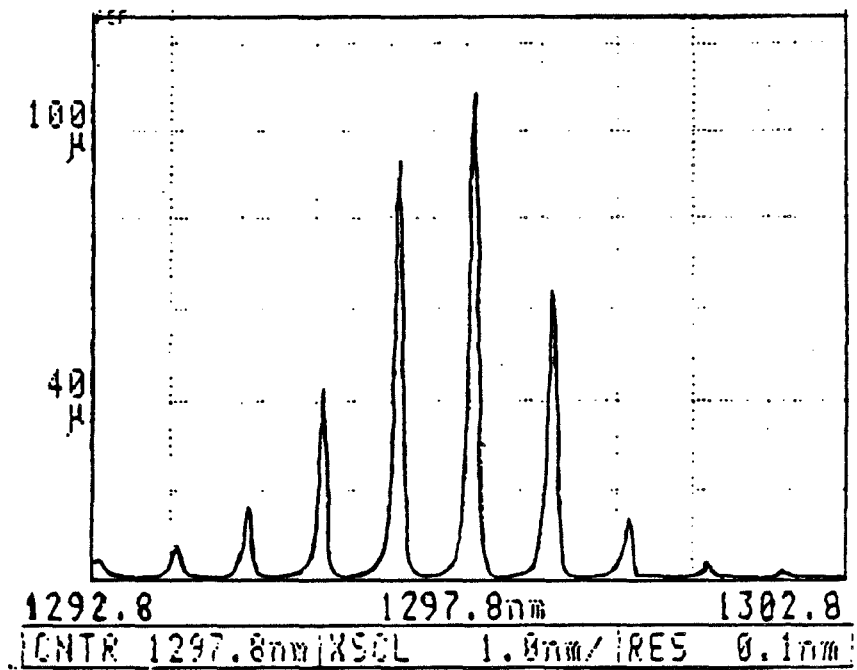


Figure III.26 : Spectre optique du laser commercial utilisé.

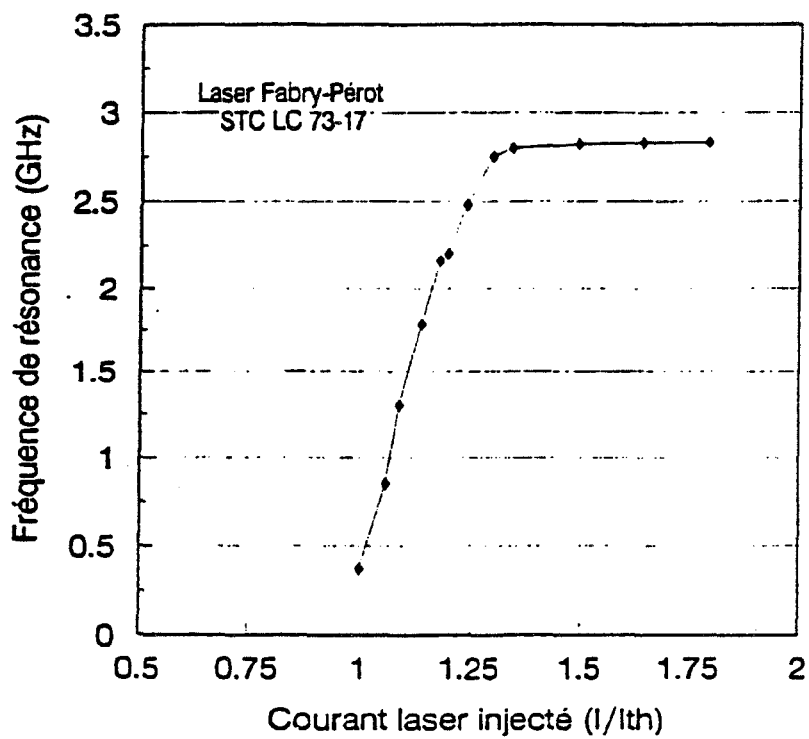


Figure III.27 : Caractéristiques dynamiques du laser utilisé.
Evolution de la fréquence de résonance en fonction du courant de polarisation.

La structure du laser étant inconnue, nous avons considéré que l'épaisseur de la couche active est de $0,2\mu\text{m}$, valeur optimale pour l'épaisseur et la plus couramment utilisée pour des lasers à double hétérostructure. La longueur du laser a été déduite à partir de la caractéristique spectrale du laser, présentée fig.III.26. En effet, la séparation $\Delta\lambda$ entre deux raies correspondant à deux modes longitudinaux adjacents est donnée par :

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda_0^2}{2n_{\text{eff}}L} \quad (11)$$

où λ_0 est la longueur d'onde du mode principal et où n_{eff} est l'indice effectif de propagation. Si on considère que $n_{\text{eff}} \approx 3,2$, $\Delta\lambda = 1\text{nm}$ et $\lambda \approx 1300\text{nm}$, nous avons :

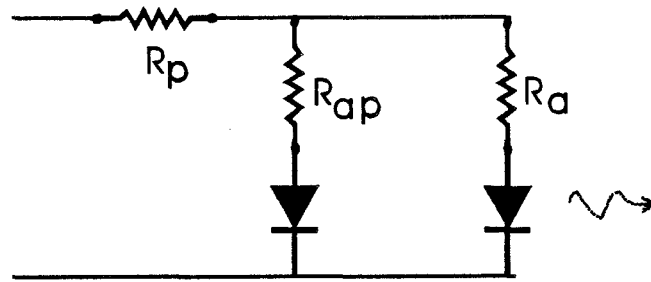
$$L \approx 270\mu\text{m}$$

La largeur de la zone active est considérée égale à $2\mu\text{m}$. Cette valeur est très souvent adoptée pour les lasers à double hétérostructures parce qu'elle assure un bon confinement latéral et un fonctionnement monomode latéral, avec un minimum de courant injecté. A partir de la courbe donnant la fréquence de résonance en fonction du courant injecté fig.III.27, les autres paramètres ont pu être déterminés. Ces paramètres sont donnés tableau III.3. A noter qu'au delà de $I = 1,25 I_{\text{th}}$, la fréquence de coupure reste constante; ceci est dû au boîtier et non pas au laser.

A partir des paramètres déterminés ci-dessus, les valeurs des éléments du circuit équivalent ont pu être calculées et le comportement du laser a pu être simulé. Il est clair qu'étant donné les incertitudes sur un grand nombre de paramètres, les résultats obtenus auront surtout pour but de donner des indications, des tendances. Les caractéristiques statiques et dynamiques modélisées sont présentées fig.III.28 et fig.III.29.

La courbe P-I modélisée montre une pente de 0.26 W/A , nettement supérieure à la courbe expérimentale. Nous attribuons cette différence au couplage du laser avec la fibre optique. La non-linéarité de la courbe expérimentale peut être expliquée par l'existence d'un courant de fuite important. Comme nous voulons étudier les effets des non-linéarités sur la transmission, nous avons ajouté une diode parasite (avec sa résistance d'accès) en parallèle avec la diode laser pour tenir compte de ce courant de fuite. Cette diode parasite représente l'homojonction PN parasite du laser, ainsi que le courant de fuite dû aux états de surface. A cause du manque de données concernant ces courants parasites, les résultats obtenus ne peuvent être que qualitatifs.

(a)



(b)

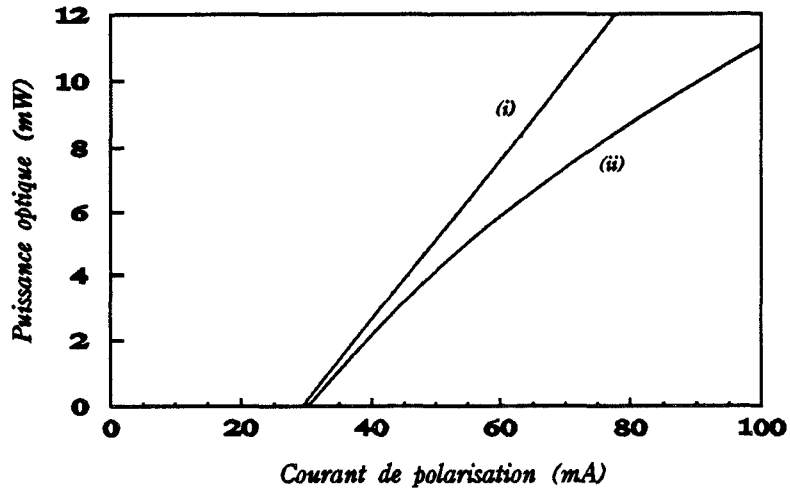


Figure III.28 :

a) Circuit utilisé dans la modélisation du laser pour prendre en compte l'existence d'un courant de fuite

b) Caractéristiques statiques $P(I)$ calculées pour le laser étudié:

i) négligeant le courant de fuite

ii) prenant en compte le courant de fuite

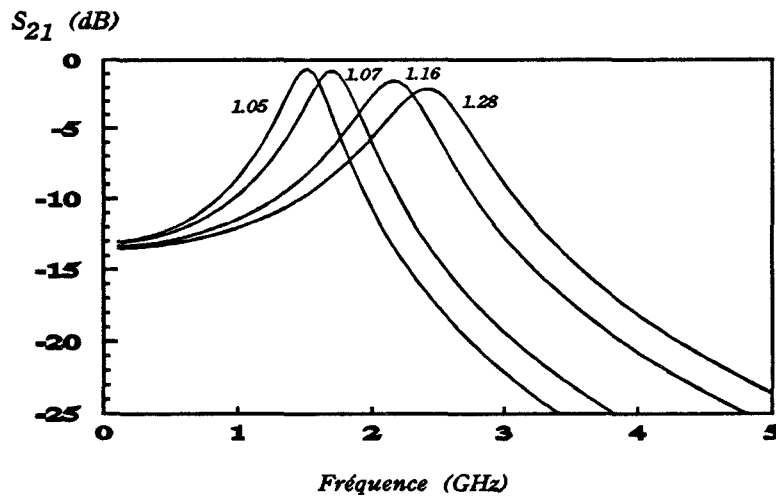
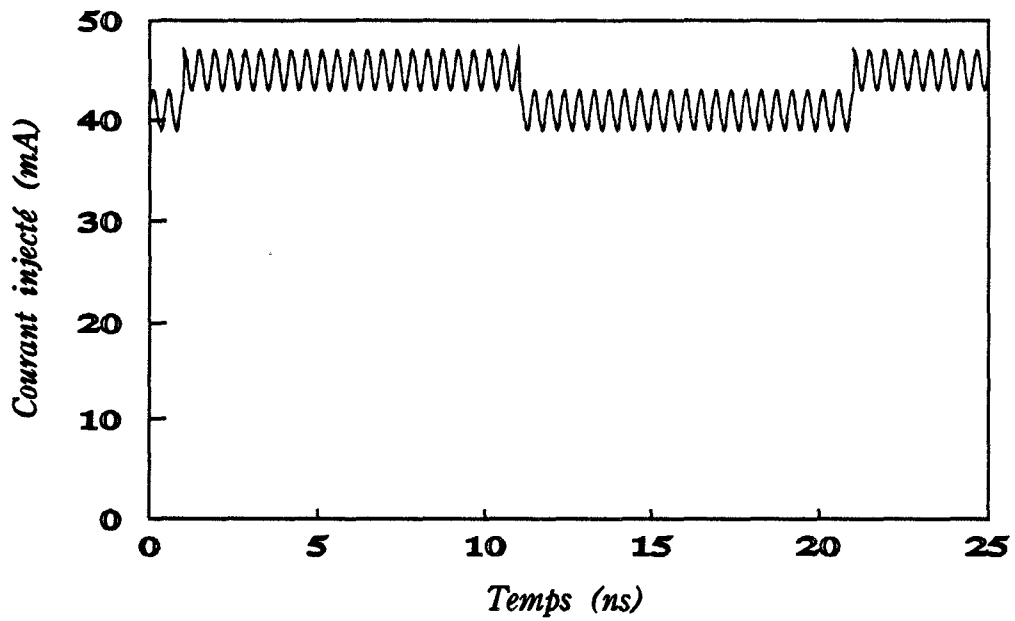
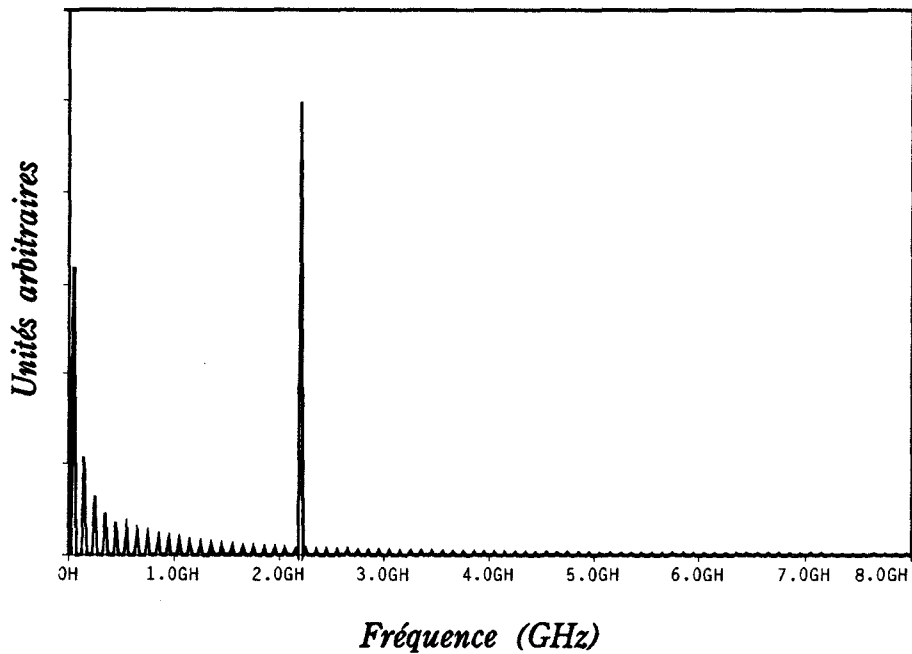


Figure III.29 Réponse fréquentielle calculée du laser commercial étudié, pour différentes valeurs du rapport I/I_{th} . (Référence d'origine arbitraire)



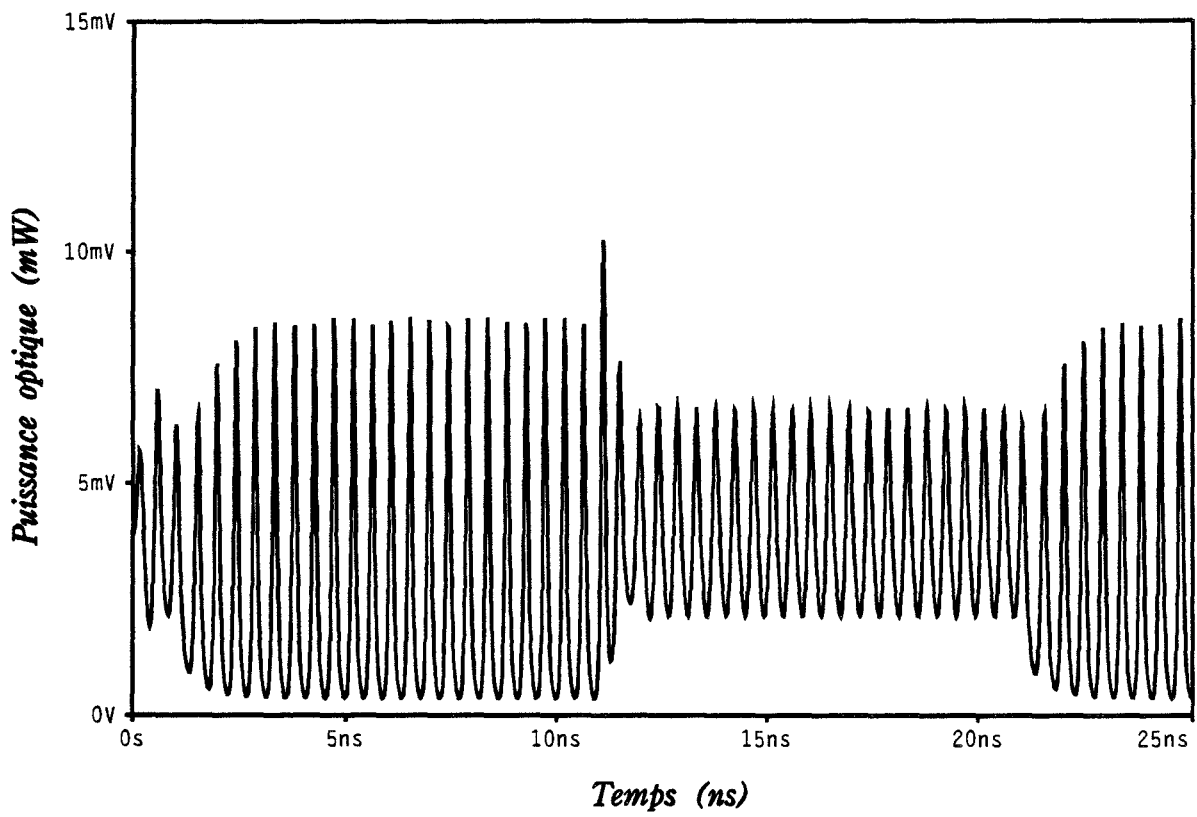
(a)



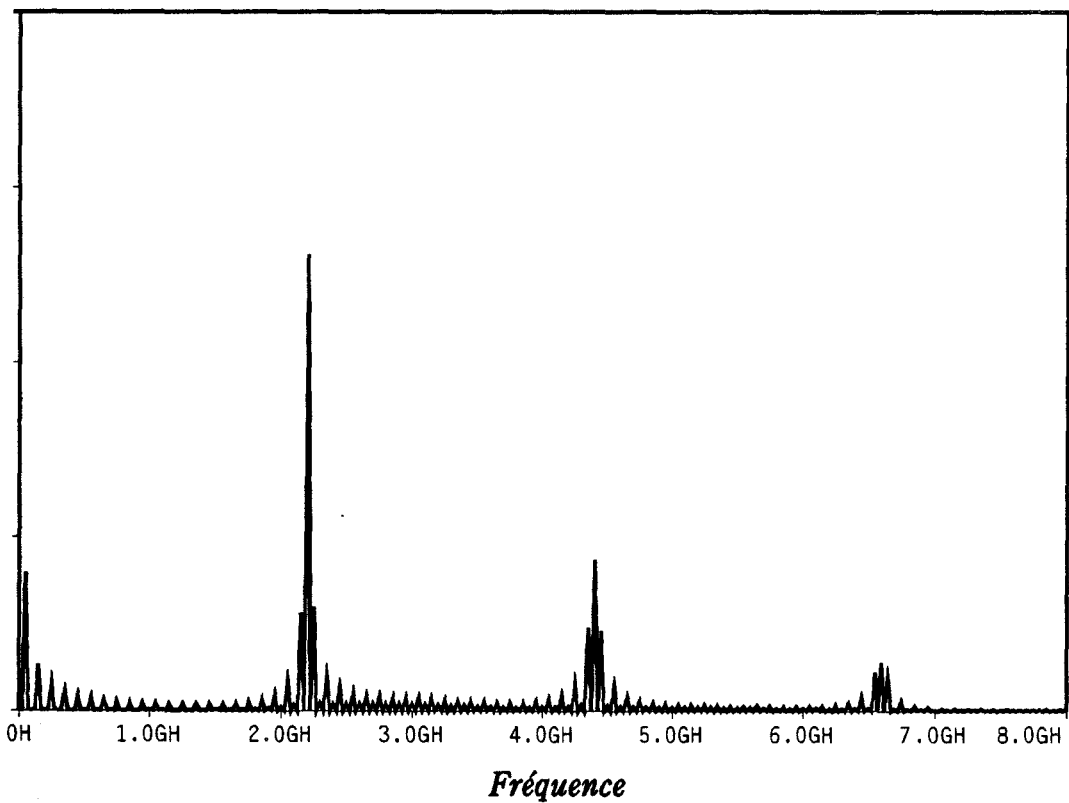
(b)

Figure III.30 Signal d'entrée pour la transmission simultanée de signaux hyperfréquence à 2,2GHz et signal digital à 50MHz

- a) signal temporel
- b) spectre fréquentiel



(a)



(b)

Figure III.31 Signal de sortie correspondant au signal d'entrée présenté figure III.36, en négligeant le courant de fuite

- a) signal temporel
- b) distribution spectrale

Paramètre	Unité	Valeur
E_g	eV	0.953
Largeur	μm	3.00
épaisseur	μm	0.20
Longueur	μm	270.00
A_{nr}	s^{-1}	1.00×10^8
B_{sp}	$\text{m}^3 \text{s}^{-1}$	1.50×10^{-16}
C_{Auger}	$\text{m}^6 \text{s}^{-1}$	2.00×10^{-42}
Γ		0.400
β		1.00×10^{-3}
ξ_0	$\text{m}^3 \text{s}^{-1}$	1.800×10^{-12}
N_{om}	m^{-3}	1.00×10^{-24}
ε	m^3	1.0×10^{-23}
α	m^{-1}	4.00×10^3
R_1, R_2		0.3

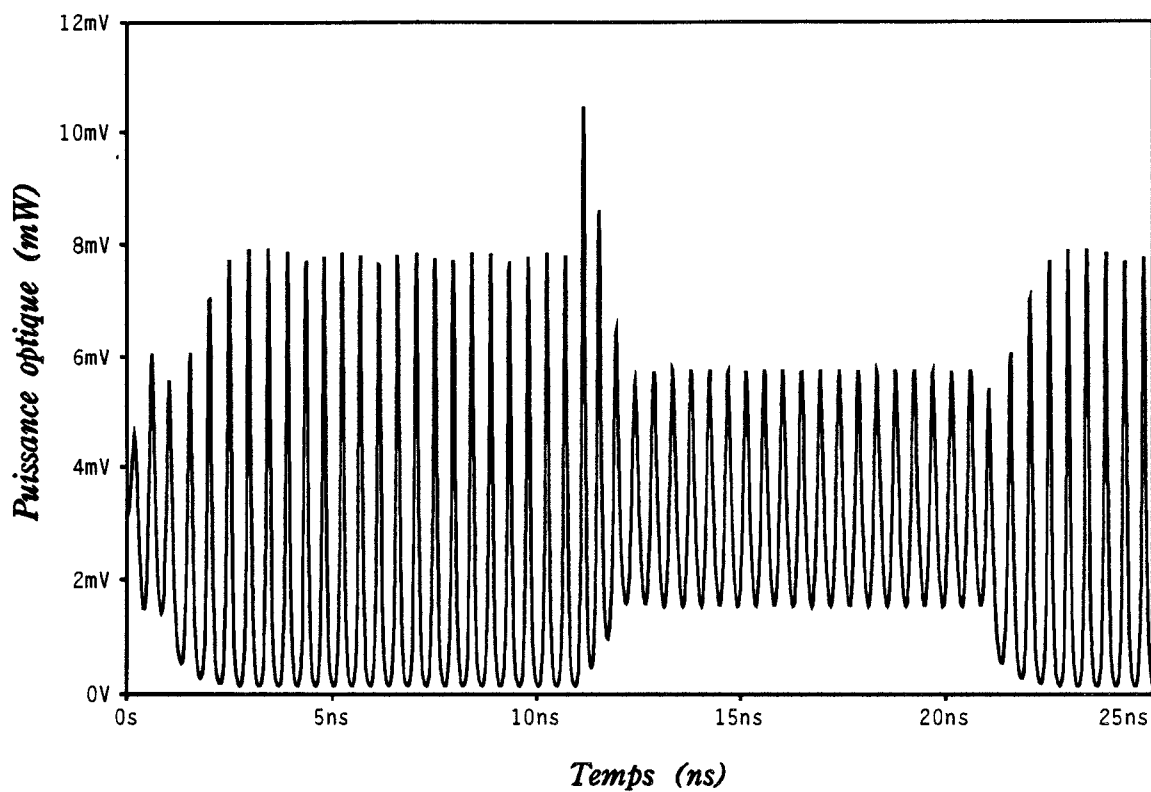
Tableau III.3 Paramètres du laser Fabry Pérot STC-LC 7317

2.2. Etude de l'influence des non-linéarités sur les différentes techniques de modulation

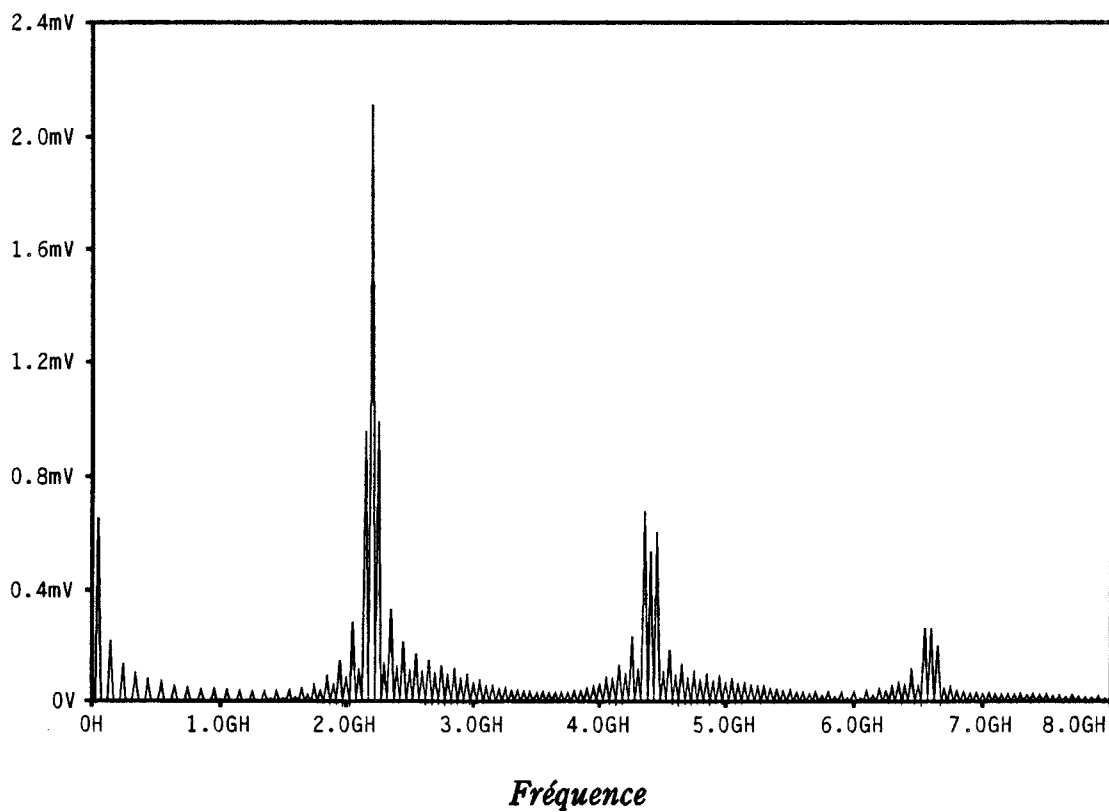
Le modèle du laser obtenu ci-dessus a donc été utilisé pour étudier les effets de la non-linéarité sur des signaux hyperfréquences de fortes amplitudes, appliqués à l'électrode du laser. Deux cas sont étudiés: la transmission simultanée de signaux hyperfréquence et digital bas débit, et la transmission de signaux analogiques hyperfréquences modulés par un signal digital. Dans ce qui suit nous allons montrer les possibilités du modèle à traiter ces différents cas et les conclusions que nous en avons tirées.

2.2.1 Transmission simultanée de signaux analogique hyperfréquence et digital bas débit

La solution la plus simple pour transmettre un signal analogique hyperfréquence et un signal digital bas débit serait de doubler la liaison ou d'utiliser avec une seule fibre deux lasers émettant à des longueurs d'ondes différentes. Ceci entraînerait un surcroît de coût et de complication du système. Une autre solution est d'appliquer les deux signaux simultanément à l'entrée du laser. Le principe de cette transmission est montré fig.III.30. Pour un laser ayant une caractéristique P-I linéaire, la puissance en sortie est présentée fig.III.31. La représentation spectrale des signaux d'entrée et de sortie montre la présence



(a)



(b)

Figure III.32 Signal de sortie correspondant au signal d'entrée présenté figure III.36, tenant compte du courant de fuite

- a) signal temporel
- b) distribution spectrale

des deux signaux (hyperfréquence et digital). Ceci est vrai tant que la fréquence du signal microonde est largement en dessous de celle de la résonance du laser et que son amplitude reste faible. Pour les fortes amplitudes, des harmoniques commencent à paraître à cause des non-linéarités dynamiques intrinsèques au laser.

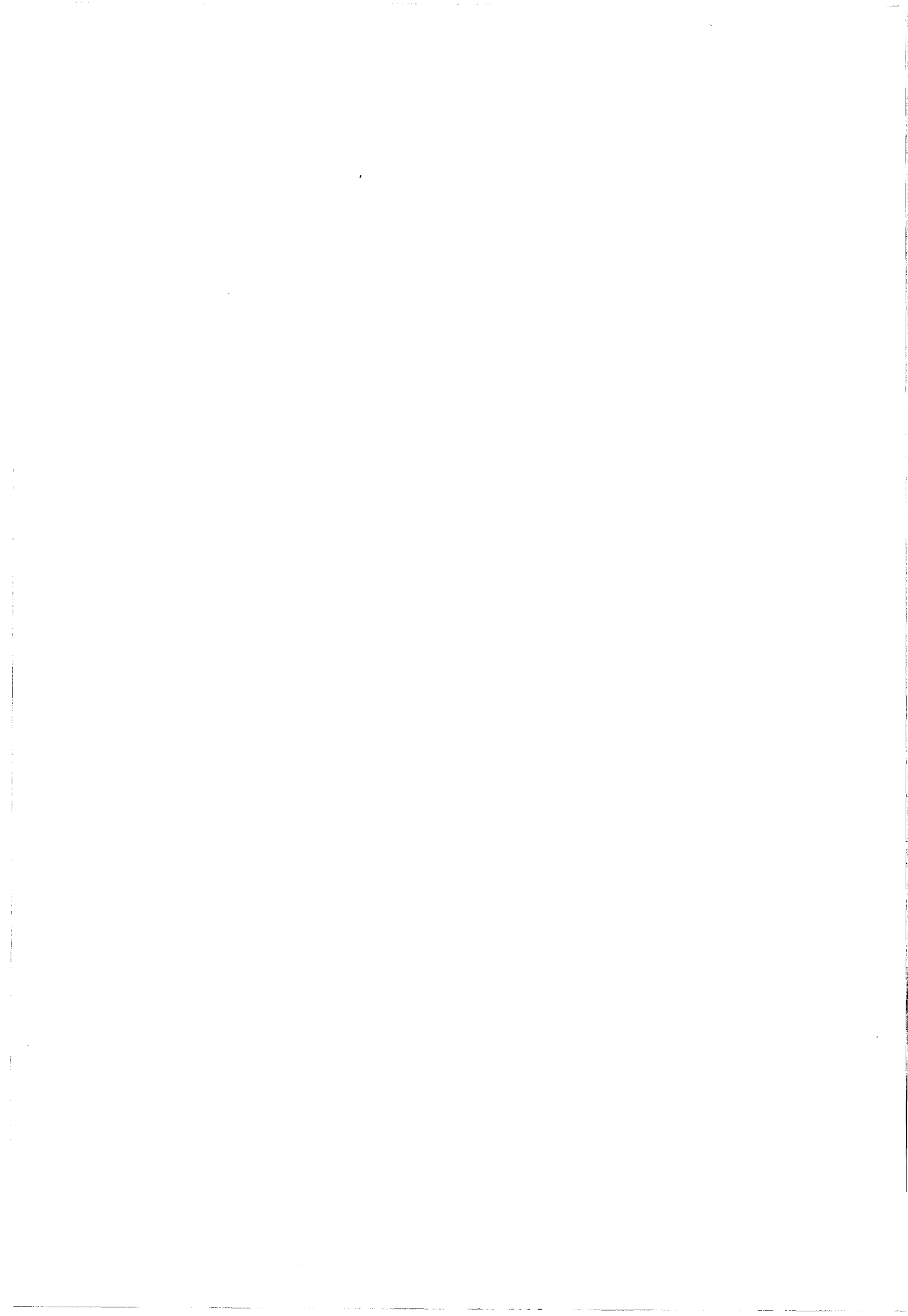
Pour un laser ayant une caractéristique P-I non-linéaire tel que celui que nous étudions, il devient pratiquement impossible de transmettre simultanément les deux signaux sous forte amplitude. En effet, la diode parasite fonctionne comme un modulateur et le signal microonde est modulé par le signal digital. La fig.III.32 montre la distribution spectrale des signaux d'entrée et de sortie. On retrouve le signal carré en bande de base et autour du signal hyperfréquence. On retrouve également les harmoniques du signal hyperfréquence. Il est donc évident que dans ces conditions, l'information transmise par le signal hyperfréquence serait brouillée par le signal digital et la qualité de la transmission serait donc médiocre.

On conclut que pour qu'une telle transmission soit de qualité, il faut que le laser soit suffisamment linéaire au voisinage du point de polarisation qui, de préférence, ne devrait pas être très loin du seuil pour éviter d'activer les jonctions parasites responsables du courant de fuite. L'amplitude du signal doit être aussi limitée afin d'éviter ces non-linéarités. Malheureusement, un laser fonctionnant près du seuil souffre d'un bruit relatif plus important, ce qui réduirait la dynamique du système. Cette technique a donc été abandonnée.

2.2.2. Transmission optique d'un signal hyperfréquence modulé par un signal digital

Une autre technique de transmission a alors été étudiée; il s'agit de transmettre un signal hyperfréquence modulé par un signal numérique bas débit. Les trois types de modulation possibles sont la modulation d'amplitude, de fréquence et de phase du signal hyperfréquence, désignés en terminologie anglo-saxonne par Amplitude Shift Keying (ASK), Frequency Shift Keying (FSK) et Phase Shift Keying (PSK), respectivement [19]. Chacune de ces techniques a ses avantages et ses inconvénients. Une étude détaillée de ces techniques ne fait pas l'objet de ce travail.

Nous nous contenterons donc d'une brève présentation de chacune des techniques, en citant ses plus importantes caractéristiques, avantages et inconvénients. Nous présentons alors les résultats de la modélisation du laser soumis à ces différentes techniques de modulation, en mettant l'accent sur les effets des non-linéarités du laser. Les principaux



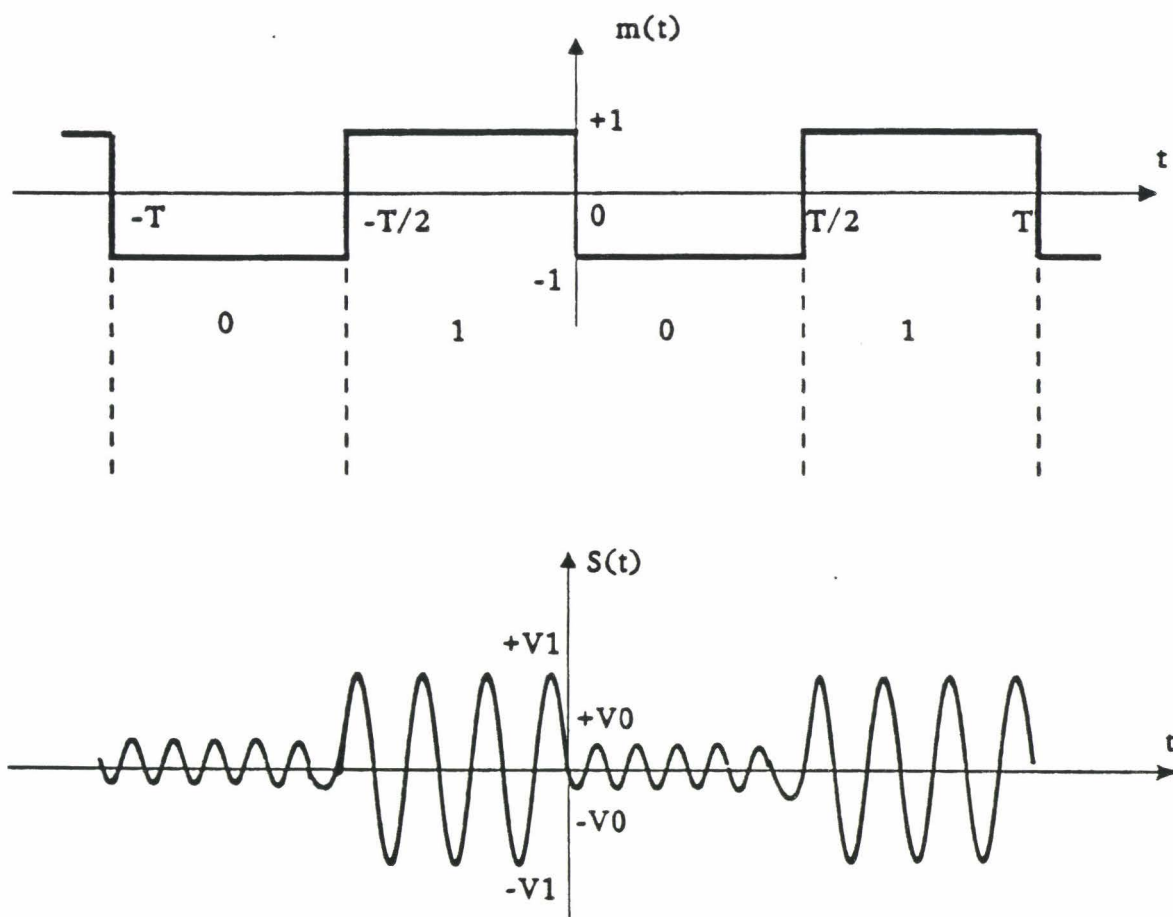
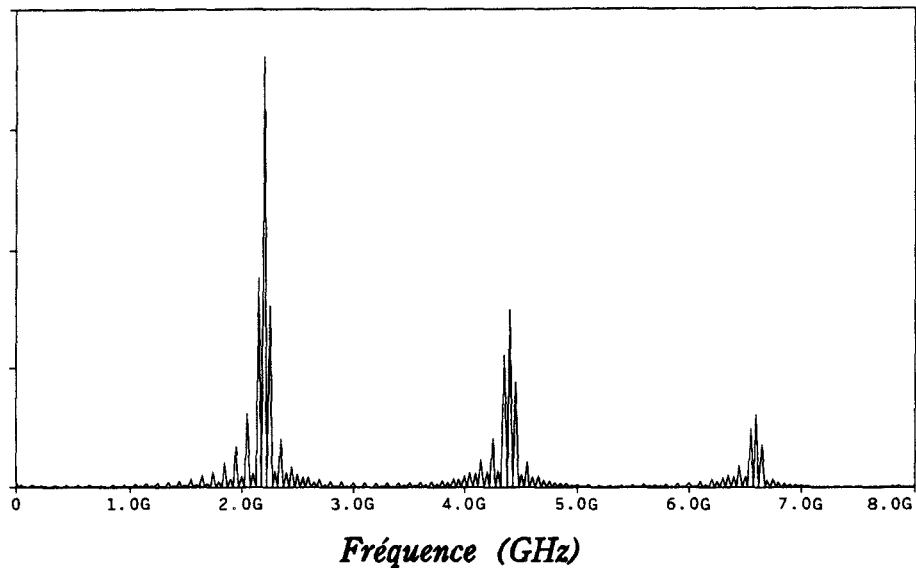
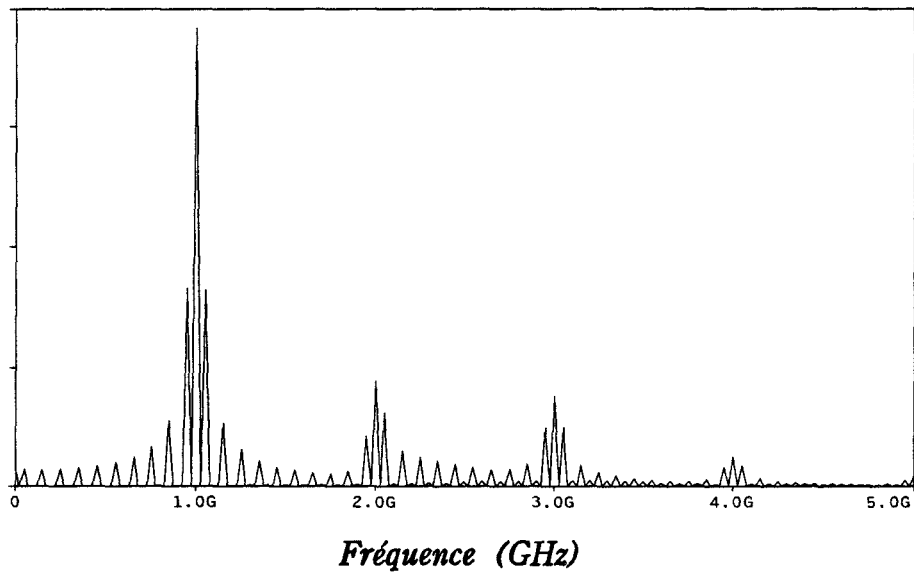


Figure III.33 : Principe de la modulation d'amplitude d'un signal hyperfréquence par un signal digital.

(a)



(b)



(c)

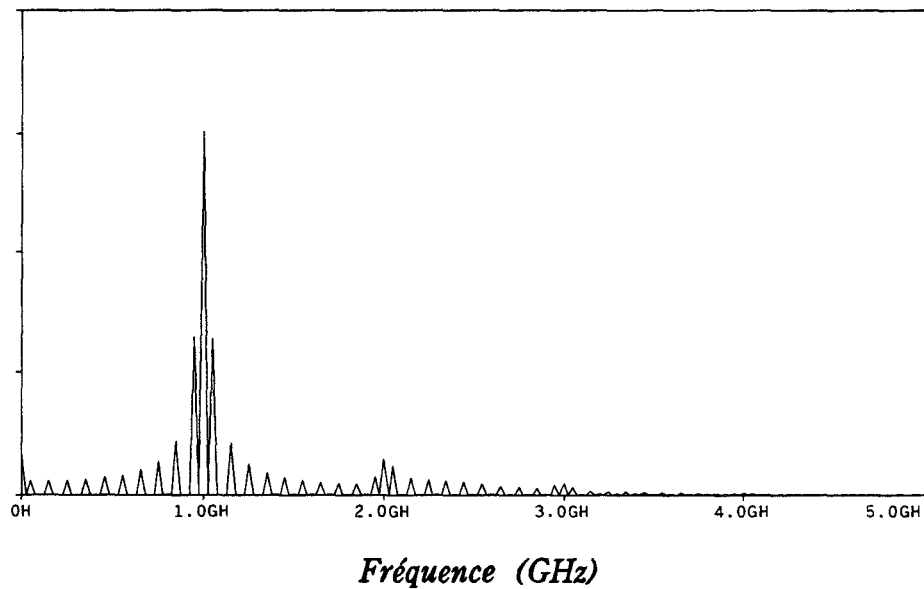


Figure III.34 : Spectre du signal de sortie pour un signal ASK
a) fréquence de la porteuse 2,2GHz, indice de modulation $m=0,5$
b) fréquence de la porteuse 1,0GHz, indice de modulation $m=0,5$
c) fréquence de la porteuse 1,0GHz, indice de modulation $m=0,2$

critères qui déterminent notre choix sont la sensibilité aux distorsions et aux perturbations et l'occupation spectrale du signal.

TRANSMISSION OPTIQUE D'UN SIGNAL HYPERFREQUENCE AVEC MODULATION D'AMPLITUDE

Dans la modulation d'amplitude, le signal modulé a deux états d'amplitude V_0 et V_1 . L'information est représentée par le niveau de l'amplitude du signal. A chacun des éléments binaires "0" ou "1", on associe donc une certaine amplitude de la porteuse de fréquence f_0 pendant la durée $T/2$; T désigne la période de modulation du système. Nous aurons donc la correspondance suivante :

$$"0" \rightarrow V_0 \cdot \cos(2\pi f_0 t) \quad \text{pendant la demi-période } T/2$$

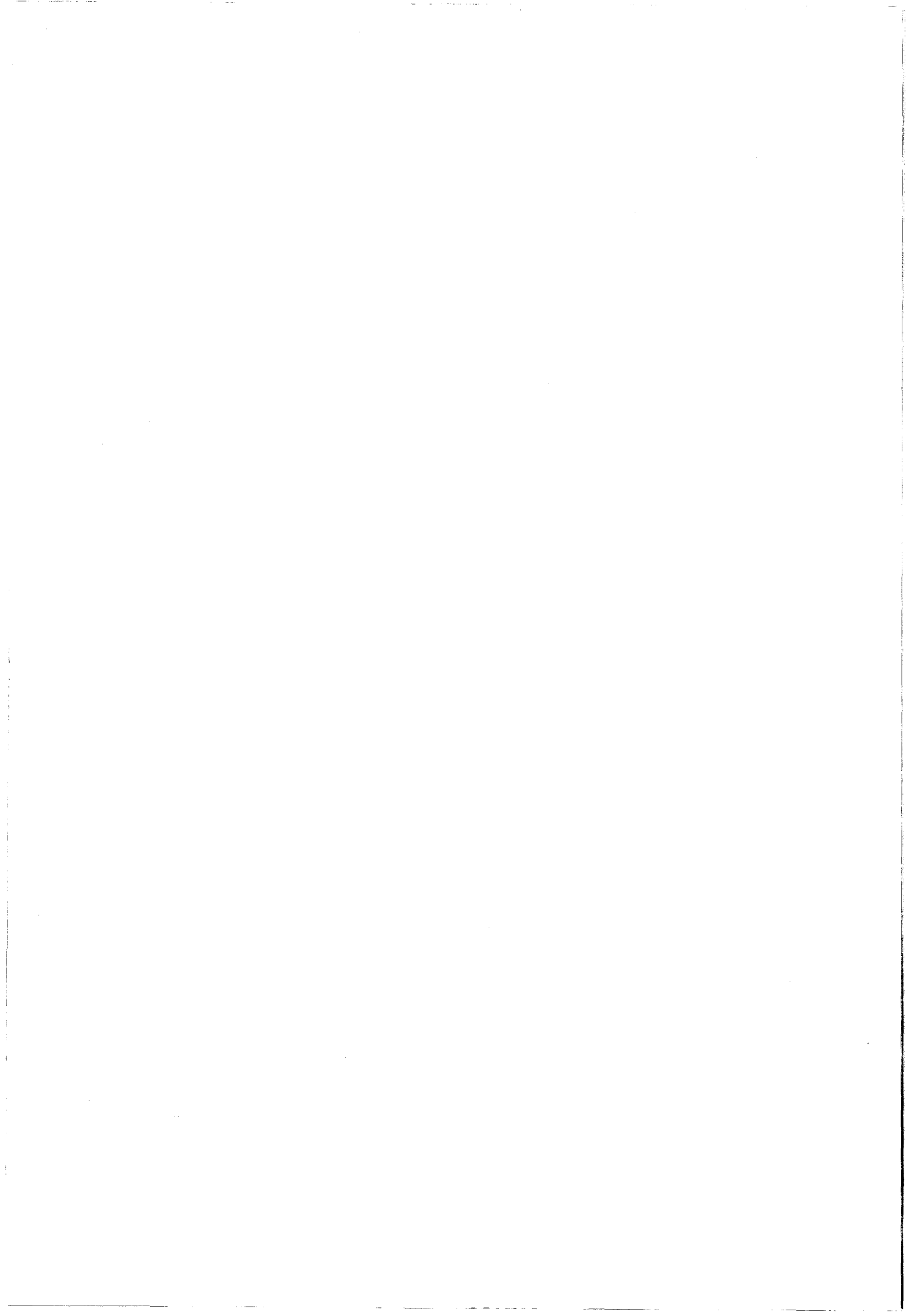
$$"1" \rightarrow V_1 \cdot \cos(2\pi f_0 t) \quad \text{pendant la demi-période } T/2$$

Il s'agit d'une modulation d'amplitude au sens le plus classique du terme telle qu'elle est schématisée sur la figure III.33. On fait parfois référence à la modulation d'amplitude "On/Off Keyed" (OOK); dans ce cas la porteuse hyperfréquence possède deux états de modulation qui sont 0 et V . Si l'on s'intéresse à la distribution spectrale du signal modulé à la fréquence f_0 , elle est la même que pour le signal exprimé en bande de base, mais se trouve centrée autour de la fréquence f_0 .

Dans notre cas, il s'agit d'un signal hyperfréquence sinusoïdal modulé par un signal carré de fréquence 25 MHz. Différentes fréquences de porteuse (cf. fig.III.34) ont été choisies pour démontrer les effets de non-linéarités intrinsèques au laser. La fréquence du signal digital a été choisie afin de réduire le temps de calcul nécessaire, ainsi que la mémoire statique requise pour sauvegarder les résultats, tout en présentant un rapport raisonnable entre la fréquence du signal modulant et celle de la porteuse.

La fig.III.34 montre le signal temporel à la sortie du laser, ainsi que sa distribution spectrale. Nous pouvons clairement remarquer l'apparition d'un effet de résonance lors de la transition du signal entre les deux niveaux d'amplitude. Nous remarquons aussi la déformation de la porteuse. Cette déformation dépend de la fréquence de la porteuse, du point de polarisation ainsi que de l'indice de modulation. Ceci se manifeste dans le domaine fréquentiel par l'apparition d'un certain nombre d'harmoniques.

Le fait que le laser possède une caractéristique statique non-linéaire provoque la génération en sortie d'un grand nombre d'harmoniques d'amplitudes élevées, d'où une réduction très nette de l'efficacité spectrale de la liaison. Ceci est malheureusement inhérent à la structure du laser et limite le domaine d'application de ce type de transmission [20]. C'est pour cette raison que la modulation d'amplitude (ASK/OOK) n'a pas été retenue pour



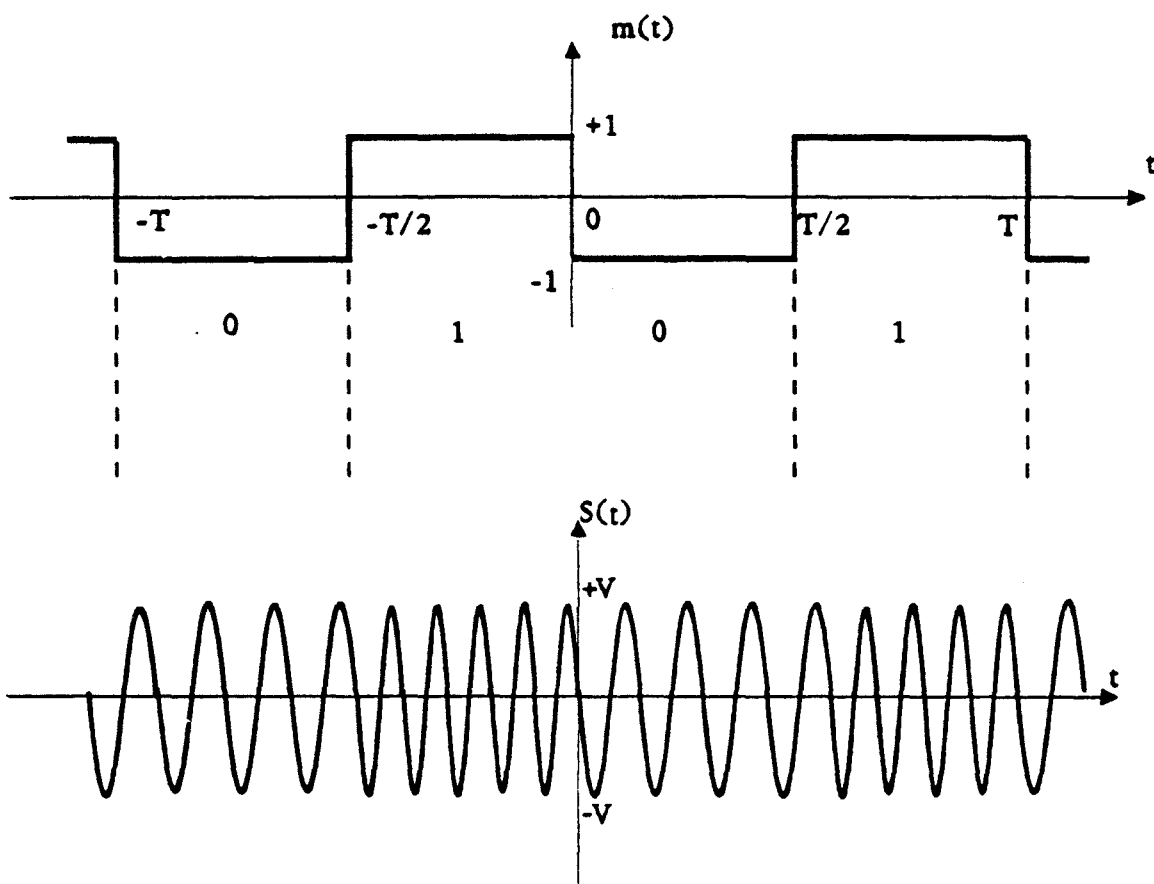
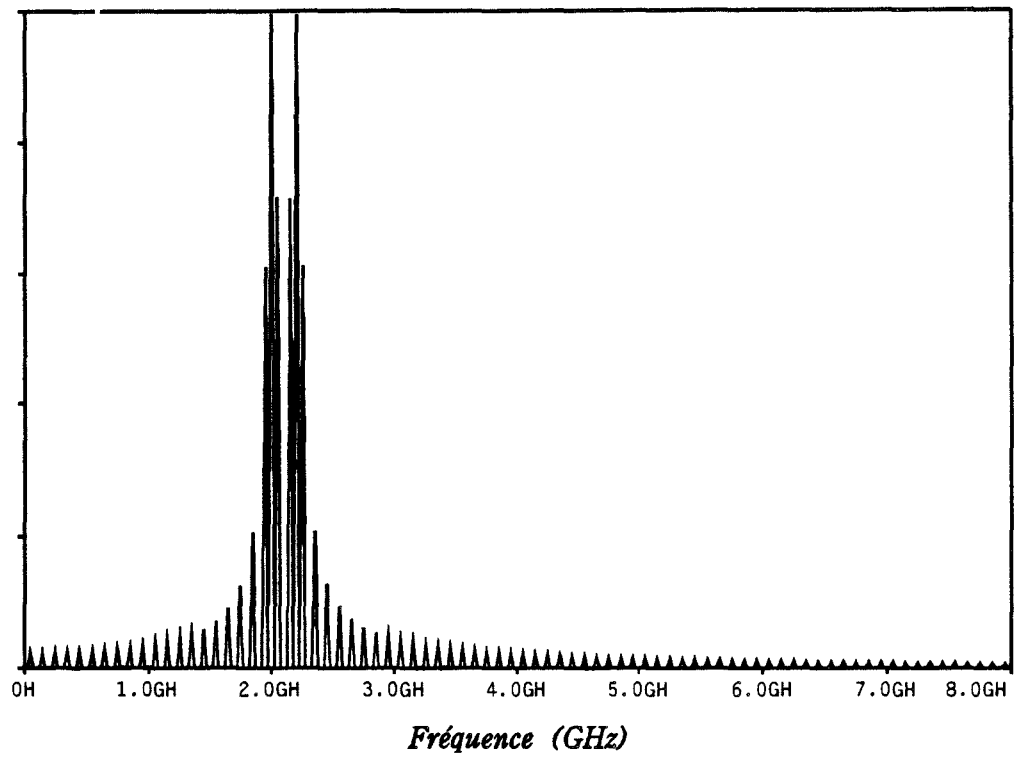
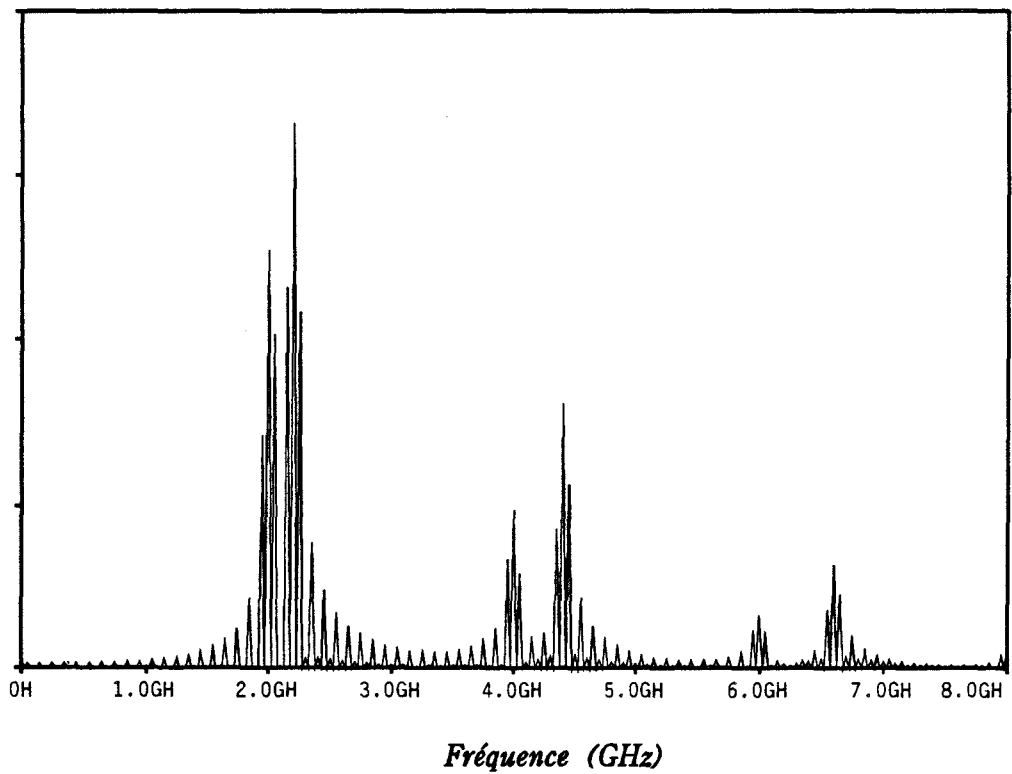


Figure III.35 : Principe de la modulation de fréquence d'un signal hyperfréquence par un signal digital.



(a)



(b)

Figure III.36 : Spectre du signal d'entrée (a) et de sortie (b) pour une modulation FSK, $F(0)=2\text{GHz}$, $F(1)=2,2\text{GHz}$.

nos expériences concernant la transmission.

TRANSMISSION OPTIQUE DU SIGNAL HYPERFREQUENCE AVEC MODULATION DE FREQUENCE :

De nombreuses études ont porté sur des liaisons optiques utilisant la modulation de fréquence. La faisabilité de ce type de transmission a déjà été démontrée [21,22]. Dans la modulation de fréquence, le signal modulé d'amplitude constante possède deux valeurs de fréquence f_0 et f_1 . L'information est ici représentée par la fréquence du signal. A chacun des éléments binaires "0" et "1", on associe pour la porteuse une valeur de fréquence f_0 ou f_1 pendant la durée $T/2$; T désigne là-aussi la période de modulation du système.

Ainsi, nous aurons la correspondance suivante :

$$\text{"0"} \rightarrow V \cdot \cos(2\pi f_0 t) \quad \text{pendant la demi-période } T/2$$

$$\text{"1"} \rightarrow V \cdot \cos(2\pi f_1 t) \quad \text{pendant la demi-période } T/2$$

Un message traduit dans ce type de modulation présente l'allure figure III.35. Le spectre du signal modulé en fréquence se caractérise par deux raies aux fréquences f_0 et f_1 . L'écart de fréquence entre ces deux raies est fonction de l'intensité du signal modulant, celui-ci fixant les fréquences f_0 et f_1 . La modélisation du comportement du laser modulé par un signal hyperfréquence modulé en fréquence a donc été effectuée. La fréquence de base f_0 est égale à 2,2GHz et la séparation $\Delta f = f_1 - f_0$ est de 0,2GHz. La fréquence du signal digital modulant est de 250MHz. Les résultats de la simulation sont présentés fig.III.36. Ainsi qu'il a été dit précédemment, le spectre du signal d'entrée est caractérisé par deux raies hyperfréquences d'égale amplitude et espacées de Δf . Ce spectre est plus large de Δf que son équivalent pour la modulation d'amplitude. A la sortie du laser, à cause des non-linéarités de celui-ci, on remarque la génération d'un certain nombre de raies harmoniques. Nous pouvons également remarquer une différence d'amplitude des raies correspondant aux fréquences f_0 et f_1 .

Cette différence est due au fait que la réponse fréquentielle du laser est différente pour chacune des fréquences. Cet effet est plus prononcé si les fréquences utilisées sont supérieures à la fréquence de résonance ou au voisinage de celle-ci. Cependant, l'étalement en fréquences est beaucoup moins important comparé à celui obtenu avec une modulation d'amplitude. L'efficacité spectrale se trouve donc améliorée grâce à l'utilisation de la modulation de fréquence. L'effet des distortions amenées par le laser est ici considéré comme une source de dégradation de la transmission. Ceci reste en accord avec les études publiées portant sur la comparaison de ces deux types de modulations [23,24]. Cependant la sensibilité aux non-linéarités reste un élément important, et nous permet d'envisager l'étude d'une modulation qui soit performante sur le plan de l'efficacité spectrale et peu sensible aux non-linéarités de la liaison optique [25,26].

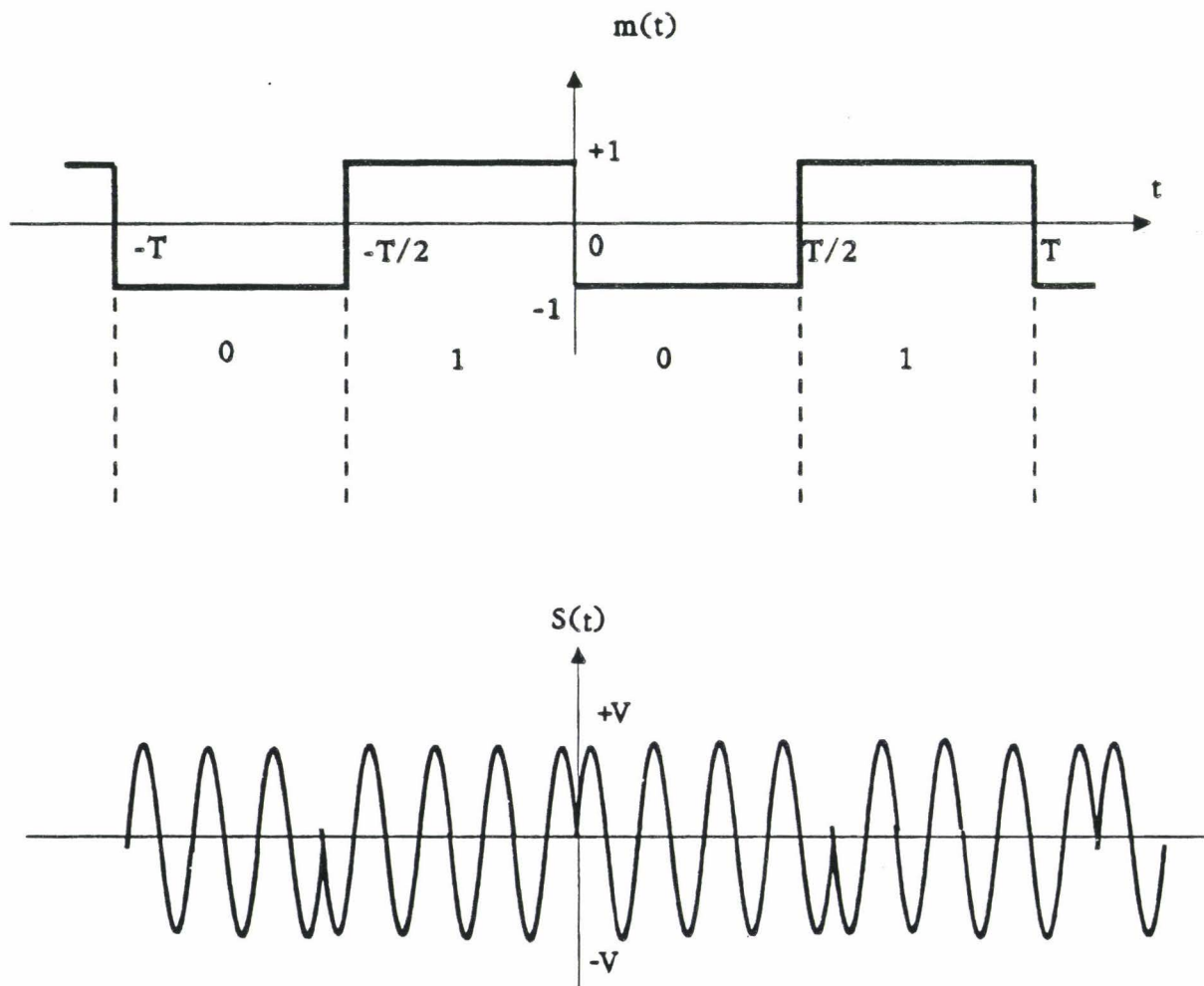


Figure III.37 : Principe de la modulation de phase d'un signal hyperfréquence par un signal digital.

Des études déjà effectuées sur la comparaison de la modulation de fréquence et de phase montrent notamment que cette dernière est plus performante en terme d'efficacité spectrale [27]. Le prochain paragraphe sera donc consacré à la modulation de phase.

TRANSMISSION OPTIQUE DU SIGNAL HYPERFREQUENCE AVEC MODULATION DE PHASE

La transmission de signaux par modulation de phase à travers une liaison à fibre optique fait l'objet d'un nombre croissant d'études utilisant la modulation de phase [28,29]. Dans la modulation de phase, le signal modulé peut s'écrire sous la forme :

$$s(t) = V \cdot \cos(2\pi f_0 t + \varphi_0 + \Delta \varphi) \quad \text{avec } \Delta \varphi = 2\pi i/M$$

où i est un entier et M représente le nombre d'états de phase de la modulation.

Dans le cas de la modulation biphase (BPSK), le signal modulé d'amplitude constante a deux états de phase équidistants ($0 - \pi$). L'information est représentée par l'état de phase ou par la transition entre les états. A chacun des éléments binaires "0" ou "1", on associe donc un certain état de phase de la porteuse de fréquence f_0 pendant une durée $T/2$; T désigne dans toute la suite la période de modulation du système. Ainsi, nous aurons la correspondance suivante dans le cas de la modulation à 2 états (fig.III.37):

$$\begin{aligned} \text{"0"} &\rightarrow V \cdot \cos(2\pi f_0 t) && \text{pendant la demi-période } T/2 \\ \text{"1"} &\rightarrow V \cdot \cos(2\pi f_0 t + \pi) && \text{pendant la demi-période } T/2 \end{aligned}$$

Bien entendu, au lieu des deux états de phase 0 et π , nous pouvons, en utilisant quatre états de phase de la porteuse, transmettre un débit numérique deux fois plus élevé. Dans ce cas, les quatre valeurs choisies sont φ_0 , $\varphi_0 + \pi/2$, $\varphi_0 + \pi$, $\varphi_0 + 3\pi/2$. Il s'agit de la modulation quadriphase (QPSK); c'est une modulation d'amplitude à deux niveaux sur chacune des porteuses en quadrature. Le signal modulé a une amplitude constante et quatre états de phase équidistants de $\pi/2$. L'information codée par le couple de bits (00, 01, 11, 10) est représentée par l'état de phase ou de transition. Le spectre du signal en modulation quadriphase est donc semblable au spectre du signal en modulation biphase, avec cependant une occupation spectrale deux fois plus faible. L'occupation spectrale est donc la même pour un débit double. Ceci explique que pour les transmissions à bande passante limitée, la modulation QPSK est souvent substituée à la modulation BPSK. Cependant, la sensibilité de la modulation quadriphase aux distorsions est toutefois plus forte que celle de la modulation biphase [30].

On peut même se demander pourquoi ne pas prendre des modulations de phase à huit états voire 16 états, espacées de $\pi/4$ voire $\pi/8$, afin de transmettre un débit triple ou quadruple pour une même durée T . Dans la modulation comportant M états de phase (MPSK), la distribution spectrale est identique au cas envisagé précédemment, mais avec une réduction de la période T . Elle permet de faire passer dans la bande de fréquence

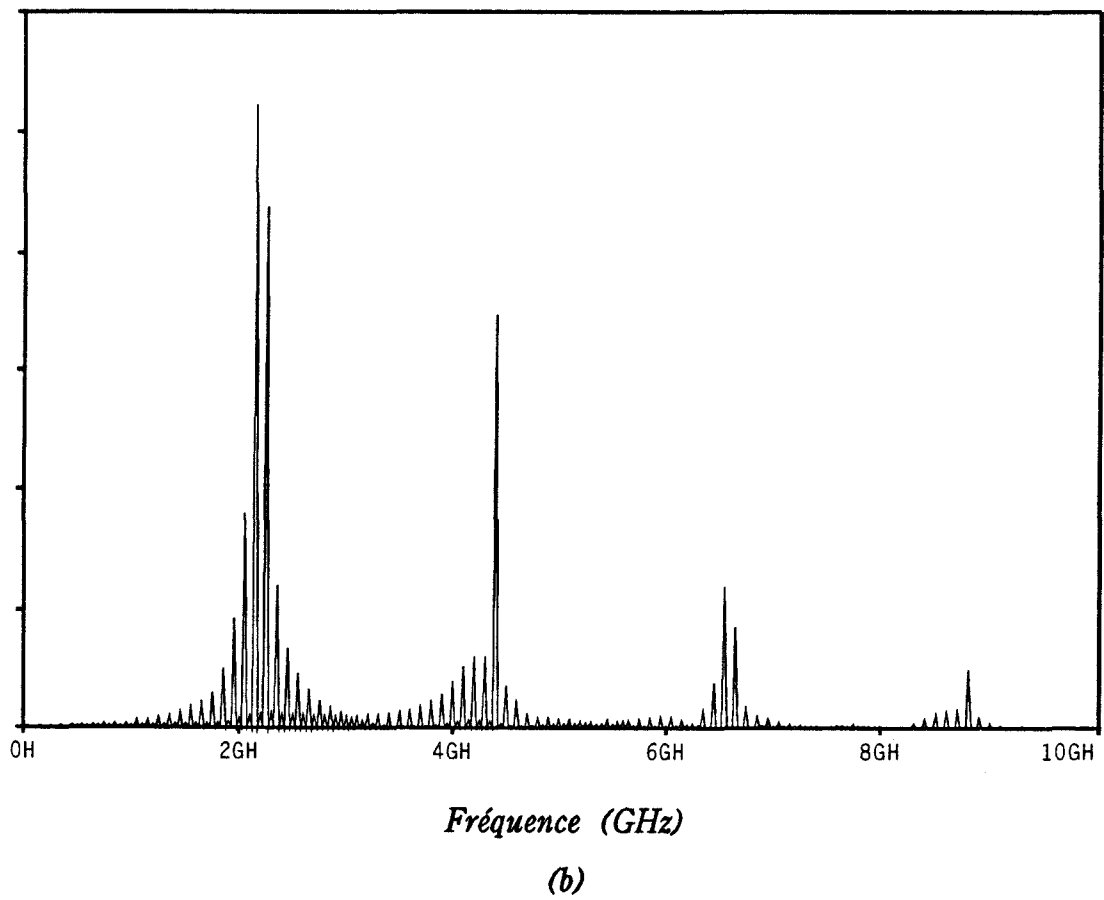
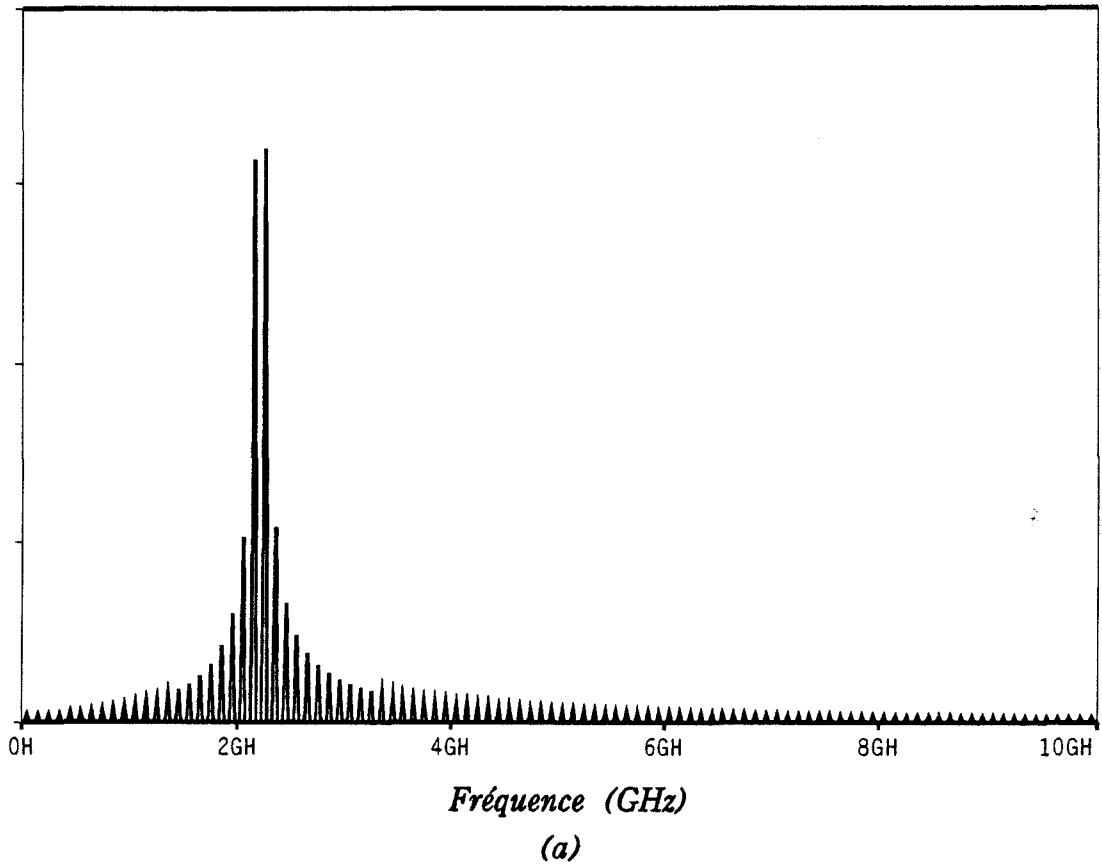
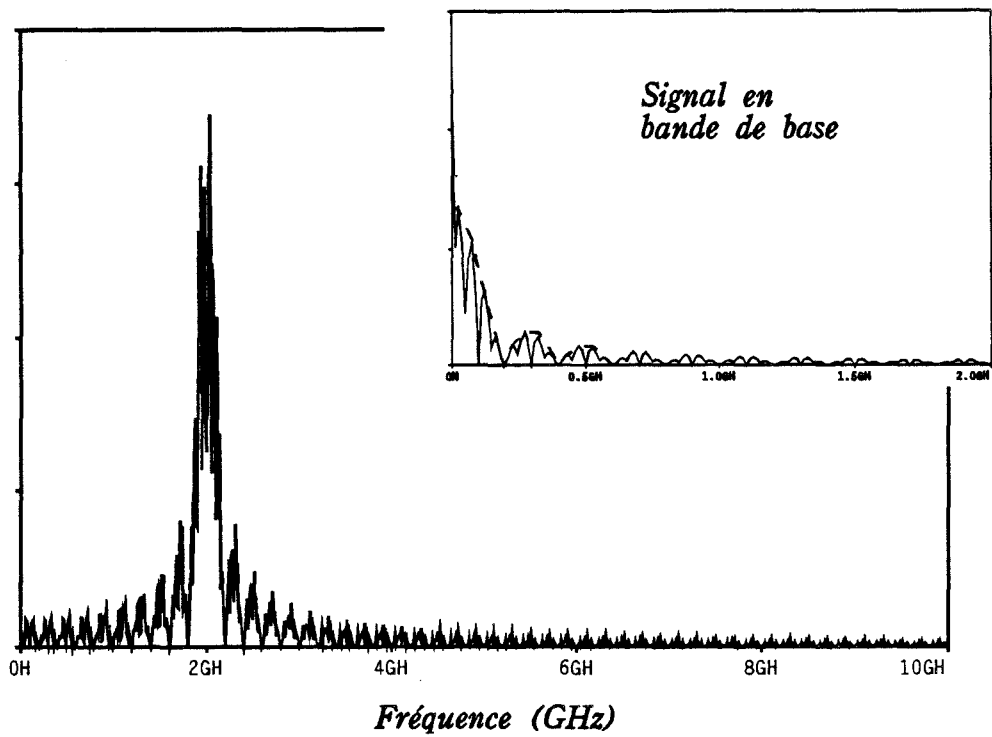
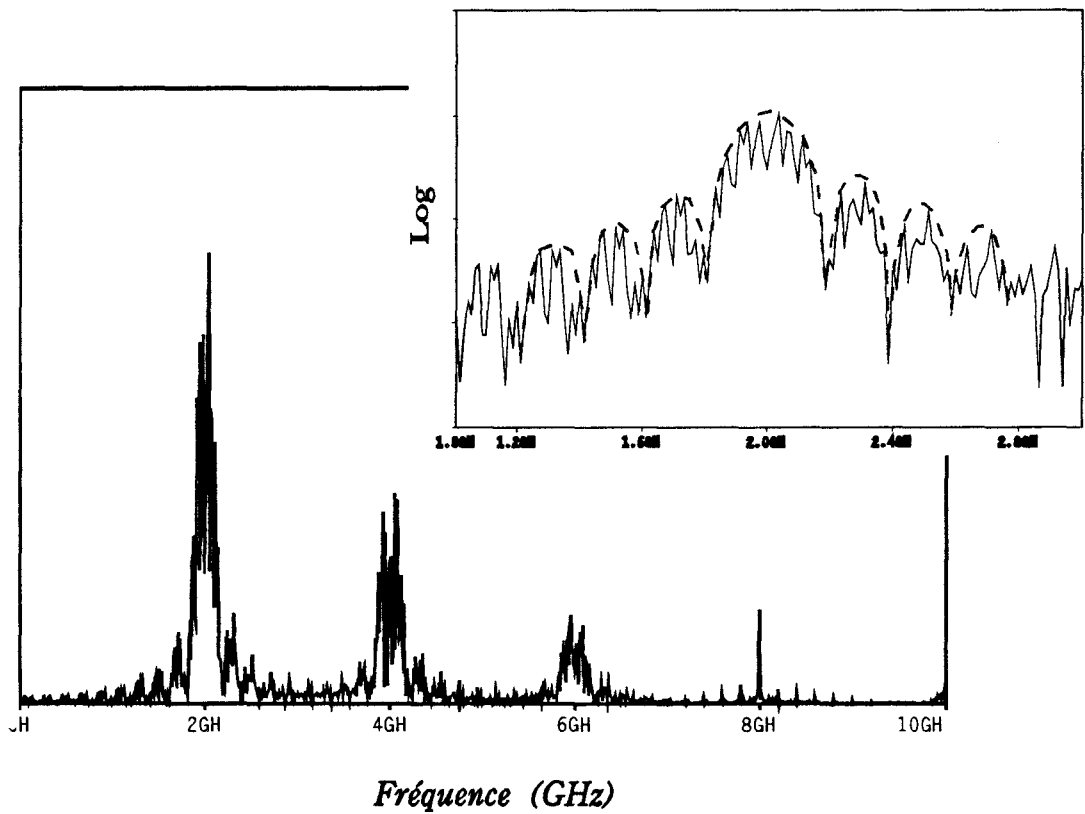


Figure III.38 : Spectre du signal d'entrée (a) et de sortie (b) pour une modulation BPSK.



(a)



(b)

Figure III.39 : Le spectre du signal d'entrée (a) et de sortie (b) pour une modulation QPSK pseudo-aléatoire.

donnée, identique pour chaque type de modulation, un débit plus élevé (débit noté m tel que $m = \ln(M)$, M désignant le nombre d'états). Ceci est réalisé au prix d'une augmentation de la complexité du système. En outre, pour séparer les différentes combinaisons de phase en réception, notamment en présence de bruit, il faut que les performances électriques de la liaison (rapport signal sur bruit) soient de plus en plus élevées au fur et à mesure que l'on augmente le nombre d'états de phase M . Aussi se limite-t-on à une modulation à deux ou quatre états de phase.

Le signal de fréquence 2,2GHz est modulé en phase par un signal digital carré de quelques Mbits/s. Il est ensuite injecté à l'entrée de la liaison optique utilisée. Les résultats de la simulation sont présentés fig.III.38. Ils permettent de vérifier que la liaison optique restitue de manière intégrale le signal modulé en phase et ne vient pas perturber les états de phase de modulation. En effet, on peut s'attendre à un tel résultat si on remarque que dans le cas de la modulation de phase l'amplitude du signal est a priori constante, ce qui fait que les non-linéarités statiques agissent, contrairement au cas de la modulation ASK, de la même façon pour les phases du signal correspondant aux différents états du signal numérique. Le même raisonnement nous mène à une conclusion semblable pour la réponse fréquentielle. En effet, étant donné que la fréquence de fonctionnement est la même pour les différents états du signal numérique, la réponse du laser est toujours la même. Néanmoins, les changements de phase du signal hyperfréquence correspondant aux transitions du signal numérique ont un très large contenu harmonique et on remarque alors une période transitoire qui correspond au phénomène de résonance du laser.

Dans le cas de la modulation biphase, la réponse spectrale permet de mettre en évidence une étendue spectrale d'une centaine de MHz, autour de la fréquence porteuse, ce qui démontre la bonne efficacité spectrale obtenue avec ce type de modulation. Il est à noter que la transmission se fait sans porteuse puisque la modulation a pour effet d'ajouter deux signaux en opposition de phase. On peut également remarquer sur la figure III.38.b que les raies harmoniques sont alternativement caractérisées par l'existence d'une raie correspondant à la porteuse, ou au contraire dépourvues de cette raie. Cette propriété pourrait être mise à profit pour restituer la porteuse hyperfréquence à une fréquence plus importante (multipliée par le rang harmonique).

Si l'on considère maintenant le signal en modulation quadriphase (fig.III.39), on peut transmettre deux fois plus d'informations qu'en utilisant la modulation biphase. La différence observée porte sur la nature des raies harmoniques : il faut en effet étendre l'observation à la quatrième harmonique, pour voir apparaître une raie correspondant à l'existence de la porteuse. La modulation utilisée ici a pour principales caractéristiques

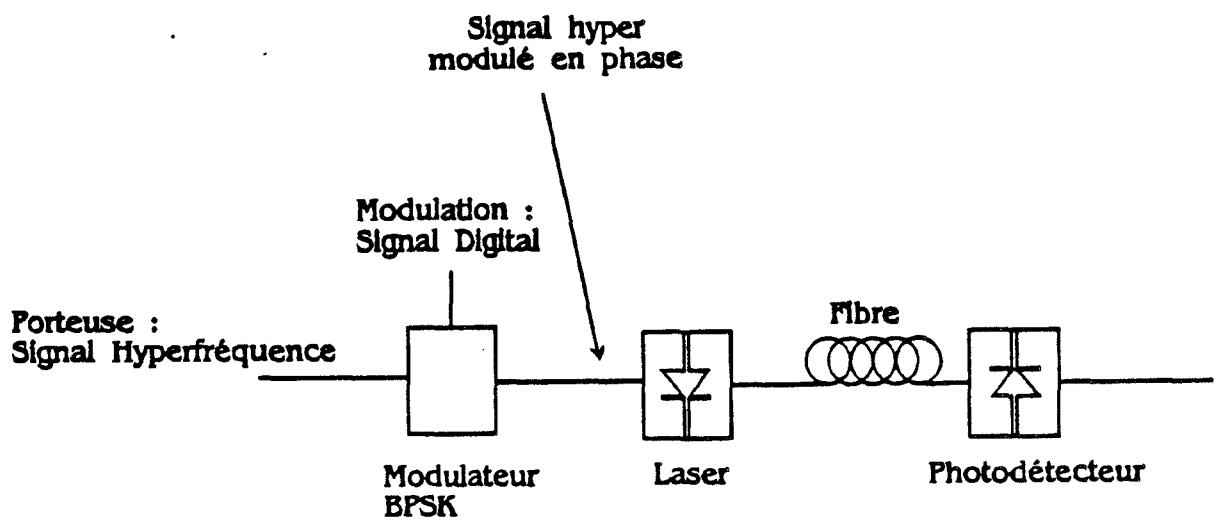


Figure III.40: Représentation schématique de la configuration de la liaison utilisée pour la transmission d'une porteuse hyperfréquence modulée en phase par un signal digital.

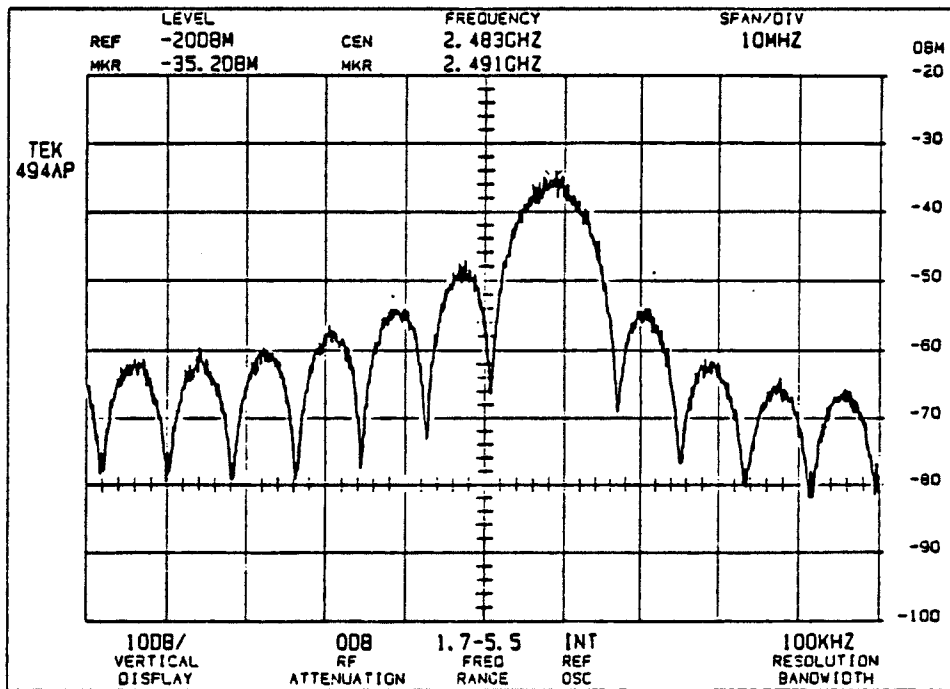
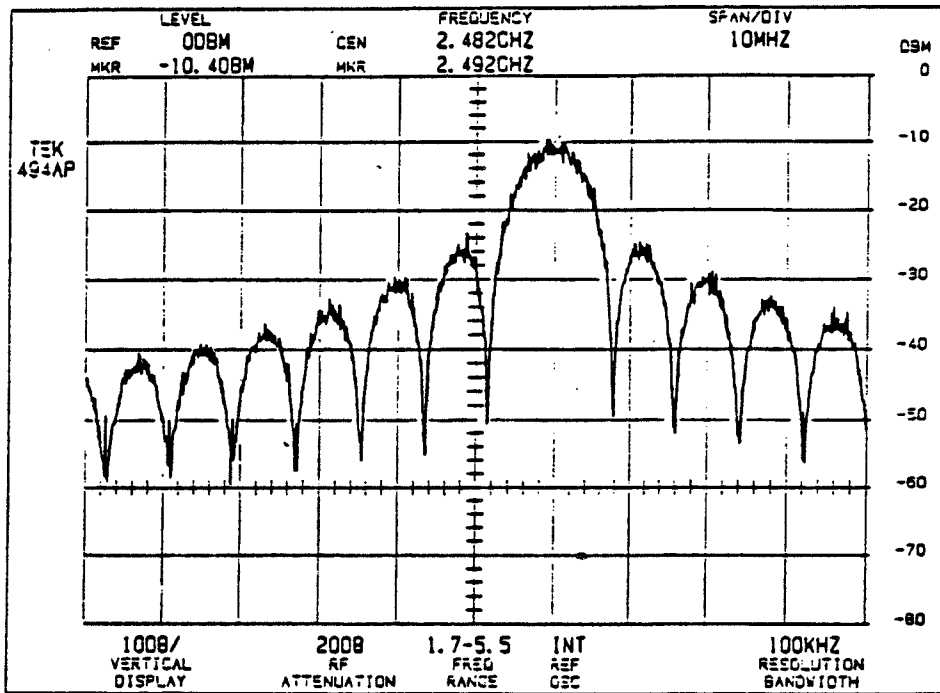


Figure III.41 : Spectre expérimental du signal hyperfréquence à 2,2GHz modulé par un signal digital pseudoaléatoire 8Mbits/s (Modulation de phase BPSK)

- a) Spectre du signal issu du modulateur
- b) Spectre du signal issu de la chaîne de transmission

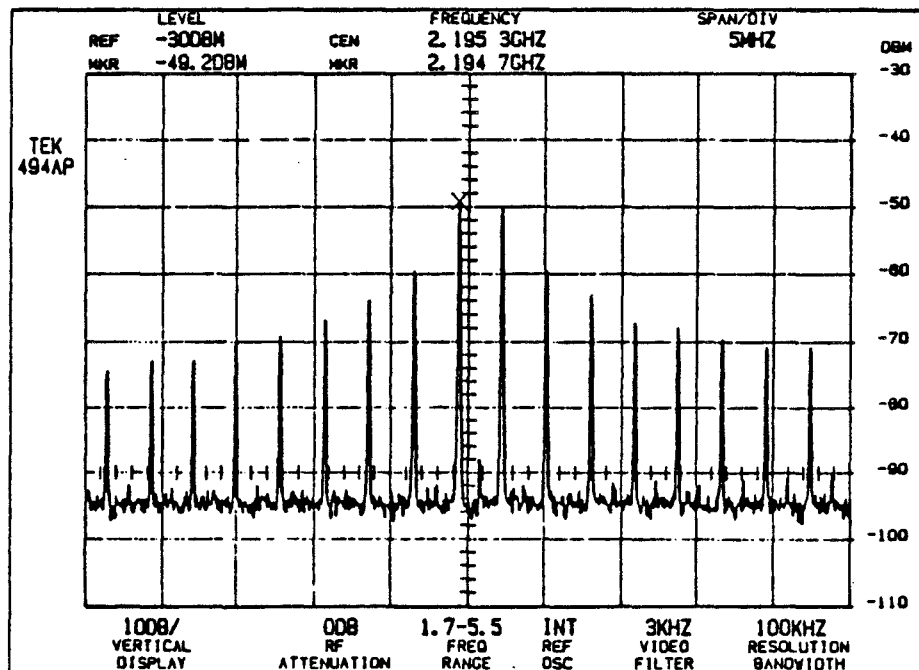
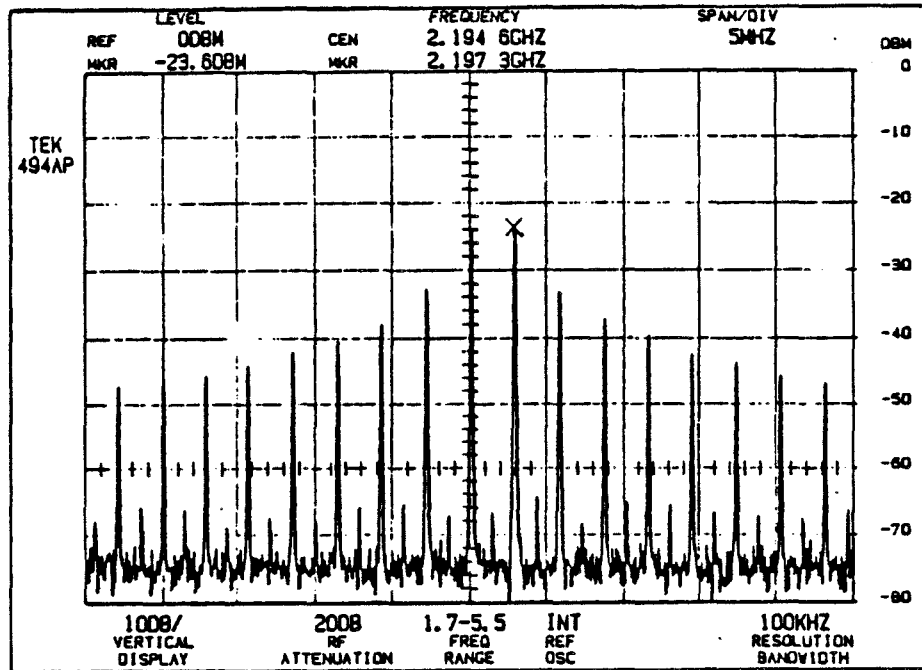


Figure III.42 : Spectre expérimental du signal hyperfréquence à 2,2GHz modulé par un signal digital carré 8Mbits/s (1010...) (Modulation de phase BPSK)

- a) Spectre du signal issu du modulateur
- b) Spectre du signal issu de la chaîne de transmission

d'apporter un déphasage de $\pi/2$ à chaque digit "1" d'information; au bout du quatrième digit "1", le déphasage est ainsi équivalent à 2π , ce qui revient à retrouver un signal en phase avec la porteuse. On doit donc s'attendre à une disparition de la porteuse sauf pour les raies harmoniques dont la fréquence est égale ou bien est un multiple de quatre fois la fréquence de la porteuse, conformément aux résultats donnés figure III.39.

2.3. Résultats expérimentaux

DESCRIPTION DU BANC DE MESURE

La liaison optique étudiée (Fig.III.40) est constituée d'un laser Fabry-Pérot (STC LC 73-13), fibré monomode et de longueur d'onde $1,3\mu\text{m}$, ainsi que d'un photodétecteur PIN (ALCATEL-CIT: CG6070/01510), fibré multimode et de longueur d'onde $1,3\mu\text{m}$ - $1,55\mu\text{m}$. Nous utilisons pour nos mesures, un analyseur de spectre Tektonix 7549B, une source qui délivre la porteuse hyperfréquence (VCO ou synthétiseur Wiltron), un générateur de bits qui nous permet de disposer d'un signal modulant digital carré ou pseudoaléatoire et enfin un modulateur de phase BPSK fabriqué au CNES. Le modulateur BPSK dispose de deux oscillateurs locaux permettant d'obtenir des signaux de fréquence 2,49GHz ou 1,61GHz.

ANALYSE SPECTRALE

Nous présentons dans ce paragraphe les principaux résultats concernant la réponse spectrale de la chaîne de transmission. Cette étude est effectuée à la fréquence porteuse 2,49GHz, pour deux types de codage (pseudoaléatoire à 8Mbits/s et digital carré de quelques Mbits/s).

La fig.III.41.a présente le spectre du signal modulé, issu du modulateur de phase et pour le codage pseudoaléatoire. Le spectre en sortie (fig.III.41.b) de la liaison montre qu'aucune dégradation imputable à la liaison optique n'est mesurable. On remarque, par contre, la génération de raies spectrales aux fréquences correspondant aux multiples paires de la fréquence de la porteuse; ceci est dû aux non-linéarités du laser qui génèrent donc des harmoniques du signal injecté.

La fig.III.42 présente la réponse spectrale du signal issu du modulateur et de la chaîne de transmission, pour un signal modulant digital carré. Le spectre en sortie représente les mêmes caractéristiques concernant la génération des harmoniques paires de la fréquence de la porteuse. La comparaison du niveau de puissance de la porteuse avec et sans modulation permet de calculer la réjection de porteuse dans le spectre. La chaîne de transmission présente plus de 35dB de réjection de porteuse à 2,2 GHz pour une modulation



à 8Mbits/s. Le niveau de référence sans modulation est de l'ordre de -10dBm.

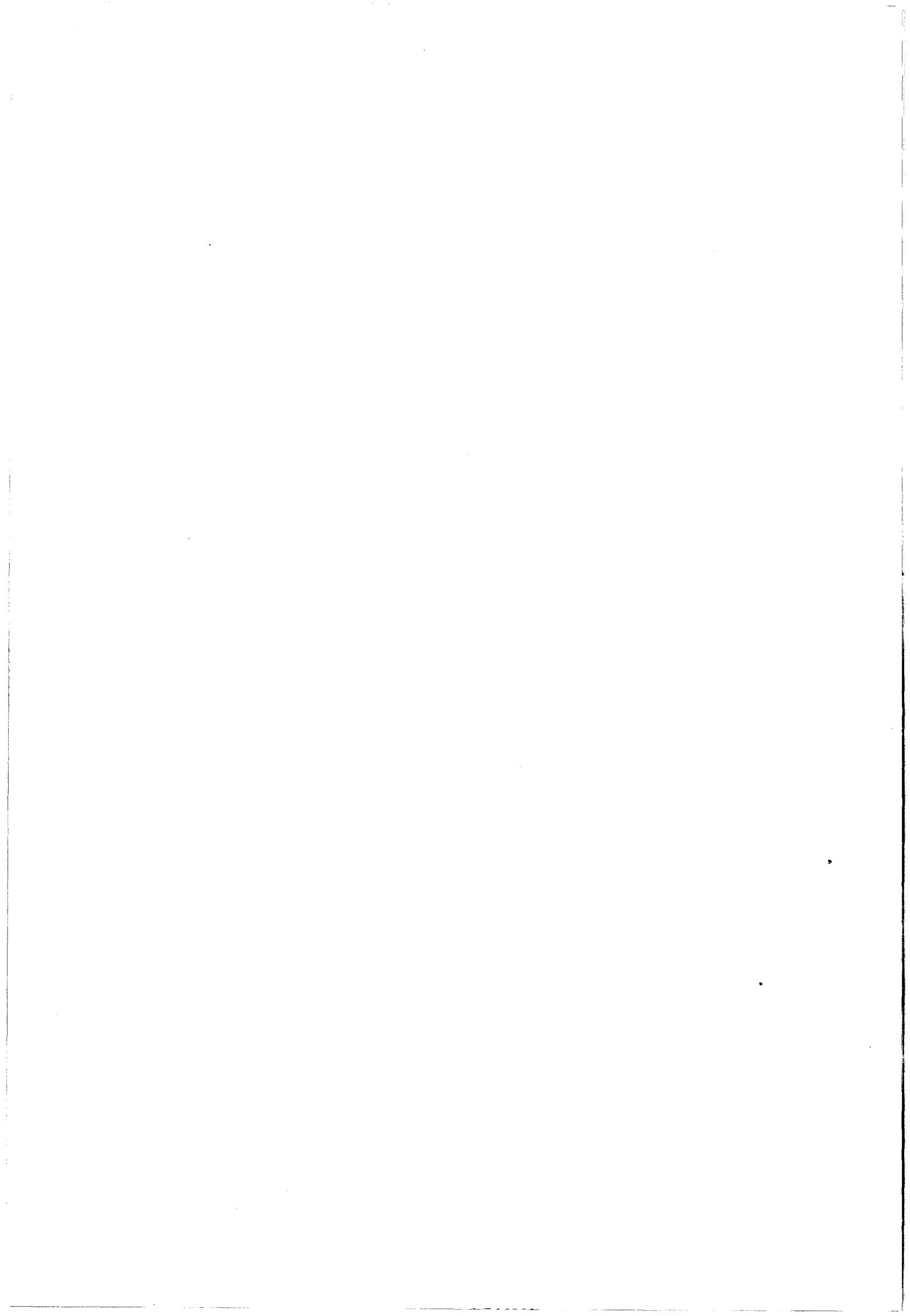
Conclusion

Nous avons montré dans ce chapitre les possibilités du modèle que nous avons développé et que nous avons présenté au chapitre II. Plus précisément, nous avons démontré l'utilité du modèle dans des applications se rapportant à la conception de liaisons hyperfréquences par voie optique.

Le modèle a tout d'abord permis de simuler le comportement d'un émetteur optique constitué d'un laser intégré monolithiquement avec un circuit d'adaptation formé d'une cellule LC. Il a permis de mettre en évidence les effets déterminants des éléments parasites sur la qualité de la transmission hyperfréquence.

Nous avons en outre calculé le RIN du laser, ce qui doit permettre d'en déduire la dynamique de la liaison.

Dans une deuxième application, nous avons montré les possibilités du modèle pour la simulation des non-linéarités introduites par le laser pour différents types de modulation. Nous avons ainsi souligné l'intérêt du modèle pour l'analyse de systèmes. Dans le chapitre 4 nous allons le présenter sous un autre angle, celui de l'étude et de l'analyse de nouvelles structures hyperfréquences.



BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE III

[1] S. Maricot; "Transmission d'un signal analogique par voie optique: étude et réalisation de circuits intégrés opto-hyperfréquences"; Thèse de doctorat; Lille I, 1992.

[2] E. Dogheche; "Transmission optique d'un signal analogique et digital bas débit"; Thèse de doctorat; Lille I, 1993.

[3] Kam Y.Lau, and Amnon Yariv; "Ultra-high speed semiconductor lasers"; IEEE J. Quantum Electron.; Vol.QE-21, No.2, Feb. 1985; pp. 121-137.

[4] R. Olshansky, P. Hill, V. Lanzisera and W. Powasinik; "Frequency response of 1.3 μ m InGaAsP high speed semiconductor lasers"; IEEE Journ. of Quant. Elect.; vol.23, No.9, Sept.1987; pp. 1410-1418.

[5] J.E. Bowers and C.A. Burrus; "Ultrawide-band long-wavelength PIN photodetectors"; Journ. of Lightwave Techn.; vol.5, No.10, Oct. 1987; pp. 1339-1350.

[6] R. Blondeau, D. Rondi, M. Krakowski, G. Glastre, G. Vilain; "Nouvelle structure pour lasers hyperfréquences sur substrat semi isolant"; Journées Nationales III-V, Aussois, 1990; .

[7] S.R. Cochran; "Low-noise receivers for fiber optic microwave signal transmission"; Journ. of Lightwave Techn.; vol.6, No.8, Aug. 1988; pp. 1328-1337.

[8] T.E. Darcie, B.L. Kasper, J.R. Talman, C.A. Burrus; "Resonant PIN-FET receivers for lightwave subcarrier systems"; Journ. of Lightwave Techn.; vol.6, No.4, Apr. 1988; pp. 582-589.

[9] C.H. Cox; "Analogue fiber_optic links with intrinsic gain"; Microwave Journ.; vol.35, No.90, 1992.

[10] H.Blauvelt, D.B. Huff, G.J. Stern, I.L.Newberg; "Reduced insertion loss of X-band RF fiber optic links"; IEEE Microwave Theory and Techn.; vol.38, No.5, May 1990; pp. 662-664.

[11] D. Decoster; ""; Communication GDR III-V, 1991; .



[12] Hui-Pin Hsu, M. de La Chapelle, J.J. Gulick; "Fiber-optic links for microwave signal transmission"; Proc. of SPIE "High Frequency Optical Communications"; vol.716, September 1986, Cambridge.

[13] S. Maricot, J.P. Vilcot, D. Decoster; "Improvement of microwave signal optical transmission by passive matching of optoelectronic devices"; Microwave and Opt. Techn. Lett.; vol.4, No.13, 1991.

[14] D. Decoster, J.P. Vilcot, H. Elkadi, S. Maricot, E. Dogheche; "On the improvement of microwave optical links"; Proc. on Microwave Optoelectronics, 21st European Microwave Conference; Stuttgart 1991.

[15] R.Blondeau, D.Rondi, M.Krakowski, G.Glastre, and G.Vilain; "New laser structure on semi-insulating substrate, grown by MOCVD, for high speed operation"; Electronics Letters; Vol.26, No.7, 29th March 1990; pp. 458-459.

[16] H. Elkadi, J.P. Vilcot, S. Maricot, D. Decoster; "Microwave circuit modeling of semiconductor lasers under large and small signal conditions"; Microwave and Opt. Techn. Lett.; vol.3, No.11, Mar. 1990; pp. 379-382.

[17] J.C. Renaud, D. Rondi, P. Hirtz, R. Blondeau, S. Maricot, J.P. Vilcot, D. Decoster; "Monolithic integration of both GaInAs photodiodes and GaInAsP lasers with impedance matching circuits for 6GHz transmissions"; 4th Intl. Conf. on InP and related materials; April 1992, Newport Rhode Island.

[19] Voir par exemple; "Information transmission, modulation and noise"; ; .

[20] A.A. Saleh; "Fundamental limit on number of channels in SCM lightwave CATV system"; Elect. Letters; vol.25, No.12, 1989; pp. 776-777.

[21] P.J. Heim and C.P. McClay; "Frequency division multiplexed microwave and baseband digital optical fiberlink for phased array antennas"; IEEE Microwave Theory and Techn.; vol.38, No.5,1990; pp. 494-500.

[22] W.I. Way and C. Castelli; "Simultaneous transmission of 2Gbit/s digital data and ten FM-TV analogue signals over 16.5km SM fibre"; Elect. Lett.; vol.24, No.10, 1988; pp. 611-613.



[23] C. Baak, G. Elze, G. Großkopf, F.Kraus, W. Krick and L. Küller; "Analogue optical transmission of 26 TV channels"; *Elect. Lett.*; vol.15, No.10, 1979; pp. 300-301.

[24] F.V.C. Mendis; "Bandwidth of FM video signals"; *Elect. Lett.*; vol.28, no.16, 1992; pp.1551-1553.

[25] J.E. Bowers, A.C. Chipaloski, S. Boodaghians and J.W. Carlin; "Direct fibre-optic transmission of entire microwave satellite antenna signals"; *Elect. Lett.*; vol.23, No. 5, 1987; pp. 185-187.

[26] R. Gross, B. Enning and R. Olshansky; "Four-level heterodyne video systems: A comparison of DQSK and 4-FSK"; *IEEE Photonics Techn. Lett.*; vol.4, No.3, 1992; pp. 284-285.

[27] P.A.Morton, R.A.Logan, T.Tanbun-EK, P.F.Sciortino JR., A.M.Sergent, R.K.Montgomery and B.T.Lee; "25 GHz bandwidth 1.55mm GaInAsP p-doped strained multiquantum-well lasers"; *Electronics Letters*; Vol.28, No.23, 5th November 1992; pp. 2156-2157.

[28] I.Koffman, P.R.Herczfeld, A.S.Daryoush, B.Even-Or and R.Markowitz; "Comparaison of various architectures of microwave fiber-optic links. A system level analysis"; *Fiber Optic Systems for Mobile Platforms*; Vol.840; pp. 136-142.

[29] E.Hemery et J.M.Lourtioz; "Comportement dynamique des lasers semiconducteurs en régime de modulation directe"; *Appl. Phys.*; Vol.22, November 1987; pp. 1571-1580.

[30] R.L.Fork, C.H.Brito Cruz, P.C.Becker, and C.V.Shank; "Compression of optical pulses to six femtoseconds by using cubic phase compensation"; *Optics Letters*; Vol.12, No.7, July 1987; pp. 483-485.



Chapitre IV

CHAPITRE IV

LASER MULTIELECTRODE

Introduction

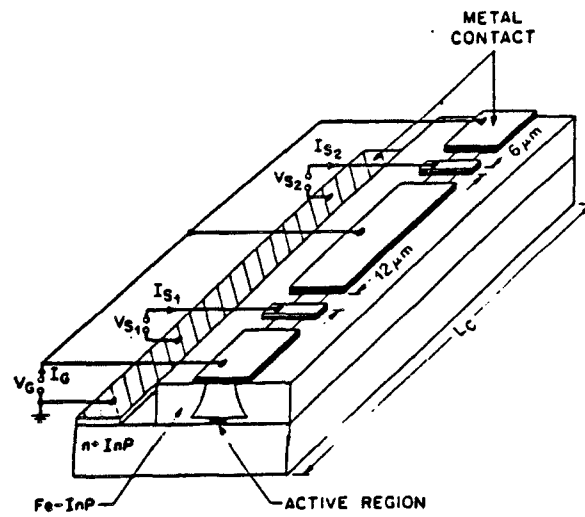
Comme il a été montré au chapitre III paragraphe III.1.3.4 pour la modulation hyperfréquence, l'impédance du laser est complètement masquée par celle des éléments parasites. Ceci est dû au fait que la diode laser est polarisée en direct, et son impédance intrinsèque est très faible. Etant donné ces conditions, on peut imaginer de polariser une section courte du laser en dessous du seuil ou en inverse alors que le reste du laser est polarisé en direct; la courte section présente alors une impédance importante. Le signal hyperfréquence appliqué à cette section sera alors absorbé en grande majorité par la couche active, son impédance étant largement supérieure à celle des parasites.

En outre, des structures lasers multiélectrodes ont été proposées dans la littérature pour différentes applications [1-8]. Les résultats rapportés pour de tels lasers, fabriqués pour des applications en commutation numérique [8,9,10] présentent une réponse à un signal électrique carré caractérisée par une impulsion optique de très courte durée, de forte amplitude et un faible retard (cf. fig.IV.1), ce qui reflète un comportement fréquentiel à large bande passante. Si on ajoute à ceci le fait que la modulation par une électrode courte réduit la capacité vue par le signal hyperfréquence, on peut espérer ainsi monter en fréquence, et ce avec une puissance microonde plus faible qu'avec une structure classique.

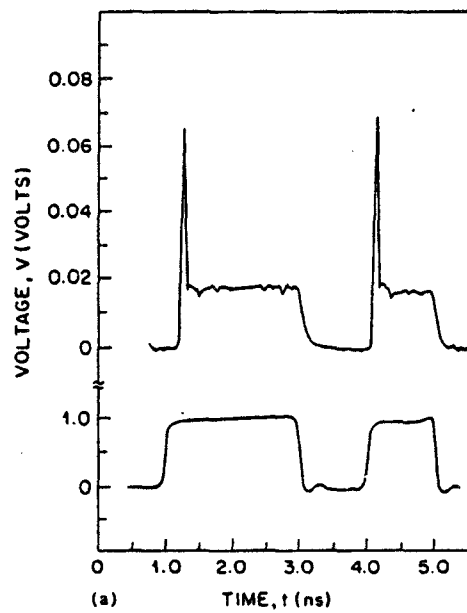
Afin de vérifier ces spéculations, une étude théorique s'imposait. On a donc entrepris la modélisation de cette structure multiélectrode. Pour ceci, il a fallu modifier le modèle pour prendre en compte les effets amenés par l'électrode supplémentaire, et le modèle modifié a été appliqué à une structure multiélectrode dont les caractéristiques ont été publiées dans la littérature [10]. Nous présentons ci-dessous une description du modèle et les résultats obtenus. Enfin, nous présentons les conséquences qu'impliquent la réalisation technologique de cette structure.

1. Structure et principe de fonctionnement

La structure de tels lasers est présentée schématiquement fig.IV.2. Ils sont formés de deux (ou plusieurs) sections comportant une électrode, séparées par des régions sans



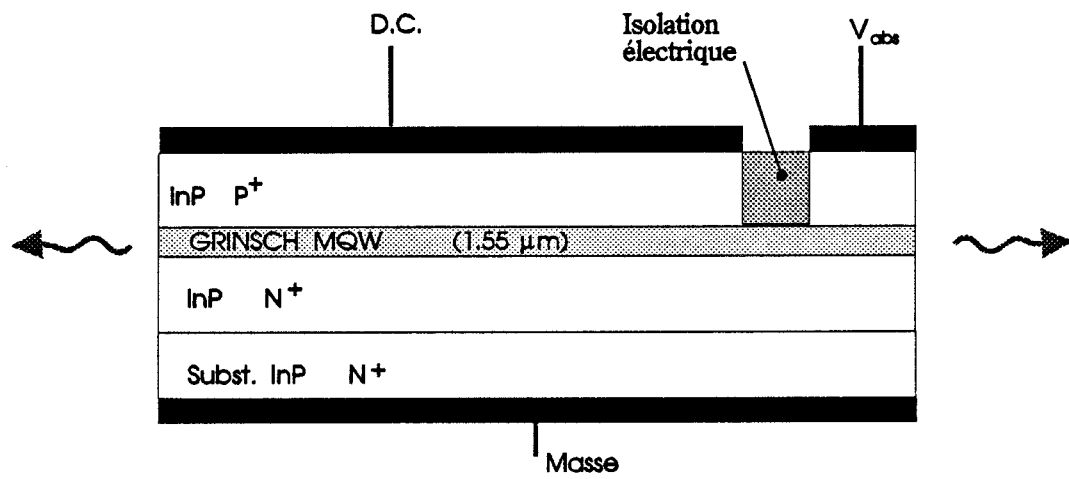
(a)



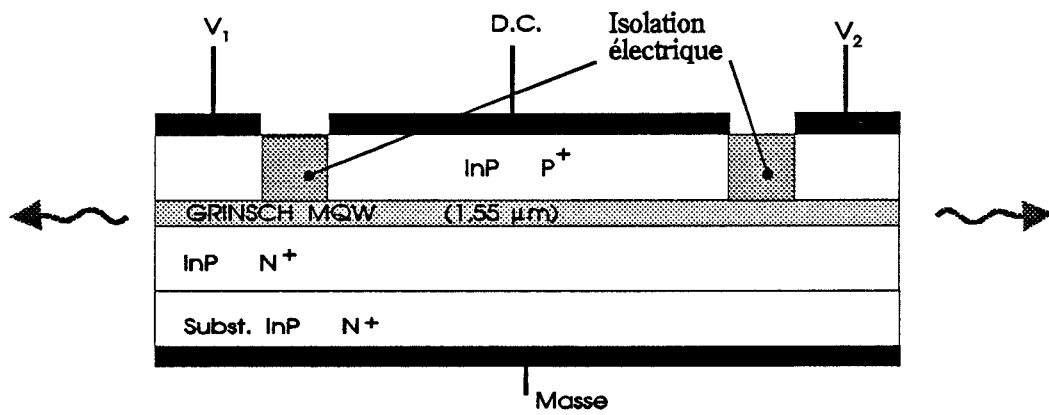
(b)

Figure IV.1 : a) structure du laser multiélectrode décrit dans [10]

b) réponse transitoire du laser multiélectrode à un signal carré appliqué sur l'électrode de contrôle.



(a)



(b)

Figure IV.2 : Structures des lasers à deux (a) et plusieurs sections.

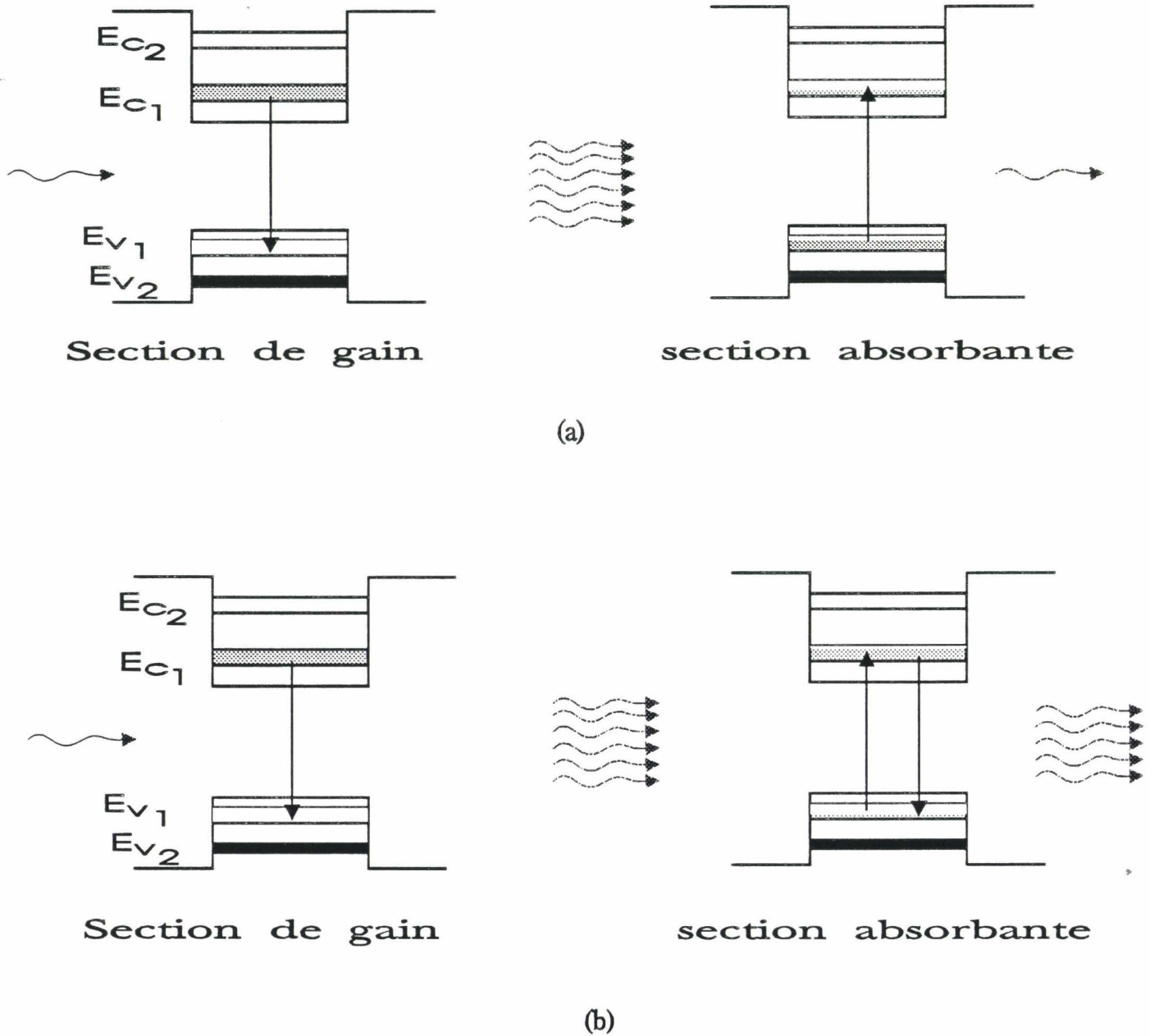


Figure IV.3 : Principe de fonctionnement du laser à absorption saturable.
 Les figures représentent le remplissage des niveaux d'énergie dans un puits quantique:

- a) en dessous du seuil
- b) au dessus du seuil

électrode, et assurant une isolation électrique entre les différentes sections. Ceci peut être réalisé technologiquement à l'aide d'une attaque, implantation de protons ou une hydrogénation. Nous reviendrons ultérieurement sur les aspects technologiques. Les deux dernières méthodes devraient être préférables pour éviter de trop perturber la propagation optique. Une des sections joue le rôle d'amplificateur optique (section gain) alors que l'autre (ou les autres) est (sont) utilisée(s) pour la modulation. Par la suite, nous appellerons cette section la section de contrôle [11,12,13].

La polarisation de la section de contrôle détermine le comportement (statique et dynamique) du dispositif. Si cette section est polarisée en inverse ou à faible courant direct, la zone active est alors absorbante et elle présente une absorption saturable [14,15].

Ce dernier phénomène est dû au remplissage des états disponibles dans la bande de conduction par les électrons créés par pompage optique ainsi que le montre la fig IV.3. Pour un faible courant injecté dans la section gain, le nombre de photons générés, par émission stimulée ou spontanée, est faible et ces photons sont entièrement absorbés dans la zone de contrôle, en créant des paires électrons-trous qui remplissent partiellement les états d'énergie disponibles. Si on augmente le courant de la section gain fig.IV.3.b, les photons créés sont plus nombreux et les paires électrons-trous photocréées dans la zone absorbante remplissent de plus en plus les états d'énergie dans la bande de conduction, ce qui réduit l'absorption: c'est le phénomène de saturation de l'absorption. En effet, ce phénomène est identique à celui du pompage optique.

Dans la description du fonctionnement présentée ci-dessus, on a supposé que la longueur d'onde émise par la zone de gain est la même que celle qui peut être absorbée par la zone de contrôle (celle de "absorbing edge" en terminologie anglo-saxonne). Cette hypothèse peut ne pas être vérifiée à cause des variations du gap introduites par les polarisations des différentes zones.

2. Modifications des Equations d'Evolution

Afin de pouvoir modéliser le laser à multisections, il faut tout d'abord vérifier la validité des équations d'évolution (II.25) pour ce type de structure. Celles-ci ont été déterminées pour un laser à une électrode, pour lequel le courant injecté était uniformément réparti sur toute la zone active. Dans le cas du laser multiélectrode, il faut tenir compte des densités de porteurs dans chacune des sections. Nous supposerons ici deux sections: une amplificatrice (gain) et l'autre dont la vocation serait la modulation de la lumière (contrôle). Chaque section est donc



représentée par une équation de continuité propre à elle:

$$q\Phi_1 \frac{dN_1}{dt} = I_1 - q\Phi_1 G(N_1, S)S - q\Phi_1 (A_{nr}N_1 + B_{sp}N_1^2 + C_aN_1^3) \quad (1)$$

$$q\Phi_2 \frac{dN_2}{dt} = I_2 - q\Phi_2 G(N_2, S)S - q\Phi_2 (A_{nr}N_2 + B_{sp}N_2^2 + C_aN_2^3) \quad (2)$$

et plusieurs termes de recombinaisons stimulées sont nécessaires. L'équation de conservation des photons s'écrit sous la forme:

$$\begin{aligned} \frac{q\Phi_0}{\Gamma} \frac{dS}{dt} = & q\Phi_1 G(N_1, S)S + q\Phi_2 G(N_2, S)S \\ & + \frac{q\Phi_1}{\Gamma} \beta B_{sp} N_1^2 + \frac{q\Phi_2}{\Gamma} \beta B_{sp} N_2^2 - \frac{q\Phi_0}{\Gamma} v_g (\alpha_b + \alpha_m) S \end{aligned} \quad (3)$$

Dans les équations ci-dessus, les transitions stimulées ont été représentées par $G(N, S)$ qui peut représenter un gain ou une absorption, selon la valeur de N . On a supposé que la même fonction $G(N, S)$ serait valable pour les deux sections. Les indices 1 et 2 correspondent aux zones de gain et de contrôle, respectivement.

Dans le but de mettre les équations (1-3) sous la forme habituelle des équations d'évolution et afin de pouvoir les représenter par la même structure de circuit équivalent, on a eu recours à quelques hypothèses simplificatrices. On suppose tout d'abord que la zone de contrôle est polarisée en dessous du potentiel de jonction (built-in), $I_2 \approx 0$, et que la variation des densités de porteurs N_2 est une fonction instantanée du potentiel appliqué; nous discuterons plus loin les limites de cette hypothèse. La fonction $G(N_2, S)$ représente alors l'absorption dans la zone de contrôle. L'équation (3) peut alors être réécrite sous la forme:

$$G(N_2, S) = \frac{1}{S} \left(\frac{I_2}{q\Phi_2} - (A_{nr}N_2 + B_{sp}N_2^2 + C_aN_2^3) \right) = \frac{f(N)}{g(S)} \quad (4.a)$$

Cette forme est singulière à $S=0$. Pour éviter ce problème, et en même temps simplifier la représentation de l'absorption, une forme plus adéquate serait:

$$\begin{aligned} G(N_2, S) &= -v_g \alpha_{abs}(N_2, S) \\ &= \frac{A(1-KN_2)}{1 + \frac{S}{S_0}} \end{aligned} \quad (4.b)$$

où on a adopté une approximation linéaire en fonction de la densité de porteurs comme dans

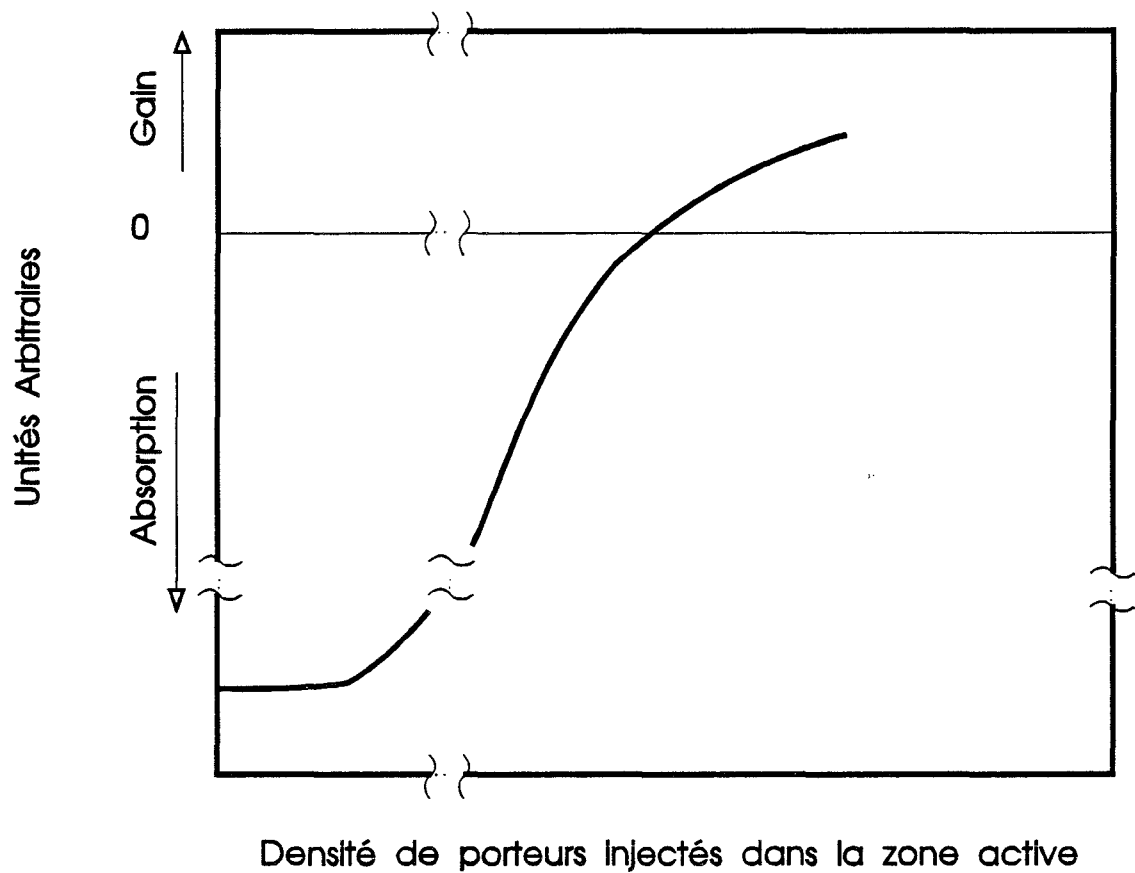


Figure IV.4 : Evolution typique de la fonction gain/absorption pour une longueur d'onde donnée avec la densité de porteurs injectés dans la couche active.

l'expression II.10 et on évite la singularité à $S=0$. Etant donné que dans la section de contrôle, la densité des porteurs est généralement plus faible que celle nécessaire pour la transparence; on peut utiliser les statistiques de Boltzmann pour exprimer N_2 en fonction du potentiel appliqué; on obtient alors:

$$N_2 \approx n_i \exp\left(\frac{V}{2V_T}\right) \quad (5)$$

où

$$n_i^2 = PN = N_c N_v \exp\left(-\frac{E_g}{kT}\right)$$

Remplaçant (5) dans (4.b) et en ne gardant que le premier terme de la série de Taylor pour $\exp\left(\frac{V}{2V_T}\right)$, on aboutit à une expression de la forme:

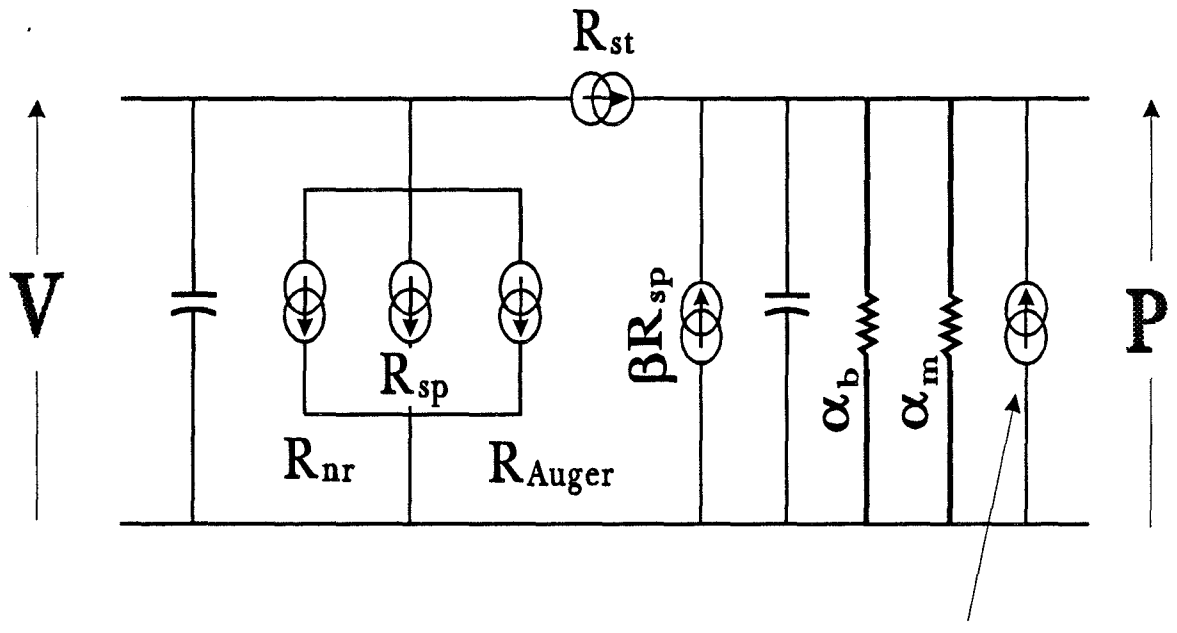
$$\alpha_{abs} = \frac{A(1-\kappa V)}{1 + \frac{S}{S_0}} \quad (6)$$

Etant donné la nature non-linéaire (Fig.IV.4) de la fonction $G(N,S)$, les linéarisations à des points différents de la fonction, représentant les différentes sections, aboutissent à des valeurs différentes pour les différents coefficients (A, κ) dans (6). L'absorption saturable dans la zone de contrôle sera donc représentée par :

$$\alpha_{abs}(V_{abs}, S) = \frac{\alpha_{so} (1 - \kappa V_{abs})}{1 + \frac{S}{S_{so}(1 - \kappa V_{abs})}} + \alpha_{nso} (1 - \kappa V_{abs}) \quad (7)$$

où la densité de photons pour la saturation est modulée par la tension appliquée. Un terme supplémentaire d'absorption non-saturable a été ajouté pour tenir compte des pertes associées à la propagation dans une zone ayant un indice de réfraction différent de celui de la zone amplificatrice. Ce terme est aussi supposé être modulé par la tension aux bornes. L'expression (7) est conforme à celle donnée dans [10]. Les équations (1-3) s'écrivent alors :

$$q\Phi_1 \frac{dn}{dt} = I_1 - q\Phi_1 g(n - N_{om})(1 - \epsilon S) - q\Phi_1 (A_{nr}n + B_{sp}n^2 + C_a n^3) \quad (8.a)$$



Source représentant l'absorption saturable

Figure IV.5 : Circuit équivalent modifié conformément aux équations 8.

$$\frac{q\Phi_0}{\Gamma} \frac{dS}{dt} = q\Phi_1 g (n - N_{om})(1-\varepsilon S)S + \frac{q\Phi_1}{\Gamma} \beta B_{sp} n^2 - \frac{q\Phi_0}{\Gamma} v_g (\alpha_b + \alpha_m) S - q\Phi_2 v_g \alpha_{abs}(V_{abs}, S) S \quad (8.b)$$

où on a laissé tomber l'indice 1 de N_1 puisque la densité de porteurs N_2 n'interviendra plus.

Ces équations sont, dans la forme, identiques à II.25 avec un terme supplémentaire pour tenir compte de l'absorption saturable, et peuvent donc être représentées par le circuit équivalent de la Fig.II.9 après avoir ajouté une source pour représenter l'absorption saturable; le circuit équivalent modifié est présenté Fig.IV.5.

3. Comportement du Laser Multiélectrode

3.1. Caractéristiques Statiques

Les équations ci-dessus ont été utilisées pour modéliser le laser dont les résultats expérimentaux ont été publiés dans [9,10]. La détermination des valeurs des paramètres a suivi globalement la même démarche que celle décrite dans le chapitre II. La liste des paramètres et leurs valeurs est présentée dans le tableau IV.1.

Avant de présenter les résultats obtenus, il est intéressant d'analyser la solution du système d'équations (IV.8). En régime statique, ces équations sont données par:

$$I_1 = q\Phi_1 g (N_o - N_{om})(1-\varepsilon S_o)S_o + q\Phi_1 (A_{nr}N_o + B_{sp}N_o^2 + C_a N_o^3) \quad (9.a)$$

$$q\Phi_1 g (N_o - N_{om})(1-\varepsilon S_o)S_o + \frac{q\Phi_1}{\Gamma} \beta B_{sp} N_o^2 = \frac{q\Phi_0}{\Gamma} v_g (\alpha_b + \alpha_m) S_o + q\Phi_2 v_g \alpha_{abs}(V_{abs}, S_o) S_o \quad (9.b)$$

où V_{abs} est la valeur statique de la tension V_{abs} .

La représentation graphique de ces équations est obtenue par l'intersection des surfaces g et h représentant les équations 9 (a et b) avec le plan N-S (X,Y). Ces surfaces g et h s'expriment à l'aide des relations suivantes:

$$g(N,S) = I_1 - q\Phi_1 g (N_{1o} - N_{om})(1-\varepsilon S_o)S_o - q\Phi_1 (A_{nr}N_{1o} + B_{sp}N_{1o}^2 + C_a N_{1o}^3) \quad (10.a)$$

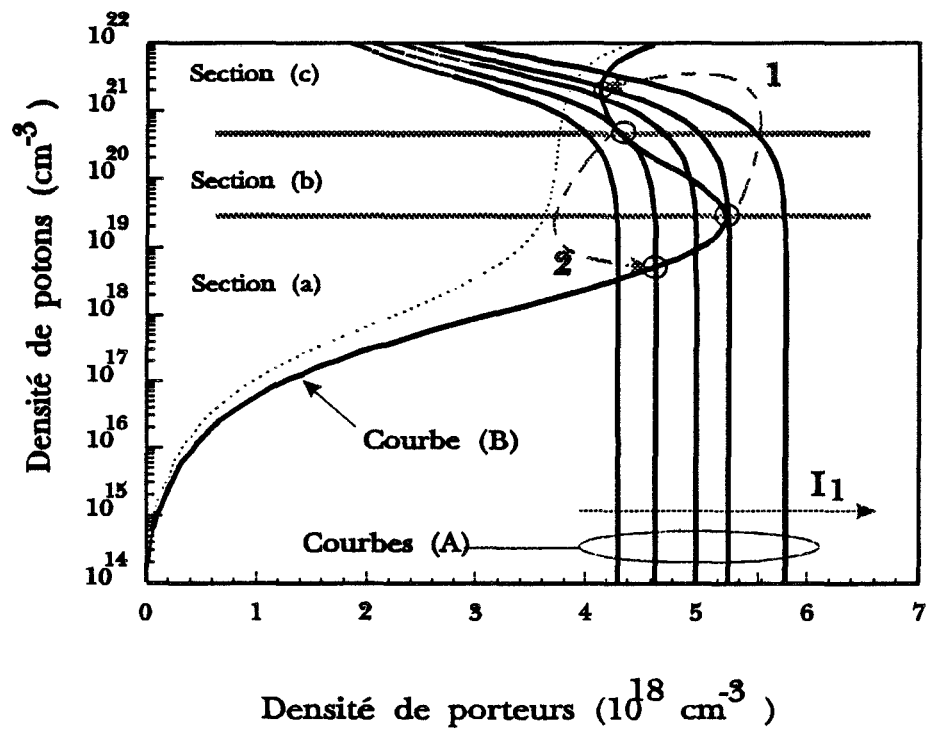


Figure IV.6 Résolution graphique des équations (9).
 La courbe B en pointillés correspond à l'équation 9.b
 sans inclure l'absorption saturable.

$$h(N,S) = q\Phi_1 g (N_0 - N_{om})(1-\varepsilon S_0)S_0 + \frac{q\Phi_1}{\Gamma} \beta B_{sp} N_0^2 - \frac{q\Phi_0}{\Gamma} v_g (\alpha_b + \alpha_m) S_0 - q\Phi_2 v_g \alpha_{abs}(V_{abs_0} S_0) S_0 \quad (10.b)$$

Paramètre	Unité	Valeur
E_g	eV	0.8
Largeur	μm	2.00
épaisseur	μm	0.036
Longueur totale	μm	500.00
Longueur absorbante	μm	6
A_{nr}	s^{-1}	1.00×10^8
B_{sp}	$m^3 s^{-1}$	1.0×10^{-16}
C_{Auger}	$m^6 s^{-1}$	7.00×10^{-41}
Γ		0.200
β		1.00×10^{-5}
g_0	$m^3 s^{-1}$	1.00×10^{-12}
N_{om}	m^{-3}	1.00×10^{-24}
ε	m^3	2.0×10^{-23}
α	m^{-1}	4.00×10^3
α_{so}	m^{-1}	0.8×10^6
α_{nso}	m^{-1}	1.5×10^3
S_{so}	m^{-3}	3.0×10^{19}
R_1, R_2		0.3

Tableau IV.1 : Valeurs des paramètres utilisés pour la modélisation du laser multiélectrode.

La courbe d'intersection de (IV.10.a) avec le plan N-S est paramétrée par le courant I_1 alors que celle correspondant à IV.10.b. est paramétrée par la tension V_{abs_0} . La Fig.IV.6. montre la représentation graphique des équations IV.9, pour différentes valeurs de courant de polarisation I_1 (courbes A). Deux valeurs du potentiel V_{abs} sont présentées : $V_{abs} = 0V$ et $V_{abs} = 0.8V$, correspondant à une forte absorption saturable et une absorption nulle, respectivement (courbes B). L'intersection d'une courbe (A) avec une courbe (B) donne la solution statique, ou en d'autres termes, le point de polarisation, pour une tension V_{abs} et un courant I_1 donnés. Désormais, on considèrera le cas d'une tension V_{abs} donnée, et on étudiera l'évolution de la solution avec le courant I_1 ; en nous référant à la Fig.IV.6. Le comportement

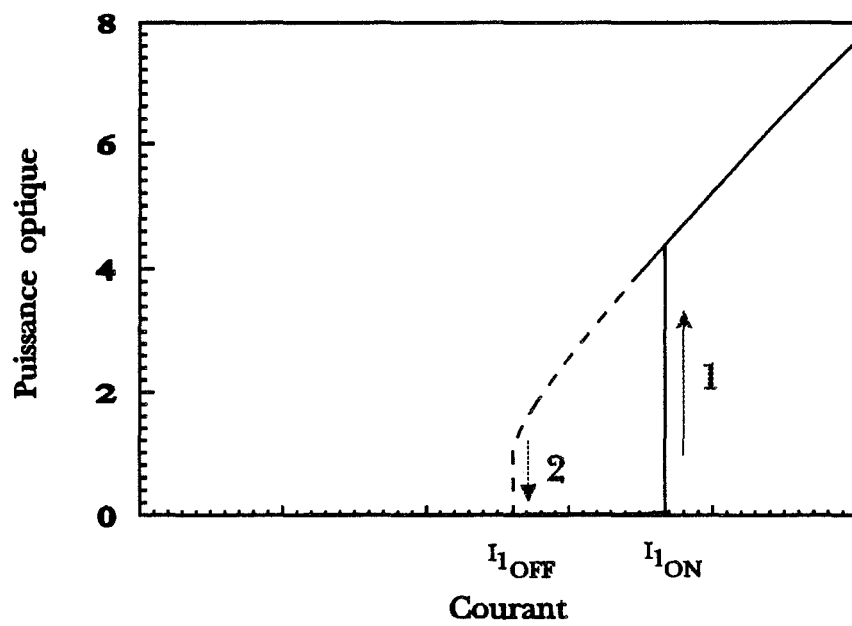


Figure IV.7 Caractéristique statique $P(I)$ montrant la bistabilité du laser multiélectrode à absorption saturable

en sortie du laser (P-I) et l'évolution de la densité de porteurs avec le courant I_1 en régime statique sont montrés fig.IV.7.

Pour un faible courant I_1 , les courbes (A) et (B) se croisent en un seul point et on a une solution unique où la densité des photons S est faible; le laser est en dessous du seuil. Augmentant le courant I_1 , la densité des porteurs N augmente proportionnellement. Une augmentation progressive du courant nous amène à la zone (a) de la courbe (B), et on a trois intersections, dont deux peuvent être confondues. Du point de vue physique; il n'y a pas de raison pour laquelle la solution passerait en un point sur la section (c) de la courbe (B). En effet, à ce stade, la densité des photons est toujours faible et l'absorption dans la zone de contrôle n'est pas saturée, et un changement considérable de la densité de photons est nécessaire pour saturer l'absorption et pouvoir passer à la zone (c).

L'augmentation du courant entraîne une augmentation de la densité des porteurs jusqu'à ce qu'aucune intersection dans la zone (a) ne soit possible; la solution passe alors brusquement à la section (c) et on a un changement brutal de la densité des photons. Ceci correspond à la saturation de l'absorption; ce phénomène est appelé en terminologie anglosaxonne "Q-switching" [16,17] puisqu'il correspond à une modification brusque du facteur de qualité de la cavité du laser. La densité des photons S augmente ensuite presque linéairement avec le courant I_1 , alors que la densité des porteurs augmente très légèrement à cause de la compression du gain optique qui entraîne une diminution du rendement quantique interne.

Diminuant le courant I_1 , la solution suit la courbe (B) sur la section (c) jusqu'à ce qu'aucune solution ne puisse exister sur celle-ci. La solution repasse alors à la section (a); le laser ne "lase" donc plus. Il est clair que le courant de commutation ON-OFF n'est pas le même que celui pour la commutation OFF-ON, d'où le phénomène de bistabilité optique.

L'analyse mathématique ci-dessus est très abstraite et ne reflète pas forcément les phénomènes physiques qui se déroulent dans le laser. Pour clarifier le processus physique, partons de la situation pour laquelle le courant I_1 est faible. Dans ce cas, le gain est trop faible pour compenser à la fois les pertes optiques dues au guidage, aux miroirs, ainsi que la forte absorption de la zone de contrôle. La densité des photons émis par la zone du gain est alors trop faible pour amener la densité des porteurs de la zone de contrôle à celle nécessaire pour la transparence. L'augmentation du courant I_1 entame l'augmentation de la densité de porteurs dans la zone de gain, et par conséquent du gain optique. Quand celui-ci atteint la valeur nécessaire pour compenser toutes les pertes, l'émission stimulée prend le dessus et la densité des photons est suffisante pour amener la densité des porteurs dans la zone de contrôle à celle de la transparence optique; le phénomène est le même que celui du pompage optique. On dit

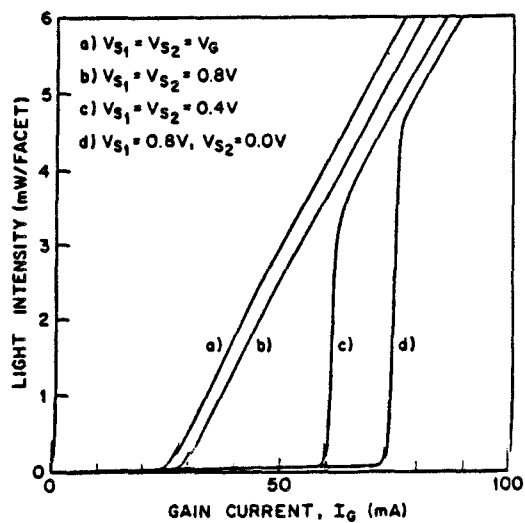


Figure IV.8 La caractéristique statique $P(I)$ pour différents potentiels de contrôle V_s [10]

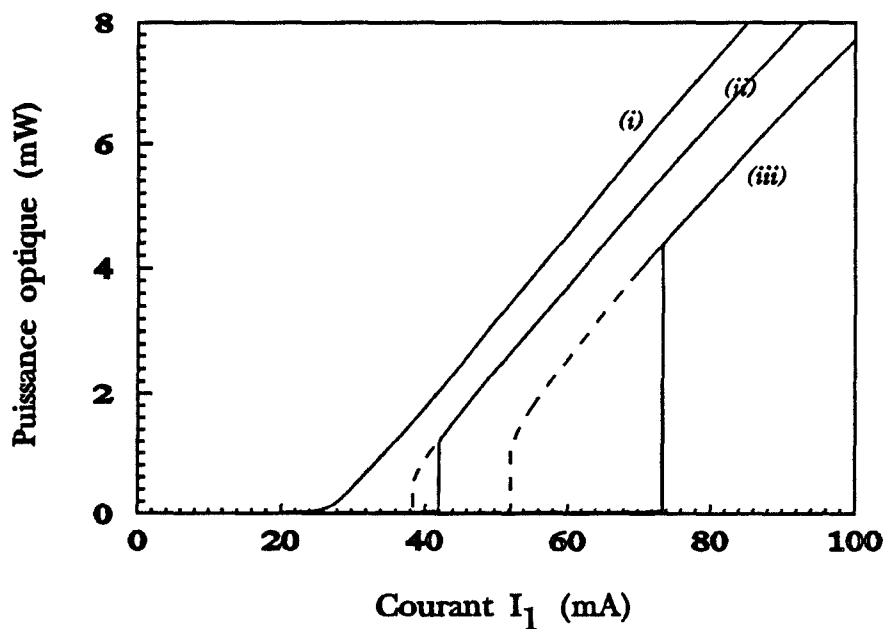


Figure IV.9 Caractéristique statique $P(I)$ calculée pour différentes valeurs de V_{abs}

- (i) $V_{abs} = 0.8V$
- (ii) $V_{abs} = 0.4V$
- (iii) $V_{abs} = 0.0V$

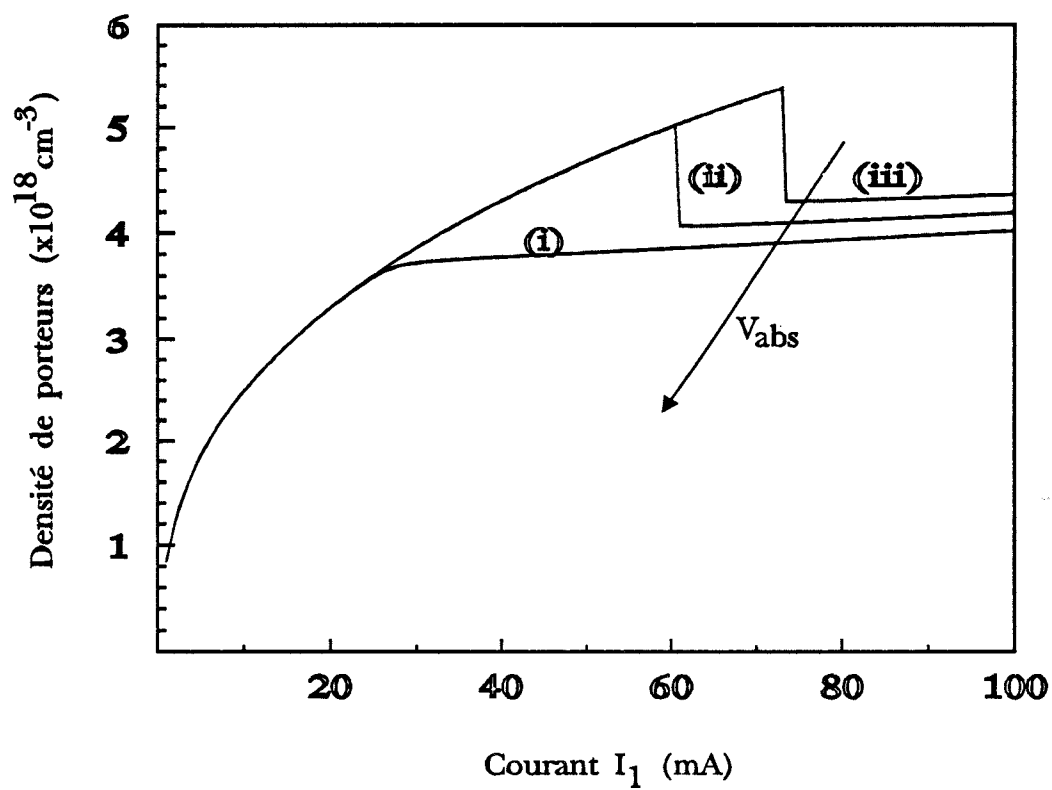


Figure IV.10 Densité de porteurs dans la cavité du laser en fonction du courant de polarisation pour différentes valeurs de la tension de contrôle V_{abs}

(i) $V_{\text{abs}} = 0.8V$

(ii) $V_{\text{abs}} = 0.4V$

(iii) $V_{\text{abs}} = 0.0V$

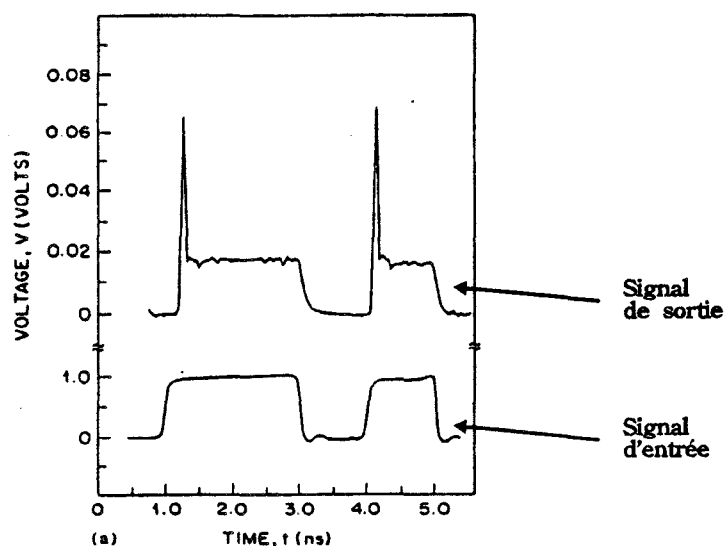


Figure IV.11 Réponse transitoire du laser multiélectrode à un signal digital [10].

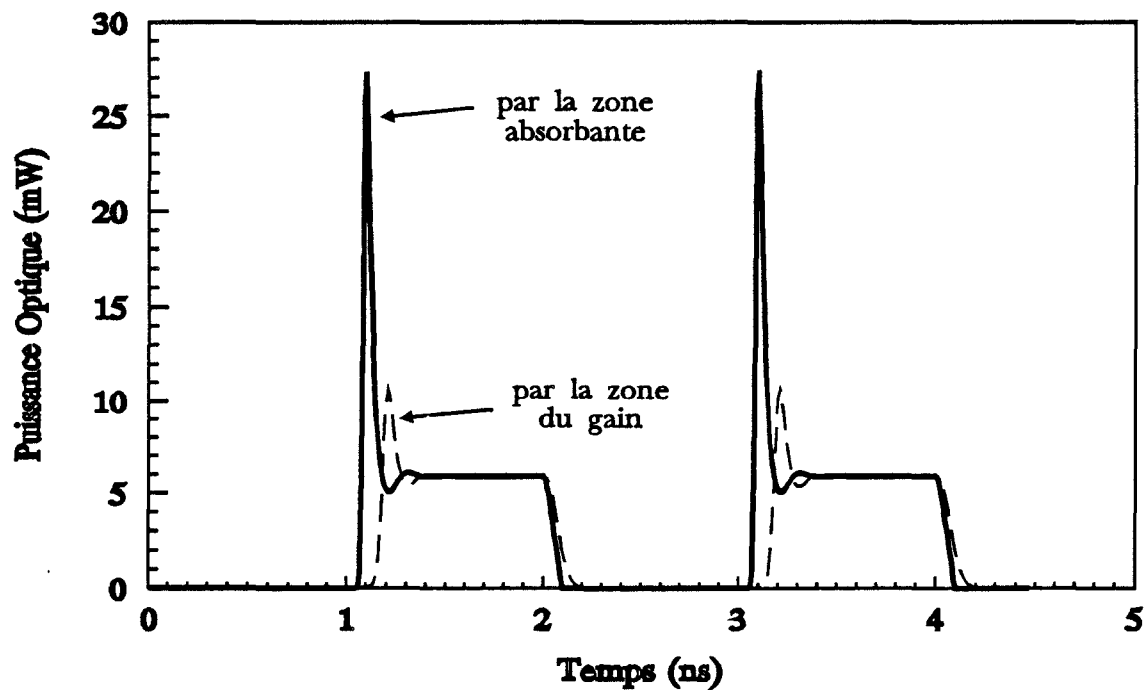


Figure IV.12 Réponse transitoire calculée pour un signal carré injecté

— par l'électrode de la section absorbante

- - par l'électrode de la section de gain

alors que l'absorption sature, les pertes totales de la cavité sont alors diminuées, et ne correspondent plus qu'à celles dues au guidage et aux miroirs.

Pour un laser polarisé avec un courant I_1 au-dessus du seuil, une diminution de ce courant entraîne une diminution de la densité des photons, mais qui reste suffisante pour maintenir la densité des porteurs dans la zone de contrôle à une valeur proche de celle nécessaire pour la transparence optique. Une diminution supplémentaire du courant I_g résulte en une diminution proportionnelle en puissance optique (densité de photons); et par conséquent une augmentation de l'absorption dans la zone de contrôle. Cette augmentation de l'absorption est alors compensée par une augmentation correspondante de la densité de porteurs dans la zone de gain, et par conséquent en un gain supérieur, jusqu'au point où le courant injecté n'est plus en mesure de fournir les porteurs nécessaires pour maintenir un gain équivalent aux pertes qui augmentent progressivement. Le laser passe alors en régime OFF. Les courants I_{gON} et I_{gOFF} que l'on définit respectivement pour le passage du régime OFF à ON et de ON à OFF, dépendent évidemment du niveau d'injection initial dans la zone de contrôle.

Le modèle décrit ci-dessus a été appliqué au laser dont les résultats ont été publiés dans [10] et dont la structure a été présentée fig.IV.1.a. en utilisant les paramètres présentés tableau IV.1.

Les caractéristiques P-I expérimentales du laser de la référence [10] sont reproduites fig.IV.8. Les caractéristiques statiques obtenues par la modélisation sont présentées fig.IV.9. La correspondance entre les deux est frappante. Ceci nous permet donc de vérifier la validité du modèle, au moins en régime statique. La fig.IV.10 montre les variations de la densité des porteurs avec le courant I_g en fonction de la tension appliquée. La densité des porteurs est nettement supérieure à celle rencontrée dans les lasers à une électrode afin de compenser les pertes introduites par la section de contrôle, et elle augmente avec la diminution du potentiel appliqué sur la zone de contrôle.

3.2. Caractéristiques Dynamiques

REGIME TRANSITOIRE

Le modèle décrit ci-dessus a alors été utilisé pour simuler le comportement du laser en régime temporel, en réponse à un signal périodique carré de fréquence 0,5GHz appliqué sur l'électrode de contrôle. L'amplitude du signal est de 0.4 V. La réponse transitoire mesurée tirée de [10] et celle modélisée sont montrées Fig.IV.11 et Fig.IV.12, respectivement. On remarque une très forte résonance, nettement supérieure à celle obtenue par la modulation de la zone de gain; montrée en tirets sur la fig.IV.12. La raison de cette forte amplitude est la forte inversion

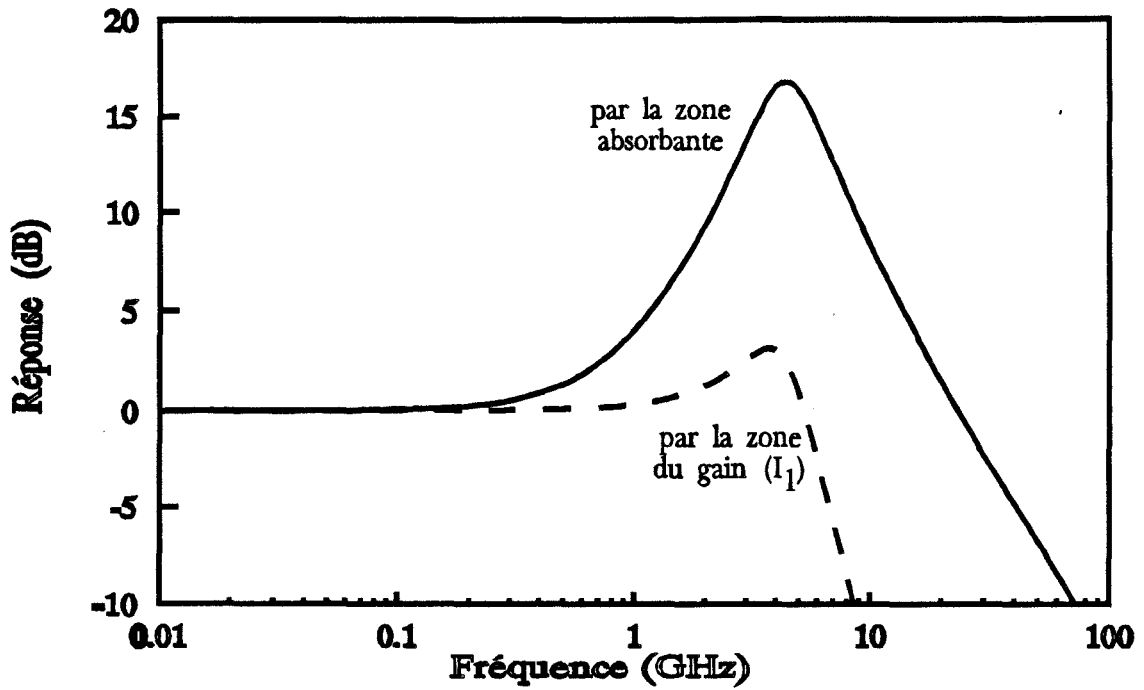


Figure IV.13 Réponse fréquentielle calculée pour une modulation petit signal
 — par l'électrode de la section absorbante
 - - par l'électrode de la section de gain

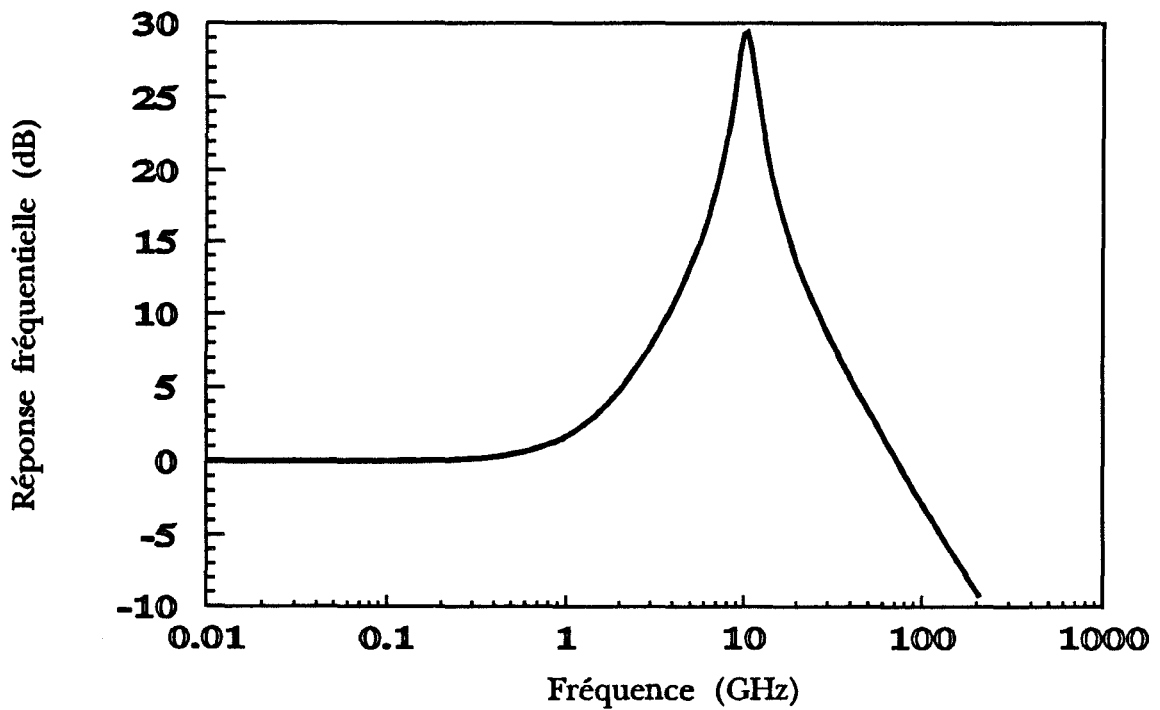


Figure IV.14 Réponse fréquentielle calculée pour un laser multiélectrode supposé fabriqué à base de matériau contraint.

de population établie dans la zone de gain, et qui servait à maintenir l'équilibre avec les pertes dans la zone de contrôle. Celles-ci étant réduites par la tension appliquée, une grande quantité de porteurs est alors disponible pour l'émission stimulée, et ceci quasi instantanément. La montée de la densité des photons est alors rapide et forte, et elle consomme la totalité des porteurs en excès dans la zone de gain.

REGIME FREQUENTIEL

La forte résonance et le faible retard nous ont donc conduit à penser que la réponse fréquentielle de ce laser aurait une bande passante très grande. Une simulation en régime petit signal a donc été effectuée et la réponse fréquentielle obtenue pour la modulation paramétrique par la zone de contrôle est montrée fig.IV.13, comparée à celle obtenue pour la modulation par la zone de gain (montrée en pointillés). On peut remarquer, comme prévu, une forte amplitude de la résonance ainsi qu'une bande passante importante.

Une caractéristique intéressante de la réponse fréquentielle à une modulation paramétrique, est la pente de -20dB/decade au-delà de la résonance, comparée à celle de -40dB/decade pour la modulation directe par la zone de gain. Ceci est caractéristique d'une fonction de transfert du second ordre avec un zéro. La fréquence de coupure (-3 dB) est alors de l'ordre de 40 GHz, alors que pour la modulation directe, elle est de l'ordre de 7 GHz.

Ce résultat montre l'intérêt potentiel de ce type de laser pour la modulation hyperfréquence de la lumière, et notamment dans le domaine millimétrique. On conçoit en effet que pour un laser, dont la fréquence de résonance se situe aux environs de 20GHz, comme c'est le cas actuellement avec des structures à base de GaAs ou InP à puits quantiques contraints et à modulation de dopage [18,19], des fréquences de coupures nettement supérieures à 40GHz pourraient être atteintes plus facilement qu'avec des structures classiques monoélectrodes.

En effet, le gain optique des puits quantiques contraints est supérieur à celui des puits quantiques en accord de maille [20,21]. En outre, la modulation de dopage (type p) améliorerait le gain optique différentiel dans les puits quantiques [22,23,24], augmentant ainsi la fréquence de coupure intrinsèque du laser. Nous avons donc calculé le gain optique différentiel du laser rapporté dans [19], ce gain est de l'ordre de $15 \times 10^{-12} \text{m}^3 \text{s}^{-1}$. Si le laser multiélectrode en question dans ce chapitre était fabriqué du même matériau que celui dans [19] on pourrait espérer atteindre une fréquence de coupure intrinsèque de l'ordre de 100GHz, comme il est montré fig.IV.14.

Etant donné l'intérêt potentiel de ces structures multiélectrodes pour les

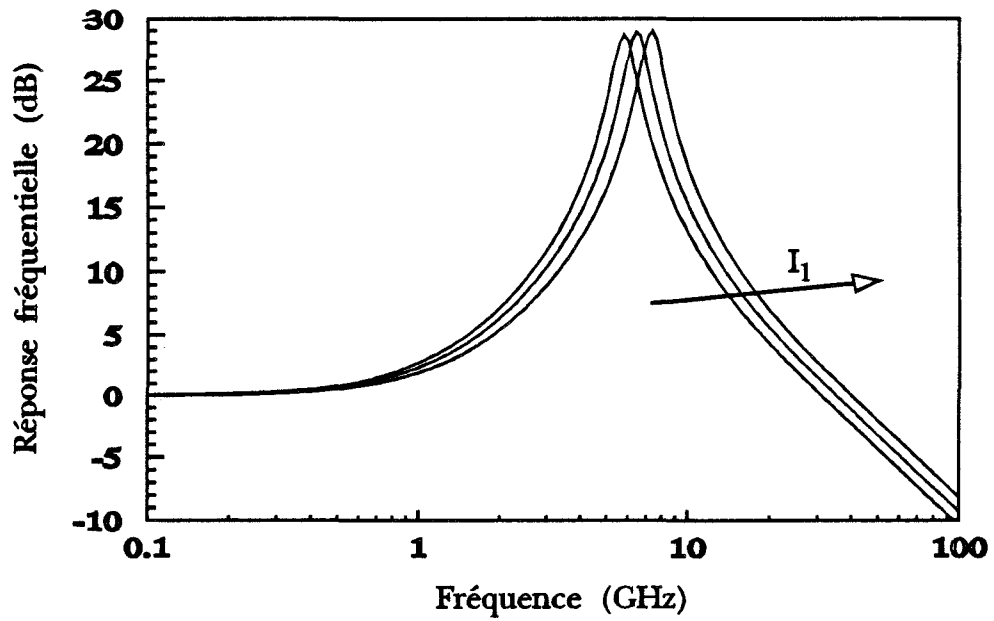


Figure IV.15 Réponse fréquentielle calculée à partir de l'expression analytique (11) pour le laser multiélectrode modulé par la zone absorbante, pour différents courant de polarisation I_1 . A noter la surévaluation de la résonance.

hyperfréquences (millimétriques), il nous a paru intéressant de développer une analyse petit signal de ce type de laser. Ceci nous permettra de disposer d'un outil commode d'emploi pour étudier facilement l'influence des différents paramètres (courant, tension, ...) sur le comportement fréquentiel de ce type de laser, notamment grâce à la détermination d'expressions analytiques (fonction de transfert, fréquence de résonance, ...). Une analyse petit signal a donc été menée à partir des équations (8). Les détails de cette analyse sont fournis, annexe 2. Nous y montrons en particulier que la fonction de transfert normalisée est donnée par :

$$h(\omega) = \frac{(j\omega + \omega_s)}{(\omega_r^2 - \omega^2) + j\omega\omega_s} \frac{\omega_r^2}{\omega_s} \quad (11)$$

où

$$\omega_s = gS_0 + 1/\tau_n$$

et où ω est la pulsation du signal appliqué, $\tau_n = (A_{nr} + 2B_{sp}N_0 + 3C_a N_0^2)^{-1}$ est la durée de vie différentielle des porteurs, $\omega_r = \sqrt{gS_0/\tau_p}$ est la pulsation de résonance, identique à celle obtenue pour une structure classique, $\tau_p = [v_g(\alpha_b + \alpha_m + \frac{\Phi_{abs}}{\Phi_0} \alpha_{abs}(V_{abs}, S_0))]^{-1}$ est la durée de vie des photons. La fonction de transfert (11) est présentée fig.IV.15. Le comportement est semblable à celui obtenu avec le modèle grand signal [Fig.IV.13]. On peut noter que l'amplitude de la résonance prévue par cette analyse est supérieure à celle montrée Fig.IV.13. Ceci est dû à l'hypothèse simplificatrice selon laquelle on a négligé la saturation du gain optique, ce qui se traduit par un faible amortissement de la résonance. La solution numérique des équations (9) nous a permis d'obtenir les valeurs statiques des densités de porteurs et de photons, nécessaires pour la détermination des différents paramètres de la fonction de transfert du laser multiélectrode présenté au début de cette étude [10], en régime petit signal. Les valeurs obtenues, les courants de seuil ainsi que les fréquences de coupure (-3dB), pour un courant $I_1=75$ mA et différentes polarisations de la zone absorbante sont données dans le tableau IV.2.

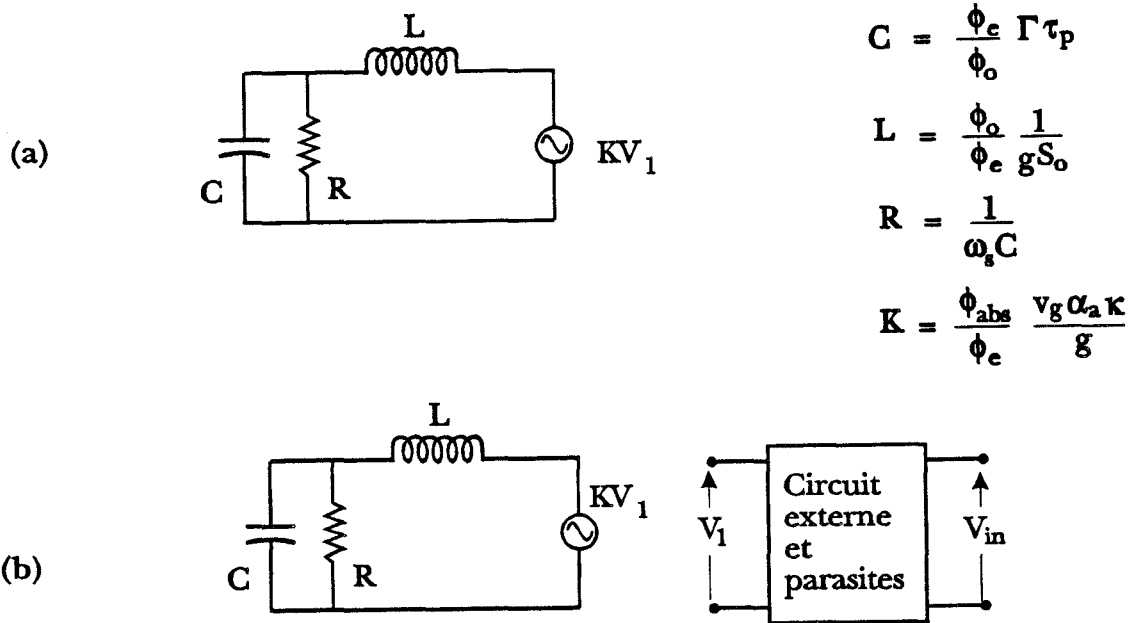


Figure IV.16 Circuit équivalent petit signal pour la modulation hyperfréquence par la zone absorbante; (a) tirée directement des équations [A2 (6 et 7)]; (b) modifié pour tenir compte du circuit externe.

V_{abs1}	V_{abs2}	I_{th}	$f_s = \frac{\omega_s}{2\pi}$	$f_r = \frac{\omega_r}{2\pi}$	f_{c3dB}
(Volt)	(Volt)	(mA)	(GHz)	(GHz)	(GHz)
0.8	0.8	28	1.15	6.2	48
0.4	0.4	62	1.14	6.0	45
0.0	0.8	70	1.13	5.8	43

Tableau IV.2 : Fréquences de résonance et de coupure du laser multiélectrode présenté au début de cette étude [10] avec deux électrodes de contrôle, pour différents potentiels de polarisation V_{abs1} et V_{abs2} .

On remarque que les fréquences de coupure bougent relativement peu avec la tension de polarisation de la zone de gain. Il est intéressant de noter que l'analyse décrite ci-dessus est valable pour toute modulation paramétrique, dès lors que l'on agit directement sur le gain optique ou sur l'absorption. Ainsi, une modulation du gain optique par échauffement de porteurs a récemment été proposée [25] pour une modulation paramétrique et une fonction de transfert identique à [11] est prévue. Ceci sera présenté de façon plus détaillée dans les perspectives.

CIRCUIT EQUIVALENT PETIT SIGNAL

Les équations d'évolution petit signal à partir desquelles la fonction de transfert (11) a été déduite peuvent être représentées par un circuit équivalent de la forme montrée fig.IV.16.a. Le potentiel V_1 représente la tension (petit signal) appliquée à l'électrode de contrôle, et le courant I_1 représente la puissance optique (petit signal) en sortie. La fonction de transfert est alors représentée par l'admittance du circuit. La fig.IV.16.b montre une forme plus convenable du circuit équivalent et qui révèle une impédance d'entrée infinie. Ceci est dû au fait que l'absorption a été considérée comme étant une fonction instantanée du potentiel et qu'aucun courant n'a été pris en considération. Cette hypothèse peut être justifiée si on tient compte du fait que la zone de contrôle est polarisée en dessous du potentiel de jonction (built-in) et que son impédance est alors très grande.

4. Effets de charge dans la zone active

La réponse fréquentielle obtenue ci-dessus nous a paru un peu exagérée. Une analyse plus approfondie se montrait alors indispensable. En effet, les analyses ci-dessus supposent que l'absorption est une fonction instantanée de la tension appliquée. Ceci pourrait être admissible dans le cas de l'utilisation d'un phénomène d'électro-absorption par effet Stark dans des puits quantiques [8], par effet de band-filling, ou dans le cas de la modulation du gain optique par

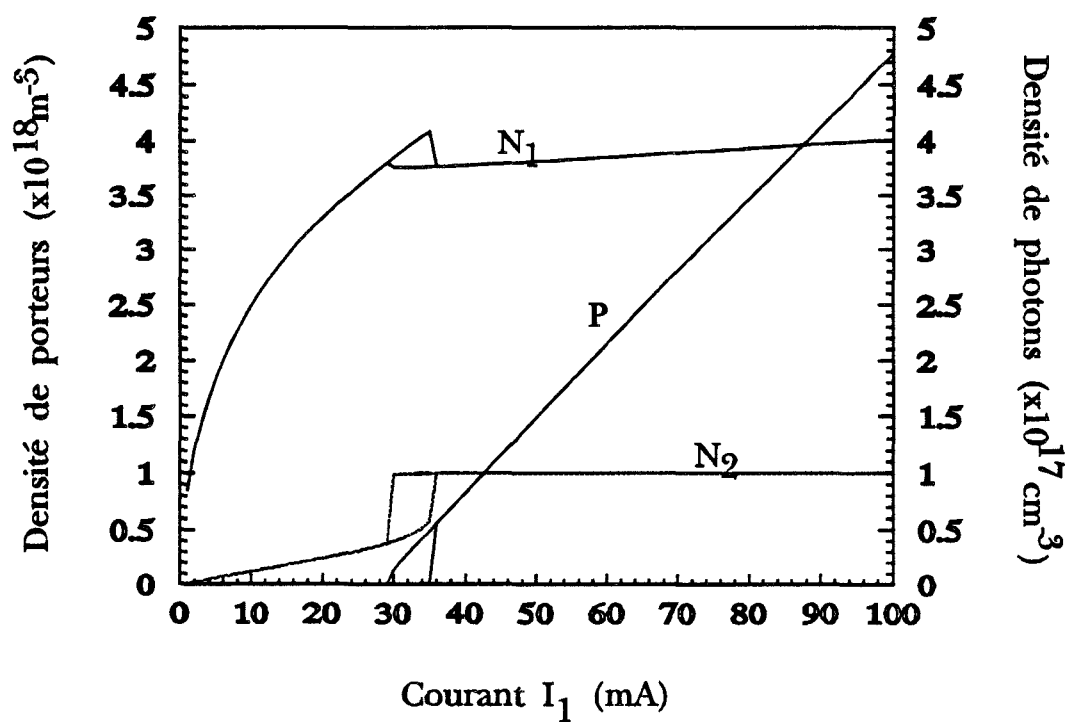


Figure IV.17: Evolution des densités de porteurs N_1 (zone de gain), N_2 (zone de contrôle) et de la densité de photons dans la cavité du laser en fonction du courant dans la zone de gain, pour un courant $I_2=0$ dans la zone de contrôle.

échauffement de porteurs [25]. Si on suppose en revanche que la modulation est obtenue en modulant un courant électrique injecté dans la zone de contrôle, les effets de relaxation des porteurs peuvent réduire la fréquence de coupure du laser [26]. En effet, à cause de la durée de vie finie des porteurs dans la zone de contrôle, la densité des porteurs, et par conséquent l'absorption, ne peut pas suivre immédiatement les variations du courant injecté. Ceci signifie que l'hypothèse d'une variation instantanée de l'absorption n'est pas tout à fait valable.

Pour conserver le caractère rapide du dispositif, cette remarque nous invite donc à polariser l'électrode de commande au voisinage d'une polarisation nulle, voire en polarisation inverse. Ceci permettrait en effet de chasser rapidement les porteurs créés par absorption dans la zone de contrôle sous l'effet d'une tension négative. Le signal modulant appliqué aurait ainsi pour effet de créer une zone de contrôle soit non (ou peu) absorbante lorsque les porteurs photocréés conduisent à une saturation d'absorption, soit fortement absorbante lorsque le signal de modulation chasse les porteurs. En outre, le fait de posséder une électrode de contrôle courte nous permettrait de penser que l'on peut ainsi réduire les effets de charge dans la zone active.

Comme on peut passer alternativement d'un état absorbant à un état de gain optique, l'expression du gain optique utilisée pour représenter la zone de contrôle doit prendre en compte cet effet. Une expression adéquate doit donc être trouvée pour représenter le gain optique en fonction de la densité des porteurs, aussi bien au dessus qu'en dessous de la densité à la transparence. L'analyse en régime statique sera quasiment la même que celle décrite au paragraphe IV.3.1. Nous avons alors entrepris de résoudre l'ensemble des équations (1-3) par une méthode numérique et ceci en régime statique. Les détails de la méthode de résolution ainsi que l'analyse en régime dynamique petit signal sont décrits dans l'annexe 3.

4.1 Analyse statique

La fig.IV.17 montre l'évolution de la densité de photons, ainsi que la densité de porteurs dans la zone du gain (N_1). On retrouve des résultats tout à fait semblables à ceux déjà présentés fig.IV.9 et fig.IV.10 ainsi qu'on pouvait s'y attendre, à ceci près que la commande dans la zone de contrôle est obtenue en modifiant la valeur du courant injecté. Nous présentons en plus l'évolution de la densité des porteurs dans la zone de contrôle (N_2).

Cette courbe révèle qu'une fois l'émission laser établie, la densité de porteurs dans la zone de contrôle (N_2) atteint la valeur nécessaire pour la transparence (N_{Om}) et reste désormais inchangée. Ceci s'explique de la façon suivante: si on suppose que la densité de porteurs dépasse N_{Om} , l'excès de porteurs, généré par l'absorption, entraînerait un gain positif, et la zone de contrôle réémettrait les photons qu'elle aurait absorbés, en consommant cet excès

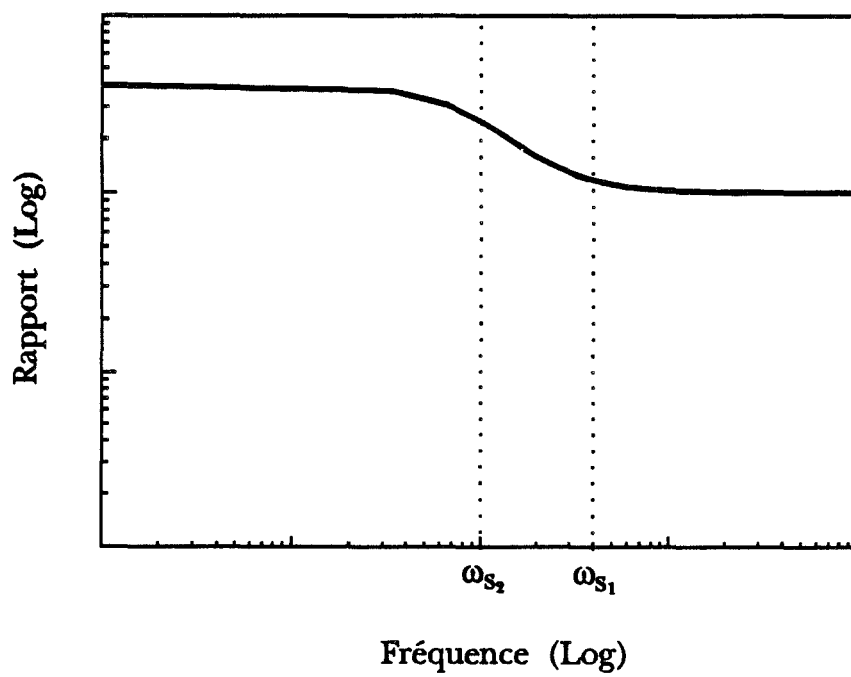


Figure IV.18 : Evolution de la fraction $\frac{j\omega + \omega_{s1}}{j\omega + \omega_{s2}}$ avec la fréquence.

de porteurs. La densité de porteurs restera alors égale à celle de la transparence comme elle reste égale à la valeur du seuil dans un laser classique.

Le problème qui se pose est celui de trouver une expression pour $G(N,S)$ qui soit valable au dessus, aussi bien qu'en-dessous du seuil. Différentes expressions ont été essayées, et il apparait que la forme joue plutôt sur le courant du seuil, mais que la densité de porteurs N_2 reste toujours égale à N_{Om} pour le laser au dessus du seuil. Ce résultat signifie que le gain net dans la zone de contrôle reste égal à zéro tant que le laser est au dessus du seuil. Ceci simplifie nettement l'analyse petit signal, puisque la forme exacte du gain (ou plutôt l'absorption) en dessous du seuil n'importe plus. La densité de porteurs est telle qu'on peut utiliser la forme II.9 pour exprimer le gain optique différentiel du matériau à partir duquel est fabriqué le laser.

4.2. Analyse petit signal

Utilisant la même technique de perturbation que dans le paragraphe IV.3.2, et tout en tenant compte du fait que la densité des porteurs dans la zone de contrôle est égale à N_{Om} et que le gain optique net correspondant est nul, on obtient la fonction de transfert suivante:

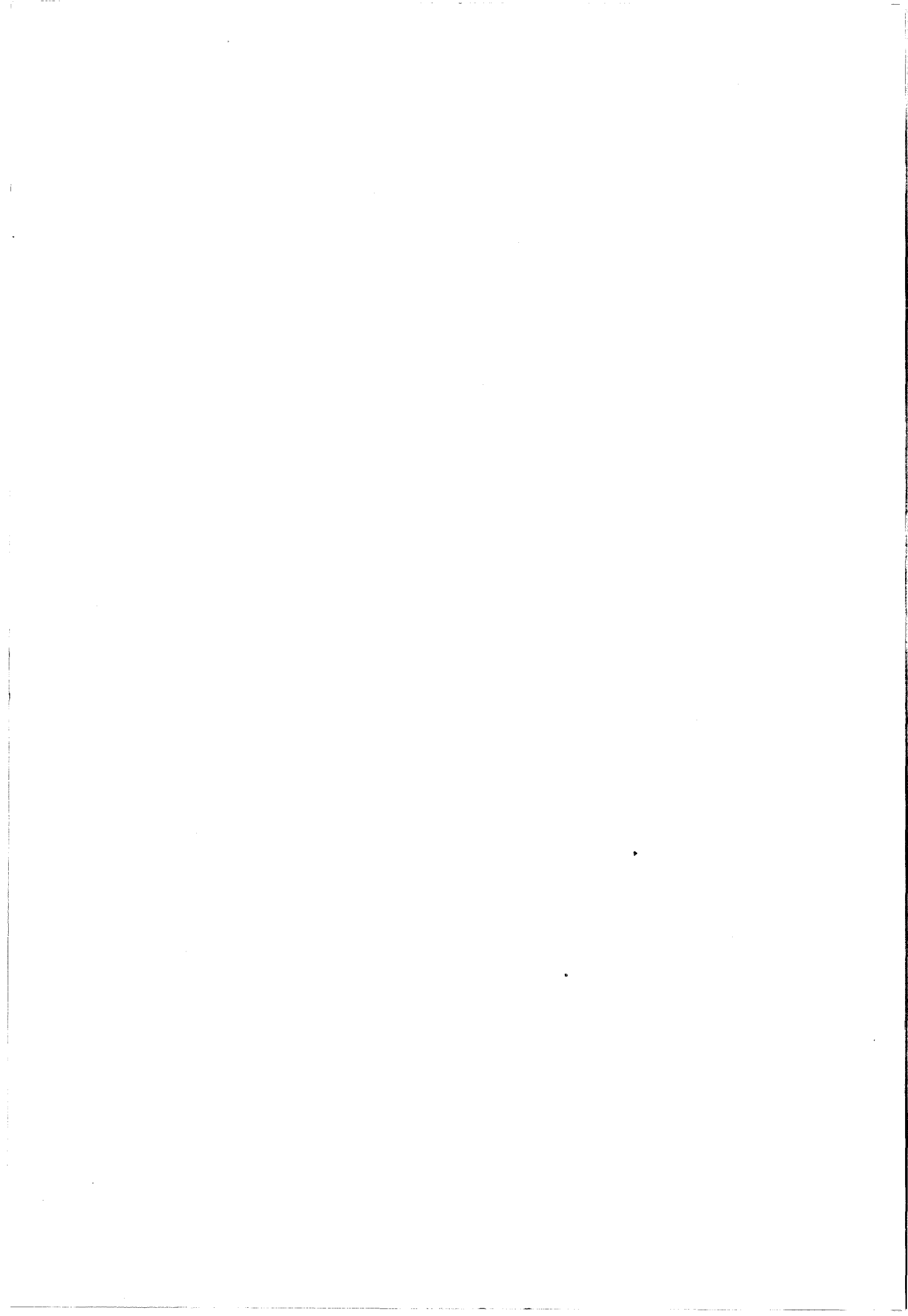
$$S = \frac{A(j\omega + \omega_{s_1})i_2}{(j\omega + \omega_{s_2}) \left[(j\omega)^2 + j\omega \left(\omega_{s_1} + \frac{1}{\tau_p'} \right) + \frac{g_1 S_o}{\tau_p'} \right]} \quad (12)$$

où l'on a négligé l'effet des émissions spontanées. Cette expression révèle une résonance à une pulsation donnée par $\omega_r^2 = \frac{g_1 S_o}{\tau_p'}$ qui est pratiquement la même que pour un laser à une électrode.

Pour la modulation par l'électrode de contrôle, l'expression de la fonction de transfert est semblable à celle pour la modulation d'un laser monoélectrode, sauf qu'il existe un zéro et un pôle supplémentaires à ω_{s_1} et ω_{s_2} , respectivement. Les fréquences ω_{s_1} et ω_{s_2} sont données par :

$$\omega_{s_1} = g_i S_o + \frac{1}{\tau_n} \quad (13)$$

Si on considère que le gain optique est le même dans les deux zones, et sachant que la densité de porteurs dans la zone de contrôle ($\approx N_{Om}$) est inférieure à celle dans la zone de gain, on arrive à la conclusion que $\omega_{s_1} > \omega_{s_2}$. La fig.IV.18 montre l'évolution de la fraction



$\frac{(j\omega + \omega_{s_1})}{(j\omega + \omega_{s_2})}$ avec la fréquence. Ce rapport aurait tendance à participer à la diminution de la

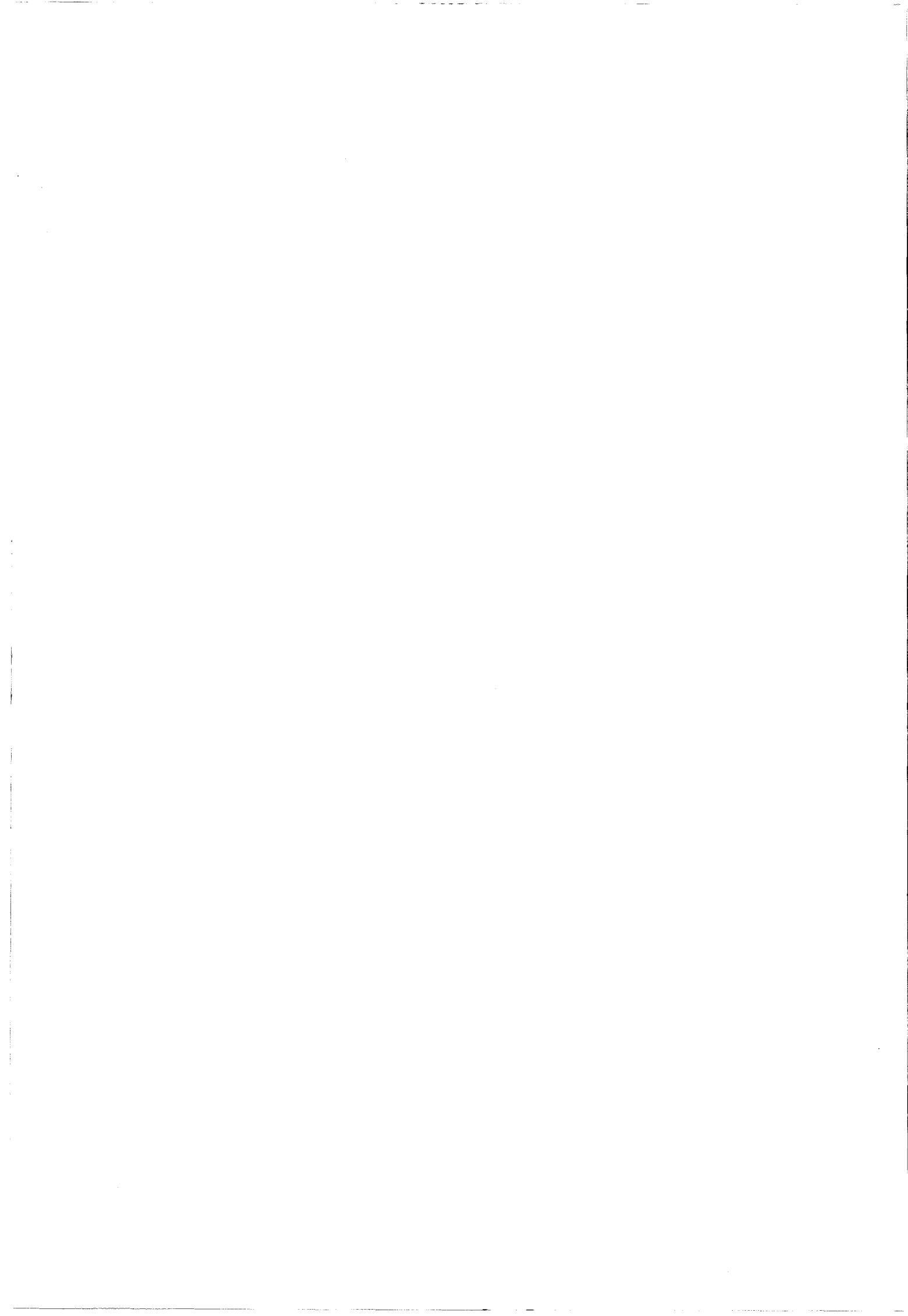
fréquence de coupure du laser multiélectrode, comparée à une structure monoélectrode, lorsque la section de contrôle est polarisée en direct.

5. Aspects technologiques

Il est clair, que pour vérifier les potentialités en modulation hyperfréquence d'une structure laser comportant plusieurs sections, la méthode la plus appropriée à l'issue de nos modélisations consiste à réaliser technologiquement ces dispositifs et en mesurer la réponse fréquentielle.

Si l'on analyse les étapes technologiques pour la réalisation de ces dispositifs, on peut penser que la majeure partie de ces étapes sera analogue à celle nécessaire pour la fabrication d'un laser monoélectrode (croissance épitaxiale, métallisation, procédé de gravure, amincissement, clivage,...). Le point original, et probablement délicat, concerne l'isolation entre les électrodes. Cette isolation est indispensable et doit être la plus élevée possible sachant que l'impédance de la zone d'isolation doit toujours rester la plus élevée possible devant celle de la zone de contrôle, celle-ci pouvant être polarisée en inverse. Les méthodes possibles pourraient être les suivantes, et nous nous limiterons dans ce paragraphe à les présenter brièvement, en commentant leurs avantages et inconvénients:

- Attaque de la couche P⁺ superficielle pour réduire la conductivité entre les électrodes. Cette méthode permet évidemment d'augmenter la résistance électrique entre les électrodes. Cependant pour atteindre des valeurs de résistance élevée, une attaque relativement profonde sera nécessaire. Ceci risque de perturber profondément la propagation de l'onde optique dans la cavité et par conséquent de réduire les performances du dispositif.
- Une autre méthode pourrait être l'implantation de protons entre les électrodes. Cette méthode est déjà utilisée pour l'isolation électrique pour assurer le confinement électrique dans certaines structures laser. Cette méthode semble séduisante; il faut cependant veiller à ce que le matériau implanté ne soit pas un matériau susceptible d'atténuer fortement l'onde optique dans la cavité à cause de niveaux introduites dans la bande interdite. Ce point est à étudier.
- La troisième méthode qui est peut être la plus prometteuse mais aussi la plus originale consiste à hydrogéner le matériau semiconducteur entre les électrodes [27]. Des études



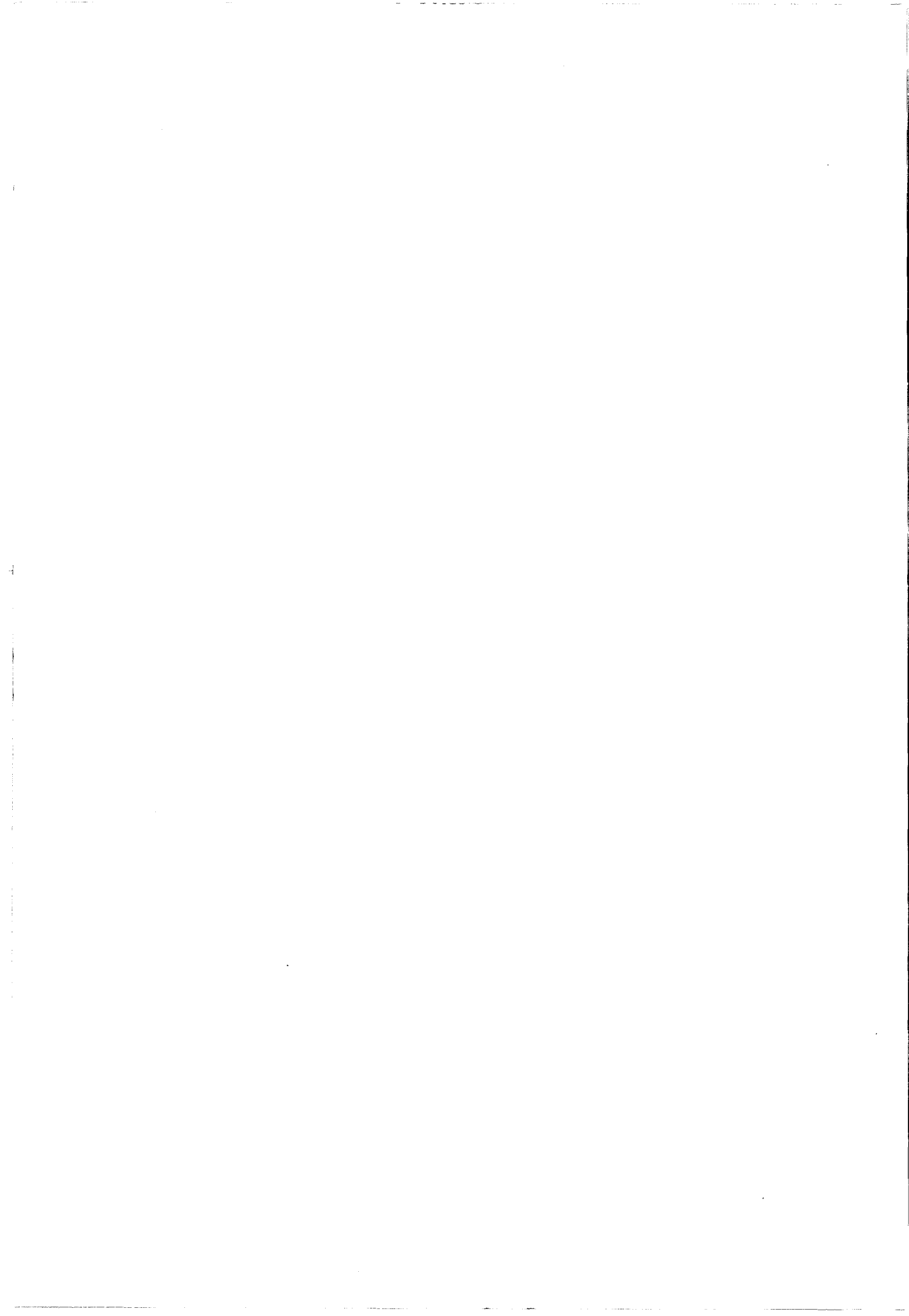
récentes montrent que cette technique appliquée à des matériaux semiconducteurs dopés a pour effet de créer des complexes qui résultent de l'hydrogénation des dopants. La conséquence est une forte augmentation de la résistivité de ces matériaux, qui de plus conservent quasiment leurs propriétés optiques initiales. Cette méthode a déjà été appliquée avec succès pour des matériaux dopés de type N et avec un effet moindre, semble-t-il, pour des matériaux dopés de type P. C'est la raison pour laquelle ce procédé semble fort intéressant, mais à condition que la structure du laser soit inversée comparée à une structure classique, c'est à dire tel que les couches dopées de type N deviennent les couches superficielles. Dans ce cas l'épitaxie pourrait se faire soit sur des substrats de type P, soit plutôt sur des substrats semi-isolants, de façon à bénéficier de cet avantage pour la réduction des éléments parasites d'accès au laser.

Ces aspects technologiques commencent actuellement à être étudiés à l'IEMN en collaboration étroite avec Thomson-LCR.

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons modifié les équations classiques du laser à semiconducteur pour tenir compte de l'existence d'une électrode supplémentaire. Ce laser, à deux ou plusieurs sections, dont l'une, la section de contrôle est utilisée pour la modulation a été modélisé en terme de modèle circuit équivalent, grand et petit signal. Nous en avons analysé le comportement statique et dynamique. Il apparaît que le modèle reproduit fidèlement les résultats expérimentaux de la littérature pour les régimes statiques et transitoires; mais surtout il prévoit une amélioration très sensible des fréquences de coupures comparé à un dispositif monosection, et permettant d'atteindre le domaine millimétrique de manière relativement commode. Ce résultat s'applique à toute modulation paramétrique, gain ou absorption, dans la cavité du laser. Cependant, il semble bien d'après notre étude, que pour tirer au maximum profit des structures multiélectrodes dans une perspective de modulation paramétrique, il faudrait polariser la section de contrôle en inverse ou au voisinage d'une polarisation nulle. Il faut néanmoins noter que la modulation d'un laser par une section de courte longueur devrait avoir pour conséquence de réduire l'importance des éléments parasites (capacités) du dispositif. Sachant que ces effets sont importants, même en polarisation directe on pourra probablement avoir intérêt à utiliser ces structures.

Cet intérêt sera encore plus prononcé si on polarise la section de contrôle en inverse. En effet, les limites imposées par les effets de relaxation sont alors considérablement réduits et les fréquences de coupures prévues sont alors très élevées. De plus, l'impédance de la section de contrôle devient élevée devant les impédances (résistances) parasites d'accès, et les pertes

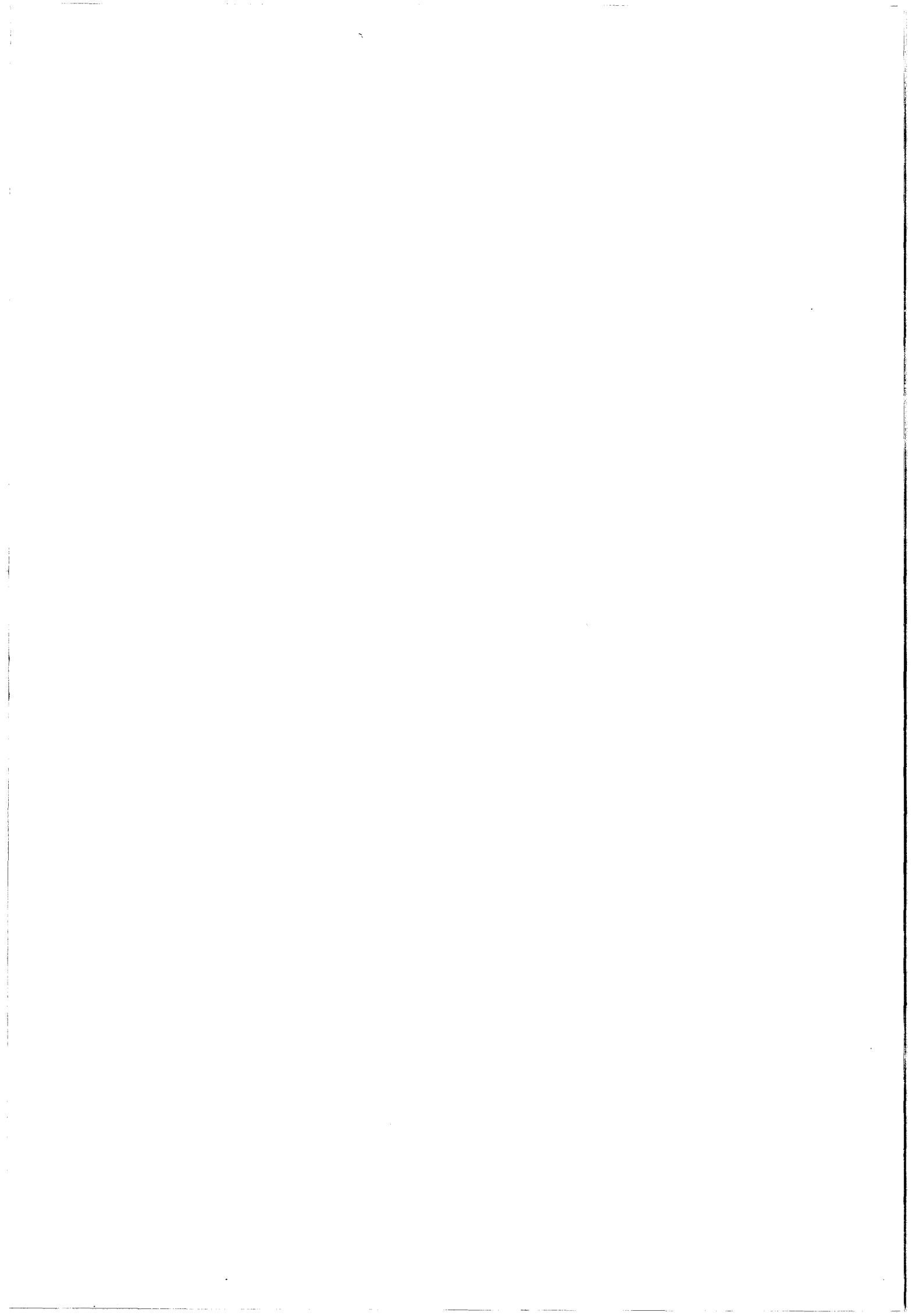


de puissance hyperfréquence devraient être réduites, augmentant ainsi l'efficacité de la modulation du dispositif. Pour vérifier ces prévisions, une vérification expérimentale s'impose.

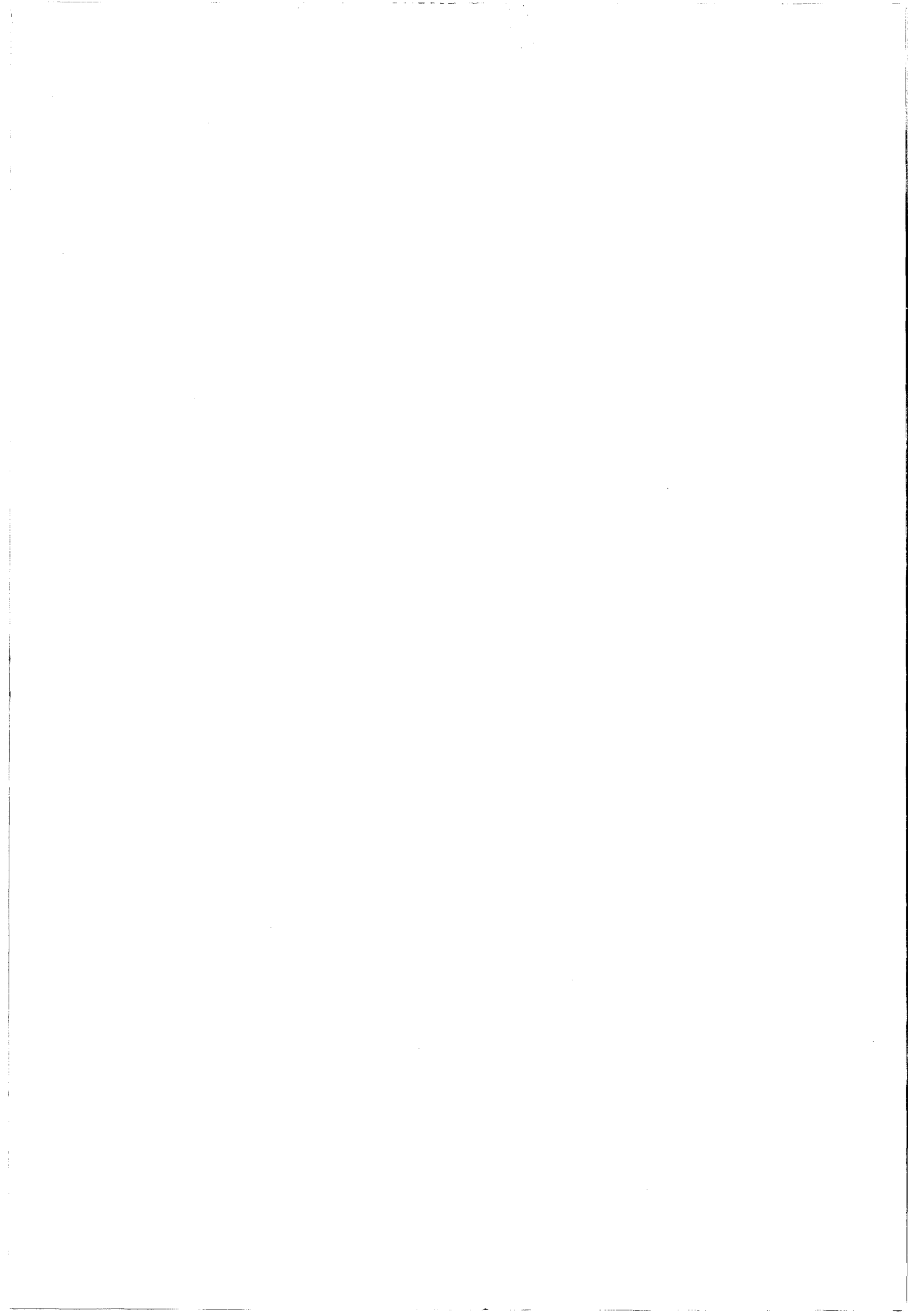


**BIBLIOGRAPHIE
DU CHAPITRE IV**

- [1] H.Kawaguchi; "Progress in optical functional devices using two_section laser diodes/amplifiers"; IEE Proceedings; Vol.140, No.1, February 1993; pp. 3-15.
- [2] R.I.Helkey, D.J.Derickson, A.Mar, J.G.Wasserbauer, and J.E.Bowers; "Millimeter-wave signal generation using semiconductor diode lasers (invited paper)"; Microwave and optical technology letters; Vol.6, No.1, January 1993; pp. 1-5.
- [3] Steve Sanders, Lars Eng, Joel Paslaski, and Amnon Yariv; "108 GHz passive mode locking of a multiple quantum well semiconductor laser with an intracavity absorber"; Appl. Phys. Lett.; Vol.56, No.4, 22 January 1990; pp. 310-311.
- [4] J.Werner, E.Kapon, N.G.Stoffel, E.Colas, S.A.Schwarz, C.L.Schwarz, and N.Andreadakis; "Integrated external cavity GaAs/AlGaAs lasers using selective quantum well disordering"; Appl. Phys. Lett.; Vol.55, No.6, 7 August 1989; pp. 540-542.
- [5] N.Yamada and J.S.Harris, Jr.; "Strained InGaAs/GaAs single quantum well lasers with saturable absorbers fabricated by quantum well intermixing"; Appl. Phys. Lett.; Vol.60, No.20, 18 May 1992; pp. 2463-2465.
- [7] Kam Y.Lau; "Narrow linewidth, continuously tunable semiconductor lasers based on quantum well gain lever"; Appl. Phys. Lett.; Vol.59, No.18, October 1991; pp. 2216-2218.
- [8] Hiroyuki Uenohara, Hidetoshi Iwamura and Mitsuru Naganuma; "Switching characteristics of InGaAs/InP multiquantum well voltage-controlled bistable laser diodes"; Japanese Journal of applied physics; Vol.29, No.12, December 1990; pp. 2442-2444.
- [9] A.F.J.Levi, R.N.Nottenburg, R.A.Nordin, T.Tanbun-Ek and R.A.Logan; "Multielectrode quantum well laser for digital switching"; Appl. Phys. Lett.; Vol.56, No.12, 19 March 1990; pp. 1095-1097.
- [10] J.O'Gorman, A.F.Levi, R.N.Nottenburg, T.Tanbun-Ek, and R.A.Logan; "Dynamic and static response of multielectrode lasers"; Appl. Phys. Lett.; Vol.57, No.10, 3 September 1990; pp. 968-970.



- [11] J.L.Jewell, A.Scherer, S.L.McCall, Y.H.Lee, S.Walker, J.P.Harbison, and L.T.Florez; "Low-threshold electrically pumped vertical-cavity surface-emitting microlasers"; Electronics Letters; Vol.25, No.17, 17th August 1989; pp. 1123-1124.
- [12] Kerry J. Vahala, Michael A.Newkirk, and T.R. Chen; "The optical gain lever: A novel gain mechanism in the direct modulation of quantum well semiconductor lasers"; Appl. Phys. Lett.; Vol.54, No.25, 19 June 1989; pp. 2506-2508.
- [14] D.A.H. Mace, M.A. Fisher, M.G. Burt, E.G. Scott and M.J. Adams; "Non-linear optical absorption in InGaAs/InAlAs multiple quantum wells"; Optics letters; vol.15, No.3, 1990; pp.189-191.
- [15] J.O'Gorman, A.F.J.Levi, T.Tanbun-Ek, and R.A.Logan; "Saturable absorption in intracavity loss modulated quantum well lasers"; Appl. Phys. Lett.; Vol.59, No.1, July 1991; pp. 16-18.
- [16] D.Z.Tsang, J.N.Walpole, Z.L.Liau, S.H.Groves, and V.Diadiuk; "Q Switching of low-threshold buried-heterostructure diode lasers at 10GHz"; Appl. Phys. Lett.; Vol.45, No.3, 1 August 1984; pp. 204-206.
- [17] K.Berthold, A.F.J.Levi, T.Tanbun-Ek, R.A.Logan, and S.N.G.Chu; "Voltage-controlled Q switching of InGaAs/InP single quantum well lasers"; Appl. Phys. Lett.; Vol.55, No.19, 6 November 1989; pp. 1940-1942.
- [18] P.A.Morton, R.A.Logan, T.Tanbun-EK, P.F.Sciortino JR., A.M.Sergent, R.K.Montgomery and B.T.Lee; "25 GHz bandwidth 1.55mm GaInAsP p-doped strained multiquantum-well lasers"; Electronics Letters; Vol.28, No.23, 5th November 1992; pp. 2156-2157.
- [19] S.Weisser, J.D.Ralston, E.C.Larkins, I.Esquivias, P.J.Tasker, J.Fleissner and J.Rosenzweig; "Efficient high-speed direct modulation in p-doped In_{0.35}Ga_{0.65}As/GaAs multiquantum well lasers"; Electronics Letters; Vol.28, No.23, 5th November 1992; pp.2141-2143.
- [20] Yeeloy Lam, John P.Loehr, and Jasprit Singh; "Effects of strain on the high speed modulation of GaAs-and InP-based quantum-well lasers"; IEEE Journal of Quantum Electronics; Vol.29, No.1, January 1993; pp.42-50.



[21] Hiroshi Yasaka, Ryuzo Iga, Yoshio Noguchi, and Yuzo Yoshikuni; "Pure Effects of strain in strained-layer multiple-quantum-well lasers"; IEEE Journal of Quantum Electronics; Vol.29, No.4, April 1993; pp.1098-1103.

[22] T.Takahashi, M.Nishioka, and Y.Arakawa; "Differential gain of GaAs/AlGaAs quantum well and modulation-doped quantum well lasers"; Appl. Phys. Lett.; Vol.58, No.1, 7 January 1991; pp. 4-6.

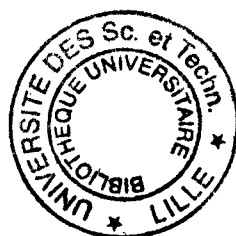
[23] Kazuhisa Uomi, Tomoyoshi Mishima, and Naoki Chinone; "Modulation-doped multi-quantum well (MD-MQW) lasers (Experiment)"; Japanese Journal of Applied Physics; Vol.29, No.1, January 1990; pp. 88-94.

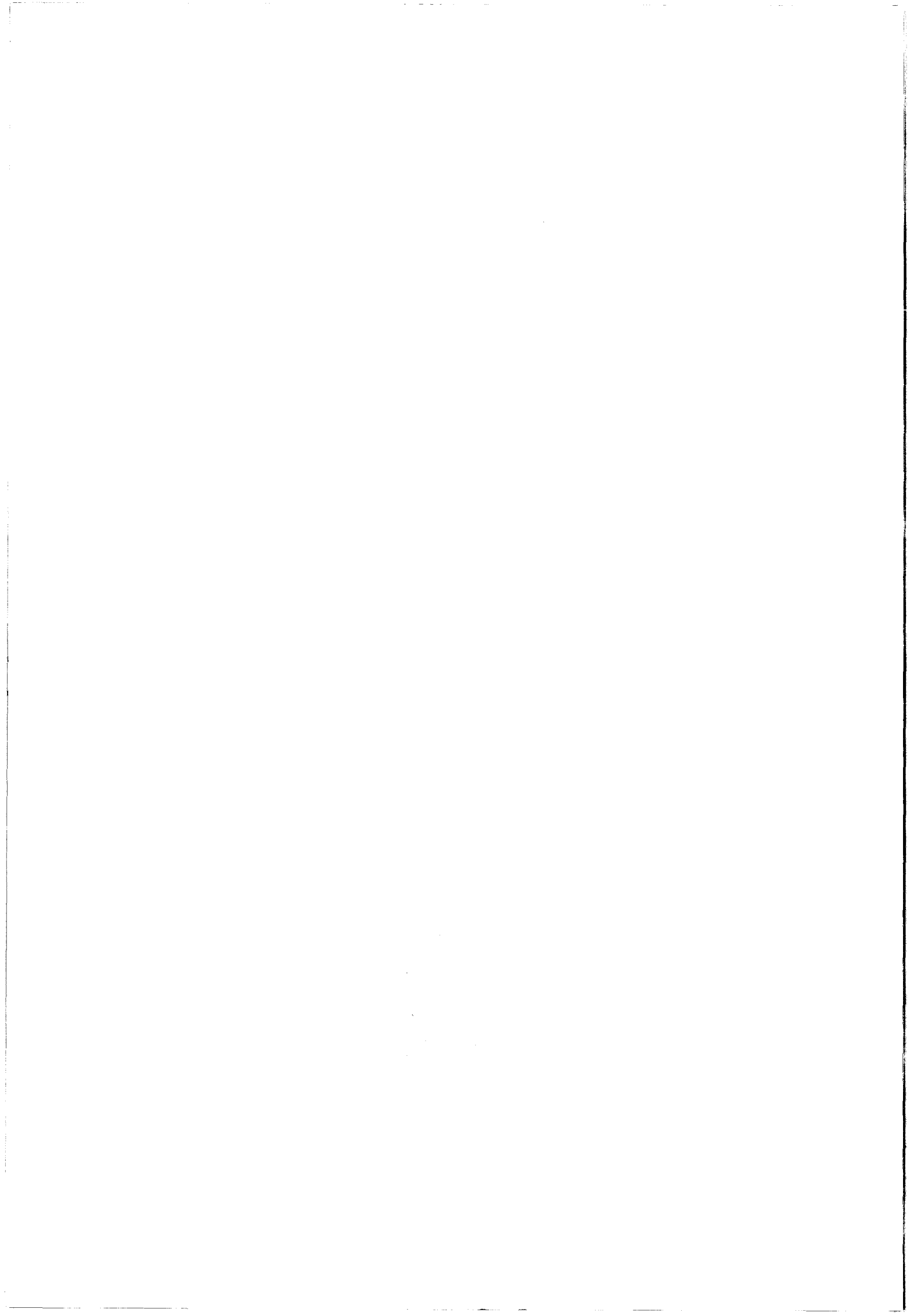
[24] S.O'Brien, J.R.Shealy and G.W.Wicks; "Monolithic integration of an (Al)GaAs laser and an intracavity electroabsorption modulator using selective partial interdiffusion"; Appl. Phys. Lett.; Vol.58, No.13, 1 April 1991; pp. 1363-1365.

[25] S.A.Gurevich I.I.Filatov, B.M.Gorbovitsky, and V.B.Gorfinkel; "High frequency modulation of quantum well heterostructure diode lasers by carrier heating in microwave electric field"; Joint Soviet-American Workshop on the physics of semiconductor lasers; May 20-June 3 1991; pp. 67-73.

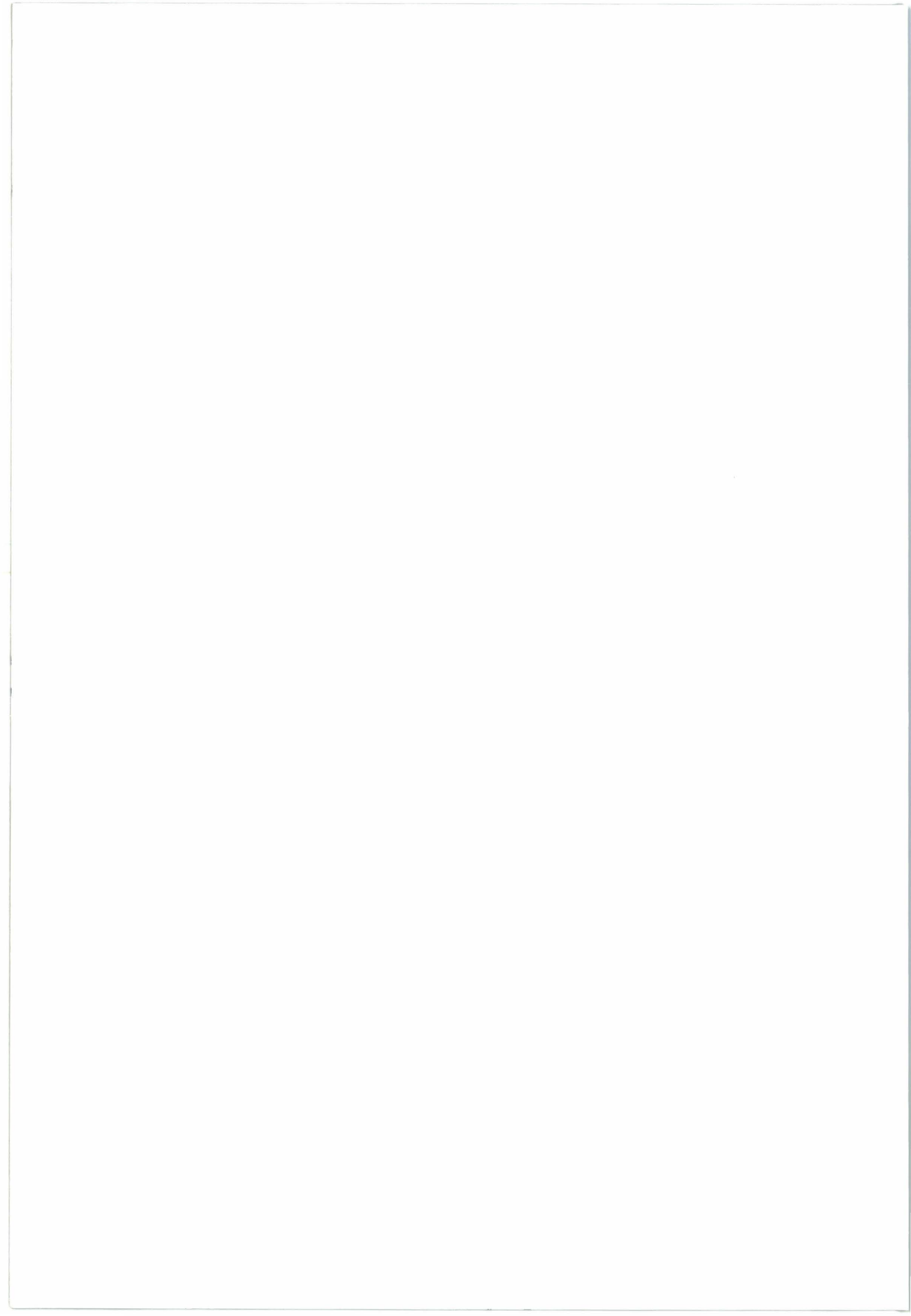
[26] J.Lin, J.K.Gamelin, K.L.Lau, S.Wang, M.Hong, and J.P.Mannaerts; "Ultrafast (up to 39 GHz) relaxation oscillation of vertical cavity surface emitting laser"; Appl. Phys. Lett.; Vol.60, No.1, 6 January 1992; pp. 15-17.

[27] B. Theys, A. Lusson, J. Chevallier, C. Grattepain, S. Kalem and S. Slutzmann; "Hydrogenation of InAs on GaAs heterostructures"; J. Appl. Phys.; Vol.70, No.3, 1 Aug. 1991; pp. 1461-1466.





Conclusion



Conclusion

Les télécommunications optiques tendent à supplanter dans de nombreux domaines les systèmes classiques de transmission, notamment pour les transmissions de signaux numériques. Ce progrès dans le domaine des télécommunications a stimulé de nombreuses recherches sur les composants optoélectroniques, dont les lasers à semiconducteurs. Avec le surcroît des informations à véhiculer, des composants rapides sont nécessaires. Les diodes lasers semblent être les éléments qui limitent à présent la fréquence de fonctionnement des liaisons par fibres optiques. En effet, le record mondial de la fréquence de coupure des lasers est de l'ordre de 30GHz [1], alors que des modulateurs optiques fonctionnant à 52GHz ont été fabriqués [2] et que des détecteurs allant jusqu'à 100GHz sont envisageables [3].

C'est donc dans le contexte du développement d'un outil pour la conception et l'optimisation des liaisons opto-microondes que nous avons développé le modèle qui fait l'essentiel de ce mémoire de thèse, tout en ayant la possibilité de l'utiliser pour étudier le comportement de nouvelles structures de laser.

Nous avons donc, après un rappel du principe de fonctionnement du laser et un survol des différentes catégories de structures de diodes, établi le modèle mathématique du laser à semiconducteur, à partir des principes de base. Nous avons tenu compte des différents processus de recombinaisons et de leur dépendance avec la densité des porteurs. Ces recombinaisons sont généralement représentées dans la littérature par une durée de vie constante; or, ceci n'est pas forcément vrai dans le cas d'une modulation grand signal. Notre modèle est donc capable de représenter plus fidèlement le comportement du laser dans ces conditions. Nous avons aussi utilisé pour la première fois les statistiques de Fermi-Dirac pour relier la tension aux bornes à la densité des porteurs dans la cavité du laser; en effet, jusqu'à présent, dans les modèles types circuit, seules les statistiques de Boltzmann ont été adoptées. Nous considérons que cette approximation est inacceptable dans le cas du laser au dessus du seuil, étant donné la forte injection impliquée. Nous avons aussi, et pour la première fois dans un modèle type circuit, inclus le bruit dû aux émissions spontanées, et nous en tirons directement le RIN du laser.

Nous avons ensuite vérifié la validité du modèle en l'appliquant à un laser à semiconducteur fabriqué à Thomson. Le fonctionnement du laser sous forte modulation a été modélisé, et les résultats obtenus sont en parfait accord avec ceux publiés. Les

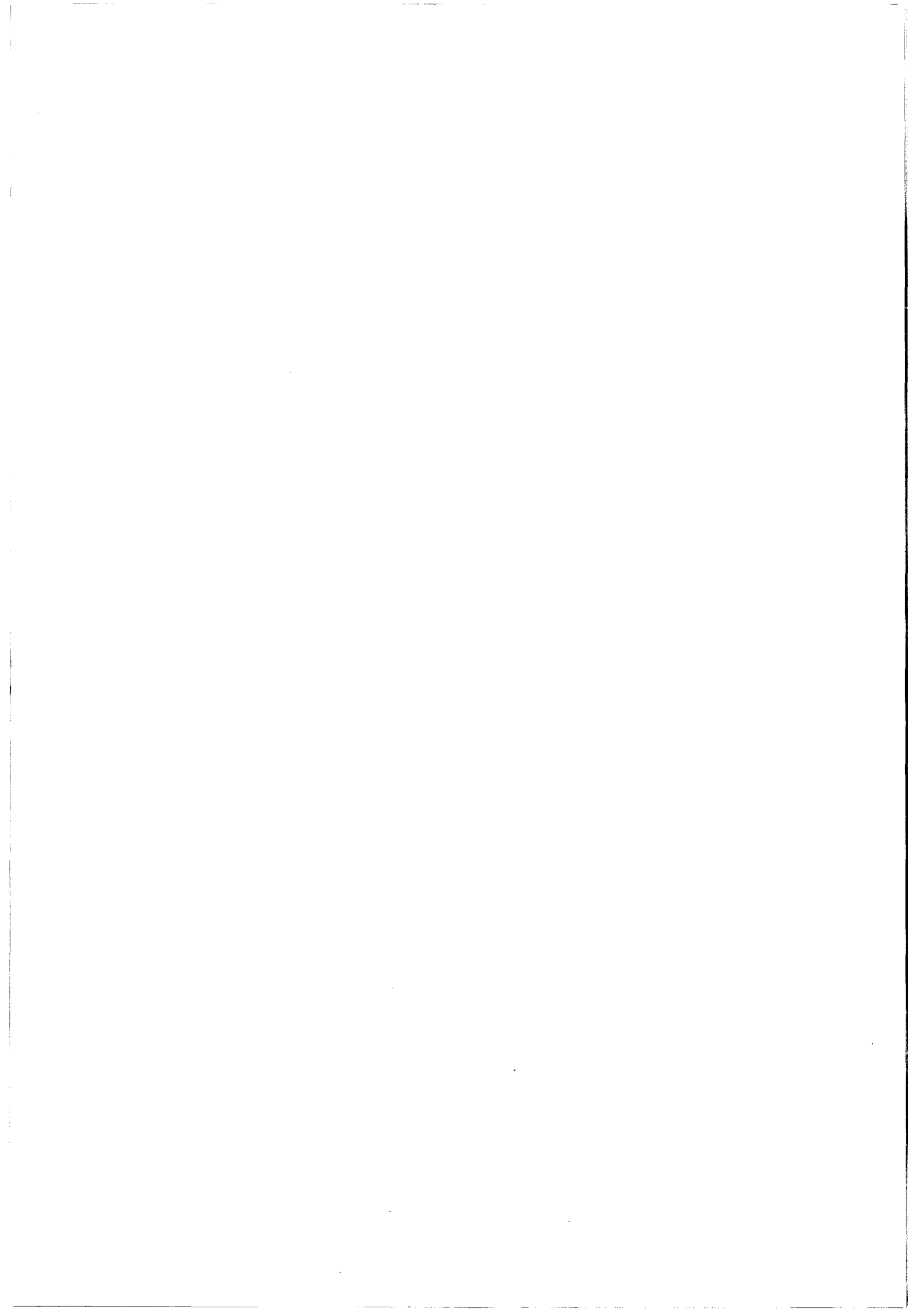


phénomènes de "multiple spiking" et de doublement de période associés à la forte modulation [4] ont été fidèlement reproduits.

Nous avons ensuite modélisé un deuxième laser, toujours fabriqué par Thomson sur substrat InP semi-isolant, dans le but d'étudier son comportement au sein d'une liaison hyperfréquence par voie optique. Tout d'abord nous avons établi une méthode pour déduire les différents paramètres nécessaires à la modélisation, et ensuite nous avons vérifié les résultats obtenus en les comparant aux résultats expérimentaux. Nous avons ensuite appliqué ce modèle à la simulation d'une liaison opto-hyperfréquence pour laquelle les éléments d'extrémité ont été adaptés grâce à l'intégration monolithique des composants optoélectroniques avec des éléments réactifs localisés. Ici encore, ces circuits intégrés opto-hyperfréquence ont été fabriqués à Thomson-LCR. Leur conception a fait l'objet d'une thèse à l'IEMN, Lille [5]. Encore une fois, les résultats de la simulation sont en parfait accord avec l'expérience. Nous avons pu déduire de cette simulation l'importance de l'effet des éléments parasites sur le transfert de la puissance hyperfréquence de la source à la diode laser. Nous avons remarqué des pertes de l'ordre de 10dB à la résonance du laser, allant jusqu'à 25dB loin de celle-ci. Nous avons aussi calculé le RIN d'un laser ayant la même structure, et nous avons obtenu des résultats ayant l'ordre de grandeur du RIN mesuré.

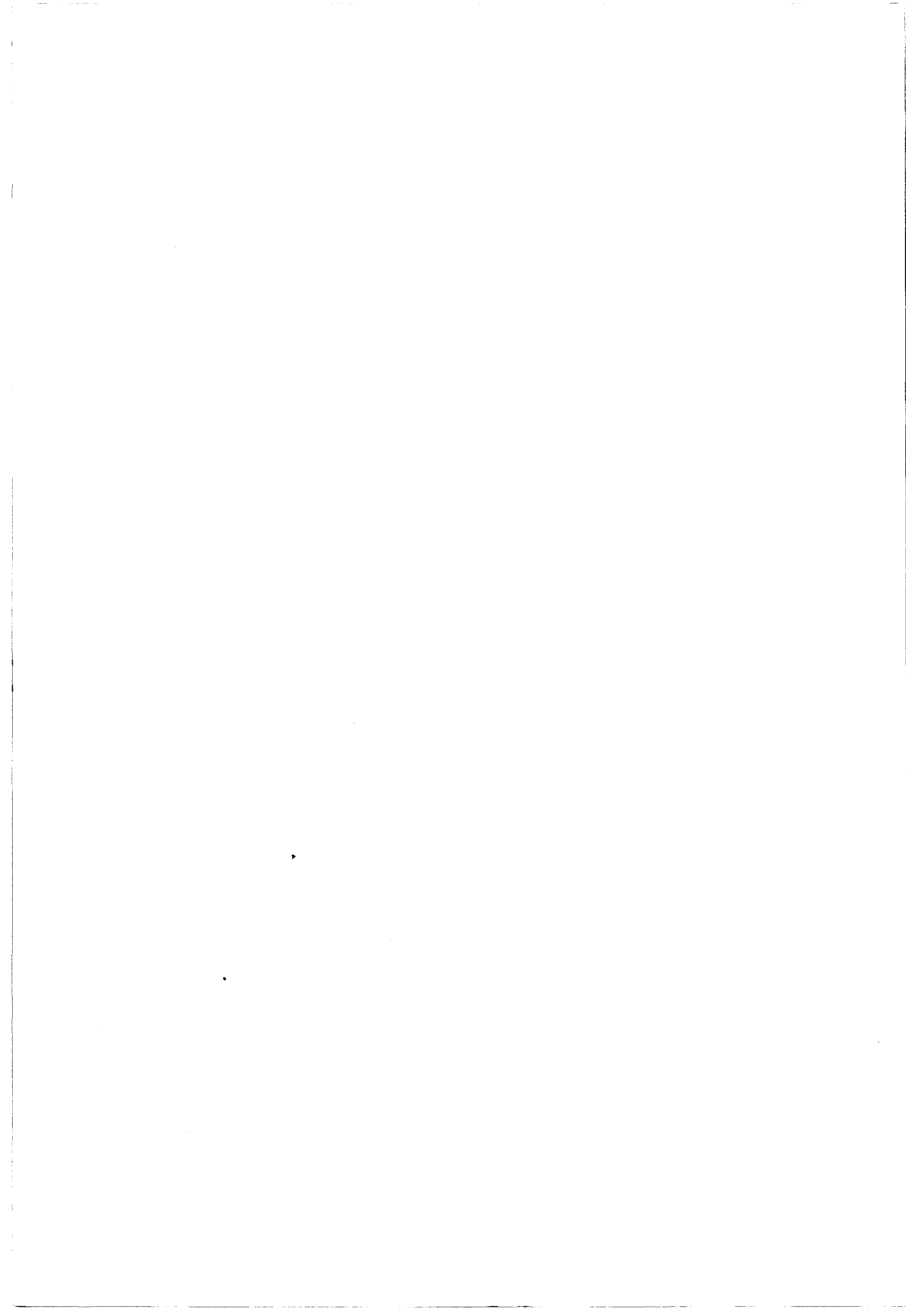
Nous avons également modélisé un laser commercial utilisé pour une transmission par voie optique d'un signal hyperfréquence modulé par un signal digital bas débit [6]. Ce laser présentait une non-linéarité prononcée. Nous avons alors étudié l'influence de ces non-linéarités sur le signal modulé, et ce pour différents types de modulations. Nous avons pu vérifier que la modulation de phase était la mieux adaptée, étant donné sa faible sensibilité aux non-linéarités du laser.

Enfin nous avons modifié le modèle pour pouvoir étudier des structures lasers à plusieurs sections. Nous avons établi les équations qui décrivent le comportement de ce type de structure et nous avons inclus l'effet de l'électrode supplémentaire dans le circuit équivalent. Le modèle a alors été utilisé pour simuler un laser multiélectrode dont les résultats ont été retrouvés dans la littérature. Les résultats de la modélisation, en régime statique et transitoires, concordent parfaitement avec ceux publiés. Le résultat marquant que nous avons obtenu est que le modèle prévoit une nette amélioration de la bande passante pour cette structure comparée à une structure classique. Nous avons ensuite effectué une analyse analytique petit signal du comportement de cette structure, une première fois en négligeant le temps de relaxation des porteurs dans la zone active et une seconde fois en



tenant compte. Dans le premier cas, des résultats très semblables à ceux mentionnés ci-dessus sont obtenus. Dans le second cas, par contre, on trouve que la fréquence de coupure est pratiquement égale à celle d'une structure classique. Ceci nous a confirmé que pour que ces lasers puisse monter haut en fréquence, la zone de contrôle doit être polarisée en inverse ou tout au moins au voisinage d'une tension nulle, auquel cas on peut espérer obtenir des fréquences de coupure intrinsèque allant jusqu'à 100GHz. Cette remarque nous a amené à discuter des principaux aspects technologiques pour la réalisation de tels dispositifs. L'étape future sera la réalisation technologique de ces lasers.

On peut également penser à améliorer notre modèle en introduisant la possibilité de simuler la modulation en longueur d'onde, ainsi que le chirp du laser. La simulation du fonctionnement multimode du laser peut aussi être une extension de ce travail.



**BIBLIOGRAPHIE
DE LA CONCLUSION**

[1] S.Weisser, J.D.Ralston, E.C.Larkins, I.Esquivias, P.J.Tasker, J.Fleissner and J.Rosenzweig; "Efficient high-speed direct modulation in p-doped In_{0.35}Ga_{0.65}As/GaAs multiquantum well lasers"; Electronics Letters; Vol.28, No.23, 5th November 1992; pp.2141-2143.

[2] GEC-Marconi materials technology ltd.; "GaAs optical modulators for DC to 50GHz"; Techbrief information sheet; February 1993.

[3] J.E. Bowers and C.A. Burrus; "Ultrawide band long-wavelength PIN photodetectors"; Journ. Lightwave Tech.; vol.5, No. 10, 1987; pp.1339-1350.

[4] Eric Hemery, Laurent Chusseau, and Jean-Michel Lourtioz; "Dynamic behaviors of semiconductor lasers under strong sinusoidal current modulation: modeling and experiments at 1.3 mm"; IEEE J. Quantum Electron.; Vol.26, No.4, 4 April 1990; pp. 633-641.

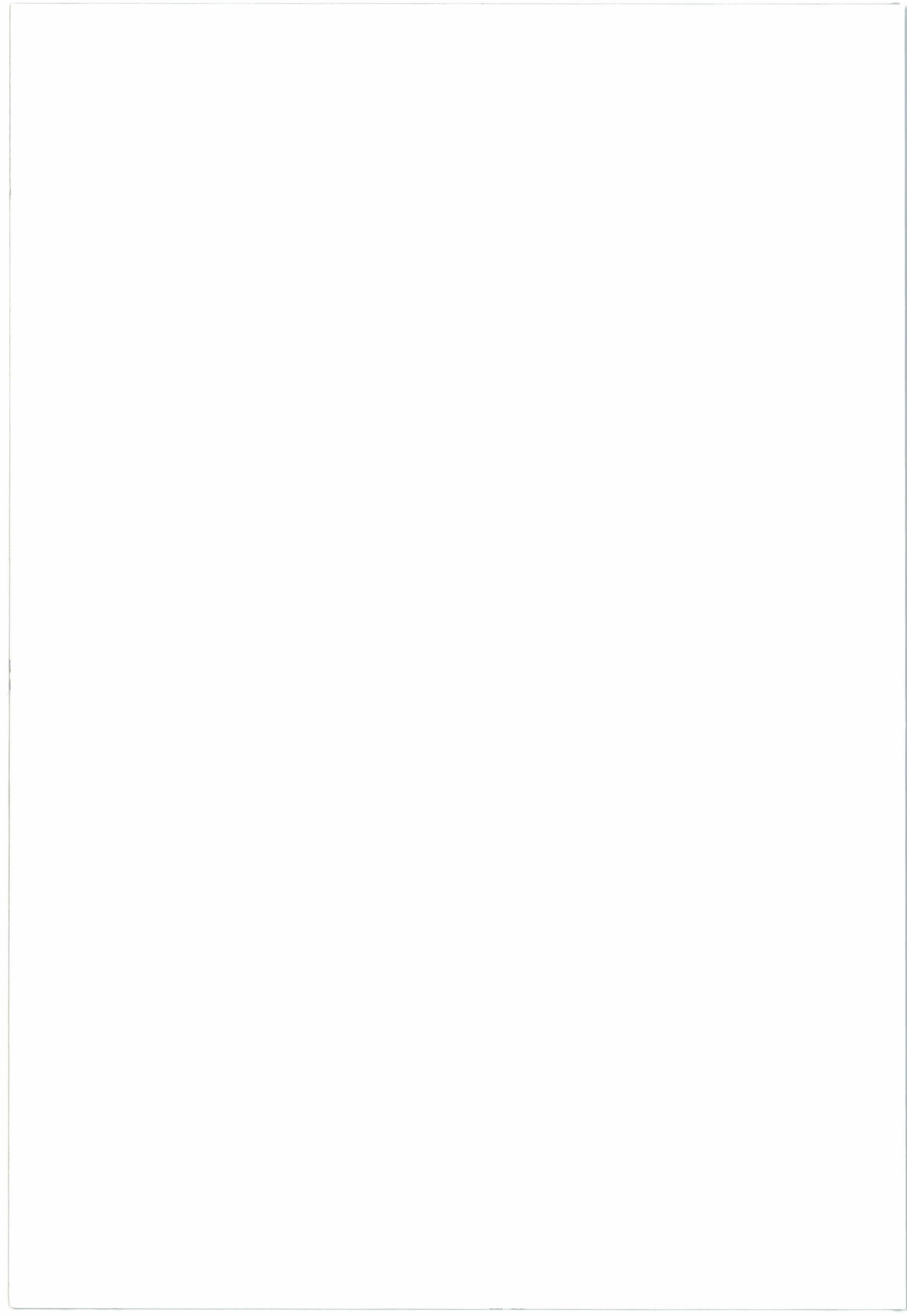
[5] S. Maricot; "Transmission d'un signal analogique par voie optique: étude et réalisation de circuits intégrés opto-hyperfréquences"; Thèse de doctorat; Lille I, 1992.

[6] E. Dogheche; "Transmission optique d'un signal analogique et digital bas débit"; Thèse de doctorat; Lille I, 1993.

[7] H. Elkadi, J.P. Vilcot and D. Decoster; "An equivalent circuit model for multielectrode lasers: Potential devices for millimetric applications"; Microwave & Opt. Techn. Lett.; Vol.6, No.4; March 1993, pp.245-249.



Annexe 1



Annexe 1

Analyse petit signal du laser monoélectrode

Considérons les équations d'évolution du laser:

$$\frac{dn}{dt} = \frac{I}{qV} - g.(n-N_{om}).(1 - \varepsilon S)S - (A_{nr} + B_{sp}.N + C_A N^2)N \quad (1)$$

$$\frac{dS}{dt} = \Gamma g(n-N_{om})(1 - \varepsilon S)S + \beta B_{sp}N^2 - v_g(\alpha_b + \alpha_m)S \quad (2)$$

En régime statique, les dérivées par rapport au temps s'annulent, on a alors:

$$\frac{I}{qV} = g(N_o - N_{om})(1 - \varepsilon S_o)S_o + (A_{nr} + B_{sp}N_o + C_A N_o^2)N_o \quad (3)$$

$$\Gamma g(N_o - N_{om})(1 - \varepsilon S_o)S_o + \beta B_{sp}N_o^2 = N_g(\alpha_b + \alpha_m)S_o \quad (4)$$

Les équations ci-dessus sont non linéaires en N_o et S_o , et ne peuvent être résolues que par des méthodes numériques. Il est pourtant possible, moyennant quelques approximations, de trouver des expressions analytiques approximatives. Remarquant que le terme $(1 - \varepsilon S_o) \approx 1$ et que le terme $\beta B_{sp}N_o^2$ est nettement inférieur au 1^{er} terme de l'équation (4), on obtient :

$$\frac{I}{qV} = g(N_o - N_{om})S_o + (A_{nr} + B_{sp}N_o + C_A N_o^2)N_o \quad (5)$$

$$\Gamma g(N_o - N_{om})S_o = v_g(\alpha_b + \alpha_m)S_o \quad (6)$$

A partir de l'équation (6) on détermine la densité de porteurs N_o qui reste quasiment constante pour n'importe quelle valeur de S_o . Cette valeur est très proche de celle du seuil et est donc appelée la densité des porteurs au seuil N_{th} , donnée par :

$$N_{th} = N_{om} + \frac{1}{\Gamma g_o \tau_p} \quad (7)$$

où $\tau_p = \frac{1}{v_g(\alpha_b + \alpha_n)}$ est la durée de vie des photons.

Remplaçant N_0 par N_{th} dans (5), on obtient :

$$S_0 = \frac{\Gamma \tau_p}{qV} (I - I_{th}) \quad (8)$$

où $I_{th} = \frac{N_{th}}{\tau_N} qV$ est le courant de seuil et où $\tau_N = \frac{1}{A_{nr} + B_{sp} N_{th}^2 + C_A N_{th}^3}$

Pour déterminer le comportement dynamique du laser, les équations (1) et (2) sont résolues par la technique de perturbation. Les quantités N et S sont alors exprimées par :

$$N = N_0 + N_1 \quad (9)$$

$$S = S_0 + S_1 \quad (10)$$

où N_0 et S_0 sont les valeurs statiques de la densité de porteurs et de photons, respectivement, et N_1 et S_1 sont les valeurs en petit signal correspondantes ($N_1 \ll N_0$ et $S_1 \ll S_0$). Remplaçant N et S dans (1) et (2), et négligeant le terme correspondant aux recombinaisons spontanées dans (2) on obtient:

$$\frac{dN_1}{dt} = \frac{I_1}{qV} - g(N_0 - N_{om})S_1 - gS_0N_1 - (A_{nr} + 2B_{sp}N_0 + 3C_A N_0^2)N_1 \quad (11)$$

$$\frac{dS_1}{dt} = \Gamma g(N_0 - N_{om})S_1 + \Gamma gS_0N_1 - \frac{S_1}{\tau_p} \quad (12)$$

où nous avons supprimé les termes statiques qui s'annulent entre eux.

Utilisant l'égalité (6) dans (12) on obtient:

$$\frac{dS_1}{dt} = \Gamma gS_0N_1 \quad (13)$$

Passant au domaine fréquentiel par l'intermédiaire de la transformée de Fourier, (11) et (13) donnent:

$$j\omega N_1 = \frac{I_1}{qV} - \frac{S_1}{\Gamma \tau_p} - gS_0N_1 - \frac{N_1}{\tau_n} \quad (14)$$

$$j\omega S_1 = \Gamma gS_0N_1 \quad (15)$$

Remplaçant N1 dans (16) par (17) on obtient:

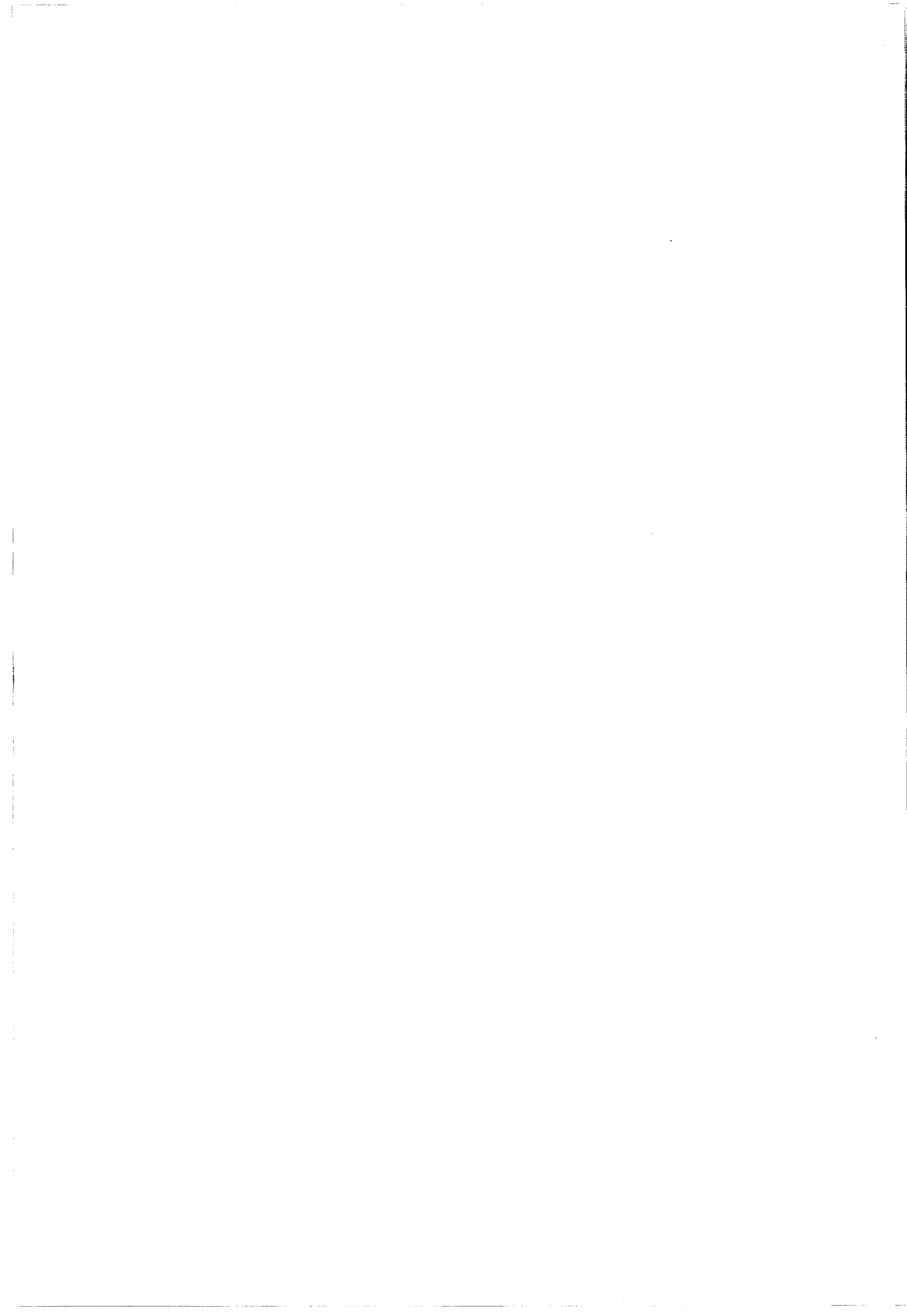
$$\left[(j\omega)^2 + j\omega \left(gS_o + \frac{1}{\tau_n} \right) + \frac{gS_o}{\tau_p} \right] S_1 = \frac{\Gamma g S_o}{qV} I_1 \quad (16)$$

On peut donc exprimer la variation petit signal de la densité des photons S_1 en fonction du courant petit signal par:

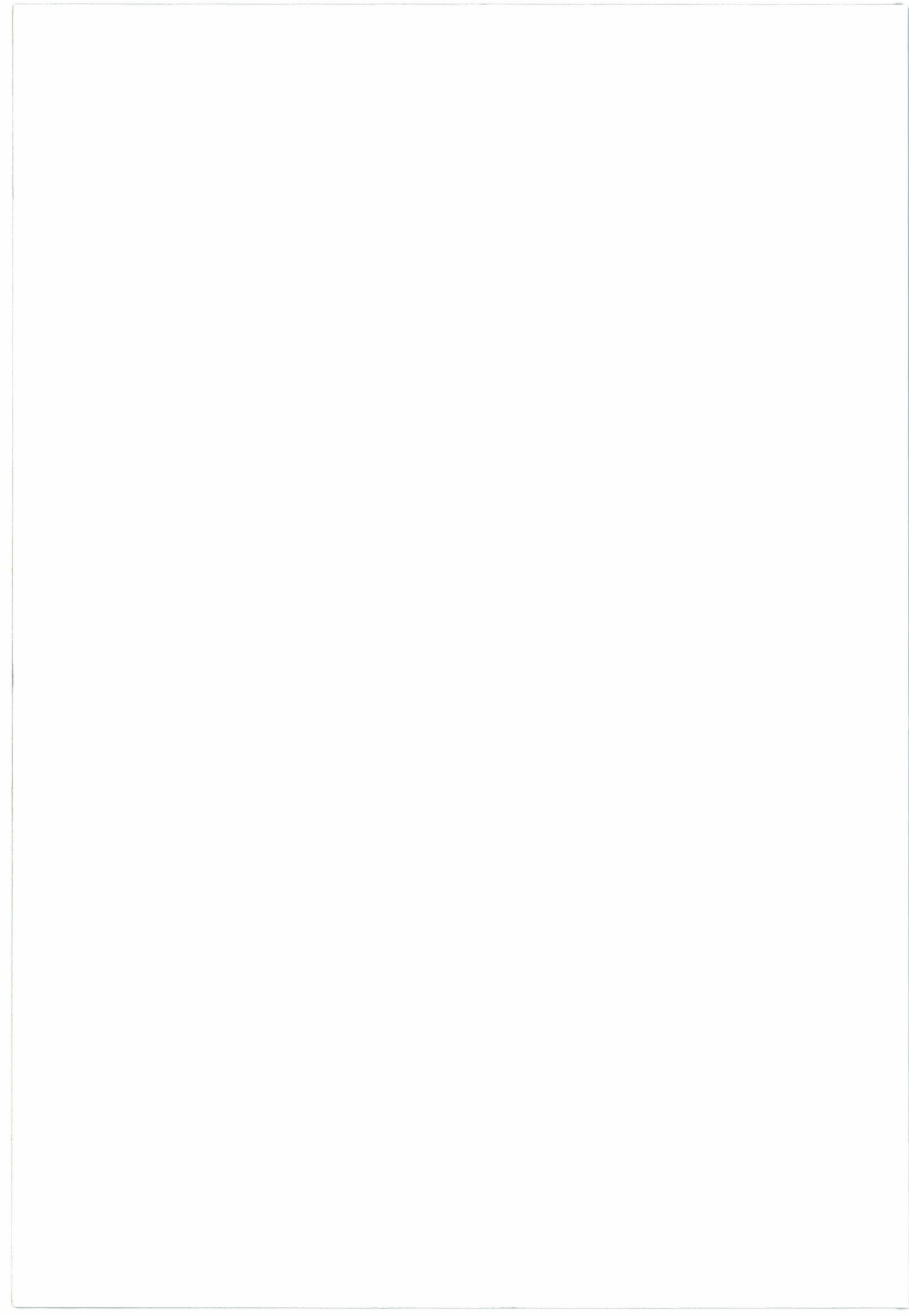
$$S_1 = \frac{\frac{\Gamma g S_o}{qV}}{\omega_r^2 - \omega^2 + j \gamma \omega} I_1 \quad (17)$$

où $\omega_r = \sqrt{\frac{gS_o}{\tau_p}}$ est la pulsation de résonance et $\gamma = \left(gS_o + \frac{1}{\tau_n} \right)$ est le facteur d'amortissement.

Les expressions analytiques ci-dessus se montrent très utiles pour déterminer d'une manière rapide, mais aussi efficace, le courant de seuil ainsi que le comportement dynamique du laser. Pour tenir compte de l'effet de saturation du gain, le gain g peut être multiplié par $(1 - \epsilon S)$, introduit comme terme de correction. Il résulte en une légère diminution de la fréquence de résonance ainsi que de son amplitude.



Annexe 2



Annexe 2

Analyse petit signal du laser multiélectrode

Nous commençons cette annexe en nous référant aux équations modifiées d'évolution du laser, développées au chapitre IV; nous les reprenons ici pour en faciliter la lecture.

$$q\phi_e \frac{dn}{dt} = I - q\phi_e g(n - N_{om})(1 - \varepsilon S)S - q\phi_e (A_{nr}n + B_{sp}n^2 + C_A n^3) \quad (1)$$

$$\frac{q\phi_o}{\Gamma} \frac{dS}{dt} = q\phi_e g(n - N_{om})(1 - \varepsilon S)S + \frac{q\phi_e}{\Gamma} \beta B_{sp} n^2 - \frac{q\phi_o}{\Gamma} v_g (\alpha_b + \alpha_m)S - q\phi_{abs} v_g \alpha_{abs} S \quad (2)$$

Tout d'abord, nous résolvons ces équations en régime statique. Dans ce cas, les dérivées par rapport au temps s'annulent; (1) et (2) deviennent alors:

$$I = q\phi_e g(N_o - N_{om})S_o - q\phi_e (AN_o + BN_o^2 + CN_o^3) \quad (3)$$

$$q\phi_e g(N_o - N_{om})S_o + \frac{q\phi_e}{\Gamma} \beta BN_o^2 = \frac{q\phi_o}{\Gamma} v_g (\alpha_b + \alpha_m)S_o + q\phi_{abs} v_g \alpha_{abs} S_o \quad (4)$$

Négligeant le terme des recombinaisons spontanées dans (4) et tenant compte du fait que $(1 - \varepsilon S) \approx 1$, on obtient:

$$N_o = N_{om} + \frac{\phi_o}{\phi_e} \frac{1}{\Gamma g} v_g (\alpha_b + \alpha_m + \frac{\phi_{abs}}{\phi_o} \Gamma v_g \alpha_{abs}) \quad (5)$$

Représentant N et S comme la somme de leur valeur statique (N_o et S_o) et leur valeur "incrémentale" (N_1 et S_1), et négligeant les termes du second ordre, on obtient:

$$(j\omega + gS_o + \frac{1}{\tau_n})N_1 = \frac{I_1}{q\phi_e} - g(N_o - N_{om})S_1 = -\frac{\phi_o}{\phi_e} \frac{1}{\Gamma \tau_p} S_1 \quad (6)$$

$$\frac{q\phi_o}{\Gamma} j\omega S_1 = q\phi_e gS_o N_1 + q\phi_{abs} v_g S_o \alpha_a \kappa V_1 \quad (7)$$

où α_a est donné par (voir (11) dans le chapitre IV):

Eliminant N_1 de (6) et (7) on obtient:

$$\left\{ (j\omega + \omega_s)j\omega + \frac{gS_o}{\tau_p} \right\} S_1 = \frac{\phi_{abs}}{\phi_o} \Gamma_{V_g} S_o \alpha_a \kappa (j\omega + \omega_s) V_1 \quad (8)$$

où $\omega_r^2 = \frac{gS_o}{\tau_p}$ et $\omega_s = gS_o + \frac{1}{\tau_n}$. La fonction de transfert est alors donnée par:

$$H(\omega) = \frac{S_1}{V_1} = \frac{\phi_{abs}}{\phi_o} \cdot \Gamma_{V_g} S_o \alpha_a \kappa \cdot \frac{j\omega + \omega_s}{\omega_r^2 - \omega^2 + j\omega\omega_s} \quad (9)$$

et la fonction de transfert normalisée est donnée par:

$$h(\omega) = \frac{H(\omega)}{H(0)} = \frac{\omega_r^2}{\omega_s} \cdot \frac{j\omega + \omega_s}{\omega_r^2 - \omega^2 + j\omega\omega_s} \quad (10)$$

L'analyse ci-dessus nous permet d'obtenir rapidement des valeurs approximatives des fréquences de résonance et de coupure; par contre, les amplitudes de la résonance sont exagérées à cause des hypothèses simplificatrices par lesquelles on a négligé les termes $\beta B_{sp} n^2$ et $(1-\epsilon S)$. Une amélioration peut être apportée à ces expressions en multipliant le gain différentiel g par $(1-\epsilon S)$.

Annexe 3

Annexe 3

Effets de temps de relaxation sur le comportement du laser multiélectrode

Le comportement du laser à deux électrodes est décrit par les équations:

$$q\Phi_1 \frac{dn_1}{dt} = I_1 - q\Phi_1 G(n_1, S)S - q\Phi_1 (A_{nr}n_1 + B_{sp}n_1^2 + C_a n_1^3) \quad (1)$$

$$q\Phi_2 \frac{dn_2}{dt} = I_2 - q\Phi_2 G(n_2, S)S - q\Phi_2 (A_{nr}n_2 + B_{sp}n_2^2 + C_a n_2^3) \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{q\Phi_0}{\Gamma} \frac{dS}{dt} = & q\Phi_1 G(n_1, S)S + q\Phi_2 G(n_2, S)S \\ & + \frac{q\Phi_1}{\Gamma} \beta B_{sp} n_1^2 + \frac{q\Phi_2}{\Gamma} \beta B_{sp} n_2^2 - \frac{q\Phi_0}{\Gamma} v_g (\alpha_b + \alpha_m) S \end{aligned} \quad (3)$$

où les indices 1 et 2 désignent la zone de gain et de contrôle, respectivement. Φ_0 est le volume de la totalité de la cavité du laser. En régime statique, les équations (1), (2) et (3) deviennent:

$$I_1 = q\Phi_1 G(N_1, S)S + q\Phi_1 (A_{nr}N_1 + B_{sp}N_1^2 + C_a N_1^3) \quad (4)$$

$$I_2 = q\Phi_2 G(N_2, S)S + q\Phi_2 (A_{nr}N_2 + B_{sp}N_2^2 + C_a N_2^3) \quad (5)$$

$$\begin{aligned} q\Phi_1 G(N_1, S)S + q\Phi_2 G(N_2, S)S + \frac{q\Phi_1}{\Gamma} \beta B_{sp} N_1^2 + \frac{q\Phi_2}{\Gamma} \beta B_{sp} N_2^2 \\ = \frac{q\Phi_0}{\Gamma} v_g (\alpha_b + \alpha_m) S \end{aligned} \quad (6)$$

Le système d'équations non-linéaires décrit ci-dessus est résolu en utilisant la méthode de Newton pour les valeurs statiques N_1 , N_2 , et S_0 . Il a été remarqué qu'au dessus du seuil, la valeur de N_2 est toujours égale à celle de la transparence. Le gain et l'absorption dans les deux sections peuvent alors être exprimés par des fonctions semblables.

En appliquant la technique de perturbation aux équations (1)-(3) et en prenant la transformée de Fourier, on obtient:

$$j\omega n_1 = \frac{i_1}{q\Phi_1} - \frac{\partial}{\partial n} G(n, S)|_{N_1, S_0} n_1 - \frac{\partial}{\partial S} G(n, S)|_{N_1, S_0} S - \frac{n_1}{\tau_{n_1}} \quad (7)$$

$$j\omega n_2 = \frac{i_2}{q\Phi_2} - \frac{\partial}{\partial n} G(n, S)|_{N_2, S_0} n_2 - \frac{\partial}{\partial S} G(n, S)|_{N_2, S_0} S - \frac{n_2}{\tau_{n_2}} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \frac{j\omega S\Phi_0}{\Gamma} = & \frac{\partial}{\partial n} G(n, S)|_{N_1, S_0} n_1 \Phi_1 + \frac{\partial}{\partial S} G(n, S)|_{N_1, S_0} S \Phi_1 \\ & + \frac{\partial}{\partial n} G(n, S)|_{N_2, S_0} n_2 \Phi_2 + \frac{\partial}{\partial S} G(n, S)|_{N_2, S_0} S \Phi_2 - v_g (\alpha_b + \alpha_m) \frac{\Phi_0}{\Gamma} S \end{aligned} \quad (9)$$

où l'on a négligé les termes $\beta B_{sp} n_i$ et où τ_{n_i} est la durée de vie différentielle des porteurs dans la zone i , donnée par:

$$\frac{1}{\tau_{n_i}} = A_{nr} + 2B_{sp} N_i + 3C_{Auger} N_i^2 \quad (10)$$

Exprimant le gain optique comme dans II.6, on a:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial n} G(n, S)|_{N_i, S_0} &= g_i S_0 \\ \frac{\partial}{\partial S} G(n, S)|_{N_i, S_0} &= g_i (N_i - N_{om_i}) \end{aligned} \quad (11)$$

où nous avons utilisé une approximation linéaire différente pour chacune des densités de porteurs pour tenir compte de la non linéarité de la fonction du gain. Etant donné que $N_2 = N_{om_2}$, la dérivée $\frac{\partial}{\partial S} G(n, S)|_{N_2, S_0} = g_2 (N_2 - N_{om_2})$ s'annule; et si nous considérons que seul le courant de la zone de contrôle est modulé, nous obtenons:

$$\left(j\omega + g_1 S_0 + \frac{1}{\tau_{n_1}} \right) n_1 = -g_1 (N_1 - N_{om_1}) S \quad (12)$$

$$\left(j\omega + g_2 S_0 + \frac{1}{\tau_{n_2}} \right) n_2 = \frac{i_2}{q\Phi_2} \quad (13)$$

$$j\omega \Phi_0 S = \Gamma g_1 S_0 \Phi_1 n_1 + \Gamma g_2 S_0 \Phi_2 n_2 \quad (14)$$

Eliminant n_1 et n_2 de l'équation (14) nous obtenons:

$$S = \frac{A(j\omega + \omega_{s_1})i_2}{(j\omega + \omega_{s_2}) \left[(j\omega)^2 + j\omega \left(\omega_{s_1} + \frac{1}{\tau_{p'}} \right) + \frac{g_1 S_o}{\tau_{p'}} \right]} \quad (15)$$

où

$$A = \Gamma g_2 S_o \frac{\Phi_2}{\Phi_o} \frac{1}{q\Phi_2} \quad (16)$$

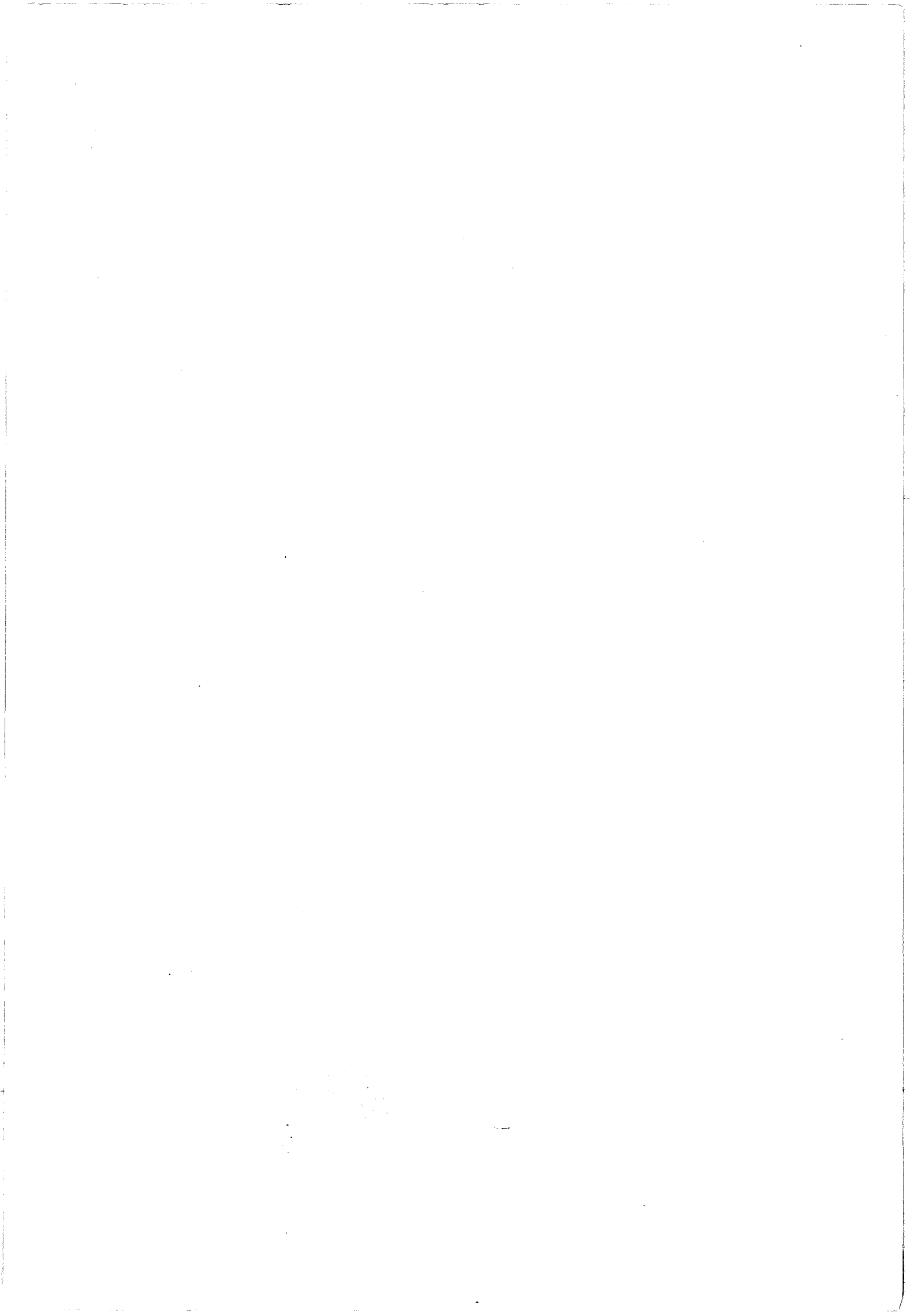
$$\frac{1}{\tau_{p'}} = v_g (\alpha_b + \alpha_m) \quad (17)$$

et

$$\omega_{s_1} = g_1 S_o + \frac{1}{\tau_{n_1}} \quad (18)$$

La fonction de transfert (15) ressemble à celle du laser à une électrode, multipliée par la fraction $\frac{(j\omega + \omega_{s_1})}{(j\omega + \omega_{s_2})}$. Sachant que $g_1 \approx g_2$ et que $\tau_{n_1} < \tau_{n_2}$, on peut déduire que $\omega_{s_1} > \omega_{s_2}$ et que ce

terme réduirait la fréquence de coupure du laser.



Abstract

In this work, we present a large signal equivalent circuit model for semiconductor lasers, as well as its applications for microwave optical systems CAD.

We first present the principle of operation of semiconductor lasers and compare the direct modulation of the laser to the light external modulation. We then present the mathematical model of the laser and the assumptions used to present it as an equivalent circuit. We then describe a method for the determination of the parameters required for the model.

Once the model validated under large signal conditions, it is applied to the study of the behaviour of semiconductor lasers fabricated by Thomson and to the impedance matching of the laser by monolithic integration with reactive elements. The behaviour of this laser within a microwave optical link is then simulated and the results obtained are in perfect match with experimental ones.

The model is then used to study the non linear effects of a commercial laser fabricated by STC on the optical transmission of a microwave carrier modulated by a low frequency digital signal. The obtained results confirm that the phase modulation technique is the least sensitive to laser non linearities.

We finally modify the model in order to study a multielectrode laser structure. The model is first verified by comparing its results to static and transient results reported in the literature. The frequency analysis reveals a large improvement of the bandwidth compared to a classical laser structure. We also conduct a small signal analysis of this structure from which we extract a small signal equivalent circuit valid for the parametric modulation of lasers.

Keywords

Lasers
Modelling
Equivalent circuit
Optoelectronic devices
Microwave optical links



Résumé

Ce travail présente un modèle grand signal du laser à semiconducteur, modèle du type circuit équivalent, ainsi que ses applications pour la CAO de systèmes opto-microondes.

Nous rappelons tout d'abord le principe de fonctionnement du laser à semiconducteur et comparons la modulation directe de celui-ci à la modulation externe. Ensuite, nous présentons le modèle mathématique du laser ainsi que les hypothèses simplificatrices adoptées pour le présenter sous la forme d'un circuit équivalent. Nous décrivons ensuite une méthode pour la détermination des paramètres nécessaires au modèle.

Une fois le modèle validé en régime grand signal, il est appliqué à l'étude de lasers semiconducteurs fabriqués à Thomson et à l'adaptation d'impédance par l'intégration monolithique du laser avec des éléments réactifs. Le comportement du laser adapté au sein d'une liaison de transmission hyperfréquence est alors simulé et les résultats obtenus sont en parfait accord avec les résultats expérimentaux.

Le modèle a ensuite servi à l'étude des effets de non-linéarités d'un laser commercial STC sur la transmission par voie optique d'un signal numérique bas débit modulant une porteuse hyperfréquence. Les résultats obtenus nous ont permis de vérifier que la modulation en phase était la moins sensible aux non-linéarités du laser.

Nous avons enfin modifié le modèle pour étudier une structure laser multiélectrode. Le modèle a tout d'abord été vérifié par comparaison avec des résultats expérimentaux de la littérature en régimes statique et transitoire. L'étude fréquentielle révèle une nette amélioration de la bande passante par rapport à une structure laser classique. Une analyse petit signal a également été menée et nous en avons déduit un circuit équivalent petit signal valable pour tout laser modulé de façon paramétrique.

Mots clés

Lasers
Modélisation
Circuit équivalent
Composants optoélectroniques
Liaisons opto-microondes