

N° d'Ordre :

## THESE

présentée à

**L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE LILLE**

pour obtenir le titre de

**DOCTEUR DE L'UNIVERSITE**

Spécialité : Electronique

par

**Saad MEZZOUR**



## **ETUDE ET REALISATION D'UNE TRANSMISSION OPTO-MILLIMETRIQUE à 38 GHz UTILISANT LES NON-LINEARITES DE LASERS**

Soutenue le 3 Juillet 1997 devant la Commission d'Examen composée de :

G. SALMER  
D. DECOSTER  
J.P. GOUY  
J.P. DANIEL  
C. RUMELHARD  
P.N. FAVENNEC  
P. GALLION  
P. JAFFRE  
M. KRAKOWSKI  
P.A. ROLLAND

Président (USTL)  
Directeur de Thèse (USTL)  
Co-Directeur de Thèse (USTL)  
Rapporteur (Université de Rennes)  
Rapporteur (CNAM Paris)  
Examineur (CNET France Telecom)  
Examineur (ENST PARIS)  
Examineur (CNET France Telecom)  
Examineur (Thomson LCR)  
Examineur (USTL)

*Ce travail a été effectué au Département Hyperfréquence et Semiconducteurs de l'Institut d'Electronique et de Microélectronique du Nord, de l'Université des Sciences et Technologies de Lille, 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.*

*Monsieur J. P. GOUY a pris une part importante dans l'aboutissement de ces différents travaux. Ses qualités scientifiques et humaines, sa patience et sa disponibilité ont été un soutien de tous les instants. Je tiens à lui témoigner ici toute mon amitié.*

*Je tiens à exprimer mes plus sincères remerciements à Monsieur le Professeur J.P. DANIEL responsable du Laboratoire Antennes & Réseaux de l'Université de Rennes, pour sa participation à ce jury en tant que rapporteur.*

*J'adresse mes plus vifs remerciements à Monsieur C. RUMELHARD, Professeur au CNAM Paris, qui me fait l'honneur de juger ce travail et d'en être rapporteur.*

*Je remercie également Monsieur P. N. FAVENNEC, Ingénieur au CNET France Telecom, pour l'honneur qu'il m'accorde en acceptant de juger ce travail au sein de ce jury de thèse.*

*Que Monsieur P. GALLION, Professeur à l'Ecole Nationale Supérieure des Télécommunications de Paris, trouve ici mes sincères remerciements pour sa participation à ce jury de thèse.*

*Monsieur P. JAFFRE, Ingénieur au CNET France Telecom, a accepté de participer à ce jury de thèse, je l'en remercie.*

*Je voudrais remercier également Monsieur M. KRAKOWSKI, Ingénieur à Thomson LCR, pour l'intérêt qu'il porte à ce travail. Sa participation à ce jury me touche beaucoup.*

*Monsieur le Professeur P. A. ROLLAND qui dirige l'équipe "Circuits et systèmes" à l'ITEMN a contribué directement à l'aboutissement de ce projet. Je lui adresse mes sincères remerciements pour sa participation à ce jury.*

*Je tiens à remercier Mademoiselle E. PENARD et Monsieur M. GOLOUBKOFF, ingénieurs au CNET France Telecom, pour l'intérêt qu'ils portent à ce travail et pour les discussions fructueuses que nous avons eues ensemble.*

## REMERCIEMENTS

---

*Mes sincères remerciements s'adressent tout particulièrement à Y. CAILLOCE doctorant à l'Université de Rennes, pour avoir collaboré avec moi dans le cadre de cette étude dans la réalisation des antennes millimétriques.*

*Je remercie tout particulièrement Monsieur J. P. VILCOT, sa disponibilité, ses compétences scientifiques et humaines m'ont été d'un grand soutien tout au long de cette étude.*

*Je remercie l'ensemble du personnel des centrales de technologie et de caractérisation, en particulier Monsieur P. TILMANT pour la réalisation des différents masques nécessaires à la fabrication des circuits, et Madame E. DELOS pour sa contribution à la caractérisation de ces circuits.*

*L'ensemble des caractérisations n'aurait pu être réalisé sans l'aide de Monsieur D. VANDERMOERE, je le remercie vivement pour sa disponibilité et ses compétences.*

*J'exprime mes remerciements à Messieurs J.C. ANDRIES, J.C. JENNEQUIN et P. MICHON de l'atelier de mécanique pour la réalisation d'une grande partie des bancs de caractérisation.*

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

*Je voudrais associer à ce travail tous les membres de l'équipe Optoélectronique : Sophie, Asma, Cathy, Maité, Hatem, El Hadj, Régis, Luc, Jérôme, Joseph, Omar, Frédéric, Wandji, Guanghai, Ian, Vincent, El Bekkay, Filipe, Manuel. J'ai apprécié sa diversité qui fait toute la richesse de l'ambiance très amicale et agréable.*

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

# SOMMAIRE

<b>INTRODUCTION GENERALE</b>	<b>1</b>
<b>CHAPITRE I : TRANSMISSIONS MIXTES OPTIQUE MICRO-ONDE</b>	
<b>I. PRINCIPE</b>	<b>5</b>
<b>II. GENERATION OPTIQUE D'UN SIGNAL MILLIMETRIQUE</b>	<b>7</b>
<i>II.1. Modulation directe d'un laser semiconducteur</i>	<i>7</i>
<i>II.2. Diode laser en régime non-linéaire</i>	<i>8</i>
<i>II.3. Modulateur externe</i>	<i>9</i>
<i>II.4. Contrôle optique d'un oscillateur millimétrique</i>	<i>10</i>
<i>II.5. Hétérodynage optique</i>	<i>11</i>
<i>a) Verrouillage par injection optique</i>	<i>14</i>
<i>b) Verrouillage de phase électronique</i>	<i>16</i>
<i>c) Verrouillage actif des modes longitudinaux</i>	<i>17</i>
<i>d) Verrouillage des modes longitudinaux par injection optique</i>	<i>19</i>
<i>e) Modulateur externe</i>	<i>20</i>
<i>f) Laser DFB bi-modes</i>	<i>22</i>
<b>III. DETECTION OPTIQUE</b>	<b>22</b>
<i>III.1. Photodiode PIN</i>	<i>22</i>
<i>III.2. Photodétecteur MSM</i>	<i>25</i>
<i>III.3. Photodétecteur MSM associé à un guide optique</i>	<i>26</i>
<i>III.4. Photodiode PIN-guide</i>	<i>26</i>
<b>IV. CHOIX DE LA METHODE ETUDIEE : Non-linearités de lasers</b>	<b>28</b>
<i>IV.1. Système développé dans le cadre du projet MODAL</i>	<i>28</i>
<i>IV.2. Système développé dans le cadre de ce travail</i>	<i>29</i>
<b>V. CONCLUSION</b>	<b>30</b>

**CHAPITRE II : DIODES LASERS à SEMICONDUCTEURS en REGIME  
NON-LINEAIRE**

<b>I. MODELISATION DE LA DIODE LASER</b>	<b>31</b>
<i>I.1. Principe de la modélisation</i>	31
<i>I.2. Modèle petit signal</i>	35
<i>I.3. Modèle grand signal</i>	36
<i>I.4. Données nécessaires aux modèles</i>	39
<i>a) Modèle petit signal</i>	39
<i>b) Modèle grand signal</i>	40
<b>II. DETERMINATION DES DONNES DU MODELE</b>	<b>41</b>
<i>II.1. Données électro-optiques mesurées</i>	41
<i>II.2. Données relatives aux éléments parasites</i>	42
<i>II.3. Données optiques relatives à la structure du laser</i>	43
<b>III. VALIDATION DU MODELE</b>	
<i>III.1. Diodes lasers caractérisées</i>	46
<i>III.2. Mise en boîtier de la puce laser</i>	47
<i>III.3. Présentation du banc de caractérisation</i>	47
<i>III.4. Lasers à multi-puits quantiques, <math>\lambda=1,55 \mu\text{m}</math></i>	49
<i>a). Structure de la couche active</i>	49
<i>b) Caractérisations statiques</i>	50
<i>c) Caractérisations dynamiques</i>	55
<i>d) Validation du modèle à 10 GHz</i>	58
<i>III.5. Lasers à double hétérojonction, <math>\lambda=1,33 \mu\text{m}</math></i>	66
<i>a). Structure de la couche active</i>	66
<i>b) Caractérisations statiques</i>	67
<i>c) Caractérisations dynamiques</i>	72
<i>d) Validation du modèle à 38 GHz</i>	74
<b>IV. CONCLUSION</b>	<b>80</b>

---

## **CHAPITRE III : ETUDE et REALISATION du TRANSDUCTEUR OPTO-MICROONDE à 10 GHz**

<b>I. PRINCIPE DU DEMONSTRATEUR</b>	<b>81</b>
<i>I.1. Transmission mixte optique-microonde</i>	<i>81</i>
<i>I.2. Architecture retenue pour le démonstrateur</i>	<i>82</i>
<b>II. AMELIORATION DU TRANSFERT EN PUISSANCE</b>	<b>83</b>
<b>III. CONCEPTION DU TRANSDUCTEUR</b>	<b>85</b>
<i>III.1. Photodiode PIN</i>	<i>85</i>
<i>a) Schéma électrique équivalent</i>	<i>85</i>
<i>b) Capacité de la photodiode</i>	<i>86</i>
<i>c) Caractérisation microonde : paramètre <math>S_{11}</math> de la photodiode</i>	<i>88</i>
<i>III.2. Circuits microondes à 8 et 10 GHz</i>	<i>89</i>
<i>a) Amélioration et filtrage</i>	<i>89</i>
<i>b) sensibilité aux paramètres du circuit</i>	<i>91</i>
<b>IV. MODELISATION DU TRANSDUCTEUR</b>	<b>92</b>
<b>V. FABRICATION ET CARACTERISATION</b>	<b>95</b>
<i>V.1. Réalisation des circuits microondes</i>	<i>95</i>
<i>V.2. Caractérisation des circuits opto-microondes</i>	<i>95</i>
<i>V.3. Caractérisation du transducteur</i>	<i>99</i>
<b>VI. CONCLUSION</b>	<b>103</b>

---

**CHAPITRE IV : TRANSDUCTEUR OPTO-MILLIMETRIQUE à 38 GHz**

<b>I. ARCHITECTURE RETENUE</b>	105
<b>II. PRESENTATION DU DEMONSTRATEUR</b>	106
<b>III. ELEMENTS DU DEMONTRATEUR</b>	108
<i>III.1. Choix de la source optique</i>	108
<i>a) Laser à double hétérojonction, <math>\lambda=1,33 \mu\text{m}</math></i>	108
<i>b) Laser Ortel</i>	113
<i>III.2. Modulateur de phase BPSK</i>	120
<i>a) Principe de fonctionnement</i>	120
<i>b) Caractérisation sous pointes</i>	122
<i>c) Caractérisation du modulateur dans son boîtier</i>	124
<i>III.3. Photodétecteur</i>	125
<i>III.4. Démultiplexeur de fréquences</i>	126
<i>a) Principe de fonctionnement</i>	126
<i>b) Filtre à 38 GHz</i>	127
<i>c) Filtre à 30,4 GHz</i>	127
<i>d) Réalisation du circuit</i>	128
<i>e) Caractérisation du démultiplexeur de fréquences</i>	129
<i>III.5. Amplificateur</i>	134
<i>a) Amplificateur 0,1 - 26 GHz</i>	134
<i>b) Amplificateur millimétrique</i>	135
<i>c) Amplificateur en puce</i>	135
<i>III.6. Choix de l'antenne</i>	137
<b>IV. MODELISATION DE LA LIAISON</b>	139
<i>IV.1. Diode laser</i>	139
<i>a) Modèle petit signal</i>	139
<i>b) Modèle grand signal</i>	141
<i>c) Calcul des paramètres du modèle équivalent</i>	142
<i>IV.2. Modélisation de la chaîne de transmission</i>	144
<i>IV.3. Comparaison des résultats calculés et mesurés</i>	146
<b>V. DEMONSTRATEUR à 38 GHz</b>	149
<i>V.1. Transducteur opto-millimétrique</i>	149
<i>V.2. Caractérisation du démonstrateur</i>	150
<b>VI. CONCLUSION</b>	155
 <b>CONCLUSION GENERALE</b>	 157
 <b>BIBLIOGRAPHIE</b>	 159

# ***INTRODUCTION GENERALE***



# ***INTRODUCTION GENERALE***

L'arrivée de l'optique dans l'industrie depuis le début des années 80 a provoqué une véritable révolution dans les systèmes de transmission de l'information. On parle en effet maintenant de multimédia, d'autoroutes de l'information, de systèmes interactifs qui sont possibles grâce à l'augmentation sans cesse croissante des débits d'information.

C'est ainsi que la capacité des liaisons, c'est à dire le produit du débit par la distance entre répéteurs double tous les ans, et on prévoit une telle amélioration pendant au moins 5 ans.

La transmission et le traitement de l'information à l'aide de l'optique concerne des domaines comme les réseaux locaux de données, systèmes et réseaux de télécommunications, et il est probable que l'on voit apparaître de fortes interactions entre tous ces systèmes.

Si l'on s'intéresse aux télécommunications optiques, on peut distinguer deux types de systèmes et réseaux : d'une part les intercentraux et les longues distances, d'autre part le réseau courte distance (du central à l'abonné).

En ce qui concerne les télécommunications optiques grande distance, les perspectives sont assez claires. Ces systèmes fonctionnent déjà (transmissions sous-marines par exemple) et bénéficient régulièrement d'une amélioration des capacités de liaisons, en particulier, grâce à l'utilisation d'amplificateurs optiques.

Un objectif essentiel pour les futurs systèmes est la montée en débit. Ceux installés actuellement fonctionnent à 2,5 Gbits/s, et 5 Gbits/s pour les liaisons transcontinentales. Les prochains systèmes devraient fonctionner à 10 Gbits/s, et ceux à 40 Gbits/s font l'objet d'actives recherches.

Ces systèmes devraient encore accroître leurs possibilités par l'utilisation du multiplexage de longueur d'onde et l'introduction de réseaux avec autoroutage et autoreconfiguration.

En ce qui concerne les transmissions courtes distances, l'introduction de l'optique pour les transmissions d'informations, en particulier jusque chez l'abonné, se fait de façon tout à fait différente. Notamment, l'aspect économique est primordial, le coût des installations et des équipements, surtout les liaisons jusque chez l'abonné, est déterminant. Pour remplacer le coaxial par la fibre, il faut que celle-ci soit compétitive, non seulement sur le plan des performances techniques, mais aussi d'un point de vue coût. Dans ces conditions, la fibre a du mal à remplacer le coaxial surtout dans une perspective mono-service comme le téléphone.

C'est pourquoi l'introduction de la fibre est envisagée de façon progressive et souvent de façon hybride avec d'autres techniques : fibre - coaxial (HFC), ou fibre jusqu'au trottoir (FTTC) ou fibre jusqu'au building (FTTB). L'arrivée des systèmes complètement fibrés jusque

chez l'abonné (FTTH) est conditionnée par la mise au point de modules émetteur - récepteur de très faible coût.

C'est pourquoi une autre possibilité, également hybride, peut être envisagée : il s'agit de combiner la transmission optique avec la transmission microonde. Cette méthode est extrêmement séduisante car elle doit permettre, non seulement la transmission en direction d'un émetteur - récepteur fixe, mais aussi vers des mobiles (voitures, portables, micro-ordinateurs...). Etant donné la souplesse de cette solution, elle semble une alternative intéressante et est activement étudiée. Au plan européen, on peut citer les projets MODAL (Microwave Optical Duplex Antenna Link) et FRANS (Fibre Radio ATM Network and Services), et notre travail de thèse s'inscrit dans une action soutenue par France Telecom dans laquelle L'IEMN est impliqué en collaboration avec le « Laboratoire Antennes et Réseaux » de l'Université de Rennes I.

L'objectif de cette action est de démontrer la possibilité de coupler la transmission d'informations sur porteuse optique à la transmission hertzienne sur porteuse millimétrique. Le but est de couvrir les derniers mètres de l'installation, soit en intérieur soit en extérieur, en particulier dans le cas des systèmes mobiles. Ceci suppose : l'utilisation du réseau fibre optique 1,3 ou 1,55  $\mu\text{m}$ , la transmission de données (signal digital) entre un poste central et une station mobile, la transmission hertzienne millimétrique.

La fréquence retenue pour la porteuse millimétrique est dans ce projet de 38 GHz, étant donné son intérêt pour les transmissions hertziennes (problèmes de l'encombrement hertzien, atténuation importante limitant les pollutions électromagnétiques...), et aussi parce que cette gamme de fréquences est plus accessible que la gamme des 60 GHz, notamment en ce qui concerne les composants spécifiques.

Dans ce travail, nous avons étudié les techniques et les méthodes à mettre en œuvre pour aboutir à la réalisation d'un démonstrateur à 38 GHz.

Ce mémoire s'articule en quatre chapitres. Le premier est une présentation des principales techniques qui permettent la génération optique d'un signal millimétrique avec leurs avantages et inconvénients. Il s'agit de la modulation directe d'une diode laser, de l'utilisation d'une diode laser en régime non-linéaire, d'un modulateur externe, du contrôle optique d'un oscillateur millimétrique et de l'hétérodynage optique. Nous complétons ce chapitre par une analyse de la détection optique en gamme millimétrique qui est dans la plupart des méthodes proposées précédemment un passage obligatoire. Ce chapitre se termine par une justification de la méthode utilisée dans le cadre de ce travail : les non-linéarités de laser.

Le deuxième chapitre est consacré à la modélisation des diodes laser à semiconducteurs en régime non-linéaire à l'aide d'un modèle de type CAO de type commercial. Bien que de tels outils aient été développés depuis plusieurs années au laboratoire, il nous a semblé plus intéressant d'utiliser un modèle commercial de façon à ce que cette étude soit accessible à un nombre d'utilisateurs le plus grand possible. Ce chapitre comprend la présentation de la modélisation, la description des méthodes utilisées pour déterminer les données du modèle et la validation de ce modèle par la confrontation expérience - théorie.

Le troisième chapitre s'attache à démontrer la faisabilité d'une transmission opto-microonde à 10 GHz, en utilisant les non-linéarités du laser. Cette fréquence est choisie dans le

but de démontrer la validité du concept sans être limité par les performances en fréquence des composants. Après avoir donné le principe du démonstrateur, les techniques d'adaptation d'impédance pour améliorer le transfert en puissance, nous donnons ensuite la description et la modélisation du transducteur qui assure la conversion optique - microonde. Nous terminons ce chapitre par la fabrication et la caractérisation du système.

Le quatrième chapitre est la transposition à 38 GHz de la technique présentée dans le troisième chapitre. Pour n'utiliser qu'un seul photodétecteur, l'architecture du démonstrateur est modifiée ; nous la décrivons avant de présenter en détail les différents éléments constituant la chaîne de transmission. La liaison est ensuite modélisée, et ce chapitre s'achève par le démonstrateur complet à 38 GHz et sa caractérisation.



*CHAPITRE I*

**TRANSMISSIONS MIXTES  
OPTIQUE MICRO-ONDE**

# CHAPITRE I

## TRANSMISSIONS MIXTES OPTIQUE MICRO-ONDE

Dans ce chapitre, nous présentons le principe d'une transmission mixte optique micro-onde, puis nous effectuons une revue des différentes techniques permettant de générer optiquement un signal millimétrique en sortie de la liaison. Nous rappelons aussi les méthodes de détection d'un signal opto-millimétrique. Enfin, nous discutons du choix de la méthode que nous mettrons en oeuvre, fondée sur les non-linéarités présentées par un laser sous modulation directe de fort niveau, en insistant sur les avantages du point de vue système.

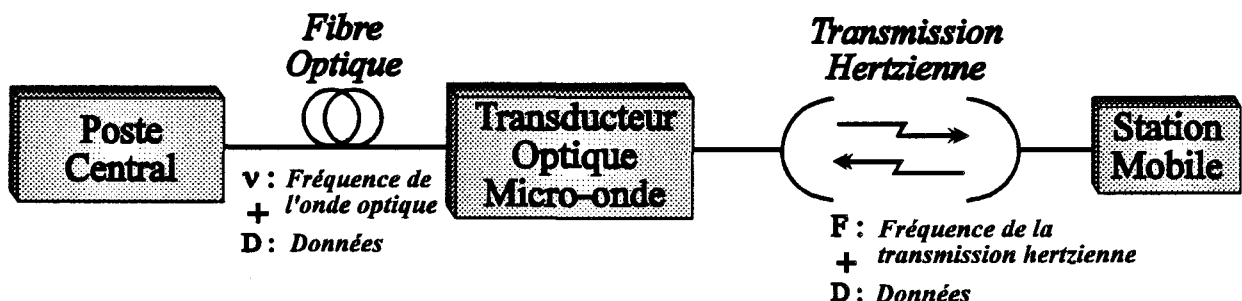
### I. PRINCIPE

Le principe de cette transmission consiste à coupler la transmission d'informations sur porteuse optique à la transmission hertzienne sur porteuse micro-onde (ou millimétrique). Le but est de couvrir les derniers mètres de l'installation, soit en intérieur soit en extérieur, en particulier dans le cas des systèmes mobiles.

Dans ce cadre, nous pouvons définir un cahier des charges ou une spécification technique très schématique qui serait la suivante :

- utilisation du réseau fibre optique  $1,3\mu\text{m}$  ou  $1,55\mu\text{m}$ ,
- transmission de données (signal digital) entre un poste central et une station mobile, en émission et réception,
- transmission hertzienne micro-onde ou millimétrique.

La figure I.1 donne le schéma de principe de cette transmission.



**Figure I.1** : Principe de la transmission mixte optique micro-onde

Les fréquences possibles pour la transmission hertzienne sont imposées par les réglementations internationales et couvrent une bande de fréquence allant de 2 GHz à 60 GHz.

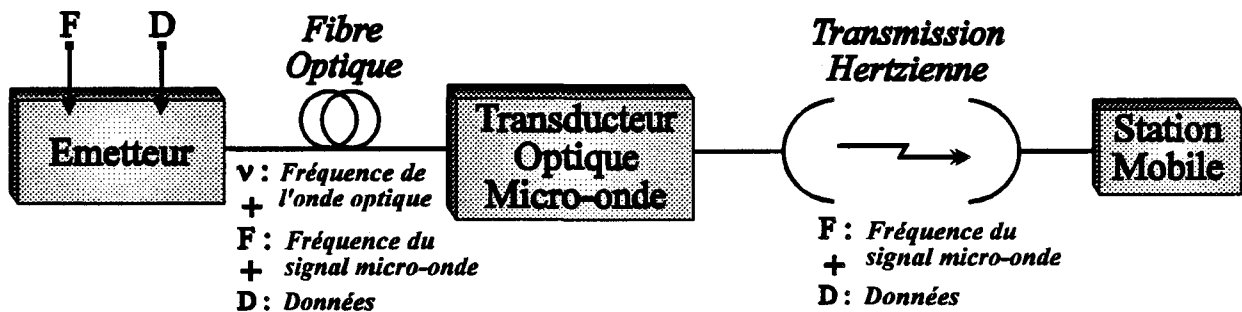
Etant donné les exigences actuelles (problème d'encombrement hertzien, atténuations importantes limitant les pollutions électromagnétiques...), les systèmes étudiés tendent à utiliser les fréquences millimétriques. Le projet européen MODAL : Microwave Optical Duplex Antenna Link, sous-entendait des fréquences de l'ordre de 60 GHz, son projet « fils » FRANS: Fiber Radio ATM Network and Services, quant à lui se situe autour de 30 GHz.

Enfin, c'est la fréquence de 38 GHz qui a été retenue dans le projet soutenu par France Télécom qui représente l'essentiel de cette thèse.

Une telle liaison mixte suppose la définition d'un transducteur opto-millimétrique permettant d'assurer la continuité de la transmission du signal digital, du réseau fibre optique aux antennes millimétriques et inversement des antennes millimétriques au réseau fibre optique.

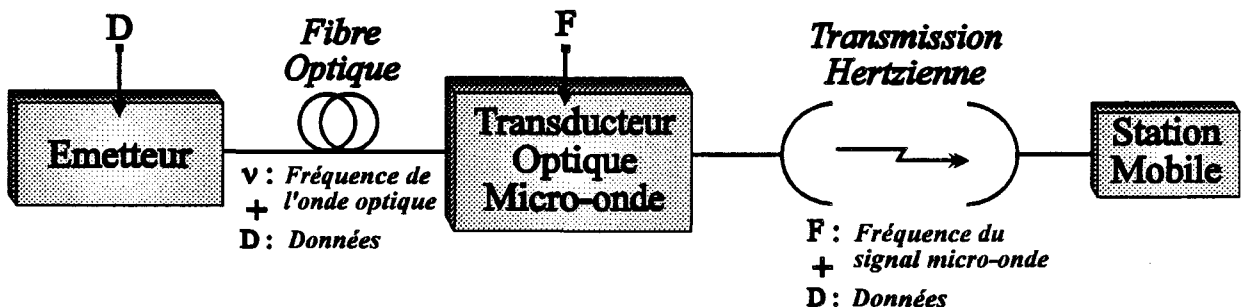
- Dans le sens poste central → station mobile, on peut envisager différentes configurations qui se classent en deux grandes familles :

- la première famille est fondée sur le transport optique du signal millimétrique (figure I.2),



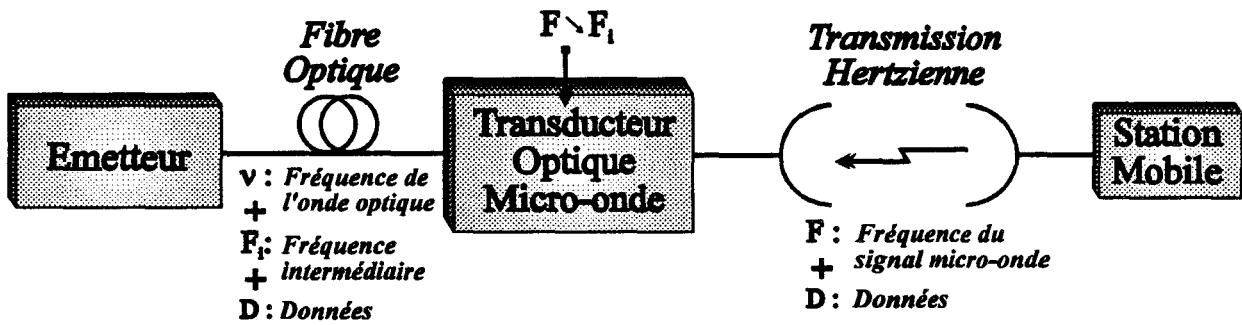
**Figure I.2 :** Système avec transport optique du signal micro-onde

- la seconde famille est fondée sur la génération du signal millimétrique au niveau du transducteur opto-millimétrique (figure I.3).



**Figure I.3 :** Système avec génération du signal micro-onde au niveau du transducteur

- Si nous considérons à présent le retour du signal digital dans le sens station mobile → poste central, on retrouve ces deux familles complétées par une troisième famille fondée sur le transport optique d'un signal intermédiaire (figure I.4).



**Figure I.4** : Système avec transport optique d'une fréquence intermédiaire

Pour mettre en oeuvre ces différentes configurations, différentes briques de base sont nécessaires. Elles concernent :

- la génération optique d'un signal millimétrique, au niveau du poste central ou au niveau du transducteur opto-millimétrique,
- la détection du signal opto-millimétrique essentiellement au niveau du transducteur.

L'objet du paragraphe suivant est de présenter différentes méthodes de génération optique d'un signal millimétrique.

## II. GENERATION OPTIQUE D'UN SIGNAL MILLIMETRIQUE

Comme nous l'avons vu au paragraphe précédent, nous pouvons classer les systèmes de génération optique du signal millimétrique en deux grandes familles qui sont :

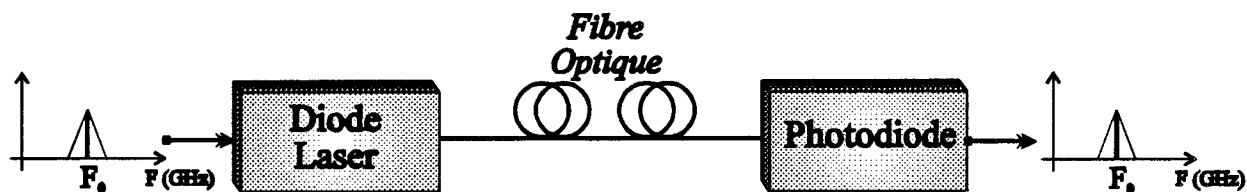
- les systèmes avec génération au niveau du poste central :
  - modulation directe d'un laser,
  - laser en régime non-linéaire,
  - modulation externe,
- les systèmes avec génération au niveau du transducteur opto-millimétrique :
  - contrôle optique d'un oscillateur millimétrique,
  - hétérodynage optique.

Intéressons nous tout d'abord à la première famille, qui se caractérise par l'application du signal millimétrique pour moduler l'onde optique au niveau du poste central.

### II.1. Modulation directe d'un laser semiconducteur

C'est la solution la plus simple (figure I.5). Elle consiste à moduler le courant d'injection du laser, à la fréquence  $F_0$ , qui entraîne une modulation de la puissance optique à la même fréquence  $F_0$ . Sa principale limite concerne les fréquences de coupure maximales du laser.





**Figure I.5** : Modulation directe d'un laser semiconducteur

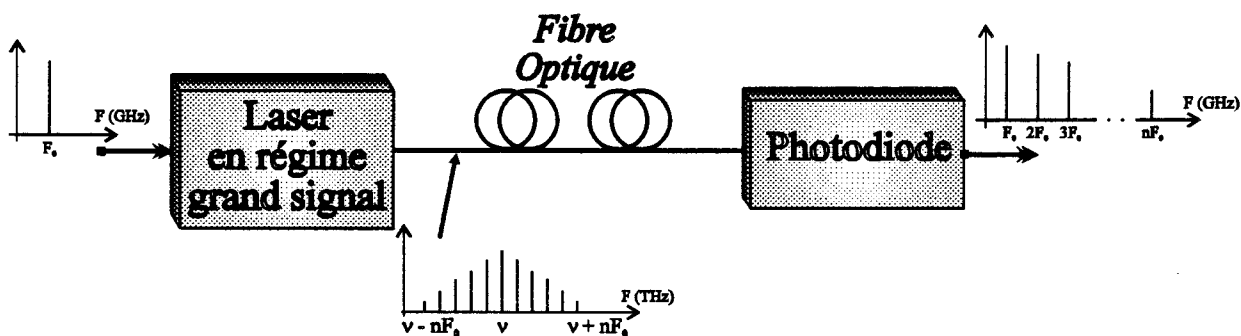
En laboratoire, des fréquences de coupures de l'ordre de 40 GHz ont été obtenues en filière GaAs (longueur d'onde 0.8 $\mu$ m) au Fraunhofer Institute de Freiburg [1]. Pour la filière InP (longueur d'onde 1,3 - 1,55  $\mu$ m), c'est à dire aux longueurs d'onde utilisées en télécommunications optiques; les records sont de l'ordre de 25 GHz à 30 GHz pour respectivement Bell Labs aux U.S.A. [2], et THOMSON LCR [3].

En effet, très récemment THOMSON LCR, en collaboration avec l'IEMN pour l'aspect théorique [4], a démontré l'intérêt de la structure laser multiélectrode pour augmenter la fréquence de coupure des lasers de la filière InP. THOMSON LCR a ainsi fabriqué un laser DFB filière InP dont la fréquence de coupure vaut 30 GHz [5] et dont la décroissance d'efficacité haute fréquence est beaucoup moins forte que pour les lasers modulés de façon conventionnelle, ce qui permet d'être encore utilisable pour une liaison à 40 GHz.

Cette technique est tout à fait prometteuse pour la génération de signaux millimétriques, mais n'était pas encore développée, au moment où nous avons entrepris notre étude à 38 GHz. C'est pourquoi nous avons opté pour une solution accessible avec des lasers de fréquences de coupure plus modestes : il s'agit de l'utilisation des lasers en régime non-linéaire.

## II.2. Diode laser en régime non-linéaire

En effet, une manière de surmonter les limitations de bande passante des diodes lasers est d'exploiter les non-linéarités inhérentes aux diodes lasers semiconductrices, pour générer des signaux optiques aux fréquences micro-ondes voire millimétriques (figure I.6).



**Figure I.6** : Diode laser en régime non-linéaire

Des études sur le comportement dynamique d'une diode laser modulée directement en régime grand signal, montrent un comportement non-linéaire dominant lorsque la fréquence de modulation de la diode laser est proche de sa fréquence de relaxation grand signal [6].

C'est cette technique que nous exploiterons dans ce mémoire pour générer un signal utilisable à 38 GHz en partant d'un signal à 7,6 GHz, avec des diodes lasers fabriquées à Thomson LCR [7], sachant qu'une étude préliminaire effectuée au CNET Bagneux [8] avait déjà conduit à des résultats forts prometteurs.

Nous reviendrons bien sûr plus en détails sur cette technique et sur son intérêt pour la mise en oeuvre dans une architecture de réseaux.

### II.3. Modulateur externe

L'utilisation d'un modulateur externe couplé à une source optique 1.3 ou 1.55  $\mu\text{m}$ , peut également être envisagée (figure I.7).

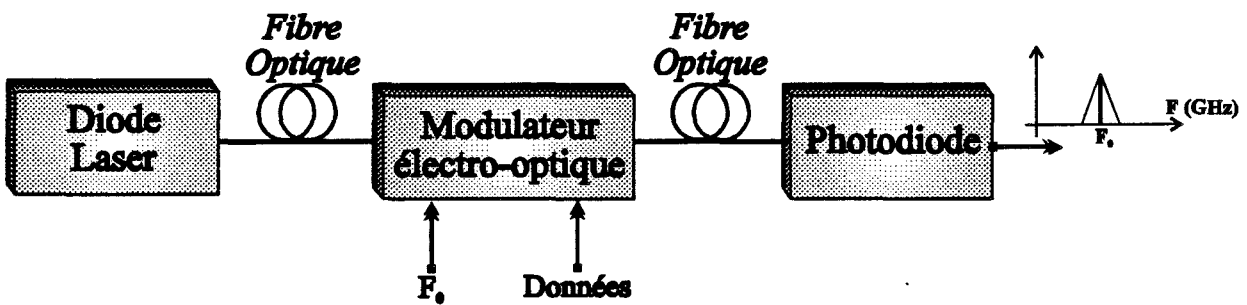


Figure I.7 : Modulateur externe

Par application d'une tension et donc d'un champ électrique, on peut faire varier l'indice optique de certains matériaux et donc déphaser l'onde optique guidée d'un angle correspondant. La modulation de phase peut être transformée en modulation d'amplitude par une méthode interférométrique (interféromètre de Mach Zehnder) (figure I.8).

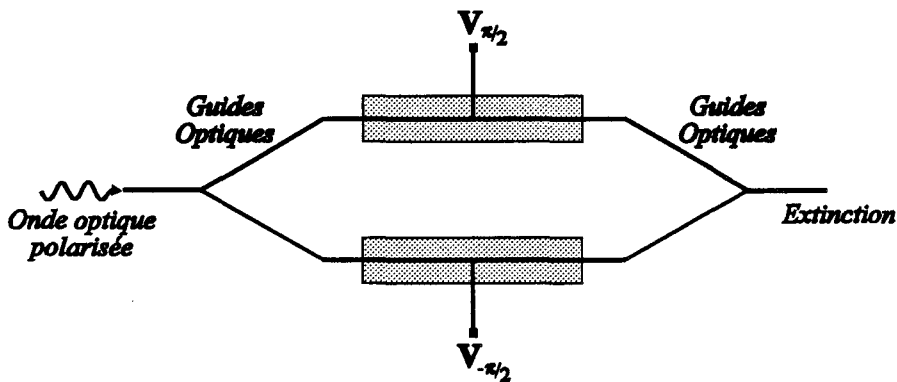


Figure I.8 : Principe du modulateur électro-optique de type Mach Zehnder

Cette méthode, bien connue et démontrée depuis plusieurs années, était limitée en fréquence de coupure. En effet, les variations d'indice par effet électro-optique sont faibles, les longueurs d'interaction sont alors grandes pour obtenir une efficacité suffisante : la conséquence en est l'utilisation d'électrodes longues, entraînant des valeurs de capacité élevées, donc des fréquences de coupure faibles.

Afin de remédier à ce problème inhérent aux électrodes localisées, l'utilisation d'électrodes réparties encore appelée « Travelling Wave » en terminologie anglo-saxonne, a permis d'augmenter la fréquence de travail. Cette méthode consiste à transformer les électrodes en lignes  $50 \Omega$  de type micro-ruban ou coplanaire. Dans ces conditions, on montre que si les ondes optiques et électriques se propagent à la même vitesse, la bande passante devient infinie.

En réalité la situation est plus compliquée et un premier résultat avait été publié par GMMT à 52 GHz dans la filière GaAs pour une application à  $1,3 \mu\text{m}$  [9], en utilisant des électrodes à ondes progressives. Une autre démonstration avec un modulateur présentant une fréquence de coupure supérieure à 70 GHz a également été faite [10] sur Niobate de Lithium pour une application à la longueur d'onde  $1,55 \mu\text{m}$ . Dans ce cas le guide d'onde est directement couplé à une ligne coplanaire compatible avec une propagation des ondes millimétriques et présentant donc une très bonne adaptation d'impédance et peu de pertes électriques.

Outre les limites fréquentielles des modulateurs de type Mach Zehnder, ces composants sont caractérisés par des pertes d'insertion optique importantes (6 dB pour [9]), et une puissance micro-onde de commande importante ( $V_{\pi} = 5 \text{ V}$  sur  $50 \Omega$ , soit  $P_{\text{in}} \approx 27 \text{ dBm}$ )

Des résultats intéressants ont également été obtenus avec des modulateurs à électro-absorption à multi-puits quantiques, exploitant la modification de longueur d'onde de coupure, sous l'action d'un champ électrique et donc d'une tension. Des fréquences de coupure élevées (supérieures à 40 GHz) ont ainsi été obtenues, par exemple au CNET Bagneux, avec des tensions de commande et donc des puissances hyperfréquence assez faibles [11].

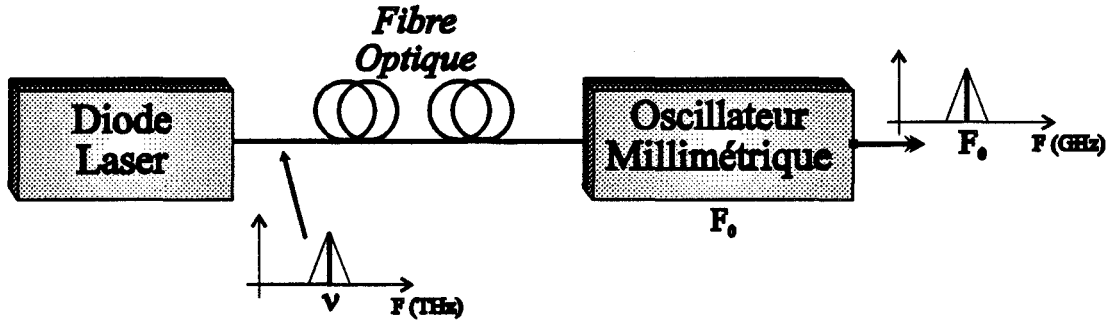
Cette méthode, à base de modulateurs à électro-absorption paraît très séduisante bien que contraignante du point de vue longueur d'onde. Même si les performances sont convenables et pourraient être compatibles avec une transmission en gamme millimétrique, l'utilisation d'un modulateur externe complique, de manière générale, le système. La solution pourrait être l'intégration monolithique laser-modulateur, mais alors la réalisation technologique devient beaucoup plus compliquée, ce qui réduit les performances du monolithe émetteur optique. Néanmoins, des composants de ce type ont déjà été réalisés par Alcatel Optronics et Fujitsu pour des applications digitales principalement.

#### *II.4. Contrôle optique d'un oscillateur millimétrique*

En ce qui concerne la seconde famille, la génération de l'onde millimétrique s'effectue directement au niveau du transducteur opto-millimétrique. Une première solution serait bien sûr d'associer à un photodétecteur, un oscillateur millimétrique et un mélangeur.

Pour cette solution, la principale difficulté est liée au mélange du signal millimétrique et du signal bas débit (quelques centaines de Mbit/s) issu du photodétecteur. L'intérêt de l'optoélectronique est qu'un tel mélange peut être réalisé directement au sein d'un composant photosensible.

La méthode peut alors être simplifiée en utilisant un oscillateur local millimétrique qui possède, au sein de sa structure active une surface photosensible. On peut alors contrôler optiquement l'oscillateur (figure I.9).



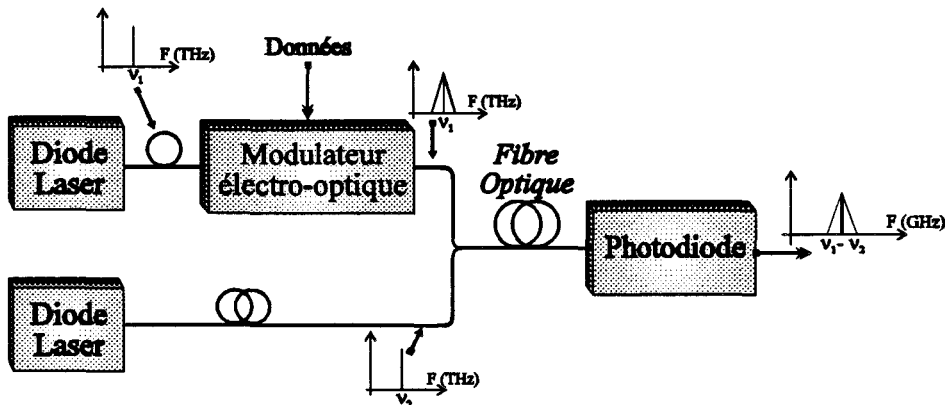
**Figure I.9** : Contrôle optique d'un oscillateur millimétrique

De telles solutions ont été étudiées depuis longtemps (contrôle de diode Impatt [12]) et des premiers oscillateurs commandés par une onde optique à  $1,3 \mu\text{m}$  ont été récemment publiés [13]. Nous pouvons également citer les travaux récents du CNET France Télécom utilisant l'effet Esaki-Tsu dans les super-réseaux pour aboutir à un oscillateur contrôlé optiquement, fonctionnant à la fréquence de 20 GHz [14].

Dans ce domaine, des études composants et circuit associés devraient permettre de définir des transducteurs oscillant aux environs de 60 GHz et présentant une bonne efficacité optique. Une telle étude est actuellement développée à l'IEMN [15] avec des transistors bipolaires à hétérojonction dans la filière InP. Pour augmenter la fréquence de travail, le transistor est éclairé par la tranche.

### II.5. Hétérodynage optique

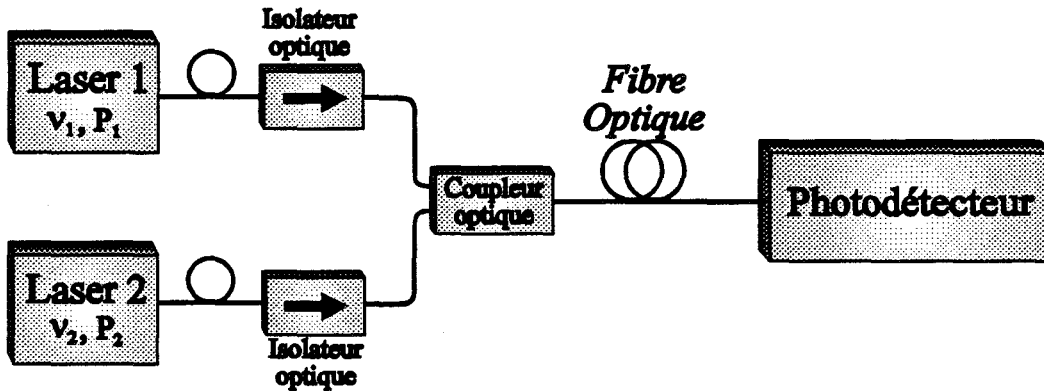
La génération d'une onde optique de fréquence  $F$  au niveau du transducteur opto-millimétrique peut être obtenue également par une méthode d'hétérodynage (ou battement) de deux ondes optiques de fréquences optiques  $\nu_1$  et  $\nu_2$  vérifiant la condition  $|\nu_1 - \nu_2| = F$ . Nous obtenons le mélange de ces deux ondes optiques au niveau du photodétecteur qui donne naissance à un photocourant présentant une composante continue et une composante fréquentielle de fréquence  $|\nu_1 - \nu_2|$  (figure I.10).



**Figure I.10** : Hétérodynage optique

Dans ce paragraphe, nous développons sommairement la théorie liée à cette technique, puis nous présentons plusieurs méthodes permettant sa mise en oeuvre.

Considérons le schéma de la figure I.11, avec :



**Figure I.11** : Principe de l'hétérodynage optique.

Avec :

$$E_1 = \sqrt{P_1} \cdot \exp[j \cdot (2\pi\nu_1 t + \phi_1)] \quad \text{et} \quad E_2 = \sqrt{P_2} \cdot \exp[j \cdot (2\pi\nu_2 t + \phi_2)]$$

$E_1, E_2$  : amplitudes des champs électriques des ondes optiques émises respectivement par les laser 1 et 2,

$P_1, P_2$  : puissances optiques,

$\nu_1, \nu_2$  : fréquences optiques :  $\nu = \frac{c}{\lambda}$ ,

$\phi_1, \phi_2$  : déphasages.

Nous obtenons au niveau du photodétecteur, le mélange de ces deux ondes optiques, qui donne naissance à un photocourant :

$$I_{ph}(t) \cong \frac{q \cdot \eta}{h \cdot \nu} \cdot \left[ (P_1 + P_2) + 2 \cdot \cos(\phi) \cdot f(\nu_2 - \nu_1) \cdot \cos((2\pi(\nu_2 - \nu_1))t + \phi_2 - \phi_1) \right]$$

avec :

$\frac{q \cdot \eta}{h \cdot \nu}$  : coefficient de réponse statique du photodétecteur (en A/W),

$q$  : charge de l'électron ( $1,6 \cdot 10^{-19}$  C),

$\eta$  : rendement quantique du photodétecteur,

$\nu$  :  $\frac{\nu_1 + \nu_2}{2}$

$f(\nu_2 - \nu_1)$  : réponse fréquentielle du photodétecteur (fonction de transfert),

$\phi$  : différence angulaire de polarisation entre les deux ondes 1 et 2.

D'après l'expression précédente, nous remarquons que le photocourant présente :

- une composante continue d'amplitude :  $\frac{q \cdot \eta}{h \cdot \nu} \cdot (P_1 + P_2)$
- une composante fréquentielle
  - de valeur efficace :  $\cos(\phi) \cdot \sqrt{(P_1 + P_2)}$
  - de fréquence :  $\nu_2 - \nu_1$
  - de phase :  $\phi_2 - \phi_1$

La génération d'un signal millimétrique à la fréquence  $F$  par cette technique est donc conditionnée par la différence de fréquence entre les deux ondes optiques :

$$F = \nu_2 - \nu_1 = \frac{c}{\lambda_2} - \frac{c}{\lambda_1} = \frac{c \cdot (\lambda_1 - \lambda_2)}{\lambda_1 \cdot \lambda_2} \left( \equiv \frac{c \cdot \Delta \lambda}{\lambda^2} \right)$$

A titre d'exemple, la génération d'un signal à 60 GHz à partir de deux ondes optiques voisines de 1,3  $\mu\text{m}$ , impose une différence de longueur d'onde de 3,38 Å avec une précision voisine du 1/100<sup>ème</sup> Å (variation de 170 MHz de la fréquence générée), correspondant, par exemple, à un rayonnement à 1,3  $\mu\text{m}$  et un second à 1,300338  $\mu\text{m}$ .

Notons également que l'amplitude du signal généré dépend directement de l'angle  $\phi$  qui caractérise la différence de polarisation des deux ondes optiques. Lorsque ces deux ondes présentent la même polarisation  $\phi=0$ , l'amplitude est alors maximale. L'état de phase de polarisation respectif des deux signaux optiques sera donc une donnée cruciale quant à la puissance du signal micro-onde généré.

La largeur spectrale  $\Delta F$  du signal obtenu par battement des deux ondes optiques est égale à la somme des largeurs spectrales de chacune des ondes optiques :

$$\Delta F = \Delta \nu_1 + \Delta \nu_2,$$

si les deux rayonnements optiques sont mutuellement cohérents en phase, c'est à dire, si l'addition vectorielle des deux champs optiques n'est pas altérée par une fluctuation de phase. Compte tenu de cette remarque, une première méthode permettant de mettre en oeuvre cette technique consiste à utiliser deux lasers présentant chacun une largeur spectrale d'émission la plus faible possible. Le schéma synoptique est alors donné figure I.11. A titre d'exemple, les lasers DFB (lasers monomodes) sont actuellement les lasers semiconducteurs qui présentent la plus faible largeur spectrale (de quelques MHz à quelques 10 MHz).

La réduction de cette largeur spectrale peut également être obtenue par une technique de rétroaction optique utilisant une cavité externe [16], à l'aide d'un miroir ou d'un réseau de Bragg, couplé à une face du laser (traitée antiréfléchissante). Une distance de 50 cm entre la diode laser et le réseau permet de diminuer la largeur spectrale à quelques 100 kHz [16].

Une autre solution pour réduire la largeur spectrale de chacun des lasers, passe par l'utilisation d'un laser YAG, de cavité plus grande, qui présente des raies optiques de largeur inférieure à 10 kHz. Notons que cette solution limite le choix de la longueur d'onde optique

aux environs de 1,3  $\mu\text{m}$ , alors que les lasers DFB peuvent être réalisés pour émettre dans les fenêtres 1,3 ou 1,5  $\mu\text{m}$ .

Dans les deux cas (laser DFB avec rétroaction optique ou laser YAG), la méthode est limitée par la longueur de cohérence de chaque laser, qui est donnée par :

$$l_c = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda} \cong \frac{c}{\Delta\nu}$$

avec :

- $\lambda$  : longueur d'onde d'émission (m),
- $\Delta\lambda$  : différence de longueur d'onde (m),
- $c$  : vitesse de la lumière dans le vide ( $\approx 3 \cdot 10^8 \text{ ms}^{-1}$ ),
- $\Delta\nu$  : largeur spectrale (Hz).

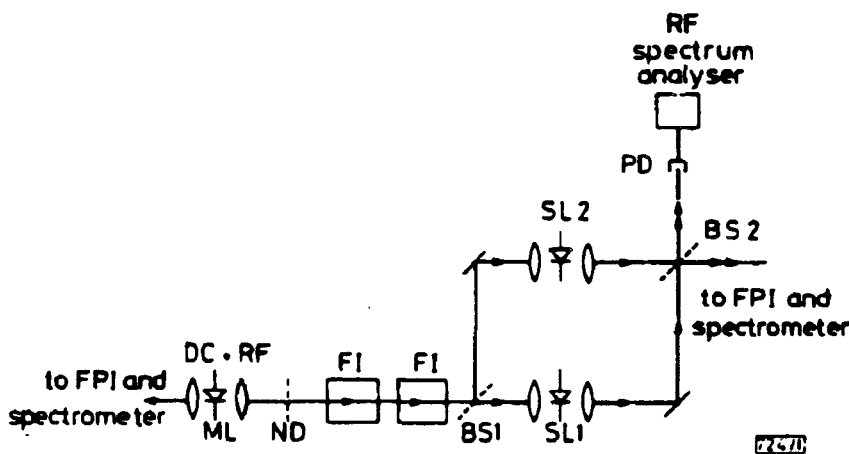
Au-delà de cette longueur, les rayonnements optiques ne sont plus cohérents en phase et l'hétérodynage devient inefficace, ce qui se traduit par un élargissement important de la largeur du spectre de battement. La diminution de la largeur spectrale des ondes optiques des lasers, a pour conséquence l'augmentation de la longueur de cohérence; les valeurs ainsi obtenues (3 km pour  $\Delta\nu=100 \text{ kHz}$ , 30m pour  $\Delta\nu=10 \text{ MHz}$ ) sont dans certains cas encore incompatibles avec les applications envisagées qui peuvent présenter des besoins en terme de longueur de transmission optique supérieure.

Afin de rendre les deux lasers mutuellement cohérents en phase, nous pouvons citer les techniques de verrouillage qui sont :

- le verrouillage par injection optique,
- le verrouillage de phase électronique,
- le verrouillage actif des modes longitudinaux,
- le verrouillage des modes longitudinaux par injection optique.

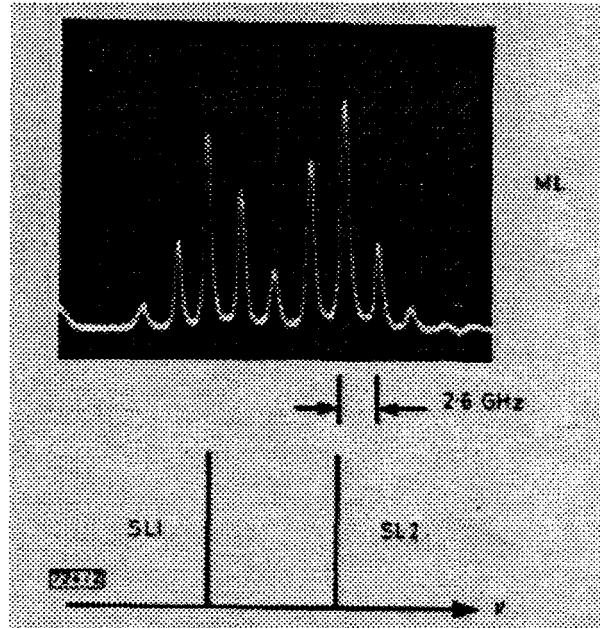
**a) Verrouillage par injection optique**

Une première solution appelée en terminologie anglo-saxonne « injection locking », consiste à verrouiller deux lasers dits esclaves, en injectant une onde optique issue des bandes latérales de modulation d'un laser maître [17] (figure I.12).



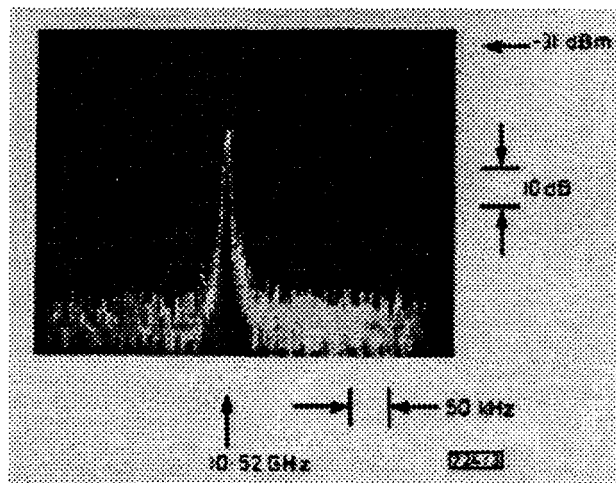
**Figure I.12 :** Hétérodynage optique avec verrouillage de deux lasers par injection optique [17].

Le laser maître, de fréquence optique  $\nu_0$  est modulé en amplitude à l'aide d'un signal micro-onde de fréquence  $f_m$ . Comme nous l'avons remarqué précédemment, le laser maître peut présenter des non-linéarités qui se traduisent par des harmoniques ou encore des bandes latérales de modulation multiples de part et d'autre de la fréquence  $\nu_0$  (figure I.13). La fréquence optique du laser esclave 1 est ajustée par un contrôle de sa température et de son courant d'injection, de façon à ce qu'elle coïncide avec la  $n^{\text{ième}}$  bande latérale du laser maître ( $\nu_0 + n \cdot f_m$ ). La fréquence optique du laser esclave 2 est ajustée avec la  $n^{\text{ième}}$  bande latérale opposée ( $\nu_0 - n \cdot f_m$ ) (figure I.13). On obtient alors au niveau du photodétecteur un signal micro-onde à la fréquence  $2 \cdot n \cdot f_m$ .



**Figure I.13** : Spectre optique au niveau du photodétecteur [17].

L'indication du phénomène d'« injection locking » est révélée par les changements se produisant dans le spectre du signal de battement. Lorsque les deux lasers esclaves sont non verrouillés, les fluctuations de phase sont mutuellement indépendantes et la largeur spectrale du signal de battement est de l'ordre de 50 kHz [17] (figure I.14).



**Figure I.14** : Spectre fréquentiel du signal de battement [17].

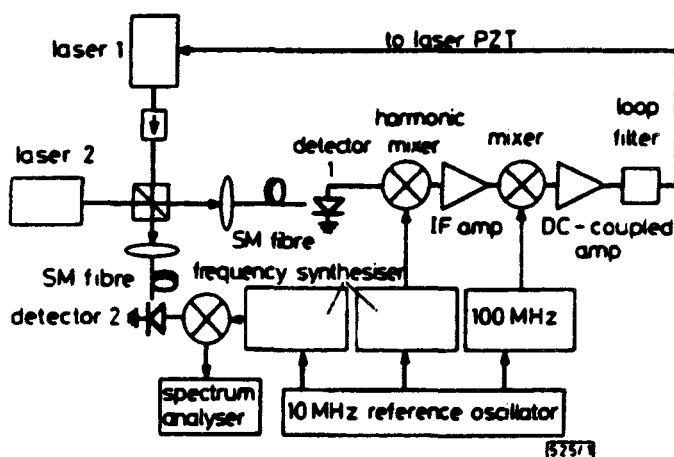


**b) Verrouillage de phase électronique**

Une seconde solution, appelée en terminologie anglo-saxonne : « offset phase-locking » consiste à utiliser un verrouillage de phase électronique, où la phase d'un des deux lasers est contrôlée activement pour asservir le second laser.

Cette méthode peut être mise en oeuvre avec des lasers présentant des largeurs spectrales étroites et par conséquent présentant des fluctuations de phase dans une gamme de fréquence basse, pour lesquelles il est plus facile de contrôler le spectre optique d'un des deux lasers par une boucle de rétroaction électronique conventionnelle. Des lasers DFB à cavités externes [18], ainsi que des lasers YAG [19] ont été utilisés pour cette application.

Dans le cas des lasers YAG, le signal de battement est contrôlé par un photodétecteur rapide, qui est le premier élément de la boucle de verrouillage (figure I.15).



**Figure I.15** : Hétérodynage optique avec verrouillage de phase électronique de deux lasers [19].

La phase du signal de battement est alors comparée avec celle d'un signal micro-onde provenant d'un synthétiseur de fréquence, directement ou après avoir effectué un premier mélange (dans le cas d'une génération millimétrique). La tension de sortie, qui est proportionnelle à la différence de phase entre les signaux de battement et de référence, constitue un signal d'erreur qui est bouclé sur un des deux lasers de façon à former une boucle à verrouillage de phase ( PLL ). Cette tension contrôle la fréquence et la phase du laser par l'intermédiaire d'un élément piézo-électrique qui modifie la longueur de la cavité et donc la fréquence et la phase de l'onde optique émise. Ce système a déjà été mis en oeuvre pour générer des signaux jusqu'à 50 GHz [20]. La largeur spectrale du signal de battement était dans ce cas inférieure à 1 MHz et limitée par le synthétiseur de fréquence.

Cette méthode par rapport à la précédente (« injection locking ») limite à deux le nombre de composants émetteurs utilisés et simplifie donc la mise en oeuvre de l'alignement de ces composants. D'autre part, le signal peut être introduit directement au niveau du synthétiseur de fréquence dans le cas d'une modulation digitale en fréquence par exemple.

**c) Verrouillage actif des modes longitudinaux**

Pour s'affranchir complètement des fluctuations de phase des lasers utilisés pour l'hétérodynage optique, une autre solution consiste à utiliser une seule source optique. Nous allons voir, dans la suite de ce paragraphe comment mettre en oeuvre une technique d'hétérodynage optique à partir d'une seule source optique.

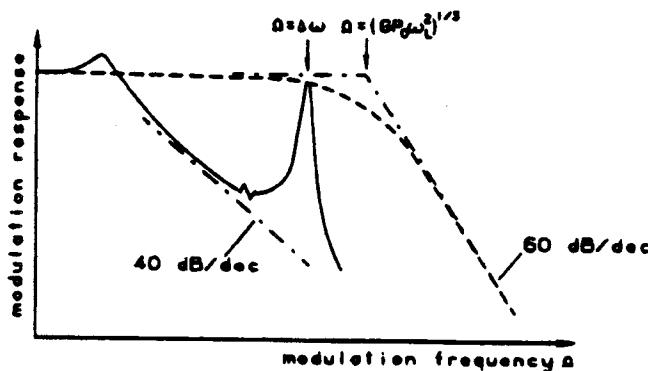
Si nous considérons un laser semiconducteur de type Fabry-Perot, le spectre d'émission optique de ce laser présente des modes longitudinaux, séparés par un intervalle intermodal donné par :

$$\Delta\lambda = \frac{c}{2 \cdot n \cdot L}$$

où  $n$ , en première approximation, est l'indice de réfraction du matériau et  $L$  la longueur de la cavité Fabry-Perot. Notons également que l'amplitude de ces modes longitudinaux est limitée par la courbe de gain du matériau semiconducteur utilisé et par la structure du laser. Nous pouvons alors envisager de faire battre entre eux ces modes longitudinaux pour obtenir au niveau du photodétecteur un signal électrique à la fréquence qui correspond à l'intervalle intermodal  $\Delta\lambda$  ou à un multiple  $n \cdot \Delta\lambda$ . Deux méthodes ont été mises en oeuvre pour exalter ce phénomène.

La première consiste à verrouiller activement les modes longitudinaux par un signal micro-onde appliqué à la diode laser. Elle est appelée en terminologie anglo-saxonne : « active mode locking ». En effet, ordinairement, les phases relatives des modes longitudinaux émis par la cavité laser sont indépendantes les unes des autres. La modulation du courant d'injection dans la diode laser, à une fréquence qui correspond à l'intervalle intermodal va imposer entre les modes qui oscillent, une relation de phase qui verrouille ces modes entre eux. Cette méthode s'avère comme un moyen efficace pour effectuer une modulation directe d'un laser à des fréquences bien supérieures à sa fréquence de coupure.

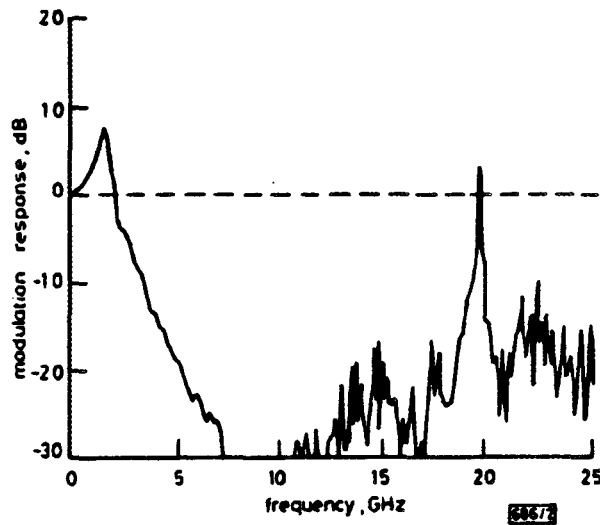
Une courbe schématique de la réponse fréquentielle d'un laser est donnée figure I.16 [21]. Nous retrouvons, pour les fréquences les plus basses, le comportement classique obtenu en modulation directe. C'est à dire une fréquence de relaxation suivie d'une décroissance de pente de 40 dB/dec. Pour la partie haute fréquence, voire très haute fréquence, nous observons une fenêtre de transmission lorsque la fréquence de modulation correspond à la fréquence de séparation intermodale.



**Figure I.16** : Réponse fréquentielle théorique d'une diode laser [21].



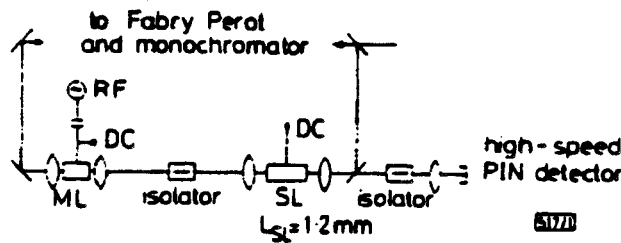
La longueur totale du composant est de 2,07 mm, ce qui correspond à une séparation fréquentielle intermodale de 20 GHz. La réponse fréquentielle de ce composant présente une résonance à 20 GHz et à 40 GHz (figure I.19) [24].



**Figure I.19** : Réponse fréquentielle du composant de la figure I.18 [24].

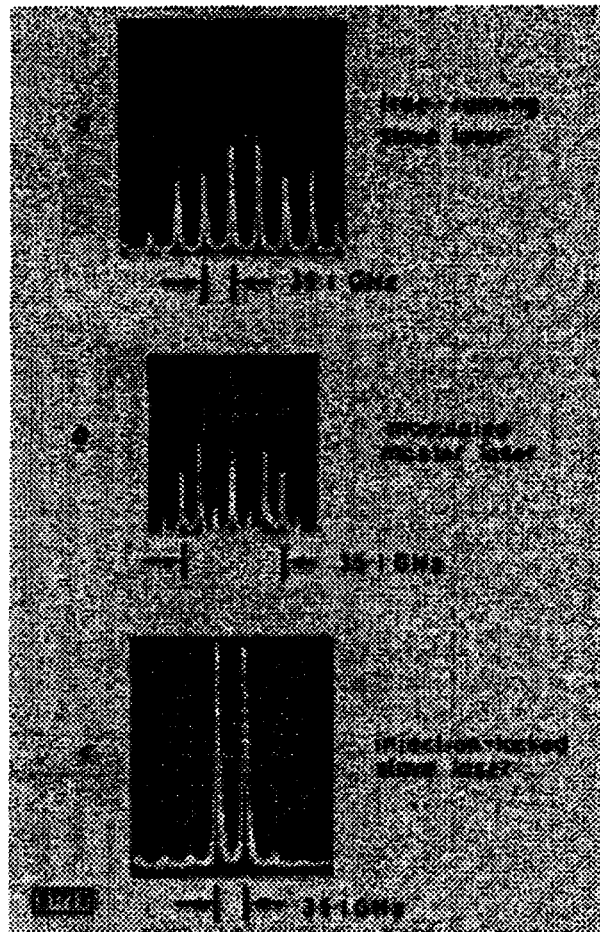
**d) Verrouillage des modes longitudinaux par injection optique**

Une seconde méthode permet d'exalter l'hétérodynage des modes longitudinaux de la cavité Fabry-Perot. Cette méthode consiste à verrouiller les modes longitudinaux en injectant dans le laser le spectre optique d'un laser DFB modulé; les bandes latérales de modulation du laser DFB, dit laser maître, viennent verrouiller en phase, deux modes longitudinaux adjacents (ou non) du laser Fabry-Perot, dit laser esclave (figure I.20) [25].



**Figure I.20** : Verrouillage des modes longitudinaux par injection optique [25].

Cette méthode a été mise en oeuvre avec un laser esclave de longueur 1,2 mm (ce qui correspond à un espacement des modes longitudinaux de 35 GHz) et avec une modulation du laser maître à  $f_m = 5,846$  GHz [25]. Le verrouillage s'effectue en ajustant la température du laser esclave jusqu'à ce que les fréquences de ces modes longitudinaux coïncident avec les bandes latérales  $\nu_0 - n \cdot f_m$  et  $\nu_0 + n \cdot f_m$  (ici  $n=3$ ) du laser maître (figure I.21) [25].



**Figure 1.21** : Spectres optiques des lasers maître et esclaves [25].

Le signal de battement ainsi obtenu, centré sur  $2.n.f_m$  (ici  $6.f_m = 35$  GHz), a une largeur spectrale inférieure à 10 MHz. Cette méthode nommée également « injection locking » en terminologie anglo-saxonne, par rapport à la précédente « active mode locking » permet de séparer la fonction de modulation et la fonction génération des modes longitudinaux (un hétérodynage à 30 GHz voire 60 GHz nécessite une longueur de cavité laser grande, donc une capacité grande, difficilement compatible avec une modulation efficace). Elle nécessite aussi d'aligner correctement deux composants optoélectroniques.

#### ***e) Modulateur externe***

La dernière technique de mise en oeuvre de l'hétérodynage optique utilise une seule source laser associée à un modulateur externe de type Mach-Zehnder [26]. La particularité de cette modulation externe est liée à la polarisation du modulateur, pour lequel la tension de commande  $v(t)$  comporte une composante continue et une composante sinusoïdale :

$$v(t) = V_\pi \cdot (1 + \varepsilon) + \alpha \cdot V_\pi \cdot \cos(\omega \cdot t)$$

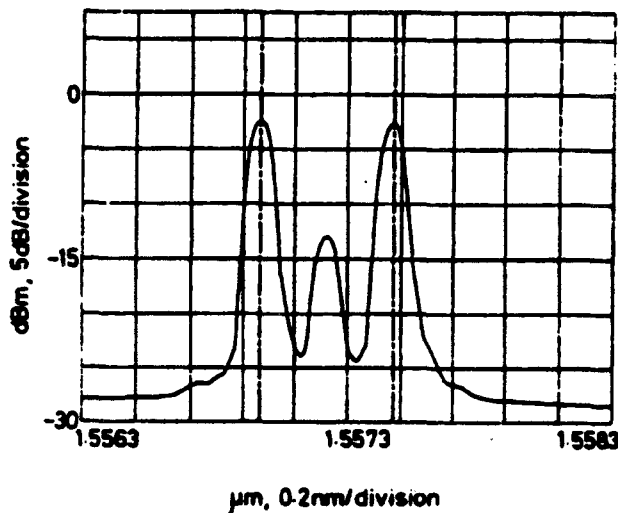
avec :  $V_\pi$  : tension d'extinction du modulateur,  
 $\varepsilon$  et  $\alpha$  : paramètres de normalisation.

L'expression du champ optique en sortie du modulateur est alors donnée par :

$$E(t) = \cos \left[ \frac{\pi}{2} \cdot (1 + \varepsilon) + \alpha \cdot \cos (\omega \cdot t) \right] \cdot \cos (2 \cdot \pi \cdot \nu_0 \cdot t)$$

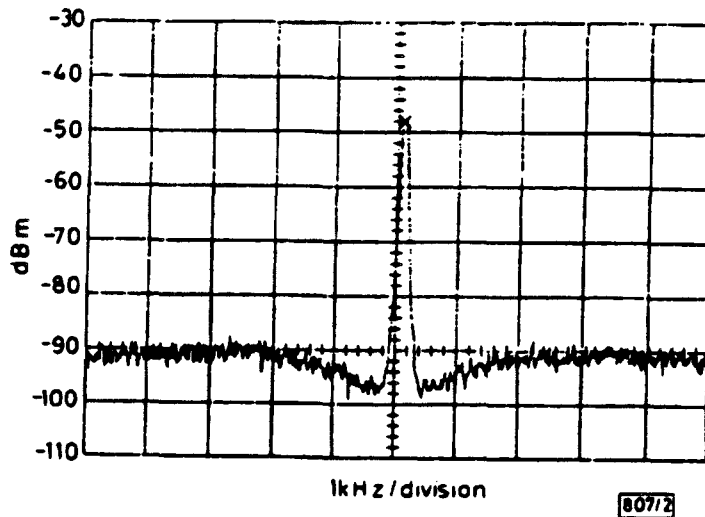
où  $\nu_0$  est la fréquence optique de la source émettrice, associée au modulateur.

A partir d'une composante du champ optique en fonction de Bessel, nous pouvons montrer que si la composante de polarisation continue est égale à  $V_\pi$  ( $\varepsilon=0$ ), la raie optique de fréquence  $\nu_0$  « disparaît » au profit de deux porteuses optiques latérales à  $\nu_0 - \frac{F}{2}$  et  $\nu_0 + \frac{F}{2}$  (figure I.22) [27].



**Figure I.22** : Spectre optique en sortie du modulateur [27].

Le battement de ces deux raies optiques dans un photodétecteur permet d'obtenir un signal électrique à la fréquence  $F$ , de largeur spectrale très faible (figure I.23) [27].



**Figure I.23** : Spectre électrique en sortie de photodétecteur [27].

L'intérêt de cette méthode par rapport aux méthodes d'hétérodynage précédentes est lié à la faible largeur spectrale du signal millimétrique généré qui ne dépend que du générateur électrique utilisé pour piloter le modulateur externe. Son inconvénient est lié à sa mise en oeuvre qui nécessite, en sortie du modulateur, la séparation des raies optiques à  $\nu_0 - \frac{F}{2}$  et  $\nu_0 + \frac{F}{2}$  pour appliquer la modulation du signal digital bas débit à transmettre. Avec cette méthode, on peut également réduire les phénomènes de dispersion dans la fibre et distribuer le signal de 60 GHz à un grand nombre de transducteurs ou stations de base [28].

### ***f) Lasers DFB traités bi-modes***

Une technique récemment proposée à British Telecom par Wake [29], consiste à utiliser un laser DFB bi-modes spécialement traité pour que ses deux modes optiques soient séparés de 60 GHz. Le verrouillage en fréquence entre ces deux modes optiques est obtenu par un signal électrique dont la fréquence est une sous harmonique de 60 GHz. Nous disposons alors d'une source capable de générer deux modes optiques séparés de 60 GHz. Par battement de ces deux modes dans un photodétecteur très rapide, nous récupérons ainsi le signal millimétrique en sortie de la liaison.

Cette technique, toute récente, allie les avantages de l'hétérodynage optique à celui d'un dispositif compact constitué d'un seul émetteur optique. Elle est par conséquent très prometteuse, mais l'étude technologique associée n'était pas suffisamment avancée au début de ce travail, pour justifier son utilisation dans le cadre de notre projet.

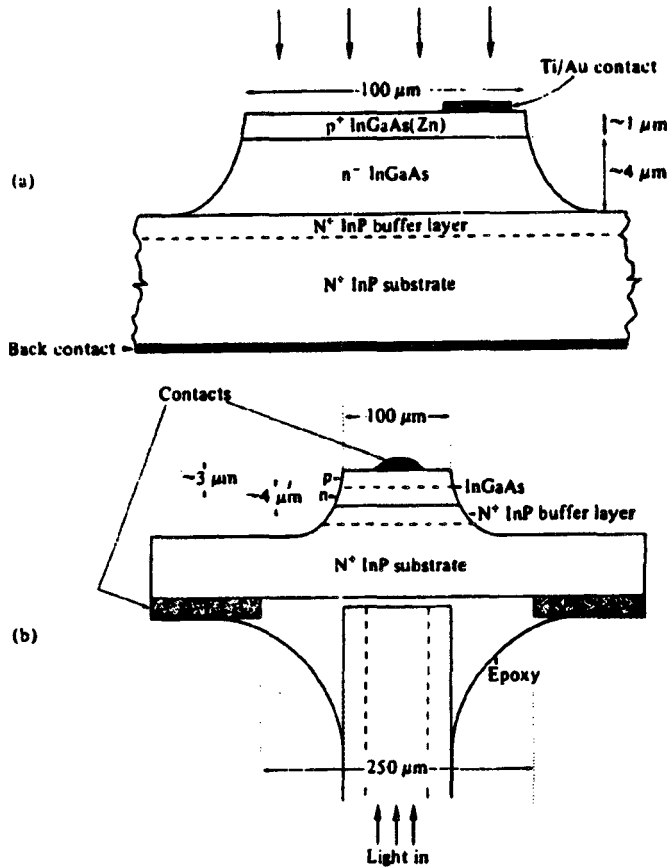
## **III. DETECTION OPTO-MILLIMETRIQUE**

### ***III.1. Photodiode PIN***

La photodiode PIN est obtenue par la croissance d'une couche Non Intentionnellement Dopée (NID), de largeur de bande interdite  $E_g$  et d'épaisseur  $W$ , entre deux couches fortement dopées  $N^+$  et  $P^+$  (figure I.23) [30].

Le semiconducteur qui constitue la couche NID a pour rôle l'absorption du rayonnement incident d'énergie  $h\nu$ . Pour cela, il doit vérifier la condition  $E_g < h\nu$ . La photodiode PIN peut être éclairée soit par la face  $P^+$  qui peut être absorbante ou transparente à la longueur d'onde de travail, soit par le substrat si celui-ci est transparent.

De nombreux travaux ont été développés sur ce composant, tant pour des applications numériques que pour des applications micro-ondes. Nous rappelons ici les principaux mécanismes et donnons les limites de ce composant pour l'application envisagée.



**Figure 1.23** : Photodiode éclairée par la face P<sup>+</sup> (a) ou par le substrat (b) [30].

Les deux grandeurs qui caractérisent un composant photodétecteur sont :

- sa sensibilité ou encore coefficient de réponse  $\mathfrak{R}$ , exprimé en A/W, ce coefficient traduit la capacité du photodétecteur à convertir une puissance lumineuse en courant électrique, en régime continu,
- sa bande passante fréquentielle dans laquelle le photodétecteur associé à son circuit de charge, peut donner son coefficient de réponse  $\mathfrak{R}$ .

Dans le cas de la photodiode PIN, si nous considérons que la couche dopée P<sup>+</sup> est transparente à l'onde optique, le coefficient de réponse  $\mathfrak{R}$  est donné par :

$$\mathfrak{R} = \frac{q}{h \cdot \nu} \cdot (1 - R) \cdot [1 - \exp(-\alpha \cdot W)]$$

avec :

$q$  : charge de l'électron,

$h$  : constante de Planck,

$\nu$  : fréquence du rayonnement optique,  $\nu = \frac{c}{\lambda}$ ,

$R$  : coefficient de réflexion de l'onde optique à l'interface air-photodétecteur (possibilité d'avoir  $R \approx 0$  en utilisant une couche antiréfléchissante),



$W$  : épaisseur de la couche NID supposée complètement désertée par l'application d'une polarisation inverse suffisante.

En ce qui concerne la fréquence de coupure de ce composant, elle est régie par deux mécanismes [31] :

- l'influence de la capacité du photodétecteur associée à son circuit de charge, que l'on suppose ici équivalent à une résistance en parallèle avec la photodiode. Pour ce mécanisme, la fréquence de coupure est donnée par :

$$F_c^{RC} = \frac{1}{2 \cdot \pi \cdot R \cdot C} = \frac{W}{2 \cdot \pi \cdot R \cdot \epsilon \cdot S}$$

avec :  $S$  : surface totale du photodétecteur,  
 $\epsilon$  : permittivité du matériau (couche désertée).

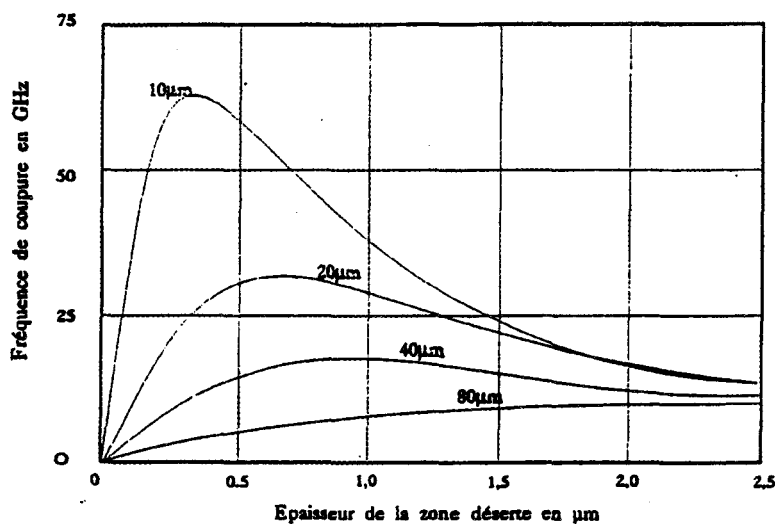
- l'influence du temps de transit  $\tau_t$  des porteurs photo-crés dans la zone déserte, en supposant encore que le matériau utilisé pour la couche de type P<sup>+</sup> est transparent à l'onde optique.

$$F_c^{\tau_t} = \frac{2,8}{2 \cdot \pi \cdot \tau_t} = \frac{2,8 \cdot V}{2 \cdot \pi \cdot W}$$

avec  $V$  vitesse des porteurs (vitesse de saturation moyenne des électrons et des trous).

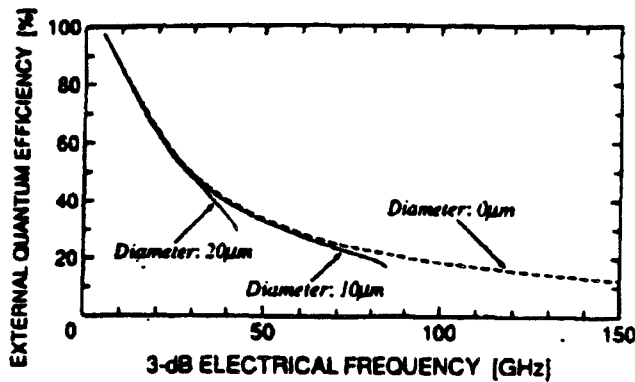
Les deux mécanismes dépendent de l'épaisseur de la couche NID.  $F_c^{RC}$  est une fonction croissante avec  $W$ , tandis que  $F_c^{\tau_t}$  est décroissante. Il existe donc une valeur optimale de l'épaisseur  $W$ , donnée par :  $W_{opt} = \sqrt{2,8 \cdot V \cdot R \cdot \epsilon \cdot S}$

Pour une surface de composant donnée, il existe donc une valeur optimale de l'épaisseur  $W$  de la couche NID (figure I.24 [32]), qui donnera la fréquence de coupure la plus élevée.



**Figure I.24** : Fréquence de coupure d'une photodiode PIN en fonction de l'épaisseur de la zone déserte, pour différents diamètres de photodiode [32].

Nous donnons figure I.25 l'évolution du coefficient de réponse en fonction de la fréquence de coupure, dans le cas d'une couche GaInAs ( $\lambda=1,3\mu\text{m}$ ) [33].



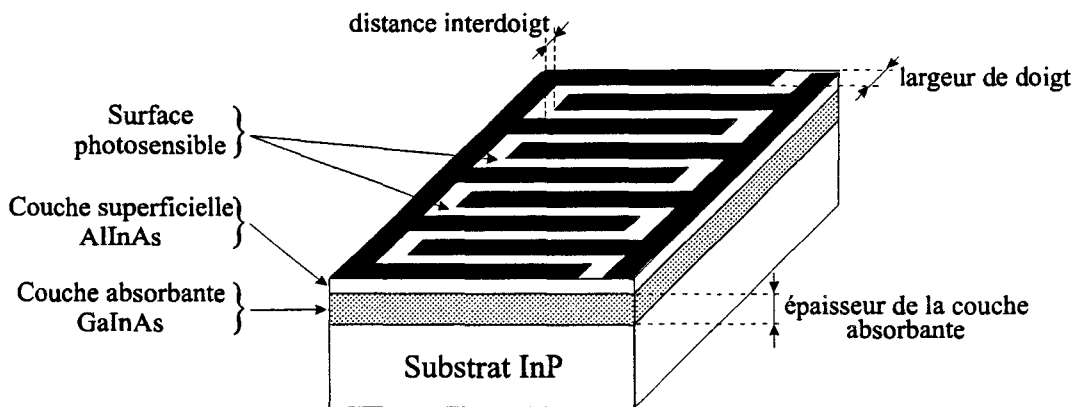
**Figure I.25** : Rendement quantique optimum en fonction de la fréquence de coupure [33].

Nous voyons que pour ce composant, l'obtention de fréquences de coupure élevées conduit à de très faibles coefficients de réponse, imposés par la diminution de l'épaisseur de couche absorbante.

Par exemple, la conception d'une photodiode PIN de fréquence de coupure supérieure à 60 GHz nécessite un diamètre de l'ordre de 10 μm (donc compatible a priori avec l'alignement d'une fibre monomode de diamètre de coeur 10 μm). Cependant, son coefficient de réponse sera limité à 0,25 A/W et conduira à un bilan de liaison prohibitif.

### III.2. Photodétecteur MSM

Le second composant est le photodétecteur Métal-Semiconducteur-Métal (MSM). C'est un dispositif composé de deux contacts Schottky déposés sur une couche absorbante semiconductrice. Nous donnons figure I.26 la structure adaptée à la photodétection aux grandes longueurs d'onde. L'épitaxie est constituée d'un substrat InP, d'une couche GaInAs absorbante et d'une couche superficielle AlInAs pour améliorer la qualité des contacts Schottky. En général, ce photodétecteur se présente sous la forme d'une structure interdigitée (figure I.26), pour augmenter la surface photosensible.



**Figure I.26** : Structure d'un photodétecteur MSM interdigité.

Parmi les avantages d'un tel composant, nous pouvons citer:

- la structure planaire (substrat Semi-Isolant obligatoirement),
- la réalisation technologique relativement aisée,
- la faible capacité,
- un temps de réponse intrinsèque très court.

Nous avons étudié, de façon approfondie, à l'aide de modélisations développées au sein de notre laboratoire, le comportement dynamique d'un tel photodétecteur. Un des résultats importants que nous avons obtenu est que, si le temps de transit diminue lorsque la distance interélectrode diminue, lorsque cette distance est réduite fortement, et devient inférieure à la moitié de l'épaisseur de la couche absorbante, le temps de transit augmente à nouveau à cause de la réduction du champ électrique pour les photoporteurs créés loin des électrodes.

Il en résulte que comme pour la PIN, le photodétecteur MSM rapide doit posséder une couche absorbante d'autant plus mince que sa fréquence de coupure est élevée, ce qui nuit au rendement quantique [34].

### ***III.3. Photodétecteur MSM associé à un guide optique***

Si nous voulons maintenir le coefficient de réponse sans pour autant diminuer la fréquence de coupure, une solution consiste à éclairer le composant par la tranche. La pénétration de l'onde optique se fait alors dans un plan parallèle aux couches épitaxiées et l'expression du coefficient de réponse dépend essentiellement de la longueur de couplage et non plus de l'épaisseur de la couche absorbante uniquement. Le principal problème est cette fois d'injecter la lumière dans le composant. Une première méthode utilise un guide optique transparent à l'onde optique incidente et réalise un couplage par onde évanescente entre cette onde optique et la couche absorbante.

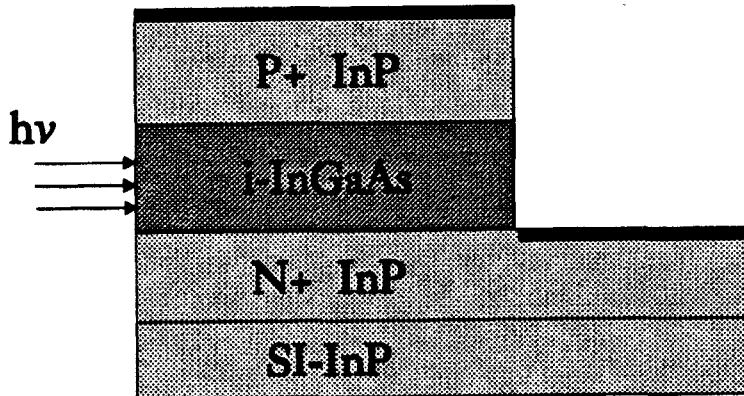
Cette solution a été étudiée et réalisée depuis plusieurs années, que ce soit pour l'association d'une photodiode PIN et d'un guide optique, ou l'association d'un photodétecteur MSM et d'un guide optique.

Un des avantages de ce composant est de pouvoir être utilisé pour détecter une fraction seulement de la lumière se propageant dans le guide optique; il peut bien sûr être utilisé pour détecter la totalité de la lumière se propageant dans le guide optique. Si nous considérons l'aspect fabrication de ce dispositif, il semble qu'à complexités technologiques égales, la photodiode PIN serait la solution la plus intéressante.

### ***III.4. Photodiode PIN-guide***

La dernière méthode concernant l'éclairage d'un photodétecteur par la tranche, utilise un guide optique absorbant. En d'autres termes, la structure du photodétecteur est celle d'un guide optique, capable de confiner la lumière par la différence d'indice optique des différentes couches, et dont le cœur du guide absorbe le rayonnement optique au fur et à mesure de la propagation.

Si cette solution peut être mise en oeuvre à l'aide d'un photodétecteur MSM, elle semble plus efficace avec une photodiode PIN pour des applications à 1,3 ou 1,55  $\mu\text{m}$ . En effet, nous constatons figure I.27, que la structure de la photodiode PIN se prête bien au guidage transversal de l'onde optique, en choisissant comme coeur de guide, la couche de GaInAs Non Intentionnellement Dopée et comme couches de confinement, les couches fortement dopées InP ou GaInAs, transparentes à l'onde optique, et d'indice plus faible que le GaInAs.



**Figure I.27** : Structure de la photodiode PIN-guide.

Une telle structure permet d'éloigner largement les contacts métalliques qui perturbent la propagation optique, sans dégrader les performances dynamiques du composant, contrairement au photodétecteur MSM, pour lequel cet éloignement est plus difficile à réaliser.

En terme de performance, l'utilisation d'une structure PIN-guide, permet d'obtenir des fréquences de coupure très élevées, qui dépassent 100 GHz, et des rendements quantiques internes voisins de 100 % : toute la lumière qui entre dans le guide est absorbée. L'inconvénient est lié à la faible efficacité de couplage avec une fibre, limitée par l'épaisseur de la couche guidante-absorbante. Une solution a été proposée [35]; elle consiste à utiliser des structures de guides multimodes, en insérant au coeur de la croissance épitaxiale, des couches transparentes d'indice intermédiaire, entre le guide absorbant (GaInAs) et les couches de confinement (InP).

Ces couches sont dopées  $P^+$  ou  $N^+$ , pour ne pas dégrader le temps de transit des porteurs photo-crés. Leur fonction est de modifier le profil du champ optique de la structure, pour favoriser le couplage externe, avec une fibre optique. Des rendements quantiques externes supérieurs à 85 % ont été ainsi obtenus.

Pour conclure ce paragraphe concernant les récepteurs optomillimétriques, nous disposons dans notre laboratoire de modèles numériques; ils concernent tous les composants présentés dans ce paragraphe, c'est à dire la photodiode PIN, le photodétecteur MSM, l'association photodétecteur-guide transparent avec couplage par ondes évanescentes et enfin, la photodiode PIN-guide absorbant. Ces modèles peuvent tenir compte également de l'éclairement du récepteur par une onde optique de puissance élevée [36], en vue de générer un signal millimétrique intense, compatible avec l'excitation d'une antenne pour une transmission hertzienne.

#### IV. CHOIX DE LA METHODE ETUDIEE : Non-linéarités de lasers

Notre choix de méthode permettant de passer d'une porteuse optique à une porteuse millimétrique, et vice versa, a été dicté par des facilités de mise en oeuvre du système. Pour cela, nous avons examiné différents systèmes émetteur-récepteur possibles.

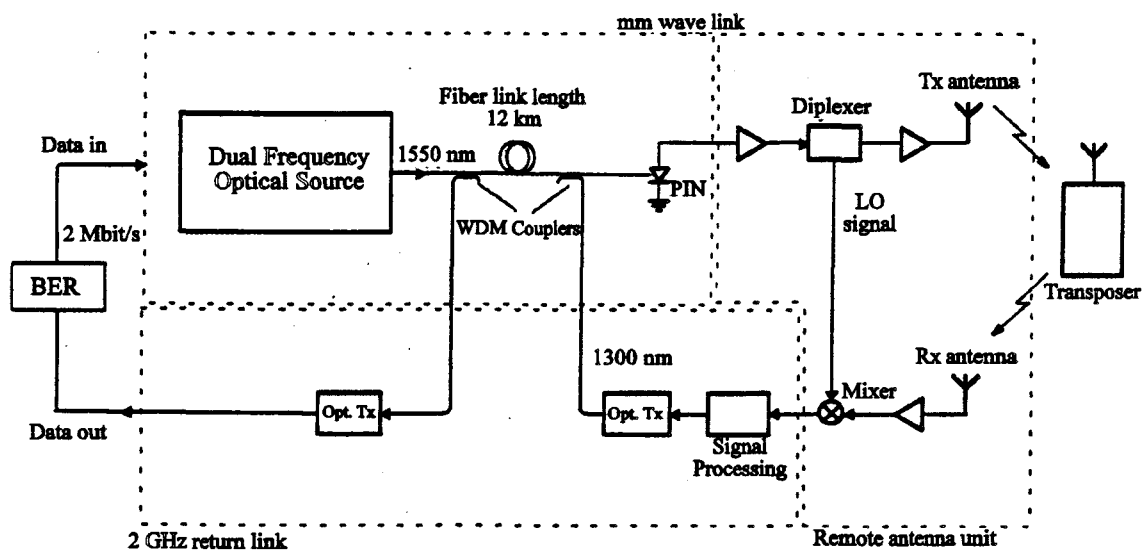
##### IV.1. Système développé dans le cadre du projet MODAL

Il rassemble beaucoup d'espoirs, compte tenu des efforts qui ont déjà été prodigués par l'ensemble des partenaires (projet mené par Alcatel SEL), par les démonstrations de faisabilité qui ont déjà eu lieu, et par la poursuite qui se traduit par le projet européen FRANS (Fiber Radio ATM Network and Services), pour lequel le caractère système est encore plus affirmé.

Pour la génération du signal millimétrique, la méthode est celle de l'hétérodynage et comme nous l'avons indiqué précédemment, les deux signaux optiques décalés de la fréquence du signal millimétrique (60 GHz) à générer dans le photodétecteur sont obtenus grâce à un modulateur électro-optique de type Mach-Zehnder, fonctionnant à 30 GHz.

L'une des difficultés réside bien sûr dans la modulation bas débit de l'un des deux signaux optiques, qui s'obtient par un filtrage optique adéquat. Le photodétecteur est une photodiode PIN-guide. Le signal issu du photodétecteur est ensuite amplifié et envoyé sur une antenne millimétrique. Notons que dans le cadre du projet FRANS, le transfert en puissance sera amélioré grâce à une adaptation d'impédance bande étroite faite à l'aide d'un circuit purement réactif, selon une méthode que nous avons proposée il y a quelques années [37,38,39].

Pour la voie retour, un mélange est effectué entre le signal récupéré et amplifié en sortie d'antenne, avec un oscillateur local afin de descendre la porteuse à une fréquence voisine de 2 GHz. A une telle fréquence, il est possible pour la voie retour, d'utiliser un laser qui est produit de façon commerciale, ce qui, sur le plan opto-électronique, ne pose donc plus de problèmes particuliers. Une vue schématique de ce système est donnée figure I.30.



**Figure I.30** : Vue schématique du système de transmission opto-millimétrique développé dans le cadre du projet européen MODAL.

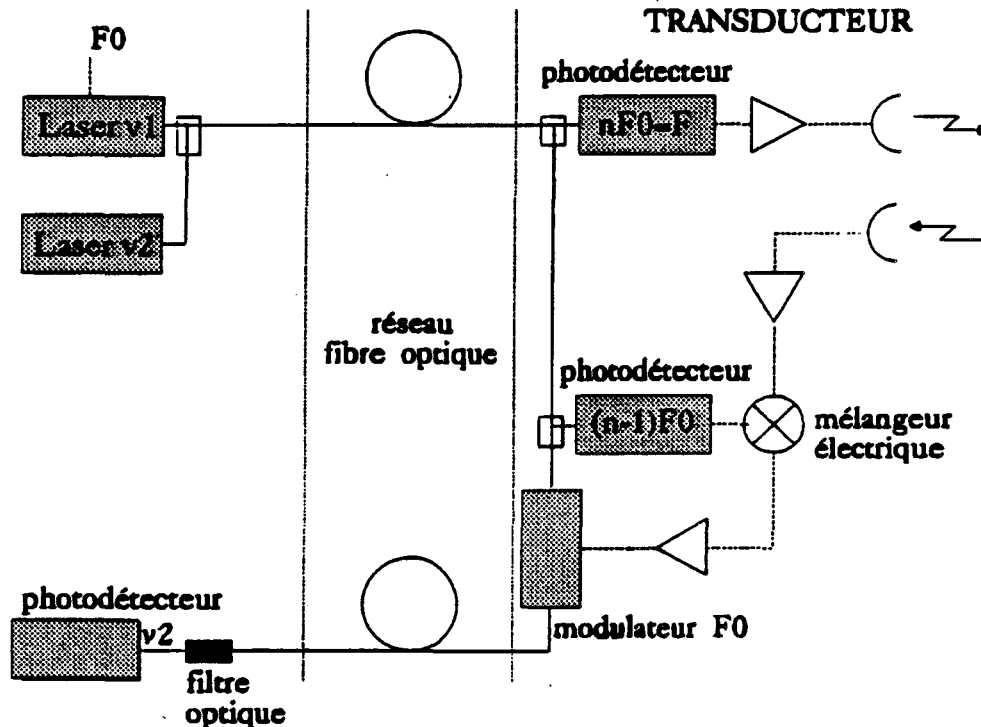
Nous pouvons remarquer que la technique décrite ici est assez lourde, qu'elle impose pour la voie montante (émission) un calage de filtre optique particulièrement bien soigné, et pour la voie descendante la mise au point d'un oscillateur local millimétrique de puissance suffisamment élevée. Pour tenter de limiter cette complexité, nous avons choisi d'utiliser les non-linéarités des diodes lasers, et nous présentons le système correspondant dans le paragraphe suivant.

#### IV.2. Système développé dans le cadre de ce travail

Le système étudié et développé dans le cadre de cette thèse, est soutenu par France Télécom.

La génération opto-millimétrique, dans ce cas, s'appuie sur l'utilisation des non-linéarités de lasers, ainsi que nous l'avons présenté précédemment. Il s'agit, rappelons le, d'utiliser la génération d'harmoniques pour accéder à des signaux de fréquence inaccessible habituellement par une modulation directe de laser. Toutes les démonstrations seront faites avec des technologies existantes, voire accessible commercialement. Dans ce cas les fréquences de coupure des lasers sont forcément modestes, et le concept des non-linéarités est particulièrement intéressant pour augmenter les performances en fréquence.

Nous donnons figure I.31 le principe général de cette transmission opto-millimétrique en émission-réception.



**Figure I.31** : Vue schématique du système de transmission opto-millimétrique développé dans le cadre de ce travail et soutenu par France Télécom.

Ainsi, un signal hyperfréquence de puissance suffisamment élevée est appliqué au niveau du laser semiconducteur en entrée de la liaison. Au niveau du photodétecteur nous recueillons alors un signal de même fréquence, complété d'harmoniques d'intensités décroissantes. Il s'agit donc de sélectionner l'harmonique utile pour la transmission. Il est clair que cette méthode nécessite la mise au point de filtres sélectifs adaptés aux fréquences des harmoniques utiles. Ceci constituera un des points à développer pour la mise en oeuvre de cette technique.

Au niveau du récepteur opto-millimétrique, la solution PIN-guide serait la plus intéressante conduisant à des efficacités de conversion les plus élevées. Mais en ce qui nous concerne, pour réduire les contraintes technologiques, nous utiliserons un photodétecteur commercial très rapide (40 GHz) New Focus, qui est un MSM dont le rendement quantique est assez modeste.

Le principal avantage de la méthode que nous proposons est lié à la voie retour. En particulier, nous pouvons penser utiliser un harmonique de rang inférieur qui, une fois amplifié, servira d'oscillateur local, qui sera mélangé au signal millimétrique reçu par l'antenne, et ainsi permettra de redescendre le signal de retour à une fréquence beaucoup plus faible. Dans ce cas, nous pouvons utiliser des composants (lasers, modulateurs) accessibles commercialement pour la voie retour.

L'objet du travail qui va suivre, sera d'étudier ce système avec les non-linéarités de lasers, et de réaliser un prototype pour valider cette technique. Cependant, avant d'atteindre l'objectif final, qui sera un prototype à 38 GHz, nous réaliserons une première maquette à une fréquence plus basse, en bande X.

## **V. CONCLUSION**

Dans ce chapitre, nous avons rappelé le principe d'une transmission opto-millimétrique et décrit les différentes méthodes de génération optique d'un signal millimétrique ainsi que la détection optique de ce signal.

Nous avons également rappelé l'architecture du système développé dans le cadre des projets européens MODAL et FRANS qui s'appuient sur une technique d'hétérodynage optique. Pour ce qui nous concerne, compte tenu des limites fréquentielles des composants opto-électroniques (lasers, modulateurs), tout en conservant une conception de système simple, nous avons choisi d'utiliser les non-linéarités de laser à semiconducteur. Cette méthode permet de s'affranchir des limites en fréquence de coupure, mais elle devrait aussi faciliter la mise en oeuvre du système, notamment pour la voie retour (réception du signal millimétrique).

L'objet du prochain chapitre est d'étudier théoriquement puis expérimentalement le fonctionnement du laser en régime non-linéaire.

## ***CHAPITRE II***

### **DIODES LASERS à SEMICONDUCTEURS en REGIME NON-LINEAIRE**



## CHAPITRE II

### DIODES LASERS à SEMICONDUCTEURS en REGIME NON-LINEAIRE

Dans le cadre de l'étude système de la transmission optique d'un signal millimétrique exploitant les non-linéarités de lasers, il est intéressant de disposer de modèles de lasers capables de retranscrire ces phénomènes.

Le but de ce chapitre est donc de modéliser la diode laser à semiconducteur sous la forme d'un schéma électrique équivalent qui permettra de simuler son comportement en régime non-linéaire. Ce modèle sera ensuite intégré dans une liaison optoélectronique complète pour valider la méthode de transmission étudiée.

Nous présenterons dans un premier temps, une description détaillée du modèle utilisé pour la simulation, puis nous expliciterons les différentes données nécessaires à ce modèle. Dans une deuxième partie, nous verrons les méthodes permettant de déterminer chacune de ces données. La dernière partie sera consacrée à la validation de ce modèle en comparant les résultats simulés et mesurés.

## I. MODELISATION DE LA DIODE LASER

### I.1- Principe de la modélisation

Le fonctionnement d'un laser à semiconducteur peut être décrit d'une part comme un composant électronique par les équations de conservation des porteurs, et d'autre part comme un composant optique par une équation de conservation des photons. Les équations classiques d'évolution monomode qui régissent l'interdépendance des populations électronique et photonique à l'intérieur de la cavité sont :

$$\frac{dN}{dt} = \frac{I}{q \cdot V_a} - g_0 \cdot (N - N_0) \cdot (1 - \mathcal{E} \cdot S) \cdot S - (A_r \cdot N + B_r \cdot N^2 + C_{nr} \cdot N^3) \quad (1)$$

$$\frac{dS}{dt} = \Gamma \cdot g_0 \cdot (N - N_0) \cdot (1 - \mathcal{E} \cdot S) \cdot S + \beta \cdot B_r \cdot N^2 - \nu_s \cdot (\alpha_{in} + \alpha_{ex}) \cdot S \quad (2)$$

avec, N	: densité de porteurs dans la cavité	$(m^{-3})$
S	: densité de photons dans la cavité	$(m^{-3})$
I	: courant d'injection	$(A)$
$V_a$	: volume de la zone active	$(m^3)$
$g_0$	: gain du milieu amplificateur optique	$(m^3 s^{-1})$

$N_0$	: densité de porteurs à la transparence	$(m^{-3})$
$\mathcal{E}$	: facteur de compression du gain	$(m^3)$
$A_{nr}$	: coefficient de recombinaisons non radiatives	$(s^{-1})$
$B_{sp}$	: coefficient d'émission spontanée	$(m^3 s^{-1})$
$C_{aug}$	: coefficient de recombinaisons Auger	$(m^6 s^{-1})$
$\Gamma$	: facteur de confinement optique	
$\beta$	: taux d'émissions spontanées	
$v_g$	: vitesse de groupe de l'onde optique	$(m \cdot s^{-1})$
$\alpha_{int}$	: pertes internes de la cavité	$(m^{-1})$
$\alpha_m$	: pertes localisées dues aux miroirs	$(m^{-1})$

L'équation (1) traduit la variation du nombre de porteurs par, respectivement, l'apport dû au courant d'injection, la disparition des porteurs due à l'émission stimulée et celle due aux différentes recombinaisons ( $A_{nr}$ ,  $B_{sp}$ ,  $C_{aug}$ ). Dans cette équation, le gain est exprimé comme une fonction linéaire  $g_0 \cdot (N - N_0)$ , et le terme  $(1 - \mathcal{E} \cdot S)$  traduit la compression du gain pour les valeurs importantes de la densité de photons; ces deux expressions sont une approche du gain couramment utilisée.

L'équation (2) traduit la variation du nombre de photons par, respectivement, la génération par émission stimulée, la génération par émission spontanée et la disparition des photons soit par absorption à l'intérieur de la cavité ( $\alpha_{int}$ ), soit par le passage hors de la cavité à travers les miroirs de sortie ( $\alpha_m$ ).

Plusieurs exemples d'intégration numérique des équations d'évolution du laser peuvent être trouvés dans la littérature [40-45]. Ces méthodes d'intégration servent en premier lieu à comprendre le comportement physique intrinsèque du laser, mais ne peuvent pas tenir compte facilement des effets du circuit d'alimentation ni des éléments parasites, dus à la structure du laser et au boîtier.

En revanche, la représentation des équations d'évolution sous forme de schémas électriques équivalents présente un très grand intérêt pour les applications concernant la conception de systèmes de transmissions optiques à l'aide de diodes lasers. Pour ces applications, la représentation du laser au sein de son circuit d'alimentation est facilement réalisable, par opposition à la méthode fondée sur la résolution numérique des équations (1) et (2).

Cette représentation des lasers sous forme de circuits électriques équivalents nous permet de tenir compte des éléments extérieurs (circuit d'alimentation, éléments parasites dus au boîtier et à la structure du laser ...), en plus du comportement physique du laser. Plusieurs modèles de lasers sous forme de circuits électriques ont été rapportés dans la littérature [46-48]. Pour la plupart de ces modèles, les différents types de recombinaisons sont représentés par une durée de vie des porteurs constante.

La durée de vie des porteurs est donnée par l'équation suivante :

$$\tau_n = \frac{1}{A_{nr} \cdot N_0 + B_{sp} \cdot N_0^2 + C_{aug} \cdot N_0^3} \quad (3)$$

et la durée de vie des photons est :

$$\tau_p = \frac{1}{v_g \cdot (\alpha_{int} + \alpha_m)} \quad (4)$$

Si nous considérons que la densité de porteurs  $N$ , au delà du courant de seuil, est équivalente à la densité de porteurs à la transparence  $N_0$ , les équations (1) et (2) peuvent s'écrire alors sous la forme :

$$\frac{dN}{dt} = \frac{I}{q \cdot V_s} - g_0 \cdot (N - N_0) \cdot (1 - \mathcal{E} \cdot S) \cdot S - \frac{N}{\tau_n} \quad (5)$$

$$\frac{dS}{dt} = \Gamma \cdot g_0 \cdot (N - N_0) \cdot (1 - \mathcal{E} \cdot S) \cdot S + \beta \cdot B_{sp} \cdot N^2 - \frac{S}{\tau_p} \quad (6)$$

En ce qui nous concerne, nous disposons au laboratoire d'un modèle de type circuit capable de prendre en compte le comportement du laser en régime petit et grand signal, incluant par conséquent les phénomènes non-linéaires [46]. Ce modèle a été développé sur le logiciel de CAO SPICE et a déjà montré ses capacités à modéliser le comportement de la diode laser.

Etant donnée l'expérience acquise sur ce type de modèle, qui montre son grand intérêt pour rendre compte à la fois du comportement physique du laser et inclure les aspects circuits extérieurs, il nous a paru judicieux d'utiliser ce même type de modèle disponible sur un logiciel commercialisé par la société Compact Software. La raison de ce choix est que cet outil permet d'associer à la simulation de composants optoélectroniques tels que diodes lasers, photodiodes PIN et fibre optique, la modélisation de circuits micro-ondes.

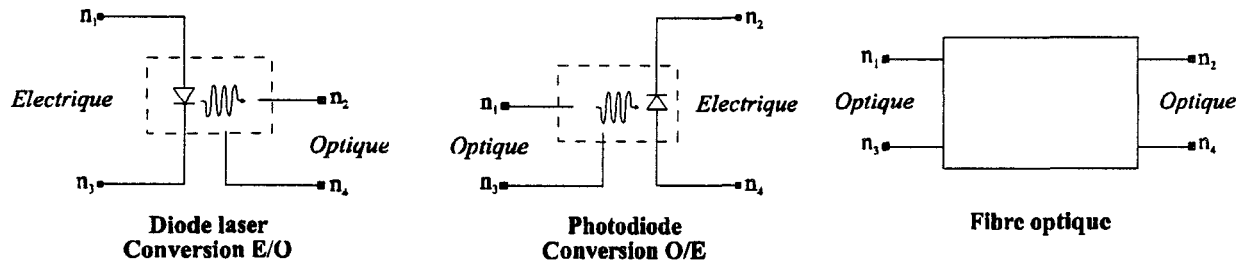
A l'aide de ce logiciel nous pouvons ainsi décrire le comportement de la liaison optique complète, en y incluant la conception des circuits micro-ondes nécessaires (adaptation d'impédance, circuits de filtrage ou de couplage ...). En outre, il peut paraître utile de travailler avec un logiciel commercial, accessible à quiconque veut entreprendre une étude équivalente, de façon à faire bénéficier autrui beaucoup plus facilement du travail que nous avons mené.

L'outil de simulation utilisé dans le cadre de cette étude est composé de deux logiciels associés, le premier Serenade Schematic, comme son nom l'indique, permet la saisie du schéma, le second Microwave Scope transforme ce schéma sous forme d'un texte compatible SPICE, et retranscrit son comportement soit en temporel soit en fréquentiel.

L'éditeur de schéma contient une librairie complète d'éléments micro-ondes (lignes micro-ruban ou coplanaire, transistors, diodes ...), mais aussi de composants optoélectroniques tels que diodes lasers ou diodes électroluminescentes, photodiodes PIN et fibres ou atténuateurs optiques. La diode laser est modélisée en utilisant un schéma électrique équivalent en régime linéaire et non linéaire, que nous présentons dans le paragraphe suivant.

Pour simplifier la représentation des composants électro-optiques, la saisie de ces éléments se fait à l'aide de blocs de conversion Electrique/Optique (E/O) pour les lasers, Optique/ Electrique (O/E) pour les photodiodes ou Optique/Optique (O/O) pour la fibre

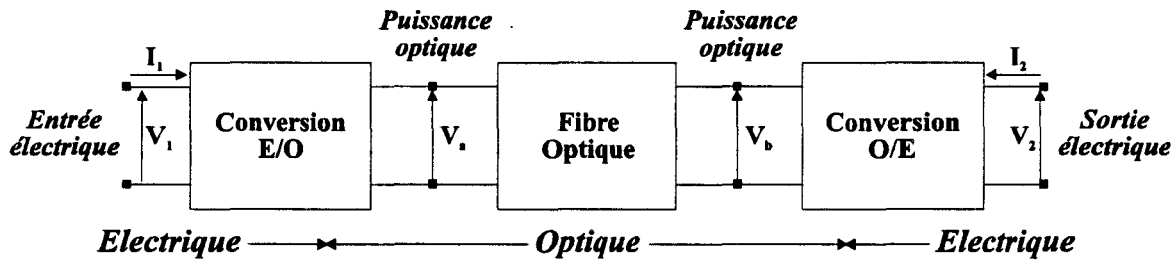
optique (figure II.1). Ces blocs de conversion sont équivalents à des quadripôles avec deux ports d'entrée (ou sortie) électriques, et deux ports de sortie (ou entrée) optiques. Les ports électriques de ces quadripôles peuvent être caractérisés par une tension ou un courant, et peuvent être reliés à tout autre composant ou circuit électrique.



**Figure II.1** : Représentation des composants optoélectroniques sur le logiciel Compact Software

Le signal issu des ports optiques de chaque composant optoélectronique est caractérisé par une tension équivalente. Cette tension est comparable à une puissance optique, et nous avons ainsi la conversion 1 Volt = 1Watt sur les ports optiques. Cependant, il est impossible de connecter un port optique à un composant ou à un circuit électrique.

Ainsi ces blocs de conversion E/O, O/E ou O/O peuvent être assemblés entre eux et le transfert de puissance optique entre chaque composant est calculé en utilisant cette tension équivalente.



**Figure II.2** : Représentation d'une liaison optoélectronique

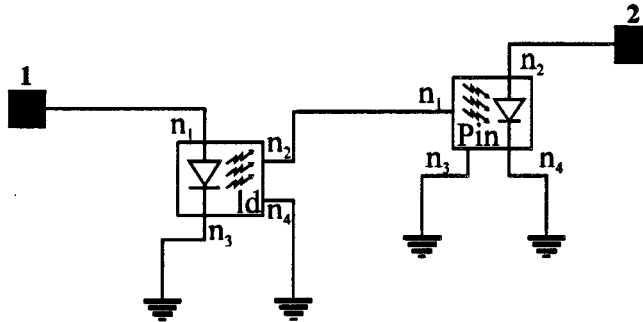
Nous donnons figure II.2 le schéma simplifié d'une liaison optoélectronique (laser-fibre optique-photodiode). Le signal électrique sur les ports d'entrée est caractérisé par une tension  $V_1$  et un courant  $I_1$ . La sortie du laser est représentée par une tension  $V_a$  (en Volts) équivalente à une puissance optique (en Watts). Nous retrouvons à la sortie de la fibre une puissance optique exprimée aussi par une tension  $V_b$ , appliquée à l'entrée de la photodiode. Enfin à la sortie de la liaison nous recueillons après la photodiode les signaux électriques en courant  $I_2$  et en tension  $V_2$ .

Nous décrivons dans les paragraphes suivants les modèles équivalents petit et grand signal utilisés pour la simulation des diodes lasers, ainsi que les différentes données nécessaires à ces modèles.

## I.2- Modèle petit signal

Comme nous l'avons décrit précédemment, l'éditeur de schéma Serenade Schematic symbolise la diode laser par un quadripôle de conversion Electrique/ Optique. Les noeuds 1 et 3 sont les ports d'entrée électriques, et les noeuds 2 et 4 sont définis comme les ports de sortie optique (figure II.1). Comme les signaux optiques et électriques ne peuvent pas être mélangés entre eux, il est impossible de connecter les ports optiques aux ports électriques.

La figure II.3 montre le schéma d'une liaison optoélectronique saisie sous l'éditeur de schéma Serenade Schematic.

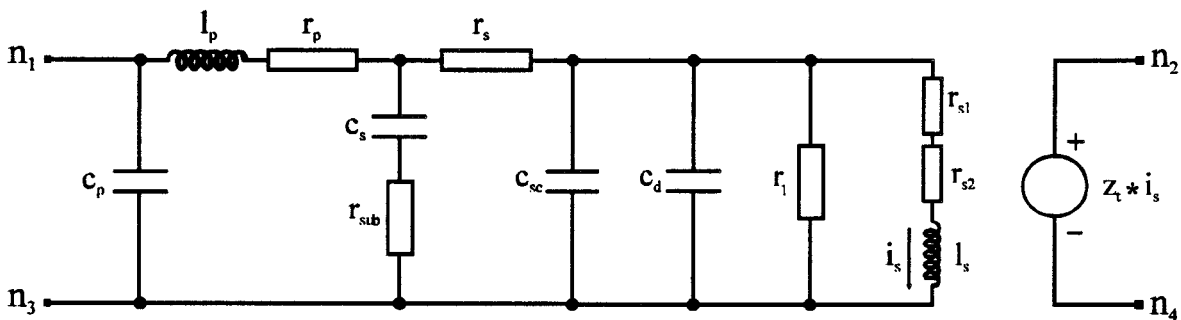


**Figure II.3** : Schéma d'une liaison Optoélectronique en régime petit signal

Afin de différencier le symbole de la diode laser en régime petit signal, tous les caractères associés à ce régime de fonctionnement seront en minuscule.

Après avoir saisi toutes les données nécessaires au modèle, le logiciel Microwave Scope retranscrit ces données sous forme de schéma électrique équivalent, qui permettra de retranscrire le comportement du laser en régime petit signal, c'est à dire en linéaire.

Le modèle petit signal utilisé par ce logiciel est donné figure II.4.



**Figure II.4** : Modèle petit signal de la diode laser

Il se compose d'éléments parasites liés d'une part à la mise en boîtier de la diode laser :  $c_p$  capacité parasite due au boîtier,  $l_p$  et  $r_p$  inductance et résistance ramenées par les fils de connexion, et d'autre part à la structure épitaxiale du laser :  $c_s$  et  $r_{sub}$  capacité et résistance du substrat,  $r_s$  résistance série du plot de contact et  $c_{sc}$  capacité de charge d'espace.

Du point de vue de la simulation, ce modèle est considéré comme une fonction de transfert pour laquelle le signal d'entrée est le signal hyperfréquence et celui de sortie l'intensité de la modulation du signal optique (sous forme de tension équivalente). Les données nécessaires pour définir cette fonction de transfert sont non seulement les paramètres physiques et les caractéristiques technologiques de la diode laser, mais également le courant de polarisation.

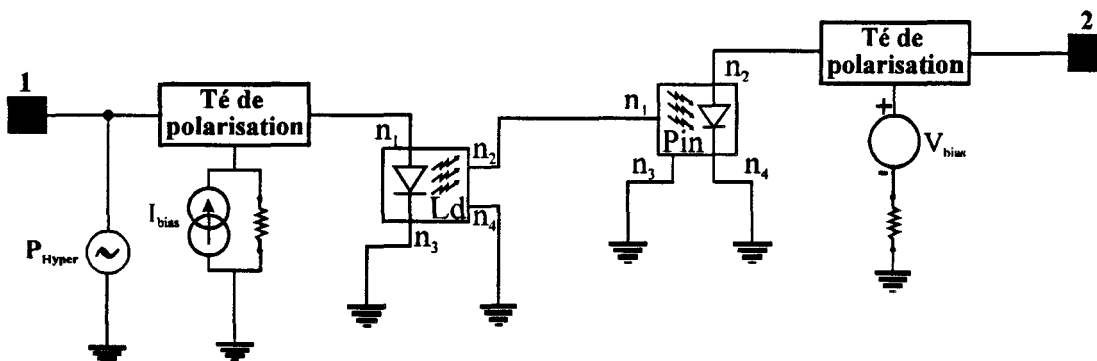
En outre, cette modélisation ne permet pas de rendre compte du comportement statique du laser ; il faut pour cela faire appel au modèle grand signal que nous présentons dans le paragraphe qui suit.

Ainsi, cette modélisation petit signal permet de simuler la réponse fréquentielle du laser en régime linéaire soit en transmission entre les ports 1 et 2 du quadripôle de la figure II.3 représentant la liaison optoélectronique (Laser-photodiode), soit en réflexion sur le port 1 relié à l'entrée électrique du laser.

Ce modèle nous permettra donc, dans un premier temps, grâce au coefficient de réflexion mesuré à l'entrée du laser, d'optimiser les valeurs des éléments parasites du modèle équivalent petit signal qui seront ensuite utilisées pour le modèle grand signal.

### ***I.3- Modèle grand signal***

La modélisation d'une liaison optoélectronique en régime non linéaire (grand signal), sous l'éditeur de schéma Serenade Schematic, est saisie sous la forme d'un circuit donné figure II.5. Ce circuit comporte la liaison optique laser/photodiode (avec les modèles équivalents en régime non-linéaire), avec les té et les circuits de polarisation continu du laser et de la photodiode, ainsi que le générateur de puissance hyperfréquence à l'entrée de la liaison.

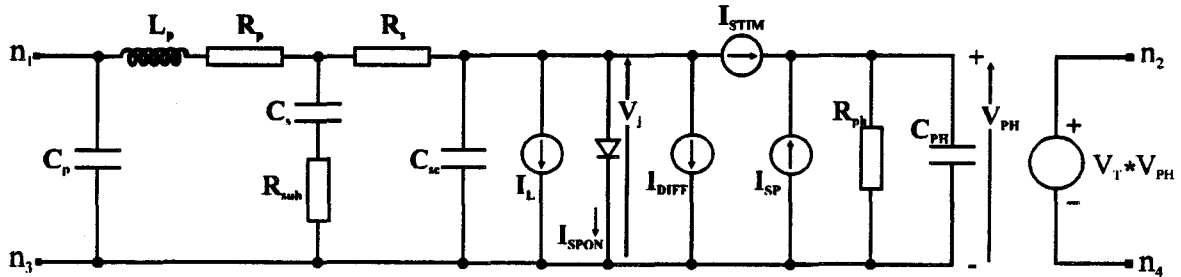


**Figure II.5** : : Schéma d'une liaison Optoélectronique en régime grand signal

Comme pour le modèle petit signal, le symbole du laser est un quadripôle avec deux nœuds d'entrée  $n_1$  et  $n_3$  caractérisés par une tension et un courant électriques, et deux nœuds de sortie  $n_2$  et  $n_4$  optiques caractérisés par une tension équivalente ( $1\text{ Volt} \equiv 1\text{ Watt optique}$ ). Il en est de même pour la photodiode PIN, symbolisée par un quadripôle avec deux nœuds d'entrée optique  $n_1$  et  $n_3$ , ainsi que deux nœuds de sortie  $n_2$  et  $n_4$  électriques.

Afin de différencier les symboles de la diode laser et de la photodiode, en régime petit et grand signal, les paramètres des éléments de leurs modèles équivalents sont soit en minuscules (petit signal), soit en majuscules (grand signal).

Le schéma électrique équivalent de la diode laser utilisé pour la modélisation en régime grand signal est donné figure II.4.



**Figure II.4 :** Modèle grand signal de la diode laser

Comme nous pouvons remarquer, ce modèle est composé comme pour le régime petit signal du même circuit en entrée, équivalent d'une part aux éléments parasites dus au boîtier  $C_p$ , et aux fils de connexion  $L_p$  et  $R_p$ , et d'autre part à la structure technologique du laser : résistance  $R_{sub}$  et capacité  $C_s$  du substrat, résistance série des plots de contact  $R_s$  et capacité de charge d'espace  $C_{sc}$ .

Afin de décrire chacun des éléments modélisant le comportement électrique et optique de la diode laser, nous redonnons les deux équations d'évolution monomodes qui régissent l'interdépendance des populations électronique et photonique à l'intérieur de la cavité laser :

$$\frac{dN}{dt} = \frac{I}{q \cdot V_a} - g_o \cdot (N - N_o) \cdot (1 - \mathcal{E} \cdot S) \cdot S - \frac{N}{\tau_n} \quad (5)$$

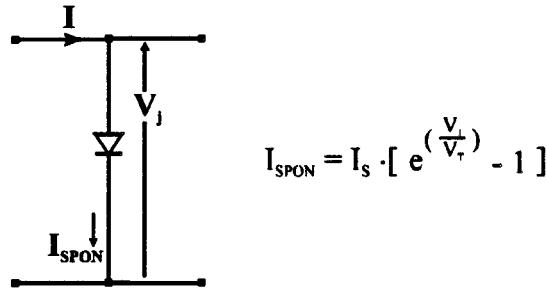
$$\frac{dS}{dt} = \Gamma \cdot g_o \cdot (N - N_o) \cdot (1 - \mathcal{E} \cdot S) \cdot S + \beta \cdot B_{sp} \cdot N^2 - \frac{S}{\tau_p} \quad (6)$$

★ En multipliant l'équation (5) par  $q \cdot V_a$  et en exprimant le courant I, nous obtenons :

$$I = q \cdot V_a \cdot \frac{dN}{dt} + q \cdot V_a \cdot g_o \cdot (N - N_o) \cdot (1 - \mathcal{E} \cdot S) \cdot S + q \cdot V_a \cdot \frac{N}{\tau_n} \quad (7)$$

• le premier terme  $q \cdot V_a \cdot \frac{dN}{dt}$  représente le courant  $I_{sp}$  traversant la diode.

L'expression de ce courant est donné par :



**Figure II.5** : Expression du courant à travers la jonction, en fonction de la tension à ses bornes.

- avec :
- $I_s$  : courant de saturation de la jonction (donnée nécessaire au modèle),
  - $V_j$  : tension aux bornes de la jonction,
  - $V_T$  : calculée par  $V_T = \frac{k \cdot Temp}{q}$ ,
  - $k$  : constante de Boltzman,
  - $Temp$  : température en ° Kelvin,
  - $q$  : charge de l'électron.

• le second terme  $q \cdot V_s \cdot g_o \cdot (N - N_o) \cdot (1 - \mathcal{E} \cdot S) \cdot S$  est représenté par le générateur de courant  $I_{STM}$ .

• le troisième terme  $q \cdot V_s \cdot \frac{N}{\tau_n}$  est représenté par le générateur de courant  $I_{DIFF}$ .

★ En ce qui concerne l'équation (6), si nous la multiplions par  $\frac{q \cdot V_s}{\Gamma}$  et en exprimant le terme  $q \cdot V_s \cdot g_o \cdot (N - N_o) \cdot (1 - \mathcal{E} \cdot S) \cdot S$ , nous obtenons :

$$q \cdot V_s \cdot g_o \cdot (N - N_o) \cdot (1 - \mathcal{E} \cdot S) \cdot S = \frac{q \cdot V_s}{\Gamma} \cdot \frac{dS}{dt} - \frac{q \cdot V_s}{\Gamma} \cdot \beta \cdot B_{sp} \cdot N^2 + \frac{q \cdot V_s}{\Gamma} \cdot \frac{S}{\tau_p} \quad (8)$$

• comme pour l'équation (7), le terme  $q \cdot V_s \cdot g_o \cdot (N - N_o) \cdot (1 - \mathcal{E} \cdot S) \cdot S$  est représenté par le générateur de courant  $I_{STM}$ .

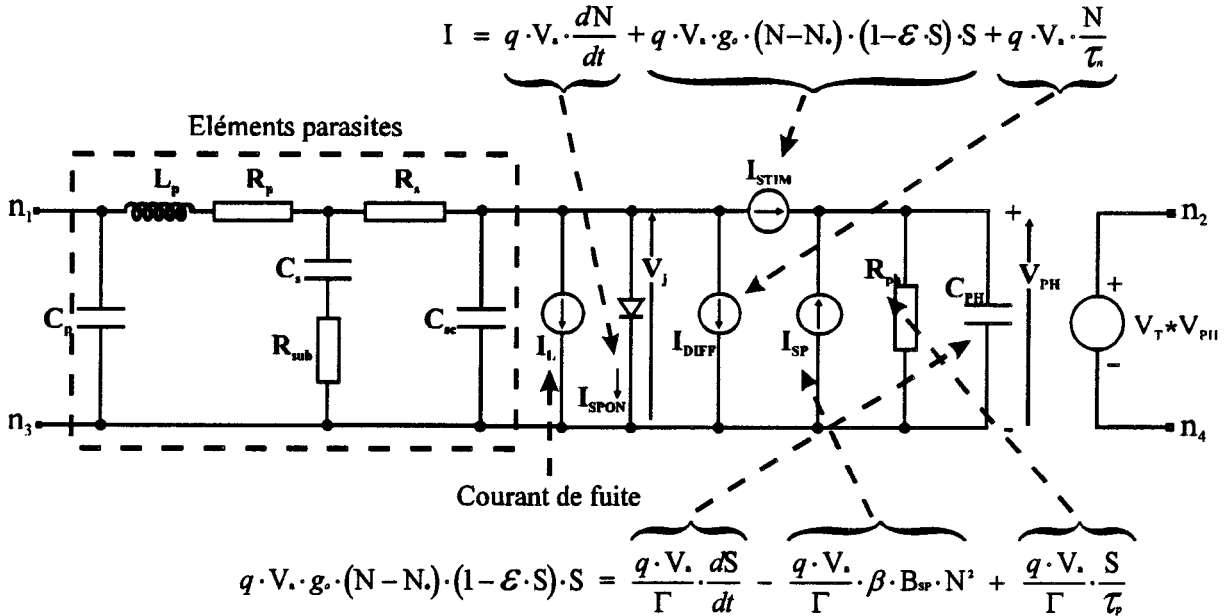
• le terme  $\frac{q \cdot V_s}{\Gamma}$  est représenté par la capacité  $C_{PH}$ .

• le terme  $\frac{q \cdot V_s}{\Gamma} \cdot \beta \cdot B_{sp} \cdot N^2$  désigne le générateur de courant  $I_{SP}$ . Le sens du courant pour le générateur équivalent est fixé par le signe négatif devant ce terme.



• le terme  $\frac{q \cdot V_s}{\Gamma} \cdot \frac{S}{\tau_r}$  désigne la résistance  $R_{PH}$  qui représente les pertes dans la cavité laser.

Pour illustrer les équations (7) et (8) sous la forme du circuit électrique utilisé par le logiciel Compact Software, nous donnons figure II.6 le schéma équivalent grand signal de la diode laser, avec les correspondances par rapport aux équations (7) et (8) pour chaque élément.



**Figure II.6** : Schéma électrique équivalent détaillé de la diode laser en régime non linéaire

Nous donnons dans les paragraphes qui suivent toutes les données nécessaires aux modèles petit et grand signal. Certaines de ces données seront déduites à partir de la structure technologique du laser, et d'autres seront calculées grâce aux mesures statiques ou dynamiques relevées sur la diode laser.

Enfin, la modélisation grand signal permet de décrire les caractéristiques statiques P(I) et V(I) du laser, en plus de la réponse temporelle ou du spectre fréquentiel en régime non linéaire.

### **I.4- Données nécessaires aux modèles**

Pour les modèles petit et grand signal, certaines données sont fixées par défaut par le logiciel de simulation, mais peuvent être modifiées si nécessaire par l'utilisateur.

#### **a) Modèle petit signal**

Comme nous l'avons précisé auparavant, toutes les données associées à ce régime de fonctionnement sont en minuscule.

***Données électro-optiques mesurées :***

- $i_{dc}$  : courant de polarisation statique de la diode,
- $i_l$  : courant de fuite (0 par défaut),
- $e_{ff}$  : efficacité quantique du laser en W/A (0,2 W/A par défaut).

***Données relatives aux éléments parasites :***

- $r_s$  : résistance série due aux plots de contact (5  $\Omega$  par défaut),
- $c_s$  : capacité des plots de contact (10 pF par défaut),
- $r_{sub}$  : résistance du substrat (0 par défaut),
- $l_p$  : inductance des fils de connexion (1 nH par défaut),
- $r_p$  : résistance des fils de connexion (0 par défaut),
- $c_p$  : capacité parasite du boîtier (0,2 pF par défaut),
- $c_{sc}$  : capacité de charge d'espace (10 pF par défaut).

***Données optiques relatives à la structure du laser :***

- $\tau_p$  : durée de vie des photons (1 ps par défaut),
- $\tau_n$  : durée de vie des porteurs (2 ns par défaut),
- $g_0$  : gain optique ( $1,2 \cdot 10^{12}$  m<sup>3</sup>/s par défaut),
- $n_0$  : densité de porteurs à la transparence ( $10^{24}$  m<sup>-3</sup> par défaut),
- $\epsilon$  : facteur de compression du gain ( $1,2 \cdot 10^{-23}$  m<sup>3</sup> par défaut),
- $\beta$  : quantité d'émission spontanée ( $1 \cdot 10^{-4}$  par défaut),
- $\gamma$  : facteur de confinement (0,35 par défaut),
- $v$  : volume de la cavité laser ( $10^{-16}$  m<sup>3</sup> par défaut),
- $T$  : température ambiante (297 °Kelvin par défaut).

***b) Modèle grand signal ,***

Les données du modèle petit signal sont présentées en minuscules, tandis que pour le modèle grand signal, celles-ci sont présentées en lettres majuscules. Elles sont néanmoins identiques. Sauf la nécessité de préciser les valeurs minimale et maximale du courant de polarisation notées  $I_{MIN}$  et  $I_{MAX}$ , nécessaires au tracé de la caractéristique statique P(I).

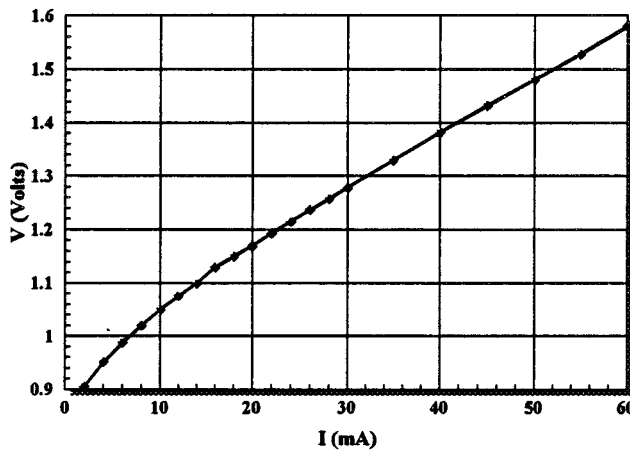
Il faut cependant remarquer que pour le modèle petit signal, certaines de ces données n'interviennent pas dans le calcul des caractéristiques et par conséquent peuvent être les valeurs définies par défaut par le logiciel.

## II. DETERMINATION DES DONNEES DU MODELE

### II.1- Données électro-optiques mesurées

★ *Courant de fuite et courant de saturation de la diode laser :*

Voici figure II.7 une caractéristique statique V(I) typique d'une diode laser en direct :



**Figure II.7 :** Caractéristique statique V(I) type d'une diode laser en direct.  
Structure à Double Hétérojonction  $\lambda=1,33 \mu\text{m}$ , de Thomson LCR.

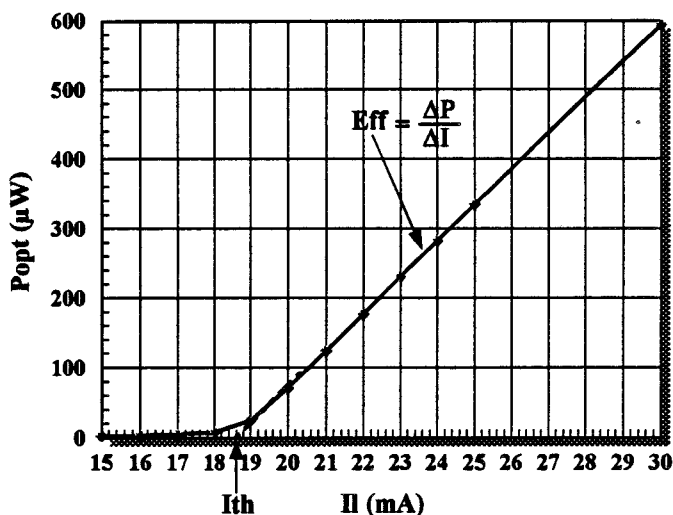
Grâce à cette mesure, nous pouvons déduire le courant de saturation  $I_s$  de la diode. En effet, si nous reprenons l'expression donnée figure II.5 :

$$I_{\text{SPON}} = I_s \cdot \left[ e^{\left(\frac{V_j}{V_t}\right)} - 1 \right] \quad (9)$$

nous remarquons que pour une polarisation en inverse suffisante de la diode ( $V_j$  négatif), nous mesurons la valeur du courant de saturation  $I_s$ . Cette caractéristique nous permettra également par la suite de calculer la valeur de la résistance série totale de la diode laser.

★ *Efficacité quantique  $E_{FF}$  :*

La figure II.8 donne une caractéristique statique typique puissance optique en fonction du courant de polarisation P(I) d'un laser.



**Figure II.8** : Caractéristique statique P(I) typique d'une diode laser. Structure à Double Hétérojonction  $\lambda=1,33 \mu\text{m}$ , de Thomson LCR.

La pente de la partie linéaire (au delà du courant de seuil), nous donne l'efficacité quantique en W/A du laser. Cette mesure peut être effectuée soit en continu, dans ce cas les effets thermiques sont à prendre en compte, soit en régime impulsionnel. Cette mesure permet aussi de déterminer la valeur du courant de seuil de la diode, à partir duquel nous obtenons l'effet laser.

## II.2- Données relatives aux éléments parasites

Le circuit parasite du laser est identique pour les modèles petit et grand signal. Pour déterminer les valeurs de chaque élément parasite, nous procédons par plusieurs étapes successives.

- $R_s$  : résistance série due aux plots de contact (5  $\Omega$  par défaut),
- $C_s$  : capacité des plots de contact (10 pF par défaut),
- $R_{\text{sub}}$  : résistance du substrat (0 par défaut),
- $L_p$  : inductance des fils de connexion (1 nH par défaut),
- $R_p$  : résistance des fils de connexion (0 par défaut),
- $C_p$  : capacité parasite du boîtier (0,2 pF par défaut),
- $C_{\text{sc}}$  : capacité de charge d'espace (10 pF par défaut).

Une première mesure C(V) à une fréquence donnée (500 MHz par exemple) permet de donner une valeur approximative de la capacité totale de la diode laser.

La caractéristique V(I) (figure II.7), nous donne la résistance série totale du laser.

Les valeurs de l'inductance et la résistance des fils de connexion sont estimées à partir de la longueur approximative des fils (1 nH/mm).

Enfin, grâce à la mesure du coefficient de réflexion à l'entrée de la diode laser, nous optimisons à l'aide du logiciel Compact Software les valeurs de tous ces éléments parasites, en comparant les coefficients de réflexion mesuré et modélisé.

### **II.3- Données optiques relatives à la structure du laser**

- TAUP  $\tau_p$  : durée de vie des photons (1 ps par défaut),
- TAUN  $\tau_n$  : durée de vie des porteurs (2 ns par défaut),
- $G_0$  : gain optique ( $1,2 \cdot 10^{-12}$  m<sup>3</sup>/s par défaut),
- $N_0$  : densité de porteurs à la transparence ( $10^{24}$  m<sup>-3</sup> par défaut),
- EPS : facteur de compression du gain ( $1,2 \cdot 10^{-23}$  m<sup>3</sup> par défaut),
- BETA : quantité d'émission spontanée ( $1 \cdot 10^{-4}$  par défaut),
- GAMMA : facteur de confinement (0,35 par défaut),
- VOL : volume de la cavité laser ( $10^{-16}$  m<sup>3</sup> par défaut),
- temp : température ambiante (297 °Kelvin par défaut).

★ **Durée de vie des photons :** 
$$\tau_p = \frac{1}{v_g \cdot (\alpha_{int} + \alpha_m)}$$

La valeur de la durée des photons est comprise entre 0.5 ps et 1.5 ps.

Avec :

$v_g$  : vitesse de groupe de l'onde optique ( $m \cdot s^{-1}$ ).

Cette vitesse de groupe est calculée grâce à :  $v_g = \frac{c}{n}$  ( $c$  : vitesse de la lumière dans le vide  $\approx 3 \cdot 10^8$  m.s<sup>-1</sup> et  $n$  indice du matériau)

$\alpha_{int}$  : pertes internes de la cavité ( $m^{-1}$ ).

Ce paramètre ne peut être calculé directement. En effet nous devons disposer de plusieurs longueurs de cavités laser issues de la même structure épitaxiale. Puis à partir de la caractéristique  $P = f(I)$  de chaque diode laser, nous calculons l'efficacité quantique différentielle externe  $E_{diff}$  (déduite de la pente de la partie linéaire de la caractéristique  $P = f(I)$ ), pour chaque longueur de cavité, puis nous traçons ainsi la caractéristique  $\frac{1}{\eta_{diff}} = f(L)$ .

L'expression reliant le rendement différentiel  $\eta_{diff}$  et la longueur L de la cavité est :

$$\boxed{\frac{1}{\eta_{diff}} = \frac{1}{\eta_{int}} \times \left( \frac{L \cdot \alpha_{int}}{\ln(1/R)} + 1 \right)} \quad (10)$$

Grâce à cette équation, nous pouvons déduire de la caractéristique  $\frac{1}{\eta_{diff}} = f(L)$ , le rendement quantique interne qui correspond à l'ordonnée à l'origine de cette droite (obtenue par régression linéaire). Ensuite, la pente de cette droite permet de calculer les pertes internes  $\alpha_{int}$ , avec R coefficient de réflexion de la puissance optique par les facettes avant et arrière de la cavité laser (pour un laser Perot Fabry classique, la valeur de cette réflectivité est de 0,33)

$\alpha_m$  : pertes localisées dues aux miroirs ( $m^{-1}$ ).

Les pertes localisées dues aux miroirs  $\alpha_m$  sont calculées pour chaque longueur de cavité, à partir de l'expression :

$$\alpha_m = \frac{1}{L} \cdot \ln\left(\frac{1}{R}\right) \quad (11)$$

avec  $L$  : longueur de la cavité, et  $R$  coefficient de réflexion de la puissance optique par les facettes avant et arrière de la cavité laser.

★ **Durée de vie des porteurs :** 
$$\tau_n = \frac{1}{A_{nr} \cdot N_0 + B_{sp} \cdot N_0^2 + C_{aug} \cdot N_0^3}$$

La valeur de la durée de vie des porteurs est comprise entre 1,5 ns et 2,5 ns.

Avec :

$N_0$	: densité de porteurs à la transparence	$(\approx 10^{24} m^{-3})$
$A_{nr}$	: coefficient de recombinaisons non radiatives	$(\approx 10^8 s^{-1})$
$B_{sp}$	: coefficient d'émission spontanée	$(\approx 10^{-16} m^3 s^{-1})$
$C_{aug}$	: coefficient de recombinaisons Auger	$(\approx 5 \cdot 10^{-41} m^6 s^{-1})$

Ces paramètres dépendent généralement de la qualité du matériau. Par conséquent, il est difficile d'en prévoir les valeurs.

★ **Gain optique  $g_0$  :**

Pour déterminer la valeur de ce gain optique différentiel, nous mesurons les fréquences de résonance  $F_r$ , pour plusieurs valeurs de courant de polarisation du laser. Cette fréquence de résonance peut être déduite soit à partir de la réponse du laser en régime petit signal, soit à partir de la mesure du bruit RIN : Relative Intensity Noise. La mesure du bruit du laser est plus intéressante car elle permet de s'affranchir des effets parasites pour de fortes valeurs du courant de polarisation ( $> 2 \cdot I_{th}$ ).

Nous en déduisons ainsi la caractéristique  $F_r = f(\sqrt{I - I_{th}})$ , avec  $I$  le courant de polarisation et  $I_{th}$  le courant de seuil de la diode laser. La pente de cette caractéristique nous donne la valeur du coefficient  $F_{rf\_I}$  ( $Hz/\sqrt{A}$ )

Grâce à ce coefficient, nous pouvons calculer le gain optique différentiel  $g_0$  du milieu amplificateur :

$$g_0 = \frac{(2 \cdot \pi \cdot F_{rf\_I})^2 \cdot q \cdot Vol}{\Gamma} \quad (m^3 s^{-1}) \quad (12)$$

Avec  $F_{rf\_I}$  : pente de la caractéristique  $F_r = f(\sqrt{I - I_{th}})$  en  $Hz/\sqrt{A}$ ,  
 $Vol$  : volume de la cavité laser en  $m^3$ ,  
 $\Gamma$  : facteur de confinement optique.

★ **Densité de porteurs  $N_0$  :**

$N_0$  est la densité de porteurs à la transparence dans la cavité laser. La transparence correspond au moment où la cavité est « transparente » au flux optique la traversant : les pertes ont alors été totalement compensées mais le milieu n'est pas encore amplificateur, son gain est alors de 1. La valeur de  $N_0$  communément prise est de l'ordre de  $10^{24} \text{ m}^{-3}$ .

★ **Facteur de compression du gain  $\mathcal{E}$  :**

Ce facteur de compression du gain traduit la non-linéarité du gain optique pour les fortes valeurs de puissance optique (donc de courant d'injection). Sa valeur est comprise entre  $1.10^{-23}$  et  $1.10^{-22} \text{ m}^3$ , et sera optimisée à partir des réponses fréquentielles en fonction du courant d'injection du laser.

★ **Facteur d'émission spontanée  $\beta$  :**

Ce facteur représente la quantité d'émissions spontanées contribuant à la puissance optique de sortie. Sa valeur est comprise entre  $0,5.10^{-4}$  et  $5.10^{-4}$  ; nous garderons la valeur par défaut de  $1.10^{-4}$ .

★ **Facteur de confinement optique  $\Gamma$  :**

Ce facteur de confinement représente le rapport entre la puissance optique contenue dans la zone active et la puissance optique totale. Ce rapport dépend du profil du champ optique à l'intérieur de la diode et ne peut être calculé précisément que si les matériaux mis en jeu ainsi que leurs épaisseurs sont connus. Pour un laser classique, ce facteur est compris entre 0,2 et 0,5 et pour un laser à puits quantiques il est environ dix fois plus faible.

Le produit  $\Gamma.g_0$  permet de calculer la densité de porteurs au seuil :

$$N_{th} = N_0 + \frac{1}{\Gamma \cdot g_0 \cdot \tau_p} \quad (13)$$

La valeur de la densité de porteurs à la transparence  $N_0$ , étant de l'ordre de  $1.10^{18} \text{ cm}^{-3}$ , le courant de seuil peut être calculé à l'aide de l'équation:

$$I_{th} = \frac{q \cdot Vol \cdot N_{th}}{\tau_p} \quad (14)$$

★ *Volume de la cavité :*

La donnée relative à la structure de la couche active est le volume  $Vol$  de la cavité laser. Ce volume est calculé à partir des trois dimensions de la couche active : largeur et épaisseur de la couche active, ainsi que la longueur de la cavité laser. Les deux premières dimensions dépendent de l'épitaxie utilisée tandis que la longueur de la cavité dépend uniquement du clivage.

Par conséquent, la largeur ainsi que l'épaisseur de la couche active ne peuvent être mesurés directement. Ces deux dimensions sont données par le fabricant. En revanche pour la longueur de la cavité laser, il existe deux méthodes pour la déterminer : la première par une mesure directe sous microscope si le composant est disponible sous forme de puce, et la seconde à l'aide du spectre optique du laser de type Fabry-Perot. En effet, si  $\Delta\lambda$  est la valeur séparant deux modes optiques de la cavité, alors la longueur de la cavité laser peut être calculée par :

$$L = \frac{\lambda^2}{2 \cdot \Delta\lambda \cdot n_{\text{groupe}}}$$

où  $L$  est la longueur de la cavité laser,  $\lambda$  est la longueur d'onde d'émission, et  $n_{\text{groupe}}$  l'indice de groupe à l'intérieur de la cavité ( $n_{\text{groupe}} \approx 3,5$ ).

Enfin, après avoir présenté les outils de modélisation utilisées ainsi que les modèles équivalents du laser petit et grand signal, nous caractérisons deux structures différentes de laser afin d'en établir un modèle équivalent en régime non-linéaire. Ce modèle sera ensuite intégré dans une liaison opto-millimétrique pour optimiser et concevoir les circuits environnants. Nous présentons dans le paragraphe suivant la caractérisation et la modélisation des diodes lasers utilisées.

### III. VALIDATION DU MODELE

#### III.1- Diodes lasers caractérisées

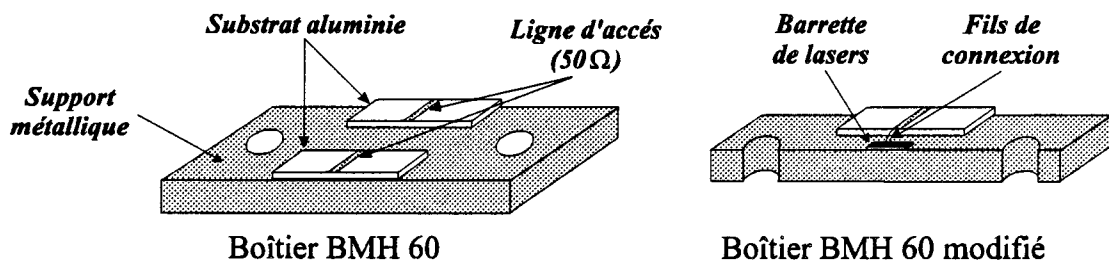
Les deux types de lasers mis à notre disposition, ont été fabriqués au Laboratoire Central de Recherche (LCR) de Thomson. La première série de lasers est une structure Fabry-Perot à multi-puits quantiques (MQW) émettant à  $1,55 \mu\text{m}$ . La seconde structure est une double hétérojonction Fabry-Perot, fonctionnant à la longueur d'onde de  $1,3 \mu\text{m}$ .

Dans cette partie, nous donnons pour les deux types de lasers, la mise en boîtier de la diode laser sous forme de puce, la structure de la couche active, et enfin les méthodes et les caractérisations statiques puis dynamiques de ces diodes lasers.



### *III.2- Mise en boîtier de la puce laser*

Une fois clivées, ces barrettes laser sont montées sur des boîtiers BMH 60 modifiés (figure II.9). Ces boîtiers, conçus à l'origine pour la caractérisation des Transistors à Effet de Champ, comportent deux accès micro-ondes : l'un pour la grille et l'autre pour le drain. Les accès micro-ondes sont des lignes micro-ruban d'impédance  $50 \Omega$ , réalisées sur un substrat alumine (épaisseur  $635 \mu\text{m}$ ,  $\epsilon_r \approx 9,6$ ). La largeur de ces lignes d'or, pour présenter une impédance  $50 \Omega$ , est de l'ordre de  $600 \mu\text{m}$ .



**Figure II.9** : Boîtier BMH 60.

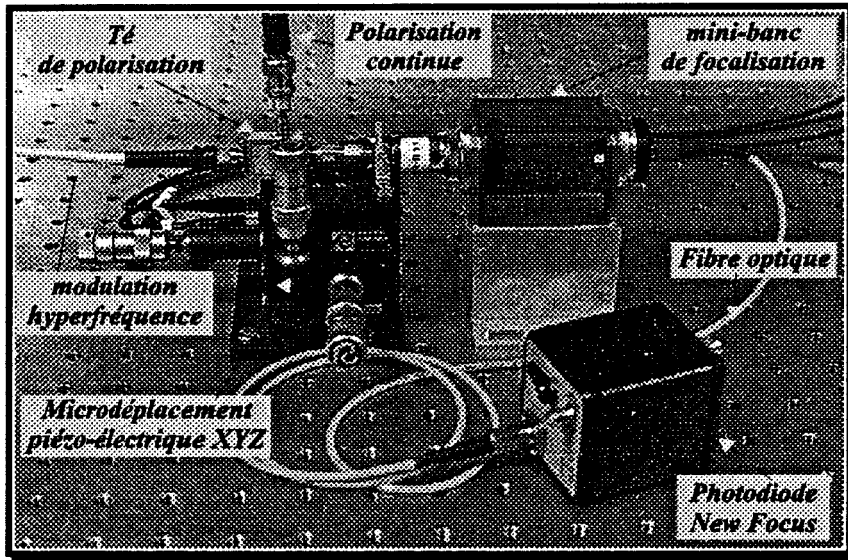
Pour notre utilisation, ces boîtiers ont été coupés en deux dans le sens de la longueur. La barrette de lasers est collée sur le plan métallique du boîtier, le plus proche possible du bord pour permettre un meilleur couplage optique entre le laser et la lentille de focalisation ou la fibre optique, au détriment de la longueur de fils de connexion.

Le premier contact entre la diode laser et la ligne micro-ruban est réalisé par un fil d'or de diamètre  $17 \mu\text{m}$ . Nous verrons par la suite, les effets parasites ramenés par ce fil d'or du point de vue hyperfréquence. La structure laser réalisée sur un substrat  $N^+$  est collée directement sur le métal doré du boîtier, ce qui réalise ainsi le second contact.

### *III.3- Présentation du banc de caractérisation*

Après avoir collé la puce laser sur son demi boîtier BMH, nous montons l'ensemble sur un socle métallique par l'intermédiaire d'un connecteur hyperfréquence de type SMA. Rappelons que la limitation fréquentielle de ce type de connecteur se situe aux alentours de 18 GHz.

Pour injecter le faisceau émis par le laser dans une fibre optique, nous utilisons un mini banc fibré présenté figure II.10.



**Figure II.10** : Banc de caractérisation.

Ce banc de caractérisation se compose de:

- un microdéplacement piézo-électrique suivant les axes XYZ, sur lequel est monté le support de la barrette lasers, connecté par une sortie SMA. Ce microdéplacement a pour rôle de positionner le laser de telle sorte que le maximum du faisceau optique émis soit injecté dans la fibre ou le composant de focalisation. Le connecteur SMA est relié à un té de polarisation, qui réalise le mélange de l'alimentation continue du laser et du signal hyperfréquence à transmettre.

- un mini-banc de focalisation fibré commercialisé par la société Optics For Research (OFR). Ce mini-banc se compose à son tour de :

- un objectif de microscope OFR, modèle LMO-40X, agrandissement 40 fois, distance de travail 0,6 à 0,8 mm, et ouverture numérique 0,65. Il a pour rôle de collimater le faisceau optique émis par le laser,

- un isolateur optique traité à la longueur d'onde 1,55  $\mu\text{m}$ ; OFR modèle IOB-D-1550. Il élimine les réflexions optiques dans la cavité, avec une atténuation des ondes réfléchies supérieure à 40 dB et des pertes d'insertion de l'ordre de 0,2 dB.

- une sortie fibrée connectée par un standard FC/PC, OFR modèle PAF-1550. Cette sortie comprend une lentille de couplage traitée 1,55  $\mu\text{m}$  qui focalise le faisceau dans la fibre optique, avec des pertes d'insertion de l'ordre de 0,05 dB.

La fibre optique utilisée de type SMF28 de chez SEDI présente les caractéristiques suivantes :

- monomode,
- atténuation comprise entre 0,33 et 0,39 dB/Km à 1,31  $\mu\text{m}$ , et entre 0,18 et 0,23 dB/Km à 1,55  $\mu\text{m}$ ,
- dispersion chromatique inférieure à 18 ps/nm.Km à 1,55  $\mu\text{m}$ .

- en sortie de la fibre optique, nous plaçons un photodétecteur rapide commercialisé par New Focus (modèle 1014).

Ce photodétecteur présente les caractéristiques suivantes :

- ★ longueur d'onde :  $950 \text{ nm} < \lambda < 1650 \text{ nm}$ ,
- ★ fréquence de coupure : 40 GHz,
- ★ impédance de sortie du photodétecteur :  $50 \Omega$

En effet, pour l'adaptation d'impédance du photodétecteur, le constructeur place en parallèle avec celui-ci une résistance interne de  $50 \Omega$ .

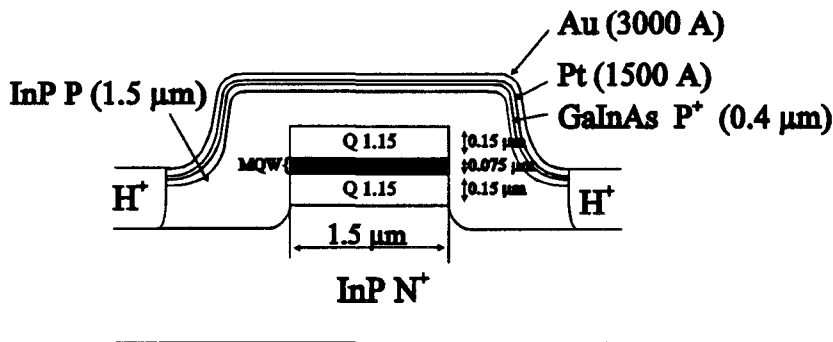
- ★ rendement quantique : 0,25 A/W.
- La valeur du rendement quantique interne du photodétecteur est de 0,5 A/W ; cette valeur se trouve divisée par deux à cause de la résistance interne  $50 \Omega$ , placée en parallèle pour l'adaptation d'impédance.
- ★ connectivité optique standard FC/PC.
  - ★ connectivité électrique standard K.

Enfin , nous présentons dans les paragraphes qui suivent les deux structures de diodes laser utilisées pour mettre en oeuvre notre méthode de transmission. Nous verrons ensuite les différentes caractérisations puis la simulation, pour aboutir à un modèle équivalent de la diode laser en régime non linéaire.

### **III.4- Lasers à multi-puits quantiques MQW, $\lambda=1,55 \mu\text{m}$**

#### **a)- Structure de la couche active**

La structure des lasers (MKL 693/745) de Thomson LCR, est représentée figure II.11.



**Figure II.11** : Structure à multi-puits quantiques MQW (MKL 693/745) de Thomson LCR.

La zone active comprend cinq puits de GaInAs ( $70 \text{ \AA}$ ) et quatre barrières de GaInAsP ( $80 \text{ \AA}$ ). Le confinement supérieur et inférieur est assuré par deux couches de quaternaire GaInAsP ( $1500 \text{ \AA}$ ). Une couche d'InP, dopée P (d'épaisseur  $1,5 \mu\text{m}$ ), est déposée sur la structure afin de réaliser la jonction PN, puisque la structure repose sur un substrat dopé  $\text{N}^+$ . Le ternaire GaInAs déposé en surface ( $4000 \text{ \AA}$ ) est dopé  $\text{P}^+$ , de manière à améliorer la qualité

du contact ohmique. Cette structure est dite BRS (Buried Ridge Stripe), c'est à dire à ruban enterré.

La métallisation supérieure est constituée de deux couches superposées, la première étant du platine (1500 Å) et la seconde de l'or (3000 Å). Quant à la métallisation de la face inférieure, c'est une succession de couches métalliques déposées sur le substrat InP : Ni/Ge/Au/Ni/Au. L'épaisseur de cette métallisation est de l'ordre de 3000 Å. La hauteur totale de la structure est de l'ordre de 100 µm afin de permettre le clivage réalisant les deux miroirs plans de la cavité laser.

Cette structure a été fabriquée a Thomson LCR, le clivage de cette couche a été fait à l'IEMN, pour obtenir des barrettes de différentes largeurs. La longueur de la cavité laser correspond donc à la largeur de cette barrette, ce qui fait que chaque barrette contient plusieurs diodes lasers de même longueur. Par une technique de mesure sous pointes, que nous verrons un peu plus loin, nous choisissons sur chaque barrette un laser émettant suffisamment de puissance optique pour permettre sa caractérisation.

Ainsi les différentes longueurs de cavité laser obtenues sont : 250µm, 300µm, 390µm, 400µm, 500µm, 600µm, 700µm, 800µm. Les caractérisations statiques puis dynamiques ont été effectuées sur toutes ces diodes laser et nous ne présenterons dans les paragraphes suivants que les résultats relevés sur le laser de longueur de cavité 400 µm.

### ***b)- Caractérisations statiques***

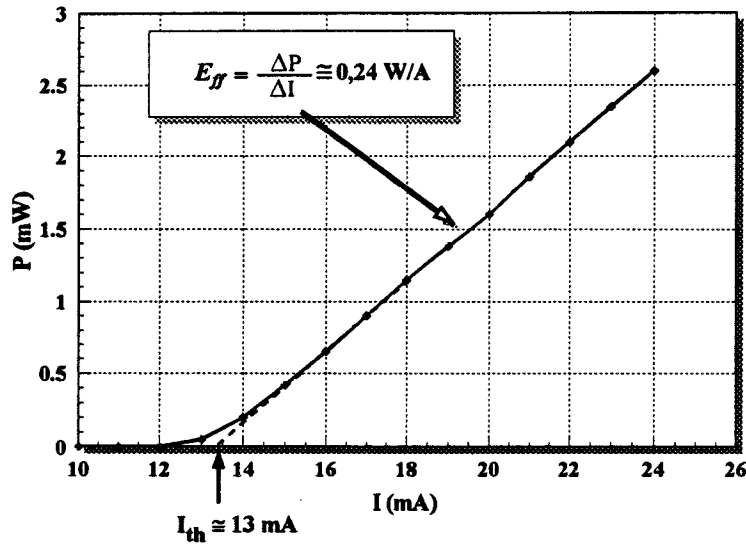
Comme nous l'avons précisé auparavant nous présentons dans cette partie les mesures statiques relevées sur le laser de longueur 400 µm. Pour chaque caractérisation, nous donnons le principe de la mesure ainsi que les résultats obtenus. Les différentes caractéristiques présentées sont :

- la puissance optique émise par la diode laser en fonction du courant de polarisation,
- le spectre d'émission optique,

#### **• Puissance optique**

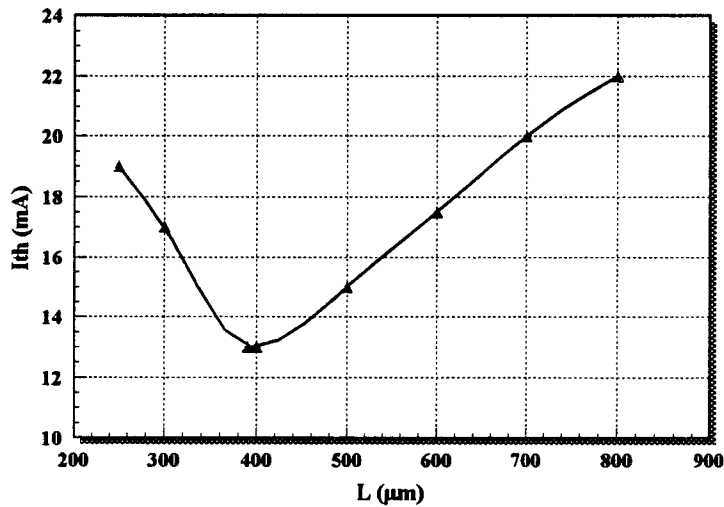
Cette mesure est effectuée à température ambiante, en polarisant la diode laser en direct, par un courant continu.

Après avoir positionné le laser de manière à injecter le maximum du faisceau lumineux dans le mini-banc de focalisation, nous relevons figure II.12 la caractéristique P(I), puissance optique émise en fonction du courant injecté dans la diode laser. Pour éviter de détruire le laser, nous limitons la valeur maximale du courant à  $3 \cdot I_{seuil}$ .



**Figure II.12** : Caractérisation statique  $P(I)$ , du laser de longueur de cavité  $400 \mu\text{m}$ .

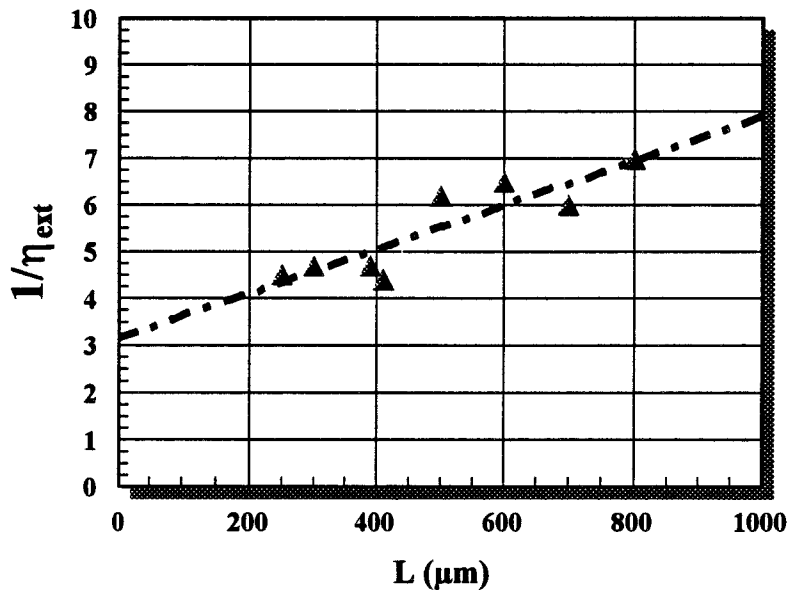
D'après cette caractéristique, nous déduisons la valeur du courant de seuil, ainsi que celle de l'efficacité quantique externe pour le laser de longueur de cavité  $400 \mu\text{m}$ . Cette mesure est relevée sur toutes les longueurs de lasers obtenues après clivage de la couche. Les longueurs obtenues, rappelons le, étaient :  $250 \mu\text{m}$ ,  $300 \mu\text{m}$ ,  $390 \mu\text{m}$ ,  $400 \mu\text{m}$ ,  $500 \mu\text{m}$ ,  $600 \mu\text{m}$ ,  $700 \mu\text{m}$ ,  $800 \mu\text{m}$ . Nous traçons ainsi figure II.13, la caractéristique  $I_{th} = f(L)$ , courant de seuil en fonction de la longueur de cavité laser.



**Figure II.13** : Caractéristique  $I_{th} = f(L)$ , courant de seuil en fonction de la longueur de la cavité.

Nous remarquons que pour cette structure à multi-puits quantiques (MKL 693/745) de Thomson LCR, il existe une longueur de cavité optimale pour laquelle le courant de seuil est minimal. La valeur de cette longueur se situe autour de  $400 \mu\text{m}$ . C'est pour cette raison que nous garderons cette longueur pour toutes les autres caractérisations.

Nous pouvons également représenter figure II.14, à l'aide des caractéristiques P(I) relevées sur chaque longueur de laser, la courbe  $\frac{1}{\eta_{ext}} = f(L)$ .



**Figure II.14** : Caractéristique  $\frac{1}{\eta_{ext}} = f(L)$  pour toutes les longueurs de la cavité.

D'après l'équation (10) :  $\frac{1}{\eta_{diff}} = \frac{1}{\eta_{int}} \times \left( \frac{L \cdot \alpha_{int}}{\ln(1/R)} + 1 \right)$ , nous obtenons une ordonnée à l'origine  $\frac{1}{\eta_{int}}$  de l'ordre de 3,2. Ce qui correspond à un rendement quantique interne pour cette structure :  $\eta_{int} \cong 31 \%$ .

En ce qui concerne la pente de la droite calculée par interpolation linéaire, nous obtenons une valeur de l'ordre de  $48 \text{ cm}^{-1}$ . Nous avons donc l'équivalence :

$$48 \text{ cm}^{-1} = \frac{1}{\eta_{int}} \times \left( \frac{\alpha_{int}}{\ln(1/R)} \right)$$

Conformément à des valeurs généralement rencontrées pour une diode laser à multi-puits quantiques, le coefficient de réflexion R de la puissance optique par les facettes avant et arrière de la cavité laser, a pour ordre de grandeur 25 %. Nous obtenons finalement pour la structure à multi-puits quantiques (MKL 693/745) de Thomson LCR, des pertes internes égales à :

$\alpha_{int} \approx 21 \text{ cm}^{-1}$

Cette valeur est justement en accord avec la mesure relevée au LCR Thomson, pour cette structure de couche laser.

Ces pertes internes nous permettrons de déduire la valeur de la durée de vie des photons par l'intermédiaire de l'expression :

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

Il faudra auparavant calculer la valeur de la vitesse de groupe  $v_g$ , et celle des pertes localisées dues aux miroirs.

La vitesse de groupe  $v_g$  de l'onde optique est calculée grâce à :  $v_g = \frac{c}{n}$  ( $c$  : vitesse de la lumière dans le vide  $\approx 3 \cdot 10^8$  m.s<sup>-1</sup>, et  $n$  indice du matériau  $\approx 3,5$ ). Ce qui donne une vitesse de groupe dans le matériau de l'ordre de  $86 \cdot 10^8$  cm.s<sup>-1</sup>.

Les pertes localisées  $\alpha_m$  dues au miroirs sont calculées pour chaque longueur de cavité, à partir de l'expression :

$$\alpha_m = \frac{1}{L} \cdot \ln\left(\frac{1}{R}\right)$$

avec  $L$  : longueur de la cavité, et  $R$  coefficient de réflexion de la puissance optique par les facettes avant et arrière de la cavité laser ( $\approx 0,25$ ).

Nous donnons dans le tableau suivant un résumé des valeurs des pertes localisées  $\alpha_m$ , et de la durée de vie des photons  $\tau_p$  pour toutes les longueurs de cavité laser caractérisées:

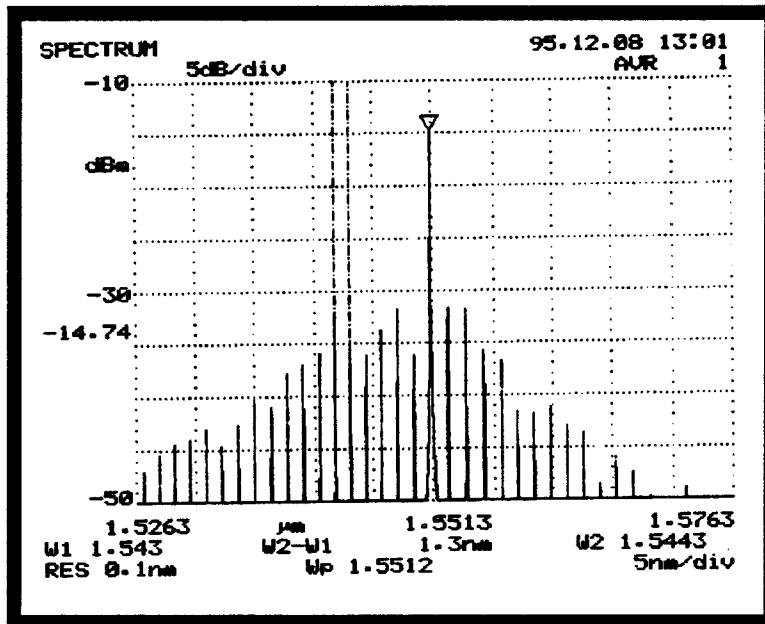
L (μm)	$\alpha_m$ (cm <sup>-1</sup> )	$\tau_p$ (ps)
250	55	1,54
300	45	1,74
390	36	2,05
400	35	2,08
500	28	2,38
600	23	2,65
700	20	2,84
800	17	3,07

• **Spectre d'émission optique**

Cette mesure a été effectuée sur tous les lasers, grâce à un analyseur de spectre optique commercialisé par Anritsu Wiltron (modèle MS 9710 A). Cette caractérisation nous permet de déduire la longueur de cavité du laser. Comme nos composants lasers étaient disponibles sous forme de puces, nous avons, dans un premiers temps, mesuré la longueur de chaque laser à

l'aide d'un microscope. Nous avons ensuite comparé cette mesure au résultat déduit du spectre d'émission optique.

En effet, si nous observons le spectre d'émission optique du laser de longueur 250  $\mu\text{m}$  présenté figure II.15, nous constatons que ce spectre est riche en raies, que sa longueur d'onde d'émission est de 1,55  $\mu\text{m}$ , et que la différence de longueur d'onde entre deux modes est de 1,3nm.



**Figure II.14** : Spectre d'émission optique du laser de longueur de cavité 250 $\mu\text{m}$ , polarisé à 30 mA.

Si nous reprenons l'expression :

$$L = \frac{\lambda^2}{2 \cdot \Delta\lambda \cdot n_{\text{groupe}}}$$

où  $L$  est la longueur de la cavité laser,  $\lambda$  est la longueur d'onde d'émission, et  $n_{\text{groupe}}$  l'indice de groupe à l'intérieur de la cavité ( $n_{\text{groupe}} \approx 3,5$ ), nous pouvons ainsi calculer la longueur. Par conséquent, pour ce spectre d'émission, nous obtenons une longueur de cavité équivalente de 264  $\mu\text{m}$ . Cette valeur se rapproche beaucoup de la longueur mesurée à l'aide du microscope (250  $\mu\text{m}$ ), et la faible différence entre ces deux valeurs est due à l'estimation faite sur l'indice de groupe ( $n_{\text{groupe}} \approx 3,5$ ).

Enfin, nous pouvons conclure que cette caractérisation est plutôt intéressante lorsque le laser n'est pas disponible sous forme de puce afin de permettre son observation et la mesure de sa longueur à l'aide d'un microscope.



*c)- Caractérisations dynamiques*

Comme pour les caractérisations statiques, nous présentons les caractérisations dynamiques relevées sur le laser de longueur de cavité 400 µm.

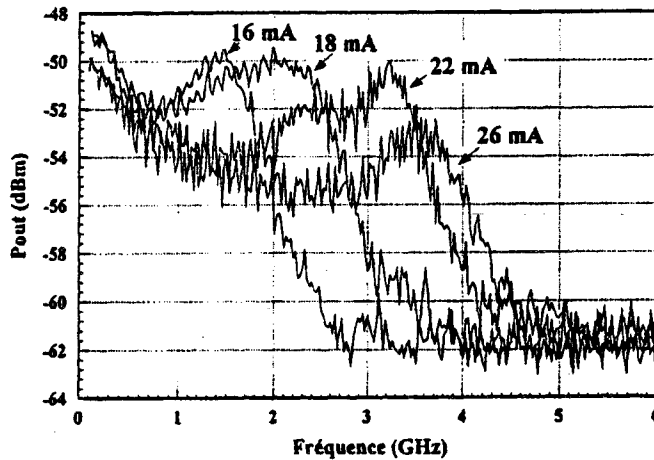
Les différentes caractéristiques effectuées sont :

- la réponse fréquentielle faible signal pour plusieurs valeurs du courant de polarisation,
- la mesure du bruit (RIN),
- le spectre fréquentiel du laser en régime non-linéaire,

• Réponse fréquentielle petit signal

Afin de se situer dans le régime linéaire petit signal nécessaire pour le relevé des caractéristiques dynamiques du laser, nous modulons celui-ci à une puissance micro-onde d'entrée de -20 dBm. La puissance micro-onde en sortie de liaison, après la photodiode, est mesurée à l'aide d'un analyseur de réseau scalaire de marque Wiltron (modèle 562). Ces mesures sont effectuées dans la bande de fréquence 100 MHz - 6 GHz.

Voici, présentée figure II.15, la réponse fréquentielle petit signal du laser de longueur 400 µm, pour quatre valeurs du courant de polarisation : 16, 18, 22 et 26 mA. Rappelons que le courant de seuil de ce laser est de 13 mA.



**Figure II.15** : Réponse fréquentielle petit signal du laser de longueur 400 µm,  $I_{seuil} = 13$  mA,  $P_{entrée} = -20$  dBm.

Nous observons sur cette figure la réponse fréquentielle classique d'un laser : la fréquence de résonance augmente avec le courant de polarisation. Cette résonance est atténuée pour les fortes valeurs de courant de polarisation. Cette atténuation est principalement due aux éléments parasites de la puce laser.

Ainsi, la fréquence de coupure maximale de ce laser se situe aux alentours de 5 GHz. C'est pour cette raison que nous avons choisi ce laser pour valider notre modèle, en modulant celui-ci en régime non linéaire à une fréquence de 2 GHz, et en observant les harmoniques d'ordre 4 et 5 générées aux fréquences 8 et 10 GHz.

• Mesure du bruit (RIN)

Ce bruit quantique ou RIN (Relativ Intensity Noise) est lié à la nature corpusculaire de la lumière. Il est dû aux phénomènes aléatoires des transitions spontanées. Il engendre, par conséquent, des fluctuations de la puissance optique émise. Il est maximum au seuil et diminue avec le courant. En effet, au seuil, la puissance optique est principalement due aux émissions spontanées ; ces émissions deviennent moins importantes par rapport aux émissions stimulées au fur et à mesure que le courant de polarisation augmente.

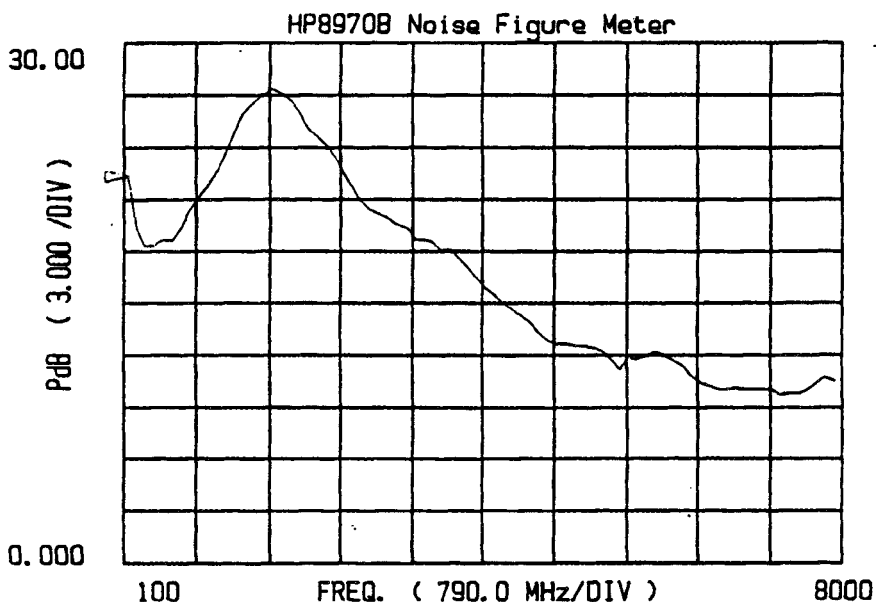
La réponse fréquentielle de ce bruit suit la réponse dynamique du laser. La mesure de bruit permet donc de relever la fréquence de résonance du laser. L'avantage de mesurer ce bruit pour relever la fréquence de résonance par rapport au relevé direct sur la réponse fréquentielle petit signal, est que l'on s'affranchit des éléments parasites.

Le bruit (RIN) relie la fluctuation de puissance optique  $dP(t)$  à sa valeur moyenne  $\langle P \rangle$  par l'expression suivante:

$$RIN = \frac{\langle dP^2 \rangle}{\langle P \rangle^2}$$

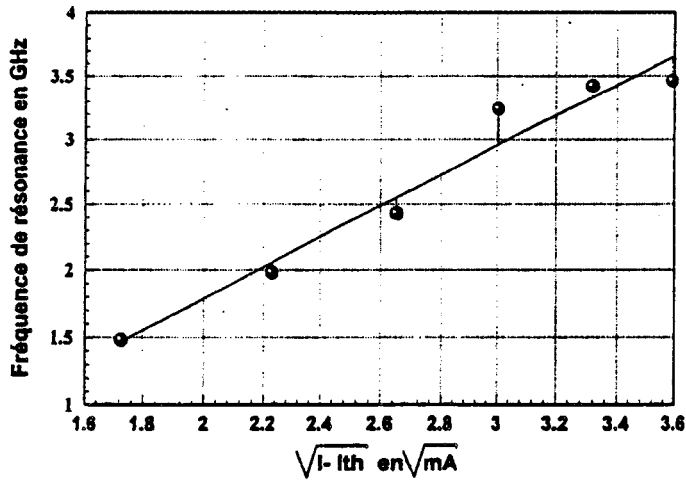
Nous mesurons à l'aide du mesureur de bruit Hewlett Packard (modèle HP 8970 B), le bruit généré par le laser dans une bande de fréquence 100MHz - 8GHz, pour plusieurs valeurs du courant de polarisation du laser.

Voici donc, figure II.16, un relevé du bruit généré par le laser de longueur 400  $\mu\text{m}$  ( $I_{\text{seuil}}=13\text{mA}$ ), polarisé à 18 mA :



**Figure II.16** : Bruit généré par le laser de longueur 400  $\mu\text{m}$ ,  
 $I_{\text{polarisation}} = 18 \text{ mA}$ ,  $I_{\text{seuil}} = 13 \text{ mA}$ .

Enfin, après avoir tracé toutes les mesures de bruit, nous relevons la fréquence de résonance pour chaque courant de polarisation, et nous traçons ainsi la caractéristique  $F_r = \sqrt{I_{polarisation} - I_{seuil}}$  (figure II.17) :



**Figure II.17** : Fréquence de résonance en fonction de  $\sqrt{I_{polarisation} - I_{seuil}}$  déduite à partir de la mesure de bruit du laser L = 400 μm.

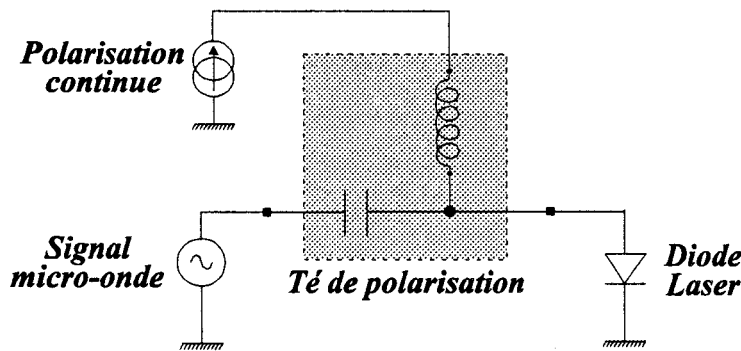
L'expression reliant la fréquence de résonance au courant de polarisation est donnée par :

$$F_{res} = \frac{1}{2\pi} \cdot \sqrt{\frac{g_0 \cdot \Gamma \cdot (I - I_{th})^2}{q \cdot V_a}}$$

La pente de cette droite donnera donc la valeur du facteur :  $F_{rf,1} \approx 39 \cdot 10^9 \text{ Hz} \cdot \text{A}^{-1/2}$ , qui servira par la suite à déterminer le gain optique différentiel  $g_0$  du milieu amplificateur (paramètre nécessaire pour le modèle équivalent).

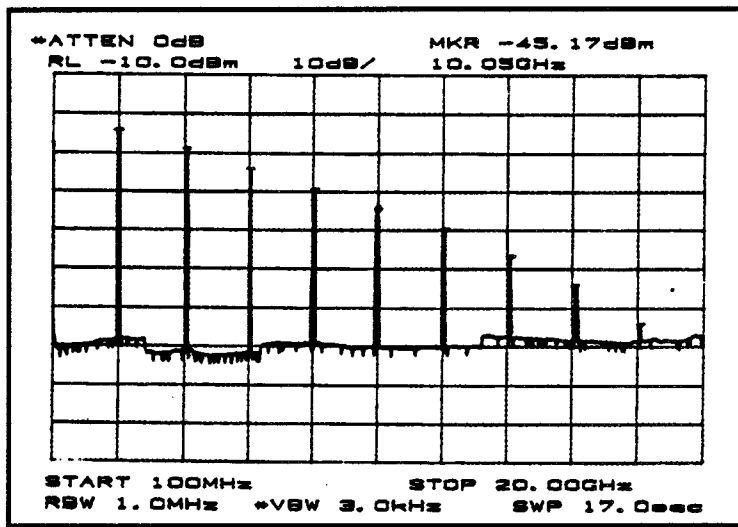
**• Spectre fréquentiel en régime non-linéaire**

Afin de relever le spectre fréquentiel en régime non-linéaire, nous modulons le laser (L=400μm) par un signal micro-onde de puissance +10dBm, à la fréquence de 2 GHz. Le mélange entre ce signal micro-onde et la polarisation continue du laser se fait par l'intermédiaire d'un té de polarisation comme le montre la figure II.18 :



**Figure II.18** : Té de polarisation.

En sortie de photodiode nous relevons figure II.19, le spectre fréquentiel mesuré à l'aide de l'analyseur de spectre Hewlett Packard (modèle HP 8560 E), dans la bande la bande 100 MHz - 20 GHz, afin de visualiser toutes les harmoniques générées par la diode laser en régime non-linéaire.



**Figure II.19** : Spectre fréquentiel du laser  $L = 400 \mu\text{m}$  en régime non-linéaire ( $F=2 \text{ GHz}$ , Pentrée= $+10 \text{ dBm}$ ).

Nous observons sur ce spectre, pour le fondamental à 2 GHz, des pertes d'insertion de 35 dB (puissance d'entrée +10 dBm), ainsi qu'un niveau de puissance raisonnable de -45 dBm à 10 GHz sur l'harmonique d'ordre 5.

Nous présentons dans le paragraphe suivant toutes les modélisations effectuées sur le laser caractérisé afin d'en extraire un modèle électrique équivalent.

#### ***d) Validation du modèle à 10 GHz***

Pour la validation du modèle équivalent du laser, nous donnons tous les paramètres du schéma électrique équivalent pour les régimes de fonctionnement petit et grand signal. Ces paramètres ont été optimisés en comparant les caractérisations relevées aux résultats des simulations. Dans les paragraphes qui suivent, nous verrons les valeurs de chaque élément du schéma équivalent, ainsi que les confrontations caractérisation / modélisation.

##### **• Régime petit signal**

###### ***Données électro-optiques mesurées :***

- X**  $i_{dc}$  : courant de polarisation statique de la diode : la valeur de ce courant est fixée pour décrire le comportement fréquentiel du laser en régime petit signal. La valeur de ce courant de polarisation doit être supérieure au courant de seuil de la diode laser.
- X**  $i_l$  : courant de fuite : nous garderons la valeur par défaut de 0.
- X**  $e_{ff}$  : efficacité quantique du laser en W/A : la valeur de cette efficacité, déduite de la caractéristique statique  $P(I)$  du laser, est de 0,24 W/A.

**Données relatives aux éléments parasites :**

Nous avons ici gardé les valeurs par défaut fixées par le logiciel de simulation Compact Software. Nous nous sommes plus attachés à optimiser les valeurs des données relatives à la structure du laser.

<b>X</b>	$r_s$	: résistance série due aux plots de contact	= 5 $\Omega$ par défaut,
<b>X</b>	$c_s$	: capacité des plots de contact	= 10 pF par défaut,
<b>X</b>	$r_{sub}$	: résistance du substrat	= 0 par défaut,
<b>X</b>	$l_p$	: inductance des fils de connexion	= 1 nH par défaut,
<b>X</b>	$r_p$	: résistance des fils de connexion	= 0 par défaut,
<b>X</b>	$c_p$	: capacité parasite du boîtier	= 0,2 pF par défaut,
<b>X</b>	$c_{sc}$	: capacité de charge d'espace	= 10 pF par défaut.

**Données optiques relatives à la structure du laser :**

<b>X</b>	$\tau_p$	: durée de vie des photons	= 2,08 ps,
----------	----------	----------------------------	------------

Nous calculons cette durée de vie des photons par :

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

où

$\alpha_{int}$  : pertes internes ; pour cette structure (MKL 693/745) de Thomson LCR, nous avons mesuré des pertes internes égales à :  $\alpha_{int} \approx 21 \text{ cm}^{-1}$ ,

$\alpha_m$  : pertes localisées dues au miroirs ; pour cette longueur de cavité (400  $\mu\text{m}$ ), nous obtenons, à partir de l'expression,  $\alpha_m = 35 \text{ cm}^{-1}$ .

$v_g$  : vitesse de groupe de l'onde optique dans le matériau  $\approx 86 \cdot 10^8 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$ .

<b>X</b>	$\tau_n$	: durée de vie des porteurs	= 2,5 ns
----------	----------	-----------------------------	----------

Cette durée de vie des porteurs est calculée à l'aide de l'expression :

$$\tau_n = \frac{1}{A_{nr} \cdot N_{th} + B_{sp} \cdot N_{th}^2 + C_{aug} \cdot N_{th}^3} \quad \text{avec} \quad N_{th} = \frac{1}{\tau_p \cdot \Gamma \cdot g_0} + N_0$$

et :	$N_0$	: densité de porteurs à la transparence	( $\approx 10^{24} \text{ m}^{-3}$ )
	$A_{nr}$	: coefficient de recombinaisons non radiatives	( $\approx 10^8 \text{ s}^{-1}$ )
	$B_{sp}$	: coefficient d'émission spontanée	( $\approx 10^{-16} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ )
	$C_{aug}$	: coefficient de recombinaisons Auger	( $\approx 5 \cdot 10^{-41} \text{ m}^6 \text{ s}^{-1}$ )

<b>X</b>	$g_0$	: gain optique différentiel du milieu amplificateur	= $23 \cdot 10^{-12} \text{ m}^3/\text{s}$ ,
----------	-------	---	--

Ce gain optique, calculé par l'équation suivante, sera optimisé par la suite d'après la réponse fréquentielle simulée.

$$g_0 = \frac{(2 \cdot \pi \cdot F_{rf-1})^2 \cdot q \cdot Vol}{\Gamma} \quad (\text{m}^3 \text{ s}^{-1})$$

où

$F_{rf-1}$  : pente de la caractéristique  $Fr = f(\sqrt{I - I_{th}})$  ; nous avons calculé pour ce laser de longueur 400  $\mu\text{m}$  une pente :  $F_{rf-1} \approx 39 \cdot 10^9 \text{ Hz} \cdot \text{A}^{-1/2}$ ,

$Vol$  : volume de la cavité laser en  $m^3$ ,  $Vol = 1,2 \cdot 10^{-16} m^3$ ,  
 $\Gamma$  : facteur de confinement optique, calculé ci-dessous :  $\Gamma \approx 0,05$ .

$\chi$   $n_0$  : densité de porteurs à la transparence =  $10^{24} m^{-3}$ ,

$\chi$   $\epsilon_{ps}$  : facteur de compression du gain =  $1,2 \cdot 10^{-23} m^3$ ,

Ce facteur est fixé a sa valeur par défaut , puis sera également optimisé d'après la réponse fréquentielle simulée du laser en régime petit et grand signal.

$\chi$   $\beta$  : quantité d'émission spontanée =  $1 \cdot 10^{-4}$  par défaut,

$\chi$   $\gamma$  : facteur de confinement optique = 0,05 ,

Le facteur de confinement  $\Gamma$ , rappelons-le, représente le rapport entre la puissance optique contenue dans la zone active et la puissance optique totale. Ce rapport dépend du profil du champ optique à l'intérieur de la structure. Pour un laser classique, ce facteur est compris entre 0,2 et 0,5 et pour un laser à puits quantiques il est environ dix fois plus faible,

Ce paramètre est donné avec une bonne approximation par l'expression [49]:

$$\Gamma_{MQW} = \gamma \cdot \frac{N_a \cdot d_a}{N_a \cdot d_a + N_b \cdot d_b}$$

où :

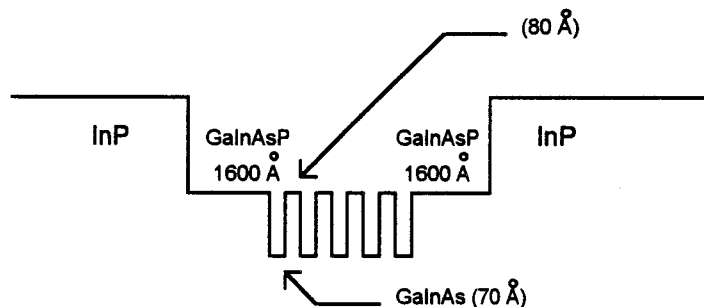
$$\gamma = \frac{4 \cdot \pi^2}{\lambda_0^2} \cdot (N_a \cdot d_a + N_b \cdot d_b)^2 (\bar{\mu}^2 - \mu_c^2)$$

et

$$\bar{\mu} = \frac{N_a \cdot d_a \cdot \mu_a + N_b \cdot d_b \cdot \mu_b}{N_a \cdot d_a + N_b \cdot d_b}$$

$N_a$  et  $N_b$  sont respectivement le nombre de puits et de barrières ( $N_a = 5$ ;  $N_b = 4$ ),  $d_a$  et  $d_b$  leur épaisseur respective ( $d_a = 7$  nm;  $d_b = 8$  nm),  $\mu_a$  et  $\mu_b$  les indices de réfraction des puits et des barrières de potentiel ( $\mu_a = 3.4097$ ;  $\mu_b = 3.3096$ ), et  $\mu_c$  l'indice de réfraction des couches InP ( $\mu_c = 3.1656$ ). Remarquons que  $\bar{\mu}$  est l'indice de réfraction moyen dans la région "active" d'épaisseur  $N_a d_a + N_b d_b$ .

Les lasers caractérisés ont une structure à 5 puits quantiques à confinement séparé (SCH). La figure II.20 montre une vue schématique de cette structure.



**Figure II.20** : structure SCH (MKL 693/745) de Thomson LCR.

- ✕
vol
: volume de la cavité laser
=  $1,2 \cdot 10^{-16} \text{ m}^3$ ,  
épaisseur de la couche active  $\approx 0,2 \text{ }\mu\text{m}$ ,  
largeur de la cavité =  $1,5 \text{ }\mu\text{m}$ ,  
longueur du laser =  $400 \text{ }\mu\text{m}$ ,
  
- ✕
temp
: température ambiante
=  $297 \text{ }^\circ\text{Kelvin}$ .

Pour résumer tous les paramètres nécessaires au modèle équivalent petit signal, nous redonnons le schéma électrique équivalent puis un tableau récapitulatif de ses paramètres :

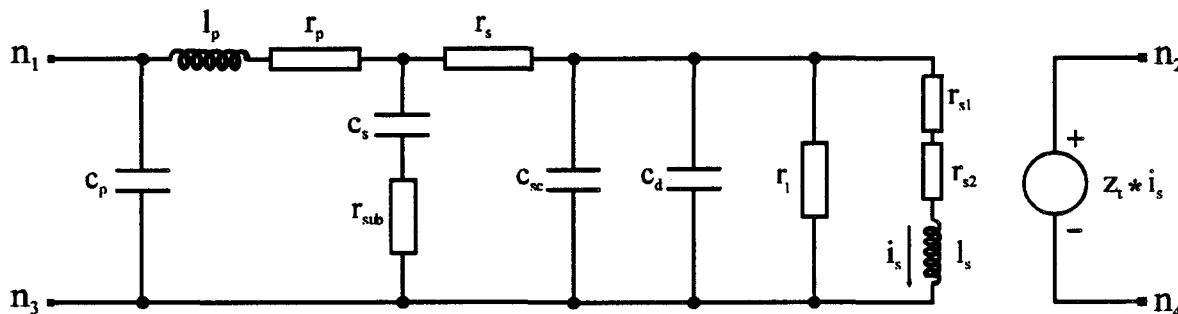


Schéma électrique équivalent de la diode laser en régime linéaire.

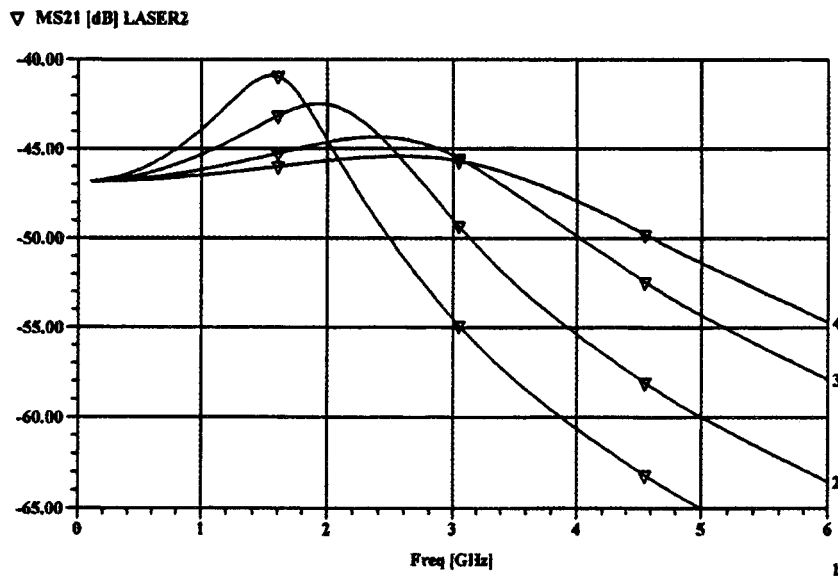
$i_{dc}$	fixé pour chaque simulation
$i_l$	0
$e_{ff}$	0,24 W/A
$r_s$	5 $\Omega$
$c_s$	10 pF
$r_{sub}$	0
$l_p$	1 nH
$r_p$	0
$c_p$	0,2 pF
$c_{sc}$	10 pF
$\tau_p$	2,08 ps
$\tau_n$	2,5 ns
$g_0$	$23 \cdot 10^{-12} \text{ m}^3/\text{s}$
$n_0$	$10^{24} \text{ m}^{-3}$
$eps$	$1,2 \cdot 10^{-23} \text{ m}^3$
beta	$1 \cdot 10^{-4}$
gamma	0,05
vol	$1,2 \cdot 10^{-16} \text{ m}^3$
temp	297 $^\circ\text{Kelvin}$

Tableau récapitulatif des paramètres du modèle équivalent au laser de longueur  $400\mu\text{m}$  (structure MQW,  $\lambda=1,55\mu\text{m}$ , MKL 693/745).

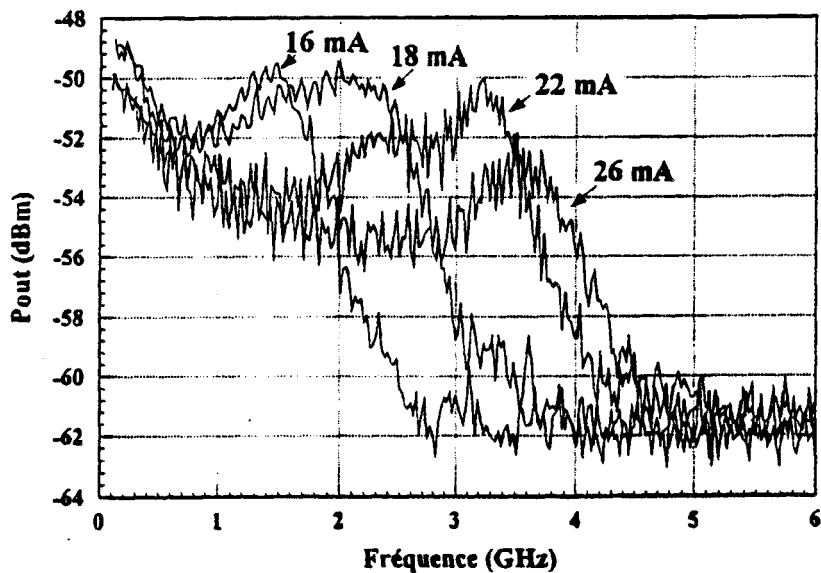
Ainsi, à l'aide de ce modèle équivalent, nous simulons la réponse fréquentielle du laser de longueur  $400 \text{ }\mu\text{m}$  en régime petit signal, que nous comparons à la caractérisation relevée.

Nous remarquons que pour la modélisation petit signal, seuls les éléments du circuit parasite et le facteur de compression du gain  $\mathcal{E}$  peuvent modifier la réponse fréquentielle simulée.

Voici présentées figure II.21, les réponses fréquentielles théoriques et pratiques pour plusieurs valeurs de courant de polarisation du laser de longueur 400  $\mu\text{m}$ .



Réponses fréquentielles simulées pour  $I_{\text{polar}} = 16 \text{ mA}$  (1);  $18 \text{ mA}$  (2);  $22 \text{ mA}$  (3);  $26 \text{ mA}$  (4).



Réponses fréquentielles caractérisées.

**Figure II.21** : Réponses fréquentielles petit signal calculées et mesurées.

Nous observons, en comparant ces réponses fréquentielles, un accord satisfaisant au niveau des fréquences de résonance ainsi qu'au niveau des fréquences de coupure.



• Régime grand signal

Nous donnons ci-dessous le schéma électrique équivalent du laser en régime non-linéaire, puis le tableau récapitulatif des valeurs des paramètres de ce modèle équivalent. Nous remarquons que les données sont identiques à celles du modèle petit signal, avec en plus les valeurs minimale et maximale du courant de polarisation, pour la caractéristique statique P(I) du laser.

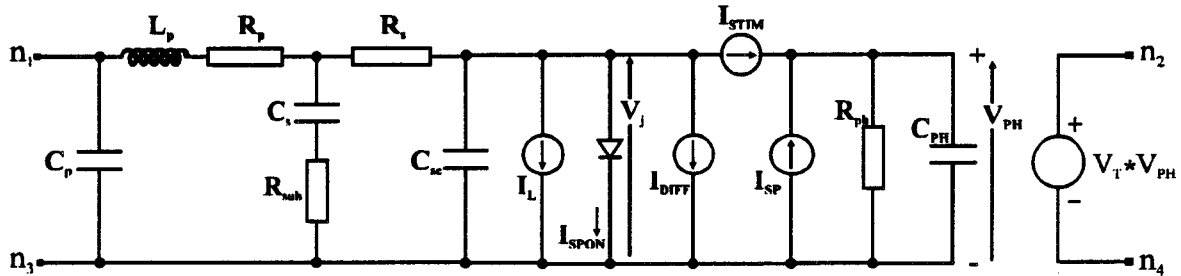


Schéma électrique équivalent du laser en régime non-linéaire

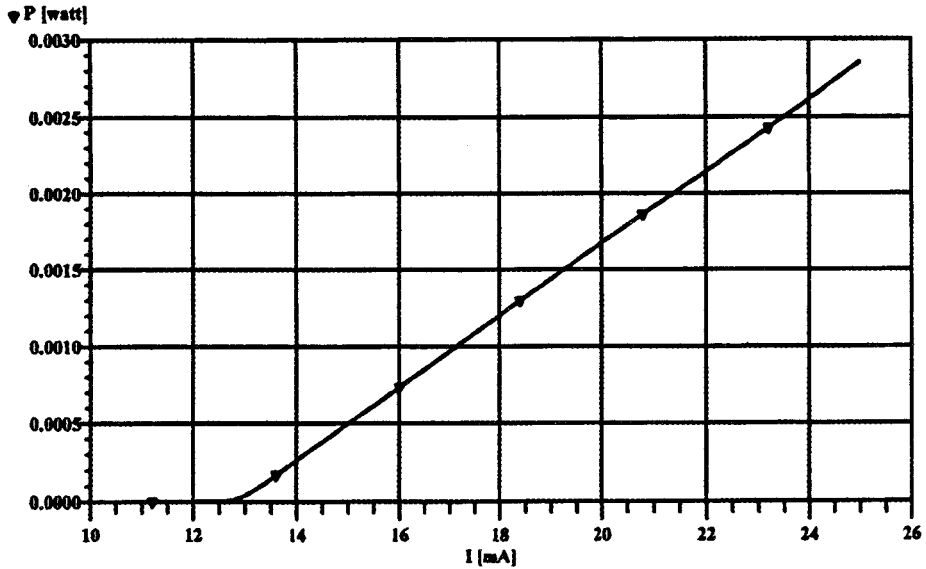
$I_l$	courant de fuite	0
$I_s$	courant de saturation de la jonction	0
$E_{ff}$	efficacité quantique du laser en W/A	0,24 W/A
$R_s$	résistance série due aux plots de contact	5 $\Omega$
$C_s$	capacité des plots de contact	10 pF
$R_{sub}$	résistance du substrat	0
$L_p$	inductance des fils de connexion	1 nH
$R_p$	résistance des fils de connexion	0
$C_p$	capacité parasite du boîtier	0,2 pF
$C_{sc}$	capacité de charge d'espace	10 pF
$\tau_p$	durée de vie des photons	2,08 ps
$\tau_n$	durée de vie des porteurs	2,5 ns
$G_0$	gain optique différentiel	$23 \cdot 10^{-12} \text{ m}^3/\text{s}$
$N_0$	densité de porteurs à la transparence	$10^{24} \text{ m}^{-3}$
EPS	facteur de compression du gain	$1,2 \cdot 10^{-23} \text{ m}^3$
BETA	quantité d'émission spontanée	$1 \cdot 10^{-4}$
GAMMA	facteur de confinement	0,05
VOL	volume de la cavité laser	$1,2 \cdot 10^{-16} \text{ m}^3$
TEMP	température ambiante	297 °Kelvin
$I_{MIN}$	courant de polarisation minimum	0
$I_{MAX}$	courant de polarisation maximum	25 mA

Tableau récapitulatif des paramètres du modèle équivalent grand signal du laser de longueur 400 $\mu\text{m}$  (structure MQW,  $\lambda=1,55\mu\text{m}$ , MKL 693/745),.

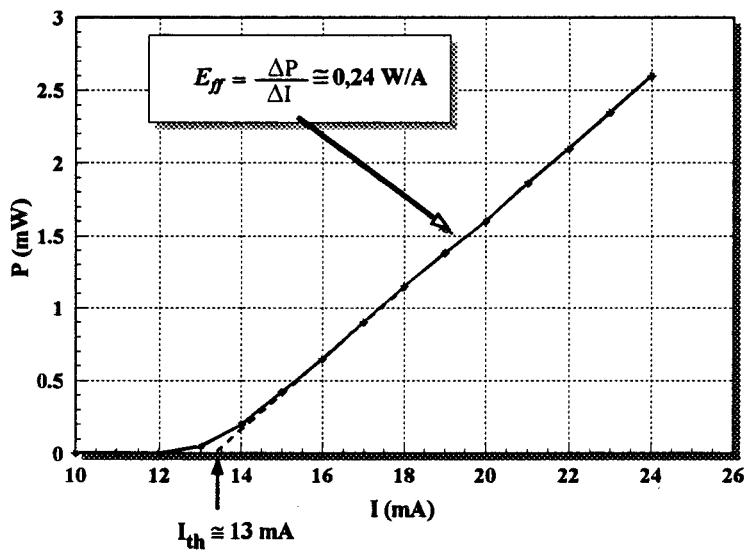
Nous donnons dans les paragraphes qui suivent les caractéristiques statiques théoriques et pratiques ainsi que les spectres fréquentiels du laser de longueur 400  $\mu\text{m}$ .

*Caractéristiques statiques*

Voici présentées figure II.22, les caractéristiques théorique puis expérimentale du laser de longueur 400 μm :



Carctéristique statique P(I) simulée.



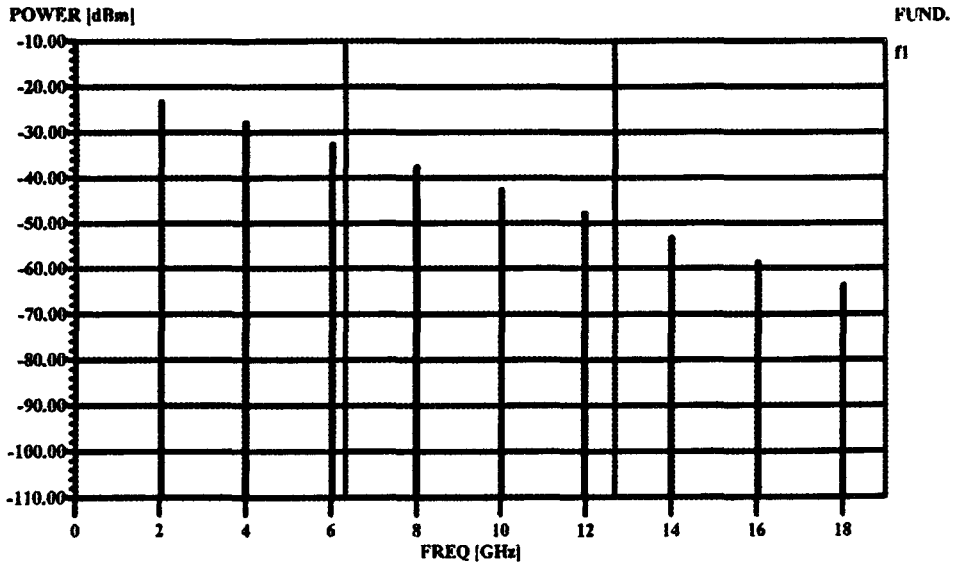
Carctéristique statique P(I) expérimentale.

**Figure II.22** : Caractéristiques statiques théorique et pratique.

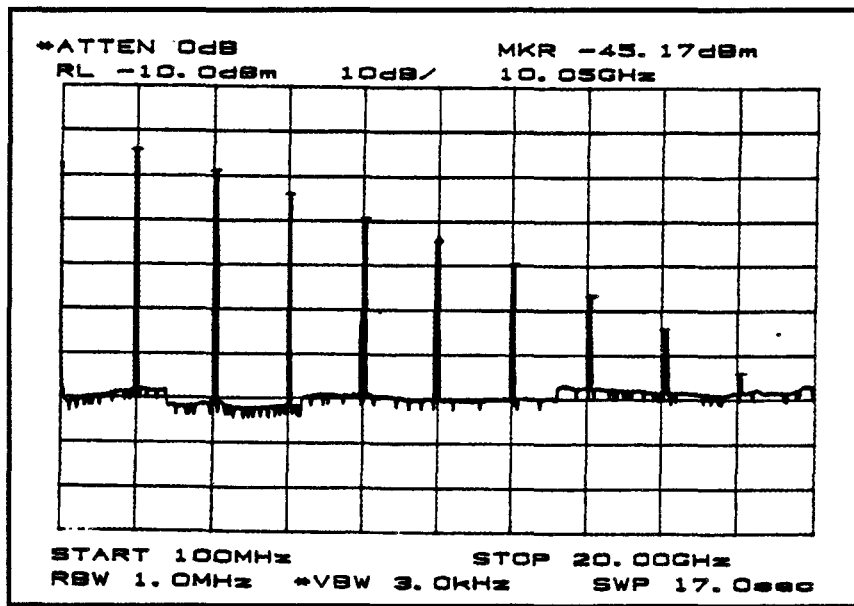
Nous remarquons qu'il y a accord entre les valeurs de courants de seuil simulés et mesurés, ainsi que pour les valeurs des rendements quantiques externes.

*Spectres fréquentiels*

Nous donnons figure II.23, les spectres fréquentiels modélisé et mesuré pour le laser de longueur 400  $\mu\text{m}$ , polarisé à 20 mA (Iseuil=13 mA), modulé par un signal micro-onde de puissance +10 dBm, à la fréquence de 2 GHz.



Spectre fréquentiel modélisé



Spectre fréquentiel mesuré

**Figure II.23** : Spectres fréquentiels calculé et mesuré.

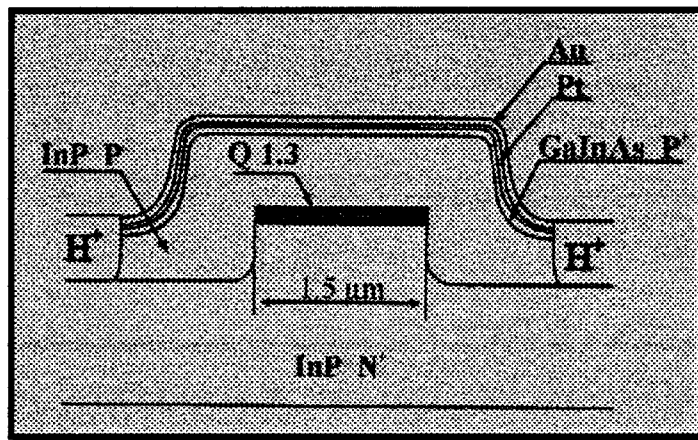
En conclusion sur cette partie concernant la modélisation du laser issu de la structure à multi-puits quantiques ( $L = 400 \text{ } \mu\text{m}$ ,  $\lambda = 1,55 \text{ } \mu\text{m}$ ), de Thomson LCR (MKL 693/745), nous pouvons dire en comparant les mesures relevées aux simulations, que les modèles équivalents optimisés décrivent de manière satisfaisante le comportement électrique et optique du laser en régime linéaire et non-linéaire.

Nous optimiserons, de manière plus approfondie, ce modèle pour une autre structure de laser émettant à la longueur de  $1,3 \text{ } \mu\text{m}$ , dont la fréquence de coupure est supérieure à  $10 \text{ GHz}$ , ce qui permettra de moduler le laser en régime non-linéaire à la fréquence de  $7,6 \text{ GHz}$  et d'observer les harmoniques d'ordre 4 et 5 aux fréquences de  $30,4 \text{ GHz}$  et  $38 \text{ GHz}$ . C'est ce que nous présentons dans la partie qui suit.

### III.5- Lasers à double hétérojonction, $\lambda=1,33 \text{ } \mu\text{m}$

#### a) Structure de la couche active

La structure à double hétérojonction de la couche laser de Thomson LCR (C 760), étudiée dans cette deuxième partie est représentée figure II.24.



**Figure II.24** : Structure à double hétéro-jonction ( $\lambda=1,3 \text{ } \mu\text{m}$ , C 760) de Thomson LCR.

La couche active est un ruban de quaternaire  $1,3 \text{ } \mu\text{m}$ , déposé sur un substrat d'InP dopé  $N^+$ . Les dimensions de cette zone active sont :

- épaisseur :  $0,2 \text{ } \mu\text{m}$ ,
- largeur :  $1,5 \text{ } \mu\text{m}$ ,
- longueur : fixée par le clivage de la couche.

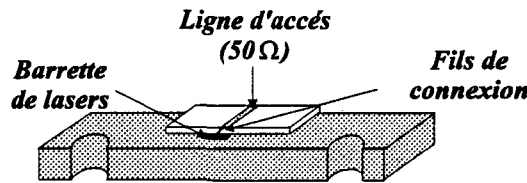
Une couche de confinement d'InP de type P est déposée par reprise d'épitaxie sur toute la structure pour obtenir une structure laser à ruban enterré (BRS).

La couche superficielle GaInAs dopé  $P^+$  permet d'améliorer la qualité du contact ohmique  $P^+$ . La métallisation supérieure est réalisée par le dépôt successif d'une couche de

platine et d'or. En revanche, la métallisation inférieure, identique à celle de la structure étudiée dans la partie précédente, est une succession de couches métalliques Ni/Ge/Au/Ni/Au, déposées sur le substrat InP ( $N^+$ ). Le substrat a été aminci auparavant pour obtenir une hauteur totale de la structure autour de 100  $\mu\text{m}$ , facilitant ainsi le clivage de la couche.

Cette structure a été fabriquée, clivée puis montée sur les demi-boîtiers BMH présentés au paragraphe III.2, au Laboratoire Central de Recherche de Thomson.

Ainsi, nous avons à notre disposition quatre longueurs de cavité laser : 150, 180, 200, 220  $\mu\text{m}$ . Afin de réduire les parasites dus aux fils de connexion, qui limitent la bande passante du laser, chaque puce a été collée le plus près possible de la ligne 50  $\Omega$  du boîtier BMH (figure II.25).



Boîtier BMH 60 modifié

**Figure II.25** : Montage de la puce laser sur le demi-boîtier BMH.

Ceci a pour avantage de réduire les effets parasites dus aux fils de connexion. En revanche, le système de focalisation ne pourra pas s'approcher à moins d'une distance de 0,5mm du plan de clivage de sortie du laser. Il faudra donc choisir la lentille de focalisation en conséquence.

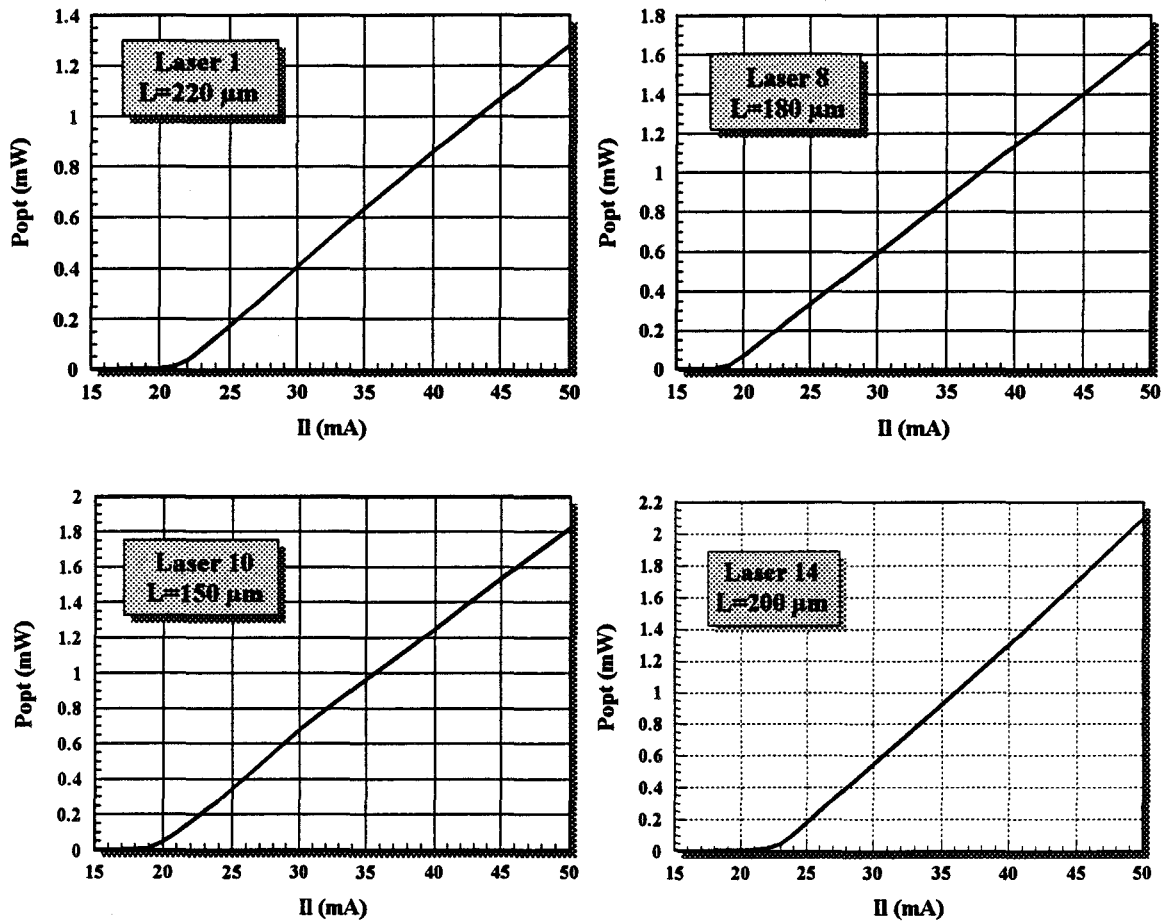
Comme pour la structure à multi-puits quantiques étudiée précédemment, nous avons réalisé toutes les caractérisations statiques puis dynamiques nécessaires à l'extraction des paramètres des modèles équivalents de chaque diode laser en régime linéaire et non-linéaire. Nous donnons dans les paragraphes suivants, les résultats expérimentaux statiques puis dynamiques. Dans un deuxième temps, nous optimiserons les éléments des modèles équivalent du laser en régime petit et grand signal, et nous comparerons enfin les mesures relevées aux résultats des simulations.

### **b) Caractérisations statiques**

#### **• Puissance optique P(I) :**

Nous avons relevé figure II.26 les caractéristiques statiques en continu P(I) des quatre diodes lasers étudiées.

Cette mesure nous permet ainsi de déduire la valeur du courant de seuil et l'efficacité externe pour chaque longueur de laser.



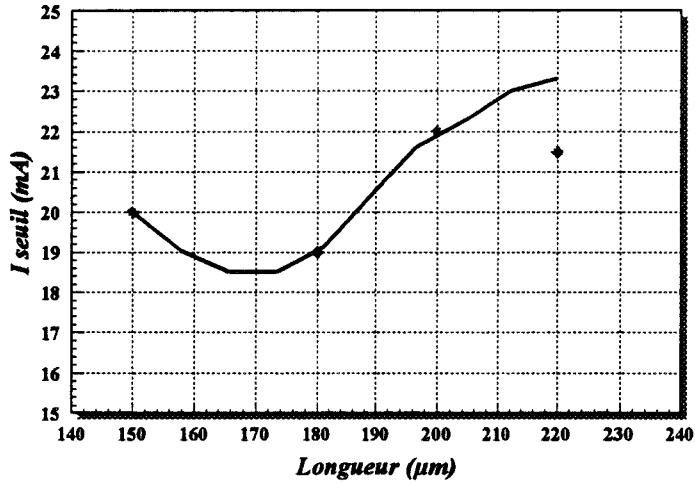
**Figure II.26 :** Caractérisations statiques  $P(I)$ , des quatre lasers de longueur de cavité 150  $\mu\text{m}$ , 180  $\mu\text{m}$ , 200  $\mu\text{m}$ , 220  $\mu\text{m}$ .

Le tableau suivant résume les valeurs des courants de seuil ainsi que les efficacités externes pour les quatre diodes laser caractérisées.

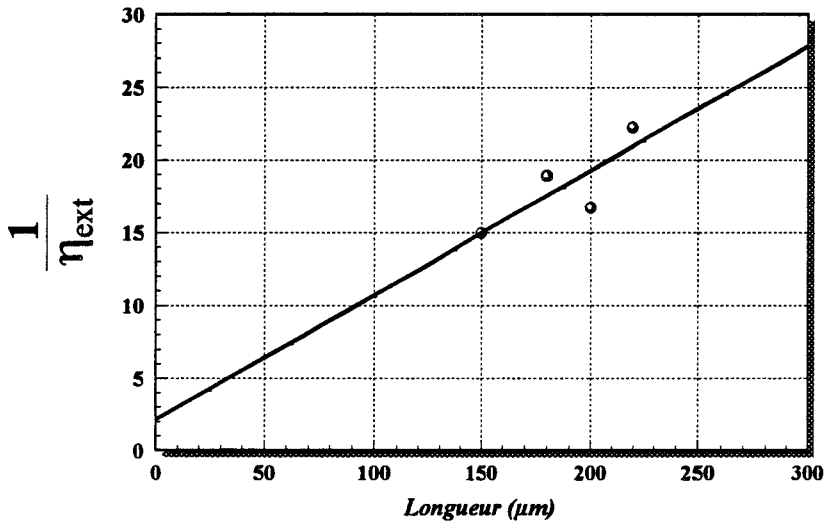
	Laser 1	Laser 8	Laser 10	Laser 14
L ( $\mu\text{m}$ )	220	180	150	200
I seuil (mA)	21,5	19	20	22
$E_{ff\ ext}$ (W/A)	0,045	0,053	0,067	0,061

A l'aide de ce tableau, nous représentons figure II.27 et II.28 les caractéristiques  $I_{seuil}=F(L)$  et  $\frac{1}{\eta_{ext}} = f(L)$ .

En effet, nous observons sur la caractéristique de la figure II.27, que le courant de seuil diminue quand la longueur de cavité diminue, mais si cette longueur est inférieure à une valeur optimale, le courant de seuil augmente à nouveau. Pour notre étude, nous choisirons le laser le plus court de longueur 150  $\mu\text{m}$  afin d'obtenir une bande passante plus élevée.



**Figure II.27** : Caractéristique  $I_{th} = f(L)$ , courant de seuil en fonction de la longueur de la cavité.



**Figure II.28** : Caractéristique  $\frac{1}{\eta_{ext}} = f(L)$  pour les quatre longueurs de la cavité.

D'après la caractéristique de la figure II.28, nous pouvons déduire de l'expression (10):

$$\frac{1}{\eta_{diff}} = \frac{1}{\eta_{int}} \times \left( \frac{L \cdot \alpha_{int}}{\ln(1/R)} + 1 \right) \quad (10)$$

la valeur du rendement interne ainsi que celle des pertes internes dans la cavité. Nous trouvons respectivement un rendement quantique interne pour cette structure  $\eta_{int} \cong 55 \%$ , et des pertes internes dans la cavité  $\alpha_{int} \approx 53 \text{ cm}^{-1}$

D'après l'expression (11) :  $\alpha_m = \frac{1}{L} \cdot \ln\left(\frac{1}{R}\right)$ , nous calculons la valeur des pertes localisées dues aux miroirs pour chaque longueur de cavité.

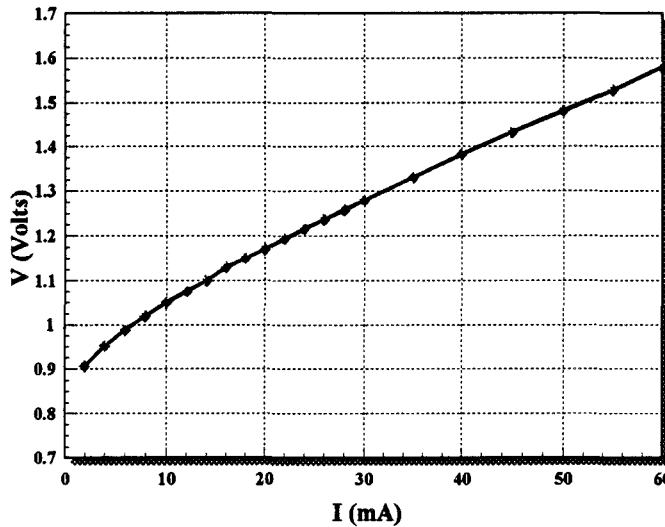
Connaissant les pertes internes et les pertes localisées dues aux miroirs, nous pouvons calculer la durée de vie des photons à l'aide de l'expression :  $\tau_p = \frac{1}{v_g \cdot (\alpha_{in} + \alpha_m)}$ .

Les résultats obtenus sont résumés dans le tableau suivant :

	L (μm)	$\alpha_m$ (cm <sup>-1</sup> )	$\tau_p$ (ps)
Laser 10	150	74	0,98
Laser 8	180	62	1,09
Laser 14	200	55	1,16
Laser 1	220	50	1,22

• **Tension aux bornes du laser V(I) :**

Nous présentons figure II.29, la mesure statique V(I) relevée sur le laser de longueur de cavité 150 μm et de courant de seuil 20 mA. Nous observons sur cette figure que pour des valeurs de courant supérieures au courant de seuil, nous pouvons déduire la valeur de la résistance série totale du laser.



**Figure II.29** : Caractérisation statique V(I) du laser 10 (L=150 μm)

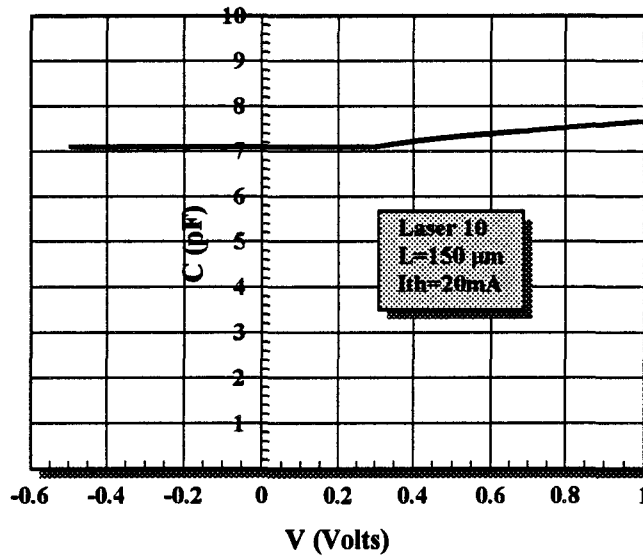
Ainsi pour le laser de longueur de cavité 150 μm et de courant de seuil 20 mA, nous calculons une résistance série totale de l'ordre de 10 Ω.

• **Mesure de la capacité C(V) :**

Afin d'obtenir la valeur de la capacité totale du laser, nous effectuons grâce à un pont de réflectométrie la mesure du coefficient de réflexion à l'entrée du laser. Cette mesure a été effectuée à la fréquence de 500 MHz. D'après ce coefficient de réflexion, nous pouvons déduire le schéma équivalent simplifié RC série ou parallèle.



A titre d'exemple voici présenté figure II.30 la mesure  $C(V)$  relevée sur le laser 10 ( $L=150 \mu\text{m}$ ,  $I_{\text{seuil}}=20 \text{ mA}$ ).

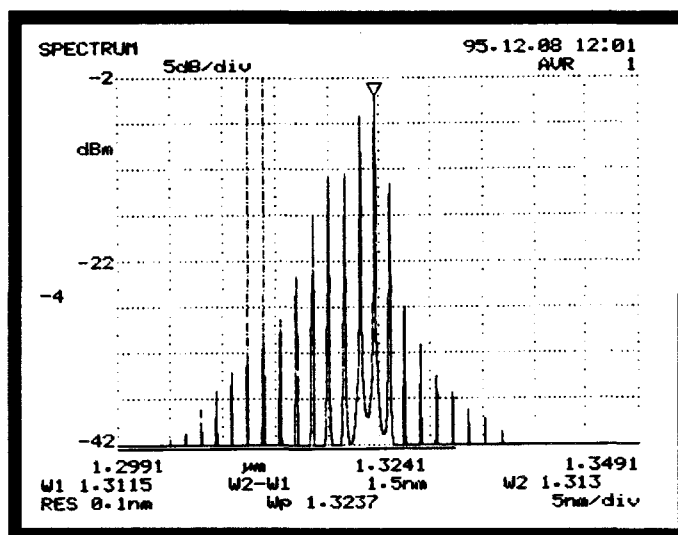


**Figure II.29** : Caractérisation statique  $C(V)$  du laser 10 ( $L=150 \mu\text{m}$ ), à 500 MHz.

Nous observons ainsi pour des tensions de polarisation supérieures au seuil du laser, une valeur de capacité comprise entre 7 et 9 pF. Il faut souligner que cette mesure devient moins précise dès lors qu'il y a injection de courant due à la polarisation directe du laser.

• Spectre optique :

Le spectre optique présenté figure II.31 est typique d'une diode laser Perot-Fabry.



**Figure II.31** : Spectre d'émission optique du laser 10, ( $L=150 \mu\text{m}$ ), polarisé à 50 mA.

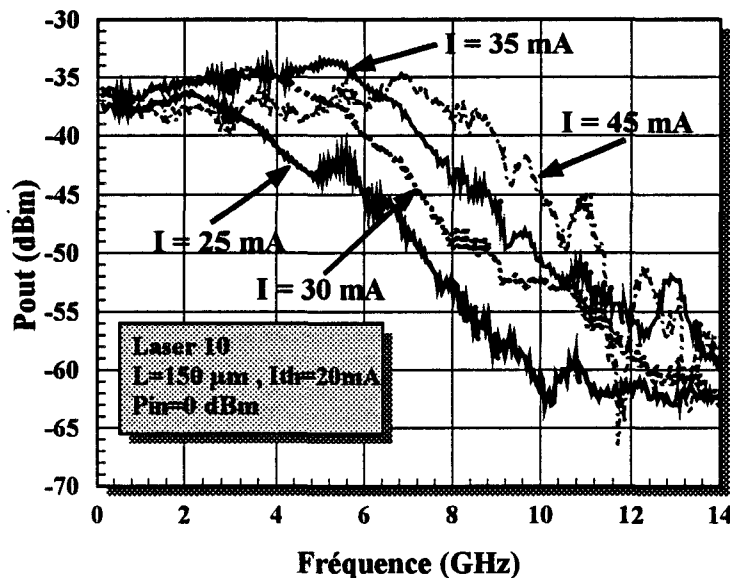
L'écart de longueur d'onde entre deux modes optiques est directement lié à la longueur de la cavité par la relation :

$$L = \frac{\lambda^2}{2 \cdot \Delta\lambda \cdot n_{\text{groupe}}}$$

Les mesures déduites de ces spectres optiques sont en accord avec celles mesurées directement sous microscope optique.

### c) Caractérisations dynamiques

Nous présentons figure II.32, la réponse fréquentielle du laser 10 mesurée jusqu'à des fréquences de 14 GHz, pour des courant de polarisation de 25, 30, 35 et 45 mA.



**Figure II.32** : Réponses fréquentielles petit signal du laser 10 (L=150 μm), pour plusieurs valeurs du courant de polarisation.

Nous pouvons remarquer que pour le courant de polarisation de 45 mA, correspondant à la fréquence de coupure la plus élevée, celle-ci est de l'ordre de 9 GHz. Ceci montre que ce laser est susceptible de fonctionner jusqu'en bande X, sans précaution particulière pour stabiliser la température.

Nous avons ensuite relevé la fréquence de résonance en fonction du courant de polarisation pour les quatre diodes laser étudiées. Puis nous avons vérifié par un tracé de cette résonance en fonction de la racine carré du courant de polarisation diminué du courant de seuil, la loi de proportionnalité de cette fréquence de résonance avec  $\sqrt{I_{\text{polarisation}} - I_{\text{seuil}}}$ .

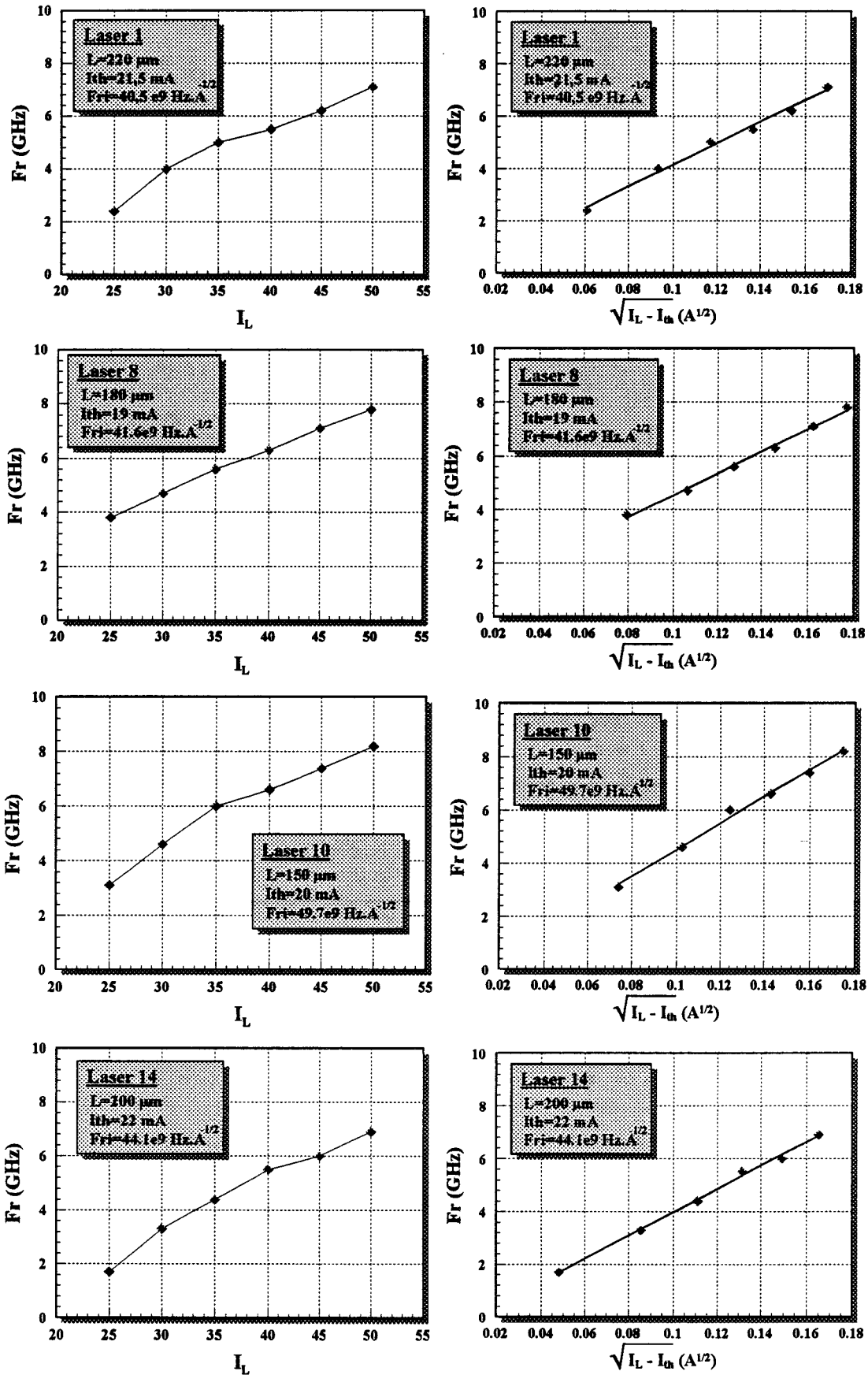


Figure II.32 : Caractéristiques Fréquence de résonance en fonction du courant de polarisation, de  $\sqrt{I_{polarisation} - I_{seuil}}$ , pour les quatre lasers.

Les pentes de la caractéristique  $F_r = f(\sqrt{I_{polarisation} - I_{seuil}})$  sont reportées dans le tableau suivant :

	Laser 1	Laser 8	Laser 10	Laser 14
L (μm)	220	180	150	200
$F_{rI}$ (GHz.A <sup>-1/2</sup> )	40,5	41,6	49,7	44,1

Comme nous l'avons fait pour la structure de laser à multi-puits quantiques (paragraphe III.4), nous pouvons déduire de cette pente la valeur du gain optique donnée par l'expression :

$$g_0 = \frac{(2 \cdot \pi \cdot F_{rI})^2 \cdot q \cdot Vol}{\Gamma} \quad (m^3 s^{-1})$$

- où  $F_{rI}$  : pente de la caractéristique  $F_r = f(\sqrt{I - I_{th}})$  ;  
 $Vol$  : volume de la cavité laser en m<sup>3</sup>,  
 $\Gamma$  : facteur de confinement optique.

Les valeurs de  $\Gamma$  ont été évaluées par des modélisations développées au laboratoire pour d'autres types de dispositifs optiques et optoélectroniques. Nous trouvons pour cette structure un facteur de confinement optique  $\Gamma$  de l'ordre de 0,4.

**d) Validation du modèle à 38 GHz**

Les expériences développées précédemment nous ont permis de déterminer les paramètres des modèles petit et grand signal. Par soucis de clarté, nous rappelons les modèles électriques du laser en régime linéaire et non-linéaire, puis nous donnons les tableaux résumant toutes les valeurs des paramètres de ces schémas équivalents.

**• Modèle petit signal :**

Le modèle équivalent correspondant est donné ci-dessous :

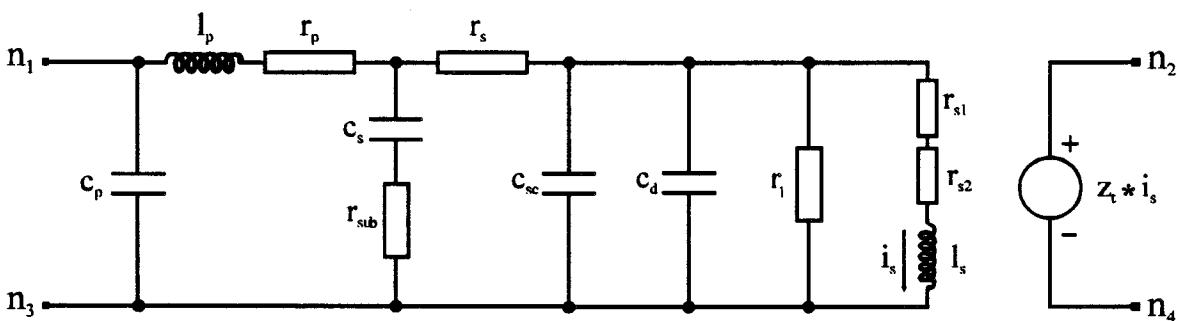


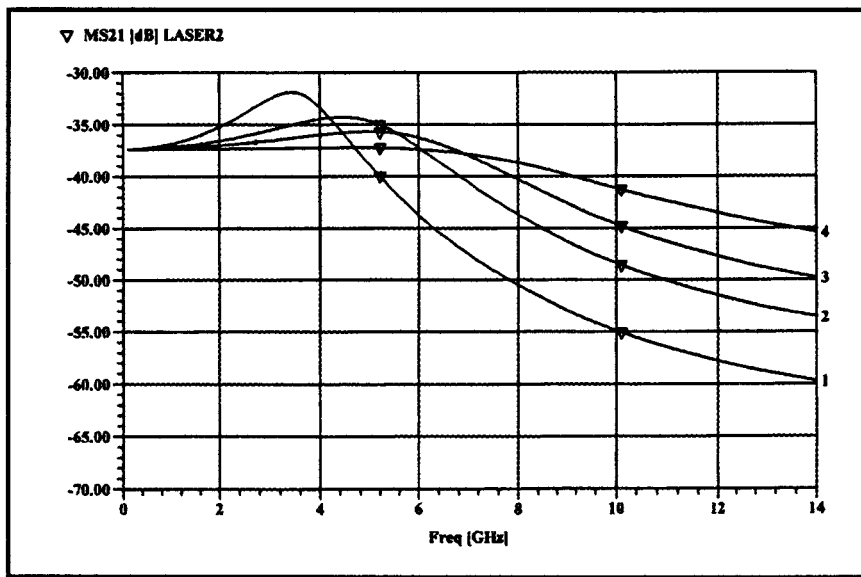
Schéma électrique équivalent de la diode laser en régime linéaire.

Nous récapitulons dans le tableau suivant les valeurs optimisées des paramètres du modèle électrique équivalent en régime petit signal pour le laser de longueur 150  $\mu\text{m}$  :

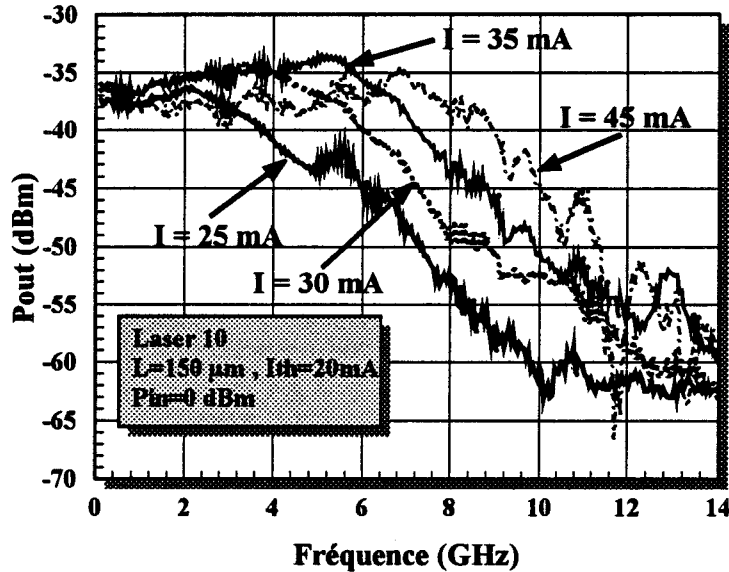
$i_{dc}$	fixé pour chaque simulation
$i_l$	0
$e_{ff}$	0,2 W/A
$r_s$	3,7 $\Omega$
$c_s$	8 pF
$r_{sub}$	0
$l_p$	0,1 nH
$r_p$	0
$c_p$	0,1 pF
$c_{sc}$	10 pF
$\tau_r$	2,4 ps
$\tau_n$	1,28 ns
$g_0$	$1,38 \cdot 10^{-11} \text{ m}^3/\text{s}$
$n_0$	$10^{24} \text{ m}^{-3}$
$\epsilon_{ps}$	$6,5 \cdot 10^{-23} \text{ m}^3$
beta	$1 \cdot 10^{-4}$
gamma	0,4
vol	$0,7 \cdot 10^{-16} \text{ m}^3$
temp	297 °Kelvin

Tableau récapitulatif des paramètres du modèle équivalent au laser de longueur 150 $\mu\text{m}$  (structure double hétérojonction,  $\lambda=1,33 \mu\text{m}$ , C 760)

Nous avons ainsi calculé la réponse dynamique petit signal des quatre diodes laser. A titre d'exemple, nous donnons celles correspondant au laser 10 ( $L=150\mu\text{m}$ ,  $I_{seuil}=20 \text{ mA}$ ), pour différents courants de polarisation.



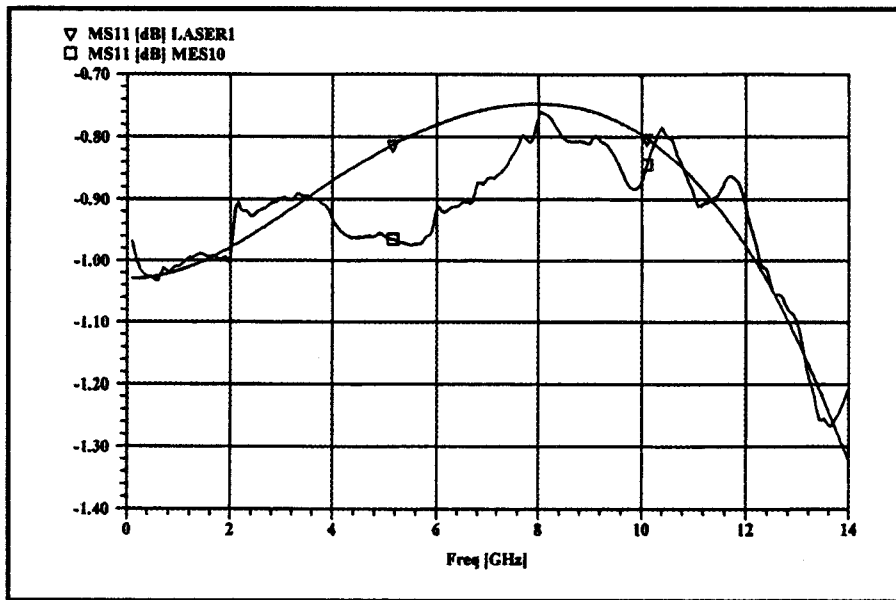
a) réponses fréquentielles calculées pour  $I_{polar} = 25 \text{ mA}$  (1); 30 mA (2); 35 mA (3); 45 mA (4).



**Figure II.33** : Réponses fréquentielles calculées et mesurées du laser de longueur 150  $\mu\text{m}$ , pour plusieurs courants de polarisation.

La comparaison avec l'expérience figure II.33 montre un accord satisfaisant, ce qui valide le modèle et la méthode employée pour en déterminer ses paramètres.

Notre modèle a été conforté par la mesure du coefficient de réflexion hyperfréquence  $S_{11}$  à l'entrée du laser, jusqu'à des fréquences de 14 GHz. Nous observons aussi un accord satisfaisant entre les coefficients de réflexion  $S_{11}$  calculé et mesuré (figure II.34).



**Figure II.34** : Comparaison des coefficients de réflexion  $S_{11}$  calculé et mesuré pour le laser 10 de longueur 150  $\mu\text{m}$ .

• **Modèle grand signal :**

Nous donnons ci-dessous le schéma électrique équivalent du laser en régime non-linéaire, puis le tableau récapitulatif des valeurs des paramètres de ce modèle équivalent.

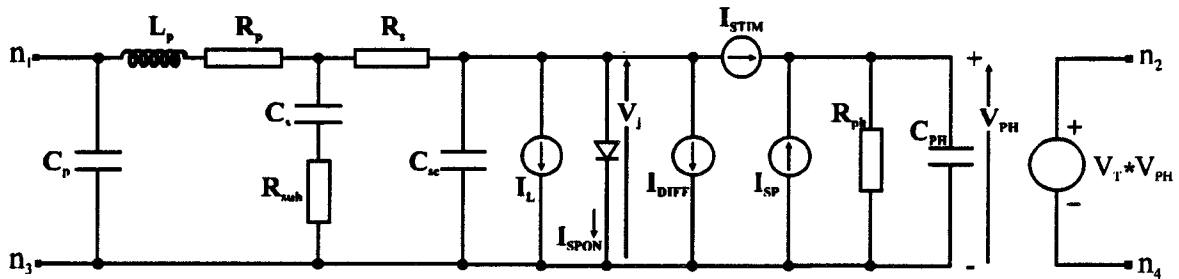
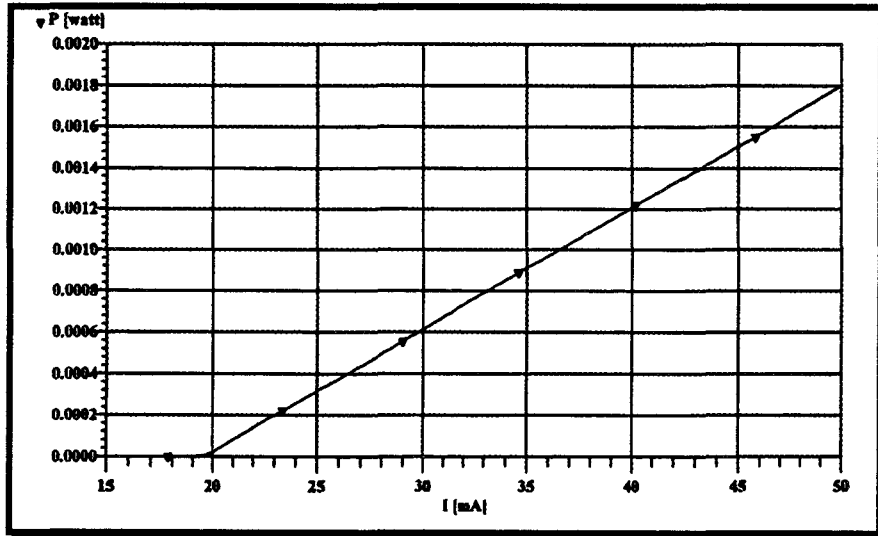


Schéma électrique équivalent du laser en régime non-linéaire

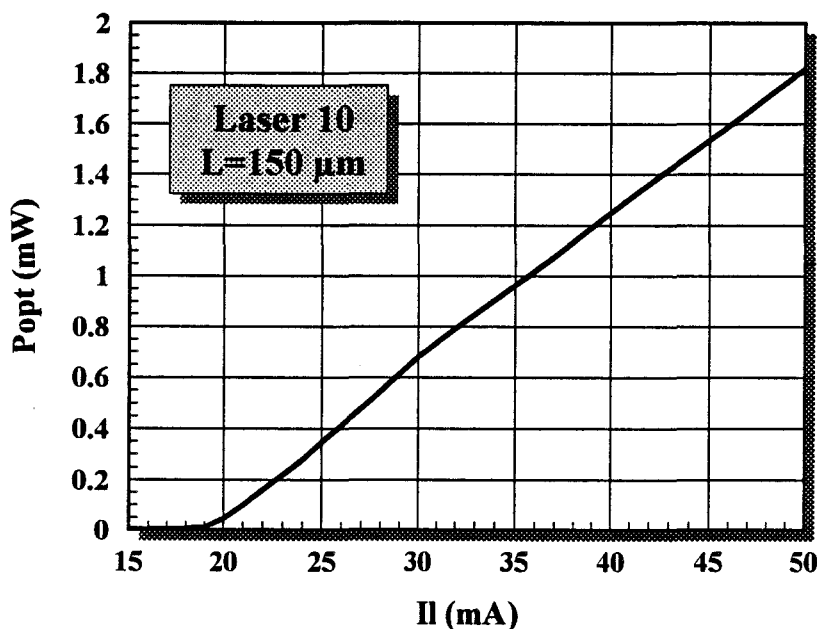
$I_l$	courant de fuite	0
$I_s$	courant de saturation de la jonction	0
$E_{ff}$	efficacité quantique du laser en W/A	0,2 W/A
$R_s$	résistance série due aux plots de contact	3,7 $\Omega$
$C_s$	capacité des plots de contact	8 pF
$R_{sub}$	résistance du substrat	0
$L_p$	inductance des fils de connexion	0,1 nH
$R_p$	résistance des fils de connexion	0
$C_p$	capacité parasite du boîtier	0,1 pF
$C_{sc}$	capacité de charge d'espace	10 pF
$\tau_p$	durée de vie des photons	2,4 ps
$\tau_n$	durée de vie des porteurs	1,28 ns
$G_0$	gain optique différentiel	$1,38 \cdot 10^{-11} \text{ m}^3/\text{s}$
$N_0$	densité de porteurs à la transparence	$10^{24} \text{ m}^{-3}$
EPS	facteur de compression du gain	$6,5 \cdot 10^{-23} \text{ m}^3$
BETA	quantité d'émission spontanée	$1 \cdot 10^{-4}$
GAMMA	facteur de confinement	0,4
VOL	volume de la cavité laser	$0,7 \cdot 10^{-16} \text{ m}^3$
TEMP	température ambiante	297 °Kelvin
$I_{MIN}$	courant de polarisation minimum	0
$I_{MAX}$	courant de polarisation maximum	50 mA

Tableau récapitulatif des paramètres du modèle équivalent grand signal du laser de longueur 150 $\mu\text{m}$  (structure double hétérojonction,  $\lambda=1,33\mu\text{m}$ , C760).

Grâce à ce modèle équivalent, nous avons calculé la puissance optique en fonction du courant de polarisation pour le laser 10 de longueur 150  $\mu\text{m}$ . Nous présentons figure II.35 les caractéristiques statiques simulée et mesurée pour ce laser. Nous observons ainsi un accord satisfaisant pour les valeurs du courant de seuil, mais aussi pour les valeurs d'efficacité externe.



Caractéristique P(I) calculée pour le laser 10 (L=150  $\mu\text{m}$ )

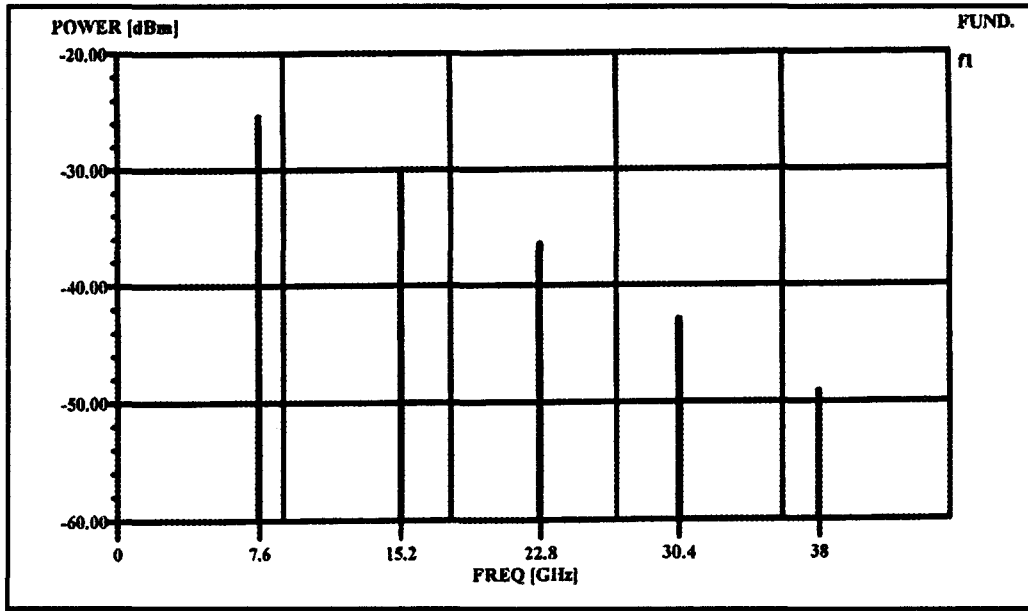


Caractéristique P(I) mesurée pour le laser 10 (L=150  $\mu\text{m}$ )

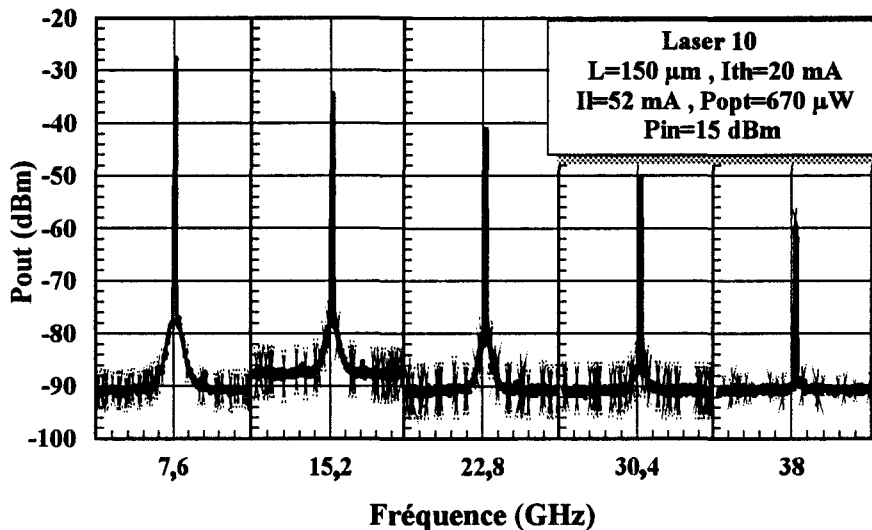
**Figure II.35** : Comparaison des caractéristiques P(I) calculée et mesurée pour le laser 10 de longueur 150  $\mu\text{m}$ .



L'étape finale de la modélisation était d'aboutir au spectre fréquentiel de la diode laser en régime non-linéaire. Ainsi en modulant le laser par un signal électrique à la fréquence de 7,6 GHz à une puissance hyperfréquence de 10 dBm, nous observons figure II.36 sur les spectres fréquentiels calculé puis mesuré, les harmoniques générées par la diode laser.



a) caractéristique calculée



b) caractéristique mesurée

**Figure II.36** : Comparaison des spectres fréquentiels calculé et mesuré pour le laser 10 de longueur 150  $\mu\text{m}$ , en régime non-linéaire.

Rappelons que la diode laser est polarisée par un courant de 52 mA. Cette valeur a été optimisée afin d'obtenir le maximum de puissance à 7,6 GHz, correspondant à la résonance du laser, permettant ainsi d'améliorer le signal sur les raies d'ordre supérieur.

## IV. CONCLUSION

L'objet de ce chapitre a été de présenter les modèles de diodes laser petit et grand signal permettant d'étudier le comportement des lasers en régime non-linéaire, de donner les méthodes que nous avons employées pour déterminer les données nécessaires au fonctionnement de ce modèle, et d'en vérifier la validité par comparaison avec l'expérience.

En particulier, nous avons effectuées cette étude pour deux types de structures laser Perot Fabry InP, fabriquées à Thomson LCR :

- une structure BRS à multipuits quantiques émettant à  $1,55 \mu\text{m}$  et dont la fréquence de coupure se situe aux environs de 6 GHz,
- une structure BRS à double hétérojonction émettant à  $1,3 \mu\text{m}$  et capable de fonctionner en bande X,

sans stabilisation de température.

Nous avons pu vérifier aussi bien théoriquement qu'expérimentalement la possibilité de générer des signaux encore utiles à 8 et 10 GHz sur la quatrième et la cinquième harmonique, à partir d'une modulation grand signal à 2 GHz du laser à multipuits quantiques. De même nous avons pu vérifier théoriquement et expérimentalement la génération de signaux millimétriques à 30,4 GHz et 38 GHz sur la quatrième et la cinquième harmonique à partir d'une modulation grand signal à 7,6 GHz du laser à double hétérojonction.

Il faut souligner que nous avons recherché les conditions de polarisation les meilleures pour optimiser l'intensité des quatrième et cinquième harmoniques. Cette optimisation consiste notamment à choisir un courant de polarisation de façon à ce que la fréquence de résonance soit proche de la fréquence du signal appliqué à la diode laser. Cette façon de procéder à notamment l'avantage de bénéficier des non-linéarités dynamiques qui sont maximales à la résonance du laser. Nous reviendrons plus en détail sur ce point dans le quatrième chapitre.

Nous verrons à travers le troisième chapitre la définition d'un prototype de transducteur opto-hyperfréquence fonctionnant à 10 GHz, fondé sur l'utilisation des non-linéarités du laser.

L'objet du quatrième chapitre sera enfin, la réalisation d'un prototype fonctionnant à 38GHz.

## ***CHAPITRE III***

### **ETUDE et REALISATION du TRANSDUCTEUR OPTO-MICROONDE à 10 GHz**

## CHAPITRE III

### ETUDE et REALISATION du TRANSDUCTEUR OPTO-MICROONDE à 10 GHz

Après avoir présenté les outils de modélisation des diodes laser en régime petit et grand signal, nous étudions dans ce chapitre un premier démonstrateur fonctionnant à 10 GHz, qui a pour but de vérifier la validité des concepts de base d'une transmission opto-microonde exploitant les non-linéarités de laser.

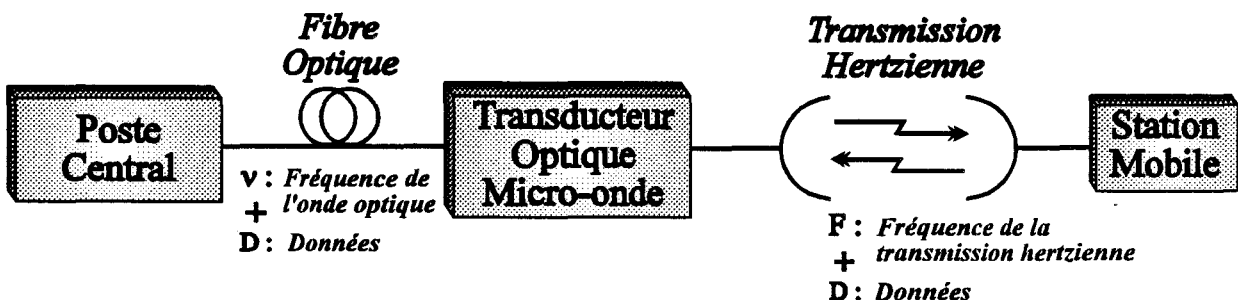
L'intérêt de travailler à cette fréquence est de pouvoir disposer plus facilement de composants susceptibles de remplir les fonctions d'émission et de réception optique, et de rechercher les meilleures conditions de fonctionnement, tout en comparant avec les prévisions théoriques.

Nous procéderons successivement, dans ce chapitre, à la présentation du principe du démonstrateur, aux moyens à mettre en œuvre pour améliorer le transfert en puissance, à la modélisation et la caractérisation du système complet.

#### I. PRINCIPE DU DEMONSTRATEUR

##### *I.1- Transmission mixte optique-microonde*

L'essor des composants optoélectroniques, en terme de fréquence de coupure, permet d'envisager la mise en œuvre de réseaux locaux couplant le transport optique de signaux hyperfréquences et la transmission hertzienne utilisant des antennes actives dans la bande des ondes millimétriques. Un tel réseau peut être schématisé figure III.1, par la transmission de données (signal digital de débit D) entre un poste central et une station mobile



**Figure III.1** : Principe de la transmission mixte optique micro-onde

Cette transmission se fait sur porteuse optique (longueur d'onde compatible avec le réseau fibre optique) entre le poste central et un transducteur optomillimétrique ; elle s'effectue en espace libre, sur porteuse millimétrique entre le transducteur et la station mobile.

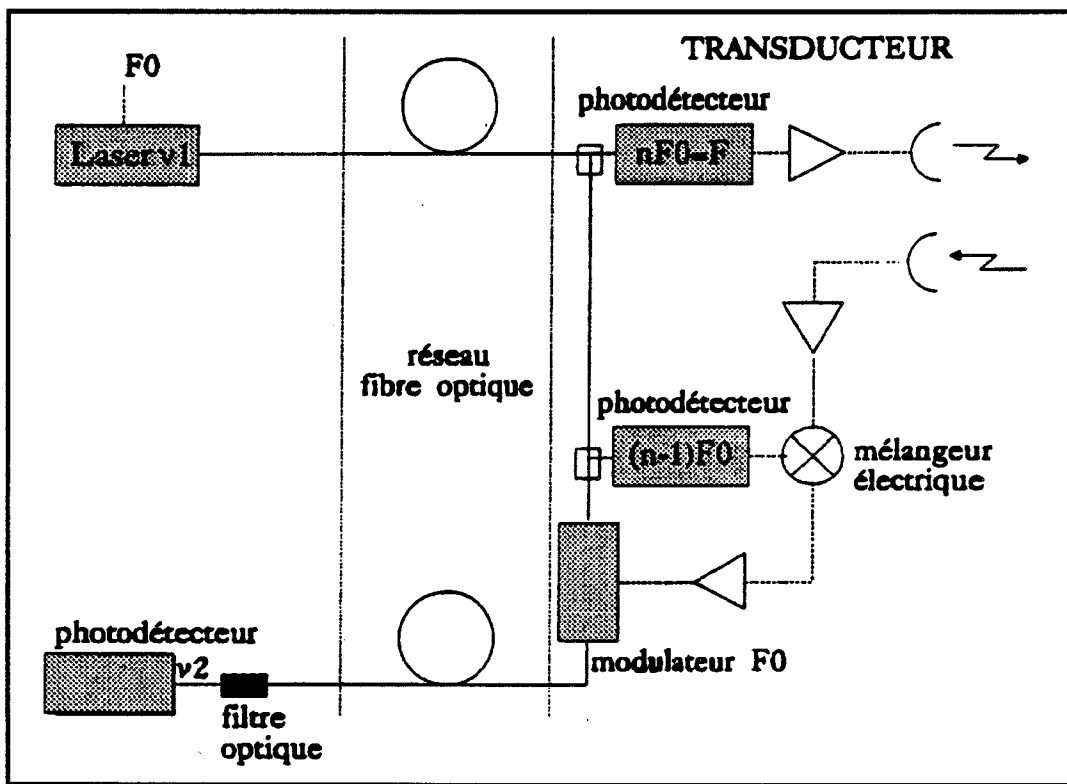
Le rôle du transducteur est donc d'assurer la continuité de la transmission du signal digital du réseau fibre optique aux antennes millimétriques et inversement des antennes millimétriques au réseau fibre optique, puisque la communication avec le mobile doit pouvoir être envisagée en émission - réception.

De nombreuses études sont développées aujourd'hui sur ce thème, tant sur la conception globale des architectures que sur la conception des transducteurs. En ce qui nous concerne, nous avons présenté, dans le cadre du premier chapitre, une étude bibliographique et des avant-projets de conception d'architectures [50]. L'objet de ce chapitre est de donner les résultats obtenus sur un premier transducteur optomicroonde, à base de photodiodes PIN.

Après un rappel du principe retenu pour ce transducteur, nous aborderons les points concernant la conception, pour terminer par la fabrication et la caractérisation du prototype.

### ***I.2- Architecture retenue pour le démonstrateur***

Le principe du transducteur opto-microonde est schématisé figure III.2.



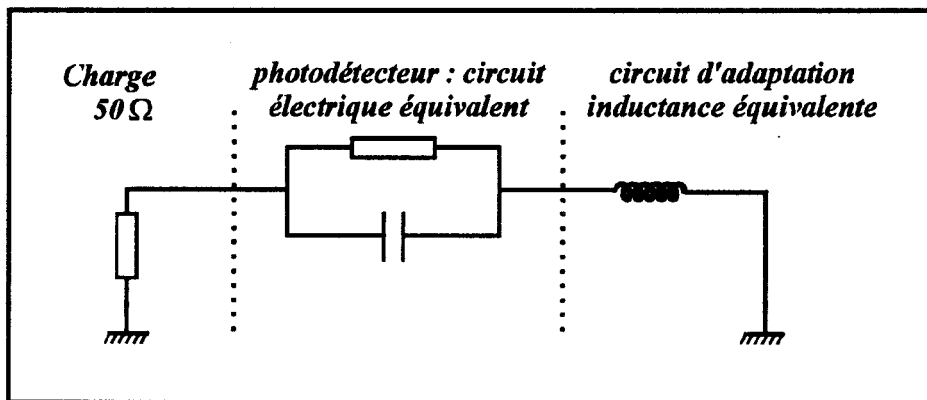
**Figure III.2 :** Vue schématique du système de transmission opto-millimétrique

Un laser semiconducteur, modulé en régime non linéaire à la fréquence  $F_0$ , émet un spectre électrique équivalent (après détection par une photodiode rapide) riche en harmoniques. Nous utilisons alors au niveau du transducteur, deux photodétecteurs rapides, associés à des circuits microondes qui exaltent et filtrent une harmonique pour chacun des deux photodétecteurs, les deux harmoniques étant consécutives  $F = nF_0$  et  $(n-1)F_0$ .

La fréquence  $F$  est utilisée pour la transmission hertzienne ; elle est donc imposée par la fenêtre de transmission autorisée. Le retour du signal sur le réseau fibre optique s'effectue à la fréquence  $F_0$ , à l'aide d'un modulateur électro-optique ou d'une diode laser ; cette fréquence  $F_0$  est obtenue par le mélange du signal issu de l'antenne de réception, à la fréquence  $F = nF_0$ , et du signal utilisé comme oscillateur local, issu du second photodétecteur, à la fréquence  $(n-1)F_0$ . Le bon fonctionnement du système repose d'une part sur le spectre du signal d'émission de la diode laser, d'autre part sur l'aptitude des circuits microondes à assurer le filtrage des signaux aux fréquences  $nF_0$  et  $(n-1)F_0$ . L'objet du paragraphe suivant concerne donc ce second point.

## II. AMELIORATION DU TRANSFERT EN PUISSANCE

La figure III.3 illustre le principe général de l'amélioration du transfert en puissance à l'aide d'un circuit réactif [51].



**Figure III.3** : Principe de l'amélioration du transfert en puissance

Le photodétecteur étant assimilé à une capacité en parallèle avec une résistance élevée (quasi infinie), il est possible de transformer la charge de  $50 \Omega$  en une impédance purement réelle de valeur supérieure, en compensant l'effet de la capacité de la photodiode par une inductance en série avec le photodétecteur.

L'amélioration du transfert en puissance est donnée par le rapport de l'impédance réelle obtenue sur  $50 \Omega$  ; elle s'effectue en bande étroite, ce qui permettra d'assurer la fonction de filtrage souhaitée. Les niveaux, tant sur le plan de l'amélioration que de la bande passante, sont directement liés à la valeur de la capacité du photodétecteur, au circuit d'adaptation (inductance) et à la fréquence de fonctionnement. Afin d'illustrer ce principe, nous avons analysé de façon systématique [52], l'amélioration du transfert en puissance et la bande passante d'un photodétecteur associé à un circuit d'adaptation réalisé en éléments répartis : c'est une ligne microruban court-circuitée réalisée sur un substrat.

Pour les applications en gamme millimétrique, il faudra envisager l'intégration monolithique du photodétecteur et de cette ligne. Pour un premier prototype dans le domaine des microondes, nous présentons figure III.4 l'intégration hybride du photodétecteur sur un substrat microonde de type DUROID 6010 ( $\epsilon_r = 10,5$  ;  $h = 635 \mu\text{m}$ ).

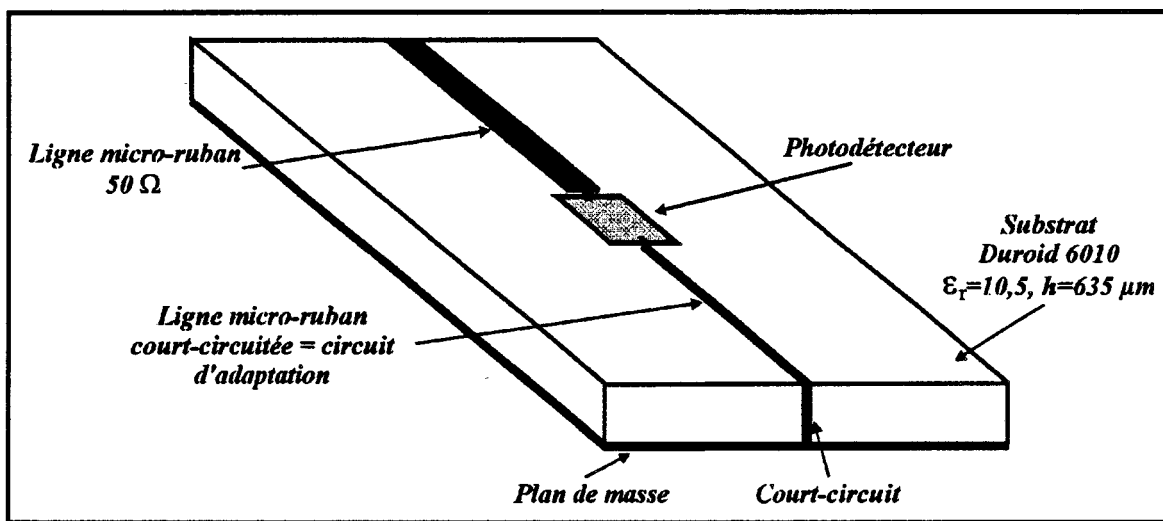


Figure III.4 : Intégration hybride du photodétecteur et de la ligne micro-ruban.

L'optimisation de la longueur de la ligne microruban est alors effectuée pour différentes valeurs de capacité de photodétecteur et à différentes fréquences. Les résultats de cette étude sont présentés figure III.5.

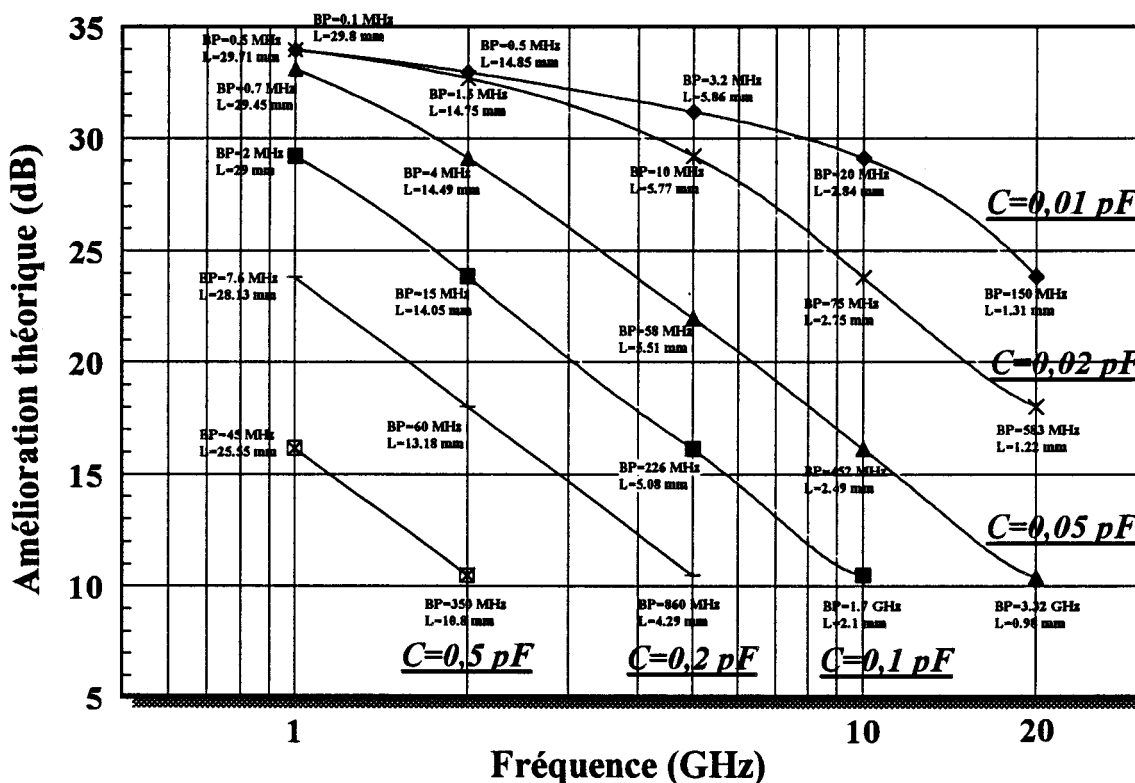


Figure III.5 : Amélioration du transfert en puissance en fonction de la fréquence et de la capacité du photodétecteur

A l'aide de cet abaque, nous pouvons estimer l'amélioration envisageable dans la mesure où nous connaissons la capacité du photodétecteur utilisé, qui est donc un paramètre fondamental.

L'évaluation de ce paramètre doit d'abord être envisagée en basse fréquence (quelques 100 MHz), pour s'affranchir des éléments parasites tels que fils de connexion. Elle doit ensuite être complétée à la fréquence de travail pour prendre en considération ces éléments et obtenir ainsi un schéma électrique équivalent du photodétecteur le plus précis possible.

En effet, si l'assimilation du photodétecteur à une simple capacité en parallèle avec une résistance a permis d'évaluer qualitativement l'amélioration du transfert en puissance, la conception des circuits microondes doit s'effectuer en revanche, à partir d'un schéma électrique équivalent, d'autant plus sophistiqué que la fréquence de travail est élevée. C'est pourquoi nous avons choisi de réaliser dans un premier temps un démonstrateur à 10 GHz, fréquence de travail pour laquelle l'intégration hybride reste envisageable, avec des composants disponibles ; mais c'est déjà une fréquence microonde sensible aux différents éléments parasites.

L'objet du paragraphe suivant concerne la conception de circuits microondes pour améliorer le transfert en puissance à 8 et 10 GHz. Ces fréquences ont été choisies pour un transducteur optomicroonde dont le principe est celui du paragraphe précédent : le laser est modulé à 2 GHz en régime non linéaire. La transmission hertzienne s'effectue à 10 GHz par détection de l'harmonique d'ordre 5. Le retour du signal sur fibre optique est à 2 GHz, fréquence obtenue par mélange du signal issu de l'antenne de réception à 10 GHz, et du signal à 8 GHz obtenu par détection de l'harmonique d'ordre 4.

### **III. CONCEPTION DU TRANSDUCTEUR**

#### ***III.1- Photodiode PIN***

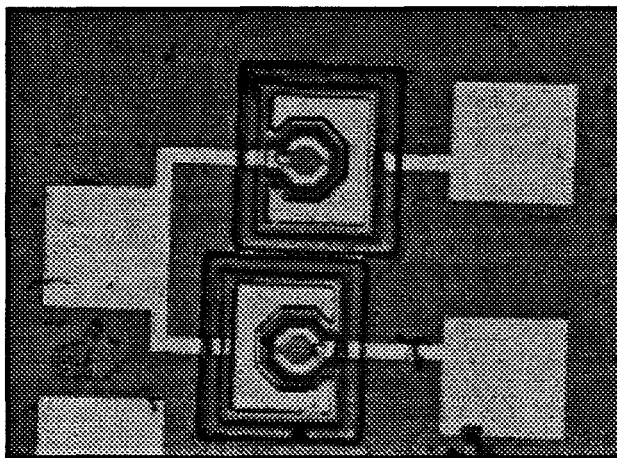
##### ***a) Schéma électrique équivalent***

Les photodiodes dont nous disposons ont été fournies par le laboratoire du CNET Bagnoux. Il s'agit de photodiodes PIN réalisées sur substrat InP semi-isolant, de caractéristiques :

- éclairage vertical
- $\phi_{\text{jonction}}$  : 30  $\mu\text{m}$
- $\phi_{\text{photosensible}}$  : 20  $\mu\text{m}$
- sensibilité : 1 A/W (1,3-1,5  $\mu\text{m}$ )
- $I_{\text{obscurité}}$  : 20 nA à -5V
- bande passante :  $\approx$  19 GHz



Une photographie de la photodiode PIN en puce est donnée figure III.6.

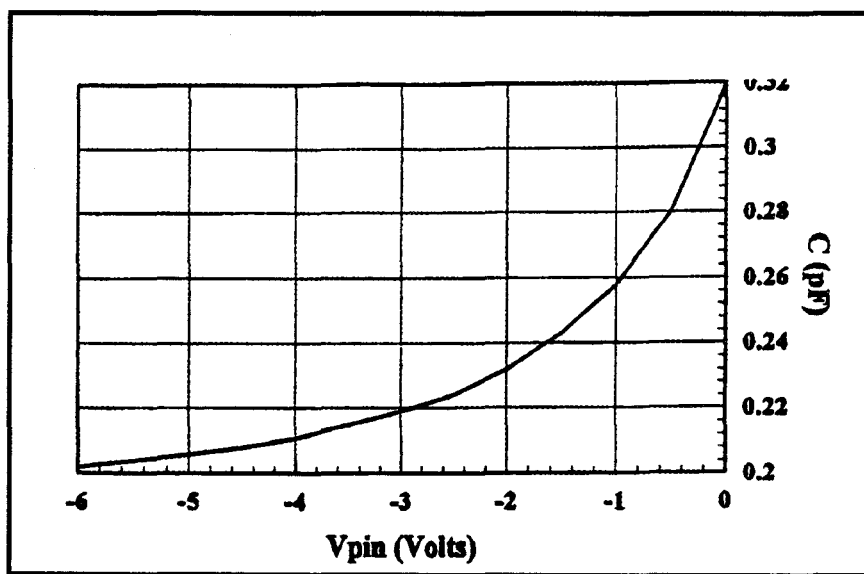


**Figure III.6** : Photographie de la photodiode PIN en puce.

Un premier composant a été monté (collage et micro-soudure) à l'IEMN, sur embase microonde de type BMH 60, pour sa caractérisation.

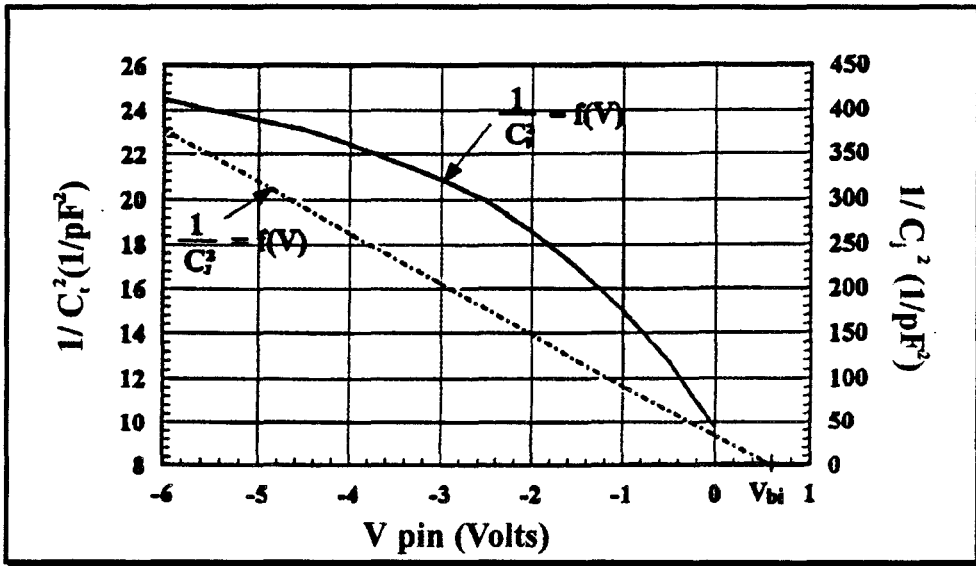
**b) Capacité de la photodiode**

La caractéristique  $C(V)$  de la photodiode a été déterminée à l'aide du pont HP 4191 dans la centrale de caractérisation de l'IEMN. Il s'agit d'une mesure d'impédance complexe à 500 MHz, pour des tensions de 0 à -6 volts (photodiode polarisée en inverse). Le choix de la fréquence permet de s'affranchir des éléments parasites tels que fils de connexion entre le composant et la ligne microruban 50  $\Omega$  du boîtier. La capacité de la photodiode en fonction de la tension de polarisation est donnée figure III.7 ; elle est déduite de la mesure d'impédance complexe en assimilant le schéma électrique à celui d'une capacité en parallèle avec une résistance.



**Figure III.7** : Mesure de la capacité de la photodiode en fonction de la tension de polarisation, à 500 MHz.

La valeur limite de la capacité ainsi obtenue est de 0,21 pF. Pour compléter cette analyse, nous avons représenté figure III.8, le graphe  $1/C^2$  mesuré en fonction de la tension.



**Figure III.8 :** Graphe  $1/C^2$  déduit de la figure III.6, en fonction de la tension de polarisation.

Nous constatons que la variation n'est pas linéaire, ce qui montre que la capacité mesurée est constituée de la capacité de jonction donnée par :

$$C = \frac{\epsilon \cdot S}{W} \quad \text{avec} \quad W = \sqrt{\frac{2 \cdot \epsilon \cdot (V_{bi} + V)}{q \cdot N_d}}$$

en parallèle avec une capacité parasite constante. Une variation linéaire (figure III.7), correspondant à la capacité de jonction, est obtenue en considérant une capacité parasite de 0,11 pF. L'analyse de la courbe conduit à :

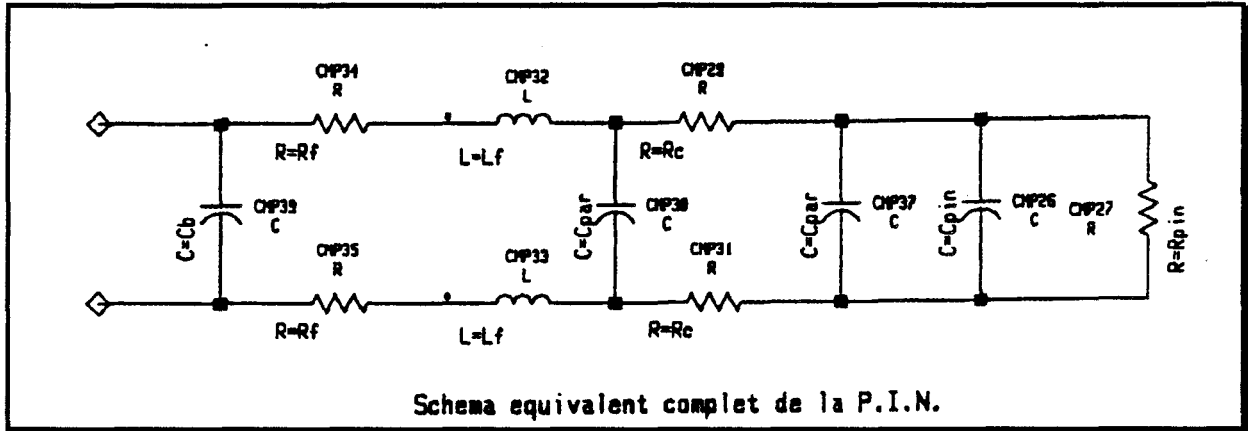
$C_{\text{parasite}} = 0,11 \text{ pF},$	$C_{\text{jonction}} = 0,10 \text{ pF},$
$N_d = 5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$	: dopage résiduel ,
$V_{bi} = 0,6 \text{ V}$	: potentiel de construction de la jonction.

Une étude complémentaire, à l'aide de photodiodes PIN de structure pont-air, et à l'aide d'un boîtier microonde modifié, a montré que la capacité parasite obtenue serait liée au pont utilisé pour relier le plot de contact du composant à la partie active P<sup>+</sup> de la photodiode. La capacité prise en compte pour la suite de l'étude est donc la capacité totale mesurée c'est à dire 0,21 pF.

A l'aide de la même mesure d'impédance complexe, mais en considérant cette fois un schéma équivalent de type série (résistance en série avec une capacité), nous obtenons la même valeur de capacité, mais aussi la valeur de la résistance d'accès liée essentiellement au pont d'accès, qui est environ de 10 Ω.

*c) Caractérisation microonde : paramètre  $S_{11}$  de la photodiode*

L'objectif de la caractérisation microonde est de définir un schéma électrique équivalent le plus précis possible, au niveau de l'accès hyperfréquence du composant. A partir du schéma intrinsèque de la photodiode PIN déterminé au paragraphe précédent, nous considérons le schéma global, figure III.9, qui fait intervenir les fils de connexion assimilés à une inductance en série avec une résistance, une capacité parasite due au boîtier, et la ligne microruban d'impédance  $50 \Omega$  du boîtier, schématisée par une capacité.



**Figure III.9 :** Schéma électrique équivalent globale de la photodiode PIN.

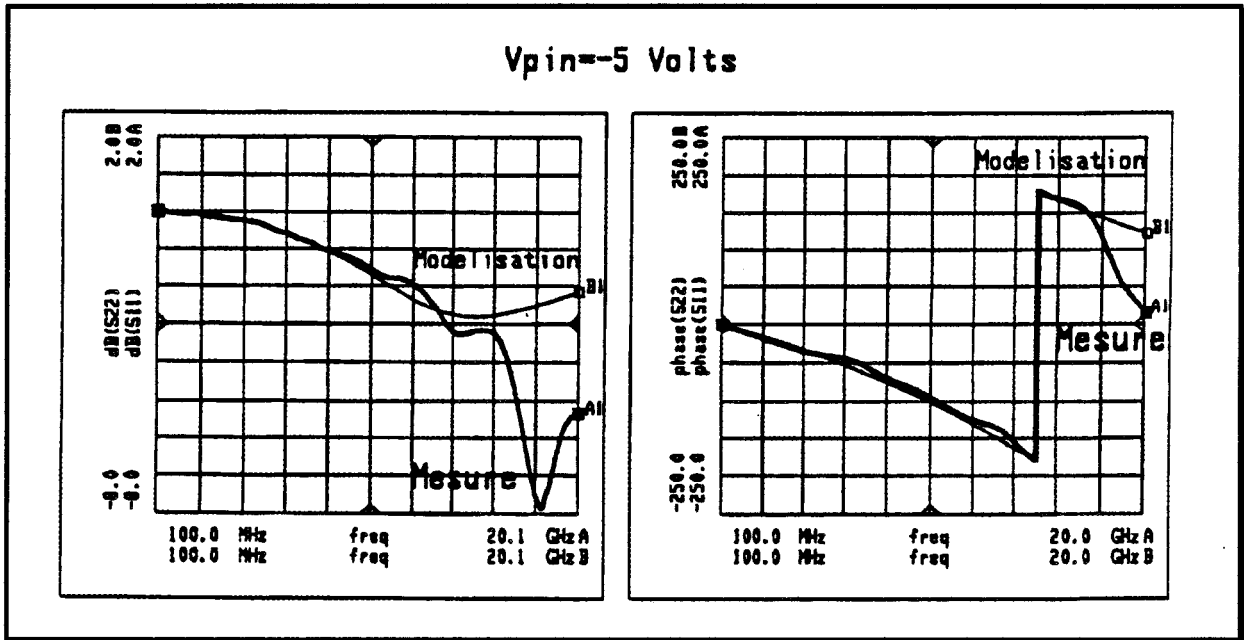
Les valeurs des éléments de ce schéma électrique équivalent sont :

$C_b = 0,04 \text{ pF}$	$C_{par} = 0,11 \text{ pF}$	$C_{pin} = 0,1 \text{ pF}$
$R_f = 0,2 \Omega$	$R_c = 3 \Omega$	
$L_f = 0,3 \text{ nH}$	$R_{pin} = 500 \text{ k}\Omega$	

Le schéma ainsi défini, nous permet de simuler le comportement du coefficient de réflexion du dipôle, à l'aide du logiciel de CAO microonde MDS (Microwave Design System), et de déterminer les valeurs des éléments retenus sur le schéma électrique, en comparant les coefficients de réflexion théoriques et expérimentaux.

Pour cela, des mesures du paramètre  $S_{11}$  de la photodiode PIN montée sur boîtier BMH 60 ont été effectuées dans la centrale de caractérisation de l'IEMN sur analyseur vectoriel HP8510. La mesure du coefficient de réflexion complexe, après calibration, a été réalisée dans une bande de fréquence de 100 MHz à 20 GHz, pour trois tensions de polarisation de la photodiode PIN (0, -0.5 et -5 volts). La calibration consiste à déplacer le plan de mesure au niveau de la ligne  $50 \Omega$  microruban du boîtier BMH 60, dans un plan voisin du fil de connexion. Les trois tensions de polarisation ont été choisies pour valider les valeurs des éléments parasites obtenues, puisqu'elles doivent être indépendantes de cette tension, alors que le schéma intrinsèque de la photodiode PIN en dépend par l'intermédiaire de la capacité.

A titre d'illustration, nous donnons figure III.10 les coefficients de réflexion expérimentaux et théoriques à -5V.



**Figure III.10** : Comparaison des modules et des phases du coefficient  $S_{11}$  mesurés et simulés de la photodiode.

Notons que la résonance mesurée pour des fréquences supérieures à 18 GHz est due aux limites fréquentielles d'utilisation du boîtier BMH avec un connecteur de type SMA.

Nous obtenons une très bonne corrélation mesures-calculs aussi bien pour l'amplitude que pour la phase. Notons également que les valeurs obtenues pour les éléments parasites sont tout à fait conformes aux valeurs couramment mesurées pour un fil de ce diamètre (17  $\mu\text{m}$ ) et qui sont : 1 nH/mm et 0,1  $\Omega/\text{mm}$ .

### III.2- Circuits microondes à 8 et 10 GHz

#### a) Amélioration et filtrage

L'objectif des circuits microondes est d'exalter et de filtrer les signaux à 8 et 10 GHz, issus de deux photodiodes, pour être utilisés respectivement comme oscillateur local et comme porteuse pour la transmission hertzienne.

Les calculs présentés figure III.5 montrent que l'association de la photodiode PIN avec une simple inductance ne procurera pas une amélioration supérieure à 5 dB à la fréquence de 8 ou 10 GHz, compte tenu de la capacité du composant 0,21 pF. Ce qui conduit à une bande passante relativement large (> 4 GHz), et par conséquent la fonction de filtrage ne peut pas être envisagée. La solution que nous avons retenue pour palier à cette limite est d'intégrer sur le circuit une capacité de découplage qui assure une sélectivité de type filtre passe-haut.

Le plan du circuit microonde est donné figure III.11 :

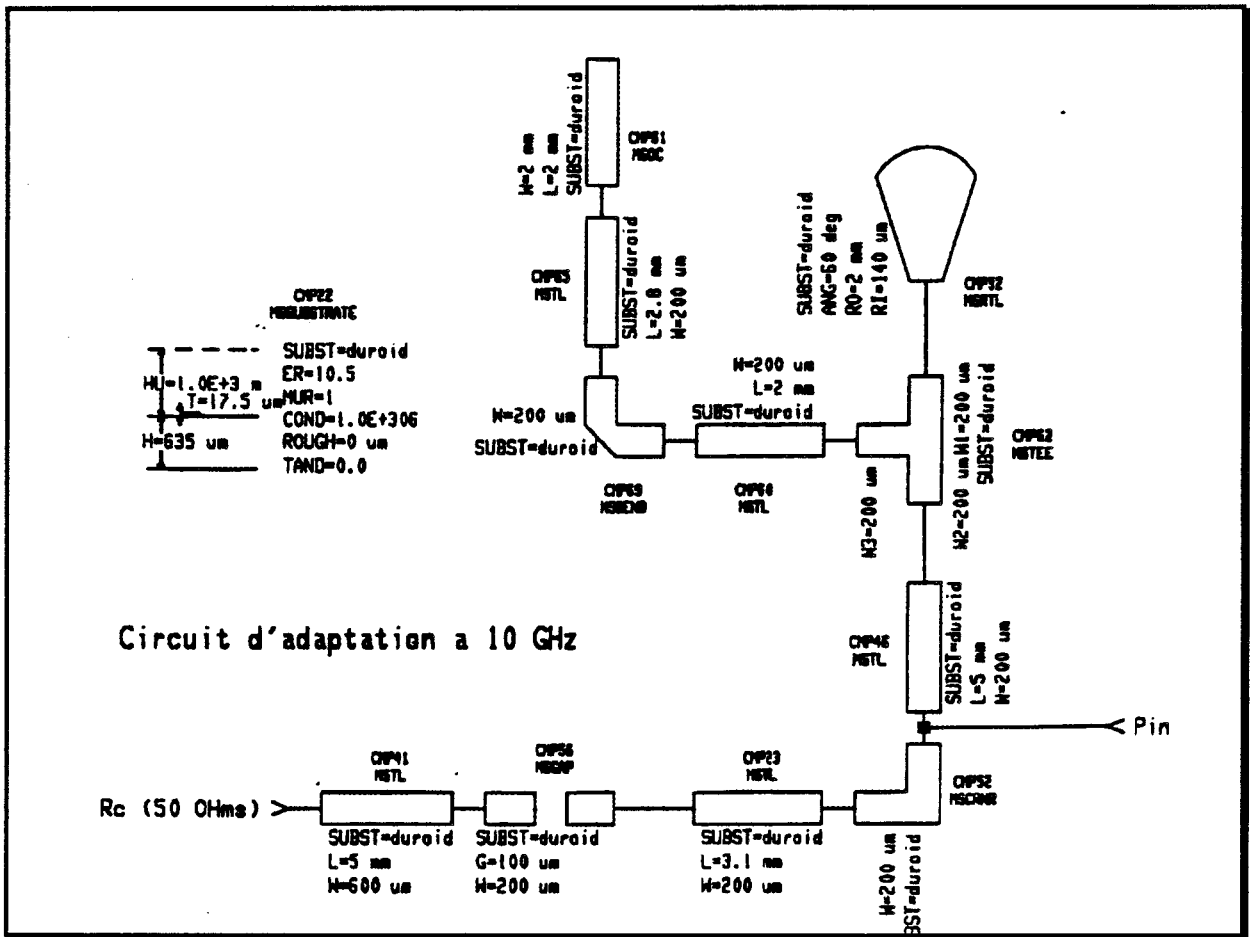
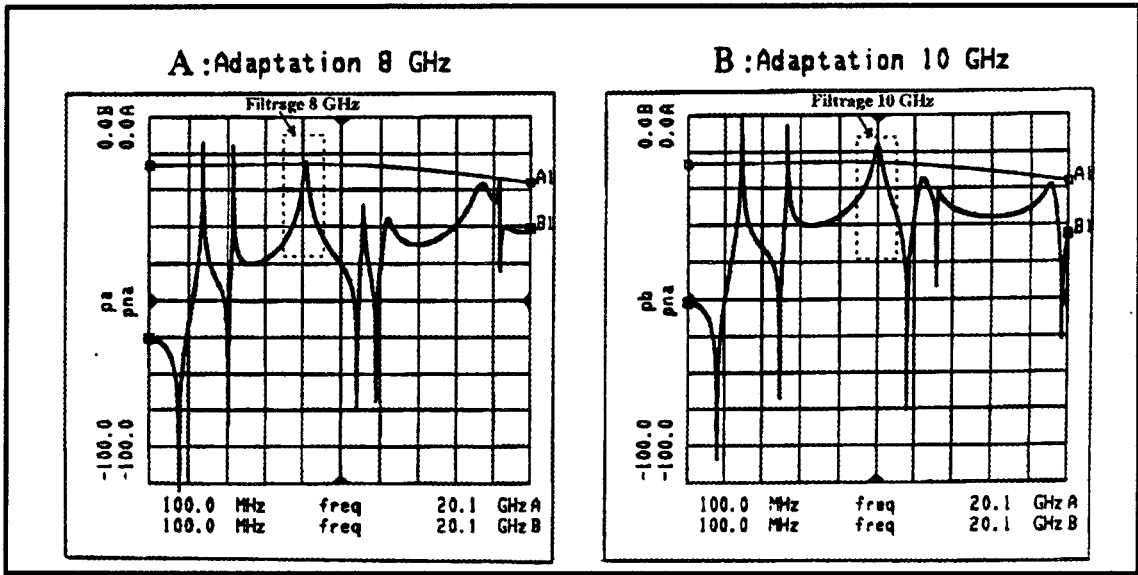


Figure III.11 : Schéma du circuit microonde complet, pour la modélisation à 10 GHz.

- ligne microruban d'accès 50 Ω,
- capacité de découplage = « gap » micro-ruban,
- ligne microruban = inductance d'adaptation de la photodiode PIN,
- té de polarisation,
- photodiode PIN.

Pour polariser le composant, il est alors nécessaire d'intégrer un té de polarisation qui figure également sur le schéma. L'optimisation de la capacité de découplage et de la longueur de la ligne (inductance) s'effectue en tenant compte de tous ces éléments, à 8 et 10 GHz, pour obtenir finalement une sélectivité de type filtre passe-bande.

Cette étude est réalisée en analysant la puissance disponible aux bornes de la charge 50Ω, fournie par un générateur de courant équivalent au photodétecteur (en parallèle avec la capacité). La figure III.12 nous donne à 8 et 10 GHz, une comparaison de la puissance théorique disponible avec et sans les circuits microondes.



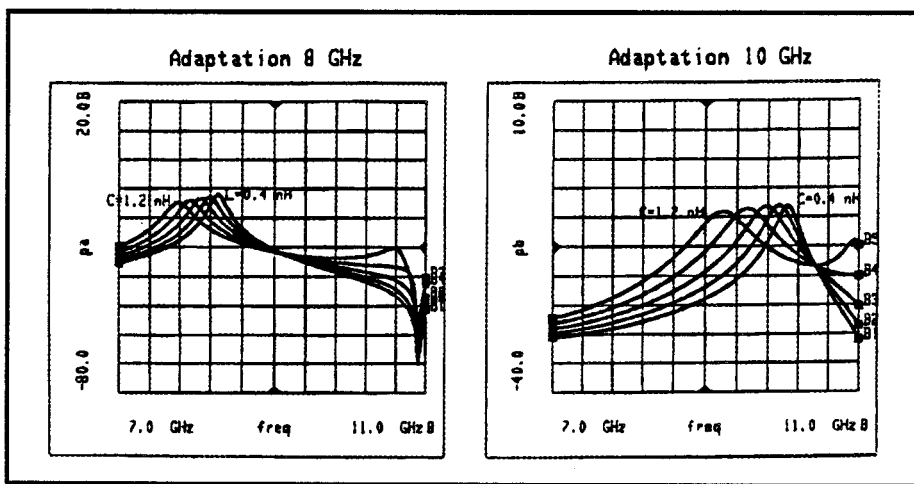
**Figure III.12** : Modélisation des circuits microondes à 8 et 10 GHz.

Nous obtenons bien une sélectivité et une amélioration du transfert en puissance de l'ordre de 5 dB. Nous remarquons également l'apparition de résonances entre 2 et 6 GHz qui sont liées au té de polarisation. Les dimensions des éléments de ces tés ont été optimisées pour dissocier ces fréquences de résonances des fréquences générées par les non-linéarités du laser (2, 4 et 6 GHz),

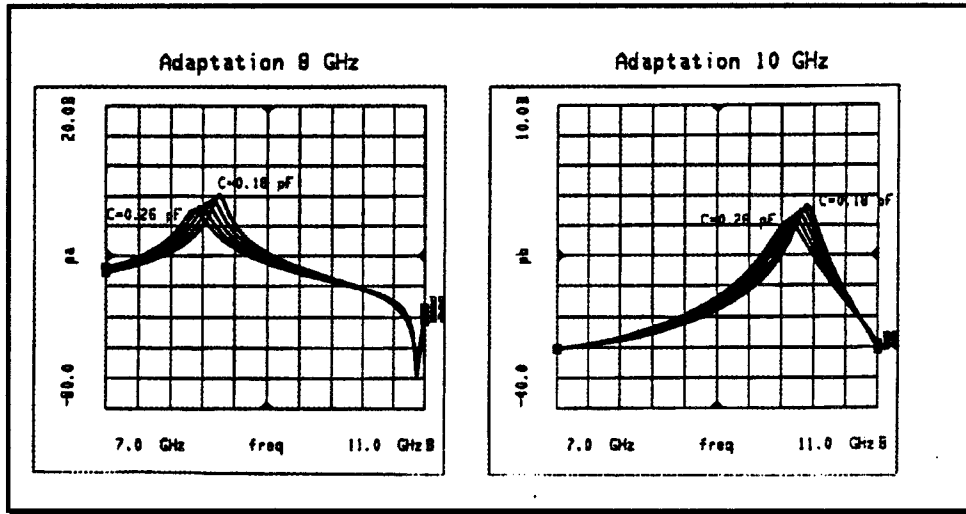
***b) Sensibilité aux paramètres du circuit***

Les circuits ont été optimisés à partir du schéma électrique obtenu au paragraphe IV.1. Ce schéma dépend bien sûr de la photodiode PIN et du montage du composant sur le boîtier ou sur un substrat microonde.

Pour évaluer d'éventuelles variations, et en particulier le fait que les photodiodes utilisées pour le transducteur seront différentes de la photodiode caractérisée, nous avons effectué une étude de la sensibilité de la réponse du circuit en fonction de la valeur de l'inductance (longueur du fil) et de la capacité de la photodiode. Ces résultats sont donnés figures III.13 et III.14 aux deux fréquences 8 et 10 GHz.



**Figure III.13** : Sensibilité des circuits microondes aux variations de la longueur des fils de connexion.



**Figure III.14** : Sensibilité des circuits microondes aux variations de la capacité de la photodiode.

Nous remarquons, comme nous pouvions le prévoir, une plus grande sensibilité à 10 GHz.

#### IV. MODELISATION DU TRANSDUCTEUR

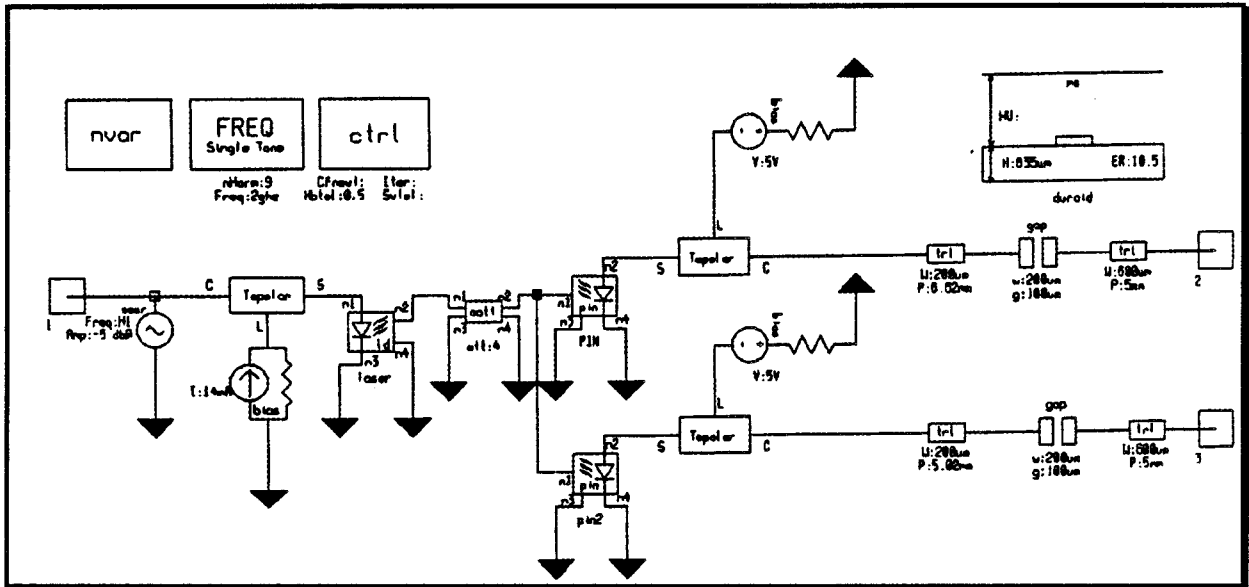
Dans le chapitre II, nous avons vu la modélisation des diodes laser en régime non-linéaire, définissant ainsi le schéma électrique équivalent du laser en régime grand signal. Ce schéma équivalent introduit dans un système complet avec la fibre optique, la photodiode et les circuits microondes adéquats, permettra de simuler les spectres fréquentiels sur les deux sorties à 8 et 10 GHz.

La diode laser utilisée pour ce démonstrateur est issue de la structure à multipuits quantiques (MKL693/745) fabriquée à Thomson LCR, émettant à la longueur d'onde  $1,55 \mu\text{m}$ . La longueur de cavité de ce laser est de  $400 \mu\text{m}$ , son courant de seuil de 13 mA et sa fréquence de coupure de l'ordre de 6 GHz. L'étude ainsi que la définition du schéma électrique de ce laser sont présentés dans le paragraphe III.4 du chapitre 2.

Le schéma équivalent de la photodiode PIN a été optimisé dans le paragraphe IV.1 de ce chapitre, grâce à la mesure de l'impédance complexe à 500 MHz permettant d'estimer les valeurs de la capacité et de la résistance d'accès de la photodiode, ainsi que la mesure du coefficient de réflexion  $S_{11}$  du dipôle jusqu'à la fréquence de 20 GHz qui donnera les valeurs des éléments parasites : fils de connexion (une inductance en série avec une résistance), parasites dus au boîtier (capacité) et plots de contacts (résistance d'accès).

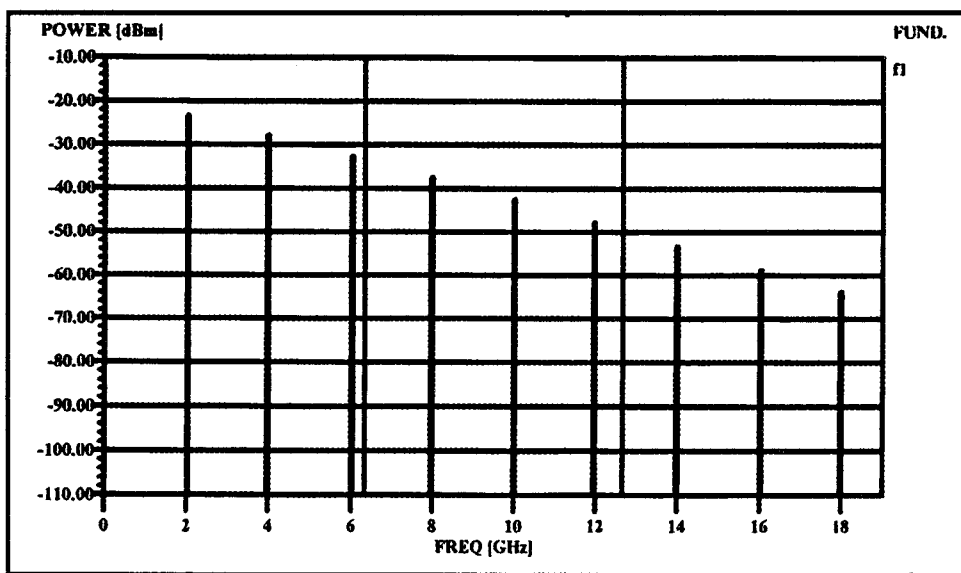
La modélisation de circuits microondes à 8 et 10 GHz a été effectuée à l'aide du logiciel MDS (Microwave Design System), en tenant compte du schéma équivalent et du té de polarisation de la photodiode.

Après avoir défini tous ces blocs, nous les introduisons dans le logiciel de simulation opto-microonde Compact Software, pour calculer la réponse du système complet. Voici présenté figure III.15 le schéma de ce système.



**Figure III.15** : Schéma du système complet pour la modélisation du transducteur opto-microonde.

Le laser étant polarisé à 20 mA (son courant de seuil est de 13 mA), nous le modulons par un signal à la fréquence 2 GHz, avec une puissance de 5 dBm, puissance suffisante pour avoir un fonctionnement en régime non-linéaire de la diode laser. Nous calculons le spectre fréquentiel généré par le laser (figure III.16), sur lequel nous observons les harmoniques inhérentes à la diode laser en régime grand signal jusque 18 GHz, avec un niveau de puissance respectif sur les harmoniques d'ordre 4 et 5 de l'ordre de -38 dBm et -42 dBm.



**Figure III.16** : Spectre fréquentiel calculé de la diode laser en régime non-linéaire.



Voici donné figure III.17, le spectre fréquentiel à la sortie du circuit microonde 8 GHz, situé après une des deux photodiodes.

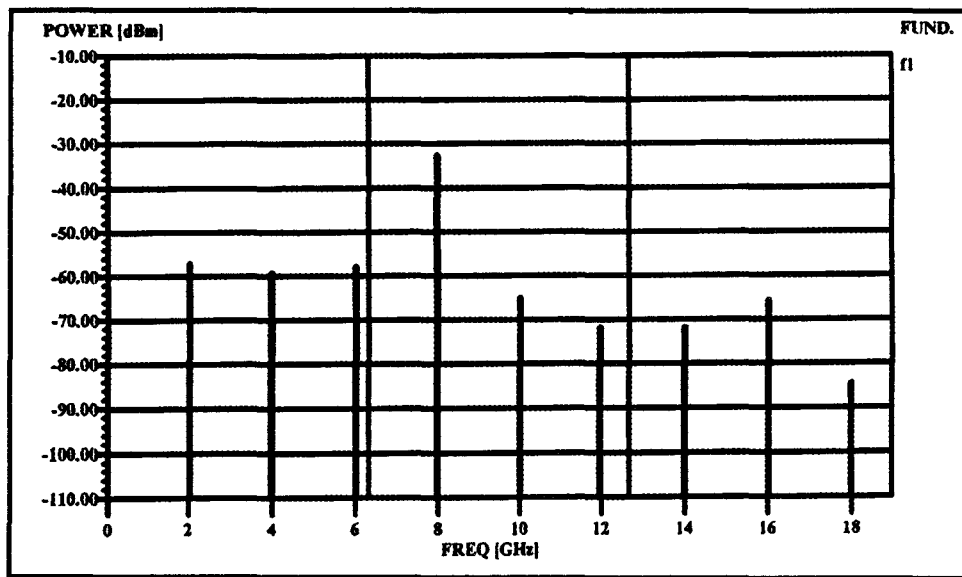


Figure III.17 : Spectre fréquentiel calculé à la sortie du circuit 8 GHz.

Nous observons donc sur ce spectre une amélioration de la raie à 8 GHz de l'ordre de 6 dB, avec une atténuation de 30 dB pour les autres harmoniques. Ce qui montre que le circuit microonde réalise bien la fonction de filtre passe bande avec une amélioration à 8 GHz.

En sortie du second circuit micro-onde à 10 GHz, nous avons modélisé le spectre fréquentiel que nous donnons figure III.18.

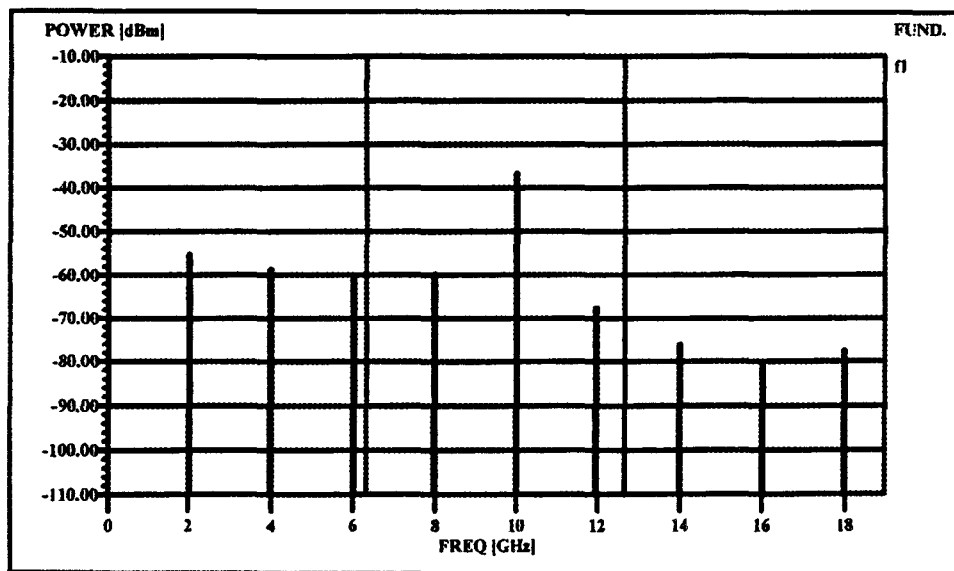


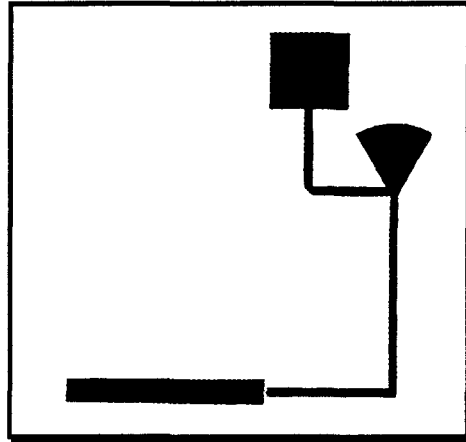
Figure III.18 : Spectre fréquentiel modélisé à la sortie du circuit 10 GHz.

Ainsi, le circuit de filtrage remplit bien sa fonction en atténuant toutes les autres raies et en améliorant de 5 dB l'harmonique 5 à 10 GHz. Ce qui montre que par la modélisation, nous obtenons des résultats satisfaisants pour les réponses du démonstrateur complet.

## V. FABRICATION et CARACTERISATION

### V.1- Réalisation des circuits microondes

Les circuits microondes ont été réalisés à l'EMN, sur substrat DUROID 6010 ( $\epsilon_r=10,5$ ,  $h=635 \mu\text{m}$ , épaisseur de métallisation  $17 \mu\text{m}$ ). A titre d'exemple, nous donnons figure III.19 le masque du circuit à 10 GHz.



**Figure III.19** : Masque du circuit microonde à 10 GHz.

Les dimensions des lignes qui correspondent aux inductances d'adaptation sont :

- circuit à 8 GHz : largeur de la ligne =  $200 \mu\text{m}$ ,  
longueur de la ligne =  $4,6 \text{ mm}$ ,
- circuit à 10 GHz : largeur de la ligne =  $200 \mu\text{m}$ ,  
longueur de la ligne =  $3,1 \text{ mm}$ .

La capacité de découplage est constituée pour les deux fréquences, d'un "gap" de  $100 \mu\text{m}$  entre la ligne microruban correspondant à l'inductance (largeur  $200 \mu\text{m}$ ) et la ligne microruban d'impédance caractéristique  $50 \Omega$  (largeur  $600 \mu\text{m}$ ).

La photodiode PIN a été collée sur chaque circuit (plan supérieur) ; le contact de masse a été ramené sur ce plan par l'intermédiaire d'un trou métallisé. Les circuits complets ont été montés sur des supports métalliques comportant une transition ligne microruban - ligne coaxiale (air) - ligne coaxiale (Téflon), réalisée à l'aide d'un connecteur microonde.

### V.2- Caractérisation des circuits opto-microondes

Ces circuits ont été caractérisés dans une liaison opto-microonde, dont l'émetteur est un laser semiconducteur modulé à 2 GHz, en régime non linéaire.

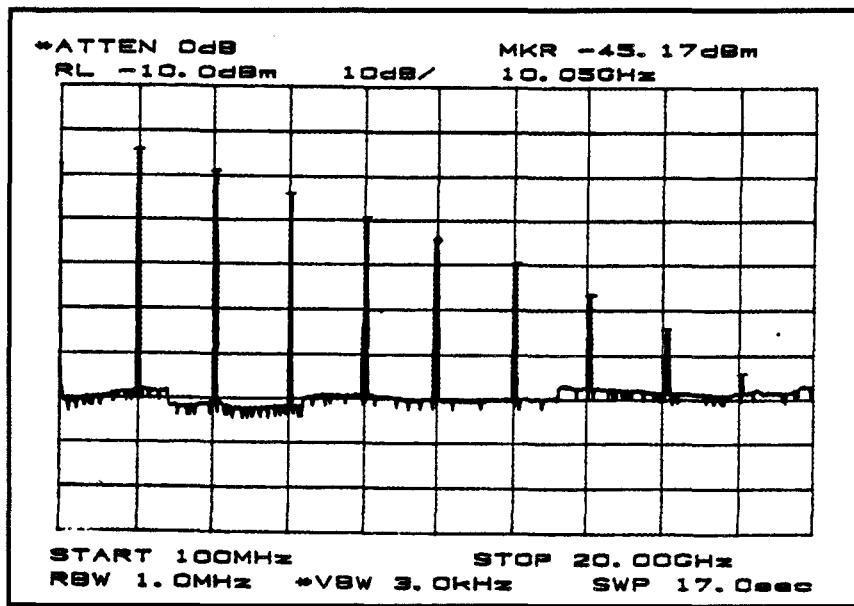
Le laser utilisé a été fabriqué au Laboratoire Central de Recherche de Thomson. C'est une structure de type BRS (Buried Ridge Stripe) réalisée sur une épitaxie à multipuits quantiques sur substrat InP N<sup>+</sup>, émettant à 1,5 μm. La longueur de cavité du laser utilisé est de 400 μm, qui correspond à un minimum du courant de seuil pour la structure épitaxiale [53] ; le courant de seuil mesuré est de 13 mA.

Le laser, qui se présente sous la forme d'une barrette de plusieurs lasers en parallèle, a été monté sur un demi boîtier BMH 60, comportant un accès microonde connecté à un seul laser. Un té de polarisation externe permet d'amener la polarisation continue, et de moduler le laser par l'intermédiaire d'un synthétiseur microonde. L'étude, la modélisation ainsi que les caractérisations de ce laser ont été présentées dans le chapitre précédent au paragraphe III.4.

Les conditions optimales de polarisation en régime non-linéaire ont été déterminées et sont  $I_p=20$  mA et  $P_{in}=5$  dBm. L'émission du faisceau laser est injectée dans une fibre optique monomode (SMF28), via un minibanc OFR monté sur microdéplacements XYZ et comportant un isolateur optique. Ce minibanc est caractérisé par un rendement de couplage de l'ordre de 50% ; la puissance optique disponible en bout de fibre est de 450 μW à 20 mA.

A l'autre extrémité de la liaison, la fibre dénudée et clivée, est placée devant le photodétecteur (avec ou sans circuits microondes), installé sur microdéplacements XYZ. Le rendement de couplage est évalué à 70%, qui conduit à un photocourant continu de 320 μA.

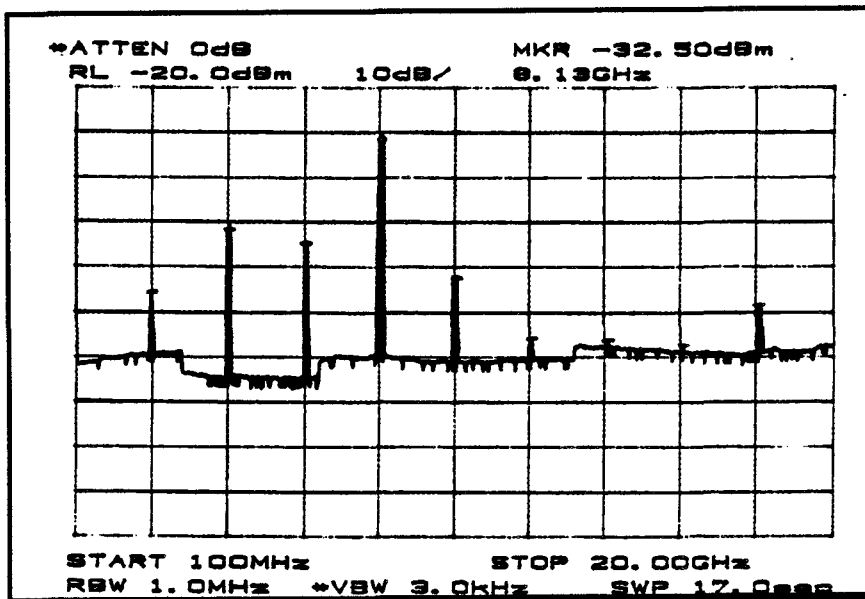
Une première liaison opto-microonde, constituée du laser et d'une photodiode sans circuit microonde permet de relever la réponse spectrale du laser, figure III.20.



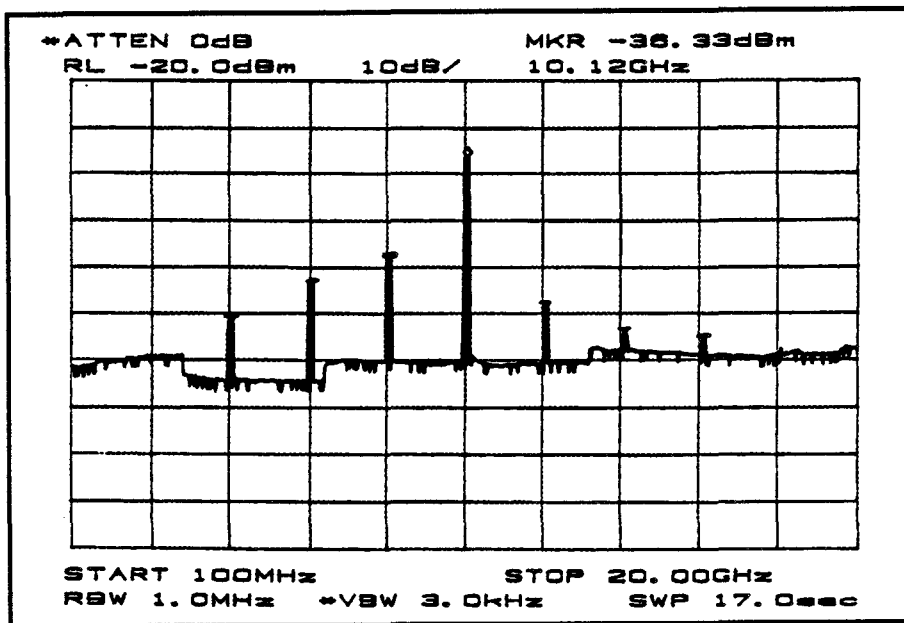
**Figure III.20** : Spectre fréquentiel mesuré pour le laser en régime non-linéaire.

Un spectre très riche en harmoniques (jusqu'à 18 GHz) présente un fondamental à 2 GHz d'amplitude - 27 dBm, et des harmoniques à 8 et 10 GHz d'amplitudes respectives - 39 et -44 dBm.

Les réponses de la photodiode avec les circuits microondes à 8 et 10 GHz, sont données figures III.21 et III.22 dans les mêmes conditions de polarisation.



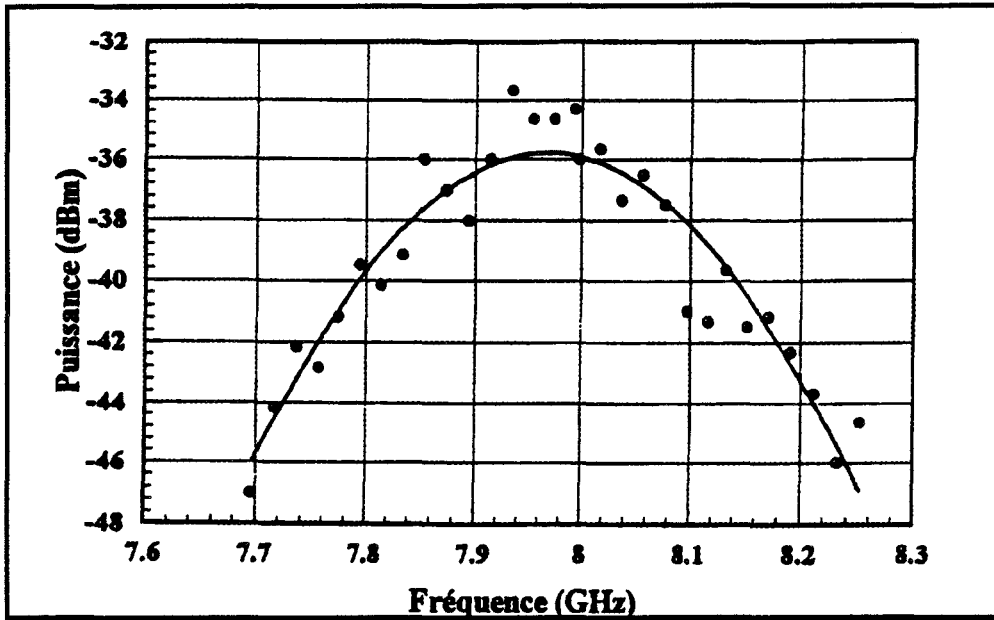
**Figure III.21** : Spectre fréquentiel mesuré de la photodiode associée au circuit microonde 8 GHz.



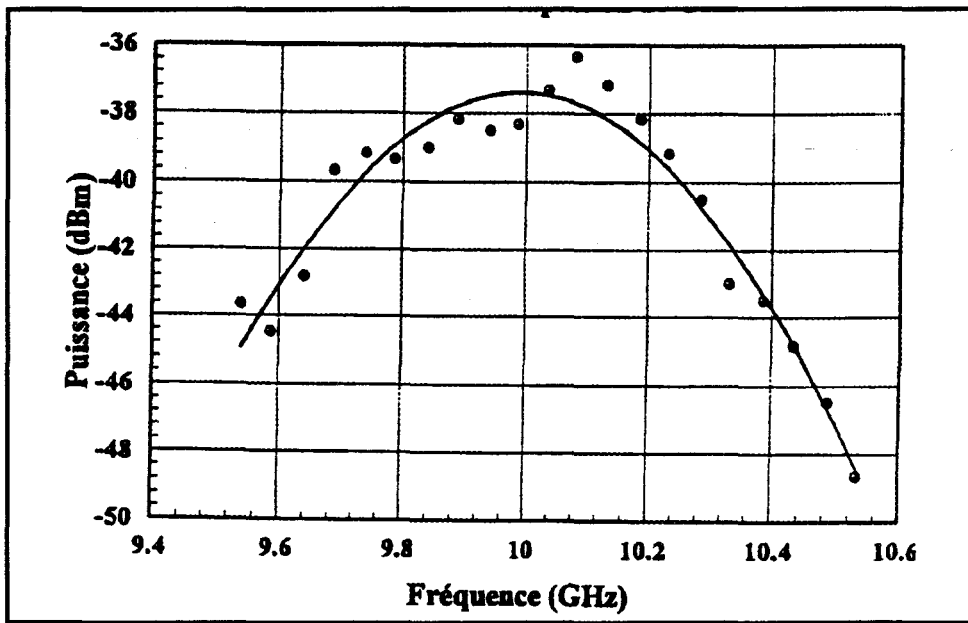
**Figure III.22** : Spectre fréquentiel mesuré de la photodiode associée au circuit microonde 10 GHz.

Conformément aux prévisions théoriques, l'harmonique d'ordre 4 à 8 GHz est améliorée de 7 dB, et l'harmonique d'ordre 5 à 10 GHz est améliorée de 6 dB. Quant aux autres harmoniques, elles sont atténuées suivant les réponses théoriques des filtres 8 et 10 GHz données figure III.12.

La bande passante des circuits microondes a été déterminée en faisant varier la fréquence de modulation de la diode laser. Les résultats sont donnés figures III.23 et III.24.



**Figure III.23** : Bande passante du système photodiode associée au circuit microonde 8 GHz.



**Figure III.24** : Bande passante du système photodiode associée au circuit microonde 10 GHz.

Les fréquences centrales sont très voisines de 8 et 10 GHz avec une bande passante de l'ordre de 500 MHz.

### V.3- Caractérisation du transducteur

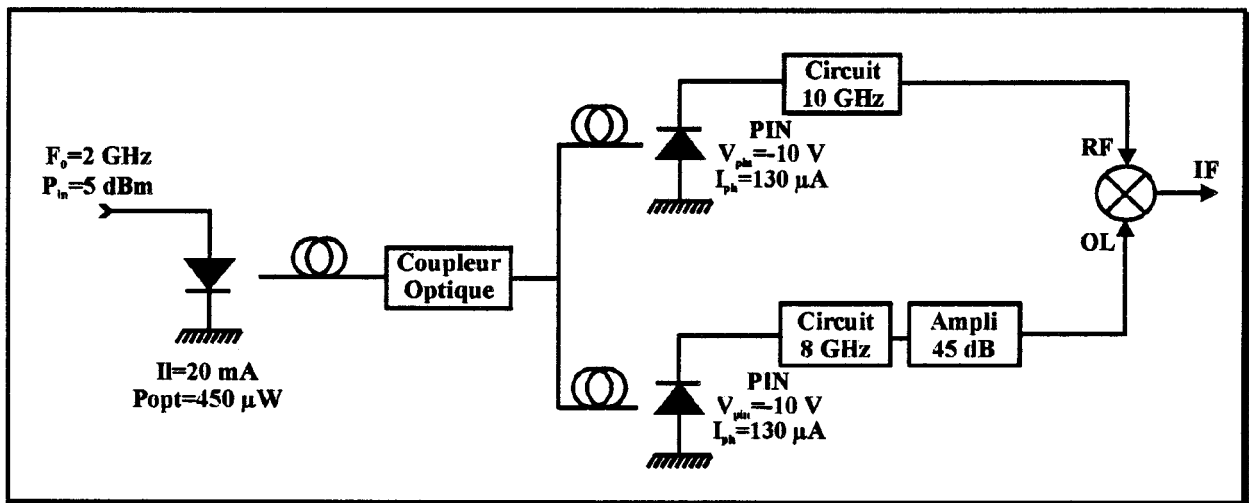
Nous avons réalisé partiellement, le transducteur optomicroonde, conformément au schéma de la figure III.2. Pour cela, le signal optique en sortie du microbanc fibré a été injecté dans un coupleur/diviseur optique 3 dB fibré. Les deux faisceaux optiques fibrés, ont été focalisés sur les deux photodiodes caractérisées précédemment, avec les circuits microondes à 8 et 10 GHz.

Notons que le rôle du coupleur optique est de diviser la puissance optique par 2 (les pertes intrinsèques sont très faibles, typiquement 0,1-0,2 dB). Cette division se traduit par une division de la puissance microonde en sortie de photodiode PIN par 4, soit 6 dB de pertes par rapport aux niveaux donnés au paragraphe précédent.

Pour valider le concept du transducteur opto-microonde, nous avons analysé le signal électrique en sortie IF d'un mélangeur du commerce (MITEQ M0812), en reliant directement la sortie de la photodiode PIN adaptée à 10 GHz, à l'entrée RF du mélangeur.

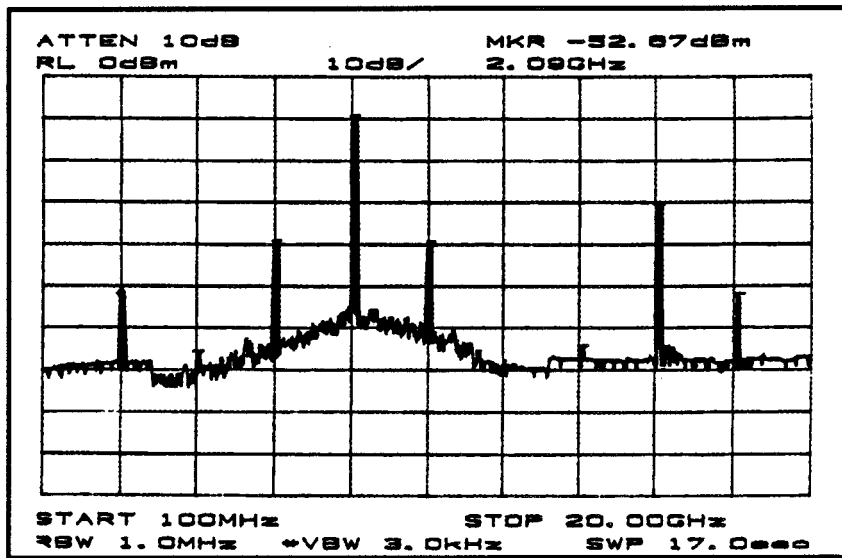
La sortie de la photodiode PIN adaptée à 8 GHz est reliée à l'entrée OL après avoir été amplifiée (Amplificateur 8-12 GHz, gain : 45 dB), pour atteindre le niveau de 10 dBm sur l'entrée OL, nécessaire au bon fonctionnement du mélangeur.

Nous donnons figure III.25, le schéma synoptique du transducteur dans la liaison opto-microonde.



**Figure III.25** : Schéma synoptique du transducteur dans la liaison opto-microonde.

Le spectre électrique, en sortie de mélangeur (IF) est donné figure III.26.

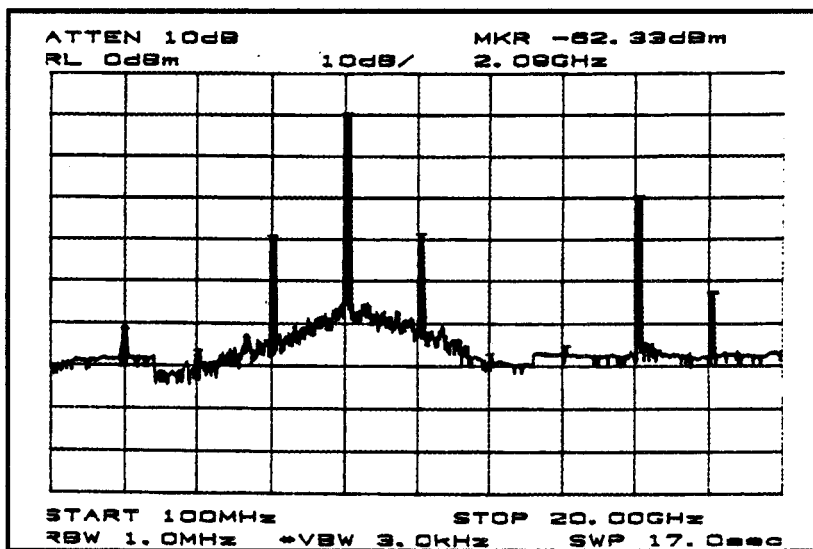


**Figure III.26** : Spectre électrique en sortie IF du mélangeur.

Nous pouvons observer un signal à 8 GHz d'amplitude -10 dBm, lié à la limitation d'isolation du mélangeur (typiquement -20 dB entre OL et IF) ; cette limitation se retrouve pour les signaux à 6 et 10 GHz, appliqués également sur l'entrée OL et provenant des limites du filtrage à 8 GHz en sortie de photodiode.

Le signal à 2 GHz a pour amplitude -52 dBm : il correspond bien au mélange du signal RF à 10 GHz avec le signal OL à 8 GHz.

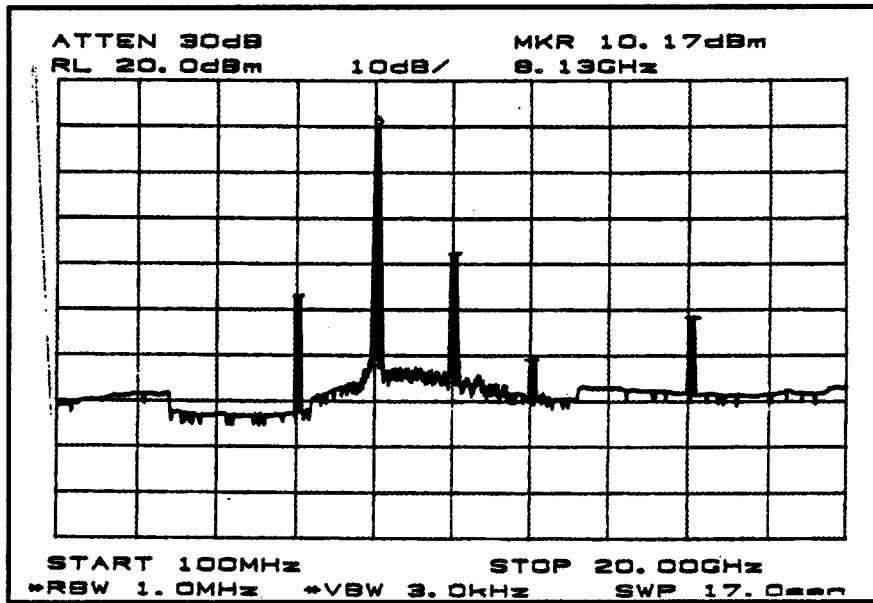
En revanche, si nous supprimons le signal RF en entrée du mélangeur, en annulant la polarisation de la photodiode PIN adaptée à 10 GHz, nous constatons figure III.27, que le signal à 2 GHz persiste, avec une amplitude de -62 dBm. Ce signal est produit par la modulation du laser, et se retrouve atténué de 40 dB après le filtrage à 8 GHz en sortie de photodiode.



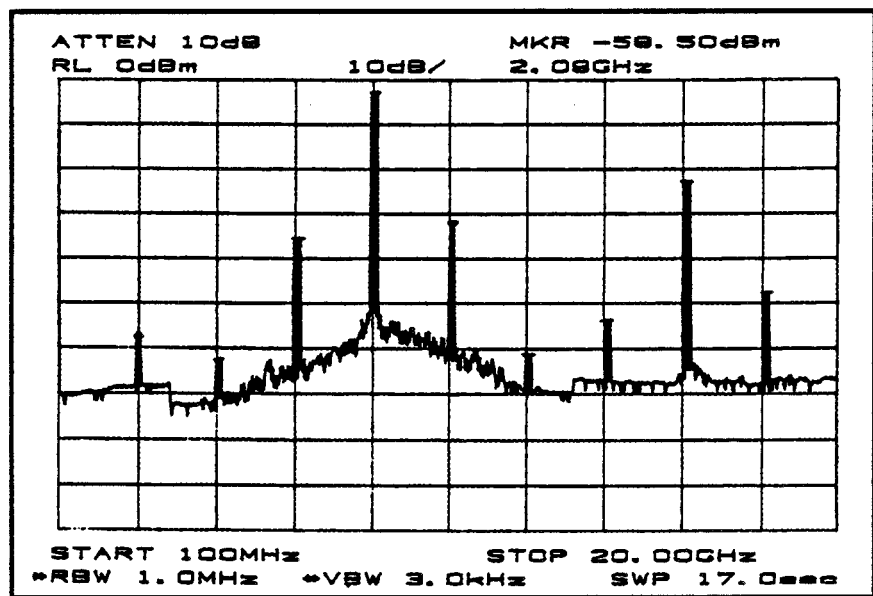
**Figure III.27** : Spectre électrique en sortie IF du mélangeur, en supprimant l'entrée RF issue du circuit 10 GHz.

En plus, viendra s'ajouter à ce signal le mélange des signaux à 6 et 10 GHz avec celui à 8 GHz.

Pour confirmer cette analyse, nous donnons respectivement figures III.28 et III.29, les spectres électriques en sortie d'amplificateur et en sortie du mélangeur, dont l'entrée RF est chargée sur 50  $\Omega$ .



**Figure III.28** : Spectre électrique en sortie d'amplificateur après le circuit 8 GHz.



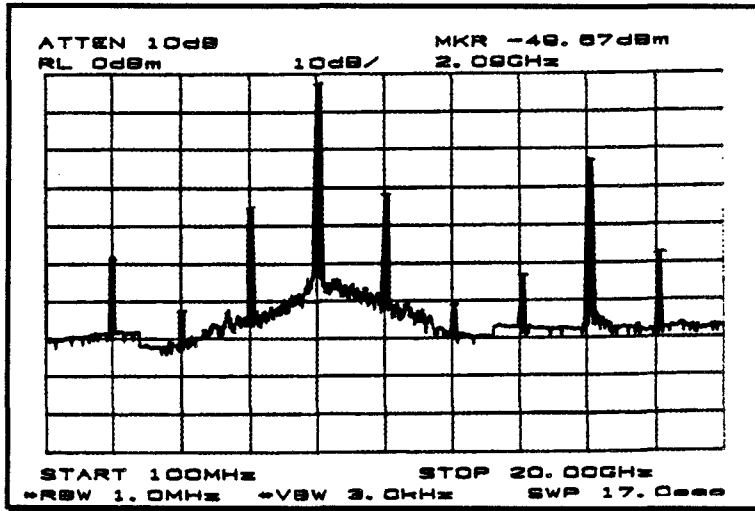
**Figure III.29** : Spectre électrique en sortie IF du mélangeur, avec l'entrée RF chargée sur 50  $\Omega$ .

Nous constatons bien sur la figure III.28 qu'il n'existe pas de signal à 2 GHz à l'entrée OL, alors qu'elle apparaît en sortie IF du mélangeur. Il s'agit bien d'une conséquence du mélange des raies à 6 et 10 GHz avec celle à 8 GHz présentes en sortie de photodiode malgré le filtrage.



En ce qui concerne les intensités des raies en sortie du mélangeur, elles sont plus élevées que celle de la figure III.26, puisque pour effectuer notre expérience sans signal RF, nous avons supprimé le coupleur optique afin d'avoir un signal sur la photodiode 8 GHz supérieur.

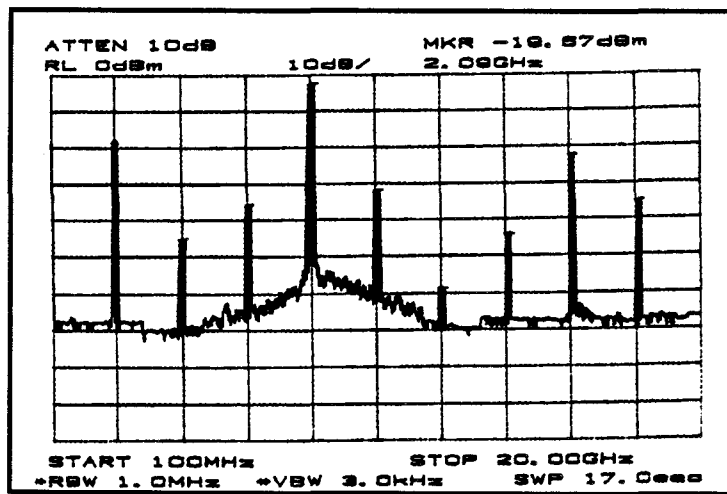
La seconde partie de notre contrôle, a été d'appliquer sur l'entrée RF du mélangeur un signal pur à 10 GHz de puissance -40 dBm, issu d'un synthétiseur. Nous constatons figure III.30 que l'intensité de la raie à 2 GHz a augmenté de 10 dB, comparée à l'expérience précédente (figure III.29). Cette augmentation est la conséquence du mélange entre le signal RF à 10 GHz et le signal OL à 8 GHz.



**Figure III.30** : Spectre électrique en sortie IF du mélangeur, en injectant un signal de -40 dBm à 10 GHz sur l'entrée RF.

En particulier, la raie obtenue à 2 GHz dans cette dernière expérience a quasiment la même intensité que dans le cas de la première expérience avec le démonstrateur complet (figure III.26) . C'est bien sûr cette raie qui nous servira de base pour la voie retour.

Si à l'entrée RF du mélangeur, l'intensité du signal à 10 GHz vaut -10 dBm, nous obtenons en sortie, un signal à 2 GHz qui atteint -20 dBm comme le montre la figure III.31.



**Figure III.31** : Spectre électrique en sortie IF du mélangeur, en injectant un signal de -10 dBm à 10 GHz sur l'entrée RF.

Ceci montre que l'utilisation d'un amplificateur à 10 GHz, présentant un gain de 30 dB, qui, inséré à l'entrée RF du mélangeur, nous permettrait d'atteindre ce niveau (indépendamment du bilan de liaison des antennes). Un second amplificateur, inséré à la sortie IF du mélangeur, à 2 GHz, serait nécessaire pour commander le modulateur électro-optique ou le laser utilisé pour le retour de l'information, au niveau de l'entrée OL du mélangeur ; un circuit adéquat devrait assurer le filtrage du signal électrique issu de la photodiode.

Notons également que l'association d'un amplificateur de gain plus élevé (puissance de sortie 10 dBm, gain 60 dB), devrait améliorer notablement la liaison, en utilisant non pas un coupleur optique 3dB mais un coupleur optique 10 dB : l'intérêt d'un tel coupleur est de conserver le maximum de puissance sur la voie à 10 GHz, qui est utilisée pour la transmission hertzienne, alors que la voie à 8 GHz, utilisée comme OL peut être amplifiée.

## VI. CONCLUSION

Nous avons présenté dans ce chapitre un premier transducteur opto-microonde. L'originalité de ce transducteur est de passer d'une modulation par voie optique à 2 GHz à une transmission hertzienne à 10 GHz et inversement. Les premiers résultats sont très encourageants, ils permettent de montrer la possibilité de transmettre un signal à 10 GHz à partir d'un signal à 2 GHz, en utilisant la cinquième harmonique. Cette technique devrait être directement transposable en gamme millimétrique pourvu que l'on dispose de composants spécifiques.

- photodiode dont la fréquence de coupure est supérieure à 38 GHz,
- laser hyperfréquence capable de générer un signal millimétrique en régime de fonctionnement non-linéaire.

Il faut souligner que cette façon de procéder devrait soulager les contraintes fréquentielles au niveau du laser dont la fréquence de coupure ne se situe pas forcément en gamme millimétrique.

L'objet du quatrième chapitre sera justement de présenter un démonstrateur à 38 GHz qui s'appuiera lui aussi sur les non-linéarités de laser. Cependant, l'architecture sera légèrement modifiée. En particulier, nous n'utiliserons qu'un seul photodétecteur associé à un démultiplexeur millimétrique compte tenu des difficultés à se procurer un tel composant dans cette bande de fréquence.

***CHAPITRE IV***

**TRANSDUCTEUR OPTO-MILLIMETRIQUE  
à 38 GHz**

## CHAPITRE IV

### TRANSDUCTEUR OPTO-MILLIMETRIQUE à 38 GHz

Après avoir validé le principe d'une transmission micro-onde à 10 GHz utilisant les non-linéarités d'une diode laser en régime grand signal, nous verrons dans ce chapitre la transposition de ce principe, pour aboutir à un démonstrateur fonctionnant à 38 GHz.

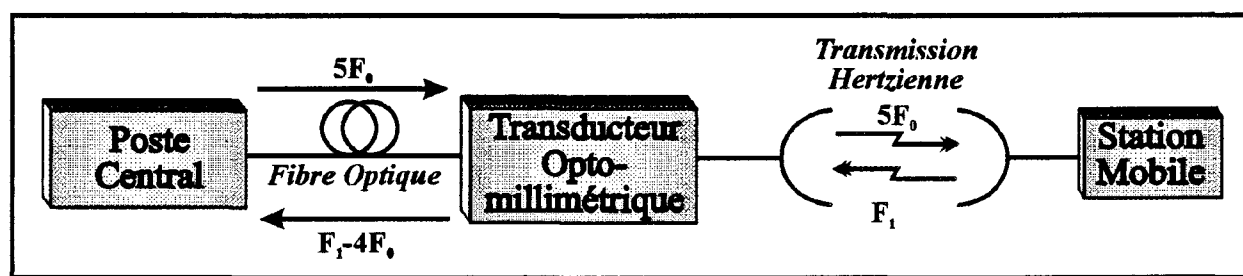
Dans un premier temps, nous rappellerons le principe de l'architecture couplant le réseau fibre optique à la transmission hertzienne par le biais d'un transducteur opto-millimétrique.

Nous verrons ensuite en détail chaque élément de la chaîne de transmission opto-millimétrique à mettre en œuvre pour le démonstrateur à 38 GHz.

La modélisation de la liaison opto-hyperfréquence complète fera l'objet d'une troisième partie. La validation de ces modélisations par la présentation des caractérisations du démonstrateur sera donnée dans la dernière partie.

#### I. ARCHITECTURE RETENUE

L'architecture retenue du démonstrateur à 38 GHz est présentée figure IV.1 :



**Figure IV.1** : Architecture retenue pour le démonstrateur à 38 GHz.

Au niveau du poste central, un laser à semiconducteur est modulé en régime non-linéaire par un signal microonde de fréquence  $F_0$ . Ce dispositif assure la génération de l'onde millimétrique sur la cinquième harmonique à la fréquence  $5F_0$  en sortie du transducteur.

D'autres solutions pour générer l'onde millimétrique, comme l'utilisation de la modulation externe, sont proposées dans la littérature [54]. Cependant, cette technique conduit à la réalisation de systèmes assez complexes, comprenant plusieurs dispositifs

optoélectroniques. En outre, bien que l'utilisation de la modulation externe soit attractive, ses pertes intrinsèques et les couplages nécessaires, provoquent une faible efficacité.

En ce qui concerne la voie retour, la porteuse optique est modulée par un signal microonde de fréquence  $F_1-4F_0$ . Ce signal est obtenu par mélange de la porteuse millimétrique à la fréquence  $F_1$  renvoyée par le mobile avec l'harmonique d'ordre 4 de fréquence  $4F_0$  générée par le laser en régime non-linéaire. Le choix des harmoniques d'ordre 4 et 5 est un compromis entre le bilan de puissance qui se dégrade pour les harmoniques d'ordre supérieur et la limitation en terme de fréquence de coupure pour la diode laser.

En ce qui concerne la transmission de l'information du poste central à la station mobile, nous avons adopté une modulation de phase de type BPSK (Bi-Phase Shift Keying) de la porteuse microonde  $F_0$ . Lors de la modulation en régime non-linéaire d'une diode laser par une porteuse microonde  $F_0$  modulée en phase, les harmoniques d'ordre impair ( $3F_0, 5F_0, 7F_0\dots$ ) apparaissent aussi modulés, en revanche, pour les harmoniques d'ordre pair ( $2F_0, 4F_0, 6F_0\dots$ ) nous obtenons une porteuse isolée. Ainsi, après le photodétecteur le spectre électrique présente des harmoniques impairs véhiculant l'information, et des harmoniques pairs qui pourraient être considérés comme porteuse pure.

Au niveau du transducteur optomillimétrique, une configuration à un seul photodétecteur a été choisie. Ce composant est associé à un circuit millimétrique passif qui assure la séparation des harmoniques utilisés pour la transmission hertzienne ( $5F_0$ ) et pour le mélange ( $4F_0$ ).

L'intérêt de cette configuration à un seul photodétecteur réside dans l'utilisation d'une seule fibre optique avec un seul composant à aligner. De plus, comme nous le verrons par la suite, l'utilisation d'un démultiplexeur de fréquences présente des pertes plus faibles, comparée à la solution utilisant deux photodétecteurs et un coupleur optique.

Afin de valider l'architecture proposée, nous avons étudié et réalisé un démonstrateur à 38 GHz que nous verrons dans les paragraphes suivants.

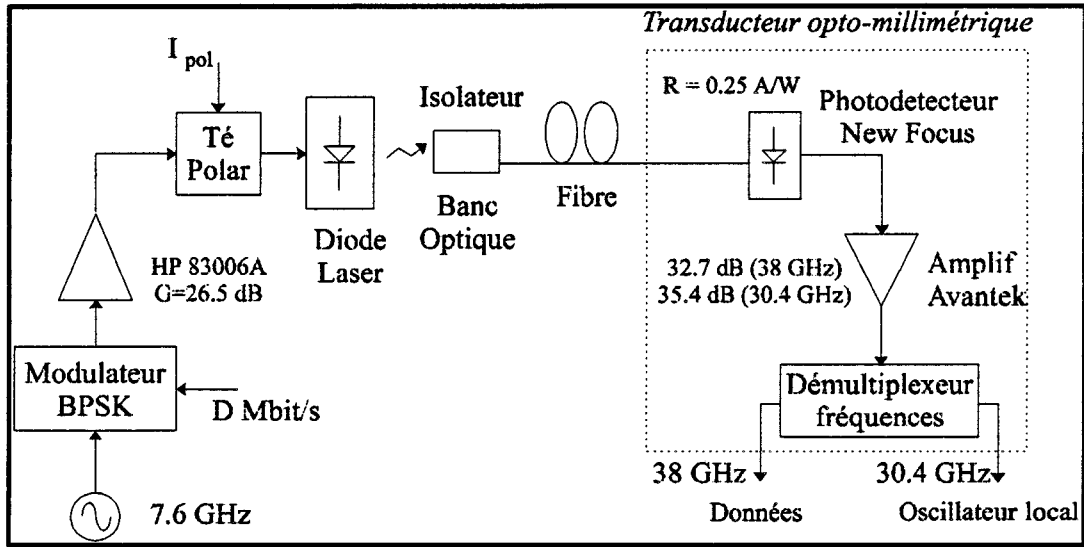
## **II. PRESENTATION DU DEMONSTRATEUR**

La mise en œuvre proposée pour le démonstrateur à 38 GHz est la suivante :

- au niveau du poste central, un signal microonde de puissance suffisante à la fréquence 7,6 GHz ( $F_0$ ) modulé en phase (BPSK) par l'information (D) est appliqué au laser,
- en ce qui concerne le transducteur, après le circuit millimétrique nous obtenons les données modulées BPSK à 38 GHz ( $5F_0$ ) et une porteuse quasi-pure à 30,4 GHz, pouvant être utilisée comme oscillateur local pour la voie retour,
- pour le mobile, il émet des informations modulées sur une porteuse millimétrique à 39 GHz ( $F_1$ ),

- pour la voie retour, au niveau du transducteur un mélange électrique entre la porteuse à 39 GHz et le quatrième harmonique à 30,4 GHz peut être envisagé pour un retour des données par fibre optique à 8,6 GHz. Cette voie n'est pas étudiée dans le cadre de ce démonstrateur.

La Fig. IV.2 présente le schéma détaillé du démonstrateur à 38 GHz.



**Figure IV.2** : Schéma détaillé du démonstrateur à 38 GHz.

Les éléments qui composent ce système de transmission sont les suivants :

- une station centrale émettant des données modulées en phase (BPSK) sur une porteuse à 7,6 GHz ( $F_0$ ),
- un amplificateur microonde HP 83006A augmentant le niveau du signal microonde à  $F_0$  pour moduler le laser en régime non-linéaire,
- un té de polarisation réalisant la modulation directe du laser,
- une diode laser modulée en régime non-linéaire ayant une fréquence de coupure supérieure à 7,6 GHz,
- un isolateur optique protégeant la cavité laser des réflexions optiques externes,
- une fibre optique monomode,
- un transducteur optomillimétrique assurant la conversion du signal optique en signal millimétrique avec un minimum de pertes. Les éléments qui le compose sont :
  - un photodétecteur commercial New Focus ayant une bande passante de 40 GHz et un coefficient de réponse de 0,25 A/W,
  - un amplificateur millimétrique Avantek pour amplifier l'intensité des quatrième et cinquième harmoniques issus du photodétecteur,
  - un démultiplexeur de fréquences qui sépare les deux harmoniques désirés ( $4F_0=30,4$  GHz et  $5F_0=38$  GHz),

Concernant la source optique, nous utilisons deux dispositifs différents :

- le premier est le laser à double hétérojonction présenté dans le chapitre II. Rappelons que cette diode laser disponible sous forme de puce a été fabriquée et montée dans son demi-boîtier BMH à Thomson LCR. Ce laser émet à  $1,3 \mu\text{m}$ , possède un courant de seuil de 18,5 mA, une longueur de cavité de  $150 \mu\text{m}$  et une fréquence de coupure de l'ordre de 10 GHz pour un courant de polarisation de 50 mA, sans régulation de température. Ce laser est monté sur un microdéplacement afin d'optimiser le couplage entre la sortie de la cavité et la lentille de focalisation du mini-banc optique (le banc de caractérisation utilisé est présenté plus en détail dans le chapitre II),

- le second est un laser fibré commercial (Ortel 3541A), fonctionnant à la longueur d'onde de  $1,3 \mu\text{m}$  avec une fréquence de coupure de 10 GHz, qui inclut un isolateur optique.

En ce qui concerne la transmission hertzienne, un amplificateur Hewlett Packard sous forme de puce est intégré entre la sortie 38 GHz du démultiplexeur de fréquences et l'antenne de transmission.

Nous verrons dans le paragraphe qui suit une présentation détaillée des éléments constituant notre démonstrateur à 38 GHz.

### III. ELEMENTS DU DEMONSTRATEUR

#### III.1- Choix de la source optique

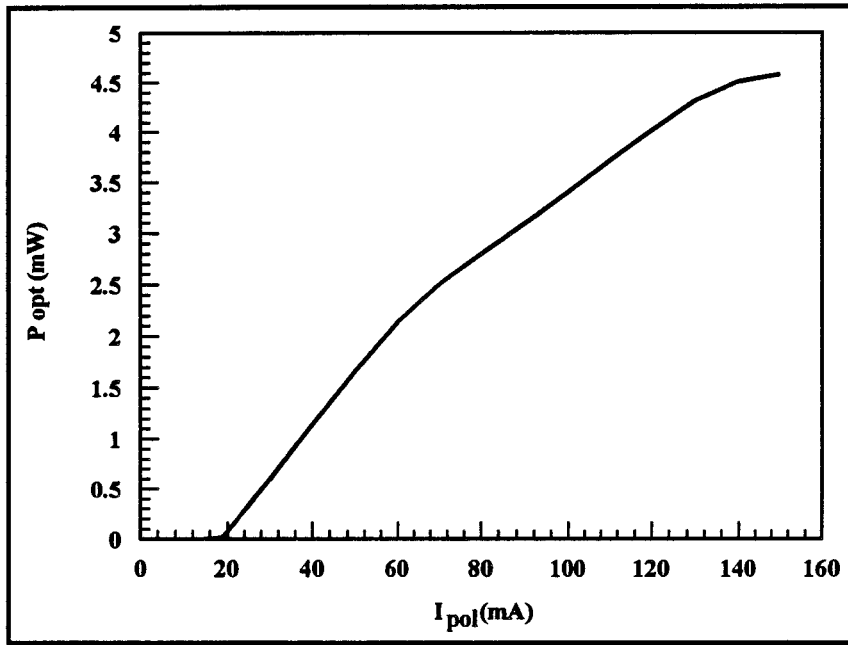
##### a) Laser à double hétérojonction

Cette source optique est le laser à double hétérojonction de Thomson LCR présenté dans le chapitre II. Sa longueur d'onde d'émission est de  $1,3 \mu\text{m}$ . Nous avons choisi le laser le plus court de longueur de cavité  $150 \mu\text{m}$  pour avoir une bande passante plus large. En effet, pour un courant de polarisation en régime continu de 50 mA, sans stabilisation de la température, nous obtenons une fréquence de coupure de l'ordre de 10 GHz. Ce qui est suffisant pour le démonstrateur étant donné que la fréquence de modulation du laser en régime non-linéaire est de 7,6 GHz.

Nous rappelons dans les paragraphes suivants les principales caractérisations relevées sur ce laser.

#### • Caractérisations statiques

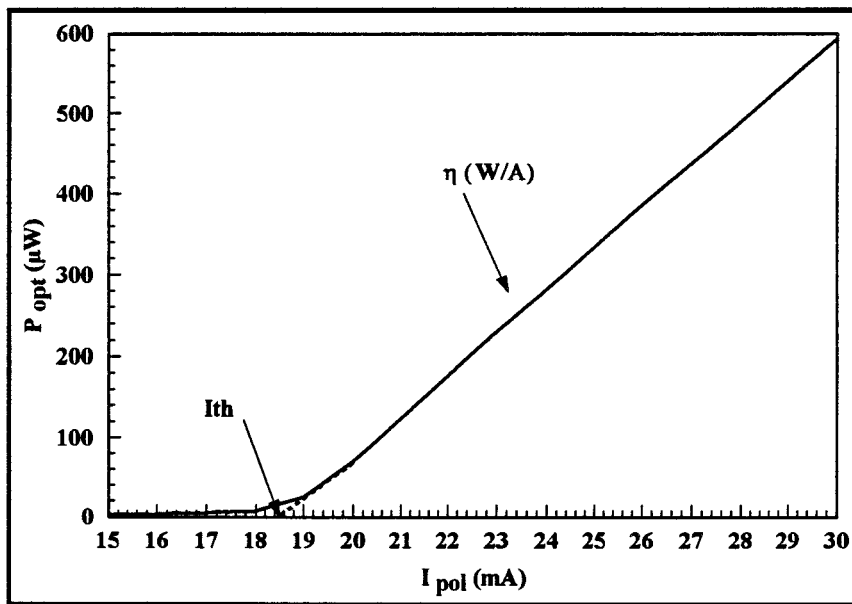
Nous relevons figure IV.3 la puissance optique émise par le laser en fonction du courant injecté, à la sortie du mini-banc fibré à l'aide d'un mesureur de puissance optique. En effet, le laser étant disponible sous forme de puce, il est nécessaire de disposer de ce mini-banc composé d'une lentille de focalisation, d'un isolateur optique pour diminuer l'influence des réflexions optiques externes sur la cavité et d'une sortie fibrée.



**Figure IV.3** : Caractéristique statique du laser à double hétérojonction  $\lambda=1,3 \mu\text{m}$ , de Thomson LCR.

Nous pouvons observer sur cette caractéristique la dégradation de la puissance optique à forte injection qui est liée à l'échauffement du composant et au courant de fuite, puisque la mesure est effectuée en continu sans stabilisation de la température.

La figure IV.4 présente plus en détail la zone de seuil (18,5 mA). La pente de la caractéristique relevée donne une valeur de l'efficacité externe de la source optique (diode laser, isolateur, système d'injection dans une fibre optique monomode et coupleur optiques) de  $E_{\text{eff}} = 0,05 \text{ W/A}$ .



**Figure IV.4** : Détail de la caractéristique statique du laser à double hétérojonction  $\lambda=1,3 \mu\text{m}$ , de Thomson LCR.



• Mesure du bruit du laser

A cet effet, nous utilisons un mesureur de bruit électrique que nous calibrons dans une bande de 100 MHz à 18 GHz avant son utilisation. Ce calibrage permet de fixer le niveau de référence à 0 dB (niveau de bruit thermique pour une résistance équivalente de 50 Ω dans une bande de 3 MHz). Le niveau de bruit est ainsi relevé en dB.

D'autre part, la liaison optique que nous utilisons pour relever le bruit généré par le laser est constituée par le laser Thomson, un banc optique fibré incluant un isolateur optique, une fibre optique et le photodétecteur New Focus. Cette chaîne de transmission présente plusieurs sources de bruit :

- le bruit laser (RIN), dont la réponse spectrale suit la réponse dynamique du laser,
- le bruit de grenaille de la photodiode, dont la réponse spectrale est constante et qui est négligeable compte tenu du faible photocourant, et
- le bruit thermique de la charge 50 Ω du mesureur de bruit (référence 0 dB).

Toutefois, comme exposé ci-dessus, nous ne relevons que le bruit laser. Etant donné que sa réponse spectrale suit la réponse dynamique du composant (maximale à la fréquence de résonance), nous obtenons la fréquence de résonance en fonction du courant de polarisation. La figure IV.5 présente la fréquence de résonance relevée sur la mesure du bruit RIN en fonction de  $\sqrt{I_{pol} - I_{th}}$ .

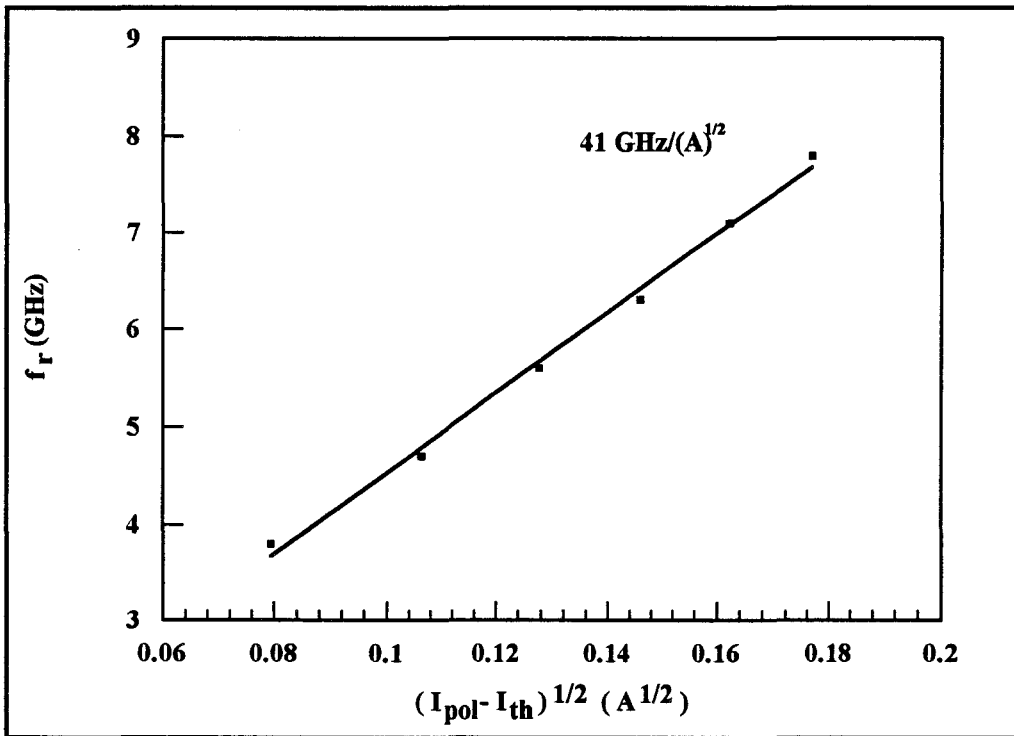


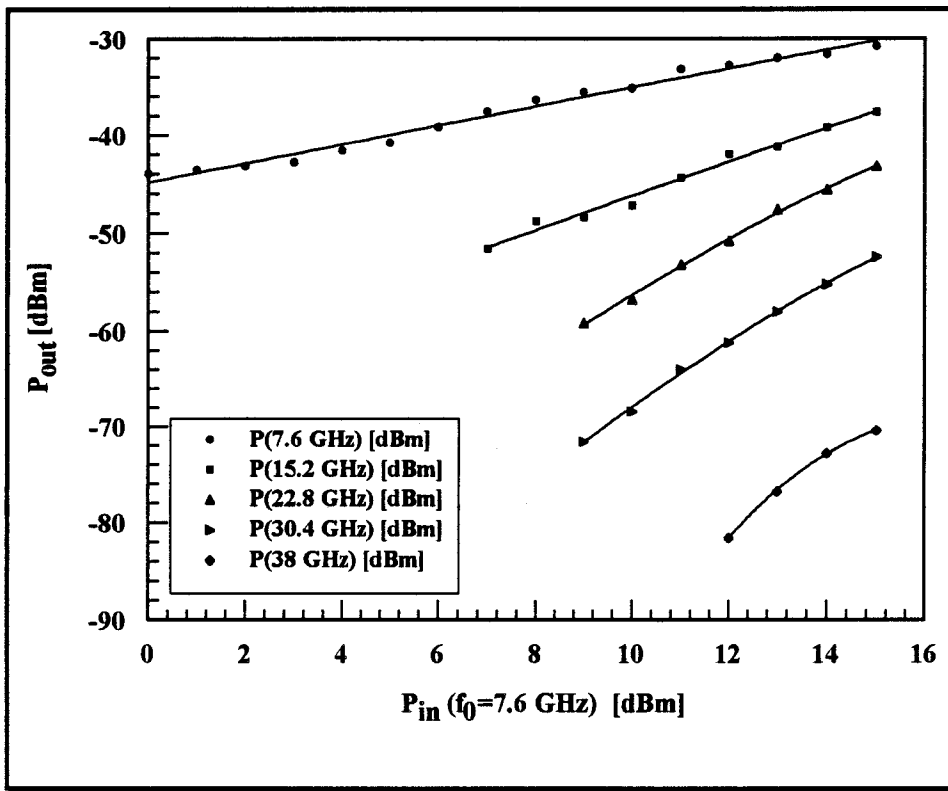
Figure IV.5 : Fréquence de résonance du laser Thomson en fonction de  $\sqrt{I_{pol} - I_{th}}$ .

L'intérêt de la mesure du bruit laser par rapport au relevé direct de la fréquence de résonance sur la réponse dynamique du dispositif est de s'affranchir des éléments parasites, puisque ce bruit est une caractéristique intrinsèque des lasers.

• Non-linéarités du laser

*Evolution des harmoniques*

A l'aide d'un analyseur de spectre dans la bande 100 MHz - 40 GHz, nous relevons l'intensité des cinq premiers harmoniques générés par la diode laser en régime non-linéaire, en fonction de la puissance injectée à 7,6 GHz. La liaison opto-hyperfréquence utilisée à cet effet est constituée par un té de polarisation permettant la modulation directe, le laser Thomson, un banc optique fibré incluant un isolateur optique, une fibre optique et le photodétecteur New Focus. Le laser est polarisé à 60 mA. Nous reportons figure IV.6 la puissance des différents harmoniques.



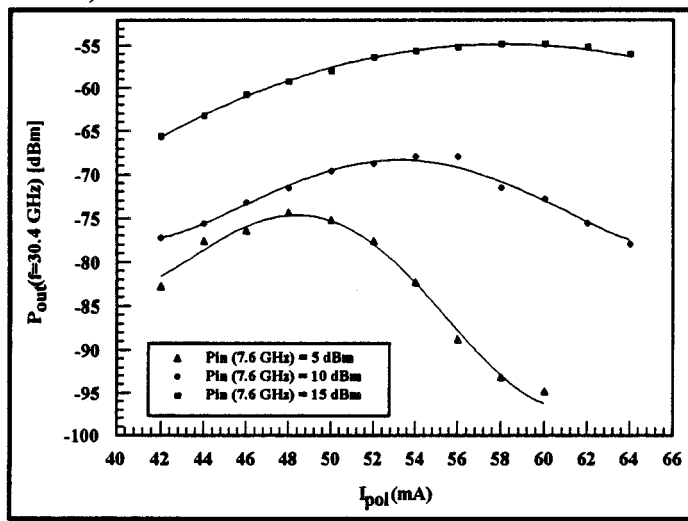
**Figure IV.6** : Evolution de l'intensité des harmoniques générées par le laser de Thomson, en fonction de la puissance appliquée à 7,6 GHz.

Les harmoniques d'ordre 4 et 5 commencent à apparaître pour des niveaux de puissances de la porteuse supérieurs à 10 dBm (régime grand signal). Nous observons sur cette figure que pour une puissance de modulation supérieure à 10 dBm, une faible variation du signal à 7,6 GHz donne un écart de puissance plus grand sur les harmoniques d'ordre 4 et 5.

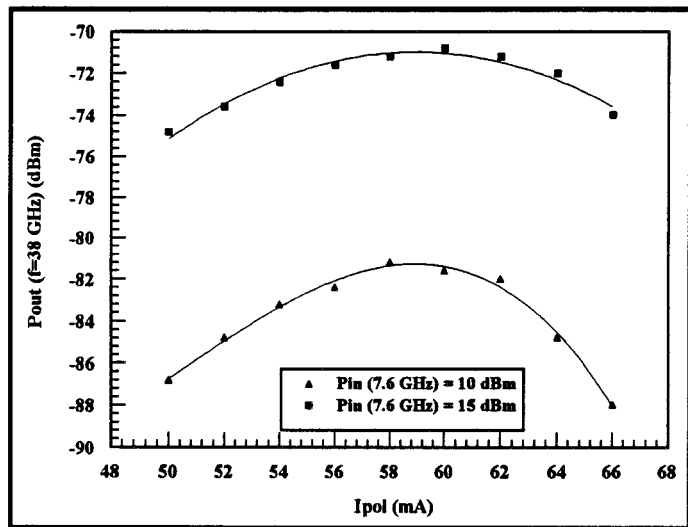
Optimisation de l'intensité des harmoniques 4 et 5

Concernant la source optique, l'objectif est d'augmenter l'intensité des harmoniques d'ordre 4 et 5 nécessaires à notre démonstrateur, pour une puissance de modulation du laser donnée. Afin d'obtenir un maximum de non-linéarités, nous polarisons le laser à un courant tel que la fréquence de résonance est égale à la fréquence du signal de modulation [55,56].

Le laser Thomson caractérisé a fréquence de résonance de  $f_r = 7,6$  GHz pour un courant de polarisation de 50 mA (figure IV.5). A l'aide d'un analyseur de spectre et en utilisant la photodiode New Focus, nous relevons figure IV.7a et IV.7b la puissance hyperfréquence en sortie de la liaison pour les quatrième et cinquième harmoniques générés par le laser, pour des courants de polarisation autour de 50 mA et pour des puissances de modulation à 7,6 GHz de 5, 10 et 15 dBm.



a) Quatrième harmonique.



b) Cinquième harmonique.

Figure IV.7 : Niveau de puissance sur le quatrième et le cinquième harmonique généré par le laser  $\lambda=1,3$   $\mu$ m de Thomson, en fonction du courant de polarisation, pour trois puissances de modulation 5, 10 et 15 dBm.

Le tableau suivant donne la valeur du courant de polarisation qui permet d'obtenir des puissances maximales pour les quatrième et cinquième harmoniques.

	Harmonique 4		Harmonique 5	
	$I_{pol}$ (mA)	P (dBm)	$I_{pol}$ (mA)	P (dBm)
$P_{in}(f_0)=5$ dBm	48	-76	-	-
$P_{in}(f_0)=10$ dBm	56	-70	59	-82
$P_{in}(f_0)=15$ dBm	60	-55	60	-71

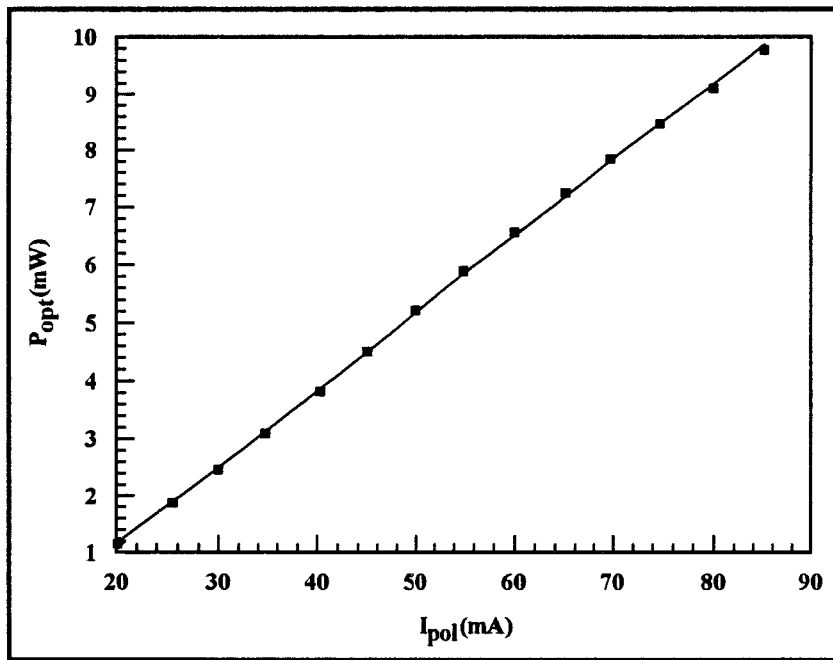
**b) Laser Ortel**

La source optique étudiée dans ce paragraphe est le laser DFB (Distributed Feedback) Ortel 3541A, qui est un dispositif fibré, émettant à la longueur d'onde de 1,3  $\mu$ m. Il s'agit d'un laser hyperfréquence du commerce muni d'un isolateur optique, d'une cellule à effet Peltier pour stabiliser la température et un circuit de contrôle de la puissance émise [59].

• **Caractérisations statiques**

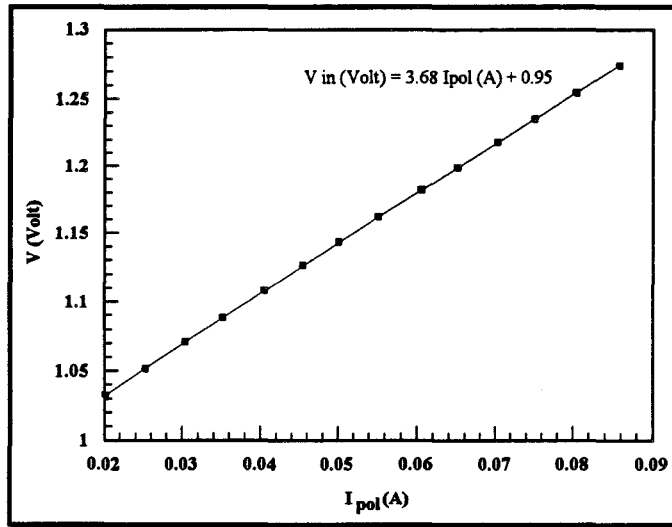
La figure IV.8 donne la puissance optique émise en fonction du courant de polarisation de la diode ; cette caractéristique est relevée à l'aide d'un mesureur de puissance optique. Il faut souligner que pour ce module laser le constructeur Ortel recommande de ne pas lui appliquer un courant inférieur au courant de seuil.

Nous obtenons par extrapolation de cette caractéristique la valeur du courant de seuil qui est de l'ordre de 11 mA. La pente de la droite relevée donne une valeur d'efficacité externe de la source optique (diode laser, isolateur et couplage) de 0,13 W/A.



**Figure IV.8** : Caractéristique statique P(I) du laser Ortel 3541A.

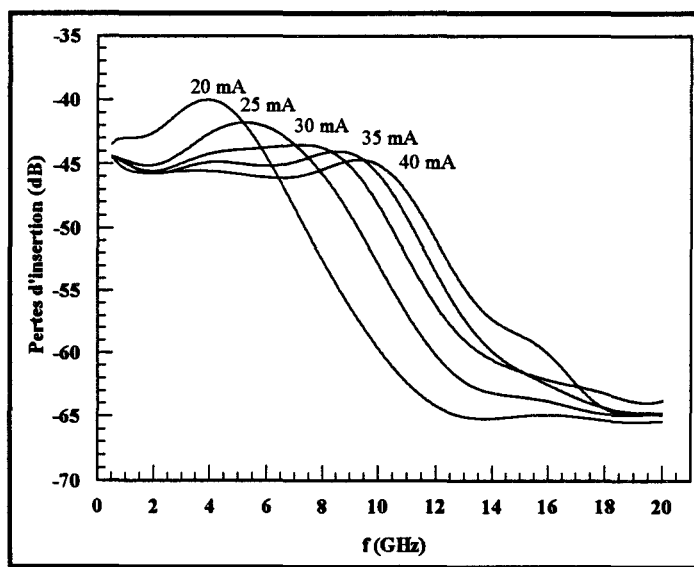
Nous relevons figure IV.9 la tension appliquée aux bornes du laser pour différents courants de polarisation. Nous obtenons par la pente de cette caractéristique une valeur de 3,7  $\Omega$ , correspondant ainsi à la résistance série du laser. Cette résistance mesurée tient aussi compte du boîtier et de la connectique associée.



**Figure IV.9** : Tension aux bornes du laser Ortel 3541A en fonction du courant de polarisation.

• **Caractérisations dynamiques**

A l'aide d'un analyseur de réseaux scalaire, nous donnons figure IV.10 la réponse fréquentielle du laser Ortel 3541A pour différentes valeurs du courant de polarisation en utilisant la photodiode New Focus (bande passante 40 GHz) comme photodétecteur. La puissance du signal de modulation du laser est de 0 dBm (laser en régime petit signal). Ces mesures sont effectuées dans la bande de fréquences 500 MHz - 20 GHz.



**Figure IV.10** : Caractéristique dynamique du laser Ortel 3541 en régime petit signal en fonction du courant de polarisation

Il faut noter que les courbes ainsi obtenues décrivent la caractéristique dynamique du dispositif complet incluant la diode laser, ainsi que tous les éléments parasites (circuiterie, boîtier...) qui ne sont pas négligeables aux fréquences de fonctionnement du laser.

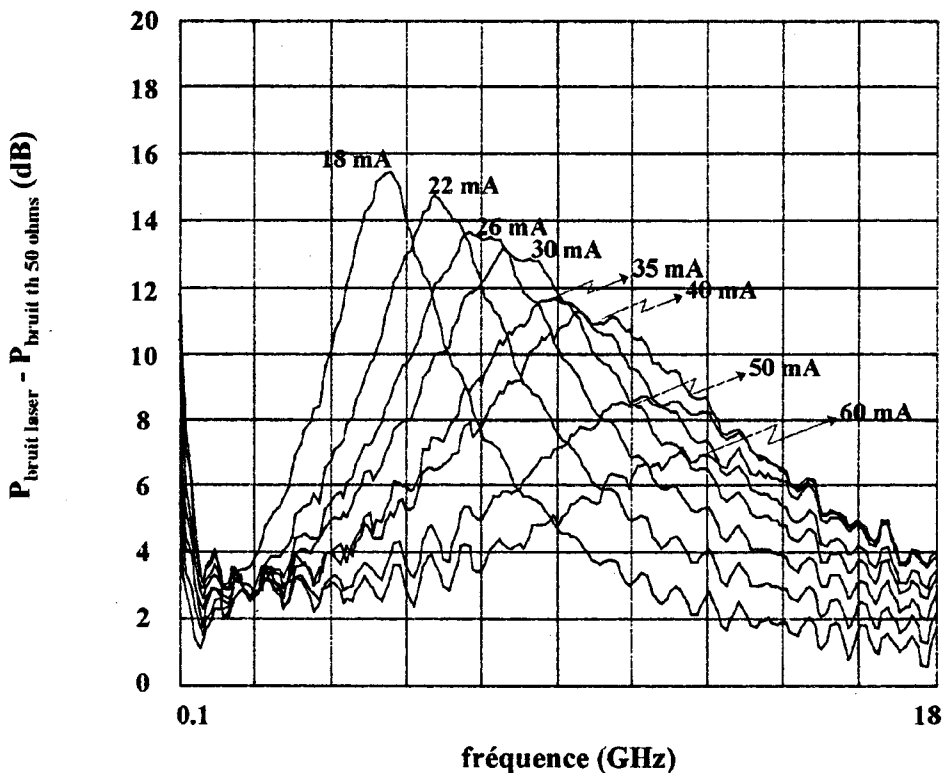
Nous observons sur cette caractéristique la réponse fréquentielle typique d'une diode laser :

- la fréquence de résonance augmente avec le courant de polarisation,
- l'amplitude de la résonance diminue pour des courants élevés.

Comme nous pouvons observer sur la figure IV.10 le bilan de transfert de la liaison opto-hyperfréquence est d'environ -44 dB. La faible efficacité du laser (0,13 W/A), ainsi que le rendement du photodétecteur (0,25 A/W) contribuent de manière importante dans le bilan de cette liaison.

• Mesure du bruit du laser

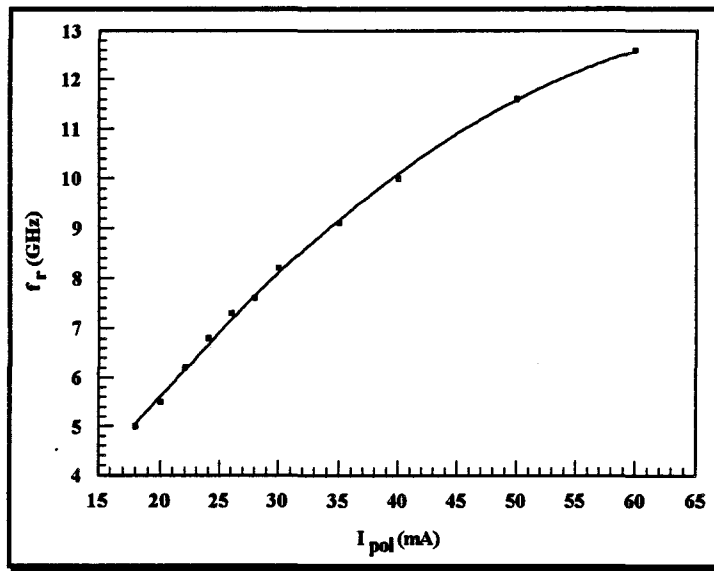
La mesure du RIN du laser Ortel 3541A est relevée en utilisant un procédé identique à celui employé pour la mesure du bruit du laser précédent. La figure IV.11 présente le niveau de bruit du laser en fonction du courant de polarisation.



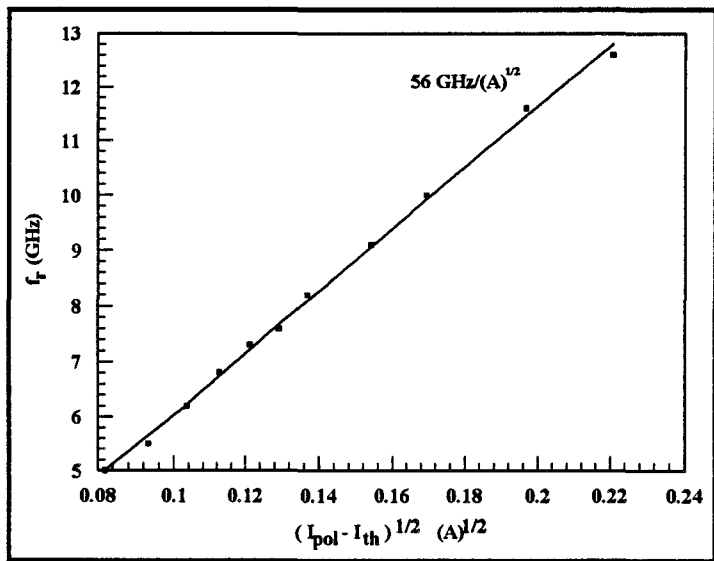
**Figure IV.11** : Bruit généré par le laser Ortel 3541 en fonction du courant de polarisation et de la fréquence.

Nous constatons que la fréquence de résonance pour un courant donné peut être facilement déterminée à partir de cette figure. Nous observons ainsi que lorsque le courant de polarisation augmente, la fréquence de résonance croît également.

A partir de cette caractéristique, nous représentons respectivement figure IV.12 et IV.13, la fréquence de résonance relevée sur le RIN en fonction du courant de polarisation, et la fréquence de résonance relevée sur le RIN en fonction de  $\sqrt{I_{pol} - I_{th}}$ . La pente de cette dernière caractéristique est de  $56 \text{ GHz}/\sqrt{\text{A}}$ . Ce paramètre est nécessaire pour la détermination des éléments du schéma électrique équivalent de la diode laser, comme nous l'avons vu au chapitre II.



**Figure IV.12** : Fréquence de résonance du laser Ortel 3451A en fonction du courant de polarisation.

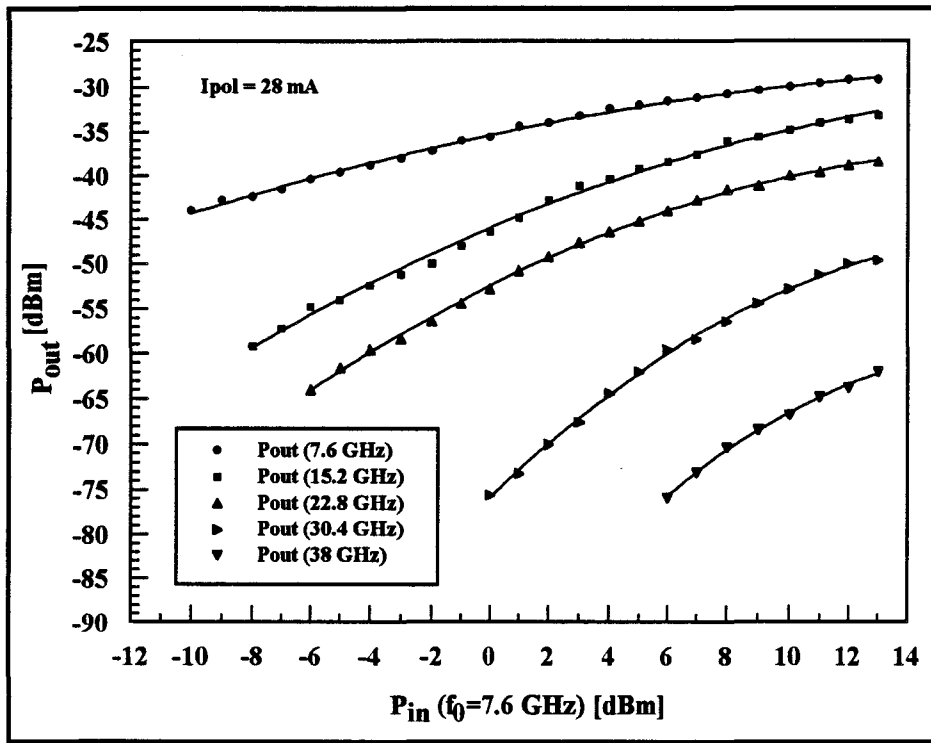


**Figure IV.13** : Fréquence de résonance du laser Ortel 3451A en fonction de  $\sqrt{I_{pol} - I_{th}}$ .

• Non-linéarité du laser

*Evolution des harmoniques*

A l'aide d'un analyseur de spectre, nous relevons figure IV.14 l'intensité des harmoniques générés par la diode laser en régime non-linéaire en fonction de la puissance du signal de modulation à 7,6 GHz pour un courant de polarisation de 28 mA. La liaison utilisée est constituée d'un té de polarisation, du laser Ortel 3541A, du photodétecteur New Focus et d'un atténuateur optique pour ne pas dépasser 1 mW de puissance optique continue en entrée de celui-ci.



**Figure IV.14** : Niveau des harmoniques générés par le laser Ortel 3541A en fonction de la puissance du signal de modulation à 7,6 GHz pour un courant de polarisation de 28 mA.

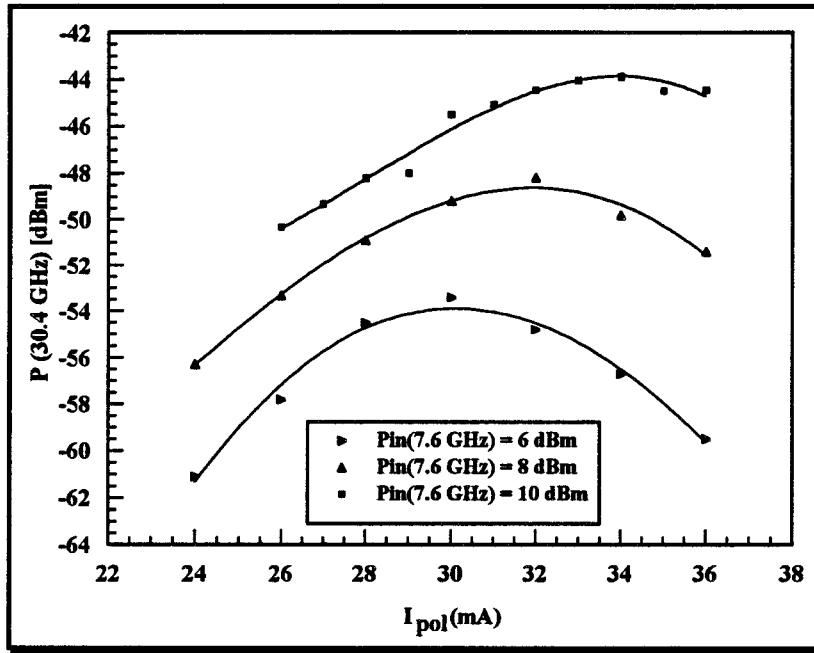
Nous constatons sur cette caractéristique que pour avoir une génération d'harmoniques d'ordre 4 d'intensité suffisante pour notre démonstrateur, il faut moduler la diode laser à 7,6 GHz par un signal de puissance supérieure à 10 dBm. D'autre part comme pour le laser étudié précédemment, à une faible variation du niveau de puissance à 7,6 GHz correspond un écart plus élevé sur les harmoniques 4 et 5.

*Optimisation de l'intensité des harmoniques 4 et 5*

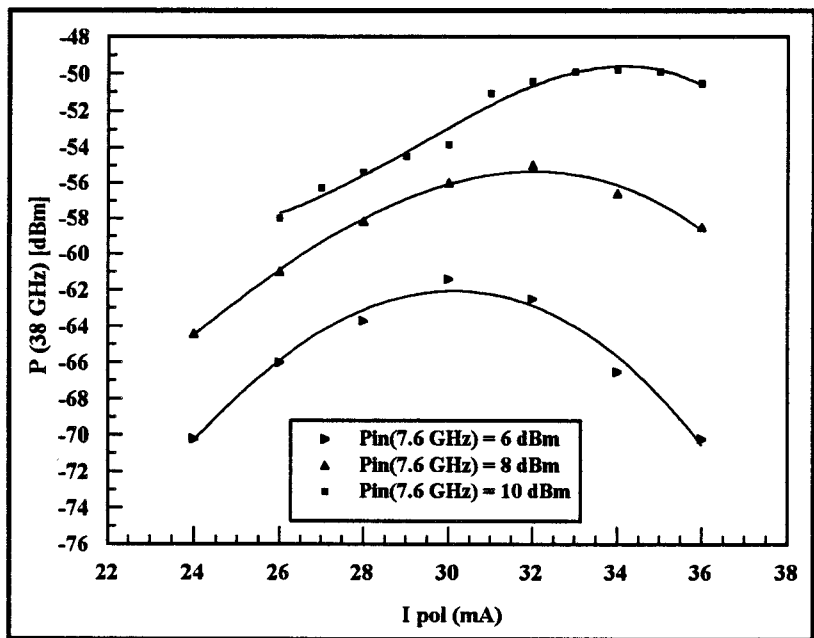
D'après la figure IV.12, le laser Ortel 3541A présente une fréquence de résonance de  $f_r=7,6 \text{ GHz}$  pour un courant de polarisation de 28 mA. A l'aide d'un analyseur de spectre et en utilisant la photodiode New Focus comme photodétecteur, nous relevons figure IV.15 et IV.16



le niveau de puissance en sortie de la liaison optique pour les quatrième et cinquième harmoniques générés par la diode laser, en fonction du courant de polarisation et pour des niveaux de puissance de modulation de 6, 8 et 10 dBm.



**Figure IV.15** : Intensité du quatrième harmonique du laser Ortel 3541A en fonction du courant de polarisation pour des puissances de modulation à 7,6 GHz de 6, 8 et 10 dBm.

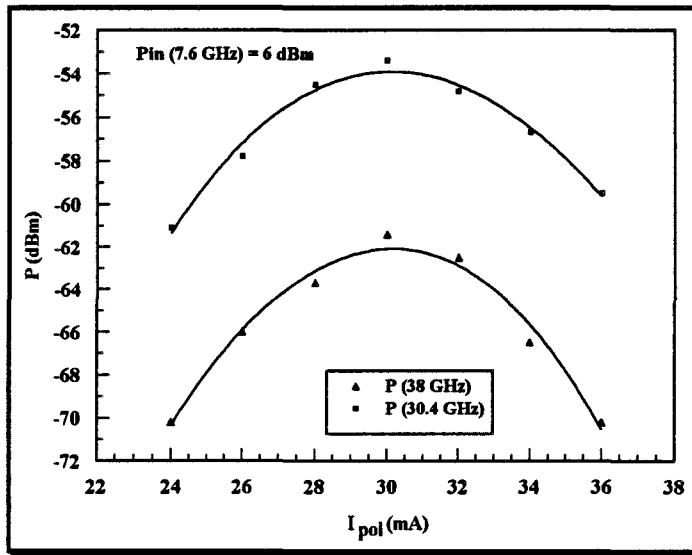


**Figure IV.16** : Intensité du cinquième harmonique du laser Ortel 3541A en fonction du courant de polarisation pour des puissances de modulation à 7,6 GHz de 6, 8 et 10 dBm.

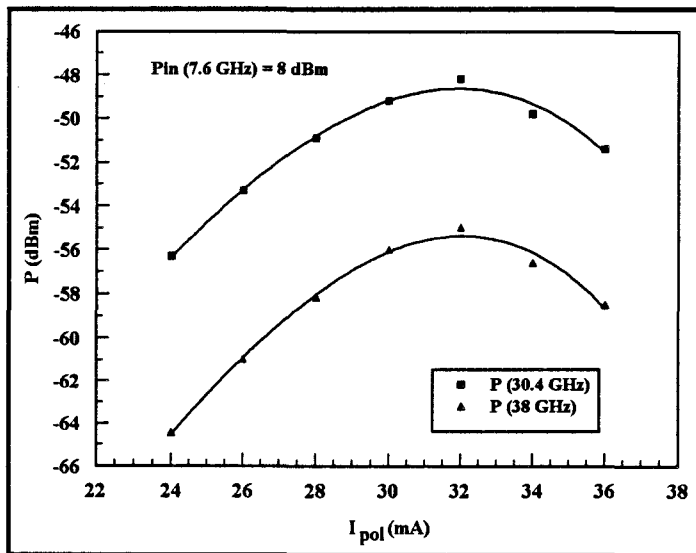
Le tableau suivant donne la valeur du courant de polarisation qui permet d'obtenir des puissances maximales pour les quatrième et cinquième harmoniques.

	Harmonique 4		Harmonique 5	
	$I_{pol}$ (mA)	P (dBm)	$I_{pol}$ (mA)	P (dBm)
$P_{in}(f_0)=6$ dBm	30	-54	30	-62
$P_{in}(f_0)=8$ dBm	32	-48	32	-56
$P_{in}(f_0)=10$ dBm	34	-44	34	-50

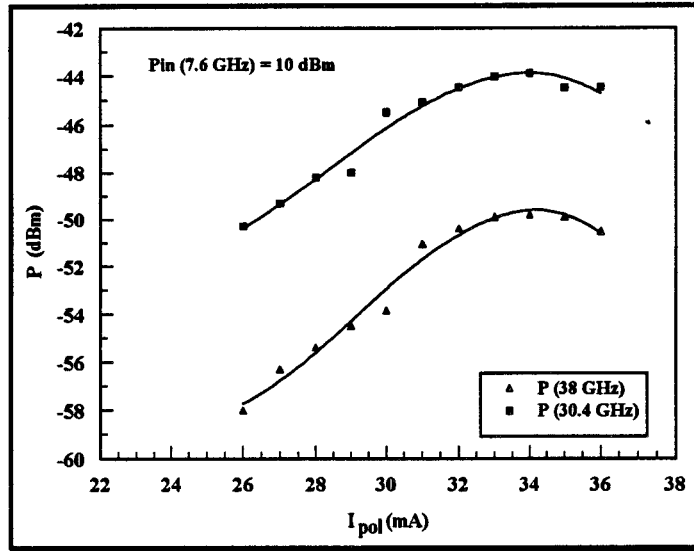
Les figure IV.17 a, b, et c montrent l'évolution du niveau de puissance des quatrième et cinquième harmoniques en fonction du courant de polarisation. Nous remarquons que pour les deux harmoniques, le maximum apparaît à la même valeur du courant de polarisation.



a) Puissance de modulation à 7,6 GHz de 6 dBm.



b) Puissance de modulation à 7,6 GHz de 8 dBm.



c) Puissance de modulation à 7,6 GHz de 10 dBm.

**Figure IV.17 :** Intensité des harmoniques 4 et 5 du laser Ortel 3541A en fonction du courant de polarisation pour des puissances de modulation à 7,6 GHz de 6, 8 et 10 dBm.

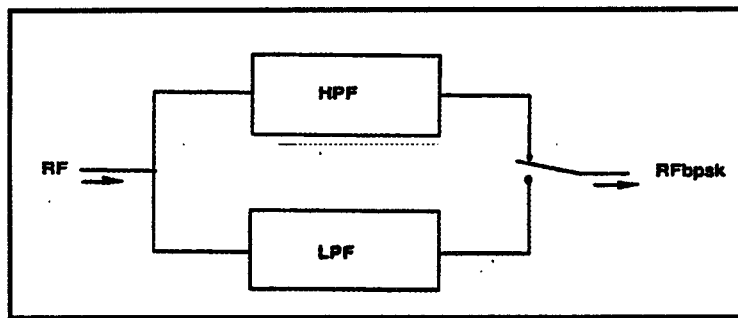
Pour conclure ce paragraphe concernant le choix de la source optique pour notre démonstrateur, nous pouvons dire en comparant les deux lasers caractérisés, que les niveaux de puissance disponible sur les quatrième et cinquième harmoniques à 30,4 GHz et 38 GHz sont plus élevés pour le laser Ortel. De plus, nous choisissons ce laser pour une raison d'encombrement et de facilité d'utilisation, étant donné que ce dispositif est un boîtier avec une entrée électrique (connecteur SMA) et une sortie fibrée (connecteur FC-PC), et par conséquent ne nécessite aucun alignement. En revanche, ne disposant d'aucune indication sur la structure du laser (dimensions de la cavité laser), il est difficile de donner un schéma électrique équivalent de cette diode laser.

### III.2.- Modulateur de phase BPSK

La liaison opto-hyperfréquence présentée figure IV.2 est pourvue d'un modulateur de phase en entrée de la liaison dont la fonction est la modulation biphase (0 - 180 °) d'un signal microonde en bande X. Ce modulateur a été conçu, étudié et décrit en détail par ailleurs [57,58], et nous reprenons ici quelques indications concernant principalement son principe de fonctionnement et la façon de l'utiliser.

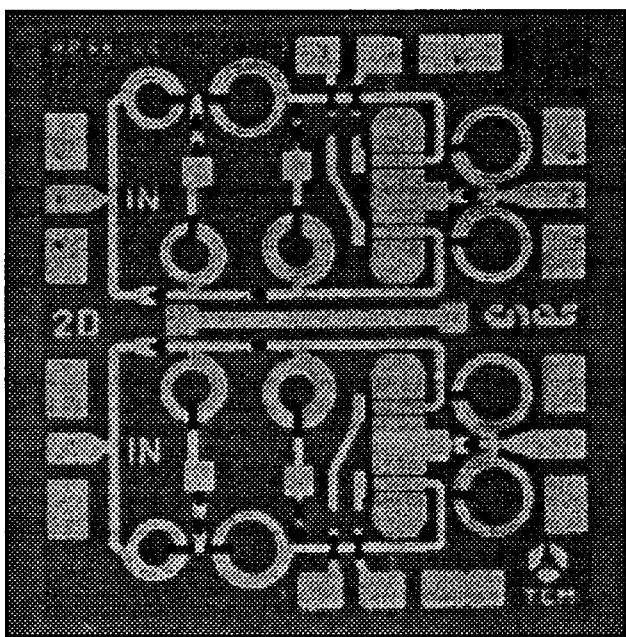
#### a) Principe de fonctionnement

Le principe du modulateur biphase schématisé figure IV.18, est de laisser passer le signal soit par un filtre passe-haut (HPF) qui fournit une avance de phase, soit par un filtre passe-bas (LPF) qui fournit un retard de phase (déphaseur de type LC), à l'aide d'un signal cadencé par le signal de modulation.



**Figure IV.18** : Principe du modulateur de phase BPSK.

Ce principe permet d'obtenir une structure large bande grâce à l'utilisation d'éléments localisés. Ce composant a été réalisé en intégration monolithique sur GaAs par Thomson-TCM selon une conception du Centre National d'Etudes Spatiales de Toulouse. Une photographie de la puce du modulateur BPSK est donnée figure IV.19.



**Figure IV.19** : Photographie de la puce du modulateur BPSK.

Ce modulateur se compose donc de deux parties :

- déphaseur : constitué par une double cellule LC qui correspond au filtre passe-haut et qui fournit une avance de phase, et d'une autre double cellule LC qui correspond au filtre passe-bas fournissant le retard de phase.

- interrupteur : constitué de deux transistors de type MESFET, qu'il est nécessaire de commander par deux signaux digitaux complémentés. Chaque signal digital commande un transistor permettant la transmission du signal hyperfréquence dans l'un des deux filtres du déphaseur. C'est la tension grille - source  $V_{gs}$  qui détermine l'état du transistor, en particulier l'impédance vue entre le drain et la source  $R_{ds}$  :

- état passant du transistor :  $V_{gs}=0$  ( $R_{ds}$  faible, quelques  $\Omega$ ) et
- état bloqué du transistor :  $V_{gs}<V_p$  ( $R_{ds}$  élevée, quelques  $k\Omega$ ).

La figure IV.20 détaille le schéma du modulateur BPSK employé, où nous séparons les différentes parties du circuit.

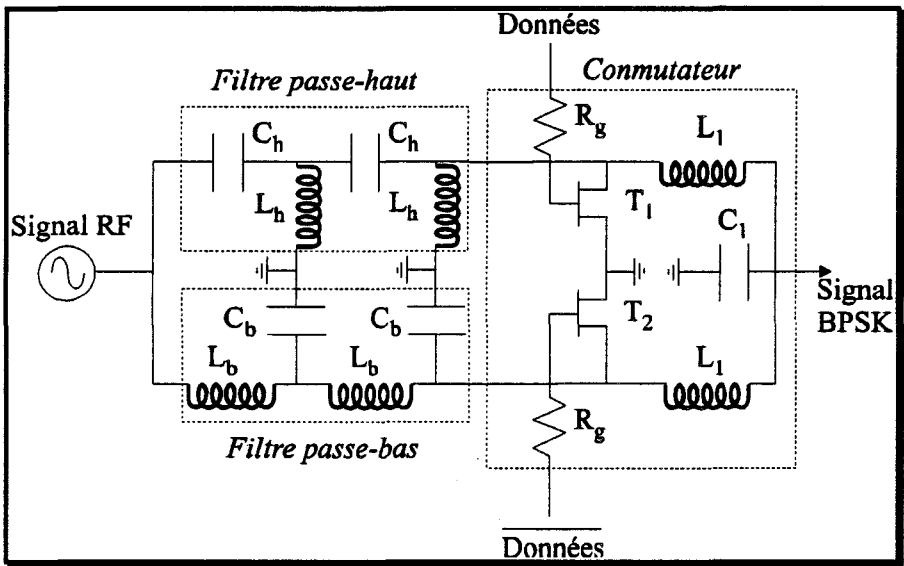


Figure IV.20 : Schéma détaillé du modulateur de phase BPSK.

**b) Caractérisation sous pointes**

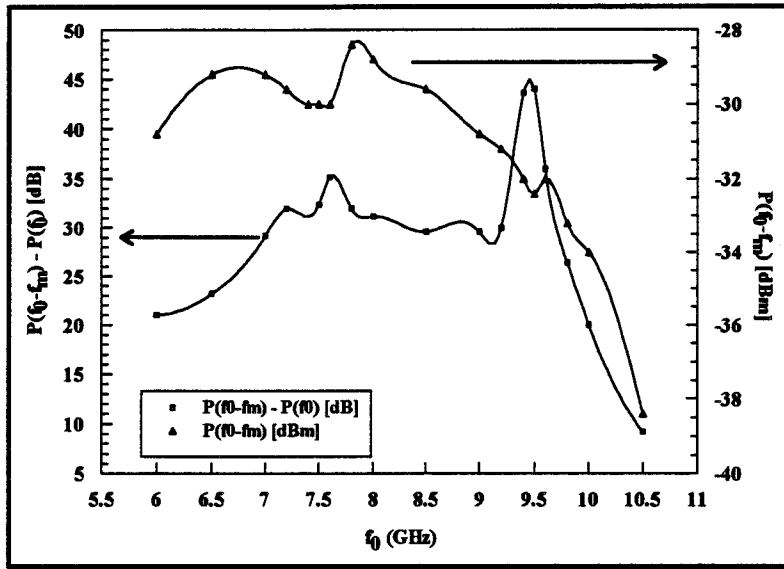
Une première caractérisation a été effectuée sous pointes coplanaires hyperfréquences pour s'affranchir de tous les éléments extrinsèques au composant [59]. A cet effet, nous introduisons le signal d'entrée fourni par une source synthétisée et nous obtenons le signal de sortie sur un analyseur de spectre électrique.

**• Réponse fréquentielle du modulateur**

Le spectre BPSK d'un signal hyperfréquence de fréquence  $f_0$  modulé par un signal de fréquence  $f_m$  a les caractéristiques suivantes:

- la porteuse à  $f_0$  est fortement atténuée,
- le signal de sortie présente deux raies spectrales à  $f_0 - f_m$  et à  $f_0 + f_m$  avec un maximum de puissance,
- des composantes fréquentielles apparaissent à  $f_0 - k \cdot f_m$  et à  $f_0 + k \cdot f_m$  ( $k=1,2,3,\dots$ ) avec une puissance qui diminue au fur et à mesure que nous nous éloignons de  $f_0$ .

Nous relevons figure IV.21 la différence de niveau entre la raie à  $f_0$ , et celle à  $f_0 - f_m$ , pour une puissance injectée à  $f_0$  de -20 dBm. Nous obtenons les meilleurs résultats à 9,5 GHz Toutefois, la différence de niveau relevée à 7,6 GHz nous permet d'obtenir une modulation de bonne qualité à cette fréquence. Cette figure présente aussi la puissance obtenue à  $f_0 - f_m$  pour la même valeur de puissance injectée.

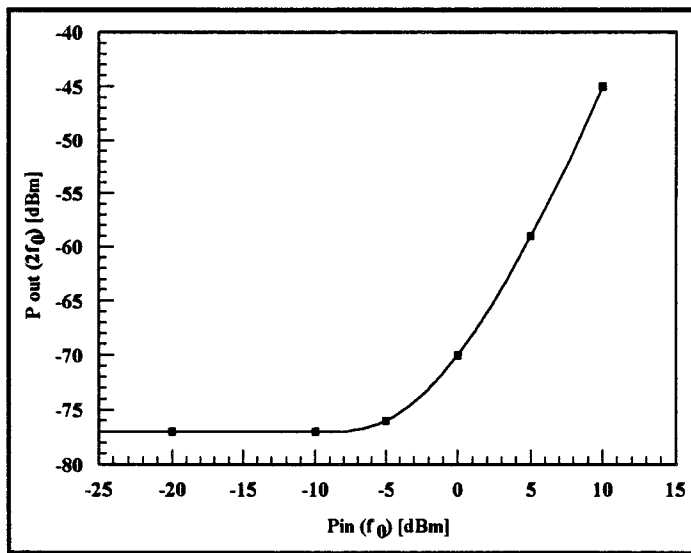


**Figure IV.21** : Caractérisation sous pointes du modulateur : différence de puissance entre la porteuse à  $f_0$  GHz et la raie de modulation à  $f_m$ , et puissance sur la raie de modulation à  $f_0 - f_m$ , en fonction de la fréquence.

• Etude des non-linéarités

Dans notre chaîne de transmission à 38 GHz, le modulateur BPSK doit avoir un comportement linéaire. La deuxième caractérisation concerne la réponse en fonction de la puissance du signal micro-onde appliqué au modulateur de phase.

Nous testons le modulateur BPSK sous pointes, les signaux d'entrée étant une porteuse à 7,6 GHz ( $f_0$ ) de puissance comprise entre -30 et 10 dBm, et deux signaux digitaux complémentés de débit 1 Mbit/s (niveaux : -1,8 et 0 Volt). Nous relevons figure IV.22 le niveau en sortie du modulateur BPSK à une fréquence  $2f_0$ , harmonique générée par le modulateur, pour avoir la limite de fonctionnement linéaire du modulateur.



**Figure IV.22** : Intensité du deuxième harmonique généré par le modulateur BPSK, en fonction de la puissance de la porteuse à  $f_0$  (7,6 GHz).

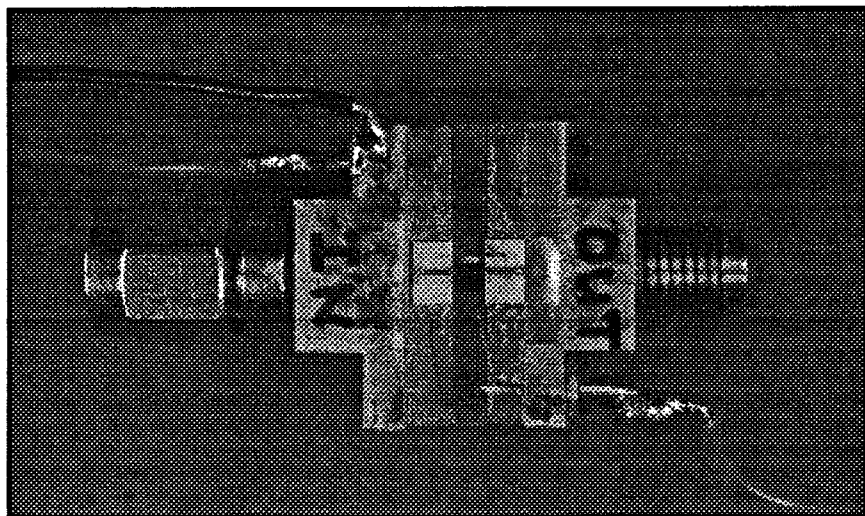
Nous observons que pour un niveau supérieur à -5 dBm, la puissance de l'harmonique 2 commence à augmenter. Nous pouvons donc conclure que pour avoir un régime de fonctionnement linéaire du modulateur BPSK la puissance du signal microonde appliqué en entrée ne devra pas dépasser -5 dBm.

Etant donné que la puissance de modulation requise par la diode laser (10 dBm), il est nécessaire d'introduire entre le modulateur de phase et la diode laser un amplificateur commercial (Hewlett Packard, de bande passante 0,1-26 GHz et de gain 26,5 dB). Enfin, la puissance appliquée en entrée du modulateur sera donc de l'ordre de -15 dBm aux pertes près.

Ayant caractérisé le modulateur sous pointes, nous le montons dans un boîtier de mesures afin de constater que son comportement n'a pas été modifié par les éléments parasites ramenés par les fils de connexion et le boîtier.

### ***c) Caractérisation du modulateur dans son boîtier***

Après la caractérisation sous pointes hyperfréquences, le modulateur BPSK est monté dans un boîtier de métrologie fabriqué à l'IEMN. Ce boîtier est constitué d'un support (insert) et de deux demi-cellules avec des connecteurs K (qui permettent un fonctionnement jusqu'à 40 GHz). Nous donnons figure IV.23 une photographie du modulateur BPSK dans son boîtier.



***Figure IV.23*** : Photographie du modulateur BPSK dans son boîtier.

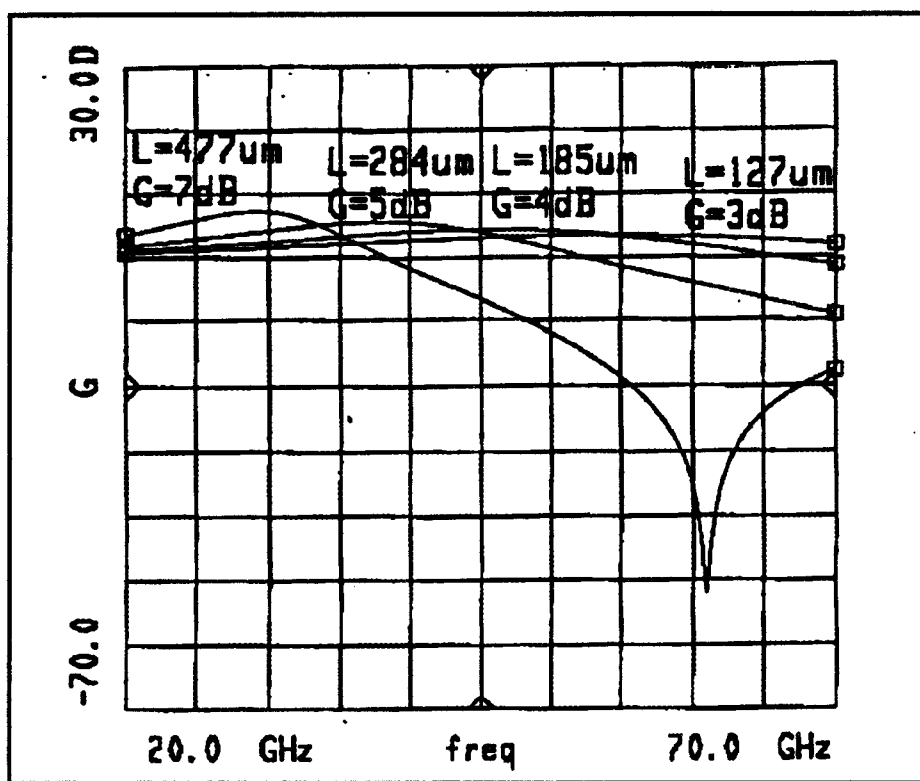
Il est intéressant de relever les pertes du composant à 7,6 GHz. A cet effet, nous introduisons à l'aide d'un synthétiseur de fréquence, une porteuse à 7,6 GHz ( $f_0$ ) de puissance -10 dBm (modulateur en régime linéaire), et un signal digital de débit 1 Mbit/s ( $f_m=1$  MHz, niveaux : -1,8 et 0 Volt).

A l'aide d'un analyseur de spectre, nous relevons un signal à  $f_0 - f_m$  de -16,5 dBm. Puisque les données apparaissent modulées sur les deux raies latérales à  $f_0 - f_m$  et à  $f_0 + f_m$ , le niveau de signal utile est de -13,5 dBm. Ce qui conduit à des pertes du modulateur à 7,6 GHz de l'ordre de 3,5 dB, en parfait accord avec les calculs effectués aux CNES sur ce composant.

### III.3- Photodétecteur

Nous avons montré dans le chapitre III la fonction d'amélioration du transfert en puissance et le filtrage assuré par une ligne micro-ruban associé en intégration hybride à une photodiode PIN.

Une approche théorique de l'amélioration du transfert en puissance en fonction de la fréquence de travail est donnée figure IV.24.



**Figure IV.24** : Evolution du gain apporté par la ligne en optimisant sa longueur aux fréquences 30-40-50-60 GHz, pour une capacité de 50 fF.

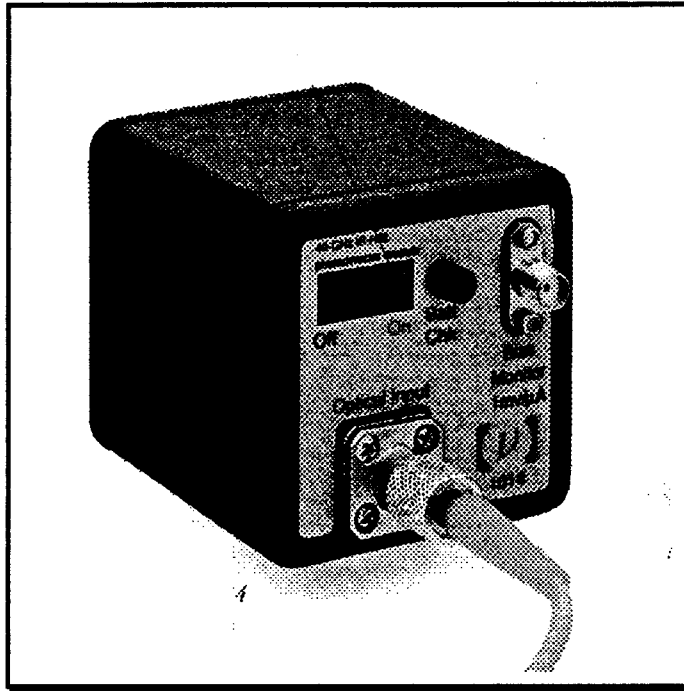
Si nous considérons la valeur de capacité de la photodiode de 50 fF, compatible avec un fonctionnement en gamme millimétrique, cette figure montre que pour une fréquence de travail de 40 GHz, l'amélioration apportée par une simple ligne micro-ruban sera de l'ordre de 5 dB. Cette amélioration sera d'autant plus grande que la capacité du photodétecteur sera faible : pour une capacité de 10 fF, nous obtenons une amélioration de 17 dB, avec une longueur de ligne de 612 μm.

Ne disposant pas de photodétecteur sous forme de puce fonctionnant jusqu'aux fréquences de 40 GHz, la solution d'intégration hybride avec un circuit d'amélioration et de filtrage a été abandonnée. De plus à ces fréquences, l'intégration devient très délicate surtout en ce qui concerne les éléments parasites dus aux fils de connexion et aux boîtiers.

Par conséquent, le photodétecteur choisi est donné figure IV.25. Il s'agit d'une photodiode rapide du commerce (New Focus 1014) disponible sous forme de boîtier avec une entrée fibrée connectisée FC-PC, et une sortie hyperfréquence avec un connecteur K. Sa bande passante est de 40 GHz, elle est nécessaire pour récupérer les signaux à 38 GHz et 30,4



GHz. Il s'agit d'une photodiode MSM (Métal-Semiconducteur-Métal) sur GaInAs, compatible avec la détection optique à 1,3 et 1,55  $\mu\text{m}$ .



**Figure IV.25** : Photographie du photodétecteur New Focus utilisé pour le démonstrateur.

Ce photodétecteur présente deux limitations importantes pour notre liaison.

- Un faible coefficient de réponse  $\mathfrak{R}$  (0,25 A/W). Le photodétecteur est adapté par le constructeur en rajoutant une résistance 50  $\Omega$  en parallèle, ce qui provoque une perte de 6 dB de puissance électrique due à cette charge 50  $\Omega$ . Ceci se traduit par une diminution du coefficient de réponse de l'ensemble par rapport au  $\mathfrak{R}$  intrinsèque du photodétecteur (0,5 A/W).
- Une limitation en puissance optique continue de 1 mW, celle-ci est typique des dispositifs MSM.

### **III.4.- Démultiplexeur de fréquences**

#### **a) Principe de fonctionnement**

Le démultiplexeur de fréquences a pour principal objectif de séparer les signaux à 30,4 GHz et à 38 GHz (quatrième et cinquième harmoniques), pour être utilisés respectivement comme oscillateur local et comme porteuse pour la transmission hertzienne. Il doit introduire un minimum de pertes et un maximum d'isolation entre les deux voies.

Ce circuit millimétrique est un hexapôle, qui a été conçu et réalisé à l'ITEMN [60]. Il se compose de deux parties :

- une jonction en T qui divise la puissance du signal d'entrée en deux voies. Le principal avantage de cette jonction en T réside dans la possibilité de contrôler la transmission sur l'une des voies de l'hexapôle. En effet, si nous prenons par exemple la voie à 38 GHz, nous avons une transmission complète à cette fréquence, en plus d'une atténuation du signal à 30,4 GHz.
- deux filtres passe-bande :
  - un filtre passe-bande d'ordre 3, de type Tchebyscheff à 38 GHz. Afin d'obtenir une bande passante de 2 GHz autour de la fréquence centrale 38 GHz (harmonique 5), et une réjection de 30 dB des harmoniques 4 et 6 à 30,4 et 45,6 GHz, les dimensions de ce filtre ont été calculées puis optimisées grâce aux logiciels de simulation MDS et Momentum.
  - un filtre passe-bande d'ordre 2, de type Butterworth à 30,4 GHz. Ce filtre présente une bande passante de 1,5 GHz centrée autour de 30,4 GHz, avec une réjection de 30 dB des harmoniques 3 et 5 à 22,8 et 38 GHz.

### ***b) Filtre à 38 GHz***

Ce filtre passe-bande va permettre d'exalter le signal modulé en phase à 38 GHz. Il doit donc posséder une bande passante suffisamment large et une ondulation minimale pour ne pas altérer les raies de modulation. Les pertes d'insertion doivent être les plus faibles possibles et la réjection des harmoniques d'ordre 4 et 5 issus de la diode laser à 30,4 GHz et à 45,6 GHz doit être la plus importante possible.

Le filtre qui a été choisi est de type Tchebyscheff, car ce type de filtres possède une ondulation faible dans la bande passante et une réjection plus grande hors de la bande que les filtres Butterworth. Ce filtre présente donc une bande passante de 2 GHz. Le cahier des charges de ce filtre est donc :

$f_0$ : fréquence centrale du filtre	= 38 GHz
$f_{c1}$ : fréquence de coupure	= 37 GHz
$f_{c2}$ : fréquence de coupure	= 39 GHz
$f_{s1}$ : fréquence de réjection à -30 dB	= 30,4 GHz
$f_{s2}$ : fréquence de réjection à -30 dB	= 45,6 GHz

Le filtre à 38 GHz est un filtre de Tchebyscheff d'ordre 3.

### ***c) Filtre à 30,4 GHz***

Le rôle de ce filtre est de récupérer en sortie du circuit le quatrième harmonique qui se présente sans modulation BPSK. N'ayant pas besoin de faire passer d'informations modulées à travers cette voie, le filtre à 30,4 GHz est du type Butterworth, car il est plus sélectif dans la bande qu'un Tchebyscheff.

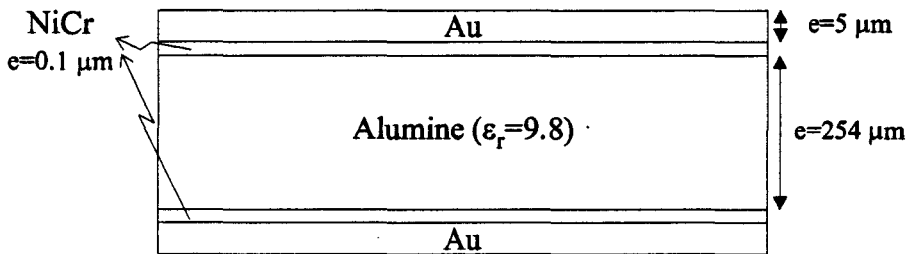
Le cahier des charges de ce filtre est donc :

- $f_0$  : fréquence centrale du filtre = 30,4 GHz
- $f_{c1}$  : fréquence de coupure = 29,65 GHz
- $f_{c2}$  : fréquence de coupure = 31,15 GHz
- $f_{s1}$  : fréquence de réjection à -33 dB = 22,8 GHz
- $f_{s2}$  : fréquence de réjection à -33 dB = 38 GHz

Le filtre à 30,4 GHz est un filtre de Butterworth d'ordre 2.

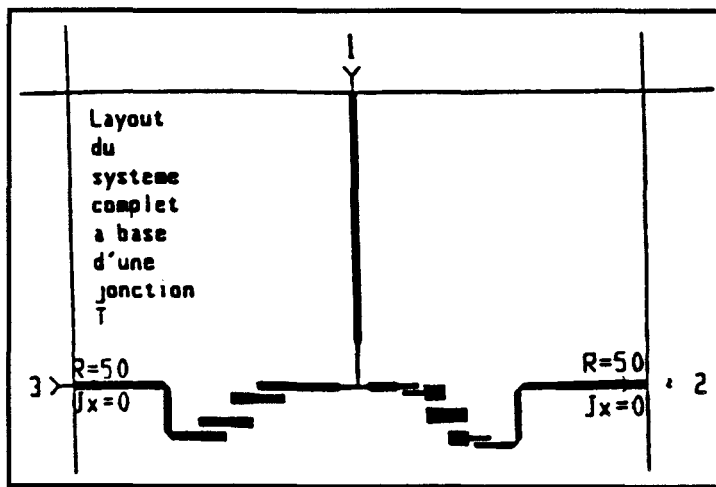
**d) Réalisation du circuit**

Le circuit millimétrique a été réalisée dans la salle blanche de l'IEMN sur un substrat diélectrique alumine (épaisseur=254  $\mu\text{m}$ ,  $\epsilon_r=9,8$ ). Ce substrat schématisé figure IV.26 est recouvert par deux couches d'accrochage de NiCr d'épaisseur 0.1  $\mu\text{m}$ , ainsi que deux couches d'or d'épaisseur 5  $\mu\text{m}$ .



**Figure IV.26** : Substrat utilisé pour la réalisation du démultiplexeur de fréquences.

Le démultiplexeur de fréquence a été conçu et réalisé en technologie micro-ruban. Le masque du circuit est reporté sur le substrat par lithographie optique suivie d'une gravure chimique des différents métaux. Suite à la conception du circuit millimétrique, le masque utilisé dans le processus d'insolation est donné figure IV.27 :



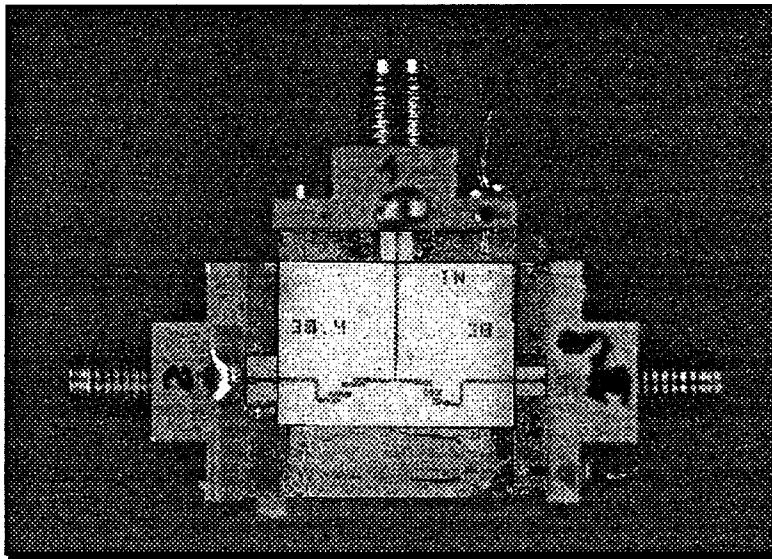
**Figure IV.27** : Masque utilisé pour le démultiplexeur de fréquences.

Nous observons sur cette figure la voie d'entrée 1, suivie de la jonction en T, le filtre Tchebyscheff d'ordre 3 pour la sortie sur la voie 2 à 38 GHz, et enfin le filtre de Butterworth d'ordre 2 pour la sortie sur la voie 3.

### 5. Caractérisation du démultiplexeur de fréquences

#### • Caractérisation à partir des paramètres S

Le circuit réalisé sur alumine est monté sur un insert comportant 3 demi-cellules avec des connecteurs K permettant sa caractérisation jusqu'à 40 GHz. Nous donnons figure IV.28 une photographie du circuit dans son boîtier de caractérisation.



**Figure IV.28** : Démultiplexeur de fréquences dans son boîtier de caractérisation.

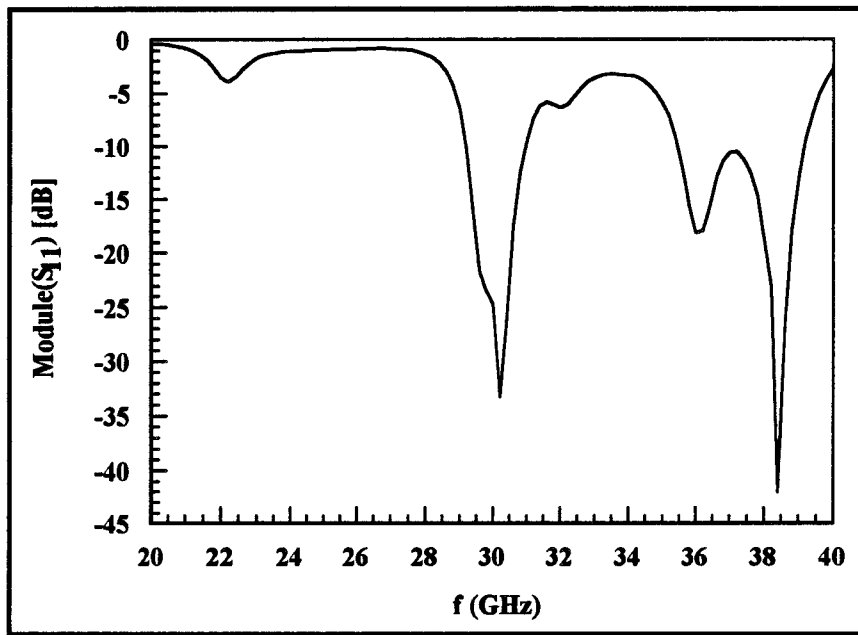
La caractérisation est effectuée à l'aide d'un analyseur de réseaux vectoriel. Deux calibrations TRL (Through-Reflect-Line) dans la bande 20-40 GHz ont été effectuées avant de relever les paramètres S du démultiplexeur de fréquences : une pour l'entrée et la sortie à 30,4 GHz, et la deuxième pour l'entrée et la sortie à 38 GHz. La calibration permet de s'affranchir de l'influence des demi-cellules. Ces calibrations se composent de 3 phases :

1. La ligne  $50 \Omega$  de la demi-cellule d'entrée est reliée à la ligne  $50 \Omega$  de la demi-cellule de sortie (Through). Les paramètres S de l'ensemble sont mesurés.
2. Les deux demi-cellules sont en circuit ouvert (Reflect) et une mesure des paramètres S est effectuée.
3. Une ligne d'un millimètre de longueur (Line) est placée entre les deux demi-cellules et nous mesurons les paramètres S. Cette longueur est choisie pour ne pas avoir d'incertitudes de phase dans la bande de fréquences de travail.

#### -Voie à 30,4 GHz

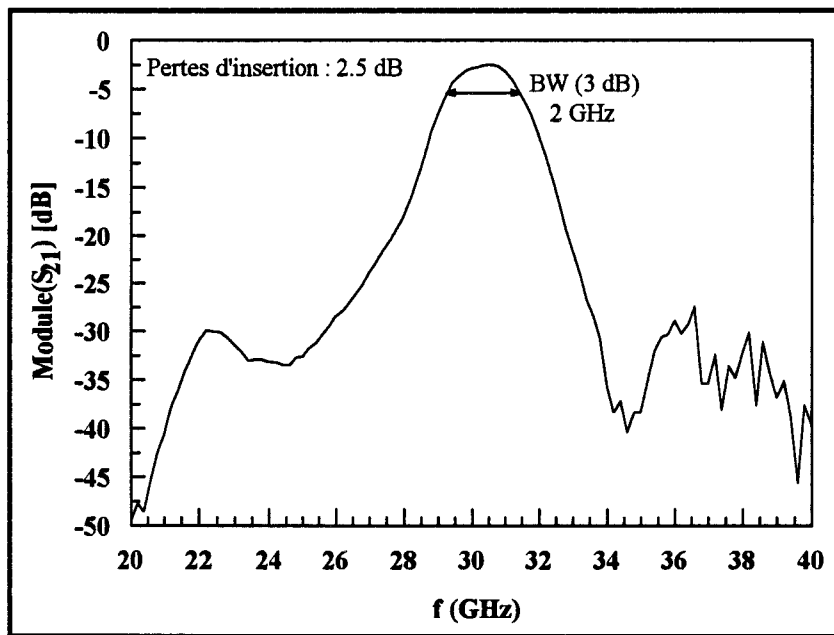
Dans un premier temps, nous relevons les paramètres S pour le quadripôle dont la sortie est la voie à 30,4 GHz. Le paramètre  $S_{11}$  donné figure IV.29 présente deux minima :

l'un à 30,4 GHz et l'autre à 38 GHz, ce qui est tout à fait souhaitable puisque cela veut dire qu'une partie très faible de la puissance qui entre à ces fréquences est réfléchi.



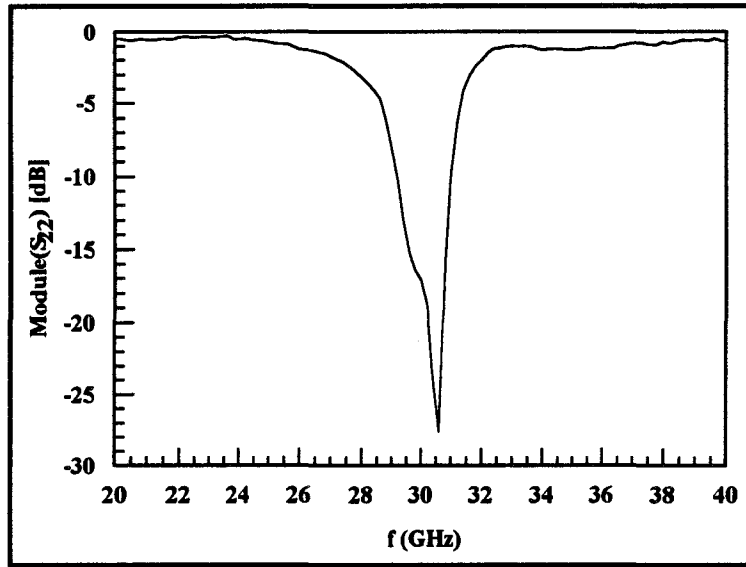
**Figure IV.29** : Module du coefficient de réflexion  $S_{11}$  à l'entrée du démultiplexeur de fréquences.

En ce qui concerne la transmission du signal entre l'entrée et la voie 3 à 30,4 GHz, Nous relevons figure IV.30 le paramètre  $S_{31}$ . Ce paramètre présente une valeur maximale à 30,4 GHz, avec des pertes d'insertion de 2,5 dB dans une bande de fréquence de 2 GHz centrée autour de 30,4 GHz. Nous observons également une réjection du signal à 22,8 GHz et 38 GHz correspondant aux troisième et cinquième harmoniques de l'ordre de 30 dB en accord avec les prévisions théoriques



**Figure IV.30** : Module du coefficient de transmission  $S_{31}$  sur la sortie 30,4 GHz du démultiplexeur de fréquences.

Finalement, le coefficient de réflexion sur la sortie 30,4 GHz donné figure IV.31 montre une adaptation correcte à 30,4 GHz.

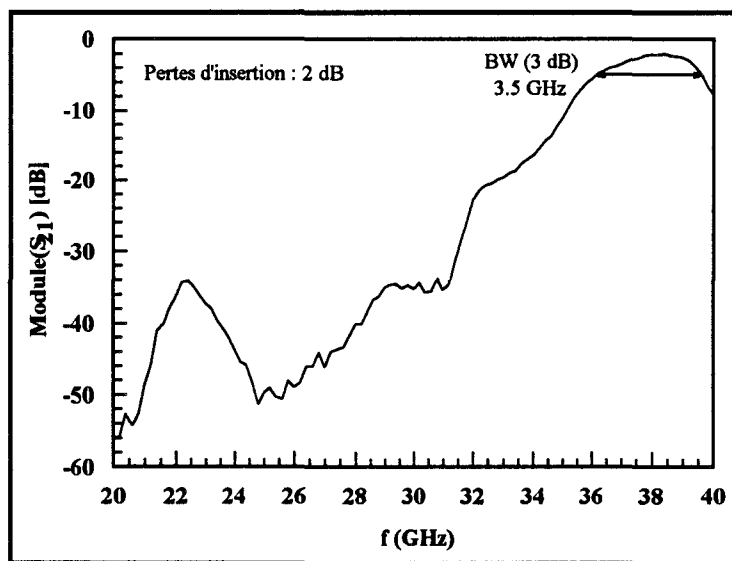


**Figure IV.31** : Module du coefficient de réflexion  $S_{33}$  sur la sortie 30,4 GHz du démultiplexeur de fréquences.

**- Voie à 38 GHz**

Une calibration identique à celle décrite précédemment est effectuée pour la demi-cellule d'entrée et celle placée à la sortie 38 GHz. Le paramètre  $S_{11}$  est le même que celui relevé figure IV.29 pour le premier quadripôle.

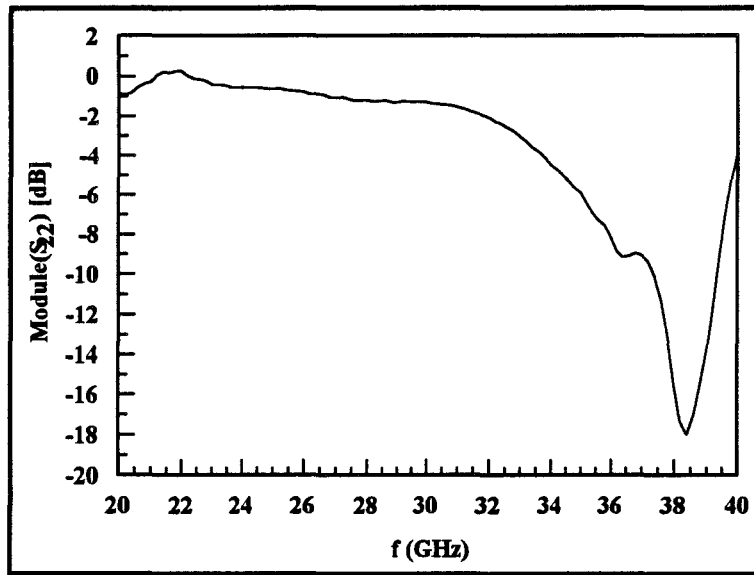
Le paramètre  $S_{21}$  donné figure IV.32 montre que la transmission est optimale à 38GHz.



**Figure IV.32** : Module du coefficient de transmission  $S_{21}$  sur la sortie 38 GHz du démultiplexeur de fréquences.

De plus, nous observons sur cette caractéristique des pertes d'insertion de 2 dB dans une bande de fréquences de 3,5 GHz autour de 38 GHz, sans oublier la réjection du signal à 30,4 GHz qui est de l'ordre de 35 dB. Tout ceci en accord avec les calculs théoriques.

En ce qui concerne le paramètre  $S_{22}$  présenté figure IV.33, il a le même comportement que celui relevé pour la sortie à 30,4 GHz du premier quadripôle, mais centrée à 38 GHz.



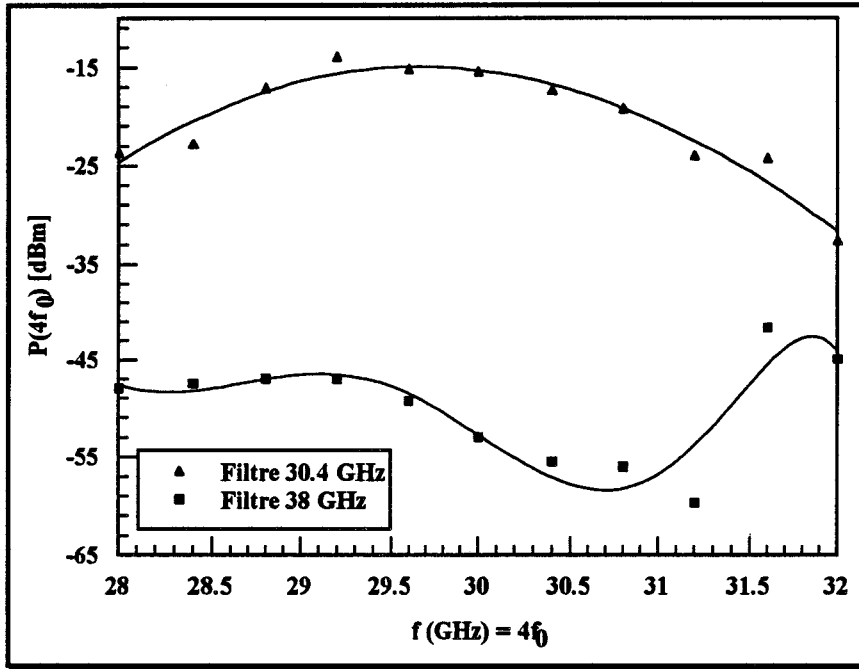
**Figure IV.33** : Module du coefficient de réflexion  $S_{22}$  sur la sortie 38 GHz du démultiplexeur de fréquences.

• **Caractérisation dans la liaison opto-hyperfréquence**

Il est intéressant de relever la réponse des deux voies du démultiplexeur aux quatrième et cinquième harmoniques générés par le laser en régime non-linéaire. A cet effet, nous polarisons à 50 mA le laser à double hétérojonction de Thomson LCR présenté dans le chapitre III. Ce laser est modulé par un signal microonde de puissance 13 dBm (régime grand signal), à une fréquence  $f_0$ , où  $f_0$  varie entre 7 et 8 GHz. La puissance aux harmoniques 4 et 5 est relevée à l'aide d'un analyseur de spectre.

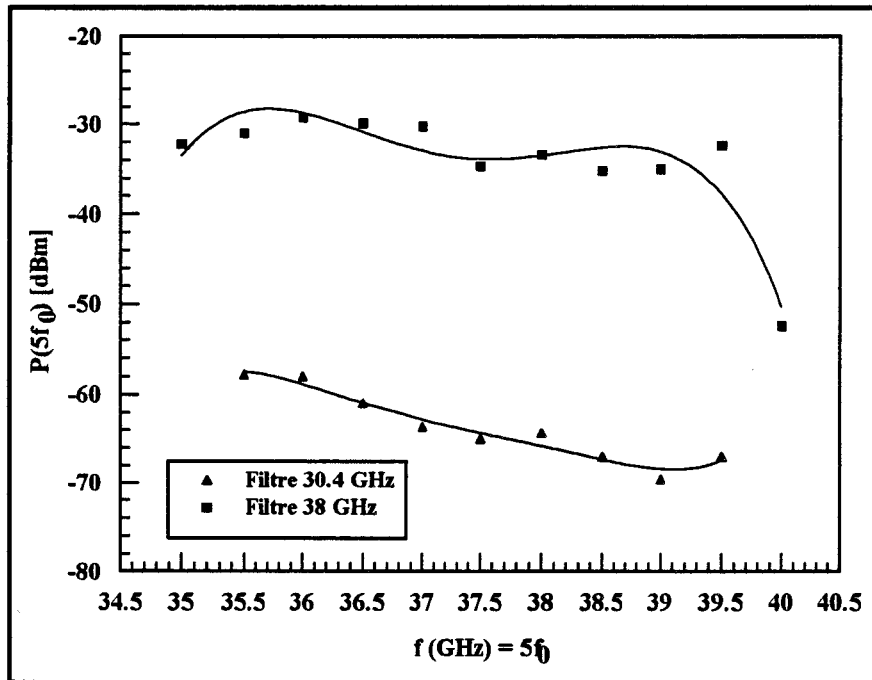
La liaison opto-hyperfréquence est donc constituée d'un synthétiseur de fréquence à  $f_0$ , un té de polarisation (modulation directe), la diode laser, un banc fibré et un isolateur optique, une fibre optique, le photodétecteur New Focus, l'amplificateur millimétrique AvanteK présenté dans le paragraphe suivant et le démultiplexeur de fréquences.

La figure IV.34 présente l'intensité du quatrième harmonique ( $4f_0$ ) relevée en sortie des voies à 30,4 et 38 GHz. Nous observons qu'en sortie de la voie à 38 GHz la puissance est atténuée aux environs de  $4f_0=30,4$  GHz ( $f_0=7,6$  GHz). Pour la voie à 30,4 GHz, la puissance obtenue pour une fréquence  $f_0=7,6$  GHz est proche de la valeur maximale. Ce qui montre que le démultiplexeur remplit correctement sa fonction en ce qui concerne la voie à 30,4 GHz.



**Figure IV.34** : Puissance du quatrième harmonique sur les deux sorties 30,4 et 38 GHz du démultiplexeur de fréquences.

La puissance pour le cinquième harmonique est également relevée figure IV.35 en sortie des deux voies, en faisant varier la fréquence de modulation du laser. Nous observons figure IV.35, pour la voie à 38 GHz une bande passante de l'ordre de 3,5 GHz, et pour la sortie du filtre 30,4 GHz, une réjection du cinquième harmoniqueaux environs de 30 dB.



**Figure IV.35** : Puissance du cinquième harmonique sur les deux sorties 30,4 et 38 GHz du démultiplexeur de fréquences.



En conséquence, le démultiplexeur réalisé pour ce démonstrateur remplit bien sa fonction en séparant sur une voie l'harmonique 5 à 38 GHz : avec une atténuation de 2 dB et une réjection supérieure à 25 dB des autres harmoniques, et sur une autre voie l'harmonique 4 à 30,4 GHz : avec une atténuation de 2 dB et une réjection de l'ordre 30 dB des autres harmoniques.

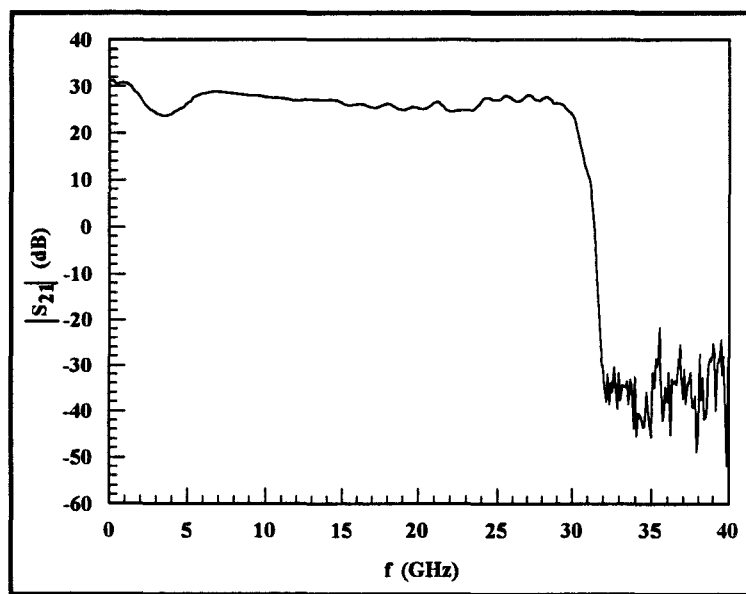
### III.5.- Amplificateurs

#### a) Amplificateur 0,1 - 26 GHz

Afin de moduler le laser en régime non-linéaire, et avoir ainsi une génération d'harmoniques, il est nécessaire de lui appliquer une puissance microonde suffisante. Toutefois, le niveau de puissance hyperfréquence injecté dans le modulateur de phase ne devra pas être trop élevé pour que ce dispositif fonctionne dans son régime linéaire. C'est pour cette raison que nous avons placé un amplificateur entre le modulateur de phase et le laser.

Dans notre système, nous avons choisi un amplificateur du commerce HP 83006A, fonctionnant dans la bande de fréquence 0,1-26,5 GHz. Le gain de cet amplificateur en fonction de la fréquence a été relevé figure IV.36 à l'aide d'un analyseur de réseaux vectoriel.

Il faut souligner qu'il est plus avantageux que cet amplificateur fonctionne en dessous de son régime de saturation. Pour respecter cette condition, nous ne devons pas dépasser le point de saturation du dispositif. Toutefois, afin d'obtenir un maximum de puissance en sortie nous choisissons de placer notre point de fonctionnement aussi près que possible de ce point de saturation. Selon les spécifications du constructeur, la puissance de saturation en sortie est de 13 dBm dans sa bande de fréquence.

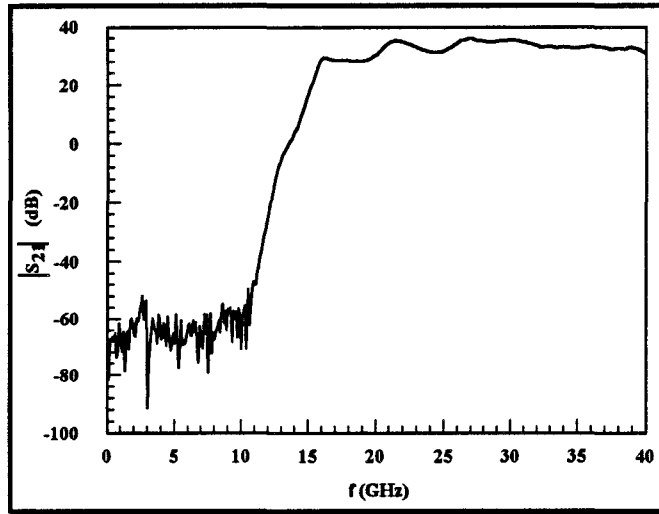


**Figure IV.36** : Gain de l'amplificateur HP 83006A en fonction de la fréquence.

D'après cette caractéristique, nous mesurons un gain de 26 dB à 7,6 GHz qui correspond à la fréquence de modulation du laser.

**b) Amplificateur millimétrique**

Son but est d'amplifier l'intensité des quatrième et cinquième harmoniques issus du photodétecteur pour avoir un maximum de puissance à ces fréquences. Dans notre système, le dispositif utilisé est un amplificateur du commerce Avantek AMT-40073-33, de bande passante 26,5-40 GHz. Son gain en fonction de la fréquence a été relevé figure IV.37 à l'aide d'un analyseur de réseaux vectoriel.

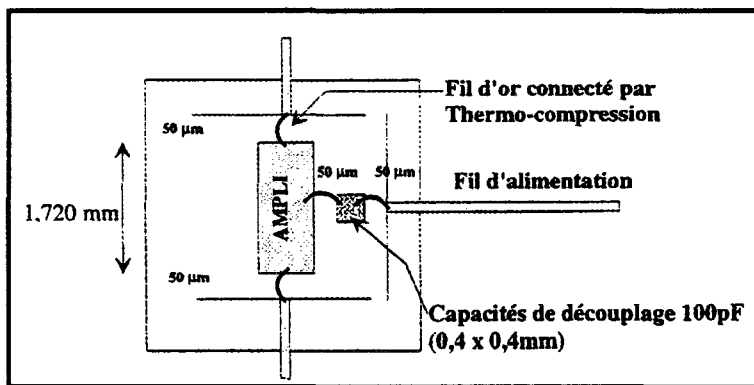


**Figure IV.37** : Gain de l'amplificateur Avantek AMT-40073-33 en fonction de la fréquence.

Les valeurs du gain à 30,4 et 38 GHz, sont respectivement de 35,4 et 32,7 dB. Notons toutefois qu'il est nécessaire d'amplifier suffisamment le quatrième harmonique puisqu'il servira d'oscillateur local pour le mélange du signal de retour.

**c) Amplificateur en puce**

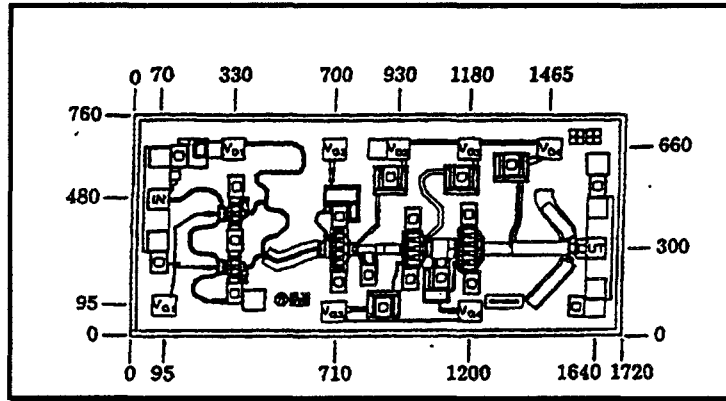
Comme nous le verrons par la suite, ce composant est intégré entre le circuit millimétrique réalisant la fonction de démultiplexeur de fréquences et l'antenne d'émission. La figure IV.38 montre les dimensions du montage de la puce et de la capacité de 100 pF nécessaire au découplage de l'alimentation.



**Figure IV.38** : Montage de l'amplificateur en puce entre le démultiplexeur et l'antenne d'émission.

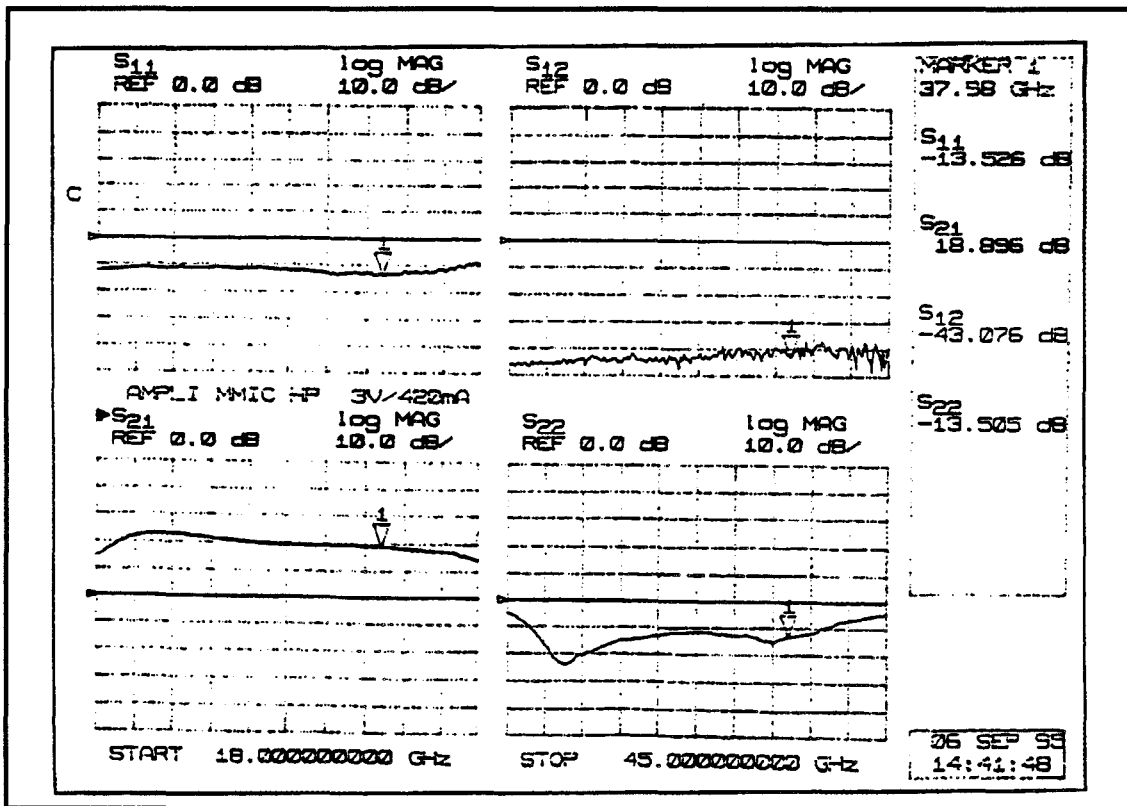
Cette figure montre les longueurs de fils de connexion (thermo-compression) dont il faut soigner particulièrement la réalisation en minimisant les longueurs (ici 50 µm environ) pour éviter d'introduire une inductance parasite qui pourrait rendre l'amplificateur instable.

Le composant choisi est un amplificateur de type MMIC fonctionnant dans la bande de fréquences 26,5 - 40 GHz provenant du constructeur Hewlett Packard (HMMC-5040). Il se présente sous forme de puce sur substrat AsGa dont la taille est de 760 x 1720  $\mu\text{m}$ , nécessitant une alimentation de 4 Volts/420 mA. La figure IV. 39 présente la vue d'ensemble de la puce fourni par le constructeur et la position des accès aux drains et grilles des différents transistors pour pouvoir les alimenter.



**Figure IV.39** : Vue d'ensemble et dimensions de l'amplificateur en puce HMMC-5040 (dimensions en microns).

Les paramètres S présentés figure IV.40 ont été mesurés sous pointes au CNET Lannion.



**Figure IV.40** : Paramètres S de l'amplificateur en puce HMMC-5040 mesurés sous pointes.

D'après ces caractéristiques, les résultats obtenus à 38 GHz sont les suivants :

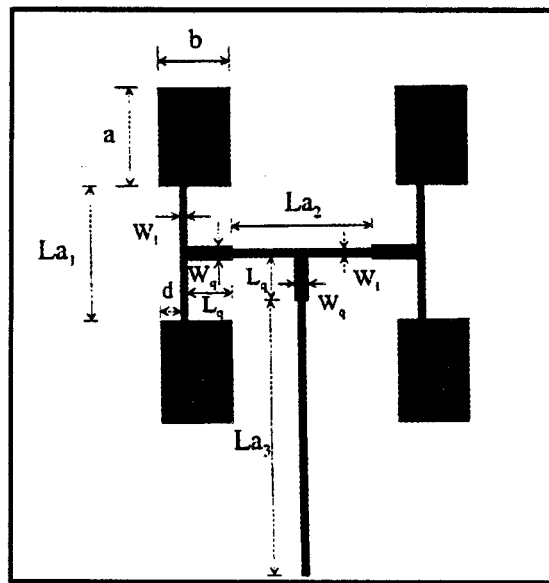
- Coefficient de réflexion en entrée  $S_{11} = -13,5$  dB
- Coefficient de réflexion en sortie  $S_{22} = -13,5$  dB
- Coefficient de transmission entrée-sortie  $S_{21} = 18,9$  dB
- Coefficient de transmission sortie-entrée  $S_{12} = -43$  dB

D'autre part, le point de compression à -1dB de la puissance de sortie a été obtenu pour une puissance d'entrée de 0 dBm. Cette valeur est au delà des niveaux de puissance qui seront disponibles sur les quatrième et cinquième harmoniques et garanti en cela la linéarité de fonctionnement de cet amplificateur.

### III.6. Choix de l'antenne

Nous avons opté pour une antenne pastilles actives en technologie hybride, avec un diagramme de rayonnement présentant une grande ouverture afin d'éclairer le maximum de volume dans une pièce, car rappelons-le, l'objectif principal de ce démonstrateur est de réaliser une liaison opto-millimétrique de proximité « Indoor » couplant le canal optique au canal hertzien. Pour cela, un réseau composé d'un faible nombre de pastilles peut être utilisé pour obtenir une ouverture à -3 dB comprise entre 60 et 90 degrés par exemple.

Afin d'améliorer le bilan de la liaison, nous avons choisi un réseau composé de deux alignements de deux pastilles couplées et séparées entre elles de  $\lambda_0/2$ . Les dimensions de cette antenne ont été calculées par Yann Cailloce du Laboratoire Antennes et réseaux de l'Université de Rennes 1 [61]. Le masque est présenté figure IV.41. Sa réalisation puis celle de l'antenne ont été faites à l'IEMN.



**Figure IV.41** : Réseau de quatre antennes pastilles alimentées sur le côté non rayonnant.

Les caractéristiques du substrat utilisé ainsi que les dimensions de cette antenne sont les suivantes :

**Substrat** : Alumine

$\epsilon_r = 9,9$

$h = 127 \mu\text{m}$

**Métallisation** : Or

épaisseur =  $3 \mu\text{m}$

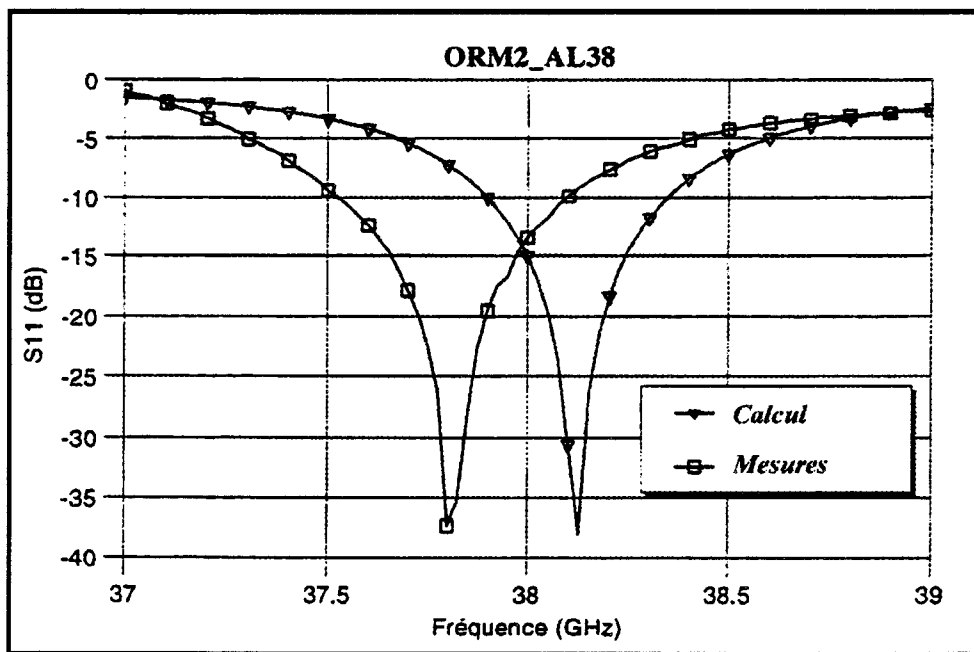
conductivité =  $4,6 \cdot 10^7 \text{ S/m}$

**Dimensions de l'antenne** :

$a = 1660 \mu\text{m}$  ;  $b = 1170 \mu\text{m}$  ;  $d = 340 \mu\text{m}$  ;  $L_{a1} = 2267 \mu\text{m}$  ;  $L_{a2} = 9700 \mu\text{m}$  ;

$L_t = 2366 \mu\text{m}$  ;  $L_q = 733 \mu\text{m}$  ;  $W_1 = 105 \mu\text{m}$  ;  $W_q = 225 \mu\text{m}$ .

Les résultats expérimentaux obtenus sont satisfaisants. La mesure du coefficient de réflexion est présentée figure IV.42. Cette mesure a été réalisée dans le plan du connecteur.

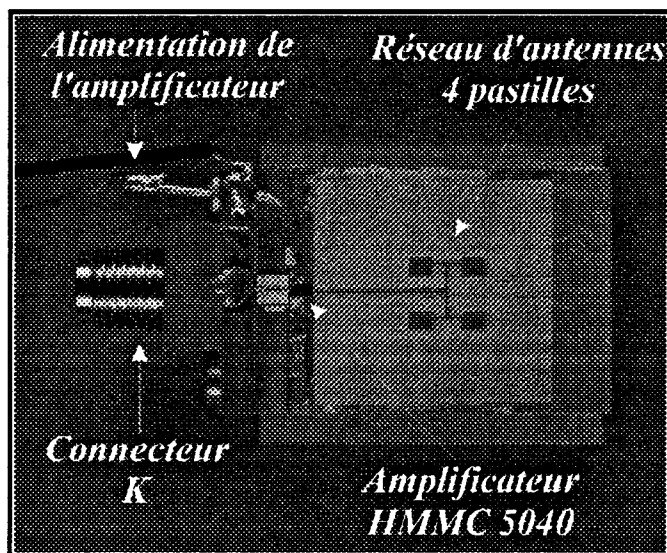


**Figure IV.42** : Comparaison des coefficients de réflexion mesuré et calculé de l'antenne réalisée.

Le coefficient de réflexion présenté par cette maquette est de -37 dB à la fréquence de résonance de 37,8 GHz. La bande passante de cette antenne est de 600 MHz, soit 1,59 % de la fréquence centrale, pour un taux d'onde stationnaire inférieur à 2.

La transmission hertzienne entre le transducteur opto-millimétrique et la station mobile du démonstrateur est prévue à 38 GHz, et la mesure montre un coefficient de réflexion encore acceptable de -14 dB à cette fréquence.

Afin d'augmenter la puissance émise par cette antenne, nous avons intégré à l'entrée de celle-ci l'amplificateur en puce HMMC 5040 de chez Hewlett Packard, présenté dans le paragraphe 5c. Nous donnons figure IV.43 une photographie de circuit intégrant l'antenne millimétrique avec son amplificateur.



**Figure IV.43** : Photographie de l'association antenne - amplificateur millimétrique.

Le gain mesuré dans l'axe de cette maquette est de l'ordre de 7 dB, avec une ouverture à -3 dB de 60 degrés dans le plan E et de 50 degrés dans le plan H.

## IV. MODELISATION DE LA LIAISON

### IV.1- Diode laser

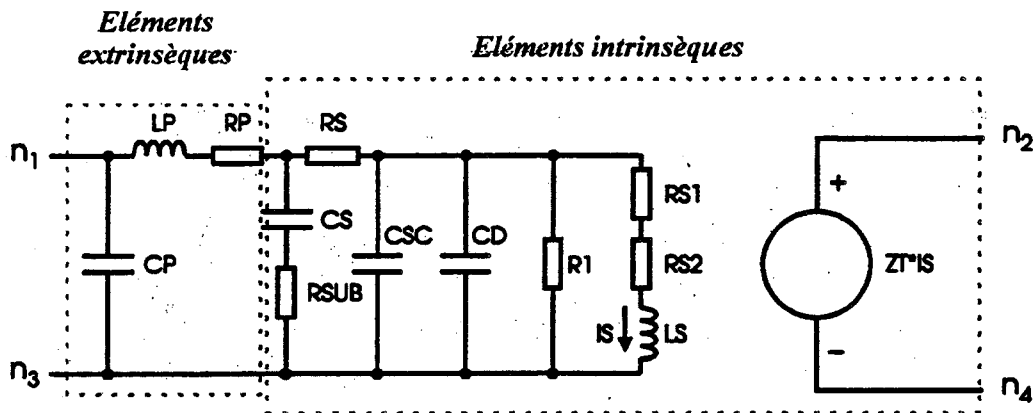
Pour une question d'encombrement et de facilité d'utilisation, nous avons choisi comme source optique au niveau de la station de base du démonstrateur le laser Ortel 3541A caractérisé précédemment. Comme nous l'avons vu dans le chapitre II, nous rappellerons brièvement les méthodes permettant d'aboutir à un modèle électrique équivalent de ce laser en régime petit et grand signal.

Etant donné que nous ne disposons d'aucun paramètre de la structure du composant laser, nous estimerons les valeurs de ces paramètres par une optimisation des réponses fréquentielles petit et grand signal.

#### a) Modèle petit signal

Ce modèle tient compte des éléments intrinsèques au laser, mais aussi des éléments parasites rapportés par les plots de contacts, les fils de connexion, le boîtier... Ainsi le modèle retranscrit le comportement du laser pour ce régime de fonctionnement comme une fonction de transfert.

Nous rappelons figure IV.44 le schéma électrique équivalent utilisé par le logiciel de simulation Compact Software.



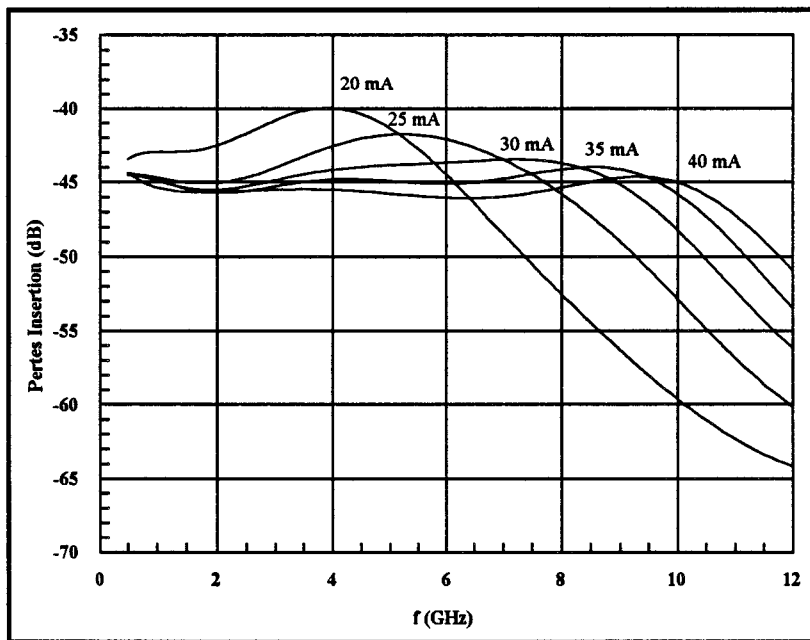
**Figure IV.44** : Modèle équivalent petit signal

Comme nous pouvons le voir sur cette figure, le modèle équivalent de la diode laser se constitue de deux parties différentes :

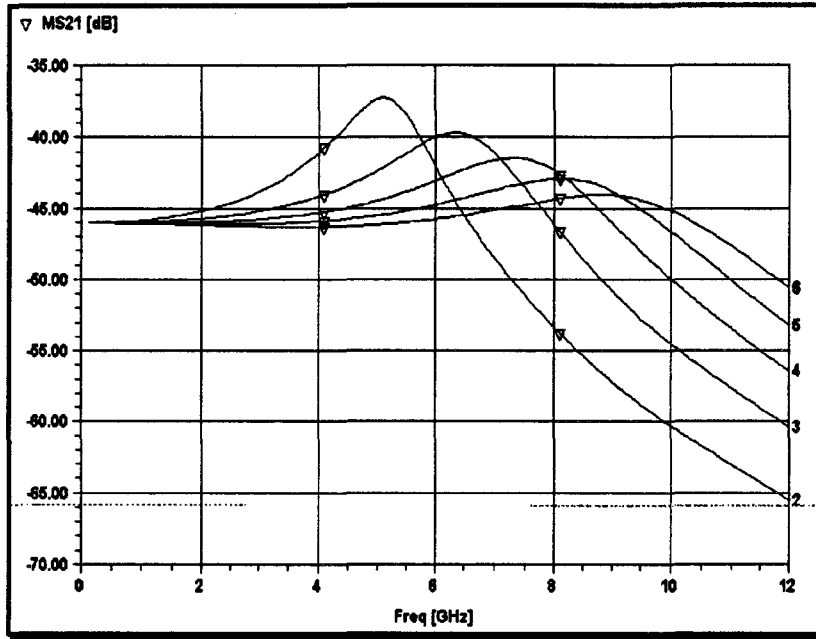
- les éléments intrinsèques qui rendent compte de la transformation de l'énergie électrique en énergie lumineuse dans la zone active,
- les éléments extrinsèques ou parasites (boîtier d'encapsulation, connectique) qui modifient le comportement intrinsèque du dispositif.

En régime petit signal, nous optimisons les valeurs de ces paramètres à partir de la réponse fréquentielle du laser relevée figure IV.10 lors de la caractérisation du dispositif.

La confrontation théorie/expérience est présentée figure IV.45 a et b.



a) Réponses fréquentielles mesurées pour le laser Ortel en régime petit signal

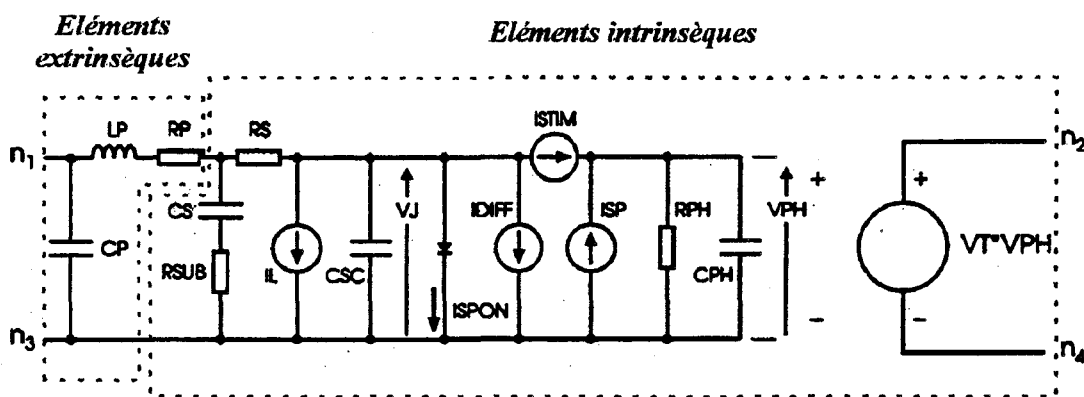


b) Réponses fréquentielles modélisées pour le laser Ortel en régime petit signal, pour plusieurs courants de polarisation  $I = 20 \text{ mA}$  (2) ;  $25 \text{ mA}$  (3) ;  $30 \text{ mA}$  (4) ;  $35 \text{ mA}$  (5) ;  $40 \text{ mA}$  (6).

**Figure IV.45** : Réponses fréquentielles petit signal mesurées et modélisées pour le laser Ortel

**b) Modèle grand signal**

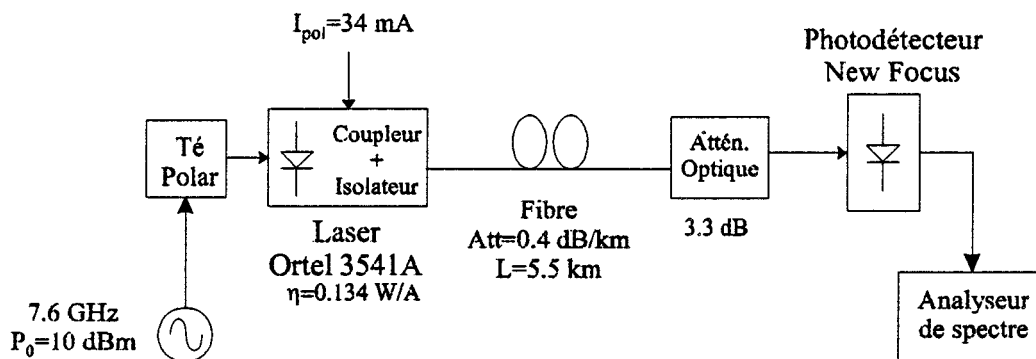
Voici présenté figure IV.46 le schéma électrique équivalent utilisé par le logiciel de simulation Compact.



**Figure IV.46** : Schéma électrique équivalent de la diode laser en régime grand signal

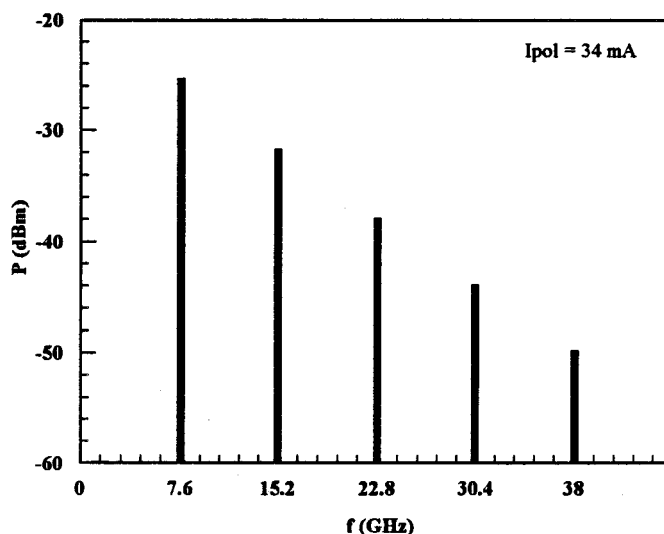
En régime grand signal, nous optimisons les paramètres du schéma électrique équivalent à partir du niveau des harmoniques obtenus lors de l'utilisation de la liaison opto-hyperfréquence présentée figure IV.47, ainsi qu'à partir de la caractéristique statique  $P(I)$  du laser.





**Figure IV.47** : liaison opto-hyperfréquence utilisée pour caractériser le laser en régime grand signal.

Ainsi, les niveaux calculés pour les cinq premiers harmoniques générés par la diode laser modulée en régime grand signal par un signal de puissance 10 dBm à la fréquence de 7,6GHz sont donnés figure IV.48. Nous verrons par la suite, figure IV.55, le spectre mesuré pour ce laser.



**Figure IV.48** : Spectre fréquentiel calculé pour le laser Ortel en régime grand signal.

**c) Calculs des paramètres du modèle équivalent**

Nous rappelons brièvement dans ce paragraphe la méthode permettant de calculer les valeurs des éléments du schéma électrique équivalent de la diode laser.

Pour mener notre modélisation, nous supposons que le dispositif est un laser à 5 puits quantiques avec un facteur de confinement optique GAMMA proche de 0,1 (0,02 par puits quantique, valeur typique pour ce type de lasers), et que le volume de la zone active VOL est d'environ  $0,7 \cdot 10^{-16} \text{ m}^3$ .

L'efficacité  $E_{FF}$  du laser Ortel 3541A est obtenue à partir de la caractéristique statique P(I) du dispositif présentée figure IV.8 et a une valeur de 0,13 W/A. Nous obtenons aussi la résistance série du laser ( $3,7 \Omega$ ) à partir de la caractérisation V(I) donnée figure IV.9, mesurée aux bornes de la diode laser. Cette valeur inclut la résistance série  $R_S$  et la résistance parasite

due aux fils de connexion  $R_p$ . Dans notre dispositif, nous supposons que cette résistance  $R_p$  est nulle ( $R_p$  est négligeable devant  $R_s$ ), donnant ainsi une valeur de  $R_s = 3,7 \Omega$ .

Nous calculons la valeur des éléments parasites ainsi que la capacité du plot de contact  $C_s$  par optimisation dans le modèle petit signal.

Les paramètres  $N_0$  et BETA prennent des valeurs typiques communément rencontrées dans la littérature ( $N_0=10^{24} \text{ m}^{-3}$ ,  $BETA=10^{-4}$ ) [6,63].

D'autre part, la valeur du facteur de compression du gain EPS est calculée par optimisation dans le modèle petit et grand signal ( $EPS=6,5 \cdot 10^{-23} \text{ m}^3$ ).

Nous obtenons la valeur des paramètres TAUP, TAUN et GO à l'aide des expressions traduisant le comportement du laser :

$$G_o = \frac{(2 \cdot \pi \cdot f_{r\_I})^2 \cdot q \cdot VOL}{GAMMA} \quad (1)$$

$$I_{th} = I_L + \frac{VOL \cdot q \cdot N_{th}}{TAUN} \quad (2)$$

$$N_{th} = N_0 + \frac{1}{TAUP \cdot GAMMA \cdot G_o} \quad (3)$$

où  $q$  est la charge de l'électron en Coulombs ( $1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$ ),  $I_{th}$  le courant de seuil,  $N_{th} \text{ (m}^{-3}\text{)}$  la densité de porteurs au seuil et  $f_{r\_I}$  la pente de la caractéristique fréquence de résonance en fonction de  $\sqrt{I_{pol} - I_{th}}$  du laser.

Nous obtenons une valeur de la pente  $f_{r\_I}$  de  $56 \text{ GHz} / \sqrt{\text{A}}$  à partir de la figure IV.13 déduite de la fréquence de résonance en fonction du courant de polarisation, par la mesure du bruit généré par le laser Ortel 3541A.

A partir de l'expression (1) nous obtenons une valeur de gain optique de la zone active  $G_o$  de  $1,38 \cdot 10^{-11} \text{ m}^3/\text{s}$ . D'autre part, nous pouvons réécrire les expressions (2)-(3) en considérant  $I_L=0$ , comme :

$$TAUN = \frac{VOL \cdot q \cdot N_{th}}{I_{th}} \quad (4)$$

$$TAUP = \frac{1}{(N_{th} - N_0) \cdot (2 \cdot \pi \cdot f_{r\_I})^2 \cdot q \cdot VOL} \quad (5)$$

A partir de l'optimisation en régime petit et grand signal et utilisant les expressions (4) et (5) nous trouvons des valeurs de TAUP et TAUN de 2,4 ps et 1,28 ns respectivement.

Le tableau suivant résume l'ensemble des valeurs nécessaires aux modèles équivalent petit et grand signal du laser Ortel.

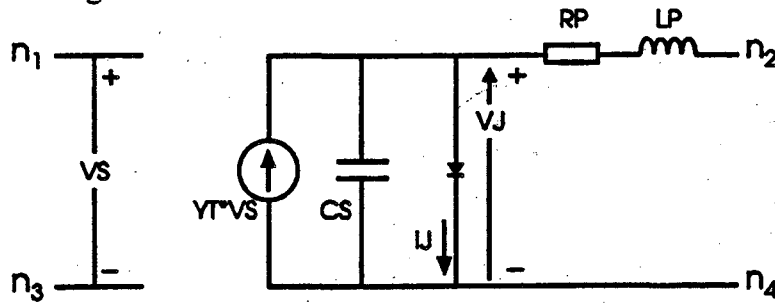
Paramètres	Signification	Valeur
$I_{DC}$	Courant de polarisation du laser fonctionnant en régime petit signal	34 mA
$I_{MIN}$	Valeur du courant de polarisation minimale lors de la simulation en régime grand signal	20 mA
$I_{MAX}$	Valeur du courant de polarisation maximale lors de la simulation en régime grand signal	90 mA
$I_L$	Courant de fuite (effet saturation)	0 (défaut)
$E_{FF}$	Efficacité (pente au-dessus du seuil)	0,134 W/A
$R_S$	Résistance série	3,7 $\Omega$
$C_S$	Capacité du plot de contact	8 pF
$R_{SUB}$	Résistance du substrat	0
$L_P$	Inductance des fils de connexion	0,1 nH
$R_P$	Résistance des fils de connexion	0
$C_P$	Capacité parasite due au boîtier	0,1 pF
$C_{SC}$	Capacité de charge d'espace (zone désertée)	0,1 pF
TAUP	Durée de vie des photons	2,4 ps
TAUN	Durée de vie des porteurs	1,28 ns
$G_O$	Gain optique	$1,38 \cdot 10^{-11} \text{ m}^3/\text{s}$
$N_O$	Densité de porteurs à la transparence	$10^{24} \text{ m}^{-3}$
EPS	Facteur de compression de gain (saturation)	$6,5 \cdot 10^{-23} \text{ m}^3$
BETA	Taux d'émission spontanée contribuant à la puissance optique de sortie	$10^{-4}$
GAMMA	Facteur de confinement optique	0,1
VOL	Volume de la zone active	$0,7 \cdot 10^{-16} \text{ m}^3$
TEMP	Température	297 °K

#### IV.2. Modélisation de la chaîne de transmission

La liaison opto-hyperfréquence simulée donnée figure IV.47 est la même que celle que nous avons utilisée lors de la mesure des niveaux des 5 premiers harmoniques. Cette liaison est constituée par :

- une *source hyperfréquence* fournissant une puissance  $P_0$  de 9,5 dBm à 7,6 GHz à une charge 50  $\Omega$  (bien que la source hyperfréquence du système de la figure. IV.47 fournisse une puissance  $P_0$  de 10 dBm, les connecteurs à l'entrée du laser provoquent des pertes de l'ordre de 0,5 dB),
- une *source de courant continu* de 34 mA, pour la polarisation continue du laser,
- un *té de polarisation* qui permet de réaliser la modulation directe du laser,
- le *laser Ortel 3541A* modélisé en régime grand signal,
- 5,5 km de *fibres optiques* monomode de 0.4 dB/km de pertes,
- un *atténuateur optique* de 3,3 dB utilisé afin de limiter la puissance optique continue à l'entrée du photodétecteur qui doit être inférieure à 1 mW,
- un *photodétecteur* modélisé en régime grand signal,
- un *té de polarisation* pour injecter les signaux au photodétecteur,
- une *source de tension continue* de -5 Volts pour la polarisation du photodétecteur.

Le schéma électrique équivalent du photodétecteur utilisé en régime grand signal par Compact est présenté figure IV.49.



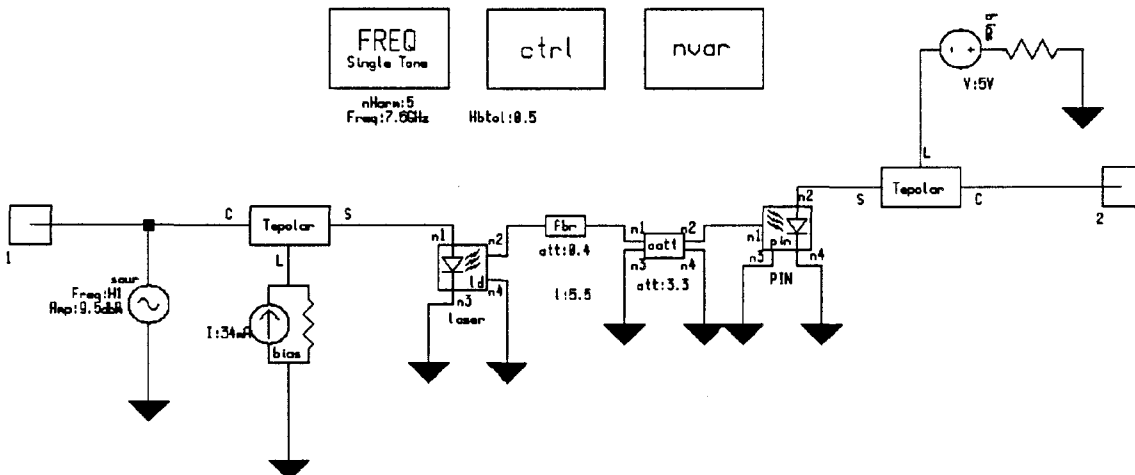
**Figure IV.49** : Modèle équivalent du photodétecteur en régime grand signal utilisé par le logiciel Compact.

Le tableau ci-dessous indique la signification et les valeurs adoptées des paramètres modélisant la photodiode New Focus utilisée dans notre liaison.

Paramètres	Signification	Valeur
RES	Coefficient de réponse	0,25 A/W
R <sub>P</sub>	Résistance série	0 (défaut)
L <sub>P</sub>	Inductance du fil de connexion	0 (défaut)
C <sub>P</sub>	Capacité parasite due à l'encapsulation	0.001 pF
TAU	Temps de transit des porteurs	0 (défaut)
C <sub>SO</sub>	Capacité de jonction	0.005 pF
V <sub>D</sub>	Potentiel de jonction	1 V (défaut)
I <sub>D</sub>	Courant d'obscurité	0 (défaut)

Les capacités et le temps de transit des porteurs prennent des valeurs très faibles afin de modéliser la large bande passante de 40 GHz du photodétecteur utilisé.

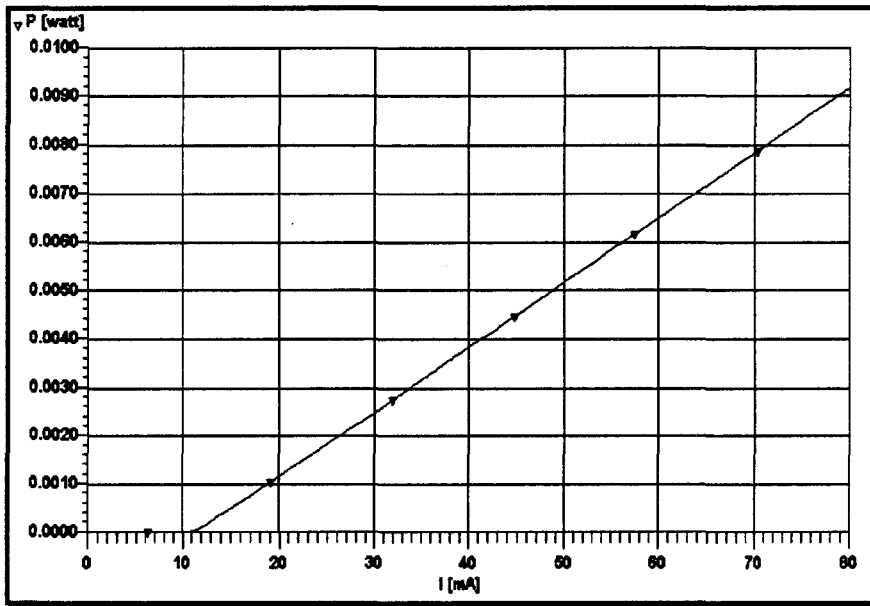
Voici enfin, présenté figure IV.50, le schéma de la liaison optoélectronique complète utilisé par le logiciel Compact, pour la modélisation du laser Ortel en régime non-linéaire



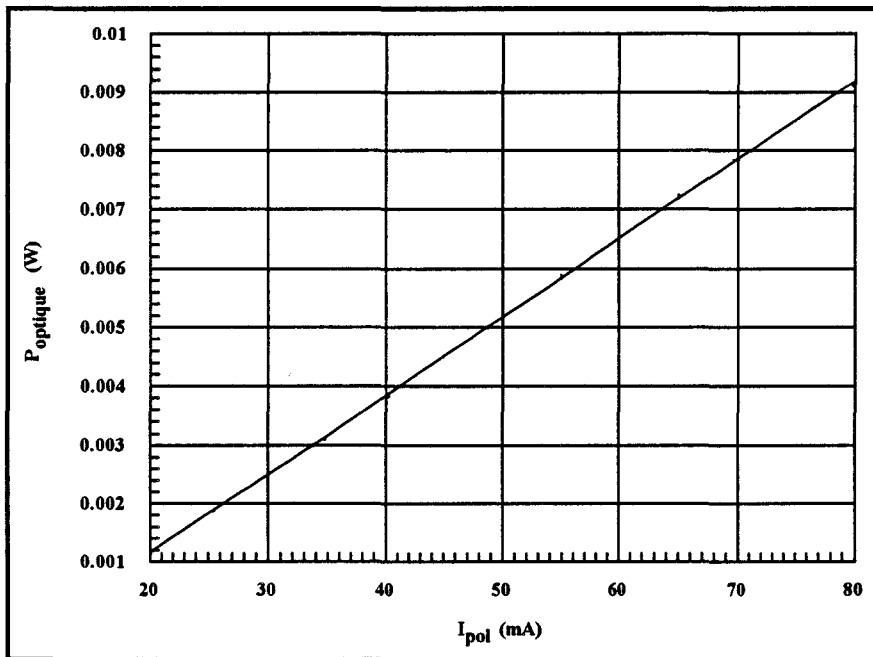
**Figure IV.50** : Schéma de la liaison optoélectronique complète pour la modélisation du laser Ortel en régime grand signal.

### IV.3. Comparaison des résultats calculés et mesurés

Lors de la simulation, nous utilisons des courants de polarisation variant entre  $I_{MIN}=0\text{mA}$  et  $I_{MAX}=80\text{ mA}$ . La figure IV.51a montre la caractéristique  $P(I)$  obtenue pour cette plage de courant de polarisation. Comme nous pouvons le constater, cette caractéristique coïncide avec celle relevée expérimentalement figure IV.51 b. En outre, le courant de seuil  $I_{th}$  obtenu par la modélisation est de 11 mA, comme celui obtenu expérimentalement par extrapolation.



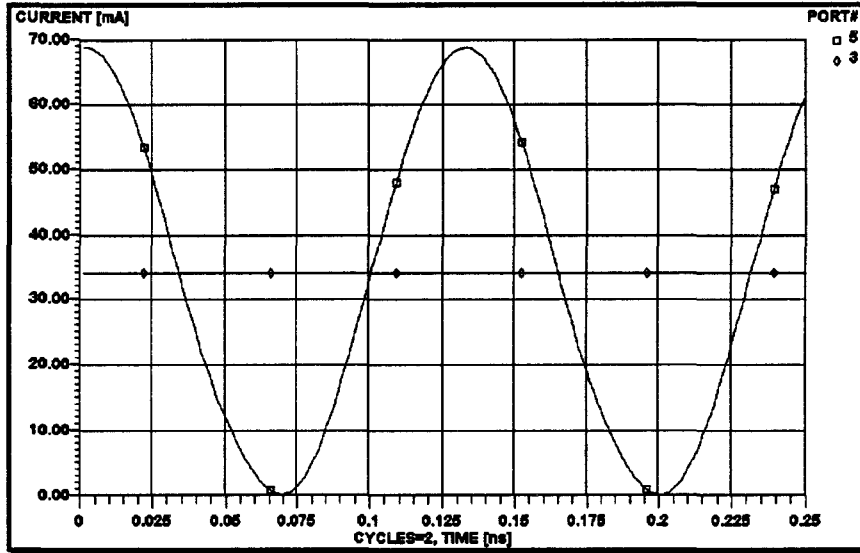
a) Caractéristique  $P(I)$  modélisée



b) Caractéristique  $P(I)$  mesurée

**Figure IV.51** : Caractéristiques statiques  $P(I)$ , puissance optique en fonction du courant de polarisation, a) modélisée, b) mesurée pour le laser Ortel.

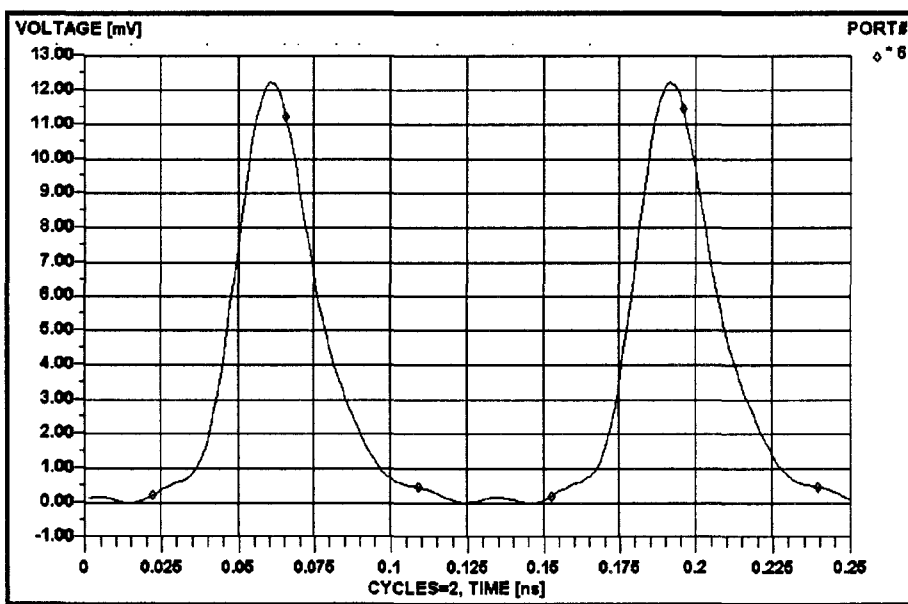
La figure IV.52 montre le courant issu du té de polarisation du laser en fonction du temps. Il correspond à la somme du signal fourni par la source hyperfréquence à 7,6 GHz et du courant de polarisation continu de 34 mA. Comme attendu, la valeur moyenne de ce signal est de 34 mA et sa valeur crête est de l'ordre de 35 mA correspondant à une puissance de 9,5dBm sur une charge 50 Ω.



**Figure IV.52** : Représentation temporelle du signal en sortie du té de polarisation, appliqué au laser Ortel.

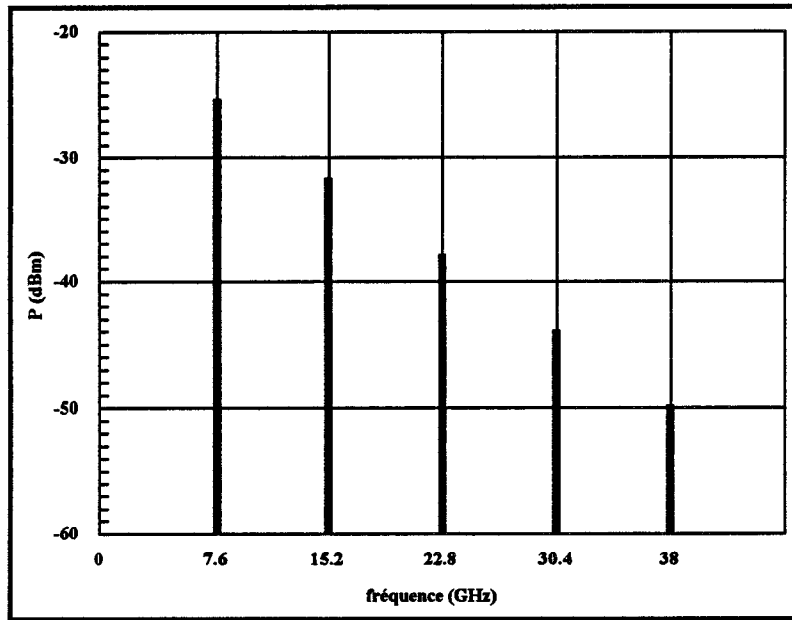
Nous observons sur cette figure un indice de modulation proche de 100%, afin de permettre le fonctionnement de la diode laser en régime non-linéaire.

Nous modélisons figure IV.53 le signal optique calculé sous forme de tension équivalente (1 mV = 1 mW), en fonction du temps, fournie par le laser ainsi que la puissance détectée par la photodiode pour les cinq premiers harmoniques (figure IV.54).



**Figure IV.53** : Représentation temporelle du signal optique en sortie du laser Ortel.

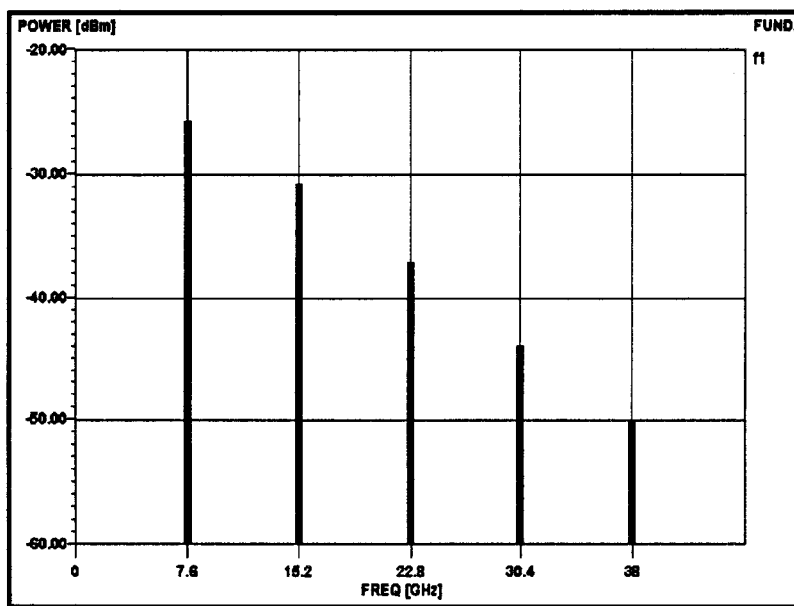
Rappelons que pour le logiciel de simulation Compact, nous avons l'équivalence pour la puissance optique : 1 mVolt = 1 mWatt. Comme nous pouvons le constater sur la caractéristique de la figure IV.53, le signal optique émis par la diode laser correspond bien à un fonctionnement non-linéaire.



**Figure IV.54** : Spectre fréquentiel modélisé pour le laser Ortel, en sortie de photodétecteur.

Nous calculons ainsi le spectre électrique en sortie de la liaison optoélectronique, pour le laser Ortel polarisé à 34 mA et modulé en régime grand signal à 7,6 GHz par un signal de puissance 9,5 dBm.

Voici présenté figure IV.55 le spectre fréquentiel mesuré en sortie de la liaison optoélectronique.



**Figure IV.55** : Spectre fréquentiel mesuré pour le laser Ortel, en sortie de photodétecteur.

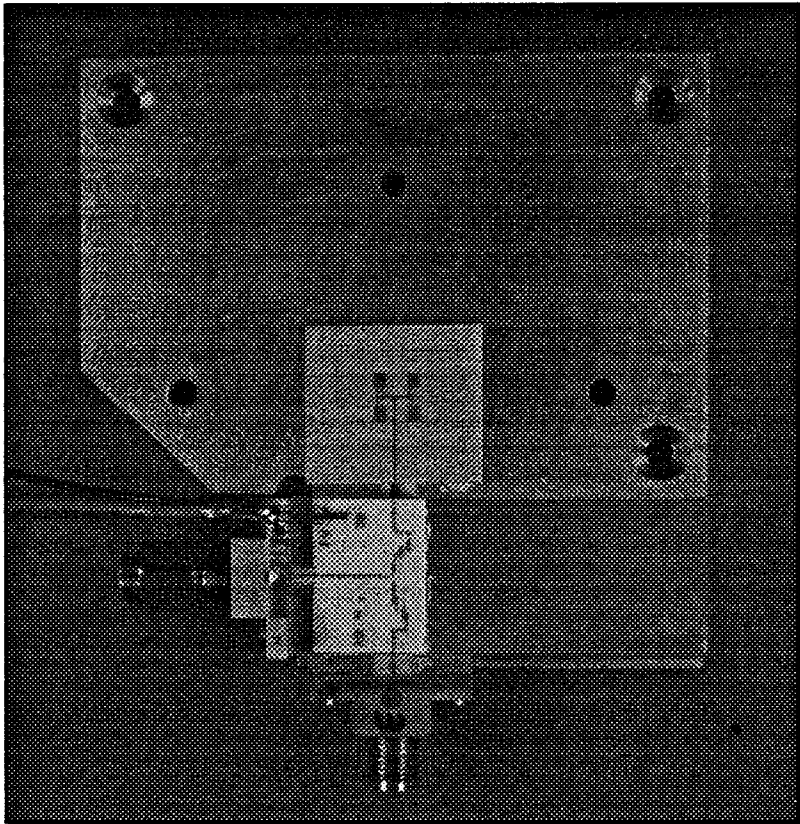
Nous observons sur les figures IV.54 et IV.55 que pour le laser Ortel polarisé en continu à 34 mA et modulé à 7,6 GHz par un signal de puissance 9,5 dBm, nous obtenons à cette fréquence un niveau de puissance en sortie de liaison de -25 dBm. Ce qui conduit à des pertes dans la liaison à 7,6 GHz de l'ordre de 35 dB. En ce qui concerne les quatrième et cinquième harmoniques, nous obtenons après le photodétecteur des niveaux de -45 dBm à 30,4 GHz et -50 dBm à 38 GHz. Il est donc nécessaire d'amplifier ces harmoniques pour d'une part alimenter l'antenne d'émission à 38 GHz, et d'autre part utiliser le signal à 30,4 GHz comme oscillateur local pour la voie retour.

Enfin, la modélisation du laser Ortel en régime non-linéaire, insérée dans la liaison optoélectronique, donne des résultats tout à fait en accord avec les mesures relevées.

## V. DEMONSTRATEUR à 38 GHz

### V.1- Transducteur Opto-millimétrique

Nous donnons figure IV.56 une photographie du transducteur opto-millimétrique fabriqué à l'IEMN.



**Figure IV.56** : Transducteur optomillimétrique.

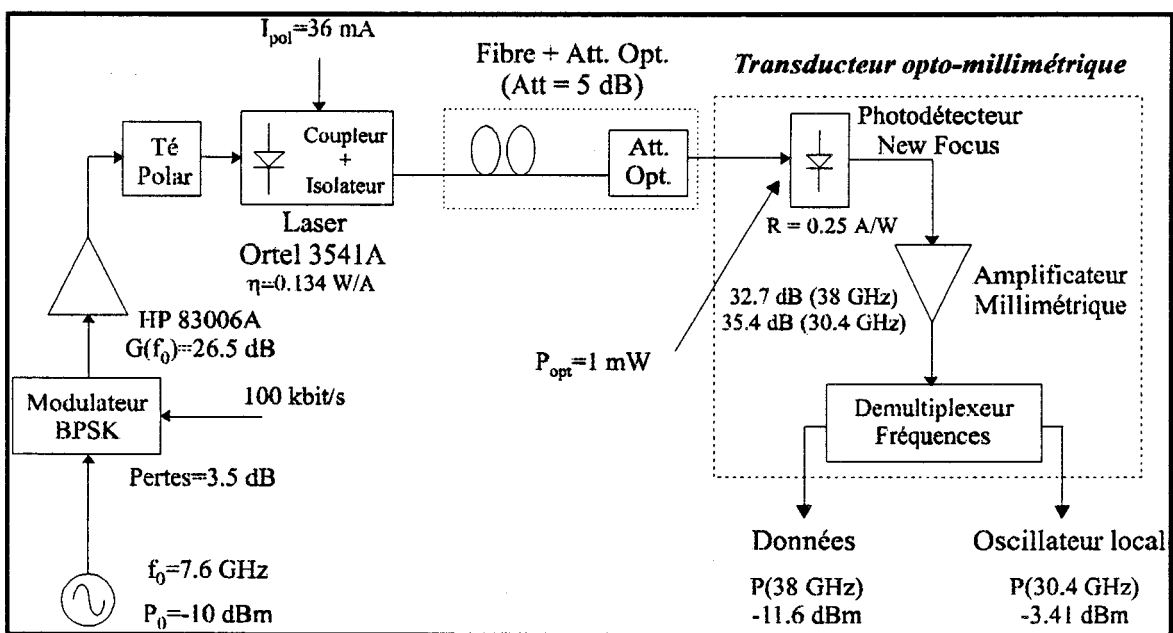


Nous pouvons distinguer sur cette photographie les différents éléments présentés en détail dans le paragraphe III et qui sont :

- un connecteur K mâle (bande passante 40 GHz), qui correspond à l'entrée du signal détecté par le photodétecteur New Focus. Rappelons que pour augmenter le niveau de puissance nous avons inséré entre le photodétecteur et le transducteur l'amplificateur millimétrique (26,5 - 40 GHz) Avantek AMT 40073-33, avec un gain de 35,4 dB et 32,7 dB à 30,4 GHz et 38 GHz respectivement,
- le démultiplexeur de fréquences avec la jonction en T et les deux filtres passe-bande à 30,4 GHz et 38 GHz,
- l'amplificateur millimétrique en puce (Hewlett Packard, HMMC 5040), de bande passante 26,5 - 40 GHz, et de gain 18 dB à 38 GHz. Le rôle de cette amplificateur est d'augmenter le niveau du cinquième harmonique à 38 GHz pour alimenter l'antenne de transmission,
- le réseau de quatre antennes pastilles. Il faut souligner que le substrat utilisé pour la fabrication de cette antenne est de l'alumine d'épaisseur 127  $\mu\text{m}$ , tandis que pour le démultiplexeur de fréquence il a été réalisé sur le même substrat mais d'épaisseur 254  $\mu\text{m}$ . Pour réduire la longueur des fils de connexion entre les différents circuits, nous avons mis une marche de 100  $\mu\text{m}$  sur le support métallique entre le circuit démultiplexeur et l'antenne associée à son amplificateur (l'épaisseur de l'amplificateur en puce est de 127  $\mu\text{m}$ ),
- et la sortie à 30,4 GHz par un connecteur K femelle, qui servira d'oscillateur local pour la voie retour.

### V.2- Caractérisation du démonstrateur

Le schéma détaillé avec tous les éléments qui constituent le démonstrateur utilisant le laser Ortel 3541A est présenté figure IV.57.

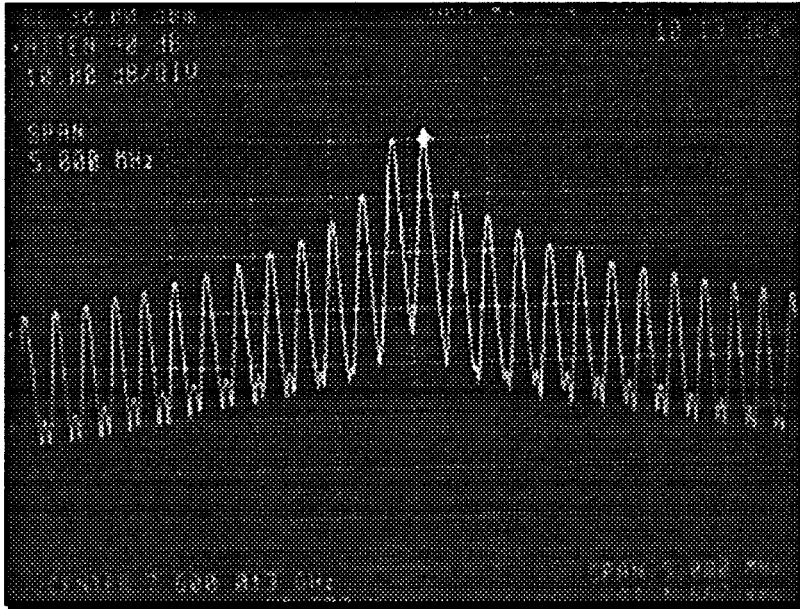


**Figure IV.57** : Schéma détaillé du démonstrateur à 38 GHz.

La source hyperfréquence fournit une puissance  $P_0$  de -10 dBm à 7,6 GHz de façon à ce que le modulateur et l'amplificateur micro-onde HP-38006 fonctionne en régime linéaire.

Notons que le modulateur utilisé pour cette liaison est un composant commercial (G.T. Microwave Inc.) de bande passante 6-10 GHz et qui présente des pertes d'insertion à 7,6 GHz de 3,5 dB. Le signal digital de données a un débit de 100 kbits/s.

Le spectre à la sortie de l'amplificateur micro-onde est donné figure IV.58.



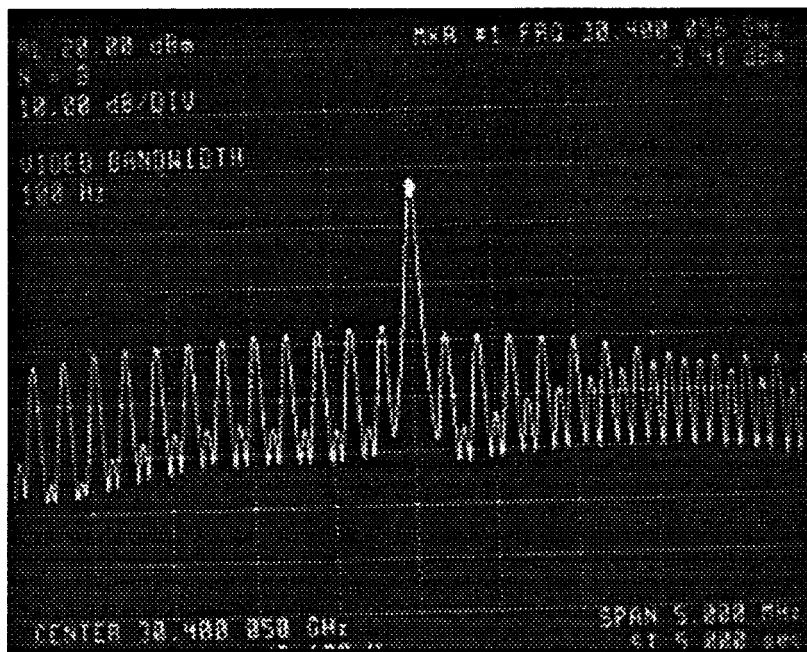
**Figure IV.58** : Spectre électrique à 7,6 GHz en sortie de l'amplificateur microonde HP 83006A.

Comme nous pouvons le constater, il s'agit de la modulation BPSK d'une porteuse à 7,6 GHz par un signal de 100 kHz. Les raies de modulation ont un niveau de puissance d'environ 10 dBm.

A partir des résultats expérimentaux relevés figures IV.15 et IV.16, lorsque nous modulons le laser avec une puissance de 10 dBm à 7,6 GHz, le maximum de puissance aux quatrième et cinquième harmoniques est obtenu pour un courant de polarisation de 36 mA. C'est donc cette valeur que nous avons fixée pour la polarisation continue du laser.

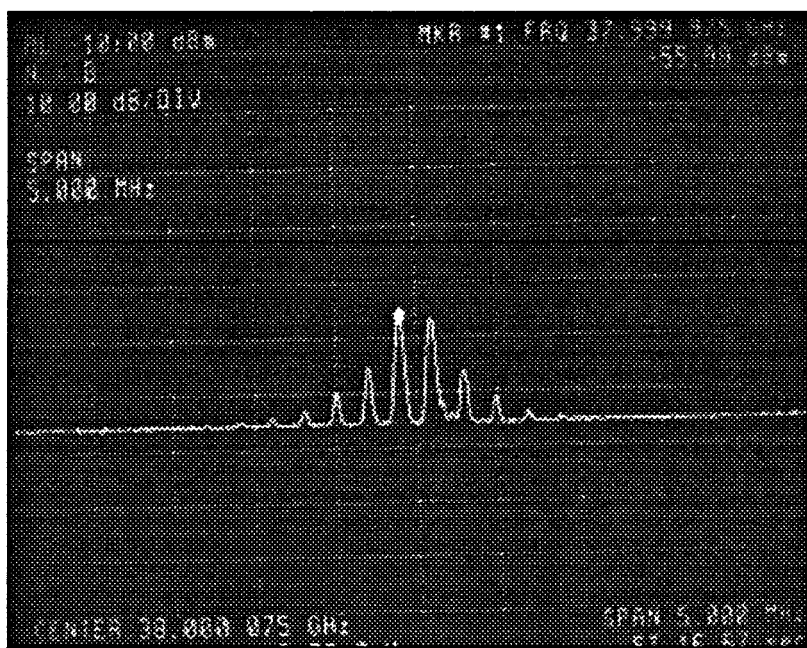
Dans notre système, le laser est suivi par une fibre optique monomode (SMF 28) et par un atténuateur optique limitant la puissance optique continue maximale en entrée du photodétecteur à 1 mW.

A l'aide d'un analyseur de spectre, nous avons visualisé figure IV.59, le spectre en sortie du filtre à 30,4 GHz. Cette figure montre une porteuse quasi pure dont le niveau est de -3,41 dBm.



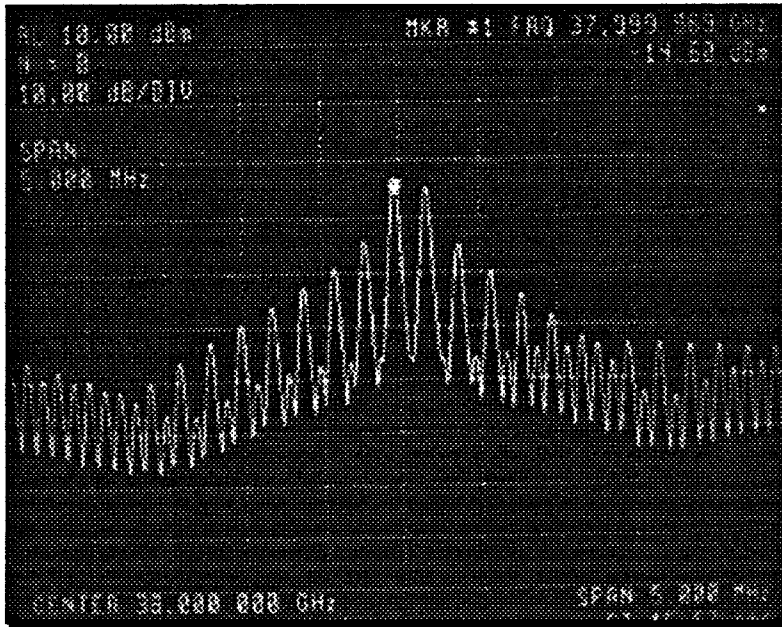
**Figure IV.59** : Spectre électrique à 30,4 GHz à la sortie du filtre 30,4 GHz.

Sur la même sortie du filtre à 30,4 GHz, nous donnons figure IV.60, le spectre du signal mais à 38 GHz.



**Figure IV.60** : Spectre électrique à 38 GHz à la sortie du filtre 30,4 GHz.

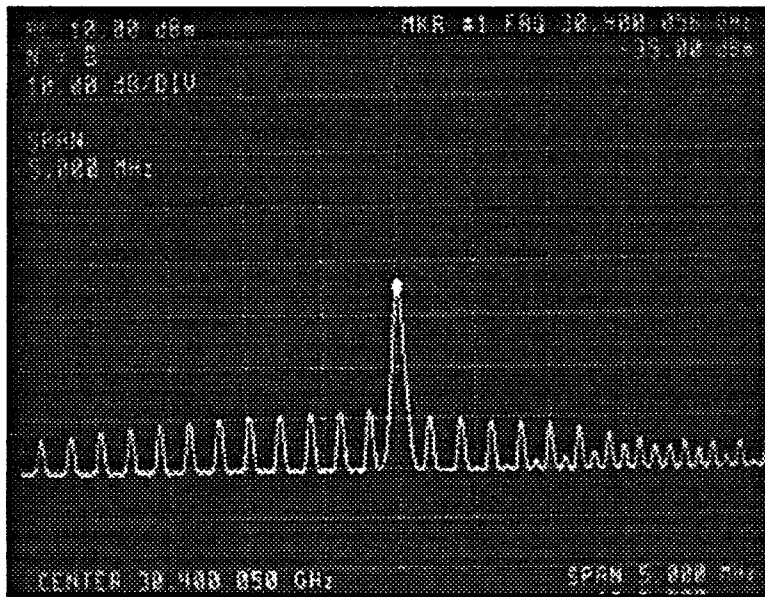
Ce spectre montre le signal à 38 GHz atténué de 40 dB par rapport au signal à la sortie du filtre à 38 GHz présenté figure IV.61. Ceci démontre la fonction du circuit démultiplexeur de fréquences associé aux filtres passe-bande.



**Figure IV.61** : Spectre électrique à 38 GHz à la sortie du filtre 38 GHz.

Cette figure montre un signal modulé en phase BPSK de puissance -14 dBm, qui sera appliqué à l'entrée de l'amplificateur millimétrique en puce (Hewlett Packard HMMC 5040), pour alimenter l'antenne d'émission.

Concernant le signal à 30,4 GHz sur la sortie du filtre à 38 GHz donné figure IV.62, il s'agit du même spectre que celui de la sortie à 30,4 GHz mais atténué de 32 dB. Ceci montre encore une fois la qualité du filtrage assuré par le circuit démultiplexeur de fréquences.

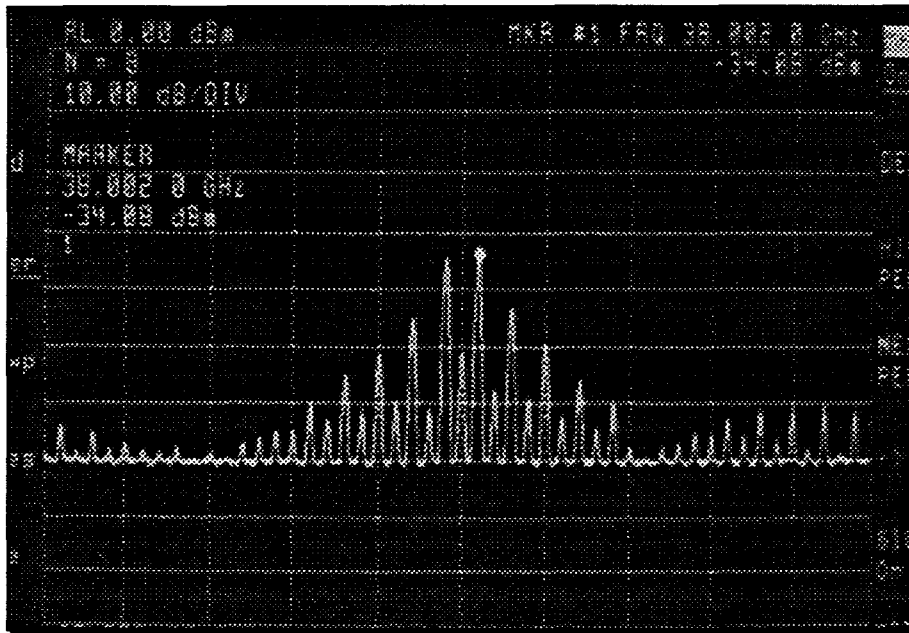


**Figure IV.62** : Spectre électrique à 30,4 GHz à la sortie du filtre 38 GHz.

Pour résumer tous ces résultats, nous donnons dans le tableau suivant les valeurs des puissances mesurées sur les deux sorties du démultiplexeur à 30,4 et 38 GHz.

	Puissance à 30,4 GHz	Puissance à 38 GHz
Voie à 30,4 GHz	-3,4 dBm	-56 dBm
Voie à 38 GHz	-35 dBm	-14,6 dBm

Enfin, nous donnons figure IV.63, le spectre électrique du signal à 38 GHz détecté par un cornet millimétrique 40 GHz, situé à une distance d'environ 6 m du transducteur.



**Figure IV.63** : Spectre électrique à 38 GHz en sortie de cornet.

Nous observons sur cette figure le signal à 38 GHz modulé en phase BPSK, avec un niveau sur les raies de modulation de -34 dBm, puissance raisonnable dans cette bande de fréquences.

Les résultats obtenus valident l'architecture proposée servant à coupler le transport par voie optique et une transmission hertzienne d'une onde millimétrique à 38 GHz. Il faut souligner que l'élément qui limite le bilan de transfert de notre démonstrateur est le photodétecteur puisque :

- il présente un faible coefficient de réponse (0,25 A/W),
- il présente une limitation en puissance continue (puissance optique continue maximale 1 mW en entrée).

Une amélioration peut être obtenue en utilisant une photodiode de type pin-guide associée éventuellement à un circuit d'adaptation passif-réactif à 30-40 GHz [64,65]. D'autre part, une optimisation du modulateur BPSK utilisé conduirait également à une amélioration de la qualité de la modulation.

## VI. CONCLUSION

Après avoir présenté l'architecture choisie pour la réalisation de notre démonstrateur à 38 GHz, nous avons donné dans ce chapitre une description des différents éléments constituant le système de transmission optomillimétrique complet.

Dans un premier temps nous avons optimisé le modèle équivalent du laser commercial Ortel utilisé, que nous avons ensuite inséré dans la liaison pour simuler le spectre fréquentiel de la diode laser en régime non-linéaire.

En exploitant les harmoniques 4 et 5, après détection par le photodétecteur rapide du commerce (New Focus, bande passante 40 GHz), nous avons séparé grâce au démultiplexeur de fréquences les harmoniques à 30,4 GHz et 38 GHz générés par le laser modulé en régime grand signal à 7,6 GHz. Le signal à 38 GHz modulé en phase BPSK sera amplifié pour alimenter l'antenne d'émission, et le signal à 30,4 GHz, considéré comme porteuse pure aux imperfections du modulateur près, servira d'oscillateur local.

La réalisation de ce démonstrateur nous a permis de valider le concept de transmission optomillimétrique en utilisant les non-linéarités de laser, par la modélisation et la caractérisation du système complet.

## ***CONCLUSION GENERALE***

## ***CONCLUSION GENERALE***

Le but de ce travail de thèse était de démontrer la possibilité de transmettre des informations en utilisant le réseau fibre optique ( $\lambda = 1,3$  ou  $1,55 \mu\text{m}$ ) et la transmission hertzienne en gamme millimétrique. La fréquence millimétrique choisie était de 38 GHz correspondant à un compromis entre performances de composants optoélectroniques rapides et fréquences élevées.

Après une revue des différentes méthodes de génération d'un signal millimétrique, nous avons choisi celle qui consiste à utiliser une diode laser en régime non-linéaire qui a l'avantage d'être simple et de ne pas nécessiter un laser de fréquence de coupure en gamme millimétrique.

Nous avons ensuite entrepris de présenter la modélisation de type circuit de la diode laser en régime non-linéaire, qui est une méthode utilisant un logiciel commercial (Compact Software), de préférence aux méthodes déjà développées au laboratoire. Cette façon de procéder a pour avantage d'être plus accessible à un plus grand nombre d'utilisateurs. L'intérêt de cet outil de modélisation est aussi de rassembler les modélisations de composants optoélectroniques (diode laser et photodiode PIN en régime petit ou grand signal, fibre optique) et de circuits microondes. La détermination des données du modèle a été effectuée à partir de résultats obtenus avec plusieurs lasers issus de la même structure mais de longueurs différentes. Cette démarche a été appliquée à des lasers Perot-Fabry fabriqués à Thomson LCR, soit du type multi-puits quantiques soit à double hétérojonction à ruban enterré. Elle nous a permis de valider le modèle de la diode laser en régime non-linéaire à 10 GHz pour la première structure et à 38 GHz avec la seconde.

Cette étude théorique et expérimentale nous a montré que le meilleur compromis à 10 GHz consiste à utiliser le cinquième harmonique pour une modulation directe du laser à 2GHz, et pour une transmission à 38 GHz le cinquième harmonique avec une modulation à 7,6 GHz. Nous avons appliqué ces résultats à la conception et la réalisation d'un démonstrateur opto-microonde à 10 GHz, et un autre à 38 GHz.

L'architecture du démonstrateur repose sur la possibilité d'utiliser le cinquième harmonique pour la transmission hertzienne et le quatrième harmonique comme oscillateur local pour le signal de retour, en le mélangeant au signal reçu du mobile.

Pour le démonstrateur à 10 GHz, nous avons choisi une architecture à deux photodiodes PIN fabriquées au CNET Bagnex en utilisant un coupleur optique. En revanche, pour le prototype à 38 GHz l'architecture ne comprend qu'un seul photodétecteur commercial rapide de bande passante 40 GHz et de coefficient de réponse 0,25 A/W. Ce photodétecteur est associé à un démultiplexeur de fréquences pour séparer les harmoniques 4 et 5 à 30,4 et 38 GHz, auquel nous avons adjoint des filtres pour améliorer la qualité du filtrage. La modélisation de ces circuits a été effectuée à l'aide des logiciels MDS (Microwave Design System) et Momentum.



Que ce soit pour le démonstrateur à 10 GHz ou à 38 GHz, la qualité du filtrage est primordiale pour assurer la voie retour. Par exemple, pour le démonstrateur à 38 GHz, nous avons réalisé deux filtres passe-bande, l'un à 30,4 GHz pour la quatrième harmonique et l'autre à 38 GHz pour la cinquième, dont les taux de réjection sont supérieurs à 30 dB pour les autres harmoniques.

Pour assurer une puissance suffisante des signaux, nous avons inséré en sortie de photodétecteur un amplificateur commercial Avantek, et un autre sous forme de puce commercialisé par Hewlett Packard, pour alimenter l'antenne. L'antenne pour le démonstrateur à 38 GHz que nous avons fabriquée à l'IEMN, a été entièrement modélisée et caractérisée par Yann Cailloce du « Laboratoire d'Antennes et Réseaux » de l'Université de Rennes I, dans le cadre d'une collaboration menée avec ce laboratoire pour ce projet.

La réalisation du démonstrateur complet à 38 GHz inclut une modulation de phase de type BPSK à l'entrée de la liaison, pour assurer la transmission de l'information sous forme digitale ; avec une modulation BPSK, la quatrième harmonique se comporte comme une porteuse pure aux imperfections du modulateur près.

Avec ce démonstrateur à 38 GHz, nous avons démontré expérimentalement la transmission d'une information modulée en BPSK sur porteuse optique avec 6 kms de fibre, et sur une porteuse millimétrique avec une transmission hertzienne de plusieurs mètres.

La poursuite de cette étude aura d'abord pour but d'effectuer une démonstration à 60 GHz. Ceci suppose de disposer de composants optoélectroniques adaptés à ces fréquences, comme par exemple les photodiodes PIN-guide, ou les lasers multi-électrodes. Les circuits amplificateurs doivent aussi être de qualité, mais la solution idéale à ces fréquences réside bien sûr dans l'intégration monolithique de tous les circuits actifs, passifs et même les antennes. Le succès d'une telle étude serait total, si en plus on introduit la voie retour donc le mobile avec son système d'émission - réception et la connexion de la transmission opto-millimétrique au réseau fibre optique de France Telecom.

## ***BIBLIOGRAPHIE***

**BIBLIOGRAPHIE**

- [1] H. Haisch et al, Proc. 21st Eur. Conf. on Opt. Comm. (ECOC'95, BRUSSELS), p. 1007. Voir aussi : S. Weisser, J.D. Ralston, E.C. Larkins, I. Esquivias, P.J. Tasker, J. Fleisner, J. Rosenzweig, « Efficient high speed direct modulation in p-doped InGaAs/GaAs multiquantum well lasers », *Electronic Letters*, Vol. 28 (23), pp. 2141-2143, 1992.
- [2] P.A. Morton, T. Tanbun-Ek, R. A. Logan, N. Chand, K. W. Wecht, A. M. Sergent, and P.F. Sciortino, Jr. : « Packaged 1.55 $\mu$ m DFB laser with 25 GHz modulation bandwidth », *Electronic Letters*, Vol. 30, pp. 2044, 1994.
- [3] M. Krakowski, « Direct laser modulation up to 21 GHz », 24<sup>th</sup> European Microwave Conference, Cannes, 1994.
- [4] H. Elkadi, J.P. Vilcot and D. Decoster, « An equivalent circuit model for multielectrode lasers : potential devices for millimeter-wave applications », *Microwave and Optical Technology Letters*, Vol. 6, pp. 245-249, 1993.
- [5] E. Goutain, J. C. Renaud, M. Krakowski, R. Blondeau, H. Elkadi, J. P. Vilcot, D. Decoster: « Laser DFB 1,55 $\mu$ m pour génération de signaux millimétriques (>30 GHz) » *Opto 96*, Paris, aussi *Electronic Letters*, Vol. 32, pp. 896, 1996.
- [6] A. Daryoush, « Optical synchronisation of millimeter-wave oscillators for distributed architectures », *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, Vol. 38, PP. 467-476, 1990.
- [7] S. Mezzour, J.P. Gouy, J.P. Vilcot, D. Decoster, J.C. Renaud, R. Blondeau, « Millimeter wave optical link based on laser non-linearities », *Semiconductor and Integrated OptoElectronics*, Cardiff, Wales, 1-3 April 1996.
- [8] D. Mathoorasing, J.F. Cadiou, C. Kazmierski, E. Penard, P. Legaud and J. Guena, « 38 GHz optical harmonic mixer for millimeter-wave radiowave systems », *Electronic Letters*, Vol. 31 (12), pp. 970-972, 1995.
- [9] GEC -Marconi Materials Technology Ltd, « GaAs optical modulators for DC to 50 GHz », *Techbrief information sheet*, February 1993.
- [10] K. Noguchi, H. Miyazawa, O. Mitomi, « Modulateur optique large bande à 70 GHz sur Ti:LiNbO<sub>3</sub> », *IEICE 5-8 Sept 1993 (C-175)*.
- [11] F. Devaux, A. Carencu, « The multi-quantum well electro-absorption modulator; a versatile device for high-frequency optical fiber system », 24<sup>th</sup> European Microwave Conference, Cannes, 1994.

- [12] A. J. Seeds, J. F. Singleton, S. P. Brunt, J. R. Forrest, « The optical control of IMPATT oscillators », *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 5, pp. 403-410, 1987
- [13] D. Yang, P.K. Bhattacharya, T. Brock, « Direct optical injection locking of monolithically integrated InGaAs/InAlAs MODFET oscillators », *Electronic Letters*, Vol. 29 (11), pp. 944-945, 1993.
- [14] J.F. Cadiou, J. Guena, E. Penard, P. Legaud, C. Minot, J. F. Palmier, H. Le Person and J. C. Harmand, « Direct optical injection locking of 20 GHz superlattice oscillators », *Electronic Letters*, Vol. 30 (20), pp. 1690-1691, 1994.
- [15] J. Van De Castele : « Etude et réalisation de transducteurs opto-hyperfréquences sur matériaux III-V », thèse de doctorat, Lille 1996.
- [16] S. Kawanishi, A. Takada, M. Saruwatari : « Wide-band frequency-response measurement of optical receivers using optical heterodyne detection », *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 7, pp. 92-98, 1989.
- [17] L. Goldberg, H. F. Taylor, J. F. Weller: « Microwave signal generation with injection-locked laser diodes », *Electronic letters*, Vol. 19, pp. 491-493, 1983.
- [18] J. Harrison, A. Mooradian, « Linewidth and offset frequency locking of external cavity GaAlAs », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 25, pp. 1152-1155, 1989.
- [19] K. J. Williams, L. Goldberg, R. D. Esman, M. Dagenais, J. F. Weller : « 6-34 GHz offset phase-locking of Nd: YAG 1319nm nonplanar ring lasers », *Electronic letters*, Vol. 25, pp. 1242-1243, 1989.
- [20] L. Goldberg, R. D. Esman, K. J. Williams : « Generation and control of microwave signals by optical techniques », *IEE Proceedings part-J*, Vol. 139, pp. 288-295, 1992.
- [21] K. Y. Lau : « Narrow-band modulation of semiconductor lasers at millimeter wave frequencies (>100 GHz) by mode locking », *IEEE Journal of quantum electronics*, Vol. 26, pp. 250-261, 1990.
- [22] R. Nagarajan, S. Levy, A. Mar, J. E. Bowers : Resonantly enhanced semiconductor lasers », *IEEE Photonics technology letters*, Vol. 5, pp. 4-6, 1993.
- [23] K. Y. Lau : « Short-pulse and high-frequency signal generation in semiconductor lasers », *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 7, pp. 400-419, 1989.
- [24] R. S. Tucker, U. Koren, G. Raybon, C. A. Burrus, B. I. Miller, T. L. Koch, G. Eisenstein : « 40 GHz active mode-locking in a 1.5mm monolithic extended-cavity laser diode », *Electronic Letters*, Vol. 25, pp. 621-622, 1989.
- [25] L. Goldberg, A. M. Yurek, H. F. Taylor, J. F. Weller : « 35 GHz microwave signal generation with injection-locked laser diodes », *Electronic letters*, Vol. 19, pp. 491-493, 1983.

- [26] J. J. O'Reilly, P. M. Lane, R. Heidemann, R. Hofstetter : « Optical generation of very narrow linewidth millimetre wave signals », *Electronic letters*, Vol. 28, pp. 2309-2311, 1992.
- [27] H. Schmuck, R. Heidmann, R. Hofstetter, « Distribution of 60 GHz signals to more than 1000 base stations », *Electronic Letters*, Vol. 30, pp. 59-60, 1994.
- [28] H. Schmuck, R. Heidmann, R. Hofstetter, « Distribution of 60 GHz signals to more than 1000 base stations », *Electronic Letters*, Vol. 30, pp. 59-60, 1994, voir aussi : R. Hofstetter, H. Schmuck, and R. Heidemann, « Dispersion effects in optical millimeter wave systems using self-heterodyne method for transport and generation », *IEEE-MTT*, Vol. 43, pp. 2263-2269, 1995.
- [29] D. Wake, D. Marcenac, « Millimeter-wave modulated optical sources using two-moded lasers », XXV<sup>th</sup> General Assembly of the international union of radio science, URSI, pp.638, 1996.
- [30] J. Gowar, « Optical communication systems », Prentice/Hall International, 19984.
- [31] S. M. Sze, « Physics of Semiconductor Devices », 2nd Edition, Wiley & Son, 1981.
- [32] O. Rabii, « Etude de photodétecteurs PIN-guides et MSM intégré à un guide optique pour des applications en ondes millimétriques », Thèse soutenue à l'USTL, Décembre 95.
- [33] K. Kato, H. Kawana, A. Kosen, « Design of ultrawide-band, high sensitivity p-i-n photodetectors », *IEICE Trans. Electron.*, Vol. E76-C, pp. 214-220, 1993.
- [34] I. S. Ashour, H. Elkadi, K. Sherif, J. P. Vilcot, D. Decoster, « Cut-off frequency and responsivity limitation of AlInAs/GaInAs MSM PD using a two dimensional bipolar physical model », *IEEE Transaction on Electronic Devices*, Vol. 42, pp. 231-238, 1995.
- [35] K. Kato, J. Yoshida, « Ultra-wide-bandwidth 1.55  $\mu\text{m}$  waveguide p-i-n photodiode », *Proceedings SPIE*, Vol. 2149, pp. 312-319, 1994.
- [36] J. Harari, F. Journet, O. Rabii, L. Joannes, J. P. Vilcot, D. Decoster, « Modeling of photodetectors for microwave and high power applications », *IEEE MTT*, Vol. 43, pp. 2304-2310, 1995.
- [37] H. Elkadi, J. P. Vilcot, S. Maricot, D. Decoster, « Microwave circuit modeling for semiconductor lasers under large and small signal conditions », *Microwave an optical Techn. Lett.*, Vol. 3 (N° 11), pp. 379-382, 1990.
- [38] S. Maricot, J. P. Vilcot, D. Decoster, J. C. Renaud, D. Rondi, P. Hirtz, R. Blondeau, and B. de Cremoux, « Monolithic integration of optoelectronic devices with reactive matching networks for microwave applications », *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 4, pp. 1248-1250, 1992
- [39] J. P. Gouy, S. Mezzour, E. Dogheche, J. P. Vilcot, D. Decoster, « Narrow bandwidth matching of microwave photodetectors », *Proc. SPIE*, Vol. 2149, « Technologies for optical fiber communications », pp. 391-396, 1994.

- [40] P. M. Boers, M.T. Vlaardingerbroek and M. Danielsen ; « Dynamic behaviour of semiconductor lasers » ; *Electronic Letters* ; Vol. 11, N° 10, 15<sup>th</sup> May 1975 ; pp. 206-208.
- [41] Dietrich Marcus ; « Computer simulation of laser photon fluctuations : theory of single-cavity laser » ; *IEEE J. Quantum Electron.* ; Vol. QE-20, N° 10, Octobre 1984 ; pp. 1139-1148.
- [42] Pao-Lo Liu and Michael M. Choy ; « Modeling rare turn-on events of injection lasers » ; *IEEE J. Quantum Electron.* ; Vol. 25, N° 8, Août 1989 ; pp. 1767-1770.
- [43] Eric Hemery, Laurent Chusseau, and Jean Michel Lourtioz ; « Dynamics behaviors of semiconductors lasers under strong sinusoidal current modulation : modeling and experiments at 1.3  $\mu\text{m}$  » ; *IEEE J. Quantum Electron.* ; Vol. 26, N° 4, Avril 1990 ; pp. 633-641.
- [44] Eric Hemery, Laurent Chusseau, et Jean Michel Lourtioz ; « Diodes lasers en régime de forte modulation sinusoidale de courant : modélisation et expériences à 1.3  $\mu\text{m}$  » ; *ANN. Télécom.* ; Vol. 44, N° 3-4, 1989. pp. 124-133.
- [45] Eric Hemery et Jean Michel Lourtioz ; « Comportement dynamique des lasers semiconducteurs en régime de modulation directe » ; *Apply. Phys.* ; Vol. 22, Nov. 1987 ; pp. 1571-1580.
- [46] Rodney S. Tucker ; « Circuit model of double-heterojunction laser below threshold » ; *IEE Proc.* ; Vol. 128, N° 3, Juin 1981, pp. 101-106.
- [47] Rodney S. Tucker ; « Large signal circuit model for simulation of injection-laser modulation dynamics » ; *IEE Proc.* ; Vol. 128, N° 5, Octobre 1981, pp. 180-184.
- [48] Stavros Iezekiel and Cristopher M. Snowden ; « Non-linear circuit analysis of laser diodes under microwave direct modulation » ; *IEEE MTT-S Digest* ; pp. 937-940.
- [49] « Indium Phosphide and related Materials : Proceeding, Technology, and devices », (Avishay Katz Editor), pp. 360-361.
- [50] "Etude sur les antennes actives pour les communications avec les mobiles et les communications de proximité", J.P. Gouy, F. Jorge, D. Decoster, P.A. Rolland, Rapport contractuel TO+6, marché 941B005
- [51] "Improvement of microwave signal optical transmission by passive matching of optoelectronic devices", S. Maricot, J.P. Vilcot, D. Decoster, *Microwave and Optical Technology Letters*, Vol 4, N°13, Dec 1991 pp591-595
- [52] "Narrow bandwidth matching of microwave photodetectors", J.P. Gouy, S. Mezzour, E. Dogheche, J.P. Vilcot, D. Decoster, *Proc. SPIE, Technologies for optical fiber communications*, Los Angeles, January 1994
- [53] "InGaAs/InP graded-index quantum well lasers with nearly ideal static characteristics", H. Temkin, T. Tanbun-Ek, R.A. Logan, J.A. Lewis, N.K. Dutta, *Appl. Phys. Lett.*, 56(13), march 1990, pp 1222-1224.

- [54] F. Devaux, P. Borde, J.F. Cadiou, E. Penard, P. Legaud, "Distribution of millimetre radiowave signals with MQW electroabsorption modulator", *Electronics Letters*, Vol. 30, N° 18, Sept. 1994, pp. 1522-1524.
- [55] D. Mathoorasing, C. Kazmierski, "Efficient optical harmonic converter with 1,5  $\mu\text{m}$  MQW DFB VUG laser for millimetre wave radio applications", *Electronics Letters*, Vol. 30, N° 23, 1994, pp. 1957-1958.
- [56] J.F. Cadiou, E. Penard, M. Goloubkoff, J. Guena, P. Legaud, D. Tanguy, "Conversion optique radio dans le domaine millimétrique", *REE* N° 5, Mai 1996, pp. 46-52.
- [57] A. Primerose, J. Graffeuil, L. Lapiere, J. Sombrin, J.C. Lalaurie, J. Larroque : "High rate phase MMIC remodulation demodulator and modulator", *GaAs '92 ESA/ESTEC Symposium Noordwijk The Nederland* (1992).
- [58] A. Primerose "Conception et integration monolithique de modulateurs quadriphase haut débit en bade X", Thèse de Doctorat, Toulouse, 1992.
- [59] M. Forment Tàrrega, "Contribution à la réalisation d'une liaison opto-hyperfréquence à 38 GHz", *Projet de fin d'études*, Lille, 1997.
- [60] T. Devred, C. Girard, O. Obert, "Conception d'un démultiplexeur fréquentiel à 30,4 GHz et à 38 GHz", *Projet de troisième année EUDIL*, 1996.
- [61] Y. Cailloce, "Antennes actives et réseaux d'antennes en millimétrique", Thèse de Doctorat, Rennes, 1997.
- [62] G. P. Agrawal, "Fiber-optic communication systems", John Wiley & Sons.
- [63] H. Elkadi, "Modélisation de lasers semiconducteurs et applications à la CAO de systèmes opto-microondes", Thèse de Doctorat, Lille, 1993.
- [64] J.C. Renaud, "Optoelectronic devices for microwave optical links", *Proc. of European Conference on Network and Optical Communications (NOC '96)*, Heidelberg, 1996.
- [65] J. Van de Castele, "Etude et réalisation de transducteurs opto-hyperfréquences sur matériaux III-V", Thèse de Doctorat, Lille, 1996.

## **ABSTRACT**



Fibre radio links are possible alternative to other techniques such as Fibre To The Home or electrical cables for local distribution of information. Frequency ranges of interest could be around 30 GHz, 38 GHz and 60 GHz. The study and development of systems using both optical fibre networks and radio transmission in millimetre wave frequency range are then required. In such systems, data are carried by the fibre network up to an optical millimetre wave transducer which converts the optical signal into a millimetre wave carrier before the antenna level.

In this thesis, we study the possibility of fibre radio links using the modulation non-linearities of semiconductor lasers.

After a presentation of various possible techniques used to generate a millimetre wave at the output of the link, we explain our choice based on the non-linearities of lasers (simple system, available low cost components ...).

We describe then the modelling tools we used to design the entire link, and particularly the method we developed to determine the various parameters of the equivalent circuit of the semiconductor laser.

Two experimental demonstrators were performed at 10 GHz and 38 GHz using fifth harmonic of two different high speed semiconductor lasers fabricated at Thomson LCR. The experimental results agree well with theoretical prediction and show that a system based on such techniques is possible to implement. We fabricated then a complete prototype using only commercially available devices except passive millimetre wave circuits that we fabricated in our laboratory.

Transmission of digital signal using BPSK Phase modulation was demonstrated over 6 km fibre and several meter radio transmission showing the validity of the concept. The local oscillator signal for the return link has been obtained via the fourth harmonic.

### **Keywords :**

Fibre radio links  
Non-linearities of semiconductor lasers  
Demonstrator

Millimetre wave transducer  
Modelling tools  
Phase modulation