

N° d'ordre :

THESE

Présentée à

l'Université des Sciences et Technologies de Lille

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE
Spécialité: ELECTRONIQUE

par

Emilien PEYTAVIT

GENERATION ET PROPAGATION
AUX FREQUENCES TERAHERTZ

soutenance prévue le 24 octobre 2002 devant la commission d'examen

Membres du jury :	M. D. Decoster	Président
	M. D. Lippens	Directeur de thèse
	M. R. Bocquet	Rapporteur
	M. J.-L. Coutaz	Rapporteur
	M. F. Mollot	Examineur
	M. J. Nagle	Examineur
	M. H. Roskos	Examineur
	M. S. Arscott	Invité

Table des matières

1 Applications et sources aux fréquences TéraHertz	3
1.1 Les applications potentielles	4
1.1.1 Observation de l'environnement	4
1.1.2 Télécommunications du futur	5
1.1.3 Imagerie TéraHertz	5
1.2 Sources fonctionnant au TéraHertz	6
1.2.1 Génération directe	6
1.2.2 Génération indirecte	13
1.3 Conclusion	16
2 Emission TéraHertz par photomélangé	19
2.1 Principe du mélange de fréquences dans un photoconducteur	19
2.1.1 Le battement de fréquences	19
2.1.2 Photodétection du terme de battement	20
2.2 Théorie simplifiée du mélange de fréquences	21
2.2.1 Photodétection	21
2.2.2 Schéma électrique équivalent	24
2.3 Les différents éléments du dispositif de photomélangé	26
2.3.1 Le GaAs epitaxié à basse température	26
2.3.2 Photodétecteur planaire	35
2.3.3 Antennes adaptées aux fréquences TéraHertz	45
2.4 Caractérisation expérimentale	56
2.4.1 Dispositif expérimental	56
2.4.2 Résultats expérimentaux	56

3	Le photodétecteur vertical	69
3.1	Principe du photodétecteur vertical	69
3.1.1	Comparaison photodétecteur planaire/vertical	69
3.1.2	Géométrie et capacité	70
3.1.3	Principe technologique	72
3.1.4	Couche semi-transparente	73
3.2	Le report de couches épi axiales	77
3.2.1	Les techniques de report	77
3.2.2	Mise en oeuvre de la technique de collage à l'aide du BCB	78
3.3	Les autres étapes technologiques	83
3.4	Résultats expérimentaux	90
3.4.1	Réponse statique	91
3.4.2	Comparaison en photomélange	92
3.5	Interprétation des résultats : régime de survitesse	98
3.5.1	Effets non stationnaires dans le GaAs	99
3.5.2	Interprétation des résultats	101
3.6	Vers le spectre 1.3 -1.5 microns	102
3.6.1	Utilisation de la queue d'absorption	103
3.6.2	L'InGaAs épitaxié à basse température	106
3.7	Conclusions et perspectives	107
4	Les lignes de propagations au TéraHertz	109
4.1	Les lignes de propagation usuelles	110
4.1.1	La ligne microruban	110
4.1.2	Les lignes coplanaires : guide coplaire (CPW) et ligne à deux rubans (CPS)	111
4.2	Les pertes par radiation	113
4.2.1	Origine physique	113
4.2.2	Les lignes CPS et CPW	115
4.3	Effet des conditions aux limites sur les lignes CPS	118
4.3.1	Positionnement du problème	118
4.3.2	Dispositif étudié	118
4.3.3	Etude expérimentale	119
4.3.4	Simulation numérique	125

4.3.5	Conclusion	130
4.4	Nouvelles topologies pour réduire les pertes par radiation	133
4.4.1	Structuration du substrat	133
4.4.2	Structuration métallique	135
4.4.3	Conclusion	142
	Bibliographie	145

Introduction Générale

Aujourd'hui, des disciplines telles que la radioastronomie, ou l'étude et la surveillance de l'atmosphère terrestre, connaissent un essor considérable. Nécessitant une électronique fonctionnant à des fréquences de l'ordre du TéraHertz, elles contribuent grandement à son développement. On a vu ainsi émerger ces dernières années des systèmes d'émission et de réception opérant dans une plage de fréquences allant de quelques centaines de Gigahertz à plusieurs TéraHertz.

Cette recherche en amont rejoint peu à peu les préoccupations des industriels de l'électronique qui, devant la nécessité d'accroître les performances des systèmes, se tournent notamment vers la montée en fréquence, qui va de pair avec la miniaturisation.

Nous nous proposons dans ce travail d'étudier une des voies les plus prometteuses pour générer un rayonnement TéraHertz : le battement de deux lasers continus, encore appelé photomélange.

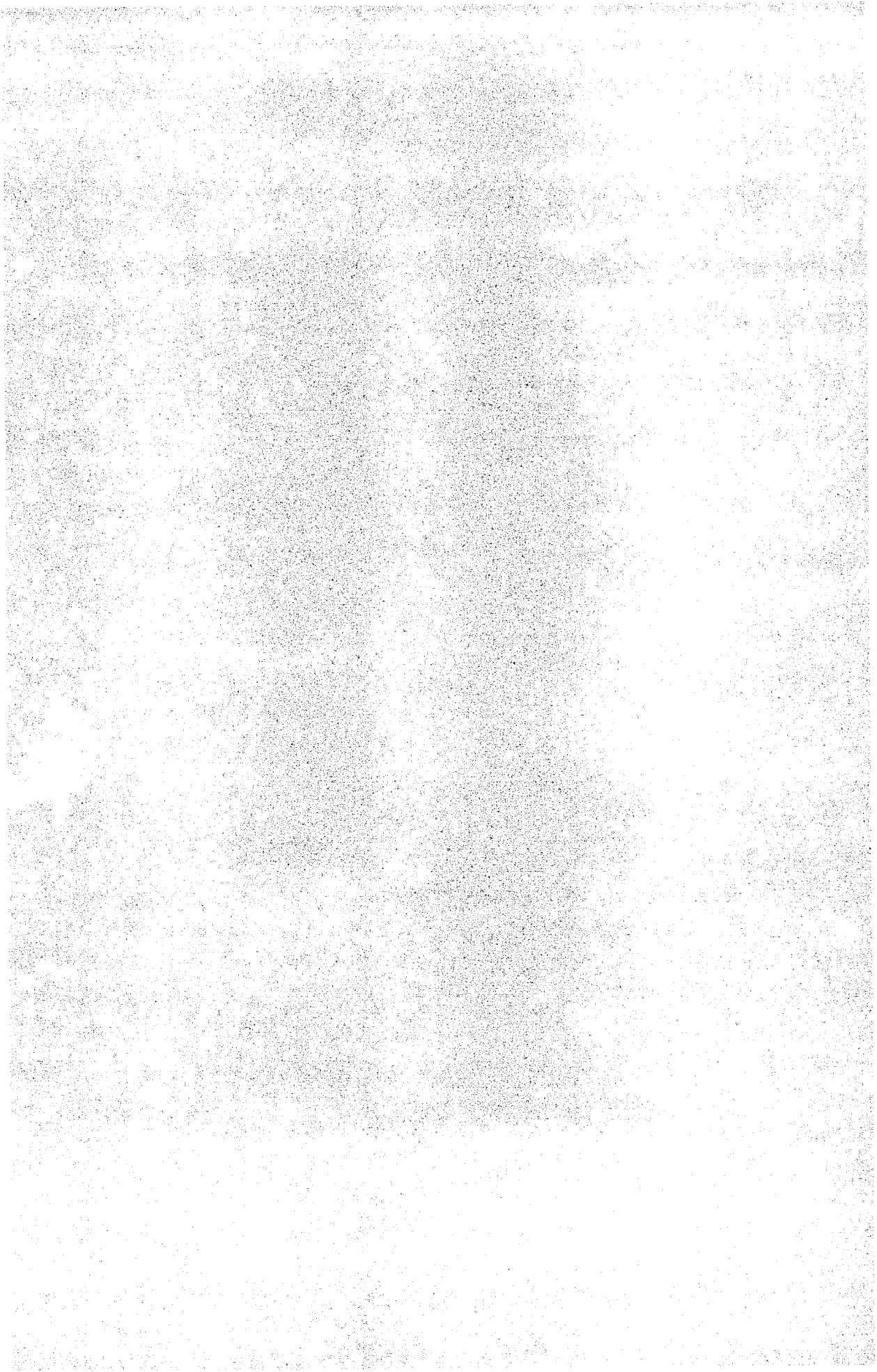
Dans le premier chapitre, nous présenterons les applications et les principales techniques utilisées dans la gamme des fréquences TéraHertz.

Dans le second chapitre, nous étudierons précisément la technique dite de photomélange. Après en avoir expliqué le principe, nous en modéliserons le fonctionnement, puis nous décrirons en détail ses différentes composantes. Nous présenterons pour finir les résultats expérimentaux obtenus avec une structure planaire. Les limites de cette structure nous amèneront dans un premier temps à proposer une autre topologie : le photodétecteur vertical.

Le troisième chapitre traitera de la conception puis de la fabrication de ce photodétecteur, qui a nécessité la mise au point d'une technique de report de couches épitaxiales

en cours de procédé technologique. La fin de ce chapitre sera consacrée à la présentation des résultats expérimentaux et à leur interprétation.

Le quatrième chapitre abordera l'étude préparatoire à une voie qui semble prometteuse : le photodétecteur distribué. Ce type de photodétecteur, utilisé en photomélange, nécessiterait une structure de propagation fonctionnant correctement aux fréquences Téraherz. Il nous est donc apparu essentiel d'étudier les phénomènes de propagation dans cette plage de fréquences.



Chapitre 1

Applications et sources aux fréquences Térahertz

Le Térahertz est un domaine fréquentiel particulièrement intéressant, car il recouvre les fréquences caractéristiques de nombreux mécanismes physiques. L'observation de l'environnement, qu'il soit terrestre ou spatial, a ainsi longtemps été le principal moteur des avancées dans ce domaine. La situation est cependant en pleine évolution, avec l'apparition d'applications comme les télécommunications à haut débit, l'imagerie médicale et la biologie. Il existe aujourd'hui de nombreuses sources fonctionnant dans cette plage de fréquences, mais il manque toujours une source fiable, compacte et à faible coût. Historiquement, les applications spectroscopiques étaient avant tout des expériences de laboratoire, dans lesquelles les notions de coût ou d'encombrement n'entraient pas en ligne de compte. En outre, le Térahertz se situe aux limites physiques et technologiques des domaines qui ont connu le plus grand développement ces dernières décennies : l'optique et l'électronique. Et si, à partir de ceux-ci, il est possible d'atteindre le Térahertz, c'est au prix de trésors d'ingéniosité.

Ce chapitre va nous permettre de passer en revue les différentes applications et les sources existantes. Nous mettrons ainsi en perspective la technique étudiée dans la suite de ce travail, c'est-à-dire le photomélange. L'aspect "propagation" sera, quant à lui, étudié au dernier chapitre.

allant de quelques milliwatts pour une diode Schottky à quelques nanowatts pour un bolomètre à électrons chauds.

Surveillance des pollutions atmosphériques

La surveillance des pollutions atmosphériques est un problème important, qui n'a pas encore de solution définitive. Les polluants les plus classiques (tels que les oxydes d'azote, le soufre ou encore l'ozone) sont détectés dans l'ultraviolet par sondage de transitions électroniques. Pour d'autres espèces, en particulier la classe des organo-volatils, il semble plus judicieux d'utiliser les spectres de vibration, spectres intenses dans l'infrarouge moyen. Cependant de nombreuses espèces ne sont pas détectables par les moyens d'analyse classiques et ont des spectres d'absorption intenses dans le domaine submillimétrique. Il est devenu alors nécessaire d'imaginer de nouvelles techniques. Il a été ainsi montré récemment [Mour99, MCB+99] que l'hydrogène sulfuré (H_2S) pouvait être détecté en utilisant une source submillimétrique large bande.

1.1.2 Télécommunications du futur

Le développement des applications multimédia futures (internet haut débit, télévision numérique, calculateurs rapides) nécessite la mise au point de circuits de plus en plus rapides. Les débits des systèmes actuels de transmission optique se situent à 10 Gbit/s. Les prototypes à 40 Gbit/s ont déjà été développés, et il faut maintenant concevoir les futures systèmes à plus haut débit. Ces systèmes nécessiteront des étages d'amplification, mais aussi des structures de propagation et des oscillateurs locaux fonctionnant aux fréquences THz.

1.1.3 Imagerie TéraHertz

La spectroscopie TéraHertz résolue en temps, utilisée dans le domaine de l'imagerie (T-ray imaging) est sans doute l'une des applications les plus matures des systèmes TéraHertz. Cette technique, développée dans les années 1990 [HuNu95], est aujourd'hui en passe d'être commercialisée. Les applications principales sont l'imagerie médicale et la sécurité.

1.2 Sources fonctionnant au Téraherzt

Bien qu'un système Téraherzt nécessite de nombreuses autres fonctions, nous allons dans ce chapitre nous intéresser plus particulièrement à l'état de l'art des sources. Nous ne prétendons cependant pas être exhaustifs en raison de la multiplicité des voies d'études actuelles.

1.2.1 Génération directe

Le carcinotron

Les premières sources de rayonnement cohérent sont les tubes micro-ondes, inventés au début du vingtième siècle. Ces tubes, supplantés depuis par les composants à semi-conducteur dans de nombreux domaines de l'électronique, restent aujourd'hui encore indispensables dans le domaine submillimétrique, ainsi que dans les applications nécessitant de fortes puissances (telles que les émetteurs de télévision ou les radars). Ainsi, la seule source commerciale accordable oscillant au dessus de 1 THz est le carcinotron (ou Back Wave Oscillator BWO), qui a été développé dans les années 1970 en France et en Russie. Le niveau de puissance est compris entre 1 W aux basses fréquences et quelques milliwatts au delà de 1 THz. Ce type de source est surtout un instrument de laboratoire dont le coût élevé ($\approx 50000\$$) et la durée de vie limitée (quelques centaines d'heures) sont rédhibitoires pour son développement. Sa fabrication repose en effet sur de la mécanique de précision devenant micronique aux fréquences Téraherzt. Le développement de la microtechnologie a toutefois relancé l'intérêt pour les tubes à vide avec des propositions intéressantes visant par exemple la microfabrication de klystrons [MGF+00].

Lasers moléculaires

A l'heure actuelle, les lasers oscillants dans le domaine submillimétrique sont pour l'essentiel des dispositifs optiquement pompés par des lasers CO_2 de forte puissance (plusieurs dizaines de watts). De nombreux milieux actifs sont utilisables parmi lesquels les plus classiques sont le méthanol (CH_3OH) et l'acide formique (HCOOH). Au total, plus d'une centaine de raies d'émission de puissance significative sont connues entre 500 GHz

et 2500 GHz. Si le laser moléculaire est une source à émission directe, il est rarement utilisé en tant que tel en raison de son spectre de raies, et donc de son manque d'accordabilité. En utilisant le laser submillimétrique optiquement pompé comme dispositif de base, de nombreux groupes [Sieg02] ont développé des sources accordables en exploitant la technique de bandes latérales. Cette technique nécessite la génération d'harmoniques à l'aide d'un élément non linéaire, généralement une diode Schottky. Cette source est encore aujourd'hui largement employée, que ce soit en spectroscopie ou en tant qu'oscillateur local dans des systèmes de réception.

Composants électroniques à l'état solide

Les sources électroniques traditionnelles, c'est-à-dire les oscillateurs et les amplificateurs, sont limitées par leurs caractéristiques intrinsèques, comme par exemple le temps de transit des porteurs, et par les termes parasites extrinsèques, notamment les éléments capacitifs. On observe ainsi une chute de puissance aux hautes fréquences. De nombreux progrès ont cependant été réalisés ces dernières années, et il nous semble donc important de faire un état de l'art de ce type de sources fonctionnant dans la gamme millimétrique et submillimétrique.

Les sources à l'état solide utilisées pour la génération directe sont avant tout des diodes qui présentent une conductance différentielle négative. Jusqu'à présent, trois principaux types de diodes ont été envisagés.

Diode Gunn

La première est la diode Gunn, dont le principe est basé sur un transfert électronique entre les minimas des bandes de conduction des semiconducteurs multi-vallée. Les temps de transfert inter-vallée sont de l'ordre de la picoseconde pour le GaAs et l'InP. Ils imposent une limite fréquentielle fondamentale à ce type de diode. Ces limites théoriques, corroborées par l'expérience, sont estimées à 100 GHz pour les diodes fabriquées sur GaAs et 200 GHz sur InP. Concrètement la puissance de sortie d'une diode Gunn peut atteindre 100 mW à 100 GHz pour chuter à 300 μ W à 300 GHz. Les rendements de conversion passent quant à eux d'environ 5 % à 100 GHz à 0.03 % à 300 GHz. Cependant le fonctionnement en seconde harmonique ouvre de nouveaux horizons, que l'on peut illustrer par le milliwatt obtenu à 315 GHz par Eisele [Eise98].

Diode à injection et temps de transit

Le fonctionnement de la diode à temps de transit repose sur la génération (selon différents moyens suivant le type de diode) et le déplacement d'un paquet d'électrons entre les deux parois d'une capacité plane polarisée. Le déphasage entre la tension RF aux bornes de la diode et le courant induit se traduit par une résistance dynamique négative. Les diodes IMPATT (IMPact Avalanche Transit Time), qui utilisent l'effet d'avalanche pour générer les porteurs de charge, sont les plus couramment utilisées.

Les meilleurs résultats dans le domaine submillimétrique sont obtenus sur Silicium avec des puissances de sortie de 200 μW à 400 GHz et un rendement de conversion inférieur à 1 %, la limite fréquentielle provenant dans ce cas du temps de construction de l'avalanche. Pour les deux types de diodes évoqués, le temps de transit des charges représente une autre limitation fondamentale pour la montée fréquentielle.

La figure 1.2 tirée de [EiHa98], présente l'état de l'art pour ces deux types de diodes. Nous pouvons remarquer que dans les deux cas les résultats obtenus décroissent à partir de 100 GHz en $1/f^2$ puis $1/f^3$.

Diode à tunnel résonnant

La diode à tunnel résonnant utilise les propriétés de transport à travers une double hétérojonction [Lipp02]. Les niveaux quantifiés qui sont ainsi formés permettent un passage des électrons par effet tunnel résonnant, se traduisant par une résistance différentielle négative. La figure 1.3 illustre ce propos en présentant la caractéristique $I(V)$ d'une diode réalisée dans l'équipe [Dup99]. Les meilleures performances ont été obtenues par le MIT sur une structure à double barrière InAs/AlSb avec une fréquence d'oscillation de 712 GHz et une puissance estimée à 300 nW. Le principal inconvénient de ce type de diode réside dans la faible valeur de la puissance de sortie, bien qu'il soit possible d'améliorer ces performances par leur mise en série. Ainsi, 28 μW à 290 GHz ont été obtenus par une matrice de 16 diodes [RMM⁺97]. L'autre composant fondamental de l'électronique, le transistor, a lui aussi son importance dans la montée en fréquence.

Les transistors

Les développements récents des transistors à haute mobilité (HEMT) et bipolaires [LAM-98] permettent de concevoir des oscillateurs et amplificateurs au delà de 100

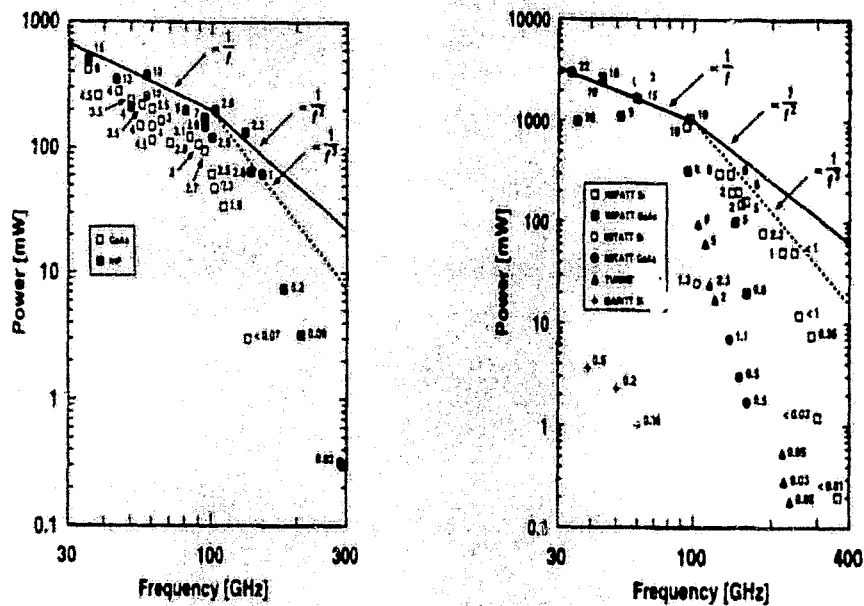


FIG. 1.2: Etat de l'art des sources de puissances à base de diode à transfert électronique (Diode Gunn) et temps de transit (tirée de [EiHa98])

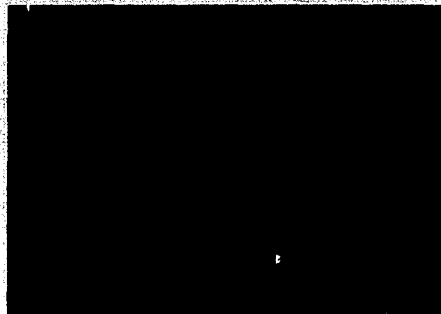


FIG. 1.3: Caractéristique I-V d'une RTD illustrant l'effet de conductance différentielle négative

GHz. Nous pouvons ainsi citer l'exemple d'oscillateurs à base de HEMT fonctionnant à 213 GHz [RKJ+95] ou encore d'oscillateurs à base de HBT fonctionnant à 146 GHz [UMY+01], toutefois ces systèmes ne délivrent à ces fréquences que quelques dizaines de μW . Par contre les amplificateurs utilisant des transistors HEMT peuvent délivrer plus de 200 mW vers 100 GHz [WSG+01].

Parallèlement à l'électronique, l'optoélectronique n'est toutefois pas à négliger car elle connaît un très grand développement, et notamment pour ce qui est des lasers à semiconducteurs.

Lasers à semiconducteur

Deux types de laser nous ont plus particulièrement intéressés, le laser p-Germanium et le laser à cascade quantique.

Le laser p-Germanium

Le laser p-germanium est une source laser utilisant des transitions entre les différentes branches de la bande de valence du Germanium. L'émission stimulée à partir de ces transitions a été mise en évidence durant les années 1980 [Komi82, AZK - 34]. C'est une source très largement accordable entre 70 μm et 300 μm , fonctionnant en régime impulsionnel avec une puissance crête de l'ordre de la dizaine de watts [BRH-95]. L'utilisation d'un laser p-germanium nécessite un refroidissement à l'hélium et l'application de champs électriques et magnétiques intenses, de l'ordre du tesla. Le rayonnement est émis sous forme d'impulsions dont la durée, limitée par l'échauffement du milieu actif, est de l'ordre de la microseconde (avec un rapport cyclique atteignant 10^{-5}). Nous ne nous étendrons pas davantage sur ces systèmes, apparus il y a vingt ans et qui semblent aujourd'hui avoir des difficultés à dépasser le stade expérimental.

Le laser à cascade quantique

Nous avons déjà entrevu, avec les diodes à tunnel résonnant, les possibilités offertes par l'ingénierie de bandes. Celle-ci trouve l'une de ses plus belles applications dans le laser à cascade quantique ("Quantum Cascade Laser"). L'idée dans ce composant est d'utiliser des transitions intersousbandes dans une suite de puits quantiques couplés, et ce afin que les électrons descendent la structure, une fois polarisée, en émettant un photon à chaque cellule élémentaire. Par une ingénierie de bande, il est ainsi possible de choisir les temps de vie et les probabilités de passage par effet tunnel pour chaque niveau afin d'obtenir l'effet laser. Depuis la première démonstration du laser à cascade quantique dans le moyen infrarouge ($\lambda=4.2 \mu\text{m}$) [FCS - 94], les performances de ce type de source se sont améliorées et son fonctionnement s'est récemment étendu [KTB - 02] jusqu'aux

longueurs d'onde submillimétriques (4.4 THz).

Cette transition vers les grandes longueurs d'onde s'est faite en résolvant deux problèmes fondamentaux. Lorsque les niveaux d'énergie mis en jeu sont supérieurs à l'énergie d'un phonon optique ($\hbar\omega_{LO}=36$ meV) dans le GaAs, les transitions non radiatives sont dominées par l'émission de phonons optiques, ce qui n'est plus le cas dans l'infrarouge lointain. La conception de structures de bande fonctionnant au TéraHertz a donc nécessité une meilleure compréhension des interactions électrons-électrons qui ne sont alors plus négligeables. Nous présentons sur la figure 1.4 (tirée de [KTB+02]) la structure de type super-réseau ayant permis d'atteindre le seuil laser, et dans laquelle sont aussi représentées les transitions optiques. A noter que cette structure est conçue de telle sorte

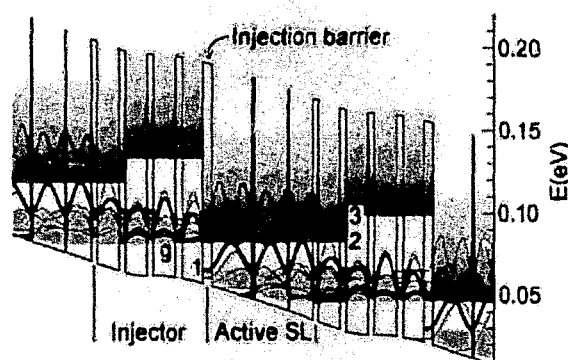


FIG. 1.4: Séquence épitaxiale d'un laser cascade TéraHertz (tirée de [KTB+02])

que le dopage soit minimisé, les pertes par porteurs libres augmentant en effet avec le carré de la longueur d'onde.

Afin d'atteindre le seuil d'émission cohérente, à ces longueurs d'onde il a de plus été nécessaire de concevoir une structure de propagation dont les pertes sont plus faibles que le gain optique. Il est encore possible en infrarouge moyen d'utiliser les guides optiques classiques, en faisant croître des couches de faible indice de réfraction de part et d'autre de la couche active. Dans l'infrarouge lointain, ce type de guide, purement diélectrique, nécessiterait des épaisseurs de couches dépassant les limites des moyens actuels d'épitaxie.

Cette limite technologique peut être contournée en utilisant un confinement métal-

lique. Ce type de guide a été proposé pour la première fois dans les structures à laser cascade par Sirtori *et al.* [SGC+98] qui ont utilisé le contact métallique supérieur pour guider l'onde électromagnétique. En effet, il est possible de guider un mode TM (Transverse Magnétique) à l'interface de deux matériaux de constantes diélectriques opposées, comme c'est le cas pour un métal et un semiconducteur. Le mode de propagation est alors appelé "plasmon de surface". Cette technique permet de réduire l'épaisseur des couches épitaxiales tout en augmentant le facteur de confinement. En contrepartie, la présence d'un milieu métallique augmente les pertes [RBFO01].

Pour finir, il faut noter que le laser cascade Téraherertz utilise une couche fortement dopée pour créer une structure à double plasmon de surface. Un seul plasmon est en effet insuffisant pour assurer le confinement à 4.4 THz.

Le laser fabriqué par Kholer *et al.* fonctionne en régime pulsé jusqu'à des températures de 50 K. La densité de courant de seuil est de l'ordre de 400 A cm^{-2} . La puissance crête atteint les 2 mW (à 8 K) pour un rapport cyclique de 10 %. Nous présentons sur la figure 1.5 (tirée de [KTB+02]) l'évolution de la puissance crête et de la tension en fonction du courant.

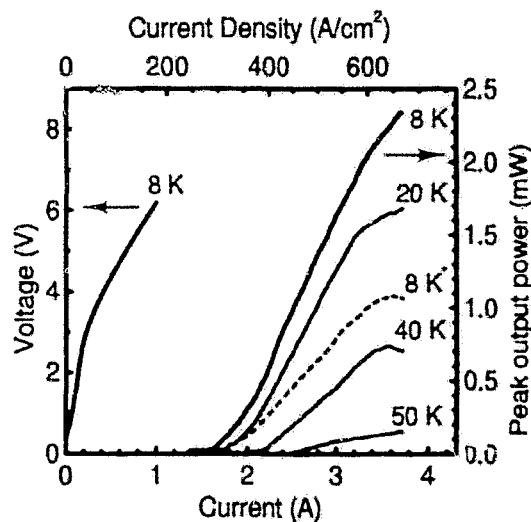


FIG. 1.5: Puissance émise pour différentes températures et tensions de fonctionnement (tirée de [KTB+02])

Les dernières avancées du laser cascade sont donc très encourageantes, et laissent à

penser que ce type de source a un bel avenir dans cette plage de fréquence.

Nous allons à présent nous intéresser à la génération indirecte, qui demeure une des techniques les plus utilisées pour atteindre le domaine du Téraherz.

1.2.2 Génération indirecte

La génération indirecte relève de deux catégories principales : la génération d'harmonique et la somme ou différence de fréquences. Dans les deux cas on utilise la non linéarité de la réponse d'un composant (ou d'un milieu) à une excitation.

La génération d'harmoniques

La technique la plus répandue pour générer un signal Téraherz est la génération d'harmoniques. Ce fut la technique mise en oeuvre dès les premières études afin d'obtenir un rayonnement submillimétrique, et il s'agit de celle la plus utilisée encore aujourd'hui. Deux types de composants sont utilisés en génération d'harmoniques : les varistors et les varactors. Dans le premier cas, la multiplication de fréquences est réalisée par une non linéarité résistive, dont le défaut principal est le faible rendement de conversion. Il a été démontré que le rendement théorique maximum varie pour ce type de composant en $1/n^2$ [Page56] où n est le rang de l'harmonique générée. Le rendement de conversion théorique n'est ainsi plus que de 11 % pour un tripleur de fréquences. Dans le second cas, la multiplication est assurée à l'aide d'une non-linéarité réactive (en général capacitive). Le rendement de conversion selon les lois de Manley-Rowe peut alors atteindre 100 %. Cependant, en pratique, les résistances séries, inévitables dans ce type de composants, réduisent fortement le rendement de conversion.

La diode Schottky

Le composant le plus utilisé en multiplication de fréquences est la diode Schottky. Une bonne maîtrise des jonctions métal/semi-conducteur, alliée à une amélioration continue des technologies de fabrication ont assuré le succès de ces composants jusqu'au Téraherz. Ce composant est constitué de l'association d'un métal et d'un matériau semiconducteur faiblement dopé épitaxié sur une couche tampon fortement dopée. Polarisée en inverse,

la diode Schottky subit une désertion progressive de la zone faiblement dopée. La figure 1.6 représente les allures typiques des caractéristiques $I(V)$ et $C(V)$ d'un tel composant.

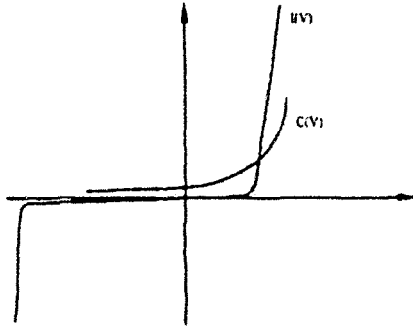


FIG. 1.6: Caractéristiques courant-tension et capacité-tension d'une diode schottky

Les meilleurs rendements de conversion ont été obtenus pour des applications en doubleur de fréquence. En effet, bien qu'il n'y ait aucune limite théorique, l'utilisation d'harmoniques d'ordre supérieur s'avère peu efficace en pratique. Il devient en effet nécessaire de filtrer les harmoniques non utilisées. Les meilleurs résultats, aux très hautes fréquences, ont ainsi été obtenus par l'association de plusieurs étages doubleurs. Ainsi, trois doubleurs montés en série ont permis d'obtenir 1 mW à 800 GHz [CSG - 02] (sur une plage de 60 GHz) à partir de 200 mW à 100 GHz ce qui équivaut à un rendement de conversion de 0.5 %. Des chaînes de multiplication ont produit 75 μ W à 1200 GHz [MBP - 01] et 100 nW à 2.7 THz [MMB - 01].

La diode HBV (Heterostructure Barrier Varactor)

Alors que pour les diodes Schottky, le blocage de la conduction est assuré par la jonction métal-semiconducteur, le principe de la HBV repose sur une barrière de potentiel obtenue à l'aide d'une hétérostructure de semiconducteurs.

Comme nous le montre la figure 1.7, la zone active de la HBV est constituée d'une couche semiconductrice à grande bande interdite entourée de deux couches à bande interdite plus faible. Cette structure, proposée par E. Kollberg et A. Rydberg en 1989 présente un avantage décisif par rapport à la diode Schottky : la symétrie de la caractéristique $C(V)$ (voir figure 1.8). Celle-ci se traduit par un filtrage naturel des harmoniques paires

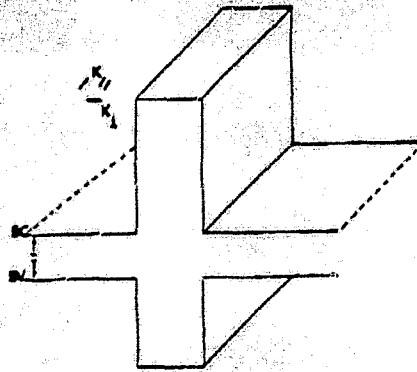


FIG. 1.7: Structure de bande d'une diode HBV

qui permet de réaliser des multiplicateurs à plus haut rang d'harmonique et ceci sans polarisation continue. L'ingénierie de bande permet de plus d'optimiser la caractéristique $C(V)$ en termes de contraste de capacité ou de tenue en tension. Des résultats records ont d'ailleurs été obtenus avec ce type de composant par Mélique *et. al* [MMM+99] dans le haut du spectre millimétrique avec environ 10 mW à 250 GHz sous 100 mW de pompe.

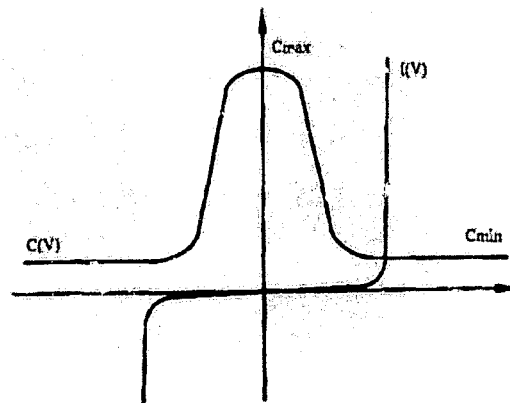


FIG. 1.8: Caractéristiques courant-tension et capacité-tension d'une diode HBV

Conversion de fréquence

Nous allons dans cette partie exposer les différentes techniques permettant d'obtenir un rayonnement TéraHertz à partir de sources laser.

Rectification optique

Cette technique s'est développée avec l'apparition de sources optiques d'impulsions ultra-brèves (100 fs), qui sont aujourd'hui largement diffusées et utilisées.

Ce phénomène peut être expliqué par un mécanisme non linéaire du second ordre. Il s'agit en fait d'un cas particulier de différence de fréquences. Un battement de fréquences est réalisé dans l'extension spectrale même de l'impulsion optique de pompe, produisant une onde électromagnétique large bande de fréquence plus faible. En théorie, l'étendue du spectre de l'impulsion produite est inversement proportionnelle à la durée de l'impulsion d'excitation. De nombreuses expériences utilisant des cristaux non linéaires, des semiconducteurs, voire même des cristaux organiques (DAST), ont été effectuées [ZMJ+92]. Le spectre fréquentiel peut être très étendu (2 THz), au détriment d'une puissance moyenne très faible (de l'ordre du nanowatt). Cette technique est à la base de l'imagerie THz et a contribué fortement à la généralisation de tels systèmes.

Toutefois, il ne faut pas oublier la photocommutation, que nous développerons dans le chapitre 4, qui a montré son efficacité pour de nombreuses applications comme l'étude des matériaux diélectriques [DGC96].

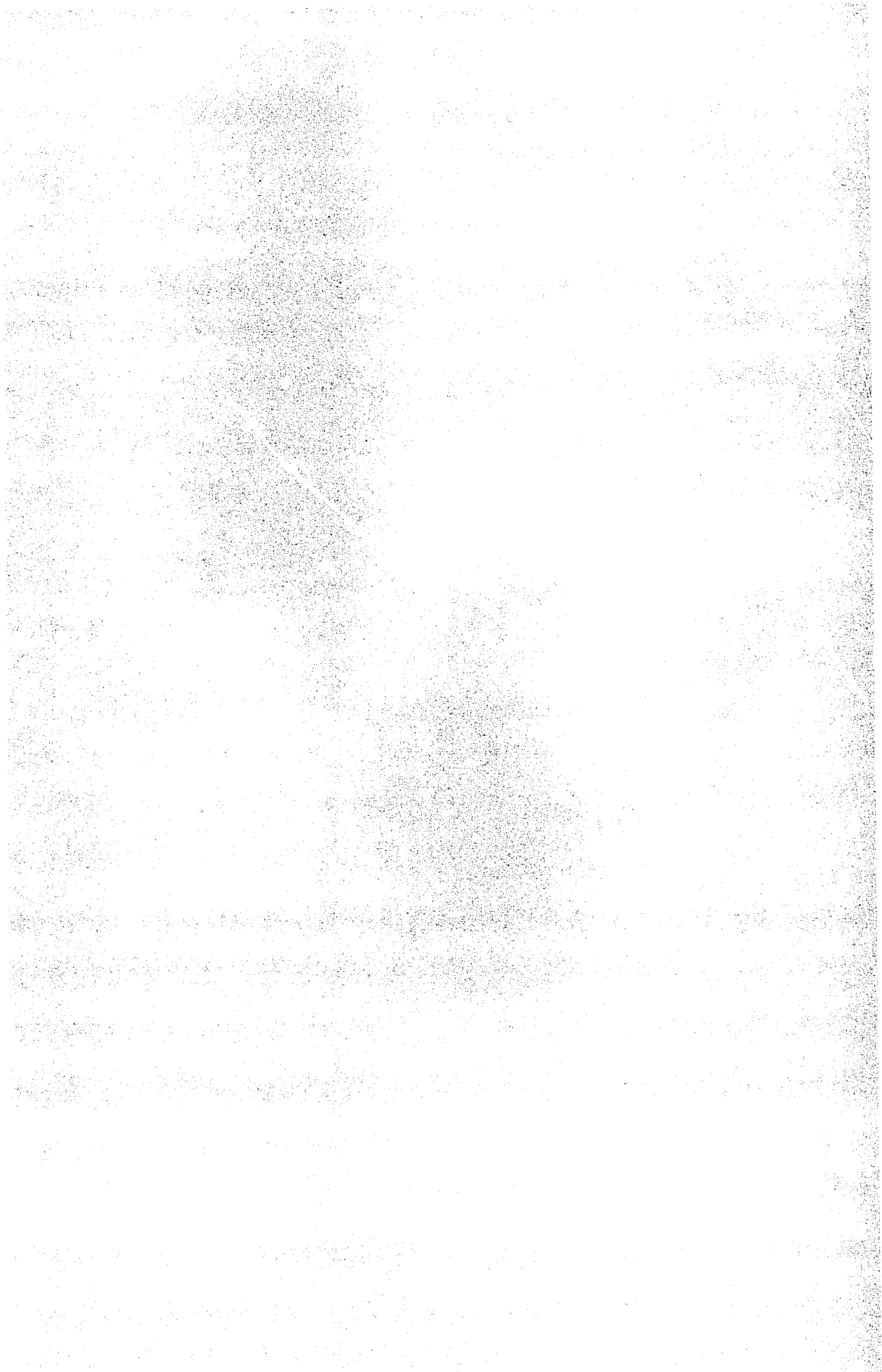
Différence de fréquences

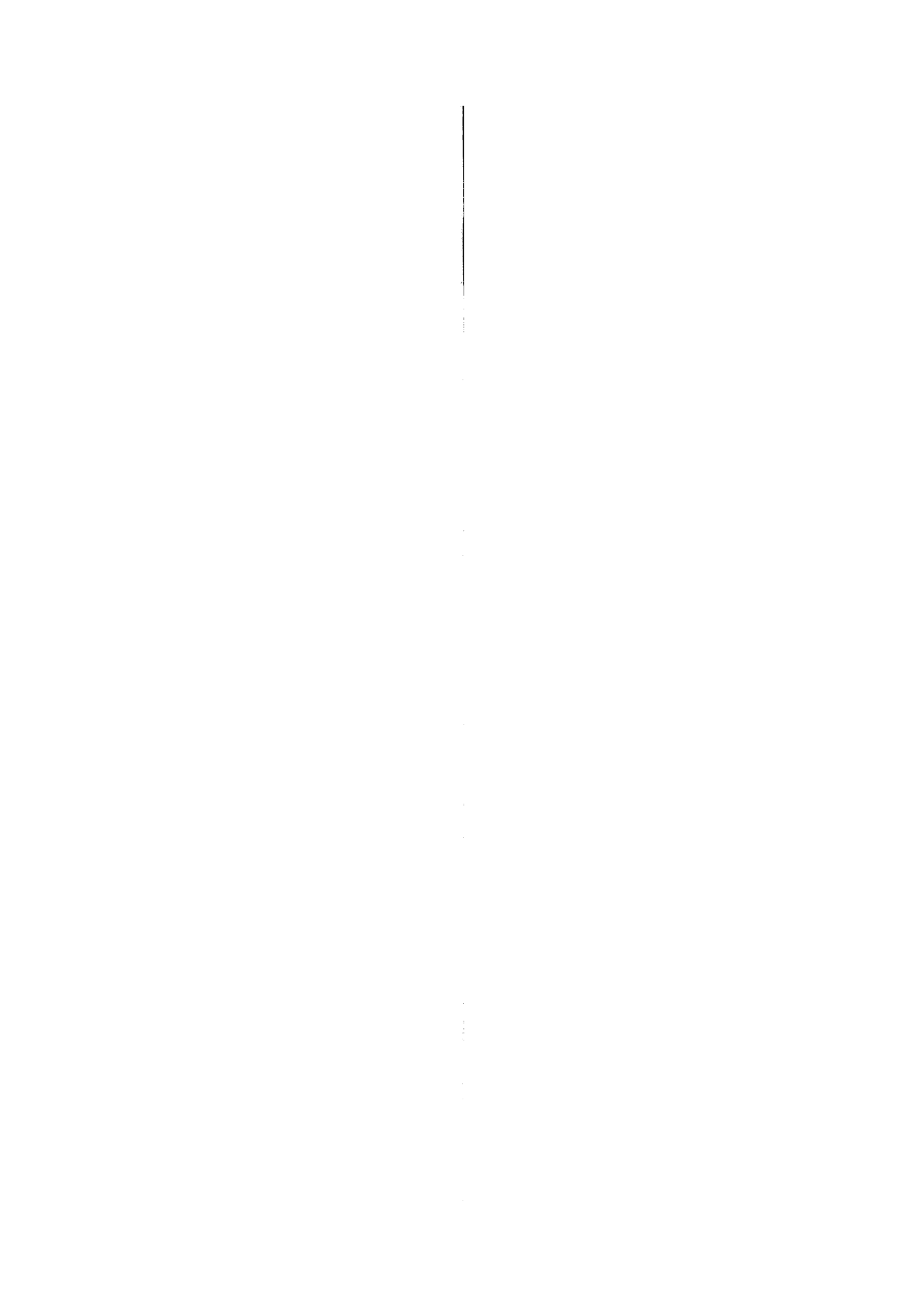
Plusieurs voies ont été explorées pour générer un rayonnement Téraherz monochromatique par différence de fréquences de deux sources optiques. Si des essais ont déjà été effectués avec des lasers CO₂ sur une jonction MIM (métal-isolant-métal), ou tout simplement dans un cristal non linéaire, le mélange de fréquences dans un semiconducteur, ou photomélange, apparaît comme une technique prometteuse. Si l'idée est ancienne [DPSW62], il a fallu attendre l'apparition de photodétecteurs ultra-rapides pour la voir apparaître dans le domaine du THz [BMN+95, MTS97]. C'est l'objet de la suite de ce travail.

1.3 Conclusion

Nous avons vu dans ce premier chapitre qu'il existe de nombreuses sources fonctionnant au Téraherz. La plupart de ces techniques ne sont toutefois pas encore utilisables

hors des laboratoires pour des problèmes de coût, d'encombrement ou de rendement. Il semblerait cependant que l'évolution des composants optoélectroniques ultra-rapides puisse permettre de répondre à terme à ces besoins. Aux côtés du laser à cascade quantique, qui apparaît aujourd'hui incontournable, le photomélange semble être une solution prometteuse, son avenir dépendant principalement du développement de photodétecteurs ultra-rapides. Nous allons dans la suite de ce travail décrire en détail la technique de photomélange, en envisageant deux types de photodétecteurs : planaire (Chapitre 2) et vertical (Chapitre 3). Nous allons dans un dernier chapitre étudier les lignes de propagation utilisées au TéraHertz, ce qui constitue une étude préparatoire au photodétecteur distribué.





Chapitre 2

Emission TéraHertz par photomélange

Nous étudierons en détail dans ce chapitre la technique dite de photomélange. Après en avoir présenté le principe, nous allons en faire sa modélisation, puis étudier les différents éléments qui la composent, à savoir le GaAs épitaxié à basse température, le photodétecteur à électrodes interdigitées et l'antenne de radiation. Nous présenterons enfin le dispositif expérimental et les résultats obtenus en photomélange.

2.1 Principe du mélange de fréquences dans un photoconducteur

Le photomélange repose sur la détection d'un battement de deux faisceaux lasers par un photodétecteur. Nous allons donc rapidement revenir sur le principe du battement de fréquences, puis sur sa détection par un photodétecteur.

2.1.1 Le battement de fréquences

Le battement de fréquences est un phénomène bien connu en physique ondulatoire, qui apparaît lorsque deux sources cohérentes sont superposées spatialement.

Soient

$$\begin{aligned}\vec{E}_1(\vec{r}, t) &= E_1 \cos(\omega_1 t - k_1 \vec{r} \cdot \vec{n} + \phi_1) \vec{u} \\ \vec{E}_2(\vec{r}, t) &= E_2 \cos(\omega_2 t - k_2 \vec{r} \cdot \vec{n} + \phi_2) \vec{u}\end{aligned}$$

deux ondes "transverse électromagnétique" (TEM) superposées qui ont des fréquences légèrement différentes.

Les phases à $t = 0$ et $\vec{r} = \vec{0}$ sont respectivement ϕ_1 et ϕ_2 . Pour alléger les notations nous supposons que $\phi_1 = \phi_2 = 0$.

La puissance optique instantanée traversant une surface unitaire de normal \vec{n} centrée sur \vec{r}_0 est

$$\begin{aligned}P(\vec{r}_0, t) &= \frac{|\vec{E}(\vec{r}_0, t)|^2}{\eta_0} \\ \eta_0 &= \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \simeq 377\Omega\end{aligned}$$

soit dans notre cas

$$\begin{aligned}P(\vec{r}_0, t) &= \frac{1}{\eta_0} \left\{ E_1 \cos(\omega_1 t - k_1 \vec{r}_0 \cdot \vec{n}) + E_2 \cos(\omega_2 t - k_2 \vec{r}_0 \cdot \vec{n}) \right\}^2 \\ &= \frac{1}{\eta_0} \left\{ E_1^2 \cos^2(\omega_1 t - k_1 \vec{r}_0 \cdot \vec{n}) + E_2^2 \cos^2(\omega_2 t - k_2 \vec{r}_0 \cdot \vec{n}) \right. \\ &\quad \left. + E_1 E_2 \left(\cos[(\omega_1 - \omega_2)t - (k_1 - k_2) \vec{r}_0 \cdot \vec{n}] + \cos[(\omega_1 + \omega_2)t - (k_1 + k_2) \vec{r}_0 \cdot \vec{n}] \right) \right\}\end{aligned}$$

Il apparaît un terme de battement de pulsation $(\omega_1 - \omega_2)$ qui va être utilisé en photomélangage.

2.1.2 Photodétection du terme de battement

Le photomélangage va consister à détecter ce terme de battement pour le transformer en signal Téraherz. La détection se fait à l'aide d'un photoconducteur polarisé chargé par une antenne. Le temps caractéristique τ d'un tel détecteur est tel que

$$\frac{1}{\tau} \simeq \omega_1 - \omega_2 \quad (2.1)$$

$$\frac{1}{\tau} \ll \omega_1, \omega_2 \quad (2.2)$$

Les termes en ω_1 , ω_2 et $\omega_1 + \omega_2$ vont être intégrés. La puissance effectivement vue par le détecteur est donc

$$P(\vec{r}_0, t) = P_0 + 2\sqrt{P_1 P_2} \cos[(\omega_1 - \omega_2)t - (k_1 - k_2)\vec{r}_0 \cdot \vec{n}] \quad (2.3)$$

$$\text{avec } P_1 = \frac{E_1^2}{2\eta_0} \quad P_2 = \frac{E_2^2}{2\eta_0} \quad P_0 = P_1 + P_2 \quad (2.4)$$

Cela s'apparente donc simplement à la photodétection d'un faisceau laser modulé en puissance à la pulsation $\omega_1 - \omega_2$. L'idée d'utiliser le battement [BSM93] permet toutefois d'accéder à des fréquences de modulation impossible à atteindre avec les techniques de modulation classique. C'est aussi le développement de photodétecteurs ultra-rapides utilisant le GaAs épitaxié à basse température qui a permis de détecter ce battement au TéraHertz [GWB+91]. Une expérience de photomélange générant un rayonnement submillimétrique peut ainsi se décomposer en différentes parties :

1. Emission de deux faisceaux laser de fréquences f_1 et f_2 telles que $f_1 - f_2 \simeq 1$ THz
2. Mélange spatial des faisceaux
3. Détection en puissance par un photodétecteur ultra rapide
4. Rayonnement du courant généré par une antenne

2.2 Théorie simplifiée du mélange de fréquences

Nous allons dans cette partie revenir plus précisément sur la physique des photodétecteurs (voir par exemple [RoVi]), puis faire une modélisation électrique du système.

2.2.1 Photodétection

Réponse statique

Modélisons le photodétecteur par deux contacts ohmiques déposés sur un matériau semiconducteur, tel que le GaAs (voir figure 2.1). Dans la suite de cette modélisation, nous allons nous limiter à une approche unidimensionnel (le long de l'axe Oz de propagation de la lumière). Soit Φ_0 un flux de photons d'énergie $h\nu > E_g$, l'énergie de bande interdite du

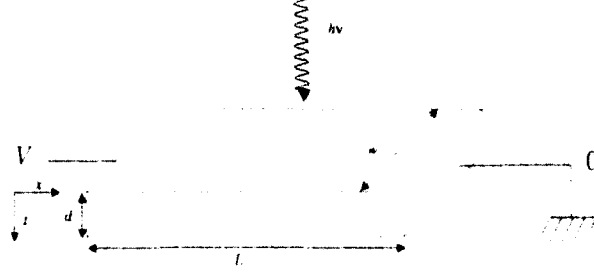


FIG. 2.1: Vue schématique d'un photoconducteur

semiconducteur ($E_g = 1.4$ eV pour le GaAs) arrivant en incidence normale. Une première source de perte réside dans la réflexion à l'interface air-semi-conducteur. On définit donc le rendement optique

$$\eta_{op} = (1 - R)$$

avec $R = \frac{(n_w - 1)^2}{(n_w + 1)^2}$. Ainsi pour le GaAs $n_w = 3.6$ d'où $R = 0.32$ et $\eta_{opt} = 1 - R = 0.72$. Si α est le coefficient d'absorption, alors à une distance z de l'interface le flux de photons est devenu :

$$\Phi = \Phi_0 e^{-\alpha z} \quad (2.5)$$

Les photons absorbés créent des paires électron-trou en densités $\Delta n = n - n_0$ et $\Delta p = p - p_0$ avec un taux de génération $G_{op}(cm^{-3}s^{-1})$ donné par :

$$G_{op} = \eta_{op} \Phi_0 e^{-\alpha z} \quad (2.6)$$

Les porteurs photocréés peuvent se recombiner avec une durée de vie τ_n pour les électrons et τ_p pour les trous, ou être balayés par le champ électrique. Les équations de continuité décrivent la cinétique de ces processus

$$\frac{\partial n}{\partial t} = G_{op}(z) - \frac{\Delta n}{\tau_n} + \frac{1}{q} \frac{\partial J_n}{\partial z} \quad (2.7)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = G_{op}(z) - \frac{\Delta p}{\tau_p} + \frac{1}{q} \frac{\partial J_p}{\partial z} \quad (2.8)$$

où les densités de courant suivant Oz sont données par

$$\frac{J_n}{q} = D_n \frac{\partial n}{\partial z} + n \mu_n E \quad (2.9)$$

$$\frac{J_p}{q} = -D_p \frac{\partial p}{\partial z} + p \mu_p E \quad (2.10)$$

et où μ et D sont respectivement le coefficient de diffusion et la mobilité des deux types de porteurs. Par ailleurs, pour un semiconducteur comme le GaAs $\mu_n \ll \mu_p$. Nous allons donc prendre en compte uniquement le photocourant créé par les électrons dans la suite.

En régime permanent, l'équation (2.7) s'intègre en supposant que le courant $J_n = 0$ en $z=0$ et $z=d$ (l'épaisseur de la couche), pour donner directement la densité surfacique de porteurs photocréés.

$$\Delta n_{tot} = \eta_{op} \Phi_0 \tau_n (1 - e^{-\alpha d}) \quad (2.11)$$

On peut donc définir un rendement de conversion du flux de photons en "flux" de paires électron-trou. C'est le rendement quantique interne et dans notre cas :

$$\eta_i = \frac{\Delta n_{tot}}{\eta_{op} \Phi_0 \tau_n} = (1 - e^{-\alpha d}) \quad (2.12)$$

Le rendement total η , que nous appellerons aussi rendement quantique externe, est égal à :

$$\eta = \eta_i \eta_{op} = (1 - R)(1 - e^{-\alpha d}) \quad (2.13)$$

Si à présent nous polarisons avec une tension V la cellule photoconductrice, le champ électrique transverse (suivant Ox) ($E = V_B/L$) crée un photocourant I_{ph} qui peut s'exprimer par :

$$I_{ph} = q \Delta n_{tot} \mu_n E w \quad (2.14)$$

$$I_{ph} = \frac{q \eta \Phi_0 \tau_n \mu_n V_B w}{L} \quad (2.15)$$

Donc si on définit la réponse d'un photoconducteur par

$$\mathfrak{R} = \frac{I_{ph}}{P_{inc}} \quad (2.16)$$

$$\text{avec } P_{inc} = h \nu \Phi_0 w L \quad (2.17)$$

$$\mathfrak{R} = \frac{q \eta \tau_n \mu_n V_B}{L^2 h \nu} \quad (2.18)$$

$$\mathfrak{R} = \eta g \frac{q}{h \nu} \quad (2.19)$$

Où g est appelé gain de photoconduction :

$$g = \frac{\tau_n}{\tau_{tr}} \quad \tau_{tr} = \frac{L}{\mu_n E} = \frac{L^2}{\mu_n V_B} \quad (2.20)$$

Cette dernière équation sera utilisée ultérieurement pour prendre en compte les effets 2D sur les photodétecteur planaire. La réponse statique d'un photodétecteur va donc dépendre du rapport du temps de vie des porteurs sur le temps de transit entre les électrodes.

Réponse fréquentielle

La réponse temporelle d'un photoconducteur se déduit de l'équation (2.7) lorsque P_{inc} dépend du temps. En tenant compte du rendement quantique et en intégrant comme précédemment sur l'épaisseur du matériau, on obtient l'équation dynamique :

$$\frac{d}{dt} \Delta n_{tot} + \frac{\Delta n_{tot}}{\tau_n} = \eta \Phi_0(t) \quad (2.21)$$

Si la puissance lumineuse est modulée sinusoïdalement : $G_{op}(t) = G_{op} \cos \omega t$, l'équation précédente s'intègre directement pour donner :

$$\Delta n_{op}(t) = \frac{\eta \Phi_0 \tau_n}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau_n^2}} \cos(\omega t + \phi) \quad (2.22)$$

Il suffit donc pour obtenir la réponse en fonction de la fréquence d'insérer cette relation dans l'équation (2.14). On obtient donc

$$\mathfrak{R}(\omega) = \eta g \frac{q}{h\nu} \frac{1}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau_n^2}} \quad (2.23)$$

Nous pouvons donc voir que le photoconducteur se comporte comme un filtre passe-bas de fréquence de coupure $f_c = 1/2\pi\tau_n$. Ce type de système a un produit gain-bande constant.

Le photomélange consiste donc à créer un faisceau lumineux modulé en fréquence, qui est détecté par un photodétecteur. Le courant généré est alors rayonné par une antenne.

2.2.2 Schéma électrique équivalent

Le photodétecteur décrit plus haut est éclairé par le faisceau résultant du mélange spatial des deux faisceaux de pulsation $\omega_1 = 2\pi\nu_1$ et $\omega_2 = 2\pi\nu_2$ décrit en section 1.2 :

$$P(t) = P_0 + 2\sqrt{mP_1P_2} \cos(\omega_1 - \omega_2)t \quad (2.24)$$

Dans le cas présent, $\nu_1 \simeq \nu_2$ et $f = |\nu_1 - \nu_2|$ est dans la gamme des longueurs d'onde submillimétriques. Nous avons rajouté ici m , l'efficacité de mélange qui peut varier entre 0 et 1 suivant la superposition des deux faisceaux. Cette puissance est transformée en courant par le photodétecteur (en posant $\omega = \omega_1 - \omega_2$) :

$$I_{ph}(t) = \mathfrak{R} * P(t) \quad (2.25)$$

$$I_{ph}(t) = \eta \frac{q}{h\nu} \frac{P_0 \tau_n \mu_n V_B}{L^2} \left(\frac{1 + 2\sqrt{mP_1P_2} \cos(\omega t + \phi)}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau_n^2}} \right) \quad (2.26)$$

On obtient donc une conductance $G(t)$:

$$G(t) = \eta \frac{q}{h\nu} \frac{P_0 \tau_n \mu_n}{L^2} \left(\frac{1 + 2\sqrt{mP_1P_2} \cos(\omega t + \phi)}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau_n^2}} \right) \quad (2.27)$$

$$G(t) = G_0 \left(\frac{1 + 2\sqrt{mP_1P_2} \cos(\omega t + \phi)}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau_n^2}} \right) \quad (2.28)$$

En tenant compte de la capacité C et de la résistance de contact (R_s) amené par les électrodes, on obtient, [BSM93] si le photodétecteur est chargé par une antenne d'impédance R_L , le schéma électrique équivalent présenté sur la figure 2.2. En écrivant la loi de

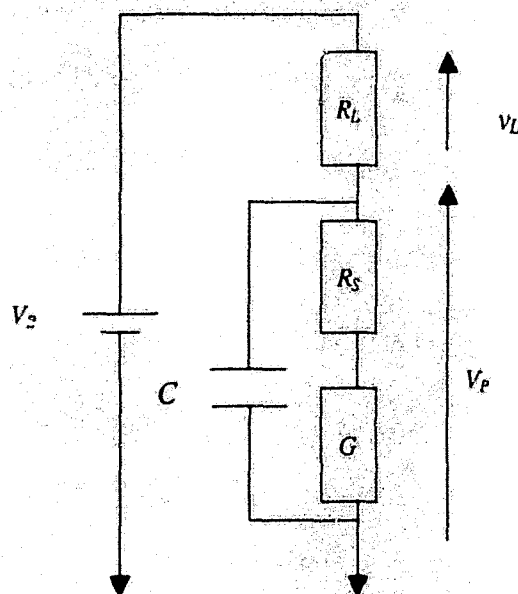


FIG. 2.2: Schéma électrique équivalent du photodétecteur chargé par une antenne

Kirchoff dans le circuit, on obtient :

$$\frac{dv_L}{dt} = \frac{V_B - v_L}{R_L C} - \frac{v_L}{C(R_s + G^{-1}(t))} \quad (2.29)$$

Pour résoudre cette équation nous faisons l'hypothèse que la solution v_L est harmonique. On se place alors dans le cas où $G_0 R_s, G_0 R_L, R_s/R_L \ll 1$. Nous verrons par la suite que

ces hypothèses ont été vérifiées. La puissance rayonnée par l'antenne est alors égale à :

$$P_{out} = \frac{(G_0 V_B)^2 R_L}{2 [1 + \omega^2 \tau_n^2] [1 + (\omega^2 R_L C)^2]} \quad (2.30)$$

$$G_0 = \eta \frac{q}{h \nu} \frac{P_0 \tau_n \mu_n}{L^2} \quad (2.31)$$

Nous déduisons donc de cette modélisation les critères à respecter pour obtenir un système ayant une plage d'utilisation allant au-delà du Téraherz.

$$RC, \tau_n \ll 1 ps$$

Nous allons à présent décrire les différents composants utilisés afin de satisfaire ces critères. Le premier a été rempli dès les premières expériences de photomélanges, en utilisant comme matériau photoconducteur le GaAs épitaxié à basse température (GaAs-BT), qui présente un temps de mobilité subpicoseconde. Le second critère a été respecté en utilisant des photodétecteurs planaires ayant des dimensions microniques afin d'avoir une capacité de l'ordre du femtofarad.

Dans la suite de ce chapitre, ces deux composants seront décrits, puis nous ferons une étude rapide des antennes utilisables dans la gamme submillimétrique. Nous terminerons par une présentation des résultats expérimentaux obtenus avec un système de photomélanges composé d'un photodétecteur à capacité interdigitée sur du GaAs-BT chargé par une antenne spirale.

2.3 Les différents éléments du dispositif de photomélanges

2.3.1 Le GaAs épitaxié à basse température

Le GaAs épitaxié à basse température a été étudié intensivement ces dix dernières années. Cet engouement a débuté lorsque Smith *et. al* ont eu l'idée en 1988 [SCC - 88] de réduire la température du four de croissance (200 °C au lieu de 600 °C) lors de l'épitaxie par jets moléculaires (EJM). Le matériau obtenu, une fois recuit, était semi-isolant. En effet, ils cherchaient alors à obtenir, par épitaxie, des couches très résistives pour isoler électriquement les transistors d'un même circuit.

Après cette découverte, de nombreuses équipes de recherche ont étudié ce matériau afin d'en connaître plus précisément ses propriétés et de pouvoir ainsi mieux en contrôler la croissance. Il a été rapidement montré que la température de croissance (généralement comprise entre 200 °C et 300 °C) et la température de recuit (entre 400 °C et 800 °C) avaient une grande influence sur ses propriétés électriques et optiques. Durant la croissance, faite sous surpression d'arsenic, celui-ci est incorporé en excès. Cela se traduit par une forte concentration de défauts ponctuels : atomes en site substitutionnel (As_{Ga}), en site interstitiel (As_i) et lacunes de gallium (V_{Ga}).

Lors du recuit, les défauts ponctuels migrent pour former des précipités d'arsenic. Ces défauts profonds expliquent le caractère semi isolant du GaAs BT. De plus ils forment des centres de recombinaison Shockley-Read-Hall (SHR) qui conduit à un temps de mobilité des porteurs subpicoseconde. Le temps de mobilité est la durée de vie des électrons dans la bande de conduction. Nous allons dans cette partie donner un bref aperçu des caractéristiques des couches utilisées en photomélangé.

Propriétés structurales

Nous avons utilisé lors de nos expériences de photomélangé (qui seront exposées ultérieurement) deux sortes de couches épitaxiales : une première sorte épitaxiée sur un bâti à source solide et une seconde à source gaz. La croissance a été faite sur deux bâtis différents à quasiment dix ans d'intervalle, ces deux séries de couches sont donc difficilement comparables. Par contre, les recuits effectués sur ces échantillons sont tous identiques. Il s'agit d'un recuit *ex situ* sous flux d'azote qui est constitué de trois étapes :

1. une rampe de température pour passer de 20 à 580 °C en 30 s,
2. un plateau de 40 s à 580 °C,
3. une rampe de température pour passer de 580 à 20°C en 30 s.

Ce recuit, mis au point au sein du laboratoire, représente un compromis entre la résistivité [LWR+93] et le temps de vie des porteurs [MNVB95, HMW+93] qui augmentent tous deux avec le recuit.

Nous présentons sur la figure 2.3 le spectre de diffraction X mesuré avant recuit d'une couche obtenue sur bâti gaz à une température de 180 °C. Il faut noter ici que la température est mesurée par un thermocouple, en contact avec la face arrière du

porte échantillon. Il y a généralement plusieurs dizaines de degrés d'écart entre celle-ci et la température à la surface du substrat. Nous pouvons remarquer sur ce spectre un

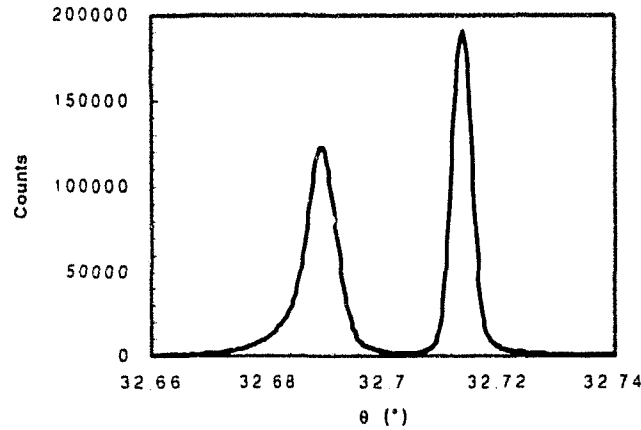


FIG. 2.3: Spectre de diffraction X de l'échantillon G000404

premier pic à 32.714° correspondant au substrat GaAs SI et un deuxième pic à 32.69° correspondant à la couche épitaxiée à basse température. Dans le cas présent, le désaccord de maille est $\Delta a/a = 6.5 \times 10^{-4}$. Il a été montré [LPN - 95] que le désaccord de maille pouvait être relié au nombre de As_{Ga} , défaut majoritaire dans le GaAs BT, par :

$$\Delta a/a_0 = 1.24 \times 10^{-23} [As_{Ga}] \quad (2.32)$$

On obtient dans notre cas une concentration d' As_{Ga} égale à $5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Les différentes couches utilisées en photomélangé ont des désaccords de maille variant de 3×10^{-4} à 12×10^{-4} avant recuit. Après recuit, le désaccord de maille est devenu quasiment nul sur les échantillons épitaxiés en source solide, mais pas sur tous les échantillons épitaxiés en source gaz. Le bâti Gaz n'étant pas dédié uniquement à la croissance de GaAs BT, des atomes tels que le phosphore pourraient s'incorporer aux couches et faire varier le désaccord de maille. Ainsi la relation (2.32) est sans doute moins fiable pour ce type d'échantillons.

Temps de vie des porteurs photocréés

Le nombre important de défauts dans le GaAs BT se traduit par un temps de mobilité des porteurs inférieur à 1 picoseconde. Nous avons vu précédemment que la fréquence de coupure d'un photoconducteur dépend de ce paramètre, ce qui en fait le candidat idéal pour le photomélange. La plus grande partie de ces études [MNVB95, GFV+91] ont été faites par la technique dite de "Pompe Sonde", avec un faisceau pompe et sonde de même longueur d'onde.

L. principe de la mesure de temps de vie

La figure 2.4 représente les conditions expérimentales d'une mesure de temps de vie dans un matériau. Des impulsions lasers de 100 fs de durée sont émises par un laser Titane :Saphir, avec un taux de répétition de 76 MHz. Le faisceau laser est divisé en

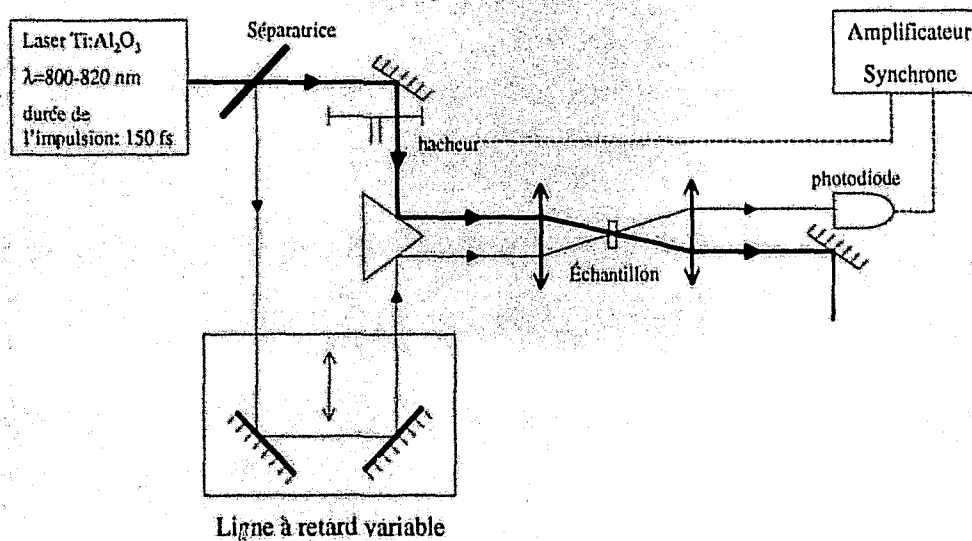


FIG. 2.4: Schéma du dispositif expérimental de mesure du temps de vie des porteurs de charges par phototransmittance résolue en temps

deux à l'aide d'une lame séparatrice. Un de ces faisceaux, appelé faisceau de pompe, est focalisé sur l'échantillon à l'aide d'une lentille. Le second faisceau, utilisé comme sonde, est atténué ($P_{sonde} \ll P_{pompe}$). Il traverse une ligne à retard, puis est focalisé au même

endroit que le faisceau de pompe. Ce dernier (si $h\nu > E_g$) est alors absorbé en générant dans le semiconducteur des paires électron-trou. Ces porteurs photogénérés induisent une modification de l'absorption, due à l'occupation des états dans la bande de valence et de conduction ainsi qu'aux effets de renormalisation et d'absorption par porteurs libres.

Il faut noter que pour le GaAs, la densité équivalente d'état de la bande de conduction (N_C) est inférieure d'un facteur dix à celle de la bande de valence (N_V). La saturation d'absorption est donc due principalement à la population électronique dans la bande de conduction.

En mesurant la variation de transmission ou de réflexion du faisceau de sonde induite par le faisceau de pompe, on obtient donc en première approximation la variation de la population électronique dans la bande de conduction.

Cette technique est utilisable en réflexion ou en transmission, et donne des résultats sensiblement différents en fonction de la longueur d'onde [LBS99]. Plusieurs hypothèses, qui ne sont d'ailleurs pas contradictoires, sont évoquées [LBS99, SNL - 00, GrWh97] pour expliquer ces différences. Il existe tout d'abord un phénomène de thermalisation des porteurs lorsqu'il sont créés avec un excès d'énergie par rapport au bas de la bande de conduction. Le temps caractéristique de thermalisation des porteurs est en effet de l'ordre de quelques centaines de femtosecondes et est donc comparable au temps de recombinaison des porteurs. Les mesures faites sur ce laps de temps perdent donc en précision. On peut cependant s'attendre à ce que le temps de vie dépende de l'énergie des porteurs. Idéalement, il serait nécessaire de prendre en compte ces premiers instants sous peine de ne mesurer que le temps de vie des porteurs après thermalisation. Les moyens expérimentaux actuels ne nous le permettent pas.

Résultats expérimentaux

Nous avons réalisé au sein du laboratoire une étude expérimentale du temps de vie des matériaux par photoréfectance résolue en temps. Il est cependant apparu que ces mesures, même sur des couches de GaAs BT de 2 μm , donnaient des résultats erronés, tenant majoritairement à la présence du substrat .

Nous avons donc effectué des mesures en transmission sur des membranes. Celles-ci sont plus faciles à interpréter car elles sont directement reliées à l'absorption et ne sont

pas perturbées par le substrat de GaAs SI.

Il est cependant apparu qu'elles dépendaient de la longueur d'onde (voir figure 2.5) et cela même après la relaxation supposée des porteurs ($t > 1$ ps). Nous avons donc choisi de

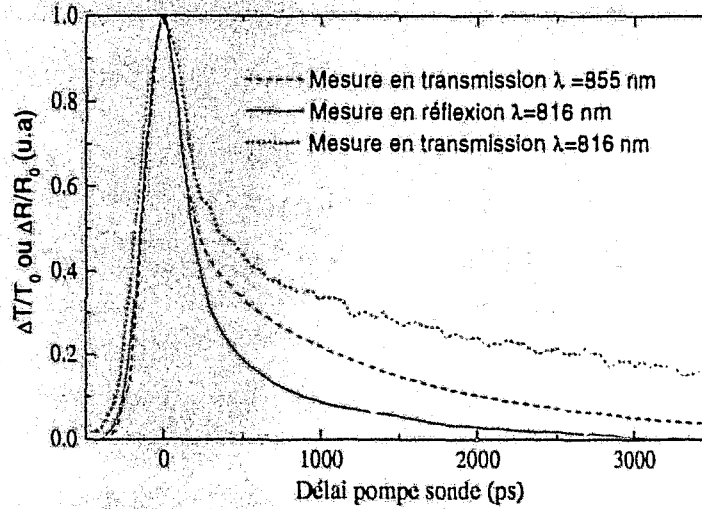


FIG. 2.5: Résultats normalisés des mesures de réflectance et de transmittance transitoire résolues en temps sur un échantillon de GaAs BT ($T_{croissance} = 170^{\circ}C$, $T_{recuit} = 600^{\circ}C$)

mesurer le temps de vie à la longueur d'onde utilisée en photomélangement ($\simeq 815$ nm). Dans ce cas, la puissance de pompe et celle de sonde étaient respectivement de 6.5 mW et de 200 μW , et le temps de vie (en $1/e$) mesuré est de 300 fs. Nous avons cependant essayé de traiter plus précisément les mesures en modélisant le signal mesuré par une fonction $s(t)$ de la forme [RCou99] :

$$s(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} I(\tau - t) \int_{-\infty}^t \sum_{i=1}^3 A_i \exp\left(-\frac{\tau - \tau'}{\tau_i}\right) I(\tau') d\tau' d\tau \quad (2.33)$$

où $I(\tau)$ est la forme de l'impulsion laser qui est modélisable par une gaussienne :

$$I(\tau) = I_0 \exp\left(-\frac{\tau \times 2\sqrt{\ln 2}}{170 \times 10^{-15}}\right) \quad (2.34)$$

Le meilleur accord est réalisé avec τ_1 , τ_2 , τ_3 respectivement égaux à 100 fs, 450 fs, 1 ps. Les poids respectifs sont $A_1 = 0.82$, $A_2 = 0.11$ et $A_3 = 0.7$. Le premier temps

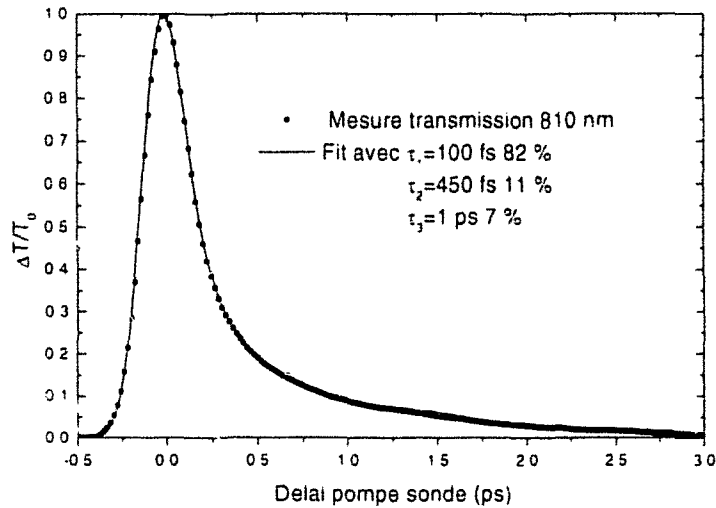


FIG. 2.6: Comparaison théorie expérience

pourrait provenir de la thermalisation du gaz d'électrons [GrWh97], le second temps (450 fs) correspondrait au temps de recombinaison des porteurs. Il est d'ailleurs très proche des valeurs trouvées dans la littérature pour des conditions de croissance et de recuit équivalentes [SJM · 02]. Le temps τ_3 a été interprété par Sosnowski *et al.* comme le temps de vidage des pièges [SNW · 97].

Absorption Infrarouge

Comme tous les semiconducteurs, le GaAs intrinsèque est transparent à la lumière dont l'énergie ($h\nu$) est inférieure à l'énergie de bande interdite. La présence de donneurs profonds permet toutefois aux photons dont l'énergie est inférieure au gap d'être absorbés.

Ainsi, dans les substrats dont le tirage est de type Czochralski, la présence du défaut EL2 induit une forte absorption infrarouge. Il paraissait donc logique que le GaAs BT qui possède avant recuit une densité très importante de défaut de type EL2 (As_{Ga}), présente aussi une forte absorption infrarouge.

En collaboration avec l'Institut d'Electronique Fondamentale, et plus particulièrement J. Mangeney, nous avons mesuré l'absorption infrarouge d'un de nos échantillons avant et après recuit. Afin d'enlever toute incertitude due à la présence du substrat, nous

avons réalisé des membranes de GaAs BT de $2 \mu\text{m}$ d'épaisseur et d'environ 1 mm^2 de surface sur les échantillons à caractériser. La mesure d'absorption infrarouge a pu alors être réalisée par spectroscopie FTIR en transmission (Fourier Transform Infra Red). Les

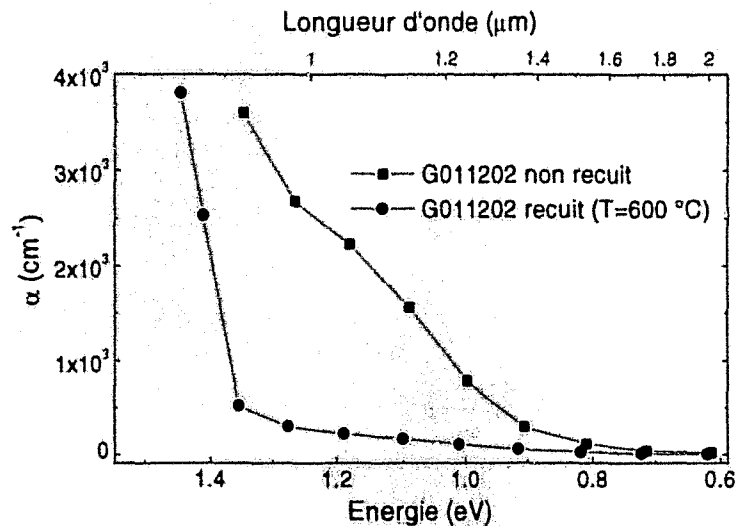


FIG. 2.7: Spectre d'absorption infrarouge de la couche G011202 avant et après recuit

résultats présentés en figure 2.7 ont été déduits des mesures brutes en supposant que l'absorption est nulle pour une longueur d'onde égale à $3 \mu\text{m}$. L'absorption anormale du GaAs BT non recuit est tout à fait comparable à celle mesurée dans des études antérieures [DSR+96, LBS99]. Cette absorption infrarouge indique la présence d'un donneur profond qui est lié au défaut As_{Ga} . Ces mesures ont été réalisées pour s'assurer que le GaAs BT est absorbant dans la plage $1.3 \mu\text{m} - 1.5 \mu\text{m}$, qui est la plage la plus utilisée dans les télécommunications. Nous avons mesuré ici une absorption $\alpha = 100 \text{ cm}^{-1}$ à $1.5 \mu\text{m}$. Nous verrons dans le Chapitre 3 que cette valeur est sans doute suffisante à condition d'utiliser un photodétecteur à cavité résonnante.

Résistivité et mobilité Hall

Comme nous l'avons déjà mentionné, le GaAs BT après recuit est extrêmement résistif. Look *et al* [LWM+90] ont fait l'hypothèse que l'origine des propriétés semi-isolantes est la même que celle d'un matériau compensé tel que le matériau Czochralski. Cependant la question reste ouverte car la présence de précipités d'arsenic, comme l'ont observée

Warren *et al* [WWF - 90], pourrait être à l'origine de zones de désertions de type Schottky, rendant le matériau extrêmement résistif.

En pratique, le modèle dit de compensation, généralement admis pour les matériaux GaAs SI, peut expliquer l'ensemble des mesures effectuées. Il a d'ailleurs été montré [KFB - 95] que du GaAs épitaxié à une température intermédiaire ($\simeq 400^\circ\text{C}$) est hautement résistif, même avant recuit, bien qu'il ne présente pas de précipités d'Arsenic. Dans ce qui suit, nous expliciterons rapidement le modèle de compensation appliqué au GaAs BT.

Le modèle de compensation

Selon Look *et al.*, la compensation du GaAs BT suit le même mécanisme que le GaAs SI. Suivant ce modèle, les donneurs profonds piègent les trous provenant du solde positif $N_A^{Nett} = N_A - N_{DS}$ entre la concentration des accepteurs (N_A) et des donneurs peu profonds (N_{DS}). Le niveau de fermi est alors piégé sur le niveau donneur profond, et le matériau est "légèrement" de type n ($n \simeq 1.5 \times 10^7 \text{ cm}^{-3}$). Cette compensation s'explique par l'équation de neutralité électrique [Look91] :

$$n + N_A^{Nett} = \frac{N_{DD}}{1 + 2(n/N_C) \exp(E_{DD}/kT)} \quad (2.35)$$

où N_C est la densité équivalente d'état et E_{DD} la différence d'énergie entre la bande de conduction et le niveau donneur profond. Pour le défaut de type EL2, E_{DD} est égal à 0.65 eV à 300 K. A partir de l'équation (2.35) et en utilisant la statistique de Fermi, on peut calculer la population électronique dans la bande de conduction.

$$n = \left(\frac{N_{DD}}{N_A^{Nett}} \right) 2N_C \exp\left(-\frac{E_{DD}}{kT}\right) \quad (2.36)$$

La densité de donneur profond (EL2) est de l'ordre de 10^{17} cm^{-3} dans le GaAs SI et 10^{19} cm^{-3} dans le GaAs BT avant recuit.

Modèle de conduction par saut

Pour interpréter les mesures de résistivité Hall, il a fallu ajouter à ce modèle un terme de conduction par saut (hopping) dans la bande de défauts profonds, qui diminue lorsque la concentration de ce défaut diminue.

La différence de résistivité entre le matériau recuit et non recuit (600°C) proviendrait

donc essentiellement de la baisse de la conduction par hopping (plus de quatre ordres de grandeur), la densité de défauts étant réduite de 1 à 2 ordres de grandeurs avec le recuit.

La mobilité électronique dans la bande de conduction déduite des mesures Hall varient entre 500 et 3000 $cm^2/(Vs)$ [LWR+93, SSA+99] pour des échantillons épitaxiés autour de 200 °C et recuits à 600 °C.

Nous n'avons pas, pour notre part, fait une étude systématique de la résistivité par méthode Hall sur les échantillons utilisés en photomélangé. Des mesures de résistivité ont été extraites de courbes $I(V)$ obtenues sur des lignes Ti/Au déposées sur la couche GaAs BT. Les résultats montrent une variation de résistivité d'un facteur 100 entre les échantillons avant et après recuit à 600 °C.

2.3.2 Photodétecteur planaire

Après avoir résolu le problème du temps de vie des porteurs grâce à l'utilisation du GaAs BT, nous allons à présent nous intéresser à la deuxième constante définissant la bande passante du photodétecteur : la constante τ_{RC} . Pour diminuer cette constante tout en gardant un niveau de puissance acceptable, il est nécessaire d'avoir un photodétecteur présentant une capacité la plus faible possible tout en préservant la réponse (\mathcal{R}). La solution la plus simple d'un point de vue technologique est le photodétecteur à capacité interdigitée (voir figure 2.8).

Capacité

Pour un matériau isolant et d'épaisseur infinie, la capacité d'un ensemble d'électrodes interdigitées de largeur L_e et d'espacement L_g est donnée par [SSch90] :

$$C = \frac{K(k)}{K(k')} \epsilon_0 (1 + \epsilon_r) \frac{A}{L_e + L_g} \quad (2.37)$$

où

- A est l'aire de l'espace interdigité
- $L_e + L_g$ la période du motif
- $K(k) = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{1}{\sqrt{1-k^2 \sin^2 \phi}} d\phi$ est l'intégrale elliptique du premier ordre
- $k = \tan^2\left(\frac{\pi L_e}{4(L_e + L_g)}\right)$

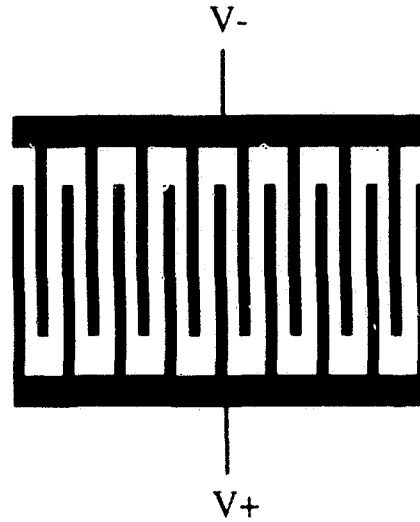


FIG. 2.8: La capacité interdigitée

- et $k' = \sqrt{1 - k^2}$

Lorsque $L_e \ll L_g$, cette expression peut se simplifier et prendre la forme [BMN +95] :

$$C \simeq \frac{\pi(1 + \epsilon_r)\epsilon_0 A}{2(L_e + L_g) \log(2(1 + \sqrt{k'})/(1 - \sqrt{k'}))} \quad (2.38)$$

La capacité en fonction de l'espace inter-électrode L_g est représentée sur la figure 2.9 pour $A = 64 \mu\text{m}^2$. Nous verrons par la suite que l'antenne rayonnante utilisée est une antenne spirale dont l'impédance est égale dans notre cas à $R_a = 72 \Omega$.

Pour avoir une fréquence de coupure $f_{c2} = \frac{1}{2\pi R_a C} \simeq 1 \text{ THz}$, il faut que $C \simeq 1 \text{ fF}$. Donc d'après la figure 2.9 nous déduisons que L_g doit être supérieur à $1 \mu\text{m}$.

Réponse statique

La figure 2.10 est une coupe d'un photodétecteur à électrodes interdigitées déposées sur du GaAs BT. La réponse d'un tel photodétecteur peut être déduite en première approximation de celle calculée pour le photodétecteur étudié en section 1.2.1 que l'on nommera par la suite P_b . Toutefois dans ce but, il faut faire deux hypothèses.

Premièrement, nous considérons que le champ électrique est uniforme entre deux

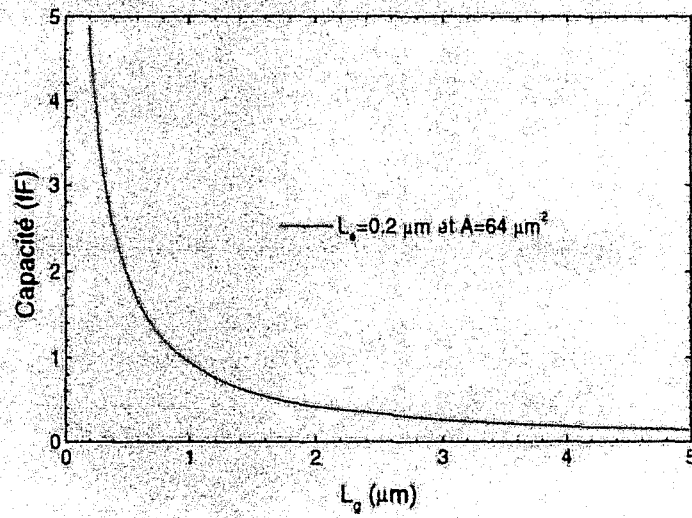


FIG. 2.9: Variation de la capacité en fonction de L_g calculée à partir de la relation (2.37) pour $A=64 \mu\text{m}^2$ et $L_g=0.2 \mu\text{m}$

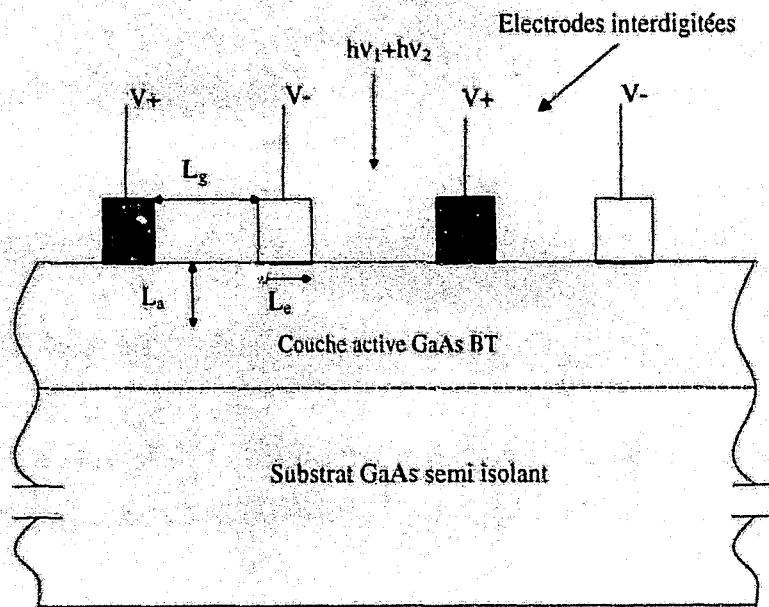


FIG. 2.10: Coupe transversale d'un photodétecteur à capacité interdigitée

électrodes ($E = V/L_g$). Deuxièmement, on suppose que la population de photoporteurs est uniforme sur la longueur d'absorption de la puissance incidente (sur une épaisseur L_a). Le photodétecteur à capacité interdigitée peut être alors modélisé comme plusieurs photodétecteurs P_b en parallèle. Posons N_g le nombre d'espace inter électrodes, N_e le nombre d'électrodes et l_e la longueur des électrodes.

La première différence par rapport au photodétecteur P_b et l'effet d'ombre induite par les électrodes métalliques. Le rendement optique devient dans ce cas :

$$\eta_{op} = (1 - R) \frac{N_g L_g}{N_g L_g + N_e L_e} \quad (2.39)$$

On peut alors reprendre l'équation (2.15) pour les N_g espaces inter électrodes. On obtient alors :

$$I_{ph} = N_g (1 - R) \frac{N_g L_g}{N_g L_g + N_e L_e} \frac{q \Phi_0 \tau_n \mu_n V_B l_e}{L_g} \quad (2.40)$$

et en posant :

$$P_{inc} = h \nu \Phi_0 l_e (N_g L_g + N_e L_e) \quad (2.41)$$

nous obtenons :

$$I_{ph} = \frac{q (1 - R) N_g^2 \tau_n \mu_n}{h \nu (N_e L_e + N_g L_g)^2} P_{inc} V_B \quad (2.42)$$

et la photoconductance ($G_0 = I_{ph} / V_B$) est alors égale à :

$$G_0 = \frac{q (1 - R) N_g^2 \tau_n \mu_n}{h \nu (N_e L_e + N_g L_g)^2} P_{inc} \quad (2.43)$$

sachant que dans notre cas, $N_g \simeq N_e$, G_0 est optimisé pour une tension de polarisation et une P_{inc} donnée lorsque $L_e \ll L_g$.

Utilisation en photomélange

La puissance de sortie en photomélange a été calculé au paragraphe 2.2. en fonction de la photoconductance et de la capacité du photoconducteur utilisé. Dans le cas d'un photodétecteur à capacité interdigitée, on obtient donc :

$$P_{out} = \frac{1 (G_0 V_B)^2 R_L}{2(\tau_n + \omega^2 \tau_n^2) [1 + (\omega^2 R_L C)^2]} \quad (2.44)$$

$$G_0 = \frac{q (1 - R) N_g^2 \tau_n \mu_n}{h \nu (N_e L_e + N_g L_g)^2} P_0 \quad (2.45)$$

Les hypothèses précédentes sont restrictives. Dans ce contexte, qu'en est-il des effets bidimensionnels? Nous allons à présent considérer ce point.

Modèle à deux dimensions

Il est apparu tout d'abord [Brow99] que l'hypothèse de champ uniforme entre les électrodes planaires était difficilement recevable. Cela apparaît très clairement sur la figure 2.11, représentant les lignes de champ électrique entre deux électrodes adjacentes séparées de $1.8 \mu\text{m}$ et déposées sur du GaAs BT considéré comme isolant ($\epsilon_r \approx 12.9$). La tension de polarisation entre les deux électrodes est de 25 V. Les résultats ont été obtenus en résolvant l'équation de Poisson à deux dimensions par la méthode des différences finies. L'approximation utilisée précédemment consiste à considérer que le champ est uniforme

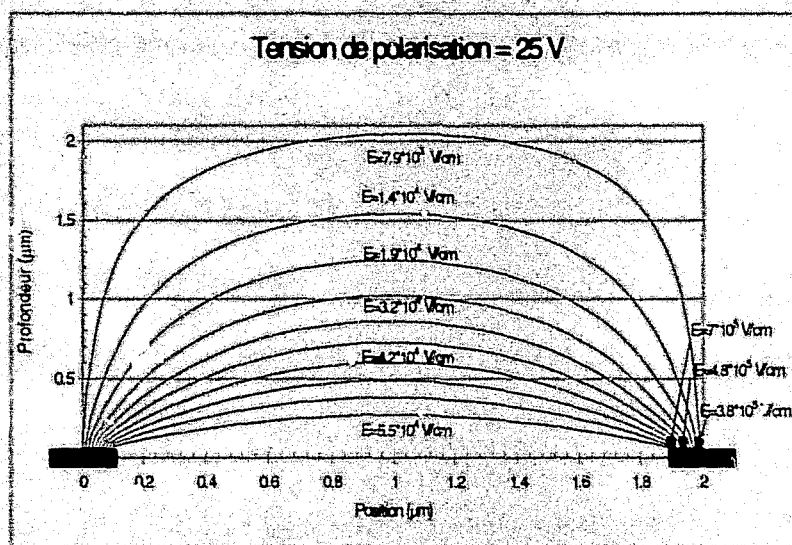


FIG 2.11: Lignes de champ électrique entre deux électrodes adjacentes. Avec $L_e = 0.2 \mu\text{m}$, $L_g = 1.8 \mu\text{m}$, et $V_B = 25 \text{ V}$

dans la zone de détection, et donc que les lignes de champ reliant les deux électrodes sont toutes parallèles et de même longueur. Nous allons ici considérer plus précisément l'effet induit par l'aspect 2D des lignes de champ.

Nous avons défini dans l'approximation du photodétecteur à plaques parallèles la réponse \mathfrak{R} :

$$\mathfrak{R} = \eta g \frac{q}{h\nu} \quad (2.46)$$

où g est appelé gain de photoconduction :

$$g = \frac{\tau_n}{\tau_{tr}} \quad \tau_{tr} = \frac{L_g}{v} \quad (2.47)$$

L'approximation précédente implique donc que g soit uniforme dans toute la zone active. Considérer l'aspect 2D des lignes de champ va permettre un meilleur choix de l'espace inter électrode.

En négligeant la diffusion dans la zone éclairée, on peut considérer que les porteurs créés dans la tranche comprise entre z et $z + dz$ ont une densité $n(z) = \eta_{op} \alpha \Phi_0 \exp(-\alpha z)$ et un gain de photoconduction $g(z)$:

$$g(z) = \frac{\tau_n}{\tau_{tr}(z)} \quad (2.48)$$

En considérant à présent que l'intensité du champ est suffisante pour que les électrons soient à vitesse de saturation v_s , le temps de transit est alors égal à $L(z)/v_s$, où $L(z)$ est la distance séparant deux électrodes le long de la ligne de champ vue par les porteurs créés en z .

Pour obtenir la réponse du photodétecteur, il faut ajouter les différentes contributions :

$$\mathfrak{R} = \frac{q}{h\nu} \int_0^d n(z) g(z) \quad (2.49)$$

$$= \frac{q}{h\nu} \int_0^d \eta_{op} \alpha \Phi_0 \exp(-\alpha z) g(z) \quad (2.50)$$

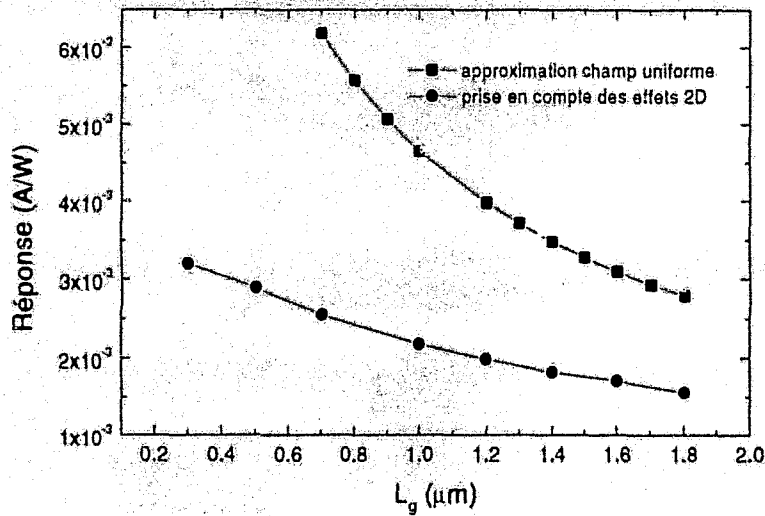
où d est l'épaisseur de la zone active.

La figure 2.12 représente la réponse calculée par cette méthode en fonction de L_g , en prenant $d = 2 \mu m$, $\alpha = 1.4 \mu m^{-1}$, $L_e = 0.2 \mu m$, $\tau_n = 300$ fs et $v_s = 4 \times 10^6$ $cm s^{-1}$.

La vitesse de saturation a été obtenue par simulation Monte Carlo dans du GaAs compensé [WuYu91]. De plus, la tension de polarisation utilisée pour chaque L_g est prise proche de la tension de claquage expérimentale. Les effets bidimensionnels dégradent par conséquent de façon importante la réponse du photodétecteur. Nous reviendrons sur ce point en considérant les possibilités d'amélioration.

Choix d'une topologie

Nous avons vu précédemment que pour optimiser la puissance de sortie en la bande passante pour un matériau donné, il faut minimiser la capacité de la structure interdigitée

FIG. 2.12: Réponse théorique du photodétecteur planaire en fonction de L_g

et avoir $L_e \ll L_g$. Dans ce cas, la photoconductance G_0 se simplifie :

$$G_0 = \frac{q(1-R)\tau_n\mu_n}{h\nu L_g^2} P_0 \quad (2.51)$$

L_e doit donc être minimum, et sa valeur est en fait dans notre cas fixée par des considérations technologiques. La valeur minimum accessible à l'époque des premiers essais était de $0.2 \mu\text{m}$. Pour optimiser la structure, il faut donc que $L_e \simeq 10L_g$. On peut voir par ailleurs (figure 2.12) que la réponse varie peu avec L_g au delà de $1.5 \mu\text{m}$. En conclusion, $1.5 \mu\text{m} < L_g < 2 \mu\text{m}$ semble être une plage tout à fait acceptable.

Par ailleurs, il ne faut pas oublier que pour fonctionner correctement aux fréquences TéraHertz, le photodétecteur doit avoir des dimensions négligeables devant les longueurs d'onde mises en jeu. C'est pourquoi l'aire du photodétecteur doit être faible. Par exemple, Brown *et al* [BMN+95] ont montré qu'il se produit des phénomènes de propagation dans un photodétecteur ayant une aire de $400 \mu\text{m}^2$, ce qui nuit au rayonnement pour des fréquences supérieures à 800 GHz. Des dimensions inférieures à $10\mu\text{m} \times 10\mu\text{m}$ semblent requises pour le photodétecteur. Le composant pourra ainsi être considéré comme une source ponctuelle pour l'antenne de radiation, même au-delà de 1 THz.

Technologie submicronique

Nous avons mentionné dans la section précédente que la largeur d'électrode était limitée par des contraintes technologiques. A l'époque des premiers essais, rappelons que nous maîtrisons la technologie $0.2 \mu\text{m}$. Pour pouvoir mieux comprendre cet aspect, nous allons revenir sommairement sur les techniques de lithographie permettant d'écrire des motifs de dimensions submicroniques.

Les techniques de lithographie

La lithographie consiste à masquer sélectivement certaines zones de l'échantillon, dans le but de graver le matériau existant ou d'y déposer un nouveau matériau. Ces masques sont écrits sur des résines déposées en film mince, d'épaisseur comparable aux dimensions des motifs. Dans notre cas, les matériaux à déposer sont du titane et de l'or, qui forment des contacts ohmiques lorsqu'ils sont déposés sur du GaAs BT [BMN · 94].

Les deux techniques de lithographie disponibles au laboratoire sont la lithographie optique de contact et la lithographie électronique.

La longueur d'onde utilisée en lithographie optique limite la résolution aux dimensions micrométriques. La lithographie électronique résout partiellement cette limitation en utilisant un faisceau d'électrons comme source de rayonnement.

Le masquage électronique

Le principe du masquage électronique est semblable à celui du masquage optique, à savoir l'exposition à une source énergétique d'une résine dont les chaînes se brisent (cas des résines positives) ou se forment (cas des résines négatives) sous l'action du rayonnement. Cependant, dans le cas du masquage électronique, la résine n'est plus insolée au travers d'un masque mais balayée par un faisceau d'électrons qui va écrire directement sur la surface du semiconducteur le dessin du masque.

C'est une technologie dont l'essor a connu un développement parallèle à celui de la microscopie électronique à balayage (MEB) au début des années 60.

Les systèmes de lithographie électronique sont d'ailleurs très proches des systèmes de MEB. Nous n'allons pas ici décrire en détail le fonctionnement du masqueur électronique mais simplement mentionner les paramètres à ajuster lors d'une exposition.

La difficulté principale du masquage électronique réside dans le contrôle du faisceau électronique émis par le canon à électrons. Les paramètres fondamentaux sont les suivants :

1. la tension d'accélération des électrons qui influe sur la directivité du faisceau.
2. le courant de faisceau qui est directement relié à sa taille (du fait de la répulsion électron-électron au sein de celui-ci).
3. la résolution qui est le pas de déplacement du faisceau pour l'écriture du motif.
4. la dose en C/cm^2 que reçoit la résine.

Cette dernière est fonction de la vitesse de déplacement du faisceau sur le substrat. Considérons une zone de surface a , couverte par un faisceau de courant i pendant un temps t . La dose D qu'elle reçoit est donnée par la relation

$$D = \frac{i \times t}{a} \quad (2.52)$$

La principale difficulté pour écrire des motifs tels que la capacité interdigitée réside dans le contrôle des effets de proximité.

Contrôle des effets de proximité

En effet, lorsqu'un électron accéléré pénètre dans la résine, il induit des interactions autour du point d'impact. La résine est alors exposée sur une surface de dimensions supérieures à la taille du spot.

Pour tenir compte de ces effets, des logiciels de simulation sont utilisés afin d'optimiser les paramètres d'exposition. Toutefois, les limites de ces logiciels ont nécessité dans notre cas une étude expérimentale de variation de doses.

Etude expérimentale

Dans notre cas, les paramètres fixés étaient les suivants :

1. HT : 100 KV
2. Résolution : 25 nm
3. Taille de faisceau : 65 nm
4. Courant de faisceau 2920 pA

Il faut noter que le courant et la taille de faisceau sont indicatifs, et peuvent varier d'une exposition à l'autre suivant le degré de vieillissement du canon à électrons.

L'étude expérimentale nous a permis de déterminer la dose optimale pour obtenir une ouverture des motifs respectant les dimensions voulues. La photographie 2.13 est une vue au MEB du moule de résine obtenu pour la dose optimale ($D=310 \text{ C/cm}^2$). Les photographies 2.14 et 2.15 sont deux vues d'une capacité interdigitée composée de



FIG. 2.13: Vue au MEB du moule de résine pour la dose optimale. Dans ce cas les dimensions voulues étaient : $L_e = 0.2 \mu\text{m}$ et $L_g = 0.5 \mu\text{m}$

5 électrodes (aire $\sim 64 \mu\text{m}^2$), dont les caractéristiques sont : $L_e = 0.2 \mu\text{m}$, $L_g = 1.8 \mu\text{m}$ et $l_e = 8 \mu\text{m}$. Après avoir étudié le photodétecteur qui convertit le rayonnement optique

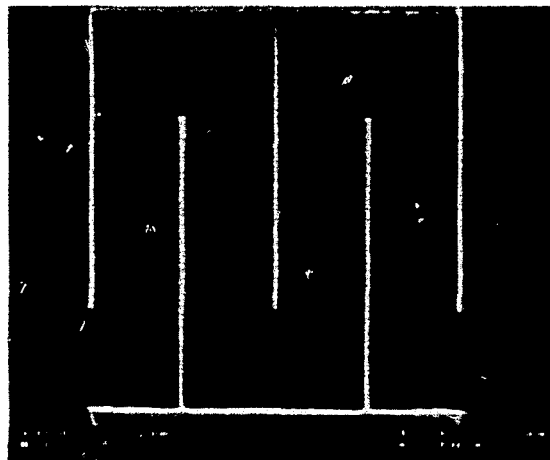


FIG. 2.14: Vue au MEB d'un photodétecteur à électrodes interdigitées



FIG. 2.15: Vue au MEB d'une électrode métallique : $L_e=0.2 \mu\text{m}$

En signal aux fréquences TéraHertz, voyons à présent les caractéristiques de l'antenne pouvant émettre ce rayonnement.

2.3.3 Antennes adaptées aux fréquences TéraHertz

Les structures de propagation usuelles en électronique ne sont pas adaptées à cette plage de fréquence. C'est pourquoi les techniques quasi-optiques, et en particulier la propagation de faisceaux gaussiens, sont utilisées. Le courant généré doit donc être rayonné par une antenne adaptée à cette plage de fréquence. La plupart des antennes utilisées jusqu'à présent sont des antennes planaires sur substrat, qui sont les plus simples à réaliser.

Les différents topologies d'antenne sur substrat

Ce type d'antenne a un défaut majeur : les pertes dues à l'énergie piégée dans le substrat. Ce phénomène sera étudié précisément au chapitre 4 dans le cas des lignes de propagation. Les lois de la réfraction permettent d'en comprendre l'origine dans le cas d'un élément rayonnant [RNK83].

La figure 2.16 représente schématiquement une antenne sur substrat et la limite na-

turelle que représente l'angle critique à la surface semiconducteur/air. Pour un substrat de GaAs ($\epsilon_r = 12.9$), l'angle critique est égal à 15° . Seuls les rayons émis dans le cône de révolution de demi-angle égal à 15° sortiront effectivement du substrat. Les analyses

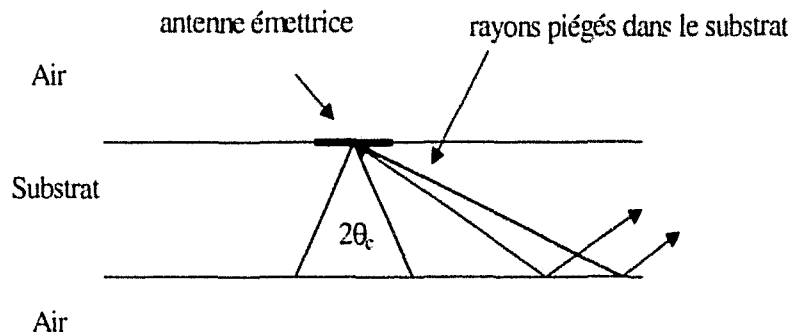


FIG. 2.16: Les rayons émis avec un angle supérieur à l'angle critique donné par les relations de Fresnel sont piégés dans le substrat. Pour $\epsilon_r = 12.9$, $\theta = 15^\circ$

effectuées sur les antennes élémentaires (antenne dipôle ou fente) ont montré que la puissance perdue dans les modes de substrat augmente avec l'épaisseur relative du substrat h/λ_0 où h est l'épaisseur du substrat et λ_0 la longueur d'onde dans le vide de l'onde rayonnée.

Cette puissance perdue représente 90 % de la puissance rayonnée par l'antenne dès que h/λ_0 est supérieur à $\frac{1}{10}$ [RNK83, AKR83].

Naturellement la part de puissance rayonnée perpendiculairement au plan de l'antenne décroît rapidement avec h/λ_0 . Il a été montré théoriquement que cette part est inférieure à 50 % dès que $h/\lambda_0 > 0.08$ pour une antenne fente et $h/\lambda_0 > 0.03$ pour une antenne dipôle.

Une solution pour éliminer le problème posé par les ondes de surface consiste à rendre

artificiellement l'épaisseur du substrat infinie. Dans ce cas le rapport de puissance émise dans le substrat par rapport à celle émise dans l'air est égal à $\epsilon_r^{\frac{3}{2}}$ pour une antenne à fente, et à ϵ_r pour une antenne dipôle [Gold92].

Nous verrons dans un paragraphe ultérieur qu'une lentille hémisphérique peut permettre d'obtenir artificiellement un substrat d'épaisseur infinie. Il y aura d'ailleurs toujours une lentille hémisphérique à l'arrière du substrat lors des expériences de photomélangage.

Les dimensions alors mises en jeu ne nous ont pas permis de simuler les différents diagrammes de rayonnement en champ lointain avec les deux logiciels de simulation électromagnétique à disposition : Momentum utilisant la méthode des moments (MOM) et HFSS la méthode des éléments finis. Il a été tout de même possible de calculer l'impédance d'entrée des antennes susceptibles d'être utilisées en photomélangage.

Antenne dipôle et fente

Ces deux types d'antenne sont duales : il apparaît donc naturel de les étudier toutes deux simultanément. Elles ont d'ailleurs des caractéristiques comparables. Le diagramme de radiation (voir figure 2.17) sur substrat épais a été calculé et mesuré pour l'antenne dipôle [BTGR81]. Les nombreuses études expérimentales de génération et de détection d'impulsions électriques subpicosecondes à l'aide d'antennes dipôles ont prouvé que ce type d'antenne était bien adapté aux fréquences TéraHertz.

Nous avons pour notre part utilisé Momentum pour calculer l'impédance d'entrée d'un dipôle déposé sur un substrat de GaAs d'épaisseur infinie. Les pertes métalliques et diélectriques sont négligées. Le dipôle est excité par une source d'impédance $Z_C = 50 \Omega$. L'impédance d'entrée du dipôle est déduite à partir de Z_C et de S_{11} , le coefficient de réflexion à l'entrée du dipôle. En effet, si une ligne d'impédance caractéristique Z_C a une impédance de charge Z alors :

$$S_{11} = \frac{Z - Z_C}{Z + Z_C} \quad (2.53)$$

En posant $S_{11} = a + bj$, on obtient :

$$Re(Z) = Z_C \frac{1 - b^2 - a^2}{(1 - a)^2 + b^2} \quad Im(Z) = Z_C \frac{2b}{(1 - a)^2 + b^2} \quad (2.54)$$

Cette méthode nous a permis d'obtenir l'impédance d'entrée d'un dipôle sur substrat

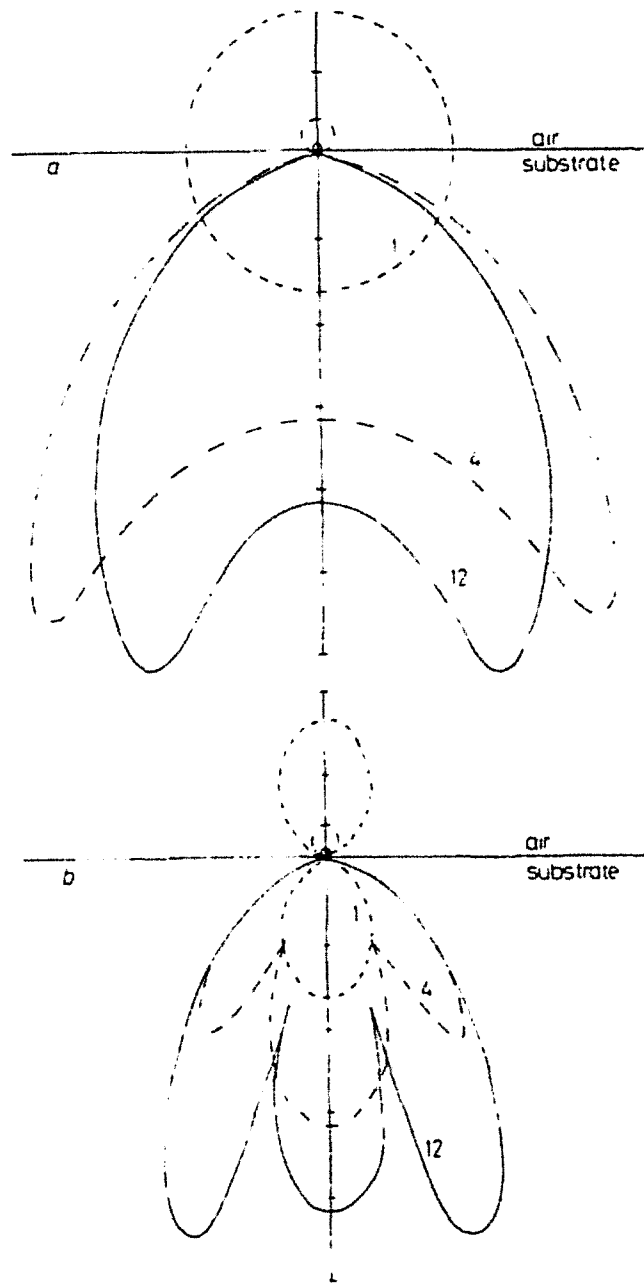


FIG. 2.17: Diagramme de rayonnement en champ lointain pour une antenne dipôle sur substrat ($\epsilon_r = 4$ et $\epsilon_r = 12$). (a) plan H, (b) plan E (tiré de [BTGR81])

d'épaisseur infinie. La figure 2.18 représente la partie réelle et imaginaire de l'impédance d'une antenne dipôle ($L=70 \mu\text{m}$, $w=5 \mu\text{m}$ et $w=2 \mu\text{m}$) sur un substrat de GaAs ($\epsilon_r = 12.9$) Nous retrouvons les deux premières résonance d'un dipôle dans le vide qui

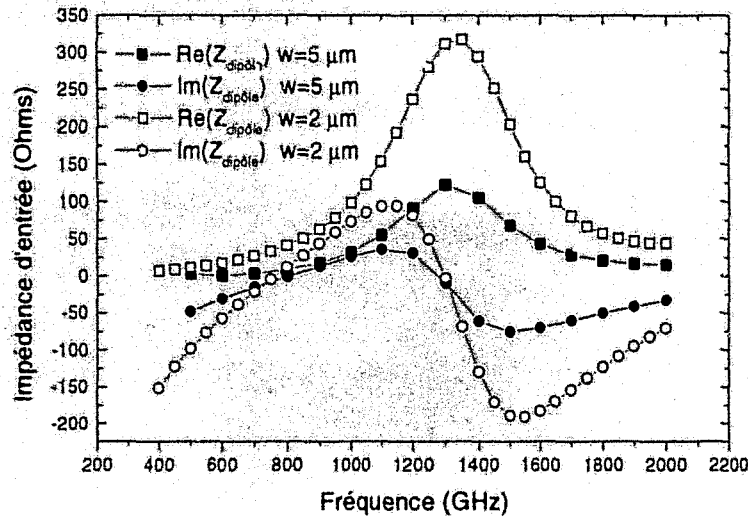


FIG. 2.18: Impédance d'entrée d'un dipôle sur un substrat de GaAs d'épaisseur infinie ($\epsilon_r = 12.9$, $\tan \delta = 0.002$). $L=70 \mu\text{m}$, $w=5 \mu\text{m}$ et $w=2 \mu\text{m}$.

apparaissent lorsque $L=\lambda_0/2$ et $L=\lambda_0$. Il faut dans ce cas remplacer λ_0 par $\lambda_0/\sqrt{\epsilon_{eff}}$ où $\epsilon_{eff} = \frac{\epsilon_r + 1}{2}$ est l'indice effectif à l'interface air/semiconducteur [KPS85]. En utilisant cette relation, les deux premières fréquences de résonance seraient $f_1 = 800 \text{ GHz}$ et $f_2 = 2f_1 = 1600 \text{ GHz}$. Nous trouvons par simulation $f_1 = 800 \text{ GHz}$ et $f_2 = 1300 \text{ GHz}$. La relation précédente, qui repose sur une approximation quasi statique, se révèle inexacte lorsque les dimensions mises en jeu deviennent comparables à la longueur d'onde. On peut voir sur la figure 2.18 que la partie réelle de l'impédance d'entrée du dipôle est importante (respectivement 120 et 300 Ω pour $w=5$ et $2 \mu\text{m}$) autour de la seconde résonance.

Nous n'avons pas fait de simulation pour l'antenne fente, mais nous avons calculé son impédance (voir figure 2.19) à partir de la relation de Booker qui relie l'impédance d'antennes duales :

$$Z_{dipole} Z_{fente} = \frac{\eta_{eff}^2}{4} \left(\eta_{eff} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_{eff} \epsilon_0}} \right) \quad (2.55)$$

Il a été montré que cette relation donne des résultats satisfaisants [RNK83, KPS85],

même si ces deux antennes ne sont pas rigoureusement duales.

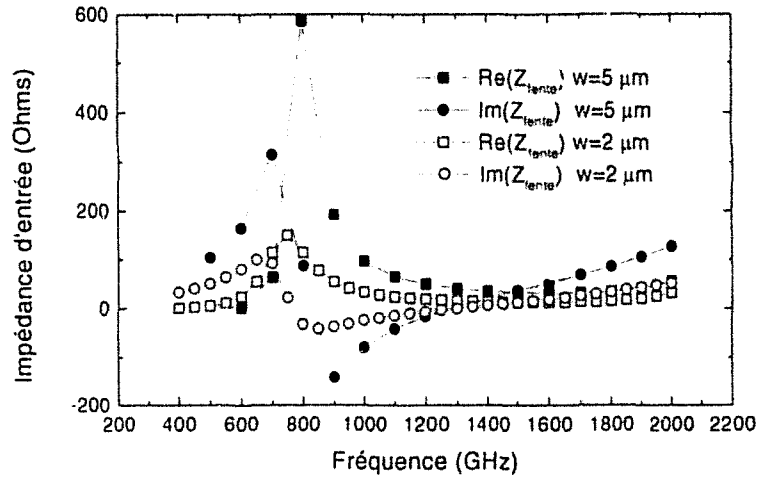


FIG. 2.19: Impédance d'entrée d'une antenne fente sur un substrat de GaAs d'épaisseur infinie ($\epsilon_r = 12.9$, $\tan \delta = 0.002$). $L = 70 \mu\text{m}$, $w = 5 \mu\text{m}$ et $w = 2 \mu\text{m}$.

On retrouve dans les deux cas la dépendance de l'amplitude de la résonance avec la largeur de l'antenne. La résistance à la résonance R_{r_s} est ainsi multipliée par 3 en passant de $w = 5 \mu\text{m}$ à $w = 2 \mu\text{m}$ pour l'antenne dipôle.

L'utilisation en photomélanges se fera autour de la première résonance pour l'antenne fente, et de la deuxième résonance pour l'antenne dipôle. Des essais ont d'ailleurs déjà été faits avec ce type d'antenne : ils ont permis de démontrer expérimentalement les résonances attendues théoriquement. Les amplitudes et les fréquences de résonances sont en relativement bon accord avec la théorie [MBN - 96].

Nous avons pour notre part essayé d'obtenir une source très large bande, ce qui n'est pas réalisable avec une antenne résonante. Deux types d'antenne à large bande avaient déjà été envisagés : l'antenne Bow Tie et l'antenne spirale.

Antenne Bow Tie

La figure 2.20 représente schématiquement une antenne Bow Tie. L'impédance d'entrée (Z_{qs}) peut être obtenue, en première approximation pour une antenne Bow Tie

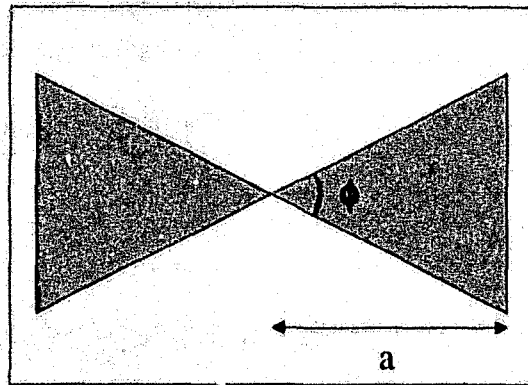


FIG. 2.20: Géométrie d'une antenne Bow Tie

infinie, par transformation conforme. Elle est alors égale à [RNK83] :

$$Z_{qs} = \eta_{eff} \frac{K(k)}{K'(k)} \quad (2.56)$$

où $K'(k)$, $K(k)$ sont les intégrales elliptiques dont l'argument est $k = \tan^2(45 - \phi/4)$ et η_{eff} l'impédance du milieu effectif défini par la relation (2.55).

Pour $\phi = 60^\circ$ et $\epsilon_r = 12.9$, $Z_{qs} = 90 \Omega$. Cette approximation n'est cependant valable que lorsque la longueur de l'antenne Bow Tie est bien supérieure à la longueur d'onde dans le vide.

Pour vérifier cela, nous avons calculé l'impédance d'une antenne Bow Tie à l'aide du logiciel HFSS avec $\phi = 60^\circ$ en fonction du rapport a/λ_0 . Nous avons vérifié nos résultats en les comparant avec des résultats expérimentaux obtenus par Compton *et al* [CMP+87]. Ces résultats ont été obtenus pour $\epsilon_r = 4$ mais sont tout à fait transposables à des permittivités effectives supérieures. Une comparaison de nos résultats obtenus par simulation et des résultats expérimentaux sont présentés sur la figure 2.21. Ils sont en bon accord et convergent vers $Z_{qs} = 152 \Omega$ lorsque a/λ_0 croît. Cependant, il est apparu [Rebe92] que le lobe principal n'était pas dans la direction perpendiculaire au plan de l'antenne, ce qui limite son efficacité lors de son utilisation dans les systèmes quasi-optiques. Une antenne dont le maximum d'énergie est rayonnée dans cette direction est l'antenne spirale.

Antenne spirale

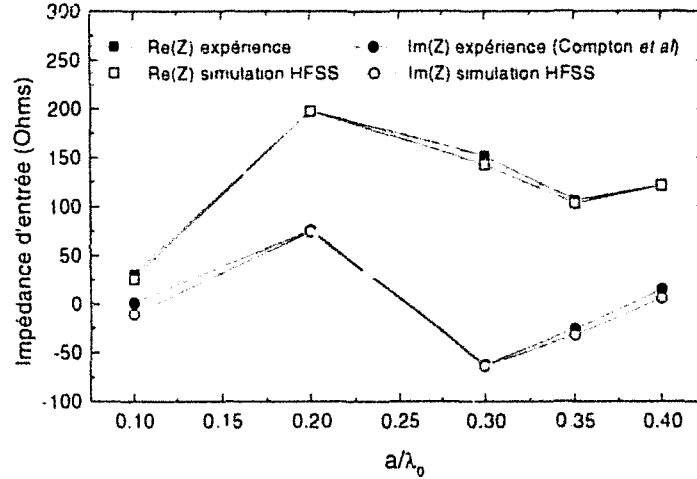


FIG. 2.21: Comparaison simulation / expérience pour une antenne Bow Tie. $\phi = 60^\circ$ et $\epsilon_r = 4$

L'antenne spirale équi-angulaire (voir figure 2.22) est une antenne large bande dont les caractéristiques telles que l'impédance ou le diagramme de radiation sont indépendants de la fréquence sur plusieurs décades. Pour expliquer ces propriétés, considérons ces dimensions en fonction de la longueur d'onde. Un bras d'une antenne spirale est formée par deux spirales équiangulaires définies en coordonnées polaires (r, θ) par :

$$r = r_0 \exp(c\theta) \quad (2.57)$$

$$(2.58)$$

si on rapporte cette expression à la longueur d'onde, on obtient :

$$\frac{r}{\lambda} = \frac{r_0 \exp(c\theta)}{\lambda} = \exp c(\theta - \theta_\lambda) \quad (2.59)$$

Cela montre qu'un changement en longueur d'onde λ se traduit simplement par une rotation de la spirale d'un angle θ_λ .

Un bras d'une antenne spirale est en fait formée par deux spirales équiangulaires :

$$r_1 = kr_0 \exp(c\theta) \quad (2.60)$$

$$r_2 = r_0 \exp(c\theta) \quad (2.61)$$

$$0 < k < 1 \quad (2.62)$$

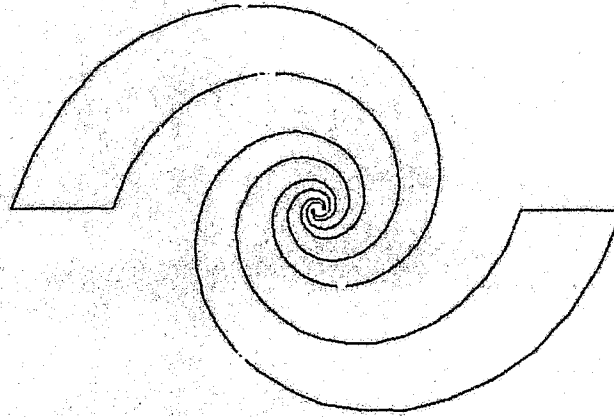


FIG. 2.22: Antenne spirale équiangulaire

L'indépendance des caractéristiques de l'antenne spirale équiangulaire en fonction de la fréquence a été démontrée expérimentalement par Dyson [Dyso57]. Il a montré en outre que le champ électromagnétique s'atténue de plus de 20 dB au cours de la première longueur d'onde le long de la spirale. L'ouverture effective rapportée à la longueur d'onde est donc constante, de plus elle est proportionnelle à c . En effet, plus c est importante et plus la spirale se déploie rapidement.

En outre, l'atténuation rapide du champ électromagnétique permet d'avoir un rayon maximum (R) finie sans changer les caractéristiques de l'antenne pour $\lambda < R$.

L'antenne spirale représentée sur la figure 2.22 est identique à son complémentaire électromagnétique (l'antenne fente équivalente) ; on peut donc utiliser la relation de Booker (2.55) pour calculer son impédance. Pour une antenne sur un substrat de GaAs d'épaisseur infinie, l'impédance est $Z=72 \Omega$ (188Ω dans le vide).

Pour une antenne spirale équiangulaire (dans le vide), Dyson a montré que le diagramme de radiation possédait deux lobes principaux symétriques dont la direction est perpendiculaire au plan de l'antenne.

Antennes utilisées en photomélangé

Nous avons choisi les antennes utilisées en photomélangé afin qu'elles rayonnent convenablement sur une plage de fréquence allant de 100 GHz à plusieurs THz. La fréquence basse est, comme on l'a vu, définie par le rayon maximum de l'antenne (plus précisément par la distance parcourue par l'antenne). Nous avons pris $R_{max}=1.5$ mm. Les valeurs de R_{min} et k ont été fixées en grande partie par les dimensions du photodétecteur à capacité interdigitée. Nous avons choisi $R_{min}=8$ μm et $k=0.66$. Le dernier paramètre à fixer est c . Nous avons testés 2 types d'antennes S_1 et S_2 avec respectivement $c_1=0.2$ rad^{-1} et $c_2=0.3$ rad^{-1} .

Pour une antenne spirale sur un substrat de GaAs, la valeur de R_{max} correspond à une fréquence de coupure basse inférieure à 100 GHz (en prenant $\epsilon_{eff} = \frac{\epsilon_r + 1}{2}$).

Aux hautes fréquences, l'antenne spirale a des caractéristiques de radiation constantes tant que le rayon de la spirale ($\simeq R_{min}$) est négligeable par rapport à la longueur d'onde. Au-delà, l'antenne spirale se comporte comme un dipôle rayonnant [BMN - 95]. Sur GaAs on obtient une fréquence de coupure haute supérieure à 1 THz. Les deux spirales S_1 et S_2 sont représentées sur la figure 2.23.

Focalisation du rayonnement

Nous avons vu dans le paragraphe précédent qu'il s'avère nécessaire d'utiliser une lentille hémisphérique (voir la figure 2.24) pour s'affranchir du problème posé par l'énergie piégée dans le substrat. Toutefois il est possible, en reculant l'émetteur par rapport au centre de la lentille hémisphérique, d'utiliser celle-ci pour restreindre la divergence du faisceau. La distance limite pour ne pas avoir de rayons piégés est $d = 1/n$ [Rebe92](où n est l'indice optique du matériau). La lentille devient alors hyperhémisphérique.

La lentille hyperhémisphérique accroît le gain de l'antenne planaire car elle dévie les rayons émis vers la direction centrale du diagramme de rayonnement (voir la figure 2.24). Elle augmente le gain de l'antenne d'un facteur n^2 [RNK83]. Le faisceau en sortie de la lentille est divergent, ce qui nécessite un élément de focalisation, qui sera dans notre cas un miroir parabolique.

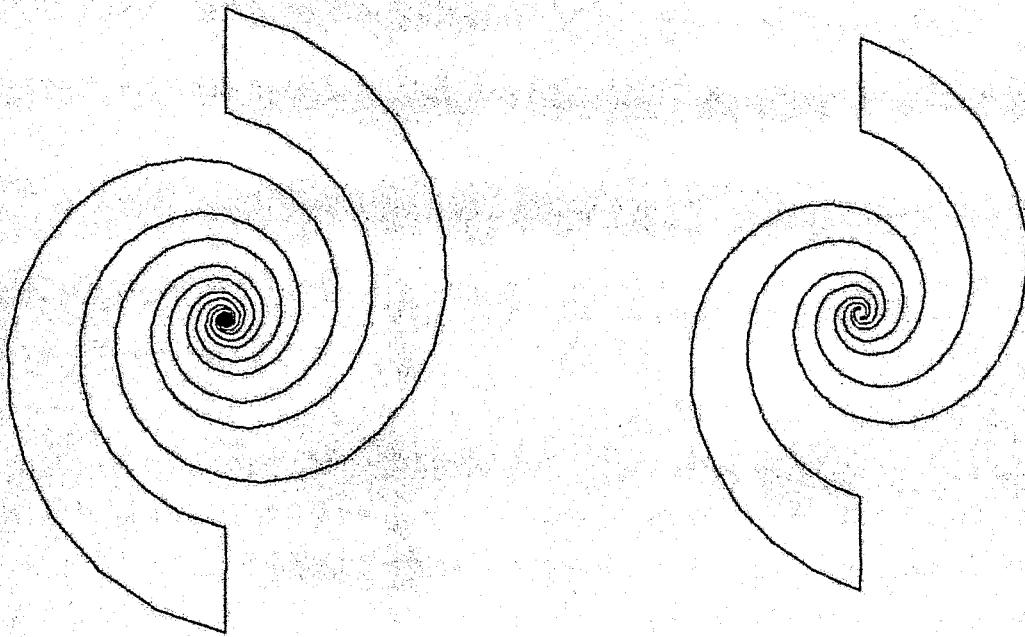


FIG. 2.23: Antenne spirale équiangulaire, avec respectivement $c_1=0.2$ (à gauche) et $c_2=0.3$

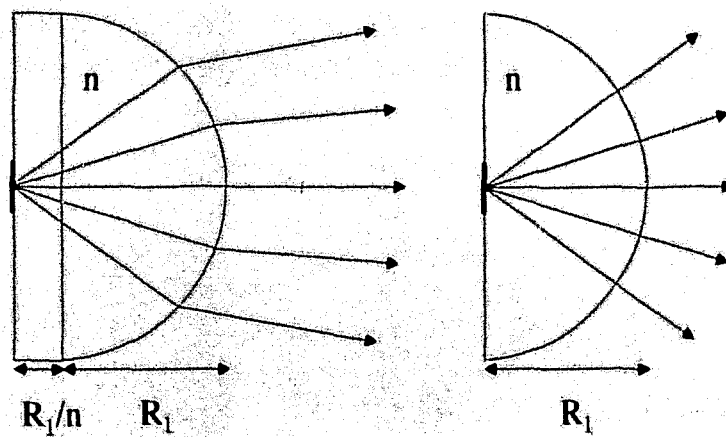


FIG. 2 24: Lentille hyperhémisphérique et hémisphérique

2.4 Caractérisation expérimentale

2.4.1 Dispositif expérimental

Après avoir passé en revue les différents éléments composant un photomélangeur, nous allons présenter le dispositif expérimental permettant de le caractériser. Les expériences ont été réalisées en collaboration avec l'Université du Littoral, et plus particulièrement avec G. Mouret et S. Matton.

Le dispositif expérimental est représenté sur la figure 2.25. Deux lasers continu Titane :Saphir, continûment réglable de 700 à 810 nm pour le premier et de 790 à 910 nm pour le second, sont pompés par un laser Argon. La longueur d'onde utilisée dans toutes les expériences sera donc autour de 800 nm, soit le milieu de la plage de superposition. Les lames demi-ondes et les polariseurs sont utilisés pour régler précisément la puissance et la polarisation des deux faisceaux lasers (de fréquence ν_1 et ν_2). Ceux ci sont ensuite superposés à l'aide d'une lame séparatrice, le faisceau laser résultant étant ensuite focalisé par une lentille ou par un objectif de microscope sur le photodétecteur.

Celui ci transformera le terme de battement en courant oscillant de fréquence $f = |\nu_1 - \nu_2|$, qui sera rayonné par une antenne. Les lasers Autoscan utilisés permettent de faire varier facilement les fréquences ν_1 et ν_2 , et donc f . Dans les expériences effectuées, f couvrira un spectre large allant de quelques centaines de GHz à plusieurs THz.

Le rayonnement submillimétrique produit est précollimaté par la lentille hyperhémisphérique plaquée à l'arrière du composant puis focalisé par un miroir parabolique sur un bolomètre Germanium refroidi à l'hélium (fonctionnant à 4.2 K). Le signal de sortie du bolomètre est mis à l'entrée d'un amplificateur synchrone.

2.4.2 Résultats expérimentaux

Nous présenterons dans cette partie les résultats expérimentaux obtenus afin de mettre en avant la variation de la puissance détectée par le bolomètre en fonction des différents paramètres d'entrée. Nous allons ainsi pouvoir optimiser un certain nombre de paramètres et vérifier le modèle utilisé. Nous vérifierons dans un premier temps la dépendance de

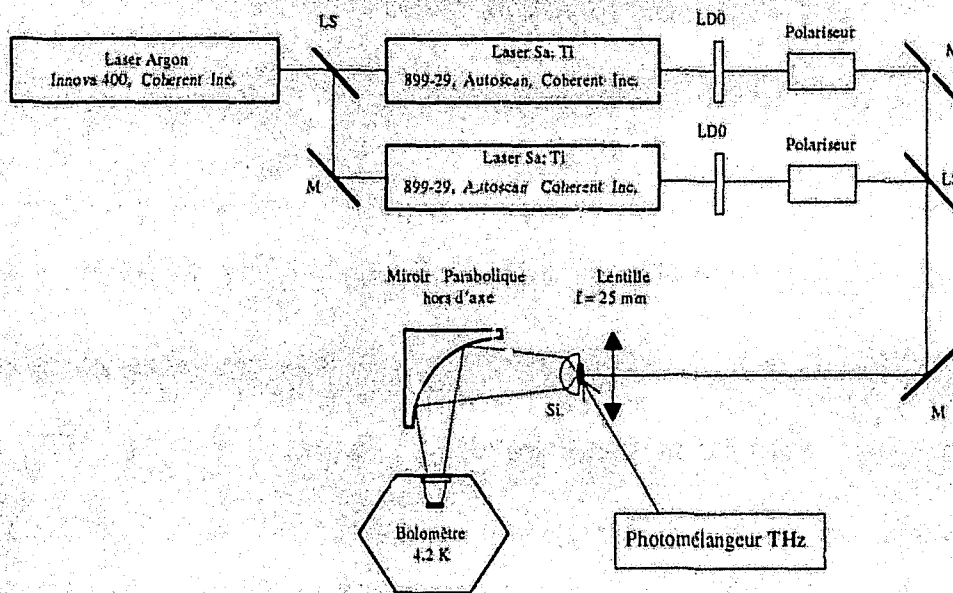


FIG. 2.25: Dispositif expérimental. LS : lame séparatrice, LDO : lame demi onde, M : Miroir, Si : lentille hyperhémisphérique en Silicium

la puissance détectée en fonction de la puissance de pompe et de la tension, puis dans un deuxième temps, optimiser la puissance en comparant les résultats obtenus sur du matériau GaAs basse température recuit et non recuit et pour différentes topologies d'antenne et de photodétecteur. Nous avons utilisé les deux topologies d'antenne spirale appelées plus haut S_1 et S_2 , ainsi que deux types de photodétecteur à capacité interdigitée, P_1 et P_2 dont les caractéristiques sont pour P_1 :

- largeur d'une électrode : $L_e=0.2 \mu\text{m}$
- distance inter électrode : $L_g=1.8 \mu\text{m}$
- longueur d'une électrode : $l_e=6 \mu\text{m}$
- nombre d'électrodes : $N_g=4$
- aire du photodétecteur : $A=64 \mu\text{m}^2$
- capacité : $C=0.5 \text{ fF}$

Les caractéristiques de P_2 sont identiques sauf les trois suivantes :

- $L_e=0.2 \mu\text{m}$
- $N_g=13$
- $C=2 \text{ fF}$

Un dispositif composé d'un photodétecteur P_1 et d'une antenne S_1 sera appelé $D(P_1, S_1)$. Les caractéristiques de la couche active seront quant à elles précisées lorsque ce paramètre sera pertinent.

Comparaison théorie/expérience

Nous avons vu que la puissance rayonnée (P_{ray}) dans la bande passante pour une puissance optique donnée est en fait directement reliée à la réponse statique du photodétecteur. De plus, dans le cas d'un mélange parfait ($m=1$), la puissance optique de pompe peut être mise sous la forme :

$$P(t) = P_0(1 + \cos(\nu_1 - \nu_2)t) \quad (2.63)$$

où P_0 est la puissance moyenne.

Un photodétecteur possédant une réponse \mathfrak{R} convertira cette puissance optique en courant $I(t)$:

$$I(t) = \mathfrak{R}(P_0(1 + \cos(\nu_1 - \nu_2)t)) \quad (2.64)$$

$$I(t) = I_0(1 + \cos(\nu_1 - \nu_2)t) \quad (2.65)$$

où I_0 est le photocourant continu mesurable à l'aide d'un ampèremètre. La partie oscillante sera rayonnée par l'antenne d'impédance R_L et la puissance rayonnée dans la bande passante sera alors :

$$P_{ray} \propto I_0^2 \quad (2.66)$$

Cette relation reste d'ailleurs valable même lorsque l'on se situe au-delà de la fréquence de coupure (voir équation (2.30)). La puissance détectée doit donc être aussi proportionnelle au carré du photocourant continu. Les résultats présentés ici ont été obtenus sur un dispositif (P_1, S_1) mais sont quasiment indépendants du dispositif (en puissance relative).

Les courbes de la figure 2.26 représentent la puissance détectée en fonction du photocourant pour trois puissances de pompe différentes. On peut voir qu'il existe bien une relation quadratique entre la puissance détectée et le photocourant continu. La différence constatée pour les trois puissances de pompes provient certainement de l'épaisseur de la couche utilisée. Elle est dans le cas présent de $0.8 \mu\text{m}$, alors que la longueur d'absorption

à 800 nm est égale à $0.7 \mu\text{m}$. Une certaine partie de la puissance optique crée alors des porteurs dans le substrat de GaAs SI, qui sont accélérés si le champ électrique est suffisant. La part de ce photocourant continu, non relié à la puissance TéraHertz, s'accroît donc avec la tension de polarisation. Le modèle développé dans les parties précédentes

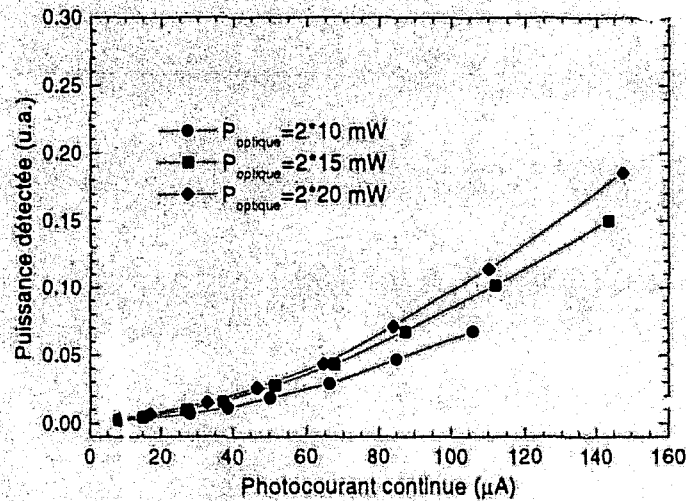


FIG. 2.26: Puissance détectée à 600 GHz en fonction du photocourant continu

prédit de plus que la puissance détectée (P_{ray}) est :

$$P_{\text{ray}} \propto P_{\text{optique}}^2 \quad (\text{Puissance optique de pompe}) \quad (2.67)$$

$$P_{\text{ray}} \propto V^2 \quad (\text{Tension de polarisation}) \quad (2.68)$$

Ces relations ont été vérifiées expérimentalement pour une fréquence $f = 600 \text{ GHz}$ comme on peut le voir sur les figures 2.27 et 2.28. Les courbes des figures 2.27 et 2.28 sont modélisables par des fonctions de la forme $y = x^\alpha$ avec $1.5 < \alpha < 2.5$ ce qui est assez proche de la valeur $\alpha = 2$ attendue.

C'est un peu plus compliqué pour la mesure de la bande passante du fait des incertitudes liées au système de détection. Nous avons cependant essayé de comparer les fréquences de coupure théoriques et expérimentales pour deux dispositifs $D_1(S_2, P_1)$ et $D_2(S_2, P_2)$.

La fréquence de coupure théorique est liée à τ_n , le temps de vie des porteurs et à la constante électrique $R_L C$, où R_L est l'impédance de l'antenne (supposée réelle) et C la

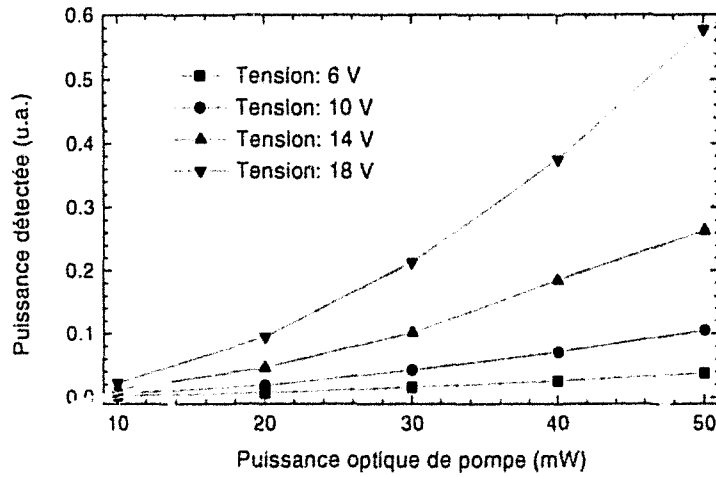


FIG. 2.27: Puissance détectée à 600 GHz en fonction de la puissance optique de pompe

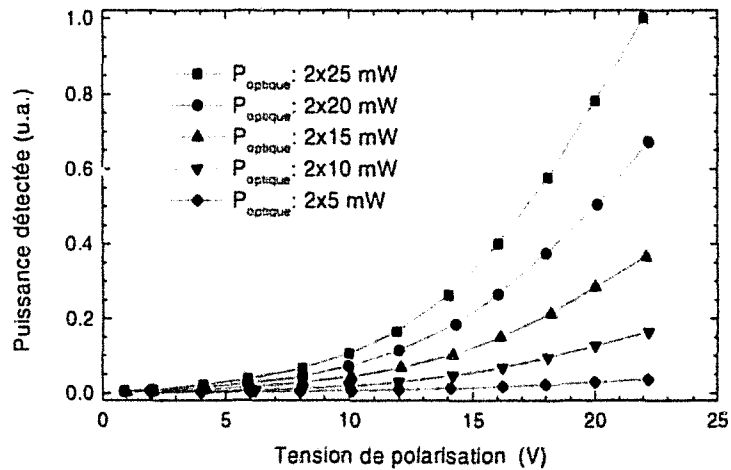


FIG. 2.28: Puissance détectée à 600 GHz en fonction de la tension de polarisation

capacité du photodétecteur.

Les mesures de temps de vie réalisées sur nos échantillons et celles trouvées dans la littérature montrent que $\tau_n \simeq 300$ fs. On prend l'impédance d'antenne $R_L = 72 \Omega$ et les capacités calculées par transformée conforme $C_1 = 0.5$ fF pour D_1 et $C_2 = 2$ fF pour D_2 . L'équation (2.30) permet de calculer les fréquences de coupure à 3 dB pour D_1 et D_2

$$F_{c1} = 530 \text{ GHz}$$

$$F_{c2} = 450 \text{ GHz}$$

Les courbes de la figure 2.29 représentent la puissance détectée en fonction de la fréquence pour les deux dispositifs étudiés. Les fréquences de coupure expérimentales sont $F_{c1} \simeq 600$ GHz et $F_{c2} \simeq 300$ GHz. La différence plus importante entre la théorie et l'expérience pour

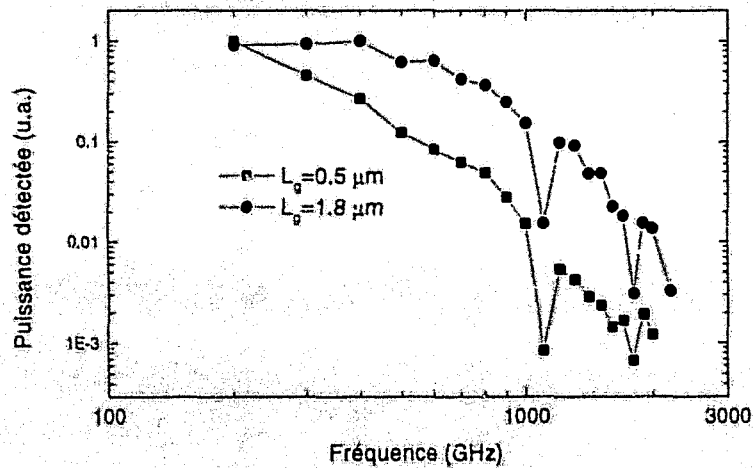


FIG. 2.29: Puissance détectée en fonction de la fréquence pour $D_1(S_2, P_1)$ et $D_2(S_2, P_2)$. $P_{optique} = 30$ mW, Tension de polarisation = 10 V

D_2 est sans doute due à l'approximation faite sur le calcul de la capacité. Celle-ci néglige les aspects 3D liés aux effets de pointe prépondérant aux extrémités des électrodes. Cette approximation n'est certainement plus valable lorsque le nombre d'électrodes devient important. C'est sans doute le cas pour P_2 .

Afin d'optimiser les structures, nous avons fait plusieurs mesures en faisant varier différents paramètres et les conditions de fabrication.

Dépendance du recuit de la couche de GaAs basse température

Nous allons présenter dans ce paragraphe les résultats obtenus en photomélangé pour un même couche de GaAs BT avant et après recuit à 600 °C. Nous avons vu dans la section 1.3 que le recuit permet la réorganisation du matériau et diminue fortement la concentration de défauts ponctuels (qui passe de 10^{20} cm^{-3} à 10^{17} cm^{-3}). Il se crée en contre-partie des précipités d'Arsenic. Cela a trois conséquences majeures, à savoir la diminution de la conduction par saut, l'augmentation de la mobilité dans la bande de conduction [LWR - 93] et enfin l'augmentation de la durée de vie des porteurs [HMW - 93]. Nous présentons en figure 2.30 les résultats obtenus sur une couche de GaAs BT, avec ou sans recuit pour un même dispositif. La tension de polarisation est de 10 V et la puissance

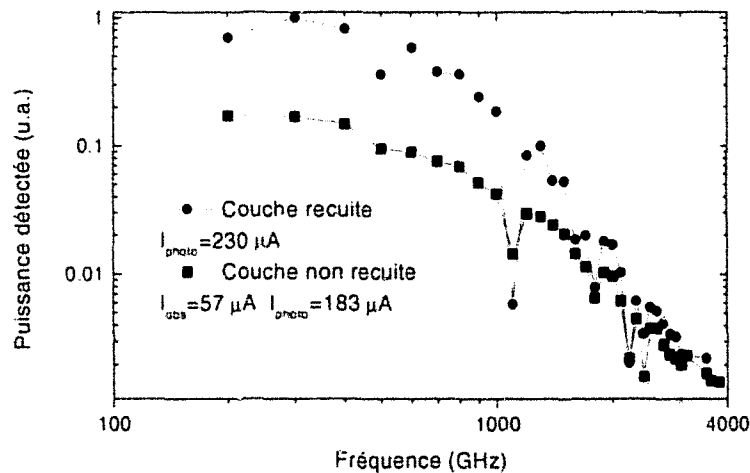


FIG. 2.30: Puissance détectée en fonction de la fréquence pour une couche active de GaAs BT recuite et non recuite. $P_{optique} = 30 \text{ mW}$, Tension de polarisation = 10 V

optique de pompe de 30 mW. Le courant continu est comparable dans les deux cas mais le photocourant est supérieur pour la couche recuite. En effet, le courant d'obscurité est important pour la couche non recuite ($I_{obs} = 57 \mu\text{A}$) avec un rapport I_{photo}/I_{obs} faible, 4 :1.

Nous pouvons remarquer sur la figure 2.30 que l'échantillon recuit délivre plus de puissance pour dans la partie basse du spectre avec une puissance à peu près constante jusqu'à 400 GHz. Aux plus hautes fréquences, le signal décroît avec une pente comprise

entre 6 et 12 dB/octave pour les deux échantillons. La pente est cependant plus raide pour l'échantillon recuit. Ce résultat pourrait être attribué à la dégradation du temps de vie avec le recuit, comme nous l'avons évoqué plus haut. Cela n'apparaît cependant pas aussi clairement au niveau des fréquences de coupure, qui sont sensiblement identiques dans les deux cas.

Il semble donc préférable de recuire le GaAs basse température pour l'utiliser en photomélange, puisqu'on gagne quasiment un facteur dix en puissance dans le bas du spectre en perdant peu en terme de bande passante.

Ces résultats confirment en outre les précédentes observations faites au sujet du recuit sur GaAs BT en terme de mobilité dans la bande de conduction et de résistivité.

Influence de la topologie d'antenne

Nous terminons ce chapitre par un fait expérimental qui n'est pas encore tout à fait compris. En effet, nous avons vu que les caractéristiques électromagnétiques de l'antenne spirale étaient a priori quasiment indépendantes de sa géométrie. Nous présentons des résultats expérimentaux obtenus sur les deux antennes présentées précédemment S_1 et S_2 . Nous allons voir que les résultats obtenus expérimentalement sont comparables. Cependant, nous avons testé une nouvelle topologie d'antenne spirale (S_3) dont les caractéristiques sont quasiment identiques à celles de S_2 . Il y a toutefois deux différences, qui concernent l'intégration du photodétecteur. Le photodétecteur a subi une rotation d'un quart de tour et il y a surtout une transition plus "douce" entre le photodétecteur et la spirale (voir figure 2.31). La rotation d'un quart de tour a une importance expérimentale,

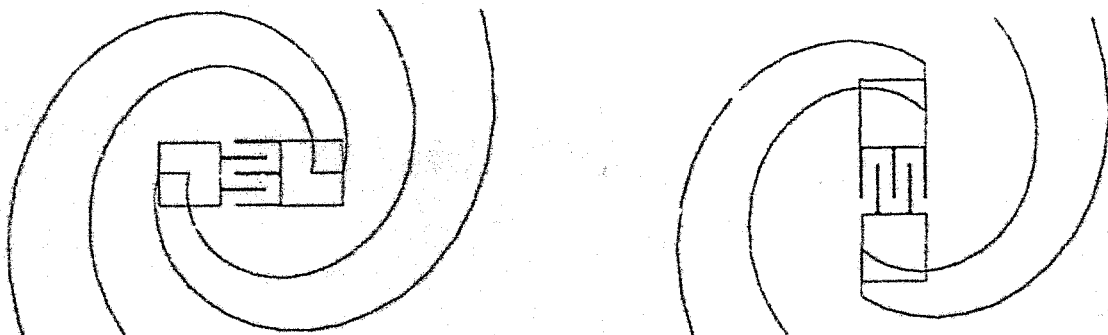


FIG. 2.31: Intégration du photodétecteur P_1 au centre de S_2 et S_3

car le photodétecteur à capacité interdigitée constitue pour le faisceau laser une grille de polarisation. Il a été d'ailleurs vérifié expérimentalement que le photocourant dépend de la polarisation du rayonnement optique. Il est à son maximum lorsque la polarisation de la lumière est perpendiculaire aux électrodes.

Pour comparer rigoureusement les différentes antennes nous présentons sur la figure 2.32 la puissance détectée à photocourant égal pour trois dispositifs $D_1(P_1, S_1)$, $D_2(P_1, S_2)$, $D_3(P_1, S_3)$ sur une même couche de GaAs BT (G930908 non recuit). Nous

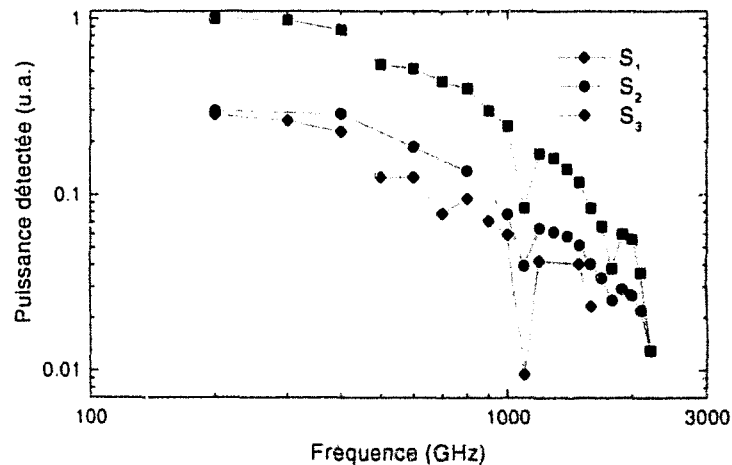


FIG. 2.32: Puissance détectée en fonction de la fréquence à photocourant égal pour trois topologies d'antennes. $P_{optique} = 30$ mW, Tension de polarisation = 10 V

présentons les résultats normalisés à photocourant égal car la puissance détectée pour un dispositif donné est proportionnelle au carré du photocourant. Or celui ci peut varier de quelques % avec la mise au point.

Nous observons sur la figure 2.32 que les antennes S_1 et S_2 donnent des résultats équivalents mais qui sont tous les deux 3 fois moins importants que ceux obtenus avec l'antenne S_3 . L'intégration est donc primordiale, et il est très probable qu'un photodétecteur sans "pad", dans lequel les électrodes seraient directement connectées aux bras de l'antenne spirale, soit encore plus performant.

Mesure de la puissance absolue

Nous nous proposons dans cette partie d'évaluer la puissance submillimétrique détectée par le bolomètre. Il est assez difficile d'obtenir des valeurs absolues fiables dans cette gamme de fréquence en raison de l'absence de sources d'étalonnage. Nous nous sommes basés sur la réponse donnée par le constructeur (10 KV/W), qui est mesurée par détection du spectre d'un corps noir. Nous présentons ici nos meilleurs résultats, obtenus, comme les études précédentes le faisaient présager, sur une couche GaAs BT recuite avec un dispositif $D(P_1, S_3)$. La puissance mesurée dans le bas du spectre est un

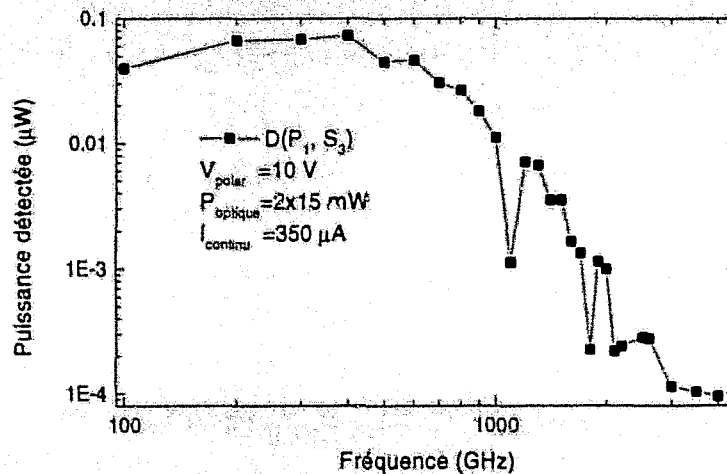


FIG. 2.33: Puissance détectée en fonction de la fréquence. $P_{\text{optique}}=30 \text{ mW}$, Tension de polarisation= 10 V

peu inférieure à $0.1 \mu\text{W}$ ce qui est comparable aux mesures trouvées dans la littérature. En outre, le signal atteint le niveau de bruit à 4 THz. Il faut également noter que les conditions expérimentales ne sont pas optimales. Nous avons en effet tester les limites en puissance optique et en tension de dispositifs équivalents. Il semble qu'il soit possible sur un tel dispositif d'injecter 60 mW sous 15 à 20 V pour obtenir des courants supérieurs au milliampère. Nous aurions sans doute atteint avec ce dispositif des puissances supérieures au milliwatt. La détérioration prématurée de celui-ci ne nous a pas permis de le faire.

Nous avons vu que les résultats théoriques et expérimentaux convergent dans une même direction. La puissance rayonnée dans le bas spectre s'exprime de la manière sui-

vante :

$$P_{THz} \simeq \frac{1}{2} R_L I_0^2 \quad (2.69)$$

où I_0 est le photocourant continu et R_L la résistance d'entrée de l'antenne. Dans notre cas $R_L = 72 \Omega$ et $I_0 = 345 \mu A$. La puissance théorique rayonnée est donc égale à $4.3 \mu W$. Il y a environ un facteur 40 entre la puissance théorique et expérimentale, ce qui ne semble pas excessif à la vue des approximations réalisées et des difficultés expérimentales. Cette valeur est d'ailleurs comparable à celles trouvées dans la littérature [MTS97, DVM+01] ($\simeq 20$ dans les deux cas).

De nombreux facteurs peuvent expliquer cet écart. Nous n'avons pas pris en compte les pertes métalliques, pourtant importantes aux fréquences TéraHertz, ou encore la dégradation des caractéristiques de rayonnement de l'antenne spirale dû au rayonnement par onde de choc (voir Chapitre 4). Il faut ajouter les pertes à l'interface lentille / air, les pertes de couplage avec le faisceau gaussien et de collection par le bolomètre dégradant le bilan de liaison.

Limites et perspectives

Nous avons vu que la collection du rayonnement était une limite importante du photomélangement. Celle-ci est toutefois commune à tous les systèmes fonctionnant à ces fréquences, qui sont extrêmement difficiles à caractériser. C'est pourquoi nous avons choisi de nous intéresser plus précisément au "cœur" du photomélangement à savoir la génération du courant TéraHertz par le photodétecteur.

Les limites de la photodétection sont alors de deux ordres. Tout d'abord, il a été montré [VMB97], et nous l'avons vérifié expérimentalement, que la puissance optique incidente sous une tension de polarisation de 20 V est limitée à 60 mW pour un photocourant de l'ordre du milliampère. La seule solution est alors de baisser la température expérimentale ce qui permet d'augmenter la puissance de pompe [VMB97] (90 mW à 77 K).

Une autre limite du photodétecteur planaire réside dans la faiblesse de la réponse (\mathfrak{R}) dont dépend le rendement de conversion η ($\eta \propto \mathfrak{R}^2$). La modélisation effectuée dans la partie 2.3.2 a en effet montré que l'aspect planaire de cette structure réduit la réponse d'un facteur 2 par rapport à un photodétecteur à capacité parallèle, et ceci en considérant

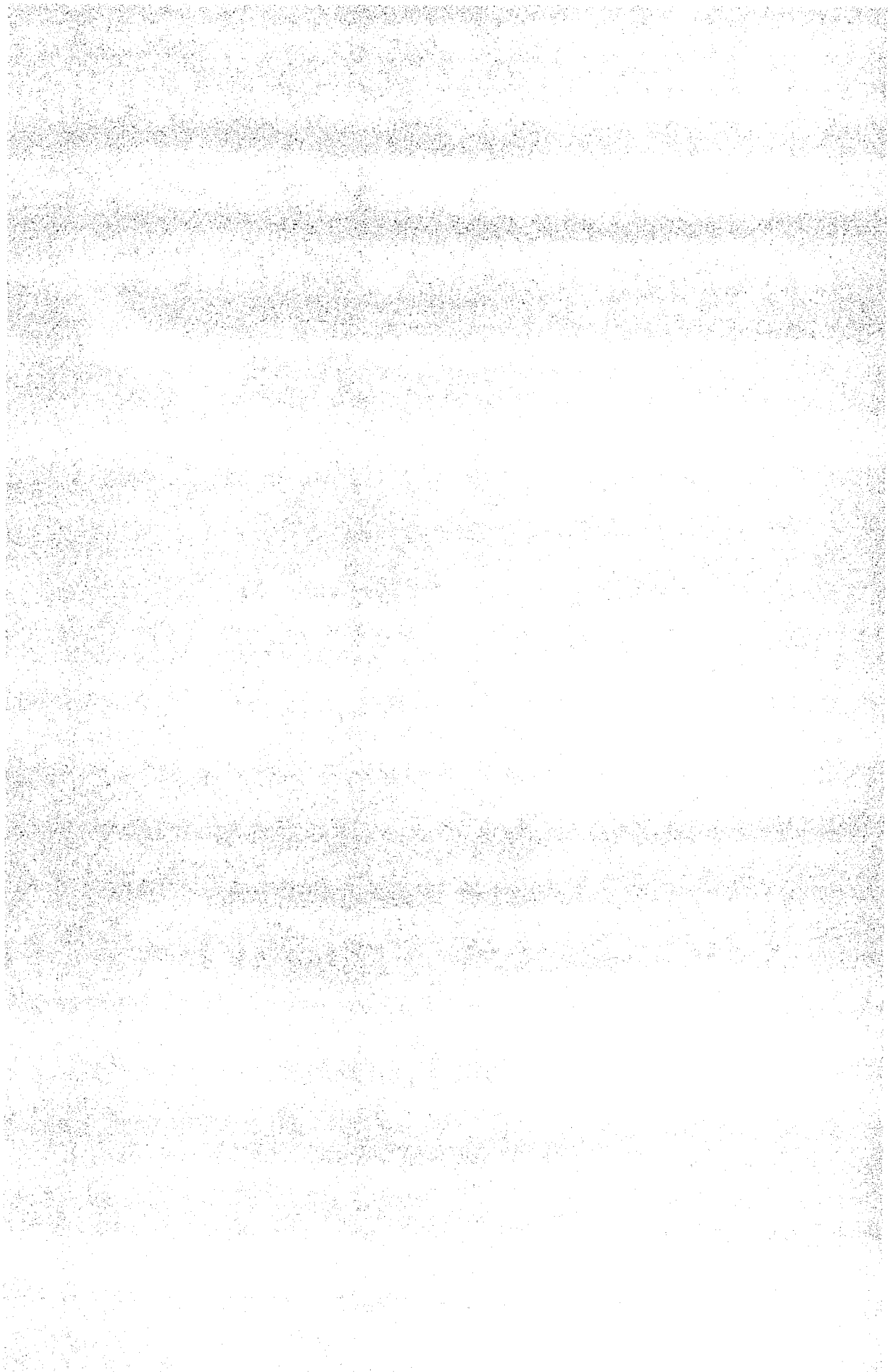
que le champ est suffisant pour que les porteurs soient à vitesse de saturation dans toute la zone active.

A partir de ce constat, deux voies possibles d'amélioration ont été explorées. Une première voie est décrite dans le prochain chapitre où nous présentons les résultats obtenus avec un photodétecteur possédant une meilleure réponse : le photodétecteur vertical.

Une autre voie consiste à utiliser des photodétecteurs distribués pour le photomélangement. Ce type de photodétecteur semble en effet très prometteur au niveau de la bande passante comme au niveau de la puissance de sortie [Kato99]. Toutefois ils sont utilisés principalement à des fréquences inférieures à 100 GHz pour lesquelles les lignes de propagation usuelles sont encore utilisables. Une étude des lignes de propagation aux fréquences TéraHertz semble toutefois nécessaire pour pouvoir les adapter à cette plage de fréquences, ce sera l'objet de notre dernier chapitre.

Conclusion

Ce chapitre traitait de la génération d'un rayonnement TéraHertz par photomélangement de deux sources lasers. Nous y avons présenté le principe du mélange de fréquence dans un photodétecteur, puis modélisé le dispositif composé de celui-ci et d'un élément de radiation. Les différents éléments composant un photomélangement, à savoir le GaAs BT, un photodétecteur à capacité interdigitée et une antenne planaire y ont été détaillés. Nous avons conclu ce chapitre par des résultats expérimentaux qui nous ont permis de valider la modélisation et de faire ressortir un certain nombre de tendances. Ainsi, le recuit de la couche active ou une meilleure intégration du photodétecteur à l'antenne spirale améliorent sensiblement les performances. Pour conclure, signalons que la source obtenue, largement accordable entre 100 GHz et 4 THz, est tout à fait adaptée aux études de spectroscopie.



Chapitre 3

Le photodétecteur vertical

L'objet de ce chapitre sera l'étude de la première des voies possibles d'amélioration : le photodétecteur vertical. Nous exposerons, dans une première partie, les avantages apportés par cette structure. Nous décrirons ensuite les procédés mis au point et en particulier la technique de report, qui constitue l'étape essentielle de fabrication. Nous finirons par les résultats obtenus expérimentalement, leur interprétation et par l'utilisation de la structure verticale aux grandes longueurs d'onde, entre 1.3 et 1.55 μm .

3.1 Principe du photodétecteur vertical

3.1.1 Comparaison photodétecteur planaire/vertical

Nous avons vu sur la figure 2.12 que nous reproduisons ici (figure 3.1), que la non uniformité du champ entre les électrodes planaires du photodétecteur à capacité interdigitée réduisait la réponse d'au moins un facteur deux par rapport à un photodétecteur à plaques parallèles pour une distance interélectrode L_g identique. Il est apparu aussi qu'il n'était pas possible, même en réduisant L_g jusqu'à la limite technologique, d'obtenir une réponse équivalente à celle d'un photodétecteur à champ uniforme. Ceci est d'autant plus vrai que nous avons supposé que le champ est suffisant pour que les porteurs soient à vitesse de saturation dans toute la structure. Cette hypothèse surestime donc la réponse de la structure planaire. Le rendement de conversion en photomélange doit donc être

multiplié au minimum par 4 (2^2).

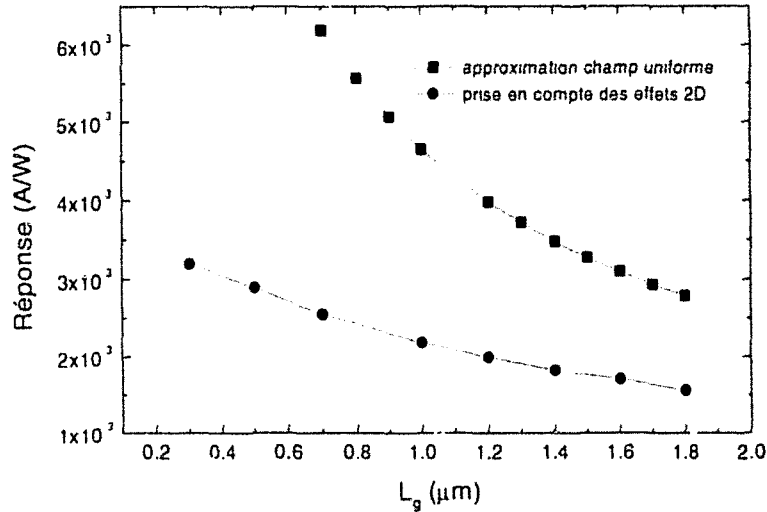


FIG. 3.1: Réponse théorique du photodétecteur planaire en fonction de L_g

3.1.2 Géométrie et capacité

Afin de s'approcher d'un photodétecteur à plaques parallèles, nous avons décidé d'utiliser une structure verticale avec un contact supérieur semi-transparent (voir figure 3.2). Les deux bras de l'antenne spirale sont connectés aux électrodes de part et d'autre de la couche épitaxiale. Nous avons choisi cette solution car elle nous semblait la mieux adaptée au matériau utilisé (GaAs BT) et à l'application visée. Il semble en effet difficile d'ajouter de nouvelles couches à la suite de la couche de GaAs BT, sous peine notamment d'effectuer un recuit incontrôlé de cette dernière. Nous verrons par la suite que cette topologie nécessite seulement une couche d'arrêt (GaInP) épitaxiée avant la couche de GaAs BT. De plus, elle permet une intégration aisée à l'antenne de rayonnement (antenne spirale dans notre cas) en gardant la symétrie de cette dernière.

La contrepartie d'une telle topologie par rapport à la topologie précédente est en fait la valeur de la capacité. La figure 3.3 représente la capacité surfacique pour la structure planaire et verticale en fonction de la distance inter-électrode L_g . Nous avons utilisé l'équation (3.1) pour la topologie planaire et la formule usuelle du condensateur plan

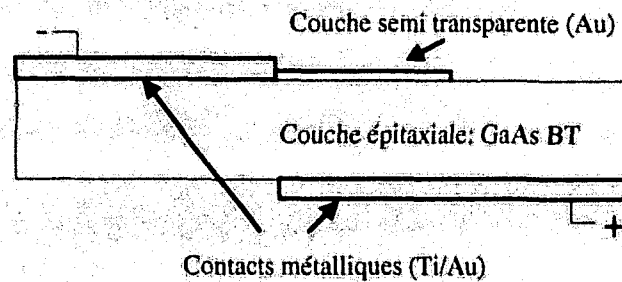
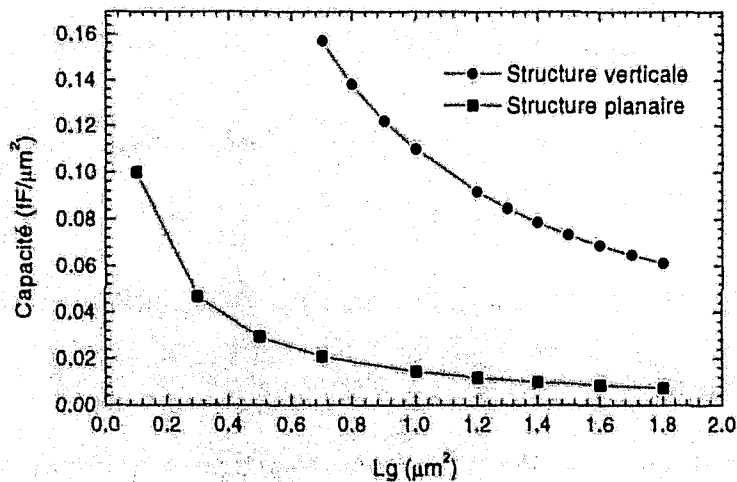


FIG. 3.2: Schéma de principe du photodétecteur vertical

pour la topologie verticale. Plusieurs raisons nous ont poussés à ne pas tenir compte de

FIG. 3.3: Capacité surfacique en fonction de L_g

cette limite. Tout d'abord, il est apparu que la bande passante était avant tout fixée par le temps de vie dans le GaAs BT (≥ 300 fs), et que la différence de capacité entre la structure verticale et planaire n'était pas suffisante pour changer cet état de fait. Par ailleurs, les expériences en photomélange ont montré que la capacité réelle est sans doute supérieure à la capacité calculée à l'aide de l'équation (2.37). Enfin, il est apparu que l'unique façon d'obtenir un niveau de puissance important au delà de 1 THz était de concevoir un circuit d'adaptation entre l'antenne et le photodétecteur [DVM+01]. Ce circuit permet

d'annuler l'effet de la capacité sur une bande étroite et donc la coupure de type RC . Il ne reste plus alors que celle liée au temps de vie des porteurs. Le photodétecteur vertical apparaît tout à fait adapté à ce type de structure.

Deux types de photodétecteur V_1 et V_2 ont été fabriqués et testés. Tous deux possèdent une surface d'électrode de $25 \mu\text{m}^2$ et ont une épaisseur de couche $L_g=0.9 \mu\text{m}$ et $L_g=1.8 \mu\text{m}$. Les capacités intrinsèques C_1 et C_2 sont égales à 3.2 et 1.6 fF.

3.1.3 Principe technologique

Le principal défi à relever pour fabriquer un tel dispositif est de déposer des électrodes métalliques de chaque côté de la couche épitaxiale. Nous avons développé dans ce but une technique de collage de substrat qui est utilisable en cours de procédé. Elle est dérivée des techniques de transfert mises au point par S. Arscott [AML00]. Nous en présentons le principe sur la figure 3.4. Comme nous pouvons l'observer sur cette figure, le procédé

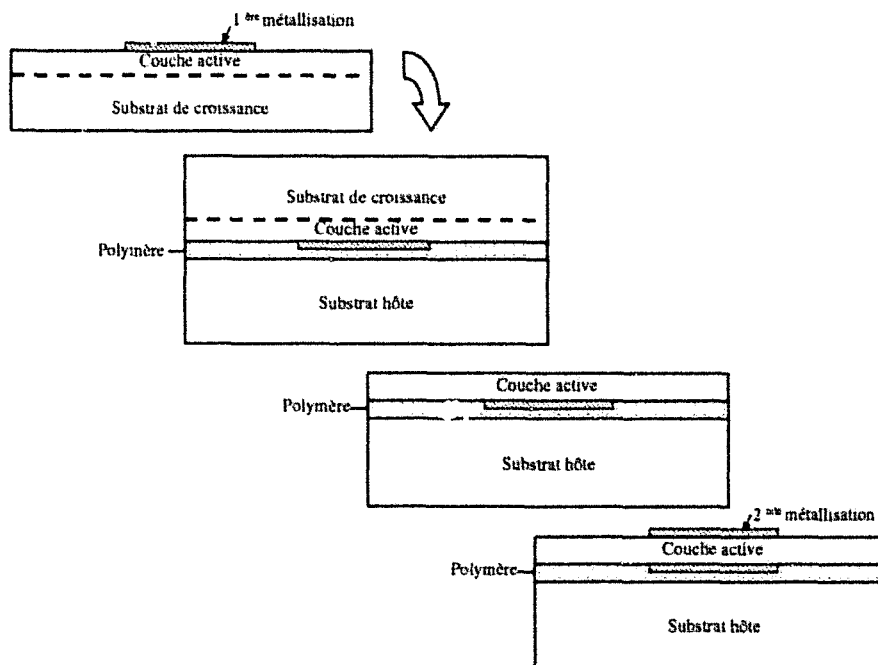


FIG. 3.4: Les différentes étapes technologiques

technologique est généralement composé de quatre étapes. Tout d'abord, on dépose la

première électrode métallique sur la couche active. Dans notre cas, le contact est constitué d'une séquence Ti/Au qui, déposée sur du GaAs BT, forme un contact ohmique. Ensuite, l'échantillon est collé sur un substrat hôte à l'aide d'une résine polymère. Le substrat de croissance est alors éliminé par amincissement chimique ou mécanique. La dernière étape consiste à déposer l'électrode supérieure.

Ce procédé est applicable à toutes les structures dites verticales qui sont développées aujourd'hui. En outre, il est possible de choisir le substrat hôte qui peut être différent du substrat de croissance.

3.1.4 Couche semi-transparente

Pour préserver l'uniformité du champ électrique dans la zone active sans nuire au rendement quantique externe, nous avons décidé d'utiliser une électrode métallique semi-transparente. Cette couche doit être suffisamment fine pour qu'il y ait une transmission optique suffisante tout en gardant une résistance parasite faible vis à vis de la résistance d'entrée de l'antenne. Dans notre cas, la résistance d'entrée de l'antenne spirale est égale à $R_L=72 \Omega$. La résistance de la couche semi-transparente (R_s) doit donc être au moins inférieure à $\frac{R_L}{10} \simeq 8 \Omega$. Afin de minimiser la capacité intrinsèque, nous avons choisi pour le photodétecteur un carré de surface $A=25 \mu m^2$. A la longueur d'onde envisagée ($0.8 \mu m$), le métal présentant les meilleures caractéristiques électriques et optiques est l'or.

Caractéristiques d'une couche fine d'or

Caractéristiques électriques

Il est bien connu que la résistivité des couches métalliques dont l'épaisseur (s) est inférieure à 100 nm est supérieure à la résistivité intrinsèque, dont la valeur généralement admise est : $\rho \simeq 2.4 \times 10^{-6} \Omega cm$. La résistivité des couches métalliques de faible épaisseur dépend en fait de l'état de surface du matériau, de la technique de dépôt et des paramètres utilisés. Nous avons fait des essais avec la technique la plus fiable disponible au laboratoire : le dépôt par évaporation sous vide. Nous avons testé dans un premier temps les propriétés électriques de couches d'épaisseur $s=10$ nm et 20 nm. Dans notre cas (surface carrée), le paramètre naturel est la résistance carrée, mesurée par la méthode de

Van der Pauw sur des motifs en trèfles. Celle-ci est reliée à la résistance par :

$$R_{\square} = \rho/s \quad (3.1)$$

Le tableau 3.1 représente les résultats obtenus pour $s=10$ nm et 20 nm. Une épaisseur de 10 nm semblait donc être une valeur acceptable en terme de résistance. Nous pouvons cependant remarquer que la résistivité est quasiment 3 fois plus grande que la résistivité intrinsèque et qu'elle augmente d'autant plus que l'épaisseur est faible.

Propriétés optiques

Nous avons aussi étudié la transmission à travers des couches d'or d'épaisseur $s=10$ nm et $s=20$ nm. Le système étudié est représenté sur la figure 3.5. Nous avons vu précédemment que les propriétés optiques du GaAs BT recuit à 600 °C sont identiques à celles du GaAs. A $\lambda = 800$ nm, nous supposons donc que $\alpha = 1.4 \times 10^4 \text{ cm}^{-1}$ et $n=3.6$. En posant $N = n + ik$, $N_{\text{GaAs}} = 3.6 - 0.09i$ et $N_{\text{Au}} = 0.08 - 4.56i$ [WeFr]. Nous présentons

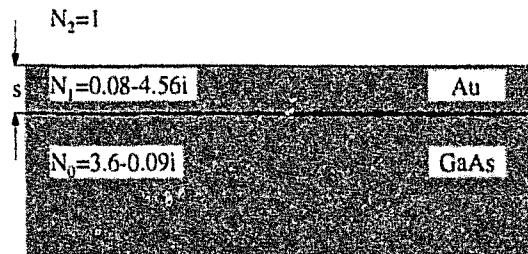


FIG. 3.5: Vue schématique du système à 3 milieux

sur la figure 3.6 les coefficients de transmission et de réflexion en fonction de l'épaisseur de la couche d'or calculés pour une incidence normale. Nous ne reviendrons pas ici sur

s (nm)	R_{\square} (Ω)	ρ ($\Omega \text{ cm}$)
10	8.2	8.2×10^{-6}
20	3.2	6.2×10^{-6}

TAB. 3.1: Mesure de la résistance carré et de la résistivité d'une couche d'or d'épaisseur $s=10$ nm et 20 nm.

la méthode de calcul basée sur les lois de réfraction et la méthode des impédances ramenées. De plus amples détails sont disponibles dans [Schn66]. Nous pouvons remarquer

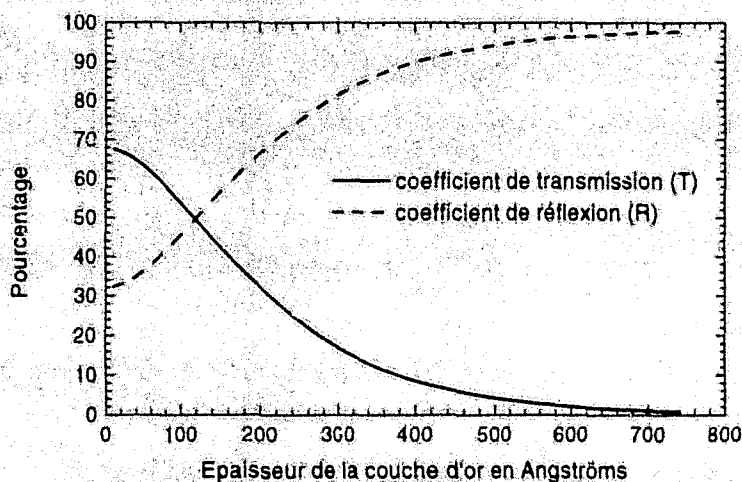


FIG. 3.6: Transmission et réflexion du système Au/GaAs en fonction de l'épaisseur d'or

que le coefficient de transmission en puissance est un peu supérieur à 0.5 pour $s=10$ nm. La seule solution pour ne pas augmenter R_s est d'utiliser une couche anti reflet afin d'adapter le système GaAs+Or à l'air (voir figure 3.7). Il suffit pour cela de calculer l'ad-

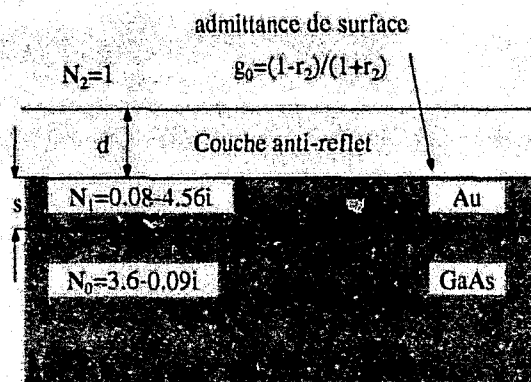


FIG. 3.7: Adaptation d'impédance à l'aide d'une couche anti-reflet

mittance réduite (par rapport à l'admittance du vide) ramenée à l'interface Air/Or. Ce calcul que nous ne détaillerons pas ici peut se faire aisément à l'aide des méthodes citées

plus haut. Nous pouvons rappeler que l'admittance réduite est dans notre cas (matériau non magnétique, incidence normale) égale à l'indice généralisé N . Pour $s=10$ nm, nous avons trouvé :

$$g_0 = u + vi = 3 - 2.4i \quad (3.2)$$

g_0 peut être adaptée à une admittance normalisée $g_2=1$ (air) à l'aide d'une couche diélectrique d'épaisseur d et d'admittance propre normalisée g_1 si [Schn66] :

$$g_1^2 = g_2 \left(\frac{v^2}{u - g_2} + u \right) \quad (3.3)$$

$$d = \frac{\lambda_0}{2\pi n_1} \arctan \left(\frac{g_1 u - g_1}{g_2 v} \right) \quad (3.4)$$

où λ_0 est la longueur d'onde dans le vide ($\lambda_0=0.8 \mu m$ dans notre cas) et n est l'indice optique dans la couche anti-reflet. Ici $g_1 = n_1 - 2.43$ et $d=580 \text{ \AA}$.

Il n'est malheureusement pas possible au laboratoire d'obtenir des couches diélectriques d'indice $n_1 = 2.43$, l'indice maximum accessible étant $n_1 = 2$ l'indice du Si_3N_4 déposé par PECVD¹. Nous avons donc étudié numériquement le coefficient de réflexion entre l'air et le système Au-GaAs avec des couches anti-reflets d'indices 1.8, 2, 2.2 et 2.4. Les résultats sont présentés sur la figure 3.8. En négligeant les pertes qui sont faibles pour une telle épaisseur d'Or ($\simeq 2 \%$), on en déduit le coefficient de transmission $T : T \simeq 1 - R$. La réflexion est nulle avec les valeurs calculées par les équations (3.3) et (3.4), et nous remarquons aussi que pour $n_1=2$, R atteint son minimum (2.7 %) lorsque $d=770 \text{ \AA}$. En comptant cette fois-ci les pertes dans la couche d'or, nous pouvons donc espérer une transmission de la puissance optique de pompe dans la zone active supérieure à 95 % pour le photodétecteur vertical.

¹Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition appelé en français : Dépôt Chimique en phase Vapeur Assisté par Plasma

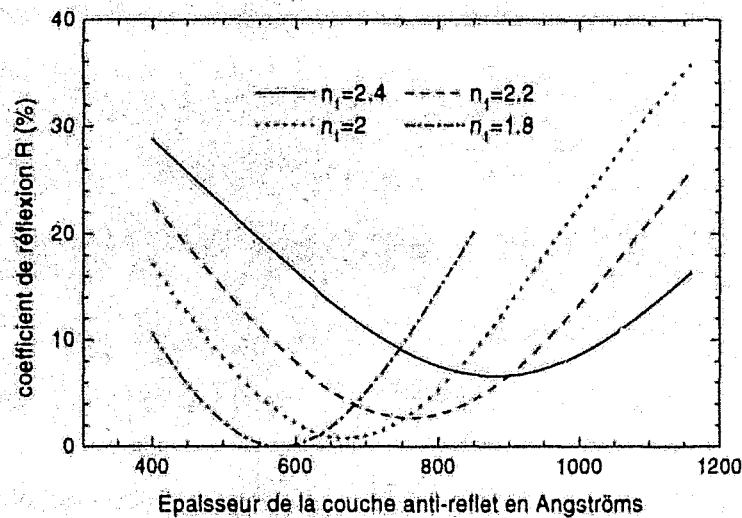


FIG. 3.8: Coefficient de réflexion en puissance (R) en fonction de l'épaisseur de la couche anti-reflet. Avec $s=10$ nm, $n_1=1.8, 2, 2.2, 2.4$.

3.2 Le report de couches épitaxiales

Nous allons dans cette partie traiter de l'étape la plus importante du procédé technologique : le report. Après une présentation des différentes techniques existantes, nous présenterons la technique mise au point dans l'équipe.

3.2.1 Les techniques de report

Il existe depuis longtemps des techniques permettant de reporter soit des couches actives, soit directement des composants déjà fabriqués. Toutes s'appuient sur une procédure en deux étapes : une première étape d'adhésion du matériau sur le matériau hôte puis une seconde étape dont l'objectif est la séparation du substrat de croissance, ce qui peut être effectué par gravure sélective (ELO : "Epitaxial Lift Off" [YGH87]) ou par un procédé physique comme le procédé "smart cut" en technologie silicium.

L'adhésion entre deux substrats peut être réalisée suivant de nombreuses approches, qui sont résumés par le terme générique de "wafer bonding". Ainsi on peut trouver le "direct bonding", terme sous lequel on désigne la possibilité d'assembler deux matériaux

sans couche intermédiaire (force de Van de Waals, traitement chimique pour rendre la surface hydrophobe etc.). Il existe également le "fusion bonding" entre deux substrats de silicium que l'on chauffe à très haute température avec ou sans couche d'oxyde intermédiaire. Dans ce cas, on initie des réactions chimiques à la surface pour générer des liaisons fortes, ce qui nécessite un état de surface parfait. L'"anodic bonding" où l'on procède à basse température sous champ électrique, et enfin l'"indirect bonding", où l'on emploie un matériau intermédiaire qui peut être un métal (technique de brasure [FFF00]) ou un polymère [AML00].

C'est ce dernier procédé que nous avons choisi, car c'était un des seuls moyens permettant le report de la couche active en cours de procédé technologique, le "direct bonding" nécessitant notamment un état de surface parfait. Nous avons employé pour le collage indirect une résine négative, le BCB (benzocyclobutène) comme matériau de collage. Après polymérisation, celui-ci possède de nombreux avantages, tels qu'une stabilité thermique élevée ($T_g > 350$ °C) et une insensibilité aux solvants conventionnels. Ces propriétés rendent cette résine compatible avec les procédés conventionnels utilisés en microélectronique. Nous allons à présent décrire plus précisément le report à l'aide du BCB.

3.2.2 Mise en oeuvre de la technique de collage à l'aide du BCB

Comme nous l'avons dit précédemment, le report de la couche active est effectué dans notre cas après une première métallisation "face avant". Nous allons cependant dans cette partie uniquement décrire le procédé de collage par BCB et la gravure du substrat de croissance. Le substrat hôte peut être un substrat de GaAs, de Silicium ou tout autre matériau suivant les besoins spécifiques à chaque application. Nous avons déjà mentionné que les premiers essais de photodétecteur vertical ont été faits sur un substrat hôte de GaAs SI, identique au substrat de croissance, afin de comparer le photodétecteur planaire et vertical. Le procédé technologique est décrit sur la figure 3.9. Nous allons cependant en détailler les différentes étapes.

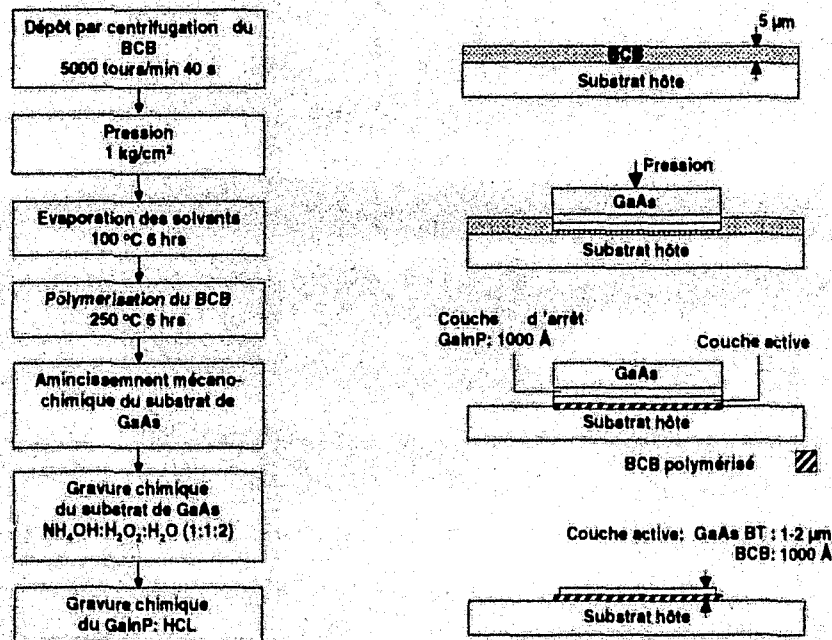


FIG. 3.9: Les différentes étapes de la technique de report

Préparation de l'échantillon et collage

Les échantillons préparés pour le report sont composés d'une couche d'arrêt et d'une couche de GaAs BT. Nous avons choisi le GaInP (100 nm) du fait de la très grande sélectivité d'attaque entre le GaAs et le GaInP. La première étape, après les nettoyages d'usage (Acétone, Alcool, E.D.I) de l'échantillon à reporter et du substrat hôte, est le dépôt du BCB sur celui-ci. Les paramètres utilisés conduisent à une épaisseur de 5 μm . Dans un second temps, l'échantillon est déposé sur le substrat hôte de telle sorte que la face avant soit en contact avec la résine. On effectue alors deux recuits successifs sous une pression d'environ 1 Kg/cm². Un premier recuit à 100 °C pendant 6 heures permet l'expulsion des solvants présents dans la résine et un second à 250 °C pendant 6 heures aboutit à la réticulation du polymère. Nous présentons sur la figure 3.10 l'épaisseur de polymère obtenue suivant la position sur l'échantillon pour ces tests technologiques. Ces mesures ont été effectuées suite au report d'un quart de wafer sur verre après avoir gravé le substrat de croissance et la couche active. L'épaisseur de BCB a été ensuite évaluée

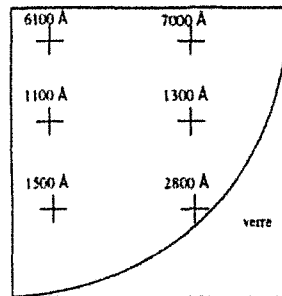


FIG. 3.10: Épaisseur de BCB en fonction de la position sur l'échantillon

en mesurant la profondeur de la marque effectuée à l'aide d'une pointe métallique. Nous remarquons qu'il se produit un phénomène de bourrelet avec une épaisseur minimale, au centre de l'échantillon, avoisinant les 1000 Å. Un autre point à contrôler pour valider notre technique de report est de s'assurer de l'absence d'air entre le substrat hôte et la couche reportée. Nous présentons à cette fin une photographie de la couche active à travers la lame de verre qui est dans ce cas le substrat hôte (voir figure 3.11). On peut

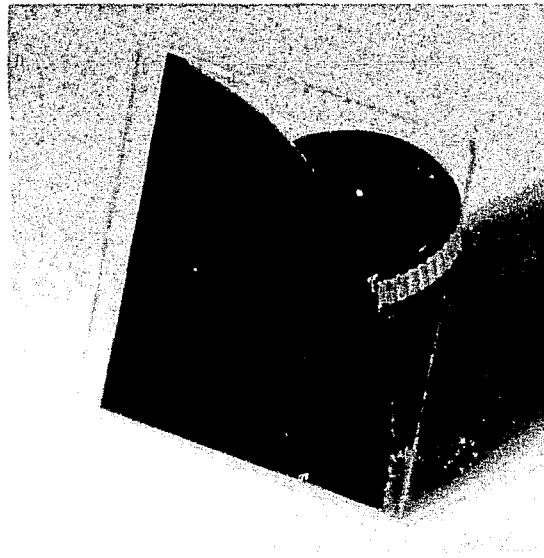


FIG. 3.11: Vue de l'interface entre le substrat hôte et la couche active

observer qu'il n'y a quasiment pas de défaut pour un report d'un quart de wafer. Le report d'un wafer complet paraît donc parfaitement envisageable.

Amincissement et gravure du substrat d'épitaxie

Après l'étape de collage sur le substrat hôte, il faut dans un deuxième temps enlever le substrat d'épitaxie qui est dans notre cas un substrat de GaAs. Deux solutions sont possibles. La première consiste à enlever tout le substrat par une attaque chimique. Il existe cependant deux inconvénients à cette solution : un problème de durée du fait de la grande quantité de matière à graver et un problème de sous-gravure du GaAs BT. C'est pourquoi nous avons préféré enlever le substrat en deux étapes :

1. amincissement mécanique,
2. gravure chimique.

Amincissement mécanique

Nous ne détaillerons pas ici la procédure d'amincissement mécanique, effectuée à l'aide de la machine à roder PM5. De plus amples précisions peuvent être trouvées dans [Pod01]. Nous en rappelons cependant le principe.

L'échantillon est dans un premier temps collé face avant sur un support de verre dont le défaut de planéité est inférieur au micromètre. Le matériau à amincir est monté sur un porte-échantillon librement guidé sur une fourche à galets. Le système de porte échantillon transmet une pression uniforme sur l'ensemble du substrat. Ce dernier repose directement sur le plateau de rodage. L'amincissement consiste en une usure du matériau par rotation du plateau sous alimentation en solution abrasive. Il s'agit d'une poudre d'alumine (pour les semi-conducteurs III-V) ou à base de carbure de silicium (pour le Si). Les nombreux paramètres réglables (vitesse de rotation du plateau, pression, taille des grains des solutions) et contrôlables (planéité, épaisseur de l'échantillon) permettent d'amincir l'échantillon jusqu'à obtenir une épaisseur de 20μ de manière homogène. Nous présentons à titre d'exemple les résultats obtenus avec les paramètres suivants :

1. pression : 900 g pour 1/4 wafer
2. vitesse : 15 t/min
3. taille des grains d'alumine : $3 \mu\text{m}$
4. durée : 70 min

Les essais ont été faits sur des quarts de wafer. L'épaisseur limite de rodage dépend surtout de l'opération préalable de collage sur le support en verre, qui conditionne le

parallélisme entre celui-ci et l'arrière de l'échantillon. Nous montrons dans le tableau 3.2 les mesures effectuées au comparateur de l'épaisseur de l'échantillon collé sur le support (a) avant amincissement, (b) après 70 min d'amincissement et (c) de l'épaisseur restante du substrat de croissance déduite de ces mesures et de l'épaisseur du substrat avant amincissement. L'échantillon après collage et l'emplacement des points de mesure sont présentés sur la figure 3.12. Même après avoir gravé quasiment $450 \mu\text{m}$, la planéité est

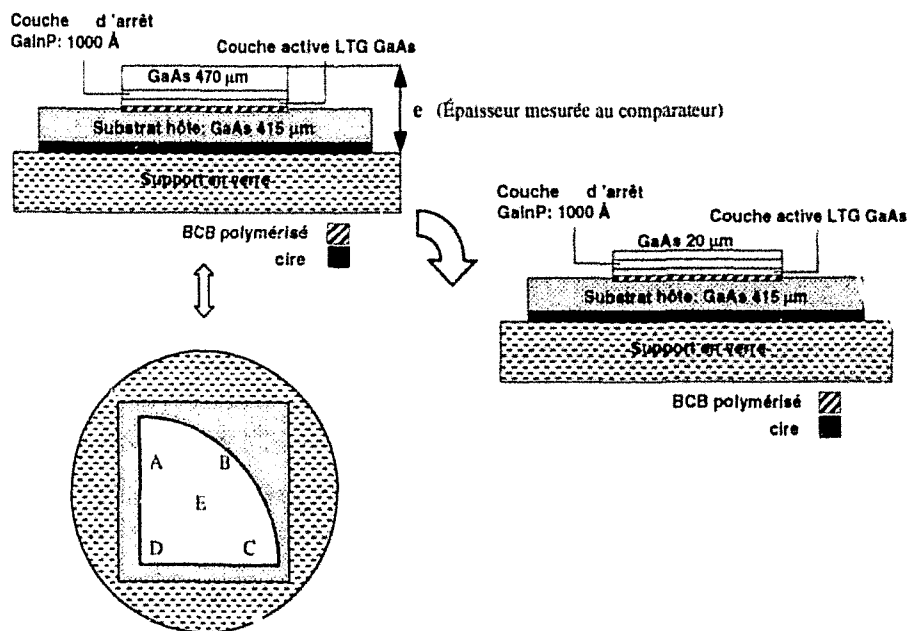


FIG. 3.12: Amincissement du substrat de croissance ($\text{GaAs } 470 \mu\text{m}$)

toujours très bonne. Il serait même possible de graver plus mais on risque d'endommager la couche active. Précisons que cette technique a été employée avec succès pour réaliser

	A (μm)	B (μm)	C (μm)	D (μm)	E (μm)
a	872	877	875	877	878
b	427	430	427	426	428
c	25	23	22	19	20

TAB. 3.2: Mesure de l'épaisseur de l'échantillon collé sur le support en verre

dans l'équipe épitaxie des lignes microrubans d'épaisseur $15 \mu\text{m}$. Les $20 \mu\text{m}$ restant sont ensuite gravés par attaque chimique.

Gravure chimique

La gravure chimique est effectuée avec une solution basique $\text{NH}_4\text{OH} : \text{H}_2\text{O} : \text{H}_2\text{O}_2$ dans des proportions 1 : 1 : 2. Ce mélange grave sélectivement le GaAs et s'arrête sur le GaInP, qui est enlevé par la suite à l'aide d'une solution d'HCl.

3.3 Les autres étapes technologiques

Après avoir développé l'étape de report, nous allons l'inscrire dans l'ensemble du procédé technologique. Les autres étapes utilisent les procédés conventionnels de lithographie optique et d'écriture de motifs métalliques par "lift off".

Métallisation face arrière

La première étape consiste à écrire le contact métallique arrière, à savoir le contact enterré du photodétecteur et un des deux bras de l'antenne. Les différentes étapes sont décrites sur la figure 3.15. Nous n'avons pas utilisé pour cette étape le procédé de "lift off", mais une technique de gravure métallique. L'écriture comprend plusieurs phases : une première phase de métallisation pleine plaque est effectuée par pulvérisation cathodique. La séquence métallique déposée est de 100 nm de titane et de 2000 nm d'or. Suivent l'écriture des motifs par lithographie optique, l'attaque chimique de l'or, puis celle du titane. L'attaque or est effectuée à l'aide d'une solution $\text{KI}/\text{I}_2/\text{H}_2\text{O}$ obtenu par dissolution de 30 g d' I_2 et de 100 g de KI , dans 800 ml d' H_2O . La vitesse d'attaque est de $1 \mu\text{m}/\text{min}$. Le principal inconvénient de cette technique réside dans la sous-gravure, liée principalement à l'isotropie de l'attaque. La figure 3.13 est une photographie d'un motif gravé avant la dissolution de la résine. Le masque de résine et le motif effectivement gravé sont tous deux apparents. L'épaisseur d'or est dans ce cas de $2 \mu\text{m}$. Cette gravure verticale s'accompagne d'une sous gravure d'environ $2 \mu\text{m}$. Nous avons simplement prévu cette sous gravure lors de la conception du masque. Une gravure sèche par usinage ionique permettrait de réduire considérablement l'effet de sous-gravure.

Nous avons utilisé ce procédé plutôt qu'un procédé "lift off" conventionnel parce que

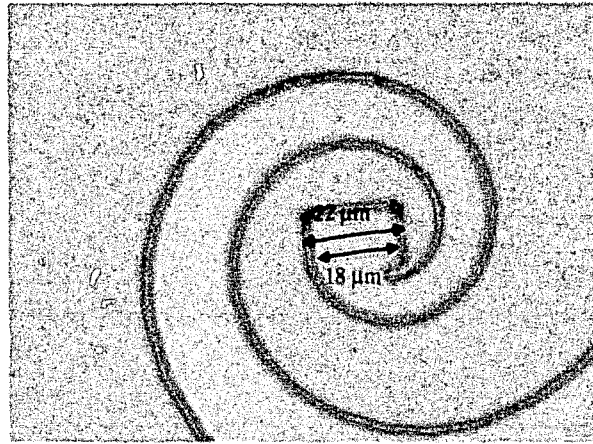


FIG. 3.13: Photographie du motif gravé avant dissolution de la résine

nous souhaitons dans un premier temps utiliser le contact enterré en tant que drain thermique. Pour ce faire, l'épaisseur d'or devait être au moins supérieure au micromètre, épaisseur qui est difficilement atteinte par évaporation compte tenu des problèmes de coût et de vitesse de dépôt. Nous nous sommes donc tournés vers la technique de dépôt par pulvérisation cathodique. Il est cependant apparu que la sous-gravure était trop importante pour avoir des épaisseurs supérieures à quelques micromètres. L'idée de drain thermique a donc été abandonnée pour le moment, avec toutefois en perspective l'acquisition d'un usinier ionique au laboratoire qui permettrait de résoudre ce type de problème.

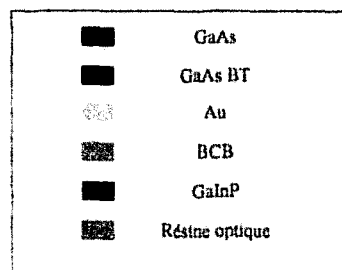


FIG. 3.14: Légende utilisée dans les figures 3.15, 3.16, 3.18, 3.20, 3.21

Création des trous d'alignement face arrière

Après l'écriture du contact métallique face arrière, il est nécessaire de faire des trous

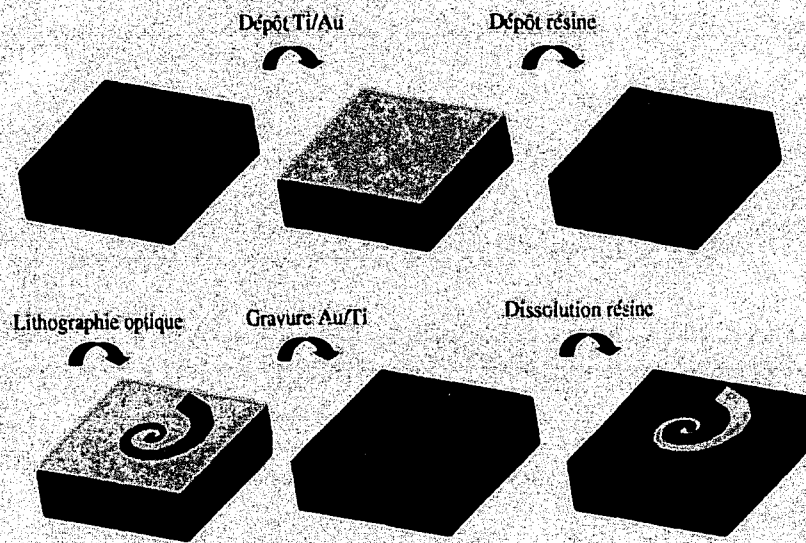


FIG. 3.15: Dépôt du contact métallique face arrière par gravure Au

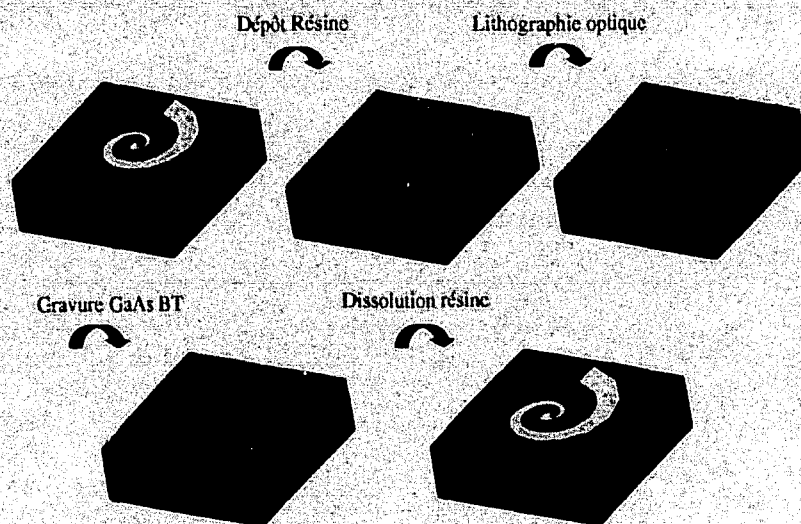


FIG. 3.16: Création des trous d'alignement face arrière par attaque chimique

d'alignement pour pouvoir aligner les motifs de part et d'autre de la couche épitaxiale.

Les différentes étapes sont décrites sur la figure 3.16. Les trous d'alignement sont effectués par gravure humide avec une solution $\text{NH}_4\text{OH}/\text{H}_2\text{O}_2/\text{H}_2\text{O}$ en proportion 1/1/100. La vitesse d'attaque est alors de 100 nm/min. Ici encore, la sous-gravure de l'attaque agrandit les marques d'alignement, néanmoins il est apparu que cette déformation n'avait pas de répercussion pour l'alignement, puisque celui-ci se fonde sur des distances relatives et non absolues.

Même si ce procédé est suffisant dans notre cas, il est tout à fait possible, pour obtenir un alignement plus précis (inférieur au micromètre), de réaliser ces marques d'alignement par gravure sèche et ainsi de s'affranchir de la sous-gravure. Nous présentons sur la figure 3.17 une photographie optique des marques d'alignement après gravure. Nous avons mesuré les dimensions des croix d'alignement après gravure. Les dimensions nominales sont de $100\ \mu\text{m} \times 100\ \mu\text{m}$.

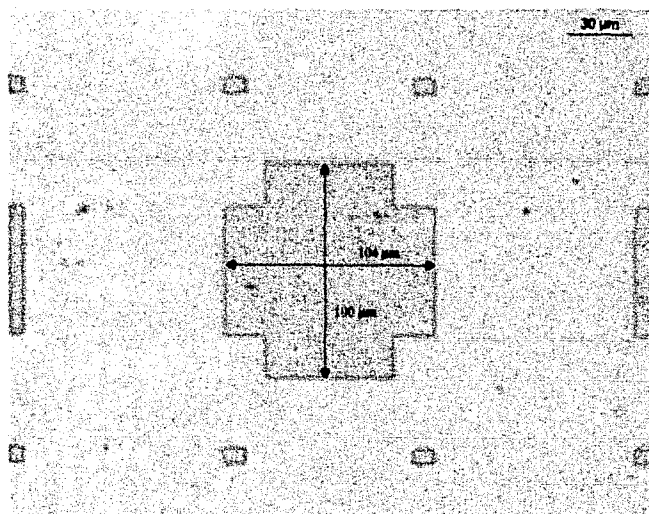


FIG. 3.17: Photographie des marques d'alignement face avant

Collage et amincissement

Nous ne reviendrons pas ici sur cet aspect que nous avons détaillé plus haut. Nous en présentons les différentes étapes sur la figure 3.18. Nous pouvons cependant préciser

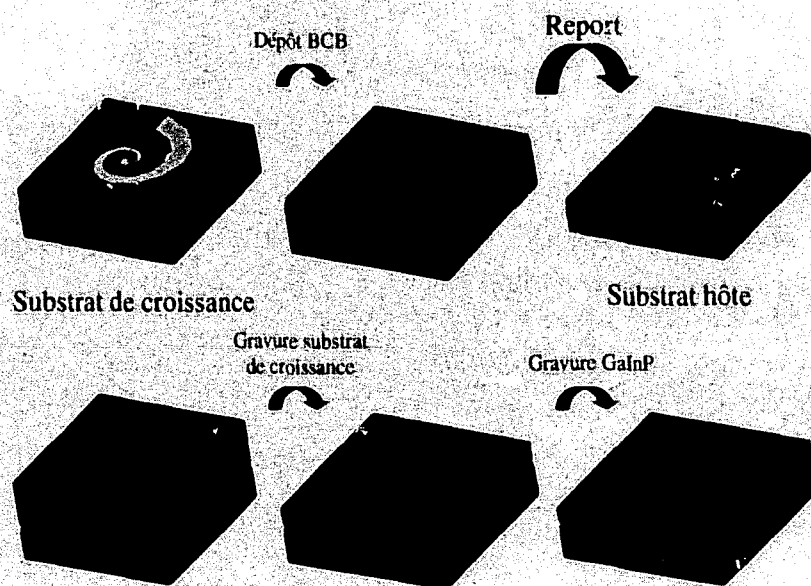


FIG. 3.18: Report et amincissement du substrat de croissance

que le substrat hôte utilisé pour les photodétecteurs verticaux effectivement fabriqués est un substrat de GaAs SI identique au substrat de croissance. Il serait possible avec le même procédé technologique d'utiliser un matériau hôte présentant de meilleures caractéristiques au niveau thermique, comme le silicium ou le diamant. La figure 3.19 est une photographie de la couche après report. On remarque la métallisation enterrée du fait de la déformation de la couche de GaAs BT.

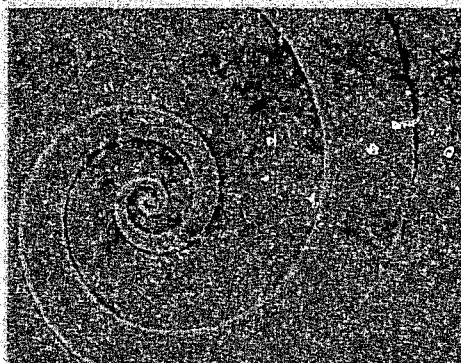


FIG. 3.19: Photographie d'un dispositif après report

Métallisation face avant

Après le report, il reste à écrire le contact semi-transparent en or formant la seconde électrode du photodétecteur. L'épaisseur choisie est 10 nm conformément aux conclusions de l'étude des propriétés optiques. Rappelons également que le contact est déposé de telle manière que la surface métallique en regard avec l'électrode enterré soit de $25 \mu\text{m}^2$. Le deuxième bras de l'antenne formé d'une séquence Ti/Au (100 nm/400 nm) est ensuite déposé. Nous avons utilisé pour ces deux étapes le procédé conventionnel de "lift off" métallique (voir figure 3.20). Il reste ensuite à contacter l'électrode enterrée. Cette dernière

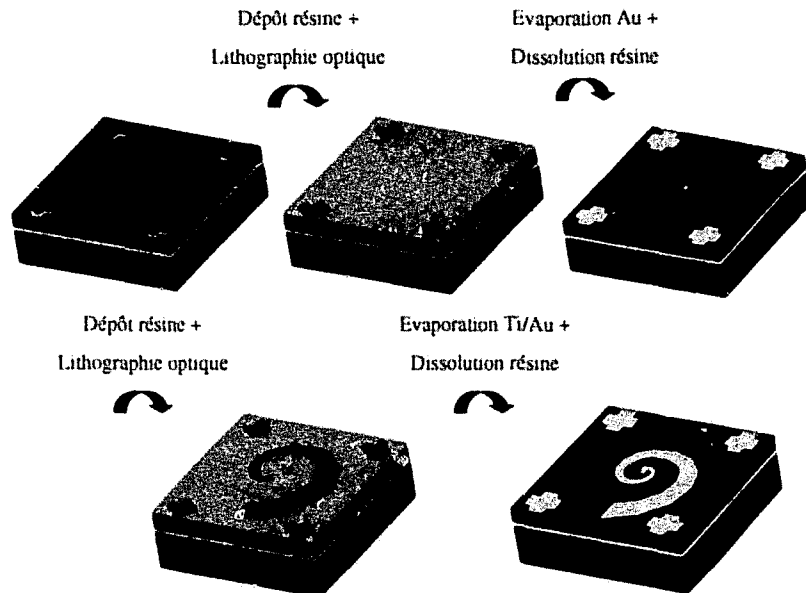


FIG. 3.20: Métallisation face avant

étape est réalisée en deux temps, comme nous pouvons le voir sur la figure 3.21. Il faut, dans un premier temps, graver la couche de GaAs BT de manière à atteindre le métal enterré, puis déposer un contact métallique Ti/Au (100 nm/400 nm) par le procédé de "lift-off". La gravure est effectuée par attaque chimique avec la même solution que celle utilisée pour la création des marques d'alignement. Nous avons vérifié que les flancs de gravure obtenus avaient un profil de type "mesa" permettant de préserver la continuité du film métallique lors du dépôt par évaporation. La figure 3.22 montre bien que les flancs de gravure sont différents suivant les deux directions de clivage ($[0\bar{1}\bar{1}]$ et $[01\bar{1}]$). Nous avons donc utilisé le flanc de gravure de direction $[01\bar{1}]$ pour assurer le contact.

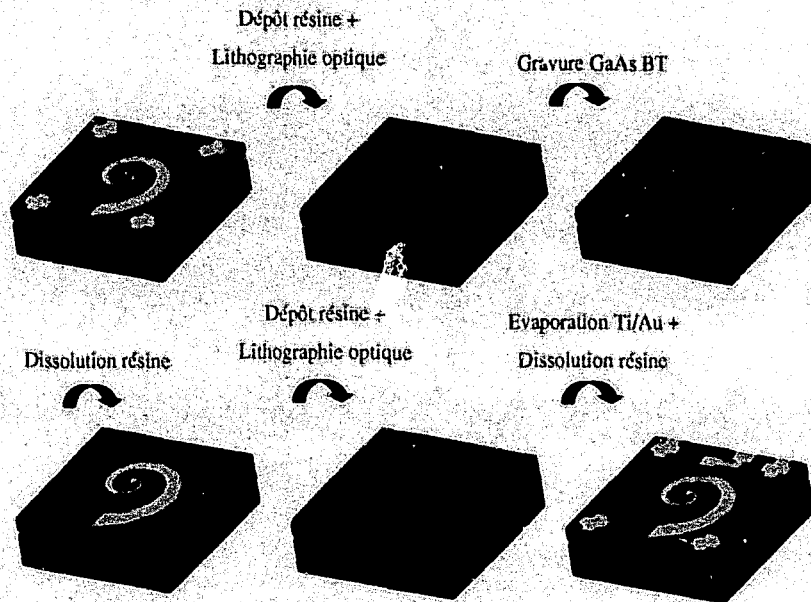


FIG. 3.21: Contact face arrière

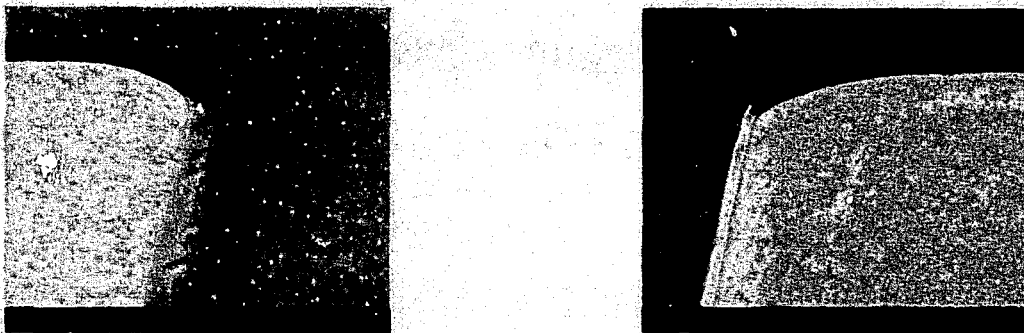


FIG. 3.22: Flanc de gravure pour une gravure dans la direction (a) $[01\bar{1}]$ et (b) $[0\bar{1}1]$

La dernière étape consiste à déposer par PECVD les 80 nm de Si_3N_4 pour former la couche anti-reflet. Nous présentons sur la figure 3.23 un photographie du dispositif final.

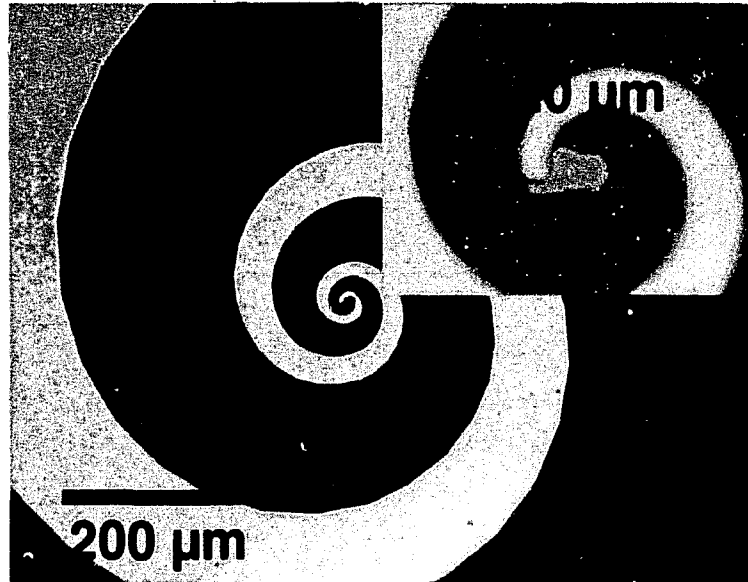


FIG. 3.23: Vue au microscope optique du dispositif final

3.4 Résultats expérimentaux

Dans cette partie, nous allons présenter les premiers résultats obtenus avec cette nouvelle topologie. La même nomenclature que dans le chapitre 2 sera utilisée pour désigner les dispositifs en y ajoutant les deux photodétecteurs verticaux V_1 et V_2 dont nous rappelons ici les caractéristiques. Pour V_1 :

- Surface : $S=25 \mu\text{m}^2$
- Espace inter-électrode : $L_g=1.8 \mu\text{m}$
- Capacité intrinsèque : $C_1=1.6 \text{ fF}$

Et V_2

- Surface : $S=25 \mu\text{m}^2$
- Espace inter-électrode : $L_g=0.9 \mu\text{m}$
- Capacité intrinsèque : $C_2=3.2 \text{ fF}$

Ces deux photodétecteurs n'ont pu être testés qu'avec l'antenne S_1 qui, à posteriori, ne s'est pas révélée optimale.

3.4.1 Réponse statique

Nous allons dans un premier temps comparer la réponses statique d'un photodétecteur planaire par rapport à celle d'un photodétecteur vertical.

Comparaison théorique

Avant de présenter les résultats expérimentaux, revenons un instant sur les résultats théoriques qui nous ont amenés au photodétecteur vertical à avoir ceux présentés sur la figure 3.1. En effet, celle-ci est en fait une comparaison entre une structure interdigitée planaire et la même structure avec des électrodes métalliques enterrées. L'aspect vertical de notre structure, dans laquelle la puissance optique accède à travers un contact semi-transparent, permet d'optimiser le rendement quantique externe du moins lorsque l'épaisseur de la zone active est supérieure à la longueur d'absorption. Une comparaison rigoureuse nécessite donc la prise en compte de la différence des rendements quantiques externes entre les deux topologies.

Comme nous l'avons vu précédemment, le rendement quantique externe η est défini dans le cas de la structure planaire par les pertes par réflexion à l'interface air/semi-conducteur ($R=0.28$), et par l'effet d'ombre induit par les électrodes. L'épaisseur de la couche est, quant à elle, prise en compte directement dans les limites de l'intégrale (2.50). L'épaisseur prise en théorie est $d=2 \mu\text{m}$, qui est celle à laquelle le champ électrique statique devient négligeable. En pratique, l'épaisseur des couches de GaAs BT est comprise entre 0.8 et $1 \mu\text{m}$. Toutefois, on peut montrer que la contribution au photocourant des porteurs, créés en profondeur, est faible.

En ce qui concerne les photodétecteurs verticaux, voir figure 3.4, nous avons déjà estimé la transmission (T_1) au passage de la couche semi transparente à 95%. La réflexion face arrière (Ti/GaAs) est estimée à $R_2=20\%$. Si d est l'épaisseur de la couche active ($d=L_g$), et si P_0 est la puissance optique de pompe, la puissance lumineuse arrivant à l'interface GaAs/Titane est égale à $P_0 T_1 \exp(-\alpha d)$. Nous pouvons donc estimer la

puissance totale absorbée en un aller retour à :

$$P_{absorb} = P_0 \left((1 - T_1 \exp(-\alpha d)) + R_2 T_1 \exp(-\alpha d)(1 - \exp(-\alpha d)) \right) \quad (3.5)$$

Pour V_1 , $d=L_g=0.9 \mu\text{m}$, $\alpha=1.4 \mu\text{m}^{-1}$, et $\eta=0.77$. Pour V_2 , $d=L_g=0.9 \mu\text{m}$ et $\eta=0.93$.

En utilisant les résultats précédents et en prenant en compte le rendement quantique externe propre aux photodétecteurs verticaux, nous trouvons :

$$\mathfrak{R}_{V_1} = 2.5\mathfrak{R}_{P_1} \quad (3.6)$$

Nous nous intéressons avant tout à ces deux dispositifs puisque ce sont les deux qui ont aussi été comparés en photomélange.

Résultats expérimentaux

Nous n'avons malheureusement pas pu faire cette comparaison sur des couches identiques au cours de cette thèse. La comparaison a donc été faite avec l'une des couches donnant les meilleurs résultats en photodétection "planaire". Nous pouvons remarquer sur la figure 3.24 que les réponses statiques des photodétecteurs verticaux V_1 et V_2 sont supérieures à celles obtenues pour les photodétecteurs plans. On peut cependant observer que lorsque la tension augmente, l'écart entre les réponses des différents photodétecteurs diminue. Nous verrons par la suite qu'au-delà d'un certain seuil, l'augmentation du photocourant continu ne s'accompagne plus d'une augmentation de la puissance rayonnée, la réponse statique n'est plus alors un critère pertinent pour évaluer le photodétecteur. Nous pouvons tout de même noter sur la figure 3.25 que ces résultats sont en bon accord avec les résultats théoriques, qui prévoient que la réponse statique d'un photodétecteur à champ uniforme est 2.5 fois supérieure à celle d'un photodétecteur planaire.

3.4.2 Comparaison en photomélange

Bande passante

Nous avons déjà évoqué le fait que l'inconvénient de la structure verticale est la capacité intrinsèque qui est en général supérieure à celle d'une structure planaire. Nous avons

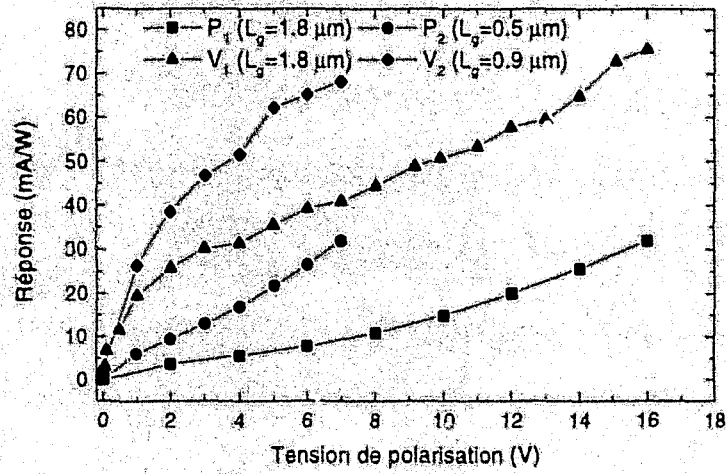


FIG. 3.24: Réponses statiques en fonction de la tension de polarisation obtenues pour les dispositifs planaires P_1 ($P_{optique}=24 \text{ mW}$) P_2 ($P_{optique}=24 \text{ mW}$) et verticaux V_1 ($P_{optique}=21 \text{ mW}$) et V_2 ($P_{optique}=15 \text{ mW}$)

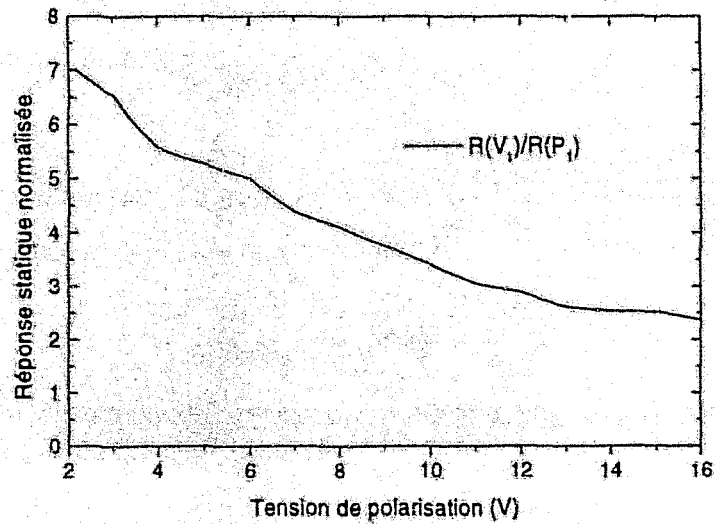


FIG. 3.25: Réponses normalisés de V_1 par rapport à P_1

cependant mentionné que la bande passante était est par le temps de vie du matériau et non par la constante RC. Le décalage de la fréquence de coupure est en fait assez faible. La pente de décroissance de la puissance délivrée au-dessus de la coupure est par contre plus importante. En reprenant les mêmes données que pour le photodétecteur planaire et les valeurs des capacités intrinsèques C_1 et C_2 nous pouvons calculer les fréquences de coupure en photomélange :

- $F_{C_{V_1}} \simeq 500$ GHz
- $F_{C_{V_2}} \simeq 400$ GHz

Nous présentons sur la figure 3.26 la puissance détectée en fonction de la fréquence pour des dispositifs $D_1(V_1, S_1)$ et $D_2(P_1, S_1)$. Il faut cependant noter qu'afin de faciliter

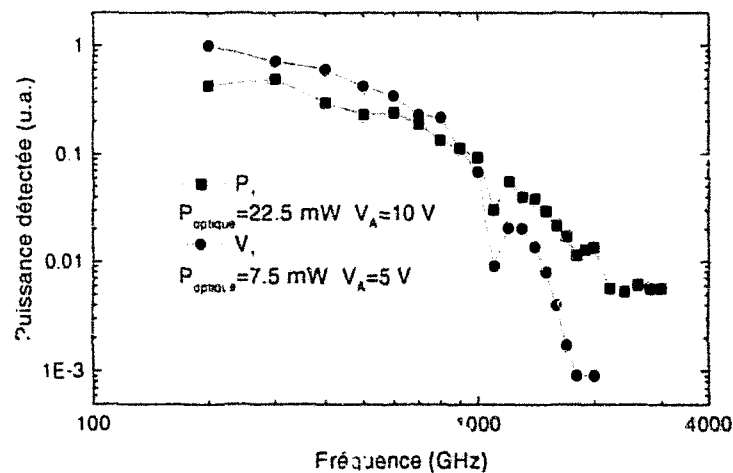


FIG. 3.26: Puissance détectée normalisée en fonction de la fréquence pour les deux topologies de photodétecteur

la comparaison des bandes passantes, nous avons utilisé des conditions expérimentales différentes afin que les deux courbes soient égales dans le bas du spectre. Nous pouvons observer que, comme le laissait présager la modélisation, la fréquence de coupure est légèrement plus basse pour $D_1(V_1, S_1)$ que pour $D_2(P_1, S_1)$. Toutefois, le dispositif expérimental n'étant pas adapté aux mesures en basse fréquence, ces résultats sont à prendre avec précaution. De plus, suivant les conditions expérimentales, ces valeurs peuvent évoluer (entre 500 et 700 GHz).

L'effet le plus important s'observe dans la valeur de la pente dans la partie haute du spectre qui est beaucoup plus importante (un facteur 10 entre 1 THz et 2 THz) pour le dispositif utilisant un photodétecteur vertical.

Puissance

Nous allons maintenant comparer les puissances obtenues pour les dispositifs $D_1(V_1, S_1)$ et $D_2(P_1, S_1)$ dans la bande passante (à 600 GHz) pour différentes conditions d'excitation. Cette comparaison a été faite à antenne équivalente puisque la topologie d'antenne influe sur les résultats. De plus, nous avons pris pour le photodétecteur planaire les meilleurs résultats obtenus avec cette topologie.

La figure 3.27 illustre bien que la puissance détectée à 600 GHz est *dans tous les cas beaucoup plus importante pour le photodétecteur vertical*. Pour les 3 puissances optique de pompe, la puissance détectée est environ 7 fois plus importante pour $D_1(V_1, S_1)$ que pour $D_2(P_1, S_1)$.

Lors de ces expériences, nous n'avons pas augmenté la tension jusqu'à la destruction, ce qui désavantage le dispositif $D_2(P_1, S_1)$, mais la saturation nette, du moins pour $P_{optique}=30$ mW et $P_{optique}=45$ mW, laisse penser que le gain en puissance aurait été faible pour des tensions supérieures. De plus, la tension nécessaire est beaucoup moins élevée pour le photodétecteur vertical que pour le photodétecteur planaire, ce qui permet de minimiser l'échauffement par effet joule, et contribue à un meilleur rendement global. Nous montrons sur la figure 3.28 les photocourants correspondants aux expériences de photomélange. Cette figure permet d'observer que le photocourant n'est pas nul à tension nulle, effet certes négligeable mais qui n'est pas encore bien compris. Une première explication tient dans la différence de travaux de sortie entre l'interface GaAs/Ti et GaAs/Au.

Le gain en puissance TéraHertz provient bien de l'amélioration de la réponse du photodétecteur et comme les résultats théoriques et expérimentaux l'ont déjà montré :

$$P_{decte} \propto I_{phot}^2 \quad (3.7)$$

Le gain en puissance rayonnée est donc égal au carré du gain en réponse. Les meilleurs résultats mesurés en terme de puissance absolue sont de l'ordre de $0.5 \mu\text{W}$ à 600 GHz

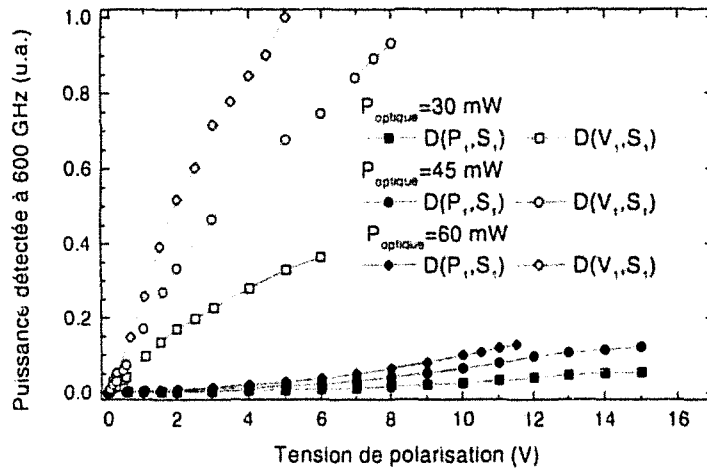


FIG. 3.27: Puissance détectée normalisée à 600 GHz en fonction de la tension de polarisation.

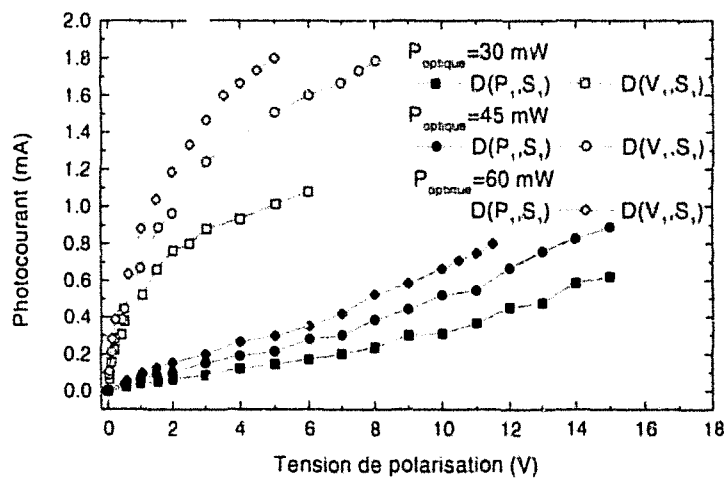


FIG. 3.28: Photocourant continu en fonction de la tension de polarisation.

avec 60 mW de puissance optique et 10 V de tension. Ces résultats sont les meilleurs obtenus en photomélange mais ne sont pas optimums, et ceci pour deux raisons.

Tout d'abord les meilleurs résultats en planaire ont été obtenus avec une puissance de pompe 2 fois moindre et une tension assez faible (10 V). Comme nous l'avons déjà dit, nous aurions certainement pu atteindre avec ce dispositif le microwatt. Mais ces résultats ne sont pas comparables, puisqu'ils ont été obtenus avec une antenne S_3 qui donne de bien meilleurs résultats que l'antenne S_1 utilisée avec les photodétecteurs verticaux. Il est donc très probable qu'avec une antenne S_3 , la puissance obtenue avec un photodétecteur vertical serait de quelques microwatts.

Avant de conclure cette partie, nous devons préciser certains points. Tout d'abord une optimisation de la réponse des photodétecteurs planaires par l'ajout d'une couche anti-reflet ou par l'augmentation de l'épaisseur de la couche permettrait certainement de diminuer la différence de rendement entre les deux types de photodétecteurs.

Ensuite, il est apparu que la tension nécessaire au photodétecteur vertical pour atteindre son optimum en photocourant et en puissance rayonnée est deux fois moins importante que pour un photodétecteur planaire. Ce qui augmente encore le rendement total du système puisque la tension appliquée est directement proportionnelle aux pertes par effet joule.

Nous arrivons ainsi au dernier avantage du photodétecteur vertical : la tenue en puissance. Nous avons en effet déjà évoqué cette limite inhérente aux photodétecteurs à faibles dimensions : le claquage thermique. Nous avons fait un essai de destruction qui nous a montré que sous 90 mW de pompe, le photodétecteur vertical peut fonctionner jusqu'à 9 V et 3 mA. Nous n'avons pas fait d'essai destructif rigoureux pour les photodétecteurs planaires, mais Verghese *et al.* [VMB97] ont annoncé pour un photodétecteur planaire comparable au nôtre une limite de 60 mW pour 20 V à température ambiante. Les valeurs de photocourants sont quant à elles plus rares, la plus grande valeur trouvée à notre connaissance est de 0.8 mA pour 60 mW de pompe et 15 V [DVM+01].

En conclusion de cette partie nous pouvons résumer les avantages du photodétecteur vertical

- meilleur rendement de conversion
- meilleure tenue en puissance

Le défaut majeur réside dans la valeur de la capacité qui influe peu sur la bande passante (et donc sur le produit gain-bande) mais qui limitera la puissance au delà de 2 THz.

Toutefois, en utilisant ce photodétecteur avec une antenne résonnante et un circuit d'adaptation qui annule la capacité dans une certaine plage [DVM - 01], il semble possible d'atteindre une dizaine de microwatts.

Si cette topologie possède de nombreux avantages en terme d'efficacité, elle a permis aussi d'étudier un peu plus précisément les phénomènes physiques mis en jeu dans le transport des photoporteurs dans le GaAs BT comme nous allons le voir à présent.

3.5 Interprétation des résultats : régime de survitesse

De nombreuses équipes ont utilisé le GaAs BT en photodétection. Elles ont toujours considéré que les phénomènes de transport mis en jeu étaient stationnaires et qu'il était donc possible de définir des valeurs stationnaires de la mobilité et de la vitesse de ces porteurs.

Toutefois nous avons vu que le temps de mobilité dans la bande de conduction (nous négligerons ici l'effet des trous en raison de leur très faible mobilité vis-à-vis des électrons) était d'environ 300 fs ce qui est comparable à la durée du régime transitoire des phénomènes de transport en régime non stationnaire. Il apparaît donc logique de tenir compte des *effets non stationnaires*.

Nous allons pour essayer de modéliser ces effets, faire deux hypothèses. Tout d'abord, nous supposerons que l'apparition d'une population d'électrons dans la bande de conduction d'un semiconducteur soumis à un champ électrique est équivalent à l'apparition d'un champ électrique dans ce même semiconducteur possédant une population d'électrons à l'équilibre. Ensuite, nous considérerons que les propriétés de transport des électrons avant leur capture dans le GaAs BT sont équivalentes à celle du GaAs HT.

Nous allons donc dans un premier temps revenir sur le régime de "survitesse", l'effet non stationnaire majeur, qui intervient dans les premières centaines de femtosecondes après l'apparition d'un échelon de champ électrique dans le GaAs.

3.5.1 Effets non stationnaires dans le GaAs

Ce régime de survitesse intervient lorsqu'une population d'électrons froids est soudainement soumise à un champ électrique intense. Cet effet a été étudié intensivement au cours des années 1980 et notamment dans notre laboratoire [Kas79] par la méthode de Monte Carlo. Nous montrons sur la figure 3.29 tirée de [Kas79] la réponse en vitesse à un échelon de champ pour de l'AsGa de type n avec $N_D=10^{17}$. Nous pouvons

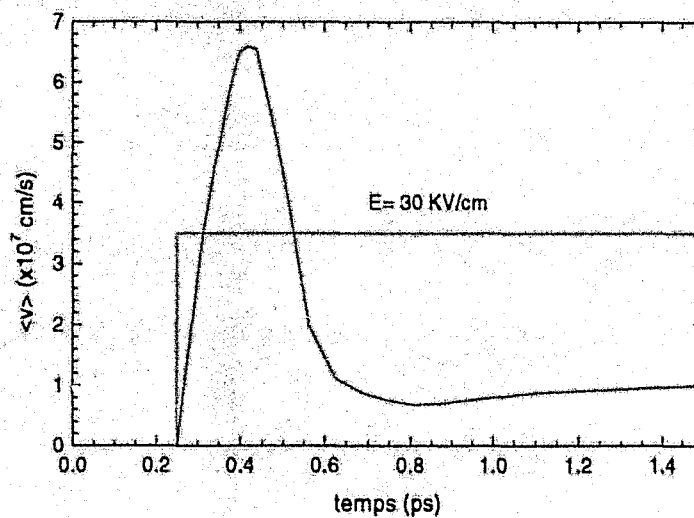


FIG. 3.29: Vitesse moyenne de la population électronique après l'application d'un échelon de champ : $E=30 \text{ KV/cm}$

remarquer que la vitesse des électrons est bien supérieure à la vitesse en régime stationnaire ($\langle v \rangle \approx 10^7 \text{ cm/s}$) au cours des 300 premières femtosecondes. Cette survitesse atteint d'ailleurs un pic au bout de 150 fs pour décroître ensuite jusqu'à la valeur statique stationnaire. Lorsqu'on augmente le champ, la vitesse maximale augmente alors que la durée de la survitesse diminue. Nous présentons sur la figure 3.30 (tirée de [Kas79]) la valeur de la vitesse maximale en fonction de la valeur de l'échelon de champ électrique pour différentes valeurs de dopage.

Ce phénomène peut s'expliquer en considérant la dépendance de la mobilité en fonction de l'énergie dans le GaAs que nous présentons sur la figure 3.31. Celle ci, tirée de [Lipp84] a été obtenue par simulation Monte Carlo. Elle montre bien qu'en régime transitoire, c'est à dire tant que les électrons ont une énergie inférieure à l'énergie stationnaire,

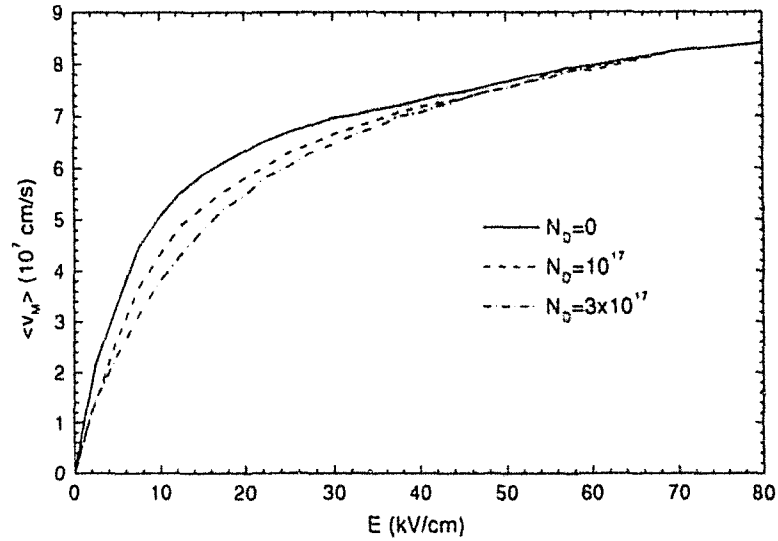


FIG. 3.30: Vitesse moyenne maximale en fonction de l'intensité de l'échelon de champ électrique

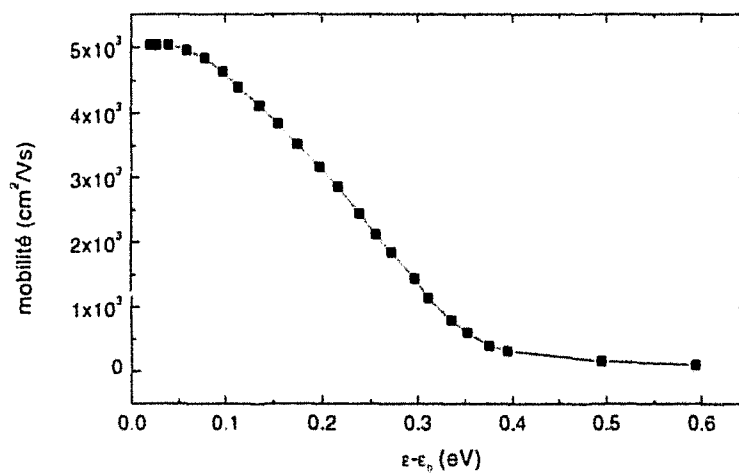


FIG. 3.31: Mobilité électronique dans le GaAs en fonction de l'énergie moyenne de la population électronique

la mobilité et donc la vitesse est supérieure à la vitesse en régime stationnaire. L'énergie en régime stationnaire dépend quant à elle directement de l'intensité du champ électrique.

3.5.2 Interprétation des résultats

Nous présentons sur la figure 3.32 les mesures de photocourant continu pour un dispositif (V_L , S_L) pour des puissances optiques moyennes, ce qui permet d'en étudier le comportement à tension élevée. On retrouve bien entendu le comportement déjà observé

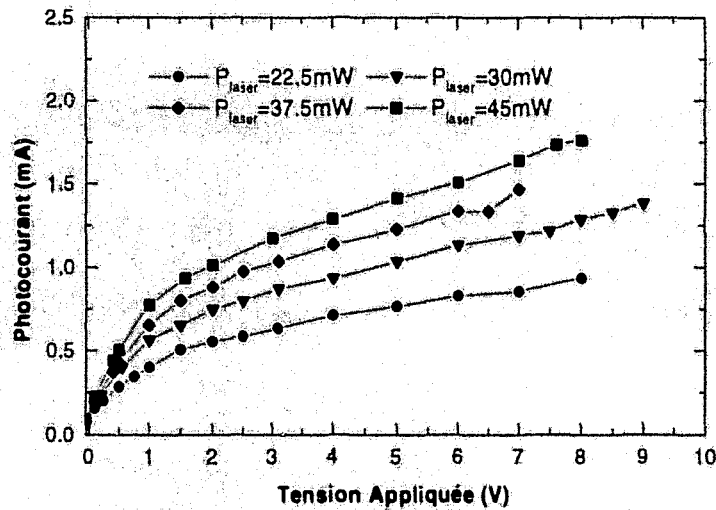


FIG. 3.32: Photocourant en fonction de la tension de polarisation

auparavant. L'aspect vertical de notre topologie permet de considérer, en première approximation, que le champ électrique est homogène entre les électrodes. Nous pouvons donc déduire à partir de la réponse mesurée et du rendement quantique externe (η) la vitesse des porteurs. Nous avons déjà vu que la réponse \mathfrak{R} peut se mettre sous la forme :

$$\mathfrak{R} = \frac{q}{h\nu} \eta \frac{\tau_n}{\tau_{transit}} \quad (3.8)$$

En prenant $\tau_n \simeq 300$ fs et $\tau_{transit} = \frac{L_d}{v}$, nous pouvons en déduire des courbes de courant en fonction de la tension, la vitesse en fonction du champ dans la structure. Les résultats obtenus sont présentés sur la figure 3.33. Les vitesses calculées ainsi sont bien supérieures à la vitesse en régime stationnaire, qui plus est pour un matériau ayant un grand nombre

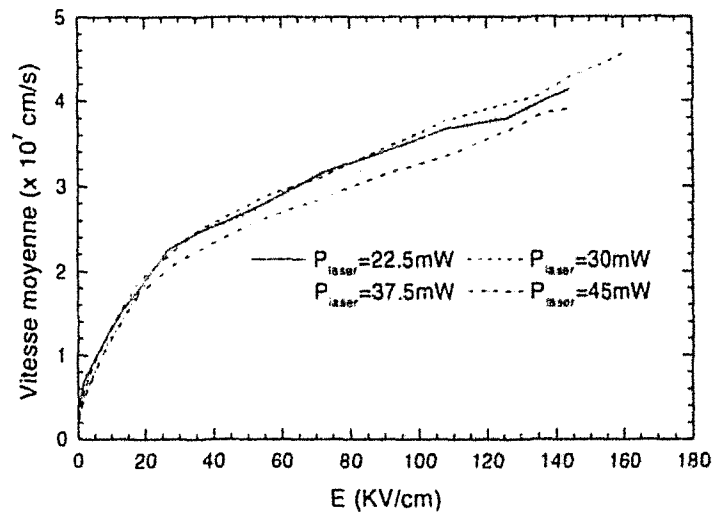


FIG. 3.33: Vitesse moyenne calculée à partir de \mathfrak{R}

de défauts. Nous interprétons ces résultats en considérant que les porteurs créés sont en régime non stationnaire, car leur temps de vie (300 fs) est tel qu'ils sont capturés avant d'atteindre le régime stationnaire. Les courbes de la figure 3.33 et 3.29 présentent les mêmes variations et sont tout à fait comparables. Il faut cependant bien comprendre que cette dernière courbe représente la vitesse maximum atteinte lors du régime de survitesse, alors que la vitesse déduite des courbes correspond plus à une moyenne temporelle (égale environ à $v_M/2$). Nous n'essayerons pas d'aller plus loin dans ces considérations car pour avoir des résultats comparables d'un point de vue quantitatif, il faudrait faire des simulations Monte Carlo dans du GaAs BT.

3.6 Vers le spectre 1.3 -1.5 microns

Jusqu'à présent nous avons étudié des photodétecteurs ultra-rapides utilisant le GaAs BT. De ce fait les longueurs d'onde utilisées sont autour de 800 nm. Toutefois, il serait intéressant de développer un photodétecteur ultra-rapide dans la gamme 1.3-1.5 μm qui est principalement utilisée dans les télécommunications. Deux solutions sont en cours d'étude. La première utilise la queue d'absorption du GaAs BT non recuit, et la deuxième un matériau de plus faible énergie interdite, tel que l'InGaAs qui est absorbant à ces

longueurs d'onde.

3.6.1 Utilisation de la queue d'absorption

La première idée pour développer un photodétecteur ultra rapide pour ces longueurs d'onde est l'utilisation de la structure verticale en cavité résonnante afin d'avoir un rendement quantique acceptable, malgré l'absorption assez faible. Il s'agit en fait d'utiliser le même principe que celui des photodiodes à cavité verticale (voir par exemple [UKC90]), mais en utilisant l'électrode enterrée comme miroir face arrière au lieu d'un miroir de Bragg. On peut montrer que si un photodétecteur possède une couche absorbante d'épaisseur d de coefficient d'absorption α placée dans une cavité de miroir R_1 et R_2 (voir figure 3.34), alors le rendement quantique externe se met sous la forme :

$$\eta = \left(\frac{1 + R_2 \exp(-\alpha d)}{1 - 2\sqrt{R_1 R_2} \exp(-\alpha d) \cos(2\beta d) + R_1 R_2 \exp(-2\alpha d)} \right) \times (1 - R_1) [1 - \exp(-\alpha d)] \quad (3.9)$$

Le membre de gauche étant spécifiquement lié à l'effet de résonance alors que le membre

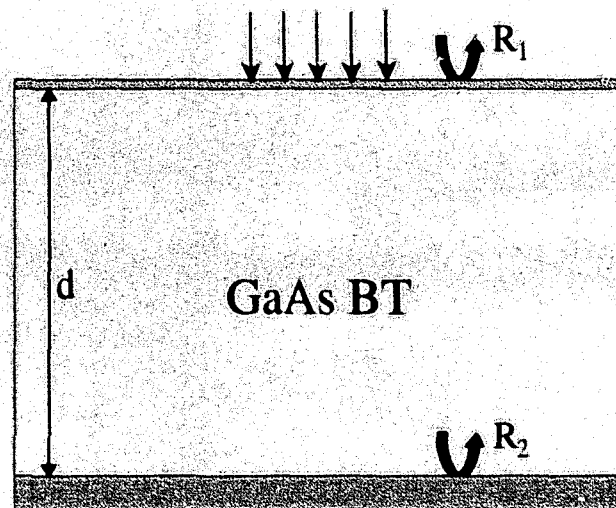


FIG. 3.34: Vue schématique d'un photodétecteur en cavité

de droite est le rendement quantique d'un photodétecteur usuel. À partir de cette expression nous avons fait une première évaluation du rendement quantique d'un photodétecteur

vertical résonnant avec une couche active en GaAs BT. Nous avons pris comme absorption dans le GaAs BT à $1.55 \mu\text{m}$ $\alpha=100 \text{ cm}^{-1}$ (voir Chapitre 2). Nous utilisons pour R_2 un contact enterré en or. En effet, l'indice de l'or à $1.55 \mu\text{m}$ est égal $n=0.18-10.2i$, ce qui donne pour l'interface GaAs/Au un coefficient de réflexion en puissance $R_2=0.98$. Nous avons calculé qu'à $1.55 \mu\text{m}$, une couche de 23 nm déposée sur l'interface Air/GaAs forme un miroir avec $R_1=0.9$ et $T_1=0.08$ (il y a donc 2% de pertes).

Nous présentons sur la figure 3.35 le rendement quantique externe calculé à partir de l'expression précédente pour une couche de $1.9 \mu\text{m}$, choisie de manière à ce que la structure présente une résonance autour de $1.5 \mu\text{m}$. Nous pouvons observer sur cette

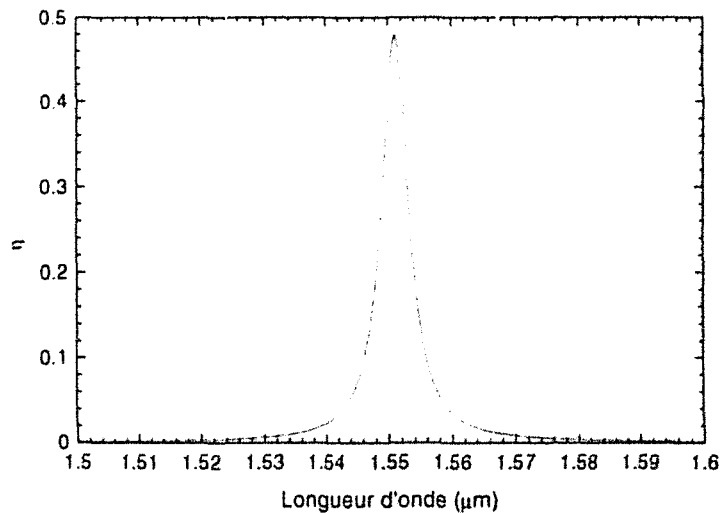


FIG. 3.35: Rendement quantique externe théorique avec $\alpha = 100 \text{ cm}^{-1}$, $d=1.9 \mu\text{m}$, $R_1=0.9$, $R_2=0.98$

figure que η atteint environ 0.5 à la résonance. En outre la largeur à mi hauteur est égale à environ 600 GHz.

Ces résultats préliminaires sont tout à fait encourageants mais il reste à vérifier que les sources solides à $1.55 \mu\text{m}$ sont suffisamment accordables (généralement par la température) et que l'absorption dans le GaAs BT à $1.55 \mu\text{m}$ s'accompagne effectivement d'un photocourant. Les expériences déjà réalisées ont montré qu'il y avait bien photoconduction, mais celles ci [EWA - 99][TLZ00], ont été réalisées en impulsionnel et l'origine du photocourant n'est pas encore bien établie (absorption à deux photons, absorption à

partir du niveau de défaut profond etc.).

Nous présentons sur la figure 3.36 des résultats préliminaires effectués au laboratoire par L. Desplanque sur une couche GaAs BT non recuite. Ce sont des mesures de photo-

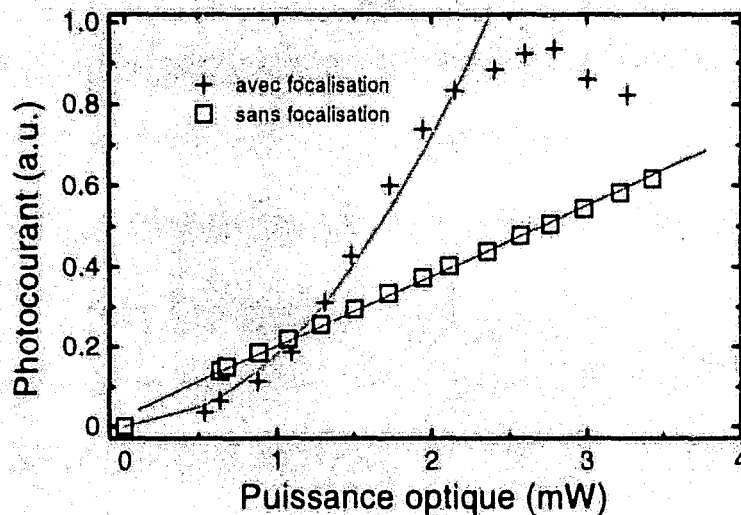


FIG. 3.36: Comparaison des photocourants obtenus sous faible et forte intensité optique

courant obtenues à $1.2 \mu\text{m}$ avec un laser femtoseconde émettant des impulsions de 100 fs de durée avec un taux de répétition de 76 MHz. Le photodétecteur utilisé est un dispositif de photomélangage composé d'un peigne interdigité et d'une antenne spirale. Les deux courbes correspondent à des puissances moyennes identiques mais à des régimes d'intensité optique différents. Dans le premier régime, le faisceau optique est focalisé sur le peigne alors que qu'il recouvre toute l'antenne spirale dans le second. Au régime de forte intensité correspond un processus d'absorption à deux photons qui varie [EWA+99] avec le carré de la puissance lumineuse alors que le régime de faible intensité se traduit par un dépendance linéaire. Celle-ci correspondrait à une absorption à un photon induite par les défauts profonds, correspondant à la queue d'absorption mesurée sur ce type d'échantillon. Ces premiers résultats semblent donc montrer que l'absorption mesurée par spectroscopie s'accompagne effectivement d'un photocourant. Il reste cependant à en mesurer l'efficacité.

3.6.2 L'InGaAs épitaxié à basse température

Une autre voie possible est celle de l'utilisation de L'InGaAs épitaxiée à basse température qui pourrait avoir des caractéristiques équivalentes au GaAs BT mais dont l'absorption interbande existe à $1.55 \mu\text{m}$. La figure 3.37 représente un spectre de diffraction X d'un premier essai effectué à l'IEMN. Les trois pics apparents peuvent être

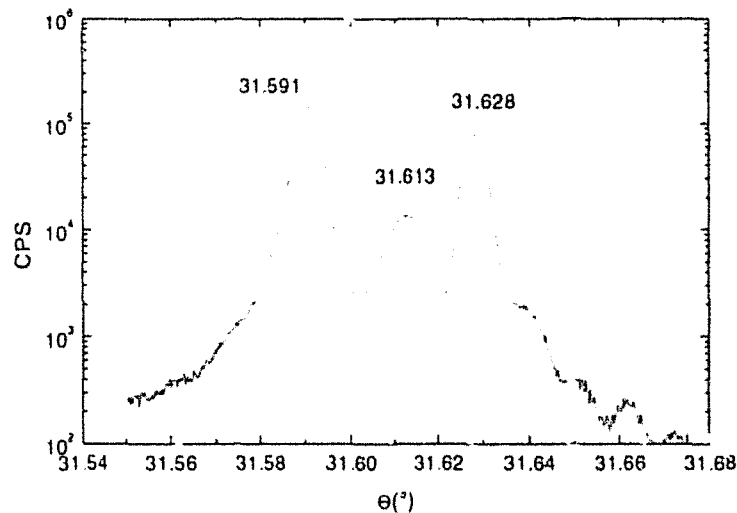


FIG. 3.37: Spectre de diffraction X d'une couche de GaInAs non recuite

attribués au substrat, à la couche tampon et à la couche basse température. Comme on pouvait s'y attendre, la résistivité d'une couche d'InGaAs BT est faible. Il a été cependant démontré récemment [GCFM - 99] qu'un recuit engendre la formation de précipités, ce qui laisse prévoir une augmentation de la résistivité. De plus, il semble possible en utilisant la topologie verticale, d'incorporer des barrières en InAlAs qui empêcheraient la conduction continue. Si l'idée est directe, la mise en oeuvre en pratique est loin d'être triviale car cela nécessite de faire la croissance d'une séquence de matériaux à basses et hautes températures.

3.7 Conclusions et perspectives

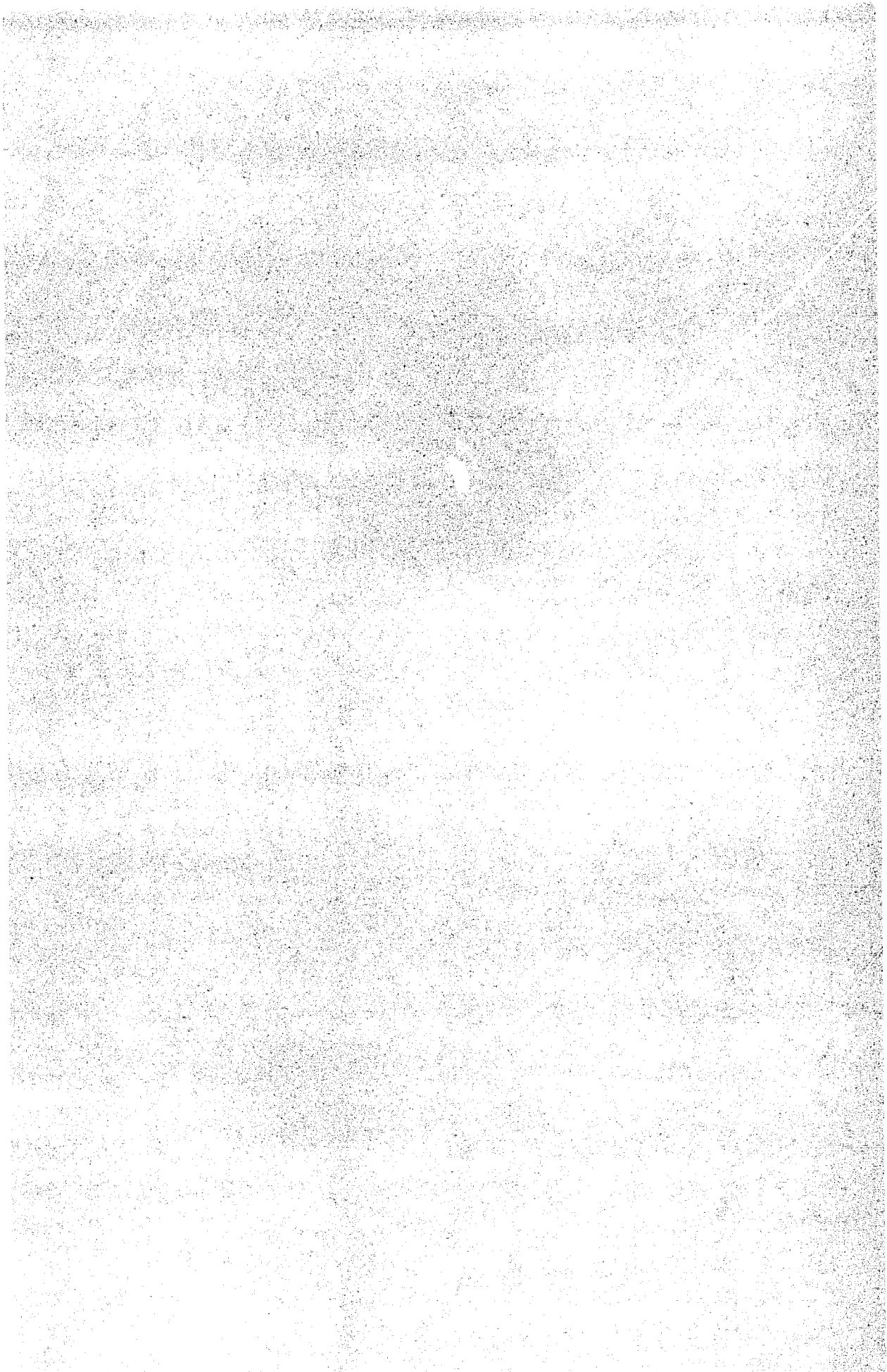
Nous avons présenté dans ce chapitre la conception et la fabrication d'une nouvelle topologie de photodétecteur permettant d'augmenter le rendement de conversion d'environ un ordre de grandeur par rapport à un photodétecteur planaire lorsqu'il est utilisé en photomélange.

Nous avons mis au point dans cette optique un procédé technologique permettant le dépôt d'électrodes métalliques de part et d'autre de la couche active. En outre, nous avons grâce à cette structure mis en évidence expérimentalement un phénomène de "survitesse" dans le GaAs BT.

Il est apparu cependant qu'une meilleure intégration à l'antenne de rayonnement ou l'utilisation d'une antenne résonnante accompagnée d'un élément d'adaptation permettrait certainement d'obtenir plusieurs microwatts au delà de 1 THz.

Pour conclure, la topologie verticale permet d'envisager deux voies pour concevoir des photodétecteurs ultra rapides dans la gamme 1.3-1.5 μm . La première voie consiste à utiliser l'absorption "anormale" du GaAs BT, amplifiée par une cavité résonnante. L'utilisation de l'InGaAs BT simultanément à des barrières d'InAlAs dans une structure verticale serait la seconde voie.

Nous allons maintenant présenter une introduction à la dernière voie d'amélioration étudiée au cours de cette thèse : le photodétecteur distribué. Une introduction, car pour concevoir un photodétecteur distribué utilisable en photomélange, il est apparu nécessaire d'étudier les structures de propagation fonctionnant au TéraHertz. Nous essayerons donc, dans ce dernier chapitre, de mieux comprendre l'origine des pertes et de la dispersion à ces fréquences.



Chapitre 4

Vers le photodétecteur distribué : les lignes de propagation aux fréquences TéraHertz

On a pu voir précédemment qu'une des solutions possibles pour augmenter la puissance de sortie était d'utiliser un photodétecteur distribué. Ce type de solution donne de bons résultats pour des fréquences de l'ordre de 100 GHz, mais son efficacité diminue fortement avec la fréquence. On se heurte en effet rapidement à des problèmes de dispersion et de pertes sur les lignes de propagation couramment utilisées.

Aux longueurs d'onde submillimétriques, deux problèmes majeurs apparaissent : l'augmentation des pertes métalliques, proportionnelles à la racine carrée de la fréquence, mais aussi et surtout les pertes par rayonnement ou, couplage avec des modes supérieurs de la structure. Ces pertes ont intéressé de nombreuses équipes ces dernières années, du fait de leurs effets néfastes : dispersion, perte de puissance, ou encore couplage entre différentes zones du circuit ("cross talk").

Après avoir fait un rapide état des lieux des lignes usuelles et de leurs limites aux longueurs d'onde submillimétriques, nous allons nous intéresser plus particulièrement aux pertes par radiation. Les lignes les mieux adaptées à la gamme de fréquence visée sont la

ligne à rubans coplanaires (CPS¹) et le guide coplanaire (CPW²). Nous verrons alors, sur un cas particulier, l'importance des conditions aux limites, qu'elles soient diélectriques ou métalliques, ce qui nous amènera à l'étude d'une ligne de propagation originale, la ligne à rubans coplanaires blindée (Shielded-CPS).

4.1 Les lignes de propagation usuelles

4.1.1 La ligne microruban

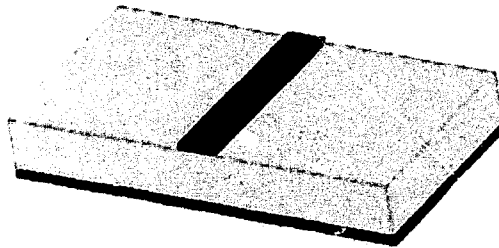


FIG. 4.1: Schema d'une ligne microruban

La ligne microruban (voir figure 4.1) est composée d'un ruban métallique déposé sur un substrat dont la face arrière est métallisée ("grounded substrate"). Cette ligne est la plus utilisée des lignes de propagation plaquées. C'est en grande partie dû à sa simplicité pratique. Toutefois, aux fréquences TéraHertz, une hauteur de substrat très faible ($h \ll 100\mu\text{m}$) est nécessaire pour ne pas exciter les modes supérieurs de la ligne ou les modes de substrat. De telles hauteurs de substrat posent des problèmes de tenue mécanique. De plus, pour maintenir une impédance caractéristique proche de 50 Ohms, un ruban très étroit serait nécessaire, ce qui augmenterait fortement les pertes ohmiques. Il faut ajouter qu'à plus haute fréquence, lorsqu'il y a apparition de modes supérieurs dans la structure, le couplage avec ces modes est bien plus fort que celui obtenu avec des lignes coplanaires (guide coplanaire ou ligne à rubans coplanaires) [RMF90].

Il y a malgré tout ces dernières années des essais de ligne microruban déposée sur

¹CPS : Coplanar Stripline

²CPW : Coplanar Waveguide

polymère [HNR+97] afin de limiter ces effets et qui ont donné des résultats encourageants.

4.1.2 Les lignes coplanaires : guide coplanaire (CPW) et ligne à deux rubans (CPS)

Ces lignes sont uni-planaires, contrairement à la ligne microruban. Il est ainsi possible d'en diminuer les dimensions transversales sans avoir à réduire l'épaisseur du substrat pour garder une impédance caractéristique et des pertes ohmiques raisonnables. Une étude en parallèle de ces deux lignes est naturelle, puisqu'elles sont duales l'une de l'autre. La géométrie du guide coplanaire est présentée sur la figure 4.2. Elle est composée de

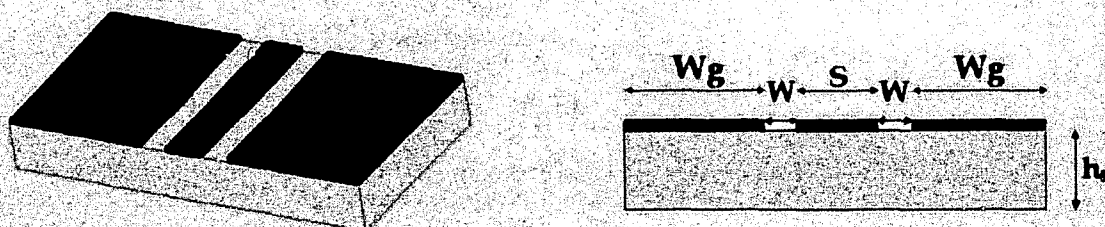


FIG. 4.2: Le guide coplanaire : géométrie et plan de section droite

trois rubans métalliques déposés sur un substrat. Les deux rubans extérieurs forment la masse de la ligne. Idéalement, ils sont semi-infinis, mais ont en pratique des dimensions finies, qui doivent être grandes devant la distance inter masse ($d = 2w + s$). Deux modes électromagnétiques fondamentaux peuvent se propager sur une telle géométrie :

- un mode impair quasi-TEM (Transverse ElectroMagnétique),
- un mode pair quasi-TE (Transverse Electrique).

Il est bien évident que le mode non dispersif utilisé pour la propagation des hyperfréquences est le mode quasi-TEM encore appelé mode coplanaire par opposition au mode pair, ou mode fente, qui est très dispersif. Ce mode pair peut être excité en présence d'une discontinuité, et il est nécessaire de le filtrer en utilisant des ponts à air près de celles-ci, pour remettre les plans de masse au même potentiel.

La ligne à rubans coplanaires (voir figure 4.3) est quant à elle composée de deux rubans, et ne peut ainsi supporter qu'un seul mode quasi-TEM (voir figure 4.4). Le principal désavantage de cette ligne par rapport au guide coplanaire, qui freine son développement

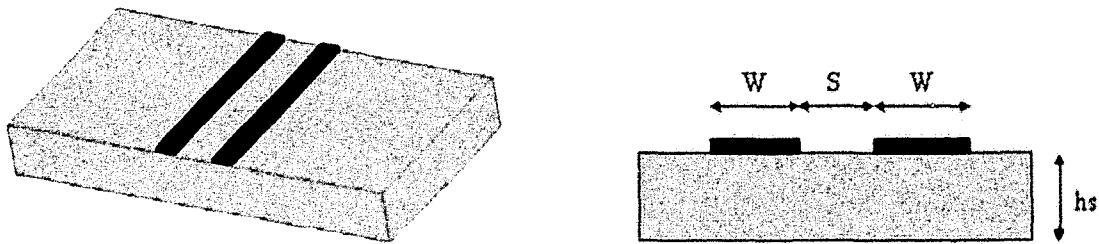


FIG. 4.3: La ligne à rubans coplanaires : géométrie et plan de section droite

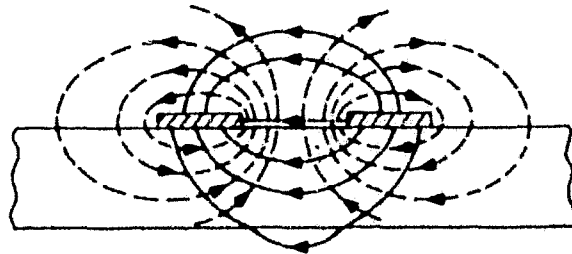


FIG. 4.4: Lignes de champ électrique (en trait plein) et magnétique (trait haché) du mode fondamental de la ligne CPS

dans le monde industriel, réside dans la valeur de son impédance caractéristique (≈ 100 ohms) pour les dimensions utilisables aux fréquences TéraHertz. Elle permet toutefois de s'affranchir des problèmes qui peuvent être posés à haute fréquence par les plans de masse. Ceux-ci n'ont pas en pratique une largeur infinie et il peut y avoir excitation de modes "d'antennes plaquées" comme l'a montré Haydl [Hay00].

Les paramètres essentiels sont avant tout l'impédance caractéristique et le diagramme de dispersion. Avant de voir les effets aux hautes fréquences dans le prochain paragraphe, voyons déjà ces caractéristiques aux basses fréquences dans l'approximation quasi-statique, en utilisant la transformation conforme. Aux hautes fréquences, il suffit de changer dans ces formules la valeur de la constante diélectrique effective qui devient alors une fonction de la fréquence.

– Impédance d'une ligne à rubans coplanaires :

$$Z_{cps} = \frac{120\pi}{\sqrt{\epsilon_{eff}}} \frac{K(k)}{4K'(k)} \quad (4.1)$$

– Impédance d'un guide à rubans coplanaires :

$$Z_{cpw} = \frac{120\pi}{\sqrt{\epsilon_{eff}}} \frac{K'(k)}{4K(k)} \quad (4.2)$$

– avec

$$\epsilon_{eff} = \frac{\epsilon_r + 1}{2}$$

$$\beta = 2\pi \frac{f}{c_0} \sqrt{\epsilon_{eff}}$$

Mais outre le mode fondamental, d'autres modes peuvent exister sur ce type de structure, provoquant aux hautes fréquences une dispersion fréquentielle accompagnée d'une augmentation des pertes par propagation. Plus précisément, ces phénomènes interviennent lorsque la longueur d'onde guidée λ_g devient comparable aux dimensions transversales ou à la hauteur du substrat. Ce travail a porté plus particulièrement sur certains de ces effets, qui ont été interprétés différemment suivant les domaines, mais qui sont avant tout dus aux pertes par radiation. Ces pertes ne sont pas toujours très bien connues dans la communauté hyperfréquence même si certains critères sont appliqués pour les éviter, et sont à l'origine de la dispersion et de pertes par propagation importantes dans la gamme des fréquences TéraHertz.

4.2 Les pertes par radiation

4.2.1 Origine physique

Les pertes par radiation sur les lignes de transmission ne sont bien comprises que depuis le début des années 1990 bien que des premiers essais de modélisation aient été faits par Rutledge [RNK83] dans l'approximation quasi-statique, et en se basant sur le théorème de réciprocité.

En parallèle, Grischkowsky [GDCC87] a interprété les pertes sur les lignes CPS en terme d'ondes de choc, phénomène qui apparaît dans de nombreux domaines physiques

lorsque la source d'une onde se déplace dans un milieu à une vitesse supérieure à la vitesse de propagation des ondes dans celui-ci.

Nous allons illustrer cette interprétation dans le cas des lignes CPS et CPW en supposant que le substrat a une largeur infinie. Le mode dominant sur ces lignes est quasi-TEM. La vitesse et la constante de phase est :

$$v_\phi = \frac{c_0}{\sqrt{\epsilon_{eff}}} \quad (4.3)$$

$$\beta = \frac{\omega \sqrt{\epsilon_{eff}}}{c_0} \quad (4.4)$$

avec

$$\epsilon_{eff} \simeq \frac{\epsilon_r + 1}{2} \quad (4.5)$$

Pour qu'il y ait radiation dans ce cas, il faut donc qu'il y ait propagation dans un milieu "plus lent". Deux cas sont possibles :

1. Substrat d'épaisseur infinie,
2. Substrat d'épaisseur finie.

Dans le premier cas la constante de phase à prendre en compte est celle d'une onde TEM dans le substrat (voir figure 4.5)

$$\frac{k_d}{k_0} = \sqrt{\epsilon_r} \quad (4.6)$$

Les pertes sont des pertes de radiation qui existent à toutes les fréquences. En effet, une onde TEM dans le substrat a une constante de phase toujours supérieure à celle du mode de la ligne de transmission (et donc une vitesse de phase inférieure).

Dans le second cas, la constante de phase à prendre en compte est celle des modes de substrat. Ils sont très dispersifs, avec une constante de phase normalisée allant de 1 à basse fréquence à $\sqrt{\epsilon_r}$ à l'infini. Il existe donc une fréquence d'égalité des vitesses de phase (f_{c1}^{λ}) entre le mode quasi TEM et le premier mode de substrat (voir figure 4.5). Au-delà de cette fréquence, la vitesse de phase du mode quasi-TEM est supérieure à celle du mode de substrat et la ligne est "à pertes" (leaky). La puissance perdue est alors rayonnée dans le substrat avec un angle Ψ tel que

$$\cos \Psi \simeq \frac{\beta}{k_s} \quad (4.7)$$

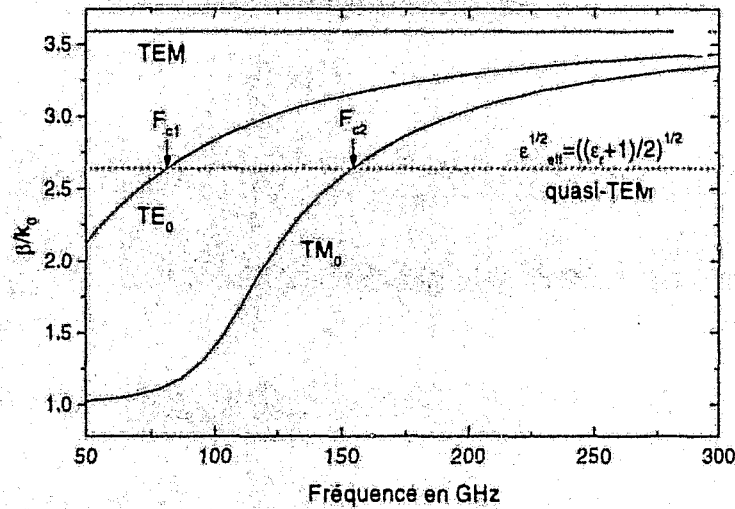


FIG. 4.5: Constante de phase normalisée des 2 premiers modes de substrat en fonction de la fréquence, $h_s = 385 \mu m$, $\epsilon_r = 12.9$, la constante de phase de la ligne de transmission est supposée égale à la valeur quasi statique ($\beta/k_0 = \sqrt{\epsilon_{eff}}$).

où k_s est la constante de phase du mode de substrat. Nous pouvons voir à partir de cette équation que pour que l'angle Ψ existe, il faut que

$$k_s \geq \beta \quad (4.8)$$

Nous allons maintenant évaluer ces pertes dans le cas des lignes CPS et CPW.

4.2.2 Les lignes CPS et CPW

Comme nous l'avons évoqué précédemment, les premiers essais d'évaluation quantitative ont été faits par Rutledge [RNK83]. Il a utilisé le théorème de réciprocité et l'hypothèse quasi statique pour calculer la puissance perdue par les lignes CPS et CPW sous forme de radiation ou de couplage avec les modes de substrat.

Substrat d'épaisseur infini : perte par radiation

L'énergie dans ce cas est rayonnée dans un demi-cône d'angle Ψ (voir figure 4.6), défini précédemment avec dans l'approximation quasistatique

$$\cos \Psi = \sqrt{\frac{\epsilon_{eff}}{\epsilon_r}} \quad (4.9)$$

où ϵ_r est la constante diélectrique du substrat. En utilisant les hypothèses précédentes,

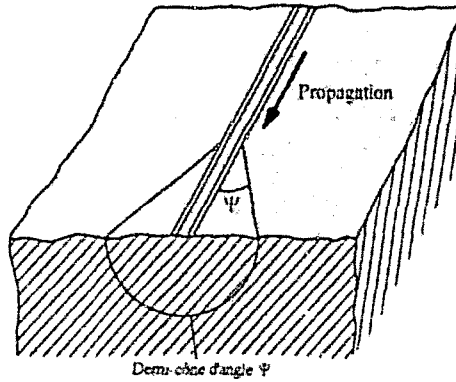


FIG. 4.6: Vue schématique du cône de radiation dans le cas d'une ligne CPS

on peut démontrer que les pertes exprimées en m^{-1} sont

$$\alpha_{rad} = \left(\frac{\pi}{2}\right)^5 \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{(1 - 1/\epsilon_r)^2}{\sqrt{1 + 1/\epsilon_r}} \frac{(s + 2w)^2}{K'(k)K(k)\lambda_d^3} \quad (4.10)$$

pour une ligne CPW et

$$\alpha_{rad} = \left(\frac{\pi}{2}\right)^3 \sqrt{2}(3 - \sqrt{8})(1 - 1/\epsilon_r)^2 (\sqrt{1 + 1/\epsilon_r}) \frac{(s + 2w)^2}{K'(k)K(k)\lambda_d^3} \quad (4.11)$$

pour une ligne CPS où $K(k)$ est l'intégrale elliptique du premier ordre et $K'(k) = K(\sqrt{1 - k^2})$. Nous pouvons en déduire aisément que

$$\frac{\alpha_{cpw}}{\alpha_{cps}} \simeq 3 \frac{\epsilon_r}{\epsilon_r + 1} \quad (4.12)$$

Pour des semiconducteurs tels que le GaAs ($\epsilon_r \simeq 12.9$)

$$\frac{\alpha_{cpw}}{\alpha_{cps}} \simeq 3 \quad (4.13)$$

Il y a donc, à dimension égale, moins de pertes par radiation pour une ligne CPS que pour une ligne CPW. Il faut noter cependant que ces formules ne s'appliquent qu'à des CPW à plans de masse semi-infinis, et que le problème est très différent lorsque la largeur des plans de masse devient comparable à celle du ruban central. Il a été démontré que, dans ce cas, les pertes sur la CPW (qui est alors une ligne à trois rubans) sont moins importantes que sur une ligne CPS à dimension égale [RNK83].

Ces formules sont peu adaptées à un cas pratique, mais permettent tout de même de voir les grandes tendances du comportement fréquentiel des pertes par radiation. On peut ainsi faire deux remarques :

- Les pertes par radiation sont proportionnelles au cube de la fréquence,
- Les pertes par radiation sont proportionnelles au carré de la dimension transverse de la ligne ($s+2w$).

Substrat d'épaisseur finie : pertes dans les modes de substrat

En général, la hauteur du substrat n'est pas "grande" devant la distance de propagation, et on ne peut plus parler de radiation mais plutôt de pertes dans les modes de substrat. En utilisant les mêmes méthodes que pour les pertes par radiation, Rutledge les a quantifiées. Cette fois, la ligne de transmission peut perdre de l'énergie dans chaque mode de substrat dès que la condition (4.8) est vérifiée, les résultats théoriques donnés par cette méthode sont encore une fois difficilement utilisables en pratique.

Un peu plus tard, la méthode de Galerkin dans le domaine de Fourier a été utilisée pour calculer la dispersion des lignes CPW [HDW86] et CPS [PhDe90] sans toutefois prendre en compte l'effet des pertes par radiation. Ces premiers résultats ont été utilisés [FGV91] pour comparer les mesures expérimentales aux pertes prédites par l'équation (4.2).

Il a fallu cependant attendre [PDD90, KTC92] pour avoir des résultats théoriques un peu plus précis, du fait de la prise en compte des pertes par radiation. Ceux-ci ont démontré qu'à chaque croisement avec un mode de substrat, il y a une rupture de pente dans les pertes de ces lignes, ainsi qu'un pic de dispersion. En parallèle, Oliner [Oli98] et son équipe ont utilisé la méthode de "mode matching" pour calculer les pertes par radiation des lignes microruban puis CPW.

4.3 Effet des conditions aux limites sur les lignes CPS

4.3.1 Positionnement du problème

Si au niveau théorique [Oli98] les pertes par radiation sont aujourd'hui bien comprises et précises, il y a encore au niveau expérimental des zones d'ombre. En effet, il est surprenant que des expériences [FGVM91] faites sur des substrats de hauteur et de dimension transversale finies donnent des résultats qui sont cohérents avec les résultats théoriques calculés pour un substrat d'épaisseur et de dimensions transversales ... infinies (voir equation (4.2.2)).

De plus, pour un substrat avec des dimensions latérales infinies, il est apparu logiquement [KTC92, FVH94] que la hauteur du substrat était la dimension fondamentale pour annuler les pertes par radiation. En effet, celles-ci surviennent lorsque la condition (4.8) est vérifiée. Cette condition dépend des courbes de dispersion des modes de substrats, qui ne dépendent elles-même que de la hauteur et de l'indice du matériau utilisé. Toutefois, il a été démontré théoriquement [ST93, TsSh94] que les dimensions latérales du substrat peuvent jouer un rôle non négligeable du point de vue de la dispersion.

Pour essayer de lever ces incertitudes, nous allons donc étudier un système aux dimensions latérales finies, ce qui nous amènera à proposer de nouvelles solutions pour limiter les pertes par radiation, basées cette fois sur ces dimensions.

4.3.2 Dispositif étudié

L'étude des pertes par radiation va être réalisée sur une ligne CPS (voir figure 4.7) de dimension :

- $w = 25 \mu m$
- $s = 10 \mu m$
- $h = 100 \text{ nm Ti} \cdot 400 \text{ nm Au}$

L'échantillon, présenté en figure 4.8 est en fait composé de trois lignes séparées de $600 \mu m$, mais seule la ligne centrale est polarisée et excitée. Nous verrons par la suite qu'elle est l'influence de ces lignes adjacentes sur les pertes de la ligne centrale. Pour fabriquer ce type d'échantillon, on part d'un substrat GaAs semi-isolant sur lequel on fait croître



FIG. 4.7: ligne étudiée, ligne CPS, $s=25 \mu\text{m}$, $w=10 \mu\text{m}$

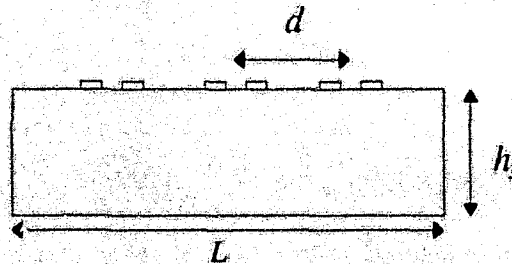


FIG. 4.8: Coupe transversale de l'échantillon étudié : $L=2 \text{ mm}$, $d=500 \mu\text{m}$, $h_s=385 \mu\text{m}$

une couche de GaAs à basse température ($200 \text{ }^\circ\text{C}$). Après un recuit à $600 \text{ }^\circ\text{C}$ pendant 30 s, la résistivité de la couche épitaxiée est de l'ordre de $10^7 \Omega\text{cm}$. Les lignes sont alors fabriquées par lift-off. Puis suit une étape de découpe et de collage sur un support rigide.

4.3.3 Etude expérimentale

L'étude expérimentale a été faite par J.-F. Lampin et L. Desplanque à l'aide d'une technique utilisant des impulsions lasers ultracourtes (120 fs à mi-hauteur) pour générer et détecter des impulsions électriques subpicosecondes. Nous allons, avant de décrire l'expérience réalisée, présenter ces techniques qui sont aujourd'hui fréquemment utilisées.

Génération

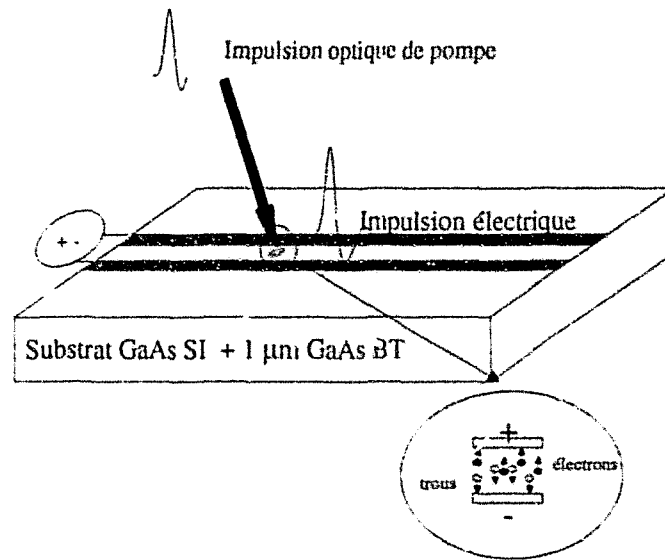


FIG. 4.9: Vue schématique de la génération d'impulsion électrique ultra courte

La génération d'impulsions électriques à l'aide d'un interrupteur photoconductif est représentée schématiquement figure 4.9. L'interrupteur est formé simplement par l'espace séparant deux rubans métalliques déposés sur un matériau photoconducteur. Cet interrupteur se ferme transitoirement lorsqu'il est illuminé par une impulsion optique. Le champ électrique statique créé par la tension continue appliquée à ses bornes est perturbé, une impulsion électrique est ainsi créée et se propage sur la ligne étudiée. Ce signal transitoire a une durée qui dépend du temps de recombinaison des porteurs. Ici le matériau utilisé est le GaAs épitaxié à basse température qui a un temps de recombinaison des porteurs $\tau < 1$ ps.

Détection

L'originalité de la technique de mesure utilisée dans ce travail réside dans la détection de l'impulsion électrique [LDM01].

Jusqu'à présent la méthode de détection la plus couramment utilisée est une méthode d'échantillonnage électro-optique (EOS), basée sur l'effet Pockels dans une sonde externe en Tantalate de Lithium (LiTaO_3). Cette méthode est perturbatrice car les bons maté-

riaux électro-optiques ont une constante diélectrique élevée ($\epsilon_r \simeq 40$ pour le LiTaO_3). Cela se traduit par une dispersion élevée dans la sonde et par des réflexions aux interfaces qui déforment le signal mesuré. Les méthodes pour diminuer ces perturbations (par exemple une couche fine de LiTaO_3 collé sur du verre, ou une mesure sans contact) s'accompagnent d'une diminution de la sensibilité [ZSJ96].

Une autre méthode développée par Grischkowsky *et. al* [KGC+86] utilisant un interrupteur photoconductif est très sensible mais aussi très perturbatrice car les porteurs de charge sont extraits du circuit lors de la mesure.

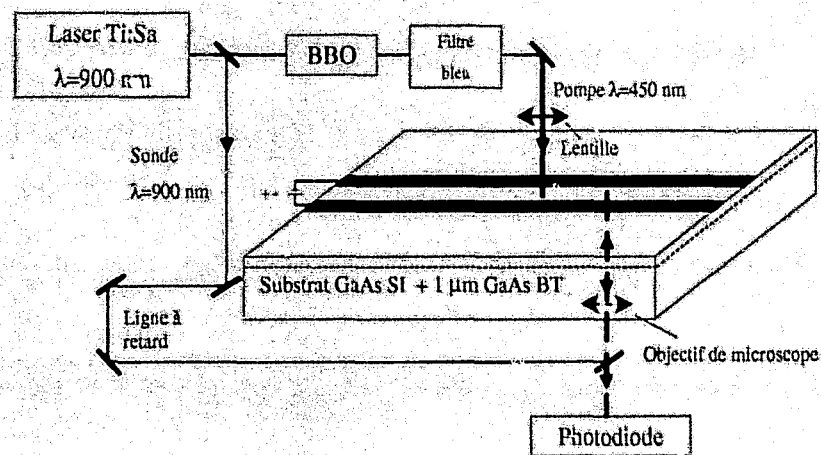


FIG. 4.10: Vue schématique du banc de mesure

La technique de détection utilisée ici est basée sur l'effet Franz-Keldysh qui se traduit par une dépendance de l'absorption et de l'indice des semi-conducteurs avec le champ électrique. Cet effet est assez faible, sauf pour des énergies photoniques proche de l'énergie de bande interdite où il devient très important ($\lambda \simeq 870 \text{ nm}$ pour le GaAs). En outre, si cet effet est non linéaire sous champ faible, il devient important et linéaire sous champ fort.

Une impulsion électrique se propageant sur une ligne de propagation peut donc être détectée (voir figure 4.10) en mesurant la variation de réflectivité induite par le champ électrique. Cette mesure est réalisée en détectant à l'aide d'une photodiode les variations de l'intensité du faisceau de sonde après réflexion sur l'échantillon à mesurer.

Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental est présenté en figure 4.10. Un laser Titane :Saphir délivre des impulsions optiques de 120 fs de durée à une longueur d'onde de 900 nm avec un taux de répétition de 76 MHz. Le faisceau est divisé en deux : un faisceau de sonde et un faisceau de pompe.

La longueur d'onde du faisceau de pompe est doublée grâce à la génération de la seconde harmonique (450 nm) dans un cristal de BBO ($\beta - BaBO_4$), suivie d'un filtrage à l'aide d'un filtre bleu. Il est ensuite focalisé sur l'échantillon entre les deux rubans de la ligne CPS, qui est soumise à une tension continue de 60 V. L'impulsion optique crée alors une impulsion électrique subpicoseconde.

Le faisceau de sonde dont la puissance est cent fois moins grande que le faisceau de pompe est focalisé à l'aide d'un objectif de microscope sur l'arrière de la ligne CPS en passant à travers le substrat. L'énergie photonique du faisceau de sonde, optimisée pour l'effet Franz-Keldysh étant légèrement inférieure à l'énergie de bande interdite, il y a peu d'absorption dans le substrat. Le faisceau de pompe est haché à 1 KHz et les variations d'intensité de la sonde induite par la pompe sont mesurées par une photodiode placée sur le chemin du faisceau réfléchi via un amplificateur synchronisé sur le hacheur.

Comme nous l'avons expliqué précédemment, l'effet Franz-Keldysh est important uniquement dans les zones de champ fort. Nous pouvons donc considérer que les variations d'intensité de la sonde sont seulement dues à la perturbation du champ électrique au tour des lignes CPS.

Ce dispositif expérimental permet donc de générer des impulsions électriques ayant un large spectre fréquentiel, et de les détecter après une certaine longueur de propagation ceci avec un rapport signal sur bruit supérieur à 10^3 . Il est ainsi tout à fait adapté à l'étude des lignes de propagation dans la gamme submillimétrique.

Résultats expérimentaux

Les résultats expérimentaux ont été obtenus sur l'échantillon présenté en section 3.2. On peut voir sur la figure 4.11 que les impulsions électriques s'atténuent et se déforment

considérablement avec la distance de propagation.

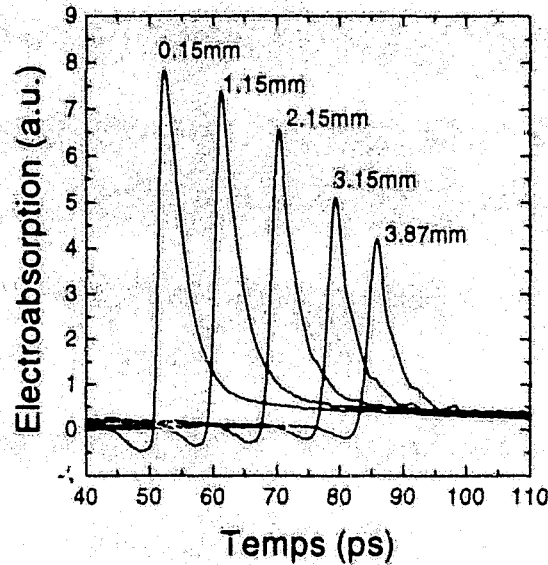


FIG. 4.11: Impulsions électriques mesurées par EAS après différentes distances de propagation

Ainsi au niveau temporel, le temps de montée (de 10 à 90%) passe de 1 ps après 0.15 mm de propagation à 2 ps après 3.87 mm de propagation. De plus, après quelques millimètres, des échos apparaissent, se traduisant par une déformation importante du signal temporel. On peut remarquer sur la figure 4.12 que ces échos sont devenus très nombreux et forment des oscillations à la suite du pic principal. Il faut signaler que les échos dus aux extrémités de la ligne sont en dehors de la fenêtre temporelle de mesure.

Pour 9.7 mm, le pic principal est suivi d'oscillations sur plus de 60 ps. La transformée de Fourier rapide (FFT) des impulsions mesurées après respectivement 0.15 et 9.7 mm de propagation sont représentées dans l'insert de la figure 4.12. Elles sont utilisées (en calculant leur rapport) pour calculer l'atténuation en fonction de la fréquence sur la ligne CPS (figure 4.13).

Les oscillations mesurées au niveau temporel se traduisent fréquemment par des pics de perte à certaines fréquences. En-dessous de 100 GHz, on peut voir que les pertes sont dominées par les pertes métalliques. Un ajustement a montré que ces pertes sont modélisables par $\alpha = 2.7 * 10^{-3} \sqrt{f} \text{ mm}^{-1}$, ce qui correspond aux valeurs précédemment trouvées dans la littérature [GDCC87]. Si on ajoute cette valeur aux pertes par radiation

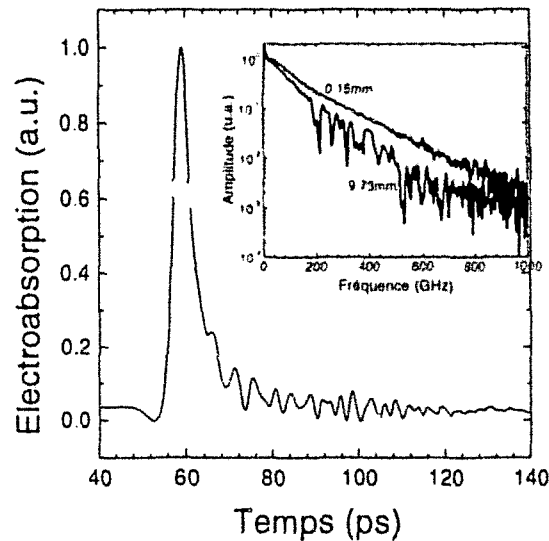


FIG. 4.12: Impulsion électrique mesurée par EAS après 9.7 mm de propagation.

théoriques utilisées par Frankel *et. al* [FGVM91] on obtient la courbe en pointillée de la figure 4.13. On peut voir que les pertes théoriques ne correspondent pas aux pertes mesurées du moins pour des fréquences supérieures à 200 GHz. Alors qu'elles prévoient une augmentation continue ($\sim f^3$), les pertes expérimentales présentent des pics très aigus à certaines fréquences.

Ce phénomène de résonance dans les pertes peut être interprété de deux façons différentes. D'un point de vue temporel, ces résonances peuvent être interprétées en tant qu'ondes de choc rayonnées par la ligne, et réfléchies par les côtés et l'arrière du substrat. Les délais d'arrivée des premiers échos (6,12,16 ps) mesurés expérimentalement correspondent bien aux délais calculés en utilisant cette théorie. L'amplitude et le nombre d'échos augmentent avec la distance de propagation. Ceux ci interfèrent constructivement ou destructivement avec le pic principal, ce qui se traduit par des pertes importantes pour des fréquences particulières, définies par les dimensions du substrat.

Il est aussi possible d'analyser ce phénomène d'un point de vue modal en considérant ces pics de pertes comme le résultat du couplage du mode de propagation de la ligne avec les modes de substrat. Ce point de vue est d'autant plus correct que la distance de propagation est importante. En effet, les modes de substrat se construisent progressivement avec la propagation. Nous allons à présent vérifier cette interprétation à l'aide de

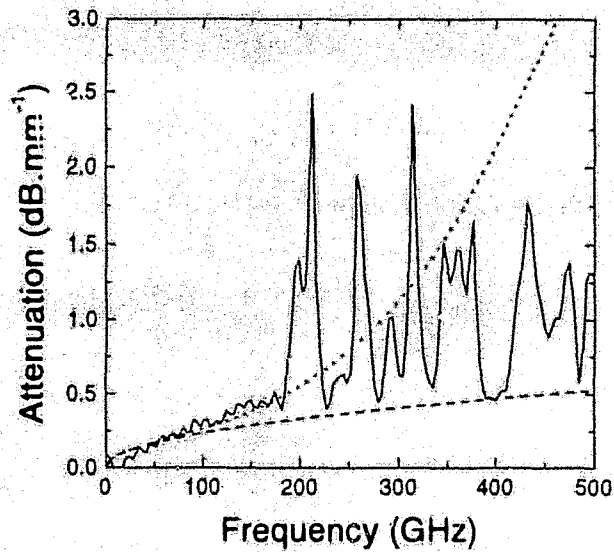


FIG. 4.13: Atténuation de la ligne CPS en fonction de la fréquence. La ligne hachée représente les pertes métalliques ajustées et la ligne pointillée représente les pertes métalliques ajoutées aux pertes par radiation théorique

simulations électromagnétiques.

4.3.4 Simulation numérique

Les simulations électromagnétiques ont été réalisées à l'aide du logiciel commercial HFSS. Ce logiciel utilise la méthode des éléments finis en trois dimensions pour résoudre les équations de Maxwell. Nous avons utilisé dans les simulations qui vont suivre des matériaux sans pertes, pour diminuer le temps de calcul et pour s'assurer que les pertes simulées proviennent effectivement du phénomène de radiation. Pour comparer l'expérience à la simulation, nous avons effectué deux sortes de simulation : une simulation "modale" et une simulation "pompe-sonde" dans le domaine fréquentiel. Dans ces deux sortes de simulations, nous avons utilisé des conditions aux limites absorbantes autour du substrat pour simuler notre échantillon en tant que structure ouverte.

Simulation modale

Cette simulation est une simulation 2D dans laquelle nous avons calculé tous les modes pouvant se propager dans la structure composée par la ligne CPS sur le substrat. Les courbes de dispersion des différents modes sont représentées sur la figure 4.14. On

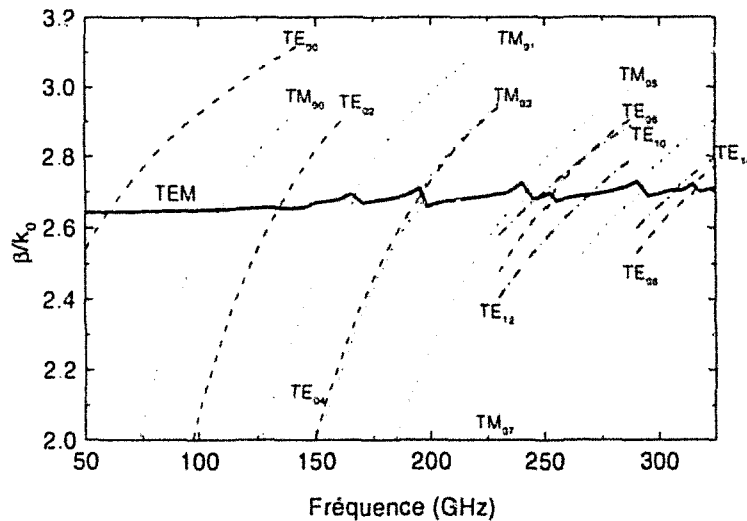


FIG. 4.14: Constante de phase normalisée en fonction de la fréquence pour le mode quasi-TEM (ligne pleine) et les modes de substrat (lignes hachurées pour les modes TE, lignes en pointillés pour les modes TM)

peut voir qu'au-delà de 50 GHz, le mode quasi-TEM n'est plus le mode dominant de la structure. La courbe de dispersion du mode quasi-TEM croise les courbes de dispersion des modes de substrat qui peuvent être transverse électrique (TE) ou transverse magnétique (TM). Pour certains de ces croisements (TM_{01} , TM_{03} , TE_{04} , TM_{05} , TE_{06} , etc...), il se produit des accidents dans la courbe de dispersion qui sont dus au couplage entre le mode quasi-TEM de la ligne et les modes de substrat. Cet effet a d'ailleurs déjà été prévu [FGVM91], mais seulement pour les modes TM. Le couplage est efficace uniquement pour les modes TE pair et les modes TM impairs dans le plan perpendiculaire à l'axe de propagation. La géométrie du système et la direction des lignes de champ électrique du mode quasi-TEM permettent d'expliquer ce phénomène. On peut d'ailleurs imposer que le champ électrique dans le plan médian de la structure soit perpendiculaire à ce même plan, ce qui accélérerait la convergence et réduirait le temps de calcul.

Les figures 4.15 et 4.16 représentent les cartes de champ électrique des modes TE_{06} et TM_{03} à la fréquence de couplage (respectivement 201 et 250 GHz) et à plus haute fréquence (respectivement 290 et 325 GHz). Ces cartes de champ montrent bien comment le mode quasi-TEM peut se coupler avec ces modes de substrat. Il y a en effet à la fréquence de couplage à la fois concordance au niveau de la vitesse de phase ("phase matching") et au niveau des cartes de champ électrique ("mode matching"). Une comparaison des fréquences de couplage expérimentales et théoriques est présentée dans le tableau 4.1. A part le couplage avec le mode TM_{00} qui n'a pas été vu expérimentalement,

TAB. 4.1: Pics de pertes expérimentaux et fréquences de croisement calculées du mode quasi-TEM avec les modes de substrat (toutes les données sont en GHz).

	TE_{04}, TM_{03}	TM_{05}	TE_{06}	TM_{07}	TE_{08}
Cross. freq.	195	242	253	292	316
Exp. peaks	197, 212	241	259	291	313

il y a concordance entre les deux (moins de 10% d'erreur relative). Si cette méthode de simulation donne de bons résultats au niveau fréquentiel, et pour l'identification des modes de substrat, elle est trop éloignée de l'expérience pour prévoir quantitativement les pertes. On va pour cela faire une seconde simulation, cette fois en trois dimensions qui est plus proche de l'expérience.

Simulation 3D des pertes par rayonnement

Le but de cette simulation est de pouvoir quantifier les pertes par rayonnement d'une ligne CPS et de les comparer à l'expérience. Pour réaliser cet objectif, nous avons localisé le port d'injection et de collection seulement autour de la ligne CPS (voir figure 4.17). Comme nous l'avons mentionné précédemment, la symétrie du problème permet d'imposer que le champ électrique soit perpendiculaire au plan médian de la structure.

Dans ce cas le mode dominant est le mode quasi-TEM et l'énergie est uniquement injectée dans ce mode. Les ports d'entrée et de sortie ainsi définis sont comparables respectivement à la pompe et à la sonde utilisées expérimentalement. En effet, le champ statique est important uniquement à proximité de la CPS.

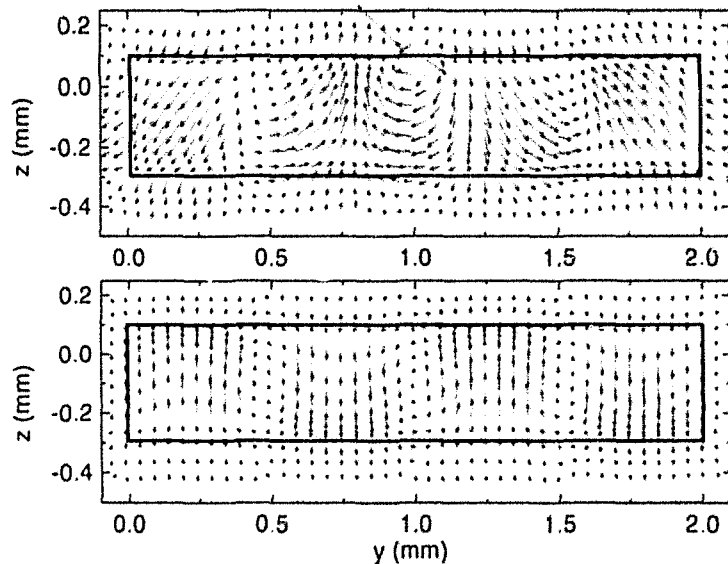


FIG. 4.15: Carte de champ électrique pour le mode TM_{03} à 201 GHz (haut) et 290 GHz (bas). La ligne CPS est centrée autour de $y = 1.0$ et $z = 0.1$ mm

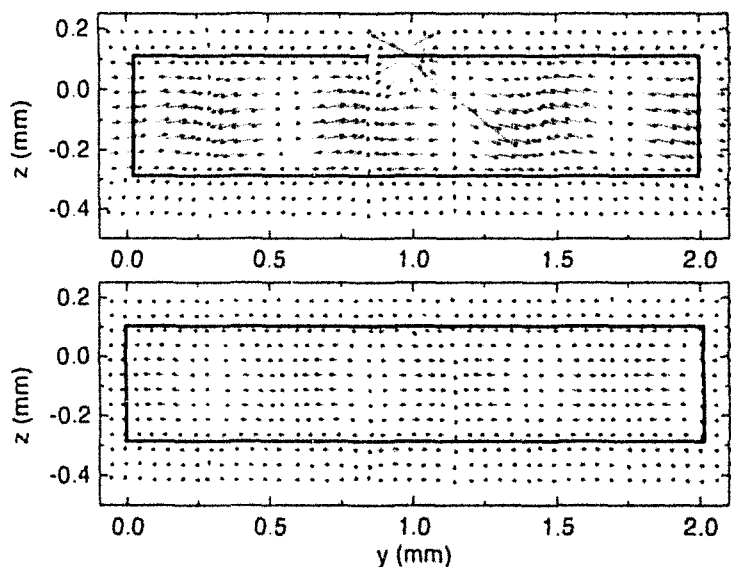


FIG. 4.16: Carte de champ électrique pour le mode TE_{00} à 250 GHz (haut) et 325 GHz (bas). La ligne CPS est centrée autour de $y = 1.0$ et $z = 0.1$ mm

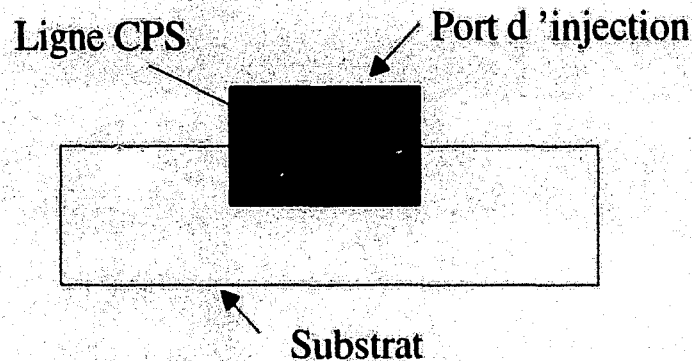


FIG. 4.17: Mode d'injection pour la simulation des pertes par radiation

La propagation du mode injecté dans la structure s'accompagne alors de pertes dues à la radiation et au couplage avec les modes de substrat, que l'on peut quantifier à l'aide des paramètres S . Une telle simulation permet en outre de voir la construction progressive des modes de substrat à partir des ondes rayonnées par la ligne. On accède donc au régime transitoire correspondant aux résultats expérimentaux. La figure 4.18 montre les pertes par radiation calculées après 9 mm de propagation pour la ligne CPS centrale (a) sans les lignes latérales et (b) avec les lignes latérales (voir figure 4.8). Rappelons que les résultats expérimentaux (c) ont été obtenus pour un échantillon correspondant à (b). Dans les deux cas, les pics de pertes sont très proches des fréquences de croisement calculées par la simulation multimode. Cependant, l'amplitude des pics est très affectée par la présence ou non des lignes latérales. Par exemple, les pics de pertes correspondant aux modes TM_{01} et TM_{05} deviennent négligeables (comme dans l'expérience) lorsque l'on ajoute les lignes latérales dans la simulation. Ces lignes ajoutent des conditions aux limites métalliques sur la surface du substrat. Et si ces conditions aux limites sont dans des zones où le champ est fort, il peut y avoir une diminution du couplage. Par exemple les lignes latérales sont placées sur des ventres de champ électrique pour les modes TM_{01} et TM_{05} , ce qui n'est pas le cas pour le mode TM_{03} .

Nous pouvons conclure qu'il y a une bonne correspondance entre les résultats expérimentaux et ceux obtenus par simulation. A noter tout de même la présence de deux pics

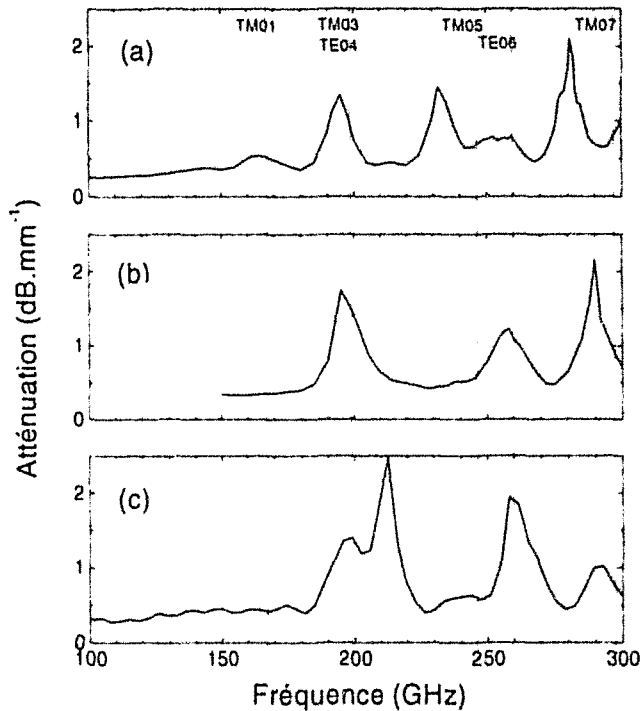


FIG. 4.18: Pertes obtenues par simulation pour le mode quasi-TEM en fonction de la fréquence, (a) sans les lignes latérales, (b) avec les lignes latérales, (c) résultats expérimentaux. Les lignes en pointillé montrent les fréquences de croisement calculées pour chaque mode.

de pertes distincts autour de 200 GHz sur la courbe expérimentale, alors qu'il y a dégénérescence en simulation. Les pertes métalliques et diélectriques, ainsi que les imprécisions sur les dimensions de l'échantillon, peuvent expliquer cette levée de dégénérescence.

4.3.5 Conclusion

On a pu voir que, contrairement à ce que pouvaient laisser supposer les résultats expérimentaux antérieurs, les pertes par radiation ne sont pas uniquement liées à la hauteur du substrat, mais dépendent aussi très fortement des conditions aux limites latérales, qu'elles soient diélectrique (dimension latérales du substrat) ou métalliques (lignes latérales, boîtier, etc.).

D'autre part, nous avons validé expérimentalement une méthode de calcul des pertes par radiation avec un logiciel commercial : HFSS. Nous allons ainsi pouvoir imaginer

et tester numériquement des structures présentant des pertes par radiation réduites en utilisant les conditions aux limites transversales. Finalement, il est possible de diviser les pertes par radiation en trois régimes qui ne dépendent que des conditions aux limites. Les notations sont explicitées sur la figure 4.19.

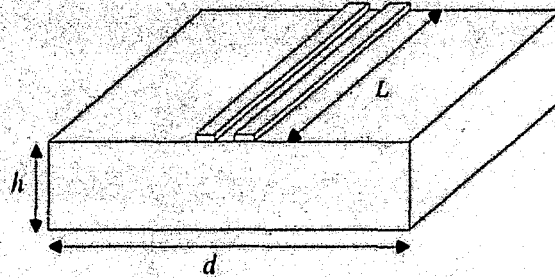


FIG. 4.19: Géométrie d'une ligne CPS

- $h, d \gg L$ la distance de propagation

Dans ce cas nous avons des pertes par radiations calculées assez précisément par l'équation (4.2.2). L'énergie est rayonnée avec un angle donnée par l'équation (4.9).

- $d \gg L$ et $h \simeq L$

Cette fois la hauteur du substrat est du même ordre de grandeur que la distance de propagation. Les ondes rayonnées par la ligne au cours de la propagation sont réfléchies par l'arrière du substrat et interfèrent avec le mode quasi-TEM. La condition de rayonnement devient alors celle présentée par l'équation (4.8). Il reste en effet un degré de liberté, ce qui permet de conserver, pour chaque mode de substrat, l'accord de phase pour toutes les fréquences supérieures à la fréquence de croisement.

- $L \simeq h \simeq d$

C'est le cas que l'on a décrit dans cette sous-partie. Cette fois, les réflexions de l'énergie rayonnée se produisent aussi sur les surfaces latérales du substrat et il y a interférence avec la ligne ce qui se traduit par des pics de pertes pour certaines fréquences. Il n'y a plus de degré de liberté et les pertes ne se produisent que si

$$\beta = K_s$$

Il s'agit alors du couplage entre modes qui ne se produit que s'il y a effectivement cet accord de phase.

Ainsi les résultats expérimentaux donnés dans [FGVM91] sont certainement comparables à la formule (4.2.2) du fait de la faible distance de propagation par rapport aux dimensions de l'échantillon. Les auteurs s'affranchissaient ainsi des problèmes posés par les conditions aux limites, qui sont pourtant essentiels. Pour illustrer cela nous présentons en figure 4.20 les pertes simulées sur le même échantillon que précédemment mais pour une distance de propagation de 500 microns. Dans ce cas, les pertes sont assez proches de celles données par la formule utilisée dans [FGVM91]. Celle-ci est en effet basée sur l'équation (4.2.2) valable pour un substrat de dimensions infinies.

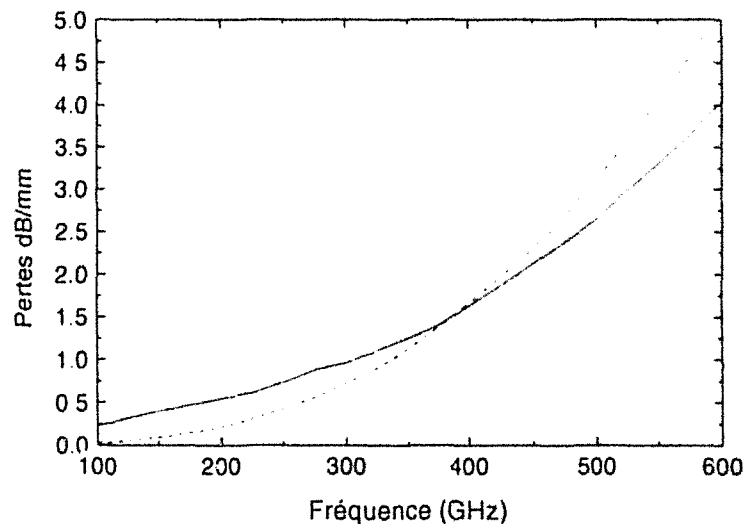


FIG. 4.20: Comparaison des pertes obtenues par simulation (ligne pleine) et par l'équation (4.2.2) (ligne hachée)

Par la suite nous ferons des simulations sur des distances de cet ordre, ce qui permettra d'évaluer les pertes en économisant du temps de calcul. De plus nous imposerons que le champ soit perpendiculaire au plan médian de la structure. Nous avons vu en effet que les modes pouvant se coupler avec le mode CPS avaient cette symétrie.

4.4 Nouvelles topologies pour réduire les pertes par radiation

Nous avons vu expérimentalement et théoriquement que les pertes par radiation dépendaient très fortement des différentes conditions aux limites de la structure de propagation envisagée. Dans cette partie, nous allons voir dans quelle mesure ces conditions aux limites peuvent influencer les pertes par radiation, tout d'abord par la structuration du substrat, puis par une structuration métallique. Nous garderons dans tous les cas la géométrie de ligne déjà étudiée (ligne CPS).

4.4.1 Structuration du substrat

Structuration verticale : membrane

La structuration du substrat est une possibilité déjà largement envisagée. La voie la plus immédiate est celle de la diminution de la hauteur de substrat par l'utilisation de membranes [FVH94]. Ainsi la fréquence de croisement du mode quasi TEM avec le premier mode de substrat est repoussée au-delà de 1 THz pour des membranes suffisamment fines ($<20 \mu\text{m}$ pour du GaAs). Frankel *et. al* ont ainsi mesuré des pertes inférieures à 2 dB/mm jusqu'à 900 GHz pour une ligne CPS déposée sur une membrane de Si de $8 \mu\text{m}$ d'épaisseur. La même ligne déposée sur $430 \mu\text{m}$ de SOS (Silicium sur Saphir) a des pertes allant jusqu'à 12 dB/mm à 900 GHz.

Cette solution a cependant de nombreuses limites. La tenue mécanique et thermique de telles membranes posent des problèmes qui limitent leur utilisation. Il semble en outre difficile d'intégrer ces membranes dans des circuits plus complexes, avec par exemple des problèmes d'adaptation [DCM+98].

Structuration 2D

Les techniques de microtechnologie ont permis par ailleurs d'imaginer des guides d'ondes diélectriques permettant de confiner l'énergie de manière similaire aux guides optiques [Kat92]. Nous allons toutefois proposer ici des méthodes qui nécessitent moins

d'étapes technologiques et qui seraient donc plus facilement utilisables. Une première possibilité consiste à graver le substrat en utilisant les techniques de gravure ionique. Les plus récentes telles que l'ICP (Inductive Coupled Plasma) permettent de graver les semiconducteurs avec des vitesses dépassant $1 \mu\text{m}/\text{mn}$. La figure 4.21 est une vue schématique d'un tel guide qui pourrait être obtenu par ces techniques. Les pertes de la ligne CPS étudiée précédemment pour différentes profondeurs de gravure ont été simulées sur HFSS par la méthode 3D décrite antérieurement. Les résultats obtenus sont donnés

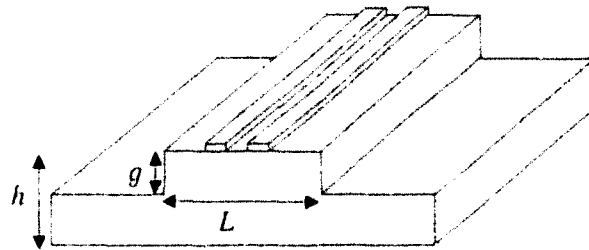


FIG. 4.21: Vue schématique d'une ligne CPS sur substrat usiné par gravure ionique

en figure 4.22. Premier commentaire : aux fréquences inférieures à 600 GHz, les pertes diminuent avec la profondeur de gravure.

Pour interpréter ces résultats, nous montrons en figure 4.23 la courbe de dispersion des deux premiers modes pouvant se coupler avec la ligne CPS, pour un substrat de largeur $80 \mu\text{m}$. La faible largeur de substrat permet de repousser les premiers modes perturbateurs à des fréquences plus élevées. Ainsi les modes TE_{00} et TE_{10} croisent le mode quasi TEM aux environs de 800 GHz. Nous voyons sur la figure 4.22 que les pertes deviennent importantes dans cette gamme de fréquence. Lorsque la profondeur gravée varie de 0 à h , les pertes en fonction de la fréquence passent progressivement d'un régime de perte sur substrat dit large (2 mm) aux pertes obtenues avec un substrat étroit (ici $L=80 \mu\text{m}$).

En terme d'efficacité, il apparaît que pour diminuer les pertes sensiblement il est nécessaire de graver quasiment $100 \mu\text{m}$, ce qui rend cette méthode encore difficilement d'un point de vue pratique. Nous allons essayer des conditions aux limites plus puissantes

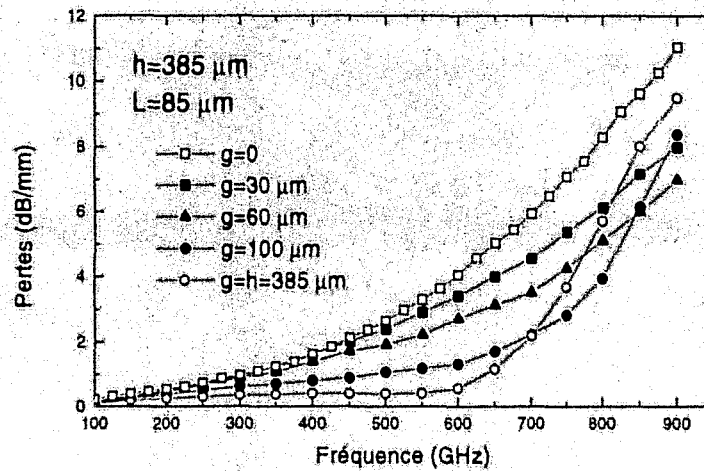


FIG. 4.22: Pertes fréquentielles pour la ligne CPS pour différentes profondeurs de gravure pour confiner l'énergie sur la ligne : les conditions aux limites métalliques.

4.4.2 Structuration métallique

Nous avons montré précédemment que la largeur du substrat était un paramètre important vis-à-vis des pertes par radiation. Il est évident que le comportement sera similaire avec des murs métalliques 4.24.

De la même manière, il serait possible de rejeter les fréquences de couplage avec les modes de substrat en diminuant ce paramètre. Nous avons vu que des lignes métalliques déposées à la surface du substrat avaient des effets non négligeables sur les pertes. Les lignes latérales étaient dans ce cas séparées de $500 \mu\text{m}$ (voir figure 4.8). Nous présentons en figure 4.25 les pertes calculées après 9 mm de propagation pour des séparations de 125, 250, $500 \mu\text{m}$.

Pour $L=125 \mu\text{m}$, les pics de pertes ont quasiment disparu (du moins pour $F < 300$ GHz), ce qui montre que l'on peut efficacement réduire les pertes par radiation sans avoir besoin de murs métalliques mais simplement avec des rubans planaires qui joueraient le même rôle.

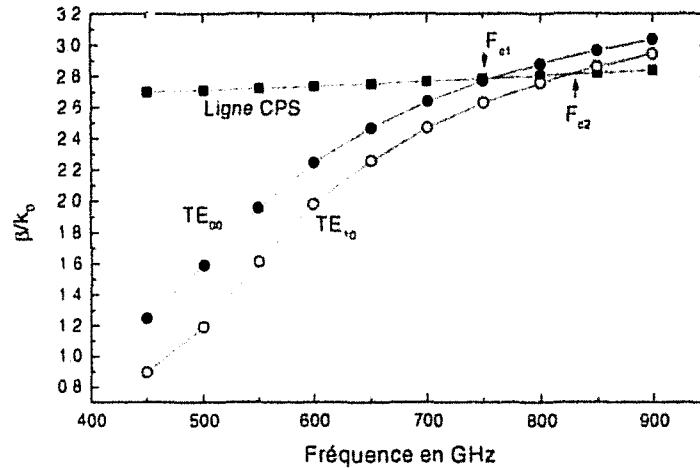


FIG. 4.23: Constante de phase des modes TE_{00} , TE_{10} et du mode de la ligne CPS pour un substrat de hauteur $385 \mu\text{m}$ et de largeur $80 \mu\text{m}$

Structuration planeaire : simulation

Nous allons maintenant voir de manière un peu plus précise ce phénomène en comparant les résultats obtenus en structure planeaire avec ceux obtenus avec des plans métalliques. Dans un premier temps, nous allons étudier plus précisément l'effet de parois métalliques sur les pertes par radiation des lignes CPS. Cela nous permettra de mieux comprendre le mécanisme de "blindage" des rubans coplanaires.

Si nous mettons la ligne CPS déjà étudiée entre deux parois métalliques (figure 4.24), on peut facilement calculer les modes "de boîtier" pouvant se propager dans cette structure. Il suffit d'utiliser les diagrammes de dispersion déjà utilisés pour les modes de substrat auxquels on rajoute la condition de réflexion totale sur les parois métalliques.

Les courbes de dispersion normalisée des premiers modes de boîtiers sont représentées sur les figures 4.26 et 4.27 pour $A=175 \mu\text{m}$ et $A=275 \mu\text{m}$. On peut déduire de ces courbes la fréquence au-delà de laquelle les pertes seront importantes. Il s'agit de la fréquence de croisement F_c du mode CPS et du premier mode qui possède une symétrie électromagnétique équivalente.

Le premier mode, qui possède des caractéristiques voisines du mode CPS, est le mode

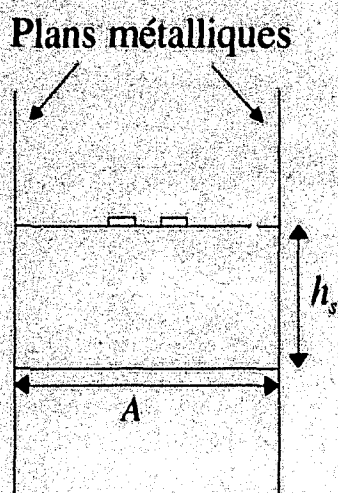


FIG. 4.24: Vue 2D d'une ligne blindée par des plans métalliques

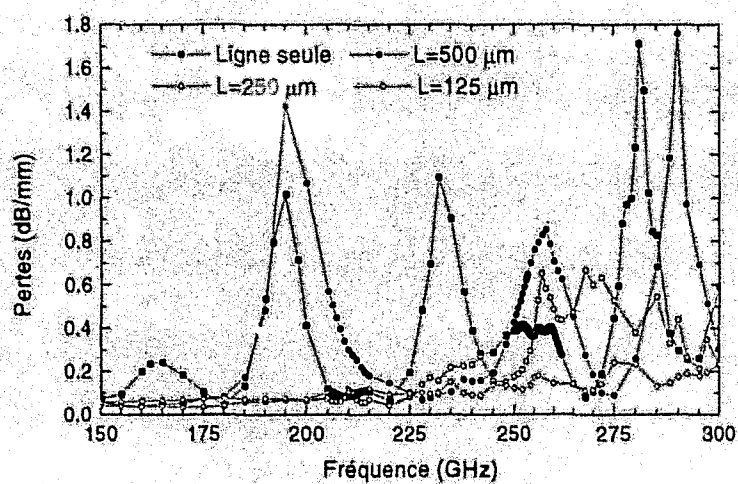


FIG. 4.25: Pertes en fonction de la fréquence pour une ligne CPS avec des lignes latérales

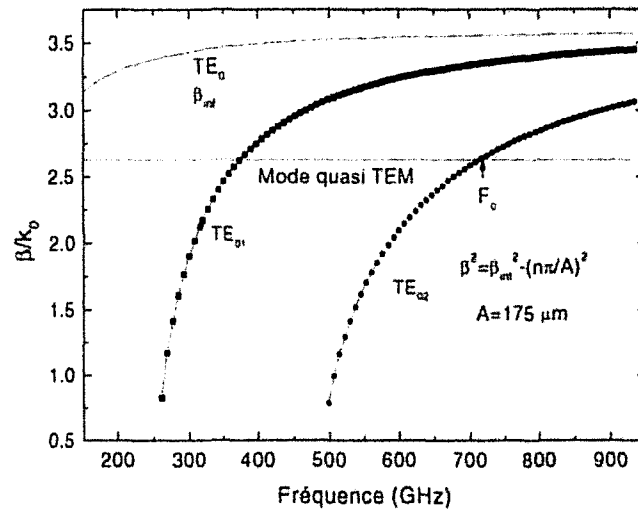


FIG. 4.26: Constante de phase normalisée des premiers modes de boîtier pour un substrat de hauteur $385 \mu\text{m}$ et de largeur $A = 175 \mu\text{m}$. La constante de phase normalisée du mode CPS est approximée par sa valeur quasi statique.

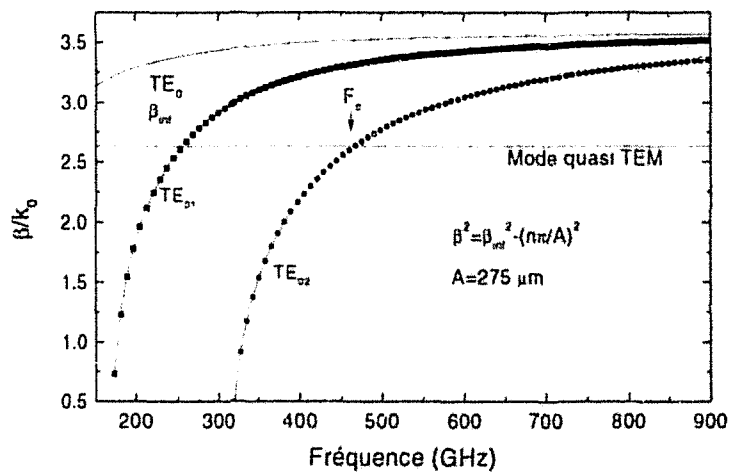


FIG. 4.27: Constante de phase normalisée des premiers modes de boîtier pour un substrat de hauteur $385 \mu\text{m}$ et de largeur $A = 275 \mu\text{m}$. La constante de phase normalisée du mode CPS est approximée par sa valeur quasi statique.

TE_{02} dont la carte de champ est représentée en figure 4.28. Les fréquences de croisement sont $F_c \simeq 750$ GHz pour $A = 175 \mu m$ et $F_c \simeq 450$ GHz pour $A = 275 \mu m$.

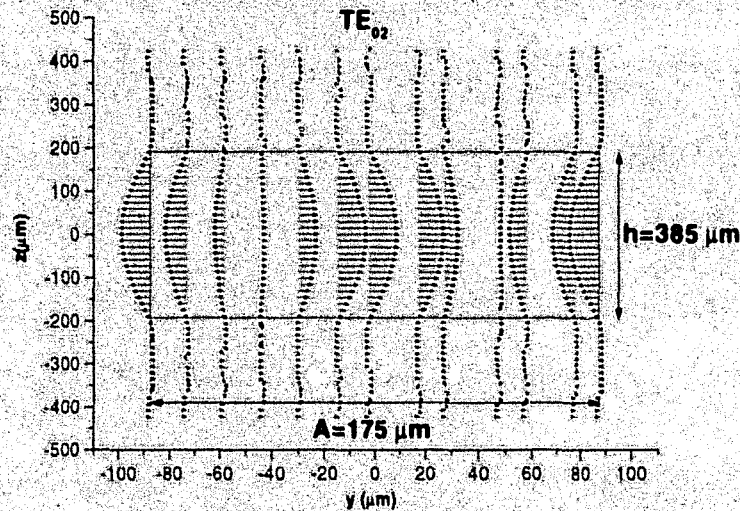


FIG. 4.28: Carte de champ électrique du mode de boîtier TE_{02} à 700 GHz pour $A=175 \mu m$. Signalons que le rapport d'aspect n'est pas conservé dans cette figure.

Avec ces éléments, il est aisé d'interpréter l'évolution des pertes en fonction de la fréquence pour des lignes CPS en boîtier de différentes largeurs (voir figure 4.29). On peut remarquer que les pertes sont quasiment nulles jusqu'aux fréquences de croisement citées plus haut. Une fois de plus, les pertes par rayonnement de la ligne ne deviennent effectives qu'à partir du moment où il peut y avoir couplage avec les modes supérieurs, définis par les conditions aux limites transversales.

Nous allons utiliser cet effet en remplaçant les plans métalliques, difficiles à réaliser en pratique, par des rubans identiques à ceux qui composent la ligne CPS. Nous donnerons le nom de ligne CPS blindée (S-CPS) à une telle ligne. La figure 4.30 représente les pertes par radiation simulées pour cette ligne pour différentes distances L_s entre les rubans centraux qui composent la ligne CPS et les rubans de blindage (voir figure 4.31).

Les pertes par radiation sont diminuées très fortement sur une ligne S-CPS par rapport à une ligne CPS classique. De plus, comme pour une ligne en boîtier il y a une fréquence au delà de laquelle le blindage n'est plus efficace qui dépend de L_s . Nous obtenons par simulation des résultats intéressants qu'il faut cependant confirmer expérimentalement.

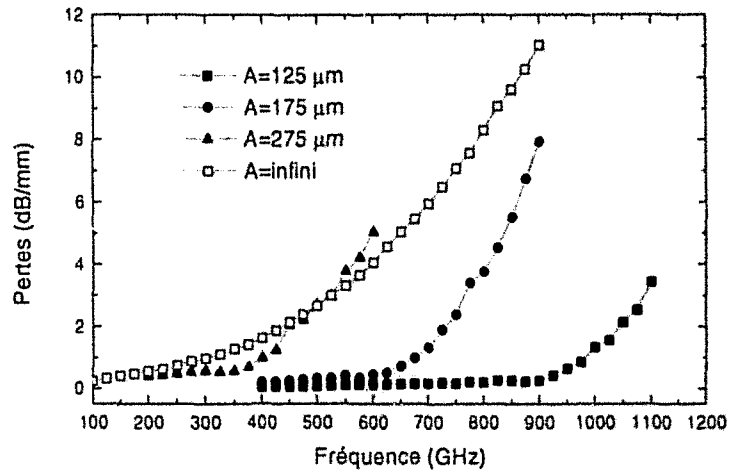


FIG. 4.29: Variation des pertes en fonction de la fréquence pour une ligne en boîtier avec $h_s = 385 \mu m$.

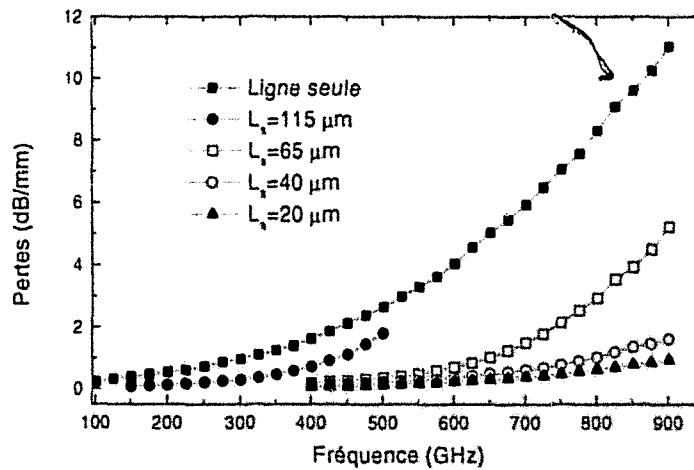


FIG. 4.30: Variation des pertes avec L_s pour $w_s = 10 \mu m$

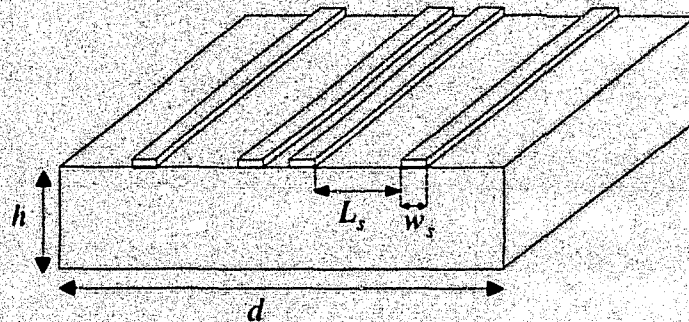


FIG. 4.31: Vue schématique d'une ligne CPS blindée

Il est utile de rappeler que les pertes métalliques ne sont pas prises en compte dans ces simulations. De plus, la ligne S-CPS possède quatre rubans, ce qui permet l'existence de trois modes quasi-TEM. Il risque ainsi d'y avoir une influence de la génération et des défauts de la ligne.

La figure 4.32 représente les pertes en fonction de la fréquence pour des lignes S-CPS et des lignes CPS en boîtier pour des dimensions A et L_s comparables, c'est à dire avec les définitions de A et L_s (et si $w_s \ll L_s$)

$$A \simeq 2L_s + (2w + s)$$

Ainsi $A=175 \mu m$ et $275 \mu m$ pour une ligne en boîtier correspond respectivement à $L_s=65$ et $115 \mu m$ pour une ligne S-CPS. Les pertes pour les deux types de blindage sont assez proches quoique l'augmentation soit plus "douce" mais aussi plus "précoce" pour les lignes S-CPS ($2w + s = 45 \mu m$). Le blindage étant uniquement "surfacique", ce résultat semble cohérent.

Structuration planaire : expériences préliminaires

Nous n'avons pu faire pour le moment que des expériences préliminaires qui ne sont pas encore bien comprises. Ces premiers résultats ont montré la suppression des pics de

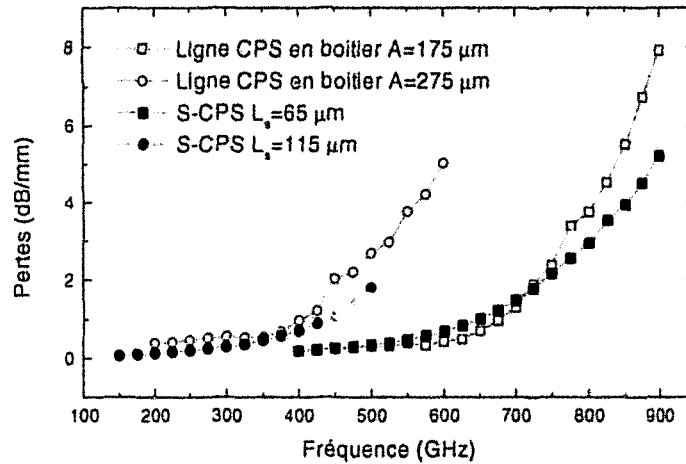


FIG. 4.32: Variation des pertes avec L_s pour $w_s = 10 \mu\text{m}$

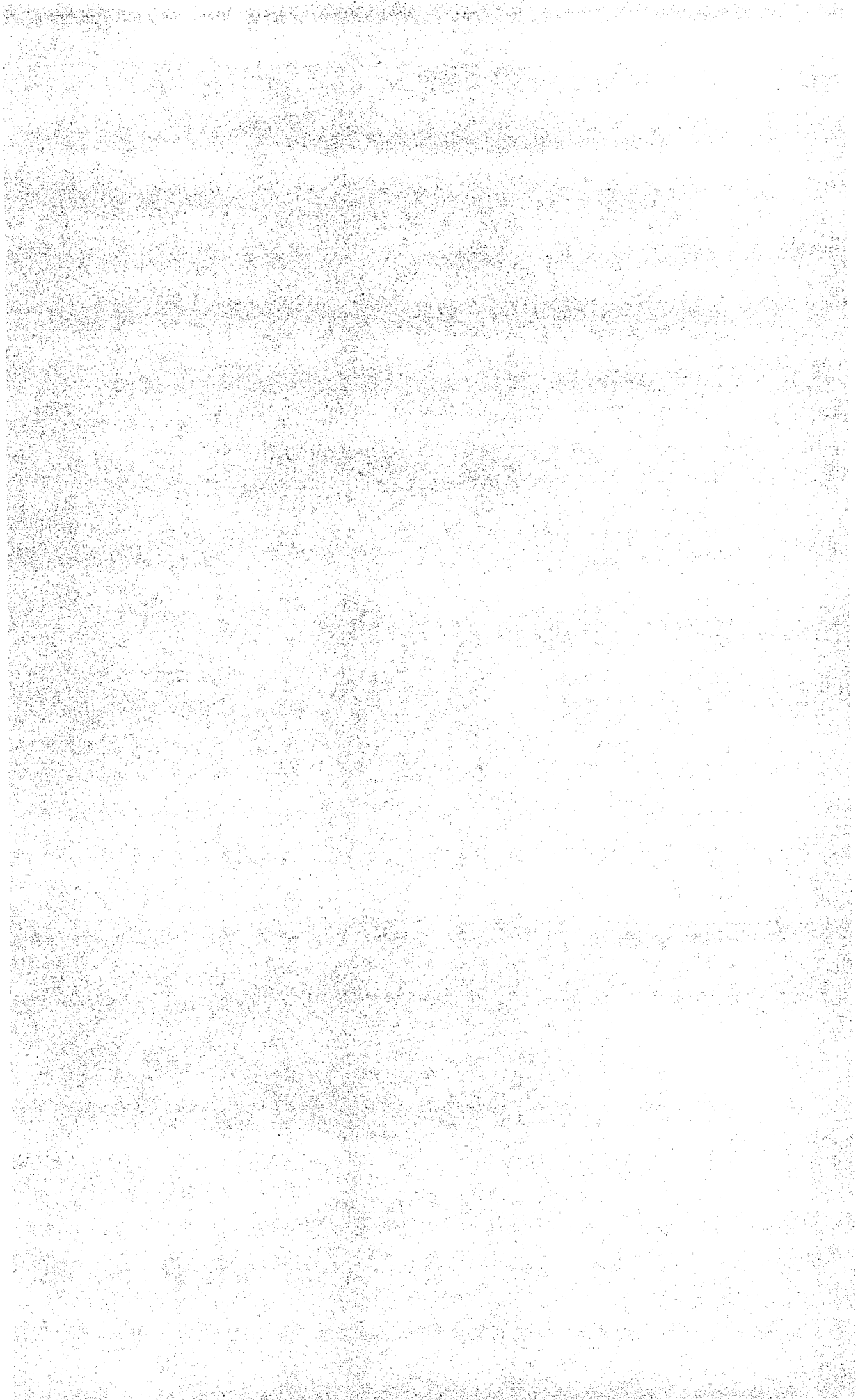
perdes, mais n'ont pas encore prouvé très clairement que les pertes sont plus faibles.

4.4.3 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons étudié les lignes de propagation aux fréquences Téra-hertz, et plus particulièrement les pertes par radiation qui constituent l'une des principales limites dans cette gamme de fréquences.

Nous avons, dans une première partie, mis en évidence l'effet des conditions aux limites, diélectriques aussi bien que métalliques, sur ce type de pertes. Un phénomène de résonance dans les pertes mesurées expérimentalement a été ainsi interprété à l'aide de simulations électromagnétiques.

Pour finir, nous avons proposé de nouvelles topologies pour réduire les pertes par radiation se fondant justement sur ces conditions aux limites. Des résultats prometteurs ont été ainsi obtenus pour une utilisation en photomélange mais aussi pour les circuits fonctionnant au dessus de 100 GHz dont les performances sont aujourd'hui limitées par les phénomènes de couplage électromagnétique ("crosstalk").



Conclusion Générale

Ce travail de thèse a porté sur la génération aux fréquences TéraHertz par la technique dite de photomélangé. Nous avons dans un premier temps étudié les éléments essentiels au fonctionnement d'un tel dispositif au TéraHertz, à savoir le GaAs épitaxié à basse température, le photodétecteur à électrodes interdigitées et enfin les antennes planaires. Cette étude nous a permis d'obtenir une source largement accordable entre 100 GHz et 4 THz, tout à fait adaptée aux études de spectroscopie. Nous avons également optimisé expérimentalement le dispositif, en étudiant notamment l'effet du recuit de la couche de GaAs basse température.

Dans un deuxième temps, nous avons concentré notre étude sur le photodétecteur. En effet, l'analyse des effets bidimensionnels, intrinsèques au photodétecteur planaire utilisé en photomélangé, nous a montré les avantages potentiels, en terme de réponse et de robustesse, qu'apporterait une topologie à champ uniforme. Nous avons donc conçu et fabriqué un dispositif de photomélangé utilisant un photodétecteur vertical. La fabrication a nécessité la mise au point d'un procédé de report de couches épitaxiales en cours de procédé technologique s'appuyant sur les techniques de report élaborées au sein de l'équipe.

La comparaison expérimentale avec les photodétecteurs planaires a permis de valider la conception, avec une réponse statique amélioré d'un facteur 2 à 3 et un rendement de conversion en photomélangé quasiment 7 fois supérieur dans le bas du spectre. A noter que contrairement au photodétecteur planaire, la fabrication du photodétecteur vertical nécessite uniquement les techniques standard de lithographie optique. Le caractère unidimensionnel du photodétecteur vertical nous a par ailleurs permis de mettre en évidence un phénomène de survitesse dans le GaAs BT.

Outre le photodétecteur vertical, l'utilisation d'un photodétecteur distribué semble être une voie d'amélioration intéressante. Il est cependant indispensable d'étudier préalablement les lignes de propagation aux fréquences Téraherz. Ce fut l'objet de la dernière partie de cette thèse. Nous avons tout d'abord mis en évidence les effets induits par la montée en fréquence, et plus particulièrement l'effet des conditions aux limites, qu'elles soient diélectriques ou métalliques. Puis, en utilisant ces conditions aux limites, nous avons imaginé des lignes de propagation fonctionnant au Téraherz et utilisables en photomélanges.

Toutefois le développement le plus prometteur à court terme est certainement la transposition aux grandes longueurs d'onde, $1.3 \mu\text{m} - 1.5 \mu\text{m}$, utilisées dans les systèmes de télécommunication. Dans cette optique, deux voies apparaissent possibles. L'utilisation de couches d'InGaAs épitaxié à basse température associées à des barrières d'InAlAs en constitue la première. La seconde, et sans doute la plus prometteuse, s'appuie sur la vérification expérimentale de l'absorption du GaAs BT jusqu'à ces longueurs d'onde. Il semble donc possible, en tirant parti de la cavité intrinsèque au photodétecteur vertical, de concevoir un photodétecteur ultra-rapide dans la gamme $1.3 \mu\text{m} - 1.5 \mu\text{m}$.

Avant de conclure, rappelons que ce travail est le fruit d'une collaboration étroite entre l'IEMN et l'Université du Littoral, et s'est inscrit dans le cadre du projet WANTED, financé par la Commission Européenne.

Bibliographie

- [AKR83] N. G. Alexopoulos, P. B. Katehi, and D. B. Rutledge, "Substrate optimisation for integrated circuit antennas", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. MTT-31, pp. 550-557, June 1983.
- [AML00] S. Arscott, P. Mounaix, and D. Lippens, "A transferred substrate process for InP-based HBV devices", *J. Vac. Sci. Technol.*, vol. B18, pp. 150-155, Jan/Feb 2000.
- [ATM+96] I. Aoki, K. Tezuka, H. Mitsumara, S. Kobayashi, T. Fujita, T. Yakikara, S. Oki, and A. Miura, "64 GHz AlGaAs HBT oscillators", *Electronic Letters*, vol.32, pp. 463-464, Feb. 1996.
- [AZK+84] A. A. Andronov, I. V. Zverev, V. A. Kozlov, Yu. N. Nozdrin, S. A. Pavlov, and V. N. Shastin, "Stimulated emission in the long-wavelength IR region from hot holes in GaAs in crossed electric and magnetic fields", *JETP Lett.*, vol. 40, pp. 804-806, 1984.
- [BMN+94] E.R. Brown, K. A. McIntosh, K.B. Nichols, F.W. Smith, M.J. Manfra, C.L. Dennis, "Milliwatt output levels and superquadratic bias dependence in a low-temperature-grown GaAs photomixer", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 64, pp. 3311-3313, June 1994.
- [BMN+95] E.R. Brown, K.A. McIntosh, K.B. Nichols, and C.L. Dennis, "Photomixing up to 3.8 THz in low-temperature-grown GaAs", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 66, pp. 285-287, January 1995.
- [BRH+95] E. Bründermann, H. P. Röser, W. Heiss, E. Gornik, and E. E. Haller, "High repetition rate far-infrared p-type germanium hot hole lasers", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 67, pp. 3543-3545, Dec. 1995.

- [Brow99] E.R. Brown, "A photoconductive model for superior GaAs THz photomixers", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 75, pp. 769-771, August 1999.
- [BSM93] E.R. Brown, F.W. Smith, and K.A. McIntosh, "Coherent millimeter-wave generation by heterodyne conversion in low-temperature-grown GaAs photoconductors", *J. Appl. Phys.*, vol. 73, pp. 1480-1484, February 1993.
- [BTGR81] C. R. Brewitt-Taylor, D. J. Gunton, H. D. Rees, "Planar antennas on a dielectric surface", *Electron. Lett.*, vol. 17, pp. 729-731, October 1981.
- [CMP - 87] R. C. Compton, R. C. Mcphedran, Z. Popovic, G. M. Rebeiz, P. P. Tong, and D. B. Rutledge, "Bow-Tie antennas on dielectric half-space : theory and experiment", *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. AP-35, pp. 622-631, June 1987.
- [CSG - 02] G. Chattopadhyay, E. Schlecht, J. Gill, S. Martin, A. Maestrini, D. Pukala, F. Maiwald, and I. Mehdi, "A broadband 800 GHz Schottky Balanced Doubler", *IEEE Microwave Wireless Comp. Lett.* vol. 12, pp. 117-118, April 2002.
- [CWB - 91] Y. Chen, S. Williamson, T. Brock, F. W. Smith, and A. R. Calawa, "375 GHz-bandwidth photoconductive detector" *Appl. Phys. Lett.*, vol. 59, pp. 1984-1986, July 1991.
- [DCM - 98] O. Dupuis, J. Carbonnel, F. Mounaix, O. Vanbésien, and D. Lippens, "Micro-machined coplanar transmission lines in a GaAs technology", *Microw. Optical Tech. Lett.*, vol. 20, pp. 106-110, January 1999.
- [DGC96] L. Duvillaret, F. Garet, and J-L. Coutaz, "A reliable method for extraction of material parameters in terahertz time-domain spectroscopy", *IEEE J. Sel. Topics in Quant. Electron.*, vol. 2, pp. 739-746, 1996
- [DPSW62] M. DiDomenico, R. H. Pantell, O. Svelto, and J. N. Weaver, "Optical frequency mixing in bulk semiconductors", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 4, pp. 77-79, Dec. 1962.
- [DSR - 96] S.U. Dankowski, D. Streb, M. Ruff, P. Kiesel, M. Kneissl, B. Knüpfer, G.H. Döhler, U.D. Keil, C.B. Sorenson, and A.K. Verma, "Above band gap absorption spectra of the arsenic antisite defect in low temperature grown GaAs and AlGaAs", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 68, pp. 37-39, January 1996.
- [Dup99] O. Dupuis, "Technologies et caractérisation hautes fréquences de composants III-V à effet tunnel résonnant", *Thèse de doctorat de l'Université des Sciences et Technologie de Lille*, Juin 1999.

- [DVM+01] S.M. Duffy, S. Verghese, K.A. McIntosh, A. Jackson, A.C. Gossard and S. Matsuura, "Accurate modeling of dual dipole and slot elements used with photomixers for coherent terahertz output power", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. MTT-39, pp. 1032-1038, June 2001.
- [Dyso57] J. D. Dyson, "The Equiangular Spiral Antenna", *IRE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-7, pp. 181-189, April 1959.
- [EiHa98] H. Eisele and G. I. Haddad, "Two terminals millimeter wave sources", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. MTT-46, pp. 739-745, June 1998.
- [Eise98] H. Eisele, "Second-harmonic power extraction from InP Gunn devices with more than 1 mW in the 260-320 GHz frequency range", *Electron. Lett.*, vol. 34, pp. 2412-2413, 1998.
- [EWA+99] H. Erlig, S. Wang, T. Azfar, A. Udupa, H. R. Fetterman, and D. C. Streit, "LT-GaAs detector with 451 fs response at 1.55 μm via two-photon absorption", *Electron. Lett.*, vol. 35, pp. 173-174, January 1999.
- [FCS+94] J. Faist, F. Capasso, D. L. Sivco, C. Sirtori, A. L. Hutchinson, and A. Y. Cho, "Quantum cascade Laser", *Science*, vol. 264, pp. 553-556, May 2002.
- [FFF00] M. Funato, S. Fujita, and S. Fujita, "Integration of GaN with Si using a AuGe-mediated wafer bonding technique", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 77, pp. 3959-3961, December 2000.
- [FGVM91] M. Y. Frankel, S. Gupta, J. A. Valdmanis, and G. A. Mourou, "Terahertz attenuation and dispersion characteristics of coplanar transmission lines", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. MTT-39, pp. 910-915, June 1991.
- [FVH94] M. Y. Frankel, R.H. Voelker, and J. N. Hilfiker, "Coplanar transmission lines on thin substrates for high speed low loss propagation", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. MTT-42, pp. 396-402, March 1994.
- [GCFM+99] B. Grandidier, H. Chen, R. M. Feenstra, D.T. McInturff, P. Juodawlkis, and S. E. Ralph, "Scanning tunneling microscopy and spectroscopy of arsenic antisites in LTG InGaAs", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 74, pp. 1439-1441, March 1999.
- [GDCC87] D. R. Grischkowsky, I. N. Duling, III, J. C. Chen, and C.-C. Chi, "Electromagnetic shock waves from transmission lines", *Phys. Rev. Lett.*, vol. 59, pp. 1663-1666, Oct. 1987.

- [GFV - 91] S. Gupta, M.Y. Fankel, J.A. Valdmanis, J.F. Whitaker, G.A. Mourou, F.W. Smith and A.R. Calawa, "Subpicosecond carrier lifetime in GaAs grown by molecular beam epitaxy at low temperature", *Appl. Phys. Lett.*, vol.59, pp. 3276-3278, December 1991.
- [GGBB96] K.C. Gupta, R. Garg, I. Bahl, P. Bhartia, "Microstrip lines and slotlines", second ed., Artech House, Boston-London, 1996
- [Gold92] P.F. Goldsmith, "Quasi-Optical techniques", *Proc. IEEE*, vol.80, pp. 1729-1747, November 1992.
- [GrWh97] P. Grenier and J.F. Whitaker, "Subband gap carrier dynamics in low-temperature-grown GaAs", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 70, pp. 1998-2000, April 1997.
- [Hay00] W. H. Haydl, "Resonance phenomena and power loss in conductor-backed coplanar structure", *IEEE Microwave Guided Wave Lett.*, vol. 20, pp. 514-516. Dec. 2000.
- [HDW86] G. Hasnain, A. Dienes, and J. R. Whinnery. "Dispersion of picosecond pulses in coplanar transmission lines ", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. MTT-34, pp. 738-741 , June 1986.
- [HMW - 93] E.S. Harmon, M.R. Melloch, J.M. Woodall, D.D. Nolte, N. Otsuka and C.L. Chang, "Carrier lifetime versus anneal in low temperature growth GaAs", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 63, pp. 2248-2250, October 1993.
- [HNR - 97] H. M. Heiliger, M. Nagel, H. G. Roskos, H. Kurz, F. Schneider, W. Heinrich, R. Hey, and K. Ploog, "Low-dispersion thin-film microstrip lines with cyclotene as dielectric medium", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 70, pp. 2233-2235, April 1997.
- [HuNu95] B. B. Hu, and M. C. Nuss, "Imaging with terahertz waves", *Optics Lett.*, vol. 20, pp. 1716-1718, Aug. 1995.
- [Kas79] A. Kaszynski, "Etudes des phénomènes de transport dans les matériaux semiconducteurs par les méthodes de monte carlo : application à l'Arseniure de Gallium de type n", *Thèse de doctorat de l'Université des Sciences et Technologie de Lille*, Juillet 1979.
- [Kat92] L. P. Katehi "Novel transmission lines for the submillimeter-wave region", *IEEE Proceedings*, vol.80 pp. 1771-1787, November 1992.

- [Kato99] K. Kato, "Ultrawide-band/high-frequency photodetectors", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. MTT-47, pp. 1265-1280, July 1999.
- [KFB+95] P. Kordos, A. Förster, J. Betko, M. Morvic and J. Novak, "Semi-insulating GaAs layer grown by molecular-beam epitaxy", *Appl. Phys. Lett.*, vol.67, pp. 983-985, August 1995.
- [KGC+86] M. B. Ketchen, D. R. Grischkowsky, T. C. Chen, C-C. Chi, I. N. Duling, III, N. J. Halas, J-M. Halbout, J. A. Kash, and G. P. Li, "Generation of subpicosecond electrical pulses on coplanar transmission lines", *Appl. Phys. Lett.*, vol.48, pp. 751-753, March 1986.
- [Komi82] S. Komiyama, "Far-infrared emission from population-inverted hot-carrier system in p-Ge", *Phys. Rev. Lett.*, vol. 48, pp. 271-274, 1982.
- [KPS85] M. Kominami, D. M. Pozar, and D. H. Schaubert, "Dipole and slot elements and arrays on semi-infinite substrates", *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. AP-33, pp. 600-607, June 1985.
- [KTB+02] R. Köhler, A. Tredicucci, F. Beltram, H. E. Beere, E. H. Linfield, A. G. Davies, D. A. Ritchie, R. C. Iotti, and F. Ross, "Terahertz semiconductor-heterostructure laser", *Nature*, vol. 417, pp. 156-159, May 2002.
- [KTC92] J. Y. Ke, I. S. Tsai, and C. H. Chen, "Dispersion and leakage characteristics of coplanar waveguides", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. MTT-40, pp. 1970-1973, Oct. 1992.
- [LAM+98] Q. Lee, B. Agarwal, D. Mensa, R. Pallela, J. Guthrie, L. Samoska, and M. J. W. Rodwell, " $f_{max} > 400$ GHz transferred-substrate heterojunction bipolar transistor IC technology", *IEEE Elec. Dev. Lett.*, vol. 19, pp. 77-79, March 1998.
- [LBS99] H. S. Loka, S. D. Benjamin, and P. W. Smith, "Influence of material growth and annealing conditions on recombination processes in low temperature grown GaAs", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 161, pp. 232-235, March 1999.
- [LDM01] J. F. Lampin, L. Desplanque, and F. Mollot, "Detection of picosecond electrical pulses using the intrinsic Franz-Keldysh effect", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 78, pp. 4103-4105, June 2001.
- [Lipp84] D. Lippens, "Etude des phénomènes de transport et de création de porteurs par ionisation par choc en régime non stationnaire", *Thèse d'Etat de l'Université des Sciences et Technologie de Lille*, juin 1984.

- [Lipp02] D. Lippens, "Génération aux fréquences Terahertz : approche électronique et photonique", *Revue de l'électricité et de l'électronique*, Numéro spécial, électronique Terahertz, à paraître, 2002.
- [Look91] D. C. Look, "On compensation and conductivity model of molecular-beam epitaxial GaAs grown at low temperature", *J. Appl. Phys.*, vol. 70, pp. 3148-3151, June 1991.
- [LPN · 95] X. Liu, A. Prasad, J. Nishio, E. R. Weber, Z. Liliental-Weber, and W. Walukiewicz, "Native point defects in Low-temperature-grown GaAs", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 67, pp. 279-281, July 1995.
- [LWM · 90] D. C. Look, D. C. Walters, M. O. Manares, J. R. Sizelove, C. E. Stutz and K. R. Evans, "Anomalous Hall-effect results in low-temperature molecular-beam-epitaxial GaAs : Hopping in a dense *EL2*-like band", *Phys. Rev. B*, vol. 42, pp. 3578-3581, August 1990.
- [LWR · 93] D. C. Look, D. C. Walters, and G. D. Robinson, J. R. Sizelove, M. G. Mier, and C. E. Stutz, "Annealing dynamics of molecular-beam epitaxial GaAs grown at 200 °C", *J. Appl. Phys.*, vol. 74, pp. 306-310, July 1993.
- [MBN · 96] K. A. McIntosh, E. R. Brown, K. B. Nichols, O. B. McMahon, W. F. DiNatale, and T. M. Lyszczarz, "Terahertz measurements of resonant planar antennas coupled to low-temperature-grown GaAs photomixers", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 69, pp. 3632-3634, December 1996.
- [MBP · 01] A. Maestrini, J. Bruston, D. Pukala, S. Martin, and I. Mehdi, "Performance of a 1.2 THz frequency tripler using a GaAs frameless membrane monolithic circuit", *IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Dig.*, vol. 3, Phoenix, AZ, May 2001, pp. 1657-1660.
- [MGF · 00] R. E. Miles, "Modeling of micromachined klystrons for terahertz operation", *8th Int. THz Electron. Conf.*, Darmstadt, Germany, 2000, pp. 55-58.
- [MMB · 01] F. Maiwald, S. Martin, J. Bruston, A. Maestrini, T. Crawford, and P. H. Siegel, "2.7 THz tripler using a GaAs monolithic membrane diode", *IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Dig.*, vol. 3, Phoenix, AZ, May 2001, pp. 1637-1640.
- [MMM · 99] X. Mélique, A. Maestrini, P. Mounaix, M. Favreau, O. Vanbèsien, J. M. Goutoule, G. Beaudin, T. Nöhri, and D. Lippens, "Record Performance of a

- 250 GHz InP-base Heterostructure Barrier Varactor tripler", *Electron. Lett.*, vol. 35, pp. 938-939, May 1999.
- [MBN+95] K. A. McIntosh, E. R. Brown, K. B. Nichols, O. B. McMahon, W. F. DiNatale, and T. M. Lyszczarz, "Terahertz photomixing with diode lasers in low-temperature-grown GaAs", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 67, pp. 3844-3846, December 1995.
- [MCB+99] G. Mouret, W. Chen, D. Boucher, R. Bocquet, P. Mounaix and D. Lippens, "Gas filter correlation instrument for air monitoring at submillimeter wavelengths", *Opt. Lett.*, vol. 24, pp. 371-373, March 1999.
- [MNVB95] K. A. McIntosh, K. B. Nichols, S. Verghese, and E. R. Brown, "Investigation of ultrashort photocarrier relaxation times in low-temperature-grown GaAs", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 70, pp. 354-356, January 1997.
- [Mour99] G. Mouret, "Génération et caractérisation d'un rayonnement infrarouge lointain large bande", *Thèse de doctorat de l'Université du Littoral-Côte d'Opale*, Janv. 1999.
- [MTS97] S. Matsuura, M. Tani, and K. Sakai, "Generation of coherent terahertz by photomixing in dipole photoconductive antennas", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 70, pp. 559-561, February 1997.
- [Oli98] A. A. Oliner, "Leaky Waves in Microwave and Millimeter-Wave Integrated Circuits : Basic Properties and Applications", *Proc. Asian Pacific Microwave Conference, WS8-1, Yokohama, Japan, Dec. 1998.*
- [Page56] G. H. Page, "Frequency conversion with positive non linear resistor", *J. Research Nat. Bureau Stand.*, vol. 56, pp. 179-181, April 1956.
- [PhDe90] D. S. Phatak, and A. P. Defonzo, "Dispersion characteristics of optically excited coplanar striplines : pulse propagation", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. MTT-38, pp. 654-661, May 1990.
- [PDD90] D. S. Phatak, N. K. Das, and A. P. Defonzo, "Dispersion characteristics of optically excited coplanar striplines : comprehensive full-wave analysis", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. MTT-38, pp. 1719-1730, Nov. 1990.
- [Pod01] F. Podevin, "Composants Schottky à hétérostructures de semiconducteurs en technologie InP pour le mélange de fréquence à 560 GHz", *Thèse de doctorat de l'Université des Sciences et Technologie de Lille*, Oct. 2001.

- [RBFO01] M. Rochat, M. Beck, J. Faist, and U. Oesterle, "Measurement of far-infrared waveguide loss using a multisection single-pass technique", *Appl. Phys. Lett.*, vol.78, pp. 1967-1969, April 2001.
- [RCou99] J. F. Roux, and J. L. Coutaz, "Time-resolved reflectivity characterization of polycrystalline low-temperature-grown GaAs", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 74, pp. 2462-2464, April 1999.
- [Rebe92] G.M. Rebeiz, "Millimeter-wave and terahertz integrated circuit antennas", *Proc. IEEE*, vol.80, pp. 1748-1769, November 1992.
- [RKJ - 95] S. E. Rosenbaum, B. K. Komangas, L. M. Jelloian, M. Matloubian, A. S. Brown, L. E. Larson, L. D. Nguyen, M. A. Thompson, L. P. B. Katehi and G. M. Reibez, "155 and 213 GHz AlInAs/GaInAs/InP HEMT MMIC oscillators", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. MTT-43, pp. 927-932, April 1995.
- [RMF90] M. Raziat, R. Majidi-Ahy, and I. J. Feng, "Dispersion characteristics of optically excited coplanar striplines : comprehensive full-wave analysis", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. MTT-38, pp. 245-251, March 1990.
- [RMM - 97] M. Reddy, S. C. Martin, A. C. Molnar, R. E. Muller, R. P. Smith, P. H. Siegel, M. J. Mondry, M. L. W. Rodwell, H. Kroemer, and S. J. Allen, "Monolithic Schottky-collector resonant tunnel diode oscillator arrays to 650 GHz", *IEEE Electron. Device Lett.*, vol. 18, pp. 218-221, May 1997.
- [RNK83] D. B. Rutledge, D. P. Neikirk, and D. P. Kasilingam, "Infrared and millimeter waves", edited by K. J. Button, Vol. 10, Pt. II (Academic Press, New York, 1983).
- [RoVi] E. Rosencher and B. Vinter "Optoélectronique", Masson. Paris, 1998.
- [SCC - 88] F. W. Smith, H. R. Calawa, C. L. Chen, M. J. Mantra and L. J. Mahoney, "New M.B.E buffer used to eliminate backgating in GaAs MESFET's", *IEEE Elec. Dev. Lett.*, vol. 77, pp. 77-80, February 1988.
- [Schn66] M. V. Schneider, "Schottky barrier photodiodes with anti reflecting coating", *Bell Syst. Tech. J.*, vol. 45, pp. 1611-1638, Nov. 1966
- [SGC - 98] C. Sirtori, C. Gmachl, F. Capasso, J. Faist, D. L. Sivco, A. L. Hutchinson, and A. Y. Cho, "Long-wavelength semiconductor lasers with waveguides based on surface plasmons" *Opt. Lett.*, vol. 23, pp. 1366-1368, September 1998.

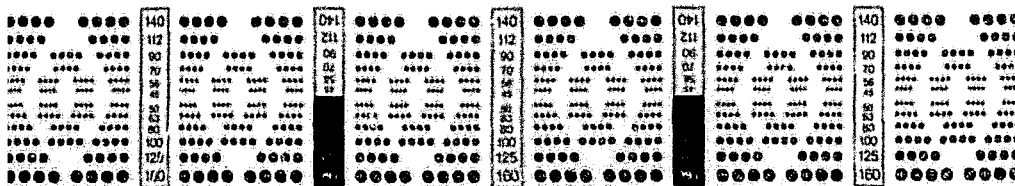
- [Shaw81] D. W. Shaw, "Localized GaAs etching with acidic hydrogen peroxide solutions", *J. Electrochem. Soc.*, vol. 128, pp. 874-880, April 1981.
- [Sieg02] P. H. Siegel, "Terahertz Technology", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. MTT-50, pp. 910-928, March 2002.
- [S JL+02] G. Segsneider, F. Jacob, T. Löffler, H. Roskos, S. Tautz, P. Kiesel, and G. Döhler, "Free-carrier dynamics in low-temperature-grown GaAs at high excitation densities investigated by time-domain terahertz spectroscopy", *Phys. Rev. B*, vol. 65, pp. 125205.1-125205.6, March 2002.
- [SNL+00] M. Stellmacher, J. Nagle, J.F. Lampin, P. Santoro, J. Vaneecloo, and A. Alexandrou, "Dependence of the carrier lifetime on acceptor concentration in GaAs grown at low-temperature under different growth and annealing conditions", *J. Appl. Phys.*, vol. 88, pp. 6026-6031, November 2000.
- [SNW+97] T. S. Sosnowski, T. B. Norris, H. H. Wang, P. Grenier, J. F. Whitaker, and C. Y. Sung, "High-carrier-density electron dynamics in low-temperature-grown GaAs", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 70, pp. 3245-3247, June 1997.
- [SSA+99] M. Stellmacher, J. P. Schnell, D. Adam, and J. Nagle, "Photoconductivity investigation of the electron dynamics in GaAs grown at low temperature", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 74, pp. 1239-1241, March 1999.
- [SSch90] J.B.D. Soole and H. Schumacher, "Transit-Time Limited Frequency Response of InGaAs MSM Photodetector", *IEEE Trans. Electron. Devices*, vol. 37, pp. 2285-2291, March 1990.
- [ST93] H. Shigesawa, M. Tsuji, "FDTD analysis of narrow pulse distortion on open and shielded coplanar waveguides", *Proc. 23rd European Microwave Conf.*, C4-2, Madrid, Spain, 1993.
- [SZJ+96] S. A. Shah, A. Zeng, M. K. Jackson, L. Pouliot, A. Lecours, and J. F. Currie, "Guided surface waves in photoconductive excitation", *IEEE Microwave Guided Wave Lett.*, vol. 6, pp. 309-311, Sept. 1996.
- [TLZ00] M. Tani, K. S. Lee, and X. C. Zhang, "Detection of terahertz radiation with low-temperature-grown GaAs-based photoconductive antenna using 1.55 μm ", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 77, pp. 1396-1398, August 2000.
- [TSO91] M. Tsuji, H. Shigesawa, and A. A. Oliner, "New interesting leakage behavior on coplanar waveguides of finite and infinite widths", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. MTT-39, pp. 2130-2137, Dec. 1991.

- [TsSh94] M. Tsuji, H. Shigesawa, "Packaging of printed-circuit lines : a dangerous cause of narrow pulse distortion", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. MTT-42, pp 1784-1790, Sept. 1994.
- [UKC90] M. S. Ünlü, K. Kishino, J-I. Chyi, L. Arsenault, J. Reed, S. N. Mohammad, and H. Morkoç, "Resonant cavity enhanced AlGaAs/GaAs heterojunction phototransistors with an intermediate InGaAs layer in the collector", *Appl. Phys. Lett.*, vol.57, pp. 750-752, August 1990.
- [UMY - 01] K. Uchida, H. Matsuura, T. Yakihara, S. Kobayashi, S. Oka, T. Fujita, A. Miura, "A series of InGaP/InGaAs HBT oscillators up to D-band", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. MTT-49, pp. 858-865, May 2001.
- [VMB97] S. Verghese, K. A. McIntosh, and E. R. Brown, "Optical and terahertz power limits in the low-temperature-grown GaAs photomixers", *Appl. Phys. Lett.*, vol.71, pp. 2743-2745, November 1997.
- [WeF1] J. H. Weaver and H. P. P. Frederikse, "Optical Properties of Metals and Semiconductors", *Handbook of Chemistry and Physics*, edited by D. R. Lide (CRC Press, Boca Raton,1994).
- [WSG - 01] H. Wang, L. Samoska, T. Gaier, A. Peralta, H. H. Liao, Y. C. Leong, S. Weinreb, Y. C. Chen, M. Nishimoto, and R. Lai, "Power-amplifier modules covering 70-113 GHz Using MMICs", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. MTT-49, pp. 9-16, Jan. 2001.
- [WuYu91] E. Y. Wu and B. H. Yu, "High-field electron transport in compensated GaAs", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 58, pp. 1503-1505, April 1991.
- [WWF - 90] A. C. Warren, J. M. Woodall, J. L. Freeouf, D. Grischkowsky, D. T. McInturff, M. R. Melloch and N. Otsuka, "Arsenic precipitates and the semi-insulating properties of GaAs buffer layers grown by low-temperature molecular beam epitaxy", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 57, pp. 1331-1333, September 1990.
- [YGH87] E. Yablonovitch, T. Gmitter, J. P. Harbison, and R. Bhat, "Extreme selectivity in the lift-off of epitaxial GaAs films", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 87, pp. 2222-2224, December 1987.
- [ZMJ -92] X.C. Zhang, X. F. Ma, Y. Jin, T. M. Lu, E. P. Boden, P. D. Phelps, K. R. Stewart, and C. P. Yakymyshyn, "Terahertz optical rectification from a

nonlinear organic crystal", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 61, pp. 3080-3082, December 1992.

- [ZSJ96] A. Zeng, S. A. Shah, and M. K. Jackson, "Reduced invasiveness of noncontact electrooptic probes in millimeter-wave optoelectronic characterization", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. MTT-44, pp. 1155-1157, July 1996.

FIN



3748870
hicom

MIRE ISO N° 1
NFZ.43-007

AFNOR
Cedex 7 - 92080 PARIS-14-DÉFENSE