



HAL
open science

Etude et réalisation d'une sourcetérahertz accordable de grande puretéspectrale

Romain Czarny

► **To cite this version:**

Romain Czarny. Etude et réalisation d'une sourcetérahertz accordable de grande puretéspectrale. Micro et nanotechnologies/Microélectronique. Université des Sciences et Technologie de Lille - Lille I, 2007. Français. NNT: . tel-00175145

HAL Id: tel-00175145

<https://theses.hal.science/tel-00175145>

Submitted on 26 Sep 2007

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

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

Étude et réalisation d'une source térahertz accordable de grande pureté spectrale

THÈSE

présentée à l'Université des Sciences et Technologies de Lille le 29 Juin 2007
pour obtenir le titre de

Docteur de l'Université
(spécialité Microondes et Microtechnologies)

par

Romain CZARNY

Composition du jury:

Président : E. Rosencher

Directeur de thèse: D. Lippens

Rapporteurs: L. Chusseau
J.-L. Coutaz

Examineurs : D. Dolfi
J.-F. Lampin
G. Mouret

Thèse réalisée conjointement dans les laboratoires de l'ITEMN (UMR 8520) et de Thales R&T
N° d'ordre: 3991

Remerciements

Ce travail a été réalisé au sein du Département Optique et Optronique (DOO) dans le Laboratoire de Traitement Optique du Signal (LTOS) de Thales Research & Technology sous la responsabilité de **Daniel Dolfi** qui m'a efficacement encadré et formé pendant ces années de thèse et à qui je souhaite témoigner ma profonde reconnaissance.

Je remercie vivement **Didier Lippens** d'avoir accepté d'être le directeur de cette thèse et également **Jean-Paul Castera** de m'avoir accueilli au sein du DOO.

Je suis très reconnaissant à **Jean-Louis Coutaz** et à **Laurent Chusseau** d'avoir accepté (malgré la longueur du manuscrit) de juger ce travail, ainsi qu'à **Emmanuel Rosencher** de m'avoir fait l'honneur de présider le jury de ma soutenance.

Ma gratitude va également à l'ensemble des membres du labo : **Loïc Morvan**, **Mehdi Alouini**, **Jérôme Bourderionnet**, **Stephanie Norcia-Molin**, **Ghaya Baili**, **Sylvie Tonda** et **Aymeric Monsterleet** avec qui j'ai partagé les difficultés et les moments de doute. Ils ont toujours été là pour m'aider, m'assister, me motiver et m'épauler quotidiennement. C'est grâce à votre bonne humeur, vos blagues (parfois vaseuses), votre ouverture d'esprit et plus simplement votre présence que venir au labo tous les jours a été un réel plaisir.

Je tiens à remercier aussi l'ensemble des membres du Département Optique et Optronique et plus spécialement **Christian Larat**, **Gilles Feugnet**, **Anne Delboulbe-Fortas**, **Eric Lallier** et **Brigitte Loiseaux** dont j'ai fortement apprécié les contributions techniques, intellectuelles et matérielles.

Je souhaite remercier par ailleurs **Jean-Pierre Huignard** et **Jean-Paul Pocholle** pour leur soutien, leurs conseils et l'intérêt qu'ils ont porté à mon travail. Cela m'a encouragé tout au long de ma thèse.

Je suis très reconnaissant aux membres de l'Alcatel-Thales III-V lab et plus particulièrement à l'équipe d'épitaxie : **Xavier Marcadet**, **Valentin Ortiz** (merci pour cet échantillon magique qu'est le VAR2358, tu as montré que c'était possible), **Renato Bisaro**, **Agnès Coulibaly** et **Bruno Gérard**.

Merci aussi à toute l'équipe qui a permis aux composants de devenir réalité, je veux parler notamment de **Shailendra Bansropun**, de **Yves Gourdel**, de **Simone Cassette**, de **Alfredo De Rossi** (merci pour les simu), de **Patrick Plouhinec**, de **Yannick Robert**, de **Jean-Patrick Truffer**, de **Michel Krakowski**.

Je souhaite par ailleurs exprimer toute ma reconnaissance à l'ensemble du personnel de TRT qui m'a permis de travailler dans un environnement extrêmement stimulant où quels que soient les problèmes théoriques, techniques ou logistiques, il était toujours possible de trouver conseil.

Merci beaucoup à **Carlo Sirtori** et à **Sukhdeep Dhillon** (une petite pensée pour ce dimanche où tu t'es dévoué pour remplir le bolomètre) dont les connaissances dans le domaine des térahertz m'ont permis d'éviter bien des problèmes et avec qui j'ai eu plaisir à travailler.

Merci aussi à **Fabien Bretenaker**, à **Nicolas Breuil**, à **Frédéric Druon**, à **Gael Mouret** et à **Jean-François Lampin**. Vos idées, nos discussions, et votre aide m'ont été précieuses.

Je suis reconnaissant au personnel de Thales Laser, en particulier à **Christophe Simon-Boisson**, à **Emmanuel Marquis** ainsi qu'à **Pascale Deschamps** qui m'ont donné les encouragements et le temps nécessaire afin que je soutienne ma thèse.

A tous ces remerciements j'associe **Jean-Yves Duboz** et **Benjamin Damilano** du CRHEA qui ont accepté avec enthousiasme de contribuer à ce travail de thèse en m'accordant une partie de leur temps et de leurs moyens pour me fournir du matériau répondant au doux nom de GINA.

Je remercie aussi sincèrement **Richard Moncorgé** et son équipe dont le concours a permis la réalisation du laser Yb:CaF₂.

Merci à **Paul et Betty** pour votre bienveillance et l'intérêt que vous avez manifesté pour mon travail toutes ces années.

Je remercie tout particulièrement **Patrick et Brigitte** dont les conseils et les encouragements m'ont accompagné tout au long cette thèse. J'ai été très touché par le temps que vous m'avez consacré malgré un emploi du temps chargé.

Un grand merci à toi **Stéphanie** qui a vécu au quotidien (même en vacances) mes humeurs, mes raz-le-bol et mes indisponibilités. Ton soutien indéfectible m'a permis d'aller au bout.

Enfin et surtout, un grand merci à **mes parents**. Vous m'avez toujours affectueusement soutenu et *in fine* c'est à vous qu'a incombé la tâche longue et douloureuse (mais ô combien nécessaire) de relecture qui nous aura occupés de très nombreux week-ends.

"Le progrès fait rage, le futur ne manque pas d'avenir"
Philippe Meyer

Table des matières

Table des figures	15
Liste des symboles et des sigles	17
Introduction	23
1 Sources optiques pour la génération de térahertz continu	31
1.1 Le battement optique	33
1.2 Les lasers semi-conducteur à contre-réaction distribuée	35
1.2.1 Configuration	36
1.2.2 Caractérisations optiques	37
1.2.3 Caractérisation de la pureté spectrale du battement	38
1.3 Les Lasers Bi-fréquence à état solide	42
1.3.1 Choix du milieu actif	42
1.3.2 Laser bi-fréquence KGW dopé Ytterbium	47
1.3.3 Laser bi-fréquence CaF ₂ dopé Ytterbium	61
1.4 Conclusions	72
2 Matériaux photoconducteurs pour la génération de térahertz	75
2.1 Les semi-conducteurs à très court temps de vie	77
2.1.1 Le GaAs épitaxié à basse température	77
2.1.2 L'InGaAs épitaxié à basse température	82
2.1.3 L'InGaAsN	84
2.2 Modélisation de la dynamique des porteurs	87
2.2.1 Modèle de recombinaison à un centre	87
2.2.2 Application du modèle au GaAs-BT	90
2.2.3 Application du modèle à l'InGaAs-BT	97
2.3 Caractérisations des échantillons	101
2.3.1 Les échantillons étudiés	101
2.3.2 Propriétés structurales	103
2.3.3 Caractérisation de la densité de pièges	109

2.3.4	Mesure du temps de vie des porteurs	118
2.3.5	Caractérisations électriques	131
2.3.6	Synthèse des caractérisations	138
2.4	Conclusions	142
3	Génération de TéraHertz par photomélangé	145
3.1	Modélisation du photomélangé	147
3.1.1	Calcul du photocourant	148
3.1.2	Réponse externe du photomélangé	155
3.1.3	Rayonnement de l'onde térahertz	157
3.1.4	Optimisation du temps de vie des électrons	161
3.1.5	Contribution des trous	170
3.1.6	Collimation du rayonnement	177
3.1.7	Synthèse de la modélisation	180
3.2	Réalisations expérimentales	183
3.2.1	Réalisation des composants	183
3.2.2	Dispositifs expérimentaux pour la génération de térahertz par photomélangé	185
3.2.3	Réponses électriques statiques	191
3.2.4	Génération de térahertz	198
3.2.5	Synthèse des résultats expérimentaux	207
3.3	Conclusions du chapitre	208
4	Vers un photomélangé distribué	211
4.1	Présentation de la technique de "distribution"	212
4.1.1	Principe de fonctionnement	212
4.1.2	Structure envisagée	213
4.2	Modélisation électrique du photomélangé	215
4.2.1	Calcul du photocourant unitaire	215
4.2.2	Génération du réseau de franges mobiles	218
4.2.3	Calcul de l'interaction lumière/guide : condition d'accord de phase	220
4.2.4	Calcul de la puissance totale rayonnée	221
4.3	Calcul des caractéristiques modales du guide	222
4.3.1	Constante de propagation et pertes métalliques	223
4.3.2	Influence des porteurs libres sur les pertes	227
4.4	Application du Modèle : calcul de la puissance térahertz émise	232
4.5	Conclusions	234

Synthèse, conclusions générales et perspectives	237
Annexes	243
A Techniques de filtrage spectral : applications aux lasers monomodes	243
A.1 Filtrage interférométrique : l'étalon	243
A.1.1 Coefficients de réflexion et de transmission aux interfaces	244
A.1.2 Déphasage induit par la lame	244
A.1.3 Calcul de la transmission totale	245
A.1.4 Calcul de la réflexion totale	247
A.1.5 Application	247
A.2 Filtrage biréfringent	249
A.2.1 Calcul de la transmission globale du filtre	250
A.2.2 Application	250
A.3 Conclusions	251
B Paramètres de l'$\text{In}_x\text{Ga}_{x-1}\text{As}$	253
B.1 Énergie de la bande interdite et énergie d'ionisation	253
B.2 Densités effectives d'états	254
B.3 Taux de recombinaison et temps de vie	255
C Technique de caractérisation des semi-conducteurs ultra-rapides	257
C.1 Mesures de DDX	257
C.1.1 Principe de la diffraction aux rayons X, loi de Bragg	257
C.1.2 Dispositif expérimental	259
C.1.3 Exemple de mesure	260
C.2 Mesures de l'absorption infrarouge	260
C.2.1 Calcul de la transmission des échantillons	261
C.2.2 Application du modèle à la caractérisation des couches épitaxiées	262
C.3 Caractérisation "pompe-sonde"	266
C.3.1 Principe	266
C.3.2 Dispositif expérimental	267
D Modèle de vitesse de dérive dans le GaAs	271
D.1 Calcul des mobilités (à champ faible)	272
D.2 Vitesse des électrons	272
D.3 Vitesse des trous	274
D.4 Calcul des vitesses pour une concentration de défauts donnée	275
D.5 Conclusions	275

E	Calcul du taux de collection	279
E.1	Méthode de calcul	280
E.1.1	Diagrammes de rayonnement	280
E.1.2	Calcul intégral	282
E.1.3	Miroir parabolique hors d'axe	283
E.2	Calcul du taux de collection sans lentille hémisphérique	285
E.2.1	Calcul de $G'(\theta, \Phi)$	285
E.2.2	Résultats	286
E.3	Calcul du taux de collection avec une lentille hémisphérique	287
E.3.1	Calcul de $G'(\theta, \Phi)$	287
E.3.2	Choix du substrat de la lentille	289
E.3.3	Résultats des calculs	290
E.4	Conclusions	294
F	Modélisation 2D d'un photoconducteur	295
	Bibliographie	299

Table des figures

1	Spectre électromagnétiques	23
2	Représentation schématique d'un récepteur hétérodyne	26
3	Schéma de source térahertz par photomélangé	27
1.1	Configuration permettant la superposition des deux modes émis par deux DFB	37
1.2	Accordabilité des lasers DFB à 852 nm	39
1.3	Spectre optique de deux lasers DFB recombines	39
1.4	Spectre électrique du battement entre les 2 lasers DFB n°1 et n°2	41
1.6	Spectre électrique du battement entre les 2 lasers DFB n°1 et n°3	41
1.8	Sections efficaces d'absorption et d'émission de milieux actifs dopés Yb	44
1.12	Sections efficaces effectives de gain de milieux actifs dopés Yb	45
1.16	Cavité du Laser Yb:KGW	48
1.17	Système optique de mise en forme du faisceau de pompe	50
1.18	Système optique de séparation du faisceau de pompe	51
1.19	Spectre optique du Laser Yb:KGW	52
1.23	Laser bi-fréquence Yb:KGW couplé à un amplificateur à fibre dopée Ytterbium	54
1.24	Puissance optique en sortie de l'YDFA en fonction de la puissance d'entrée de laser Yb:KGW	56
1.26	Spectre optique du signal bi-fréquence émis par le laser Yb:KGW amplifié	57
1.28	Spectre électrique du battement à 1,6 GHz entre les 2 modes du laser Yb:KGW	58
1.29	Cavité du Laser bi-fréquence Yb:CaF ₂	62
1.30	Trajet aller retour du faisceau dans la cavité.	62
1.31	Transmission de l'ensemble du système optique de la cavité en fonction de la longueur d'onde.	64
1.32	Longueurs d'onde et puissances émises par le laser Yb:CaF ₂ pour plusieurs orientations de la lame d'onde <i>WP2</i>	65

1.33	Spectres optiques du laser Yb:CaF ₂	66
1.34	Laser bi-fréquence Yb:CaF ₂ couplé à un amplificateur à fibre dopée Ytterbium	69
1.35	Spectre optique du signal bi-fréquence émis par le laser Yb:CaF ₂ amplifié	70
1.36	Effet non-linéaire du 3 ^{ème} ordre dans l'amplificateur	70
2.1	Schéma de bande du GaAs-BT	78
2.2	Profil de la concentration en Indium d'une couche tampon métamorphique	84
2.3	Paramètre de maille de l'InGaAsN	85
2.4	Générations et recombinaisons dans un milieu à un centre	88
2.5	Temps de vie des électrons dans du GaAs-BT en fonction de N_{dd} et N_a avec $P_o = 0\text{mW}$ et $T = 300\text{K}$	91
2.6	Densité de porteurs de la bande de conduction dans du GaAs-BT en fonction de N_{dd} et N_a avec $P_o = 0\text{mW}$ et $T = 300\text{K}$	91
2.7	Temps de vie des électrons dans du GaAs-BT en fonction de N_{dd} et N_a avec $P_o = 50\text{mW}$ et $T = 300\text{K}$	93
2.8	Densité de porteurs de la bande de conduction dans du GaAs-BT en fonction de N_{dd} et N_a avec $P_o = 50\text{mW}$ et $T = 300\text{K}$	93
2.9	Phénomène de saturation des pièges	94
2.10	Temps de vie des électrons et des trous pour du GaAs-BT	95
2.11	Temps de vie des électrons et des des trous dans de l'InGaAs-BT	98
2.12	Densité de porteurs de la bande de conduction dans l'InGaAs-BT	99
2.13	Spectre DDX de l'échantillon de GaAs-BT non recuit	104
2.14	Spectre DDX de l'échantillon de GaAs-BT recuit à 600°C	104
2.15	Profil en Indium de l'échantillon d'InGaAs sur métamorphique	105
2.16	Spectre DDX de la couche métamorphique seule	105
2.17	Spectres DDX des couches d'InGaAs-BT sur métamorphique	106
2.18	Spectres DDX de la couche d'InGaAs-BT2 avant et après recuit	106
2.19	Balayage de l'angle ω seul	108
2.20	Spectres DDX des échantillons d'InGaAs-BT en balayage ω	108
2.21	Absorptions optiques depuis les niveaux de pièges	110
2.22	Sections efficaces optiques des pièges EL2	110
2.23	Transmission IR de l'échantillon de GaAs-BT	113
2.24	Transmission IR des échantillons d'InGaAs-BT non recuits	113
2.25	Absorption linéique de l'échantillon de GaAs-BT	116
2.26	Absorption linéique des échantillons d'InGaAs-BT non recuits	116
2.27	Photo-réflectance résolue dans le temps pour l'échantillon de GaAs-BT	121

2.28	Photo-transmittance résolue dans le temps pour les échantillons dopés Be non recuit	123
2.29	Photo-transmittance résolue dans le temps pour les échantillons dopés Be recuit	123
2.30	Photo-transmittance résolue dans le temps pour l'échantillon de InGaAsN	131
2.31	Jonction de type <i>pn</i> p limitant le passage du courant dans le substrat. .	137
3.1	Chaîne de génération térahertz par photomélange.	146
3.2	Diagramme de bande d'une structure MSM	148
3.3	Schéma d'un photoconducteur	149
3.4	Schéma électrique équivalent du photomélangeur	155
3.5	Schéma d'un photoconducteur planaire	157
3.6	Schéma d'une antenne dipôle.	160
3.7	Antenne spirale auto-complémentaire	162
3.8	Agrandissement de la partie centrale de l'antenne spirale	162
3.9	Optimisation de la puissance générée en fonction du temps de vie des électrons	164
3.13	Vitesse de dérive des électrons et des trous en fonction du champ élec- trique appliqué dans du GaAs	172
3.14	Addition vectorielle de la partie modulée des photocourants.	173
3.15	Application des modèles : calcul de la puissance THz rayonnée entre 0 et 3 THz	176
3.16	Schéma typique de collimation THz	178
3.17	Utilisation d'une lentille hémisphérique pour maximiser l'extraction du signal rayonné par le photomélangeur	179
3.18	Taux de collection avec lentille hémisphérique de silicium	181
3.19	Taux de collection avec lentille hémisphérique de saphir	181
3.20	Photos de photomélangeurs à antenne spirale prises en microscopie élec- tronique.	185
3.21	Dispositif expérimental de photomélange à 1060 nm	186
3.22	Dispositif expérimental de photomélange à 852 nm	190
3.23	Courants d'obscurité.	193
3.24	Mesures du photocourant en fonction de la puissance optique incidente sur un photoconducteur de GaAs-BT	194
3.25	Mesures du photocourant en fonction de la tension appliquée sur un photoconducteur GaAs-BT	194
3.26	Mesures du photocourant en fonction de la puissance optique incidente sur un photoconducteur d'InGaAs-BT	196

3.27	Mesures du photocourant en fonction de la tension appliquée sur un photoconducteur InGaAs-BT	196
3.28	Calcul du temps de vie des porteurs dans le Be :InGaAs-BT en fonction de la puissance optique incidente	197
3.29	Mesures du photocourant en fonction de la puissance optique incidente sur un photoconducteur d'InGaAs-BT	198
3.30	Mesures du photocourant en fonction de la tension appliquée sur un photoconducteur InGaAsN	198
3.31	Puissance détectée en fonction de la fréquence pour un photomélangeur large bande d'InGaAs-BT	200
3.32	Comparaison entre la puissance générée par une antenne dipôle et une antenne spirale (composant d'InGaAs-BT)	202
3.33	Comparaison entre la puissance générée sur substrat d'InGaAs-BT et sur substrat de GaAs-BT	204
3.34	Comparaison de la puissance détectée pour deux types de lentilles hémisphériques	207
4.1	Principe de fonctionnement d'un photomélangeur distribué	213
4.2	Structure de guide térahertz envisagée	215
4.3	Section de longueur infinitésimale de photoconducteur distribué	216
4.4	Génération des franges mobiles.	220
4.5	Profil des modes dans le guide à 3 THz	225
4.6	Indices et pertes pour des structures distribuées en fonction de la fréquence	226
4.10	Profil du mode HE0 sous éclairnement à différentes fréquences	230
4.11	Pertes des guides microrubans sous éclairnement	231
4.12	Profil du mode fondamental d'une ligne CPS	231
4.13	Puissance générée à l'accord de phase pour les 4 différents guide	233
4.14	Puissance émise pour quatre angles de recombinaison entre les faisceaux fixe	234
A.1	Multiplés transmissions et réflexions dans une lame étalon	245
A.2	Transmission d'un filtre étalon de 50 μm non traité	248
A.3	Transmission d'un filtre étalon 40 μm traité	248
A.4	Trajet aller retour du faisceau dans le filtre biréfringent.	249
A.5	Transmission du filtre biréfringent en fonction de la longueur d'onde.	251
B.1	Énergie de la bande interdite et énergie d'ionisation des pièges	254
B.2	Densités effectives d'état	255
B.3	Taux de recombinaison	256

C.1	Diffraction d'une onde X incidente par un plan réticulaire.	258
C.2	Schéma du dispositif expérimental de mesure de double diffraction X. .	259
C.3	Spectre de diffraction DDX de l'échantillon de calibration	260
C.4	Indice de réfraction mesuré des Wafer de GaAs semi-isolant	263
C.5	Absorption du substrat de GaAs semi-isolant	263
C.6	Comparaison entre la simulation et la mesure en transmission d'un échan- tillon d'InGaAs-BT	265
C.7	Absorption déduite à partir de la simulation pour un échantillon d'InGaAs- BT	265
C.8	Schéma du dispositif expérimental de photo-transmittance résolue dans le temps.	268
C.9	Schéma du dispositif expérimental de photo-réfectance résolue dans le temps.	268
D.1	Mobilité des électrons en fonction du dopage	273
D.2	Mobilité des trous en fonction du dopage	273
D.3	Vitesse de dérive des électrons en fonction du champ	274
D.4	Vitesse de dérive des trous en fonction du champ	275
D.5	Vitesses de dérive des électrons et des trous calculées pour une densité de défauts donnée.	276
E.1	Schéma typique de collection THz	279
E.2	Diagramme de rayonnement pour une antenne dipôle sur substrat de GaAs	281
E.3	Diagramme de rayonnement pour une antenne spirale sur substrat de GaAs	281
E.4	Paramètres géométriques d'un miroir parabolique hors d'axe à 90° . . .	283
E.5	Surface M'	283
E.6	Trajet d'un faisceau à travers le système optique de collimation térahertz	288
E.7	Taux de collection avec une lentille hémisphérique de GaAs	291
E.8	Taux de collection avec une lentille hémisphérique de silicium	291
E.9	Taux de collection avec une lentille hémisphérique de saphir	292
E.10	Taux de collection avec une lentille hémisphérique de quartz	292
F.1	Modélisation 2D d'un photoconducteur de 5 μ m de long	297
F.4	Champs électrique en fonction de la profondeur	298

Liste des symboles et des sigles

Liste des symboles :

α	coefficient d'absorption optique
α_c	pertes linéiques par conduction métallique
α_g	pertes linéiques totale de propagation guidée
α_p	pertes linéiques par effet plasma
a	paramètre de maille d'une structure cristalline
As_{Ga}	densité d'atome d'Arsenic en antisite
As_i	densité d'atome d'Arsenic en site interstitiel
β	taux d'inversion de population
β_e, β_p	coefficient de capture (taux de recombinaison) des électrons et des trous
η	rendement quantique global d'un photoconducteur
η_0	impédance du vide
η_{opt}	rendement lié aux pertes optiques
η_Z	coefficient de couplage dans une charge
c	vitesse de la lumière
C	capacité inter-électrodes
δ	épaisseur de peau
d	épaisseur de la couche photoconductrice d'un photoconducteur
e	épaisseur de la couche épitaxiée
\vec{E}_1, \vec{E}_2	champs électriques optiques (avec E_1 et E_2 leur amplitude associée)
E_{dd}	énergie d'ionisation des pièges (donneurs profonds)
E_{gap}	énergie de bande interdite d'un semi-conducteur
ε_0	permittivité du vide
ε_{eff}	permittivité effective
ε_r	permittivité relative
f	fréquence térahertz
f_τ	fréquence de coupure due aux porteurs
f_{rc}	fréquence de coupure liée au filtrage capacitif

G	gain total associé à un milieu à gain laser de longueur L
G_{op}	taux de génération optique
G_{te}, G_{tp}	taux de génération thermique des électrons et des trous
$G(\theta, \Phi)$	gain de l'antenne pour une élévation θ et un azimut Φ
I	photocourant
I_0	composante continue du photocourant
i_0	composante unitaire continue du photocourant
I_Ω	composante modulée du photocourant
i_Ω	composante unitaire modulée du photocourant
κ	conductivité du métal
\vec{k}_1, \vec{k}_2	vecteur d'onde optique (avec k_1 et k_2 leur amplitude associée)
K_{opt}	amplitude du vecteur d'onde du réseau de franges mobiles
k	conductivité thermique
λ	longueur d'onde optique
λ_p	longueur d'onde de la pompe optique
Λ	pas du réseau de franges mobiles
L	longueur de l'espace inter-électrodes d'un photoconducteur (ou longueur du composant distribué)
L_a	longueur totale de l'antenne dipôle
m	profondeur de modulation
m_*	masse effective des porteurs
μ_0	perméabilité magnétique du vide
μ_e, μ_p	mobilité des électrons et des trous
μ_r	perméabilité magnétique relative
n_i	indice de réfraction optique du milieu i
Δn	variation d'indice optique
n	densité d'électrons dans la bande de conduction
N	densité totale d'ions actifs dans un milieu à gain laser
N_2	densité d'ions à l'état excité dans un milieu à gain laser
N_d	densité de défauts
N_{dd}	densité totale de donneurs profonds
n_{dd}	densité de donneurs profonds non-ionisés
N_a	densité d'accepteurs
N_c	densité d'état effectif de la bande de conduction
N_v	densité d'état effectif de la bande de valence
ν	fréquence optique
Ω	pulsation de l'onde térahertz
ω_1, ω_2	pulsation des ondes optiques

ω_p	fréquence de coupure plasma
ϕ_o	flux optique
φ_e, φ_p	déphasage de l'onde térahertz lié au courant d'électrons et au courant de trous
φ_{rc}	déphasage de l'onde térahertz lié au filtrage capacitif
φ_{opt}	vitesse de phase du réseau de franges mobiles
ϕ_1, ϕ_2	phases des ondes optiques
Φ	phase de l'onde térahertz
p	densité de trous dans la bande de valence
P_o	puissance optique totale
P_{Joule}	puissance thermique générée par effet Joule
P_{therm}	puissance thermique totale dissipée dans le photomélangeur
P_{THz}	puissance térahertz rayonnée
q	charge élémentaire
ρ	résistivité
R	coefficient de réflexion en intensité d'un dioptre
R_a	résistance de rayonnement de l'antenne
R_c	résistance de contact de l'antenne
τ_e	temps de vie des électrons dans la bande de conduction
τ_p	temps de vie des trous dans la bande de valence
τ_f	temps de vie de l'état excité dans un milieu à gain laser
τ_{sc}	temps de diffusion
τ_{tr}	temps de transit des porteurs
\vec{r}	vecteur position
\vec{r}_0	vecteur position du photomélangeur
$\sigma_a, \sigma_e, \sigma_g$	sections efficaces d'absorption, d'émission, et de gain
σ_n, σ_p	sections efficaces de recombinaison des électrons et des trous
S_{ecl}	surface éclairée
T	température
t	variable temporelle
T_c	taux de collection
T_{tc}	température de la sonde thermocouple du bâti de MBE
\vec{u}	vecteur unitaire de polarisation
V_a	tension aux bornes de l'antenne
V_b	tension de polarisation du photomélangeur
V_p	tension de polarisation du photoconducteur
V_{Ga}	densité de lacunes de Gallium
v_{th}	vitesse thermique des porteurs

v_e, v_p	vitesse de dérive des électrons et des trous
$v_{\varphi_{opt}}$	vitesse de phase des franges d'interférences mobiles
W	largeur des électrodes d'un photoconducteur (ou largeur du composant distribué)
W_a	largeur de l'antenne dipôle
X_a	réactance de l'antenne
x, y, z	variables d'espace
Z_0	impédance du vide ($\approx 377\Omega$)
Z_a	impédance de l'antenne

Liste des sigles :

AR	Anti-Réfléchissant
ASE	Amplified Spontaneous Emission (Émission spontanée amplifiée)
ASO	Analyseur de Spectre Optique
BT	Basse Température
CW	Continuous Wave (Ondes Continues)
CPS	Coplar Strip Line (Ligne coplanaire)
DFB	Distributed Feed-Back (Contre-réaction distribuée)
DDX	Double Diffraction de rayons X
EJM	Épitaxie par Jet Moléculaire
FI	Fréquence Intermédiaire
FTIR	Fourier Transform Infrared Spectroscopy (Spectroscopie infrarouge par transformée de Fourier)
GINA	Semi-conducteur d'InGaAsN
HEB	Hot Electron Bolometer (Bolomètre à électrons chauds)
HR	Haute Réflectivité
HT	Haute température
IR	Infra-Rouge
ICP	Inductively Coupled Plasma (Plasma à couplage inductif)
ISL	Intervalle Spectral Libre
KGW	Tungstate de Gadolinium et de Potassium : $\text{KGd}(\text{WO}_4)_2$
LNA	Low Noise Amplifier (Amplificateur faible bruit)
MBE	Molecular Beam Epitaxie (Épitaxie par Jet Moléculaire)
MSM	Métal-Semiconducteur-Métal
OL	Oscillateur Local
O.N.	Ouverture Numérique
OPO	Oscillateur Paramétrique Optique
PTFE	Polytétrafluoroéthylène (Teflon [®])
RF	Radio Fréquence
Ti:Al ₂ O ₃	Cristal de saphir dopé Titane
QCL	Quantum Cascade Laser (Laser à cascade quantique)
SIMS	Secondary Ion Mass Spectrometry (Spectrométrie de masse à ionisation secondaire)
S.I.	Semi-Isolant
SMF	Single Mode Fiber (Fibre monomode)
TDS	Time Domain Spectroscopy (Spectroscopie résolue en temps)
UTC	Uni-Traveling-Carrier (Un seul type de porteur dérivant)

UV	Ultra-Violet
YAG	Yttrium Aluminium Garnet (Grenat d'Yttrium-Aluminium) : $Y_3Al_5O_{12}$
YDFA	Ytterbium Doped Fiber Amplifier (Amplificateur à fibre dopée Ytterbium)

Introduction générale

Les ondes térahertz (10^{12} Hz) sont des ondes électromagnétiques dont la gamme de fréquence se situe à la frontière entre les microondes et l'infrarouge lointain (*cf* figure 1). Ce domaine spectral, qui a connu un fort regain d'intérêt ces dix dernières années [185], est particulièrement intéressant car il recouvre les fréquences caractéristiques de nombreux phénomènes physiques [143] : excitation de phonons dans les solides et les semi-conducteurs, résonances moléculaires dans les gaz, résonance plasma des porteurs libres, etc...

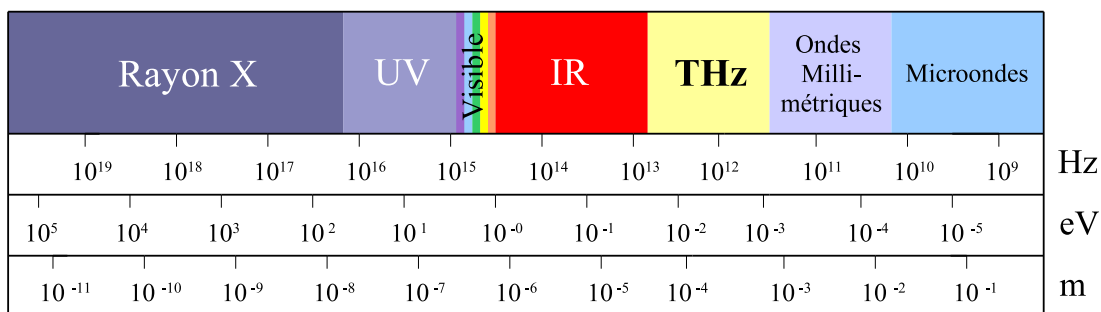


FIG. 1: Spectre électromagnétique des microondes aux rayons X. Les échelles représentent les fréquences (en Hertz), l'énergie (en Électron Volt) et la longueur d'onde (en mètre).

C'est probablement la rareté des sources et la faible sensibilité des détecteurs dans cette gamme de fréquence qui a limité le développement des applications térahertz. Plusieurs techniques de génération ont été étudiées à ce jour, elles s'inspirent des techniques de génération microonde ou infrarouge :

L'approche électronique qui consiste à augmenter la fréquence de fonctionnement des composants hyperfréquence traditionnels (diodes résonantes [28], transistors [57], tubes [17]) se heurte à différents problèmes : citons notamment les problèmes liés au temps de transit des porteurs dans la structure, l'influence des éléments parasites (contact, substrat) à haute fréquence. Aujourd'hui, la fréquence de fonctionnement de ces composants est limitée à quelques centaines de gigahertz [59].

L'approche optique consiste à augmenter la longueur d'onde d'émission des sources en diminuant l'énergie des transitions radiatives mise en jeu. Elle se heurte à d'autres problèmes, notamment dans les milieux actifs solides où, compte tenu de la faible énergie des niveaux laser, la dépopulation thermique de l'état excité devient rapidement un frein à l'établissement d'une inversion de population. Pendant longtemps, les sources optiques térahertz se sont limitées aux lasers à gaz (notamment méthanol pompé par laser CO₂ [36]). Récemment, le développement de lasers à cascades quantiques (QCL¹) aux longueurs d'onde térahertz [102] a relancé l'intérêt pour la génération optique directe.

Face aux difficultés de génération directe, des techniques de génération indirecte, utilisant des processus de conversion non-linéaires, ont vu le jour. Comme pour les techniques citées précédemment, deux approches coexistent : l'approche électronique et l'approche optique.

Dans le premier cas, on utilise les non-linéarités électriques (résistives ou réactives) d'un composant (varistor, varactor [144] ou diode [38]) pour générer des harmoniques à partir d'un oscillateur hyperfréquence. C'est la multiplication de différents étages qui permet d'atteindre les fréquences térahertz. Les rendements de conversion chutent rapidement avec le nombre d'étages. Cependant, Maestrini et *al* on récemment généré des niveaux de puissance confortable (plusieurs dizaines de microwatts [130]) jusqu'à 2 THz [129].

Dans le deuxième cas, on tire partie de la polarisabilité non-linéaire de certains milieux (souvent un cristal) afin d'effectuer une conversion non-linéaire vers des modes térahertz par différence de fréquence entre deux fréquences optiques dans le domaine infrarouge. De nombreuses techniques ont été mises en œuvre, citons notamment la rectification optique [172], la conversion non-linéaire par différence de fréquence avec accord de phase [183] ou quasi-accord de phase [177], ainsi que la réalisation d'oscillateurs paramétriques térahertz [93]. Compte tenu du très faible rendement de ces techniques, celles-ci sont le plus souvent utilisées de manière impulsionnelle afin de bénéficier de la puissance crête importante délivrée par les lasers à impulsions ultra-brèves.

Parallèlement à ces approches optiques ou électroniques, une troisième catégorie de génération indirecte a été développée. Ce sont des techniques hybrides qui permettent de générer un signal térahertz à partir de l'excitation optique d'un composant électronique photoconductif. L'idée est relativement ancienne [52], cependant son utilisation aux fréquences térahertz (pour émettre des impulsions brèves [191, 203] ou un signal continu [26]) s'est vraiment développée à partir du moment où des semi-conducteurs

¹En anglais : Quantum Cascade Laser

ultra-rapides ont été disponibles. C'est notamment l'utilisation du GaAs épitaxié à basse température [190], en remplacement des matériaux dopés [157], implantés [53] amorphes [8] ou irradiés [97, 109] qui a permis la généralisation de cette technique.

La génération et la détection d'impulsions ultra-brèves à l'aide de photoconducteurs [61] a rapidement été appliquée à la spectroscopie résolue en temps (TDS²) [202, 78]. On utilise une technique d'auto-corrélation afin de reconstituer la forme temporelle des impulsions térahertz, et d'en déduire par transformée de Fourier le spectre électromagnétique associé. Celui-ci s'étend de quelques centaines de gigahertz à plusieurs térahertz compte tenu de la brièveté de l'excitation optique des photoconducteurs.

L'étude des propriétés spectrales térahertz de différents objets ou matériaux se fait alors en les plaçant dans le trajet de l'impulsion térahertz et en observant les modifications induites sur le spectre de l'impulsion. Des objets de différentes natures ont été analysés, citons l'analyse de gaz [83], de liquide [63], de semi-conducteurs [79, 46] et des explosifs [88, 181]. L'intérêt pour cette technique d'analyse a conduit à la commercialisation de systèmes "clef en main" par plusieurs compagnies³.

La TDS térahertz permet donc d'acquérir la signature spectrale de différents objets. Cependant elle présente plusieurs limites :

- la résolution spectrale est limitée à quelques gigahertz, ce qui peut s'avérer insuffisant pour certaines études spectroscopiques (gaz à faible pression notamment),
- la dynamique de mesure n'est pas suffisante au regard des pertes de propagation atmosphérique, limitant ainsi la possibilité de faire des mesures à distance,
- le coût de ces systèmes est élevé parce qu'ils intègrent des oscillateurs optiques femto-seconde, encore encombrants, complexes et onéreux à ce jour.

Face à ces limites, d'autres techniques de détection ont été envisagées. La détection hétérodyne, utilisée dans les radars microonde [189] ou en astronomie sub-millimétrique [15], permet d'augmenter la résolution spectrale ainsi que la sensibilité de la détection. Elle devrait permettre d'augmenter la portée d'une détection térahertz cohérente. Une illustration simplifiée d'une chaîne de détection hétérodyne est présentée figure 2.

Le signal sub-millimétrique incident est converti vers une fréquence intermédiaire (FI) grâce à une interaction non-linéaire dans un mélangeur avec un signal cohérent de référence : l'oscillateur local (OL). On choisit la fréquence du signal intermédiaire de manière à ce qu'il soit facile à filtrer, amplifier et analyser.

L'efficacité de cette conversion de fréquence dépend, en terme de sensibilité et

²En anglais : Time Domain Spectroscopy

³TraView Ltd, EKSPLA, AISPEC, Thorlabs ...

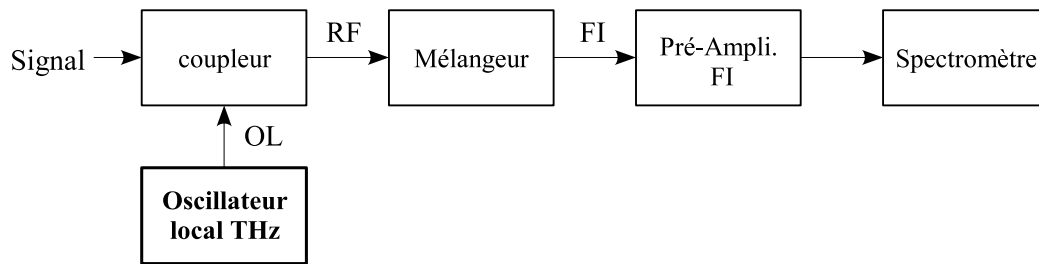


FIG. 2: Représentation schématique d'un récepteur hétérodyne. OL : signal délivré par l'oscillateur local, RF : signaux aux fréquences térahertz, FI : signal sur fréquence intermédiaire (typiquement quelques GHz).

de résolution spectrale, d'une part de la qualité du mélangeur et d'autre part de la puissance et de la pureté spectrale de l'oscillateur local.

Les performances des mélangeurs millimétriques et sub-millimétriques se sont considérablement améliorées ces dernières années. L'utilisation de bolomètres à électrons chauds (HEB⁴) supraconducteurs en remplacement de diodes de type Schottky a permis de baisser la puissance de l'oscillateur local nécessaire au niveau du mélangeur de quelques milliwatts [199] à quelques centaines (voire quelques dizaines [14]) de nanowatts.

Aujourd'hui, les récepteurs hétérodynes sont principalement limités par l'absence d'oscillateurs locaux adéquats. Ces derniers doivent en effet être suffisamment puissants, fonctionner en continu, présenter de bonnes qualités spectrales et être accordables sur une grande plage spectrale. Viennent s'ajouter, pour les applications embarquées, des contraintes de consommation électrique et de compacité.

Jusqu'à présent, l'oscillateur local est plutôt réalisé à l'aide de chaînes de multiplication de fréquence. Leur conception est cependant complexe, et leur accordabilité restreinte oblige à découper la bande de fréquence étudiée en plusieurs sous bandes. Par ailleurs, la faible disponibilité de certains composants clés limite le développement de ce type de technologie : c'est le cas en particulier pour les amplificateurs de puissance, indispensables en début de chaîne pour palier le faible rendement de conversion globale.

L'alternative qui consiste à utiliser un QCL comme oscillateur local peut sembler intéressante en raison des puissances générées par ces dispositifs (plusieurs milliwatts). Des expériences récentes [66] ont montré que ces derniers pouvaient donner de bons résultats, mais l'efficacité de mélange est fortement dégradée par la faible qualité spatiale du mode émis par le QCL [1]. D'autre part, le fonctionnement de ces sources se fait

⁴En anglais : Hot Electron Bolometer

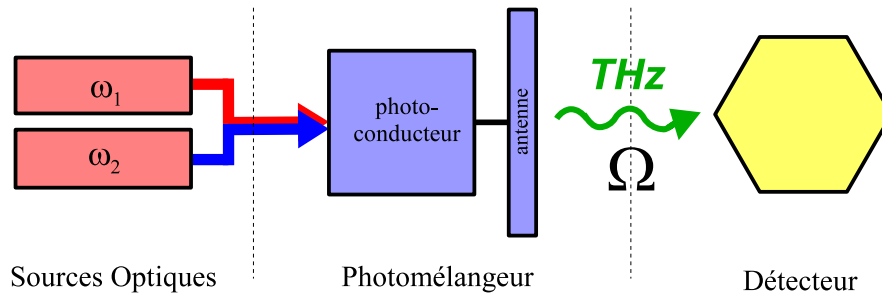


FIG. 3: Schéma d'une source térahertz par photomélangement. La fréquence de l'onde générée est égale à la différence de fréquence entre les deux sources optiques : $\Omega = \omega_1 - \omega_2$.

à basse température (quelques degrés Kelvin pour les sources fonctionnant à 2 THz) avec des puissances thermiques importantes à dissiper (~ 20 W). Leur utilisation pour des applications embarquées est donc délicate. En outre, ces sources ne sont pour le moment pas accordables et l'émission mono-fréquence est difficile à obtenir [131]. Enfin, notons que leur fonctionnement continu en dessous de 2 THz reste délicat [110] puisque l'énergie des transitions mise en jeu (8,2 meV dans ce cas) devient très faible par rapport à kT .

Même au prix d'une diminution de l'efficacité de mélange lié au profil du mode spatial émis, les lasers QCL constituent sans doute la bonne approche au delà de 2 THz à condition d'une cryogénie compacte. De plus, grâce à la puissance émise, leur utilisation permet de remplacer les HEB dans la chaîne de détection par des diodes de type Schottky [12].

Les sources térahertz par photomélangement constituent une alternative envisageable. En effet, dans ce type de dispositif (*cf* figure 3) deux sources optiques émettant à deux fréquences optiques différentes ω_1 et ω_2 sont focalisées sur un photoconducteur ultra-rapide dont la longueur d'onde d'absorption est compatible avec celle des sources optiques. On génère ainsi des porteurs dans le photoconducteur (électrons et trous) responsables de l'apparition d'un photocourant en raison de la présence d'un champ électrique de polarisation.

La non-linéarité de la réponse du photodétecteur (détection quadratique de l'amplitude du champ optique incident) induit une modulation de ce photocourant dont la fréquence Ω est égale à la différence de fréquence entre les deux sources. Ce photocourant modulé est alors utilisé pour alimenter une antenne adaptée conduisant à l'émission, en espace libre, d'un signal à la fréquence Ω .

C'est donc le contrôle des propriétés optiques des deux sources qui permet le

contrôle des caractéristiques (fréquence et pureté spectrale) du signal généré. L'utilisation d'une antenne large bande ainsi que de lasers accordables et stables permet de générer un signal accordable de bonne pureté spectrale. Cette technique qui fonctionne à température ambiante ne nécessite pas de refroidissement cryogénique.

Ce principe de génération a été réalisé pour la première fois aux fréquences térahertz par Brown et *al* [26] en utilisant deux lasers Ti:Al₂O₃ associés à un photomélangeur ultra-rapide constitué d'une antenne large bande spirale et d'un photoconducteur de GaAs épitaxié à basse température (BT). Compte tenu de la faible efficacité de la réponse des photoconducteurs à ces fréquences, les puissances générées sont faibles : de l'ordre du microwatt à 1 THz. Néanmoins, ces niveaux de puissance sont suffisants dans le cadre d'une utilisation en tant qu'oscillateur local dans une chaîne de détection hétérodyne [204].

Bien qu'une telle technique de génération semble appropriée à la réalisation d'OL térahertz, plusieurs facteurs liés aux sources optiques utilisées pour éclairer le photomélangeur ont limité sa généralisation. En effet, l'encombrement global, la consommation électrique ainsi que le coût associé aux deux lasers Ti:Al₂O₃ n'ont pas permis à cette technique de se développer en dehors des laboratoires spécialisés.

La solution consistant à remplacer ces 2 sources par des diodes laser [136, 80] permet de palier les problèmes de coût et d'encombrement. Mais la stabilité en fréquence ainsi que la pureté spectrale du signal de battement obtenu [137] ne permettent pas d'envisager une utilisation au sein d'une chaîne de détection hétérodyne sans avoir recours à des techniques d'asservissement complexes [169].

Une solution élégante et simple aux problèmes de stabilité et de pureté spectrale a été proposée il y a quelques années avec le premier laser accordable bi-fréquence à état solide pompé diode [31]. Dans un tel laser, les 2 modes optiques (croisés en polarisation) partagent la même cavité. Ainsi, la stabilité de la différence de fréquence entre les 2 modes a été obtenue sans stabilisation particulière du laser. Cette technique s'est généralisée, et des différences de fréquence optique dans la gamme térahertz ont été obtenues grâce à l'utilisation d'un milieu actif Er:Yb:verre à large bande spectrale de gain [6].

Ce laser a été développé principalement pour des applications télécom. Sa longueur d'onde d'émission (autour de $\lambda = 1550$ nm) n'est donc pas compatible avec la longueur d'onde d'absorption des photomélangeurs térahertz traditionnels à base de GaAs-BT ($\lambda < 870$ nm).

Le développement de photoconducteurs ultra-rapides à faible énergie de bande interdite pourrait permettre l'utilisation de ce laser bi-fréquence, et plus généralement l'utilisation de sources bas coûts développées pour l'industrie des télécommunications. Les matériaux doivent avoir différentes propriétés pour obtenir des photomélangeurs térahertz :

- courte durée de vie des porteurs (\sim ps) permettant une modulation térahertz du photocourant,
- grande résistivité d'obscurité afin de maximiser le contraste entre le courant d'obscurité et le courant photogénéré.

Plusieurs techniques d'épitaxies ont été étudiées dans ce but. La première solution envisagée a consisté à adapter la technique d'épitaxie à basse température développée pour le GaAs aux semi-conducteurs utilisés dans l'industrie des télécom : l' $\text{In}_{.53}\text{Ga}_{.47}\text{As}$. Si cette technique permet d'obtenir les temps de vie adéquats, la résistivité du matériau obtenu est cependant largement insuffisante [81, 111].

D'autres techniques ont été étudiées : l'irradiation ionique de la couche photoconductrice [132, 98], le dopage Fe [34], ou l'élaboration de structure $\text{InGaAs}/\text{ErAs}$ [54] permettent d'améliorer la résistivité des couches. Des résultats encourageants ont récemment été obtenus par N. Chimot [40], mais les niveaux de puissance générés demeurent insuffisants pour permettre la réalisation d'un oscillateur local performant.

Au regard de ces différents problèmes, nous proposons une approche originale en utilisant la longueur d'onde intermédiaire de $1 \mu\text{m}$ pour éclairer un photoconducteur adapté. En effet, à cette longueur d'onde, les milieux actifs dopés Ytterbium permettent d'envisager la réalisation de lasers bi-fréquence compacts. D'autre part, l'énergie de bande interdite du photoconducteur à utiliser est proche de celle du GaAs, ce qui permet d'espérer des propriétés compatibles avec une utilisation en photomélange térahertz.

Le travail de cette thèse est consacré au développement d'une source térahertz par photomélange, accordable, compacte, et de grande pureté spectrale pouvant être utilisée comme oscillateur local sur des systèmes de détection hétérodyne embarqués.

Le premier chapitre de ce manuscrit est consacré à l'étude de sources bi-fréquence émettant autour de $\lambda = 1 \mu\text{m}$. Nous y présenterons deux lasers bi-fréquence amplifiés construits autour de deux milieux actifs différents, le KGW et le CaF_2 dopés Ytterbium. Nous discuterons des résultats obtenus en terme d'accordabilité, de pureté spectrale de battement, ainsi que de puissance optique générée.

Le deuxième chapitre est consacré au travail que nous avons effectué sur des photoconducteurs ultra-rapides dont l'énergie de bande interdite est compatible avec les lasers bi-fréquence développés au premier chapitre. Après avoir présenté un modèle permettant de décrire les phénomènes de recombinaison de porteurs dans les matériaux épitaxiés à basse température, nous exposerons les caractéristiques des matériaux développés pour les applications de photomélanges térahertz à $1\ \mu\text{m}$: l' $\text{In}_{.23}\text{Ga}_{.77}\text{AsBT}$ et l' InGaAsN .

Le troisième chapitre traite de la génération de térahertz par photomélanges. Nous développerons différents modèles permettant de calculer la puissance térahertz générée en fonction des paramètres optiques, géométriques ainsi que des caractéristiques des matériaux épitaxiés. Puis nous présenterons les résultats des réalisations mettant en œuvre un laser bi-fréquence émettant à $1\ \mu\text{m}$ associé aux photomélanges à base d' $\text{In}_{.23}\text{Ga}_{.77}\text{As-BT}$ ou d' InGaAsN .

Dans le quatrième et dernier chapitre, nous proposerons une architecture de photomélanges distribués qui devrait permettre de gagner plusieurs ordres de grandeur sur la puissance térahertz émise.

Chapitre 1

Sources optiques pour la génération de térahertz continue

L'approche classique en photomélangé térahertz consiste à utiliser deux sources lasers continues $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$ afin de générer un battement [26, 165] dans un photomélangeur à base de GaAs. Dans ce cas, l'encombrement ainsi que la consommation électrique ne permettent pas d'envisager une utilisation de la source térahertz pour des applications embarquées. De plus, le coût de tels systèmes laser peut être un frein au développement de cette technique.

L'approche alternative qui consiste à utiliser deux diodes laser [136, 80] permet de résoudre les problèmes d'encombrement et de coût. Cependant, cette solution pose d'autres problèmes liés à la pureté spectrale du battement obtenu. En effet, de tels systèmes souffrent du manque de corrélation entre les deux sources ainsi que d'une faible qualité spectrale intrinsèque. Ceci impose la mise en œuvre de techniques complexes afin d'obtenir une stabilisation des sources optiques [135, 169] permettant d'obtenir *in fine* les performances standards d'un oscillateur local térahertz [204].

Une solution aux problèmes de la stabilité et de la pureté spectrale a été proposée il y a quelques années par Brunel et *al* avec le premier laser bi-fréquence accordable à état solide [31]. Dans un tel laser, les deux modes optiques croisés en polarisation, partagent la même cavité, ce qui permet d'obtenir une stabilisation naturelle de la fréquence de battement. Dans ce cas, la différence de fréquence entre les deux modes optiques est limitée par l'intervalle spectral libre de la cavité. Des battements dans la gamme de quelques dizaines de gigahertz ont été obtenus [146, 145].

Depuis, des différences de fréquence optique de plusieurs térahertz entre les deux modes ont été obtenues grâce à la séparation intra-cavité des deux modes [6, 5], ainsi qu'à l'utilisation d'un milieu à gain de grande bande passante (Er:Yb:verre).

Cependant, ce laser ayant été conçu principalement pour des applications télécom, sa longueur d'onde centrale d'émission autour de 1550 nm ne permet pas l'illumination de photoconducteurs ultra-rapides à base de GaAs épitaxié à basse température (BT), matériau performant et disponible. Par ailleurs, la puissance de sortie de ce laser (~ 1 mW) ne permet pas d'obtenir des rendements de conversion suffisants dans le photomélangeur.

La conversion de longueur d'onde de ce laser bi-fréquence amplifié à l'aide d'un doublement extra-cavité [114] permet d'obtenir les longueurs d'onde adéquates. Cependant, les bandes passantes optiques nécessaires rendent la conversion non-linéaire délicate. De plus, la puissance des signaux obtenue à $\lambda = 775$ nm est insuffisante.

Un certain nombre de développements sont donc aujourd'hui nécessaires afin d'adapter l'architecture du laser bi-fréquence aux longueurs d'onde auxquelles les photoconducteurs peuvent fonctionner efficacement.

Compte tenu de l'absence de milieux actifs, faciles à pomper, émettant avec $\lambda < 870$ nm (longueur d'onde d'absorption du GaAs-BT), nous nous sommes orientés vers le développement de laser bi-fréquence à état solide, pompé diode, utilisant des matrices dopées Ytterbium³⁺. En effet, les longueurs d'onde des transitions laser de ces matériaux se situent autour de $\lambda = 1 \mu\text{m}$, ce qui est compatible avec l'utilisation de photomélangeurs à base d'In₂₃Ga₇₇As-BT (photoconducteurs que nous avons développés dans le cadre de cette thèse. *cf* chapitre 2).

Dans ce chapitre, nous aborderons dans un premier temps, le phénomène physique qui permet d'obtenir un battement électrique dans un photoconducteur à partir de 2 modes optiques de longueurs d'onde différentes.

Puis, nous nous intéresserons à l'étude d'un système à base de 2 diodes laser émettant à $\lambda = 852$ nm. Cette longueur d'onde est en effet compatible avec la longueur d'onde d'absorption du GaAs-BT. Nous étudierons notamment les qualités spectrales du battement obtenu qui nous servira de référence pour la suite de l'étude.

Nous détaillerons ensuite la conception et la caractérisation de 2 lasers bi-fréquence à état solide pompés diode utilisant pour milieu actif l'Yb:KGW et l'Yb:CaF₂. Pour chacun de ces 2 lasers, nous étudierons :

- la plage d'accordabilité en longueur d'onde des deux modes, puisque c'est elle qui fixe la plage d'accordabilité de la source térahertz,
- les puissances optiques délivrées pour chacun des modes, afin de s'assurer qu'elles sont suffisantes pour permettre une conversion efficace dans le photomélangeur,
- l'amplification optique bi-fréquence du laser, afin d'obtenir des niveaux de puissance de l'ordre du watt (niveau requis pour le photomélange distribué et pour

- les applications en optique non-linéaire),
- la pureté spectrale du battement inter-mode, puisque c'est elle qui détermine la sensibilité de détection du système hétérodyne.

Enfin, nous concluons en sélectionnant la source la mieux adaptée pour les applications en photomélange térahertz.

1.1 Le battement optique

Dans cette section, nous abordons le phénomène physique qui permet d'exciter le photoconducteur à une fréquence f à partir de deux faisceaux laser de longueur d'onde λ et $\lambda + \Delta\lambda$.

Considérons deux ondes planes TEM \vec{E}_1 et \vec{E}_2 de même polarisation, parfaitement superposées, et de pulsations ω_1 et ω_2 différentes :

$$\vec{E}_1(\vec{r}, t) = E_1 \cos(\omega_1 t - \vec{k}_1 \cdot \vec{r} + \phi_1) \vec{u}, \quad (1.1)$$

$$\vec{E}_2(\vec{r}, t) = E_2 \cos(\omega_2 t - \vec{k}_2 \cdot \vec{r} + \phi_2) \vec{u}. \quad (1.2)$$

Ces deux ondes sont focalisées sur le photoconducteur dont la réponse est proportionnelle à la puissance incidente (détection quadratique), c'est-à-dire au carré du champ électrique. En \vec{r}_0 et au temps t , la puissance détectée s'exprime donc :

$$P(\vec{r}_0, t) = \frac{|\vec{E}(\vec{r}_0, t)|^2}{\eta_0} = \frac{|\vec{E}_1(\vec{r}_0, t) + \vec{E}_2(\vec{r}_0, t)|^2}{\eta_0} \quad (1.3)$$

avec $\eta_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \approx 377 \Omega$ (impédance du vide)

ce qui donne :

$$P(\vec{r}_0, t) = \frac{1}{\eta_0} \left\{ |\vec{E}_1|^2 + |\vec{E}_2|^2 + E_1 E_2 \cos[(\omega_1 - \omega_2)t - (\vec{k}_1 - \vec{k}_2) \cdot \vec{r}_0 + (\phi_1 - \phi_2)] \right. \\ \left. + E_1 E_2 \cos[(\omega_1 + \omega_2)t - (\vec{k}_1 + \vec{k}_2) \cdot \vec{r}_0 + (\phi_1 + \phi_2)] \right\} \quad (1.4)$$

La réponse du photoconducteur étant limitée par son temps de réponse τ , seules les composantes fréquentielles avec $\omega < 1/\tau$ engendrent une modulation du photocourant. Les autres composantes (telles que celles en ω_1 , ω_2 et $\omega_1 + \omega_2$) sont moyennées.

Une des difficultés de conception des photomélangeurs térahertz est précisément d'obtenir un temps de réponse inférieur à $1/(\omega_1 - \omega_2)$. Nous reviendrons sur les techniques qui permettent d'obtenir de telles propriétés au chapitre 2. L'équation (1.4) devient alors :

$$P(\vec{r}_0, t) = P_0 + 2\sqrt{P_1 P_2} \cos[(\omega_1 - \omega_2)t - (\vec{k}_1 - \vec{k}_2) \cdot \vec{r}_0 + (\phi_1 - \phi_2)] \quad (1.5)$$

$$\text{avec } P_1 = \frac{E_1^2}{2\eta_o} \quad P_2 = \frac{E_2^2}{2\eta_o} \quad \text{et} \quad P_0 = P_1 + P_2 \quad (1.6)$$

qui peut aussi s'écrire :

$$P(\vec{r}_0, t) = P_0 \left\{ 1 + m \cos[(\omega_1 - \omega_2)t - (\vec{k}_1 - \vec{k}_2) \cdot \vec{r}_0 + (\phi_1 - \phi_2)] \right\} \quad (1.7)$$

$$\text{avec } m = 2\sqrt{x(1-x)} \quad \text{et} \quad x = P_1/P_0 \quad (1.8)$$

Dans le cas de l'utilisation de deux faisceaux colinéaires ($\vec{k}_1 // \vec{k}_2$), le terme $(\vec{k}_1 - \vec{k}_2) \cdot \vec{r}_0$ n'entraîne plus qu'un déphasage dépendant de la position du photomélangeur. On peut donc l'ignorer et l'équation (1.7) peut s'écrire :

$$P(t) = P_0 [1 + m \cos(\Omega t + \Phi)] \quad \text{avec} \quad \begin{cases} \Omega = (\omega_1 - \omega_2) \\ \Phi = (\phi_1 - \phi_2) \end{cases} \quad (1.9)$$

La puissance optique vue par le photomélangeur est donc équivalente à celle émise par un laser modulé à la fréquence $f = \Omega/2\pi = (\omega_1 - \omega_2)/2\pi$ avec une profondeur de modulation m .

C'est le contrôle de la différence de fréquence optique entre les deux modes qui permet d'accorder la fréquence d'excitation du photoconducteur. Cette différence peut aussi s'exprimer sous la forme d'une différence de longueur d'onde :

$$f = \frac{\omega_1 - \omega_2}{2\pi} = \frac{c}{\lambda_1} - \frac{c}{\lambda_2} \simeq \frac{c}{\lambda^2} \Delta\lambda \quad \text{si} \quad \lambda_1 \simeq \lambda_2 \simeq \lambda \quad (1.10)$$

L'utilisation d'une source optique accordable permet donc de modifier de manière continue la valeur de $\Delta\lambda$ et donc la fréquence générée par le photomélangeur.

La puissance optique équivalente modulée à la fréquence f génère dans le photoconducteur un photocourant continu et un photocourant modulé. Lorsque la puissance des 2 faisceaux incidents est identique, la profondeur de modulation optique est alors maximale et égale à 1.

Le modèle physique qui permet de calculer les deux composantes du photocourant puis l'intensité de l'onde térahertz émise à la fréquence f sera détaillée au chapitre 3.

À partir de l'équation 1.9, on comprend que la stabilité en fréquence de l'onde térahertz générée est directement liée à la stabilité de la différence de fréquence $\omega_1 - \omega_2$ entre les 2 modes. De la même manière, la pureté spectrale du battement est liée à l'évolution des phases relatives $\phi_1 - \phi_2$ et donc à la corrélation de phase entre les deux modes.

Ceci illustre l'intérêt d'utiliser une source bi-fréquence plutôt que deux sources indépendantes, puisque dans ce premier cas, les perturbations induites par des variations de longueur de cavité sont supposées identiques (au premier ordre) pour les deux modes, ce qui limite les effets de cette variation sur la fréquence de battement.

Afin de caractériser concrètement l'écart de performance entre une source bi-fréquence et deux sources indépendantes, nous avons dans un premier temps étudié un système optique basé sur 2 diodes laser.

1.2 Les lasers semi-conducteur à contre-réaction distribuée

Les diodes laser constituent une famille de sources optiques compactes, bas coûts, et de faible consommation électrique. Leur utilisation en photomélangé térahertz, afin de réaliser des sources embarquées, paraît donc potentiellement intéressante.

Le développement de diodes laser bi-fréquence n'a pas atteint aujourd'hui la maturité suffisante qui permet une utilisation en photomélangé. En effet, ce type de source ne possède pas l'accordabilité nécessaire : soit la fréquence générée par battement est accordable mais est limitée à quelques dizaines de gigahertz [3], soit la différence de fréquence entre les deux modes est dans la gamme térahertz mais n'est pas accordable [133]. Dans tous les cas, la longueur d'onde de ces lasers (autour de $1,55 \mu\text{m}$) n'est pas compatible avec la longueur d'onde d'absorption des photomélangeurs ultra-rapides disponibles à ce jour.

Nous avons donc utilisé deux diodes laser monomodes à contre-réaction distribuée (DFB)¹ émettant autour de $\lambda = 852 \text{ nm}$, longueur d'onde compatible avec l'utilisation de photomélangeurs en GaAs-BT, matériau photoconducteur ultra-rapide performant et disponible.

Dans ce type de laser, un réseau est gravé au dessus de la zone active. Il permet à un seul mode longitudinal d'osciller dans la cavité. Le pas du réseau et l'indice effectif

¹En anglais : Distributed Feed Back

du mode guide fixent la longueur d'onde d'émission.

Ces lasers ont été conçus afin de présenter de bonnes qualités spectrales (largeurs de raie de l'ordre du mégahertz), ainsi qu'une faible dépendance de la longueur d'onde d'émission avec la température de la diode. Ces qualités sont précisément celles que nous recherchons afin d'obtenir un signal de battement pur et stable.

Les lasers DFB émettant à $\lambda = 852$ nm sont peu disponibles sur le marché. Pour notre projet, nous avons pu bénéficier de diodes conçues et réalisées au sein du Alcatel-Thales III-V Lab. Ces diodes ont été initialement développées pour des applications de métrologie [118] (la longueur d'onde de fonctionnement de ces diodes correspond à celle d'une transition électronique de l'atome de Césium).

1.2.1 Configuration

Le système optique utilisé pour combiner les faisceaux des deux lasers DFB est illustré figure 1.1. Chaque puce est montée sur une plaque froide indépendante dont la température est contrôlée à l'aide d'une thermistance associée à un module Peltier. Le faisceau de chaque laser est ensuite collimaté à l'aide d'une lentille asphérique traitée anti-reflet $L1$ (et $L1'$) de focale 4,5 mm. Les 2 faisceaux émis sont polarisés de manière identique.

Après réflexion sur le miroir $M0$, la polarisation d'un des deux faisceaux est tournée de 90° à l'aide de la lame demi-onde $WP0$. On utilise un prisme polarisant $P0$ pour superposer les deux faisceaux, l'ajustement étant réalisé en jouant sur l'orientation de $M0$ ainsi que sur la position latérale et verticale de chacun des lasers.

De cette manière, on obtient un faisceau dont les deux modes sont superposés spatialement et croisés en polarisation. L'utilisation d'une lame demi-onde supplémentaire $WP1$ combinée à un polariseur $P1$ (en fait intégré à l'isolateur) permet donc de régler la puissance relative de chacun des lasers DFB dans le faisceau transmis.

Après isolation optique, le faisceau peut être couplé dans une fibre pour être analysé soit par un analyseur de spectre optique soit par une photodiode rapide fibrée. L'écart de fréquence optique entre les deux lasers est contrôlé en jouant indépendamment sur les températures des plaques froides.

Si la faible influence de la température sur la longueur d'onde d'émission est un avantage pour la stabilité du battement, elle nuit à l'accordabilité du système. En effet, la sensibilité en longueur d'onde de ces lasers est d'environ 0,07 nm/K (soit ~ 29 GHz/K). La plage de température de fonctionnement étant limitée, l'écart de fréquence maximum que l'on peut réaliser entre deux lasers identiques est limité à environ 1 THz, ce qui est insuffisant.

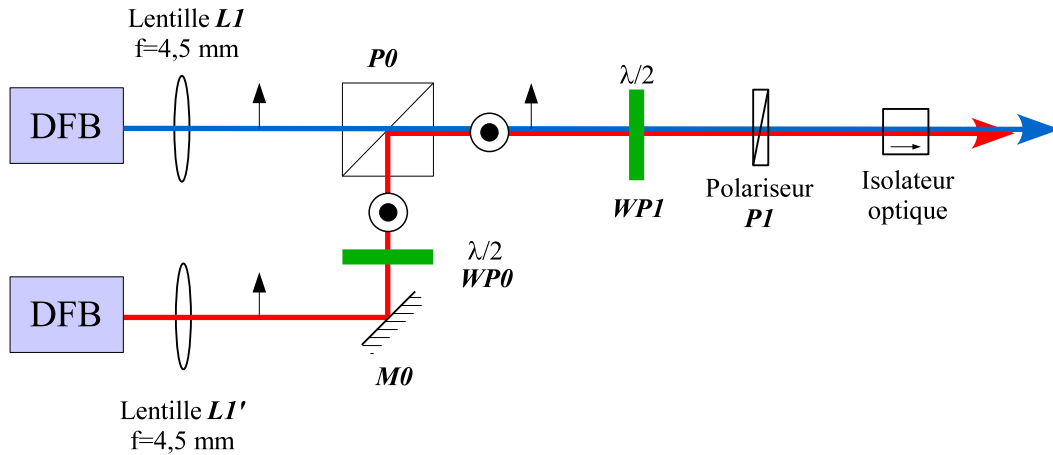


FIG. 1.1: Configuration permettant la superposition des deux modes émis par deux lasers DFB. $L1$, $L2$ lentilles asphériques traitées AR ; $M0$ miroir métallique ; $WP0$, $WP1$ lames demi-onde ; $P0$ prisme polarisant ; $P1$ polariseur.

Afin d'augmenter cet écart, nous avons travaillé avec des lasers de longueurs d'onde différentes dont les caractéristiques sont résumées sur le tableau suivant :

	DFB n°1	DFB n°2	DFB n°3
Plaque n°	XXL547S3C	XXL547S3C	XXL547S1D
Puce n°	IV-7	IV-8	II-5
Pas théorique du réseau effectif	852 nm	852 nm	856 nm
Largeur du ridge	$\sim 4 \mu\text{m}$	$\sim 4 \mu\text{m}$	$\sim 4 \mu\text{m}$
Longueur de la cavité	2,0 mm	2,0 mm	2,5 mm
λ_0 (T=20°C I=160mA)	851,27 nm	851,09 nm	853,72 nm

1.2.2 Caractérisations optiques

Sur la figure 1.2, on représente la puissance optique obtenue en fonction de la longueur d'onde pour les 3 diodes étudiées. Le courant de polarisation est identique pour les 3 diodes et égal à 160 mA (soit ~ 100 mA au dessus du seuil). La puissance indiquée correspond à celle mesurée après la lentille de collimation. Pour chaque mesure nous avons indiqué la température de la plaque froide.

Les lasers DFB n°1 et n°2, provenant de la même plaque, présentent quasiment les mêmes longueurs d'onde pour les mêmes températures de plaque froide. La puissance délivrée par le laser DFB n°1 est cependant supérieure (~ 22 mW en moyenne).

La plage de fonctionnement du laser DFB n°3 est légèrement décalée, elle est plus étroite que celle des deux autres lasers : nous avons obtenu un fonctionnement mono-

mode uniquement pour des températures comprises entre 20 et 45°C.

Un recouvrement des plages de fonctionnement existe avec le laser DFB n°1. Ainsi, on peut obtenir une différence de longueur d'onde entre le laser DFB n°1 et le laser DFB n°3 allant de 0 à 5 nm. La figure 1.3 représente le spectre optique obtenu lorsque la différence de fréquence optique entre les 2 lasers est de 2 THz (soit une différence de longueur d'onde de 4,9 nm).

1.2.3 Caractérisation de la pureté spectrale du battement

À ce jour, les techniques d'analyse spectrale dans le domaine térahertz (FTIR²) n'ont pas la résolution suffisante pour caractériser finement la largeur du spectre photogénéré. Pour effectuer cette mesure, la différence de fréquence optique entre les deux lasers DFB étudiés est donc réduite dans la gamme des gigahertz. La caractérisation de ce battement peut alors se faire avec des outils RF classiques. Cette mesure donne des résultats proches de ceux qui auraient été obtenus avec un battement térahertz, puisque dans les deux cas, les fréquences générées sont très faibles devant la fréquence optique.

Après l'isolateur optique, une partie du faisceau bi-fréquence est couplée dans une fibre et analysée à l'aide d'une photodiode reliée à un analyseur de spectre électrique. Nous avons étudié deux configurations pour lesquelles des différences de fréquences optiques dans la gamme des gigahertz sont possibles :

- battement entre les lasers DFB n°1 et n°2 avec un écart en température de 2,4°C
- battement entre les lasers DFB n°1 et n°3 avec un écart en température de 39,4°C.

Pour chaque mesure, nous avons attendu 10 minutes que les températures de consigne soient atteintes et stabilisées.

Battement entre les lasers DFB n°1 et n°2 ($\Delta T = 2,4^\circ\text{C}$) :

Les résultats obtenus sont présentés sur les figures 1.4 et 1.5. Dans ce cas, la température du laser DFB n°1 est de 20,0°C et celle du DFB n°2 est de 22,4°C. Pour les 2 diodes, le courant de polarisation est de 120 mA.

Malgré une vitesse de balayage ("sweep time") de 4 ms, le battement n'est pas suffisamment stable pour que l'on puisse distinguer une seule fréquence de battement. La fréquence centrale du battement varie d'environ 15 MHz.

Afin de mesurer les dérives lentes, nous avons enregistré pendant une durée de 60 secondes les maxima atteints pour chaque fréquence de la fenêtre de mesure. La courbe obtenue est présentée figure 1.5. La dérive mesurée est d'environ 45 MHz.

²en anglais : Fourier Transform Infrared Spectroscopy

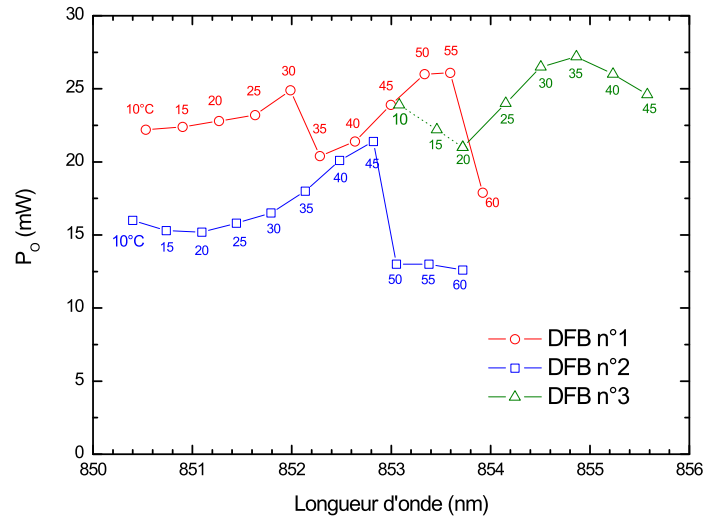


FIG. 1.2: Puissance de sortie en fonction de la longueur d'onde des lasers DFB à 852 nm. Pour chaque point de mesure, la température de la plaque froide est indiquée en °C. Les courants de polarisation sont de 160 mA pour les 3 lasers. Les zones en pointillés correspondent aux plages de fonctionnement non monomode.

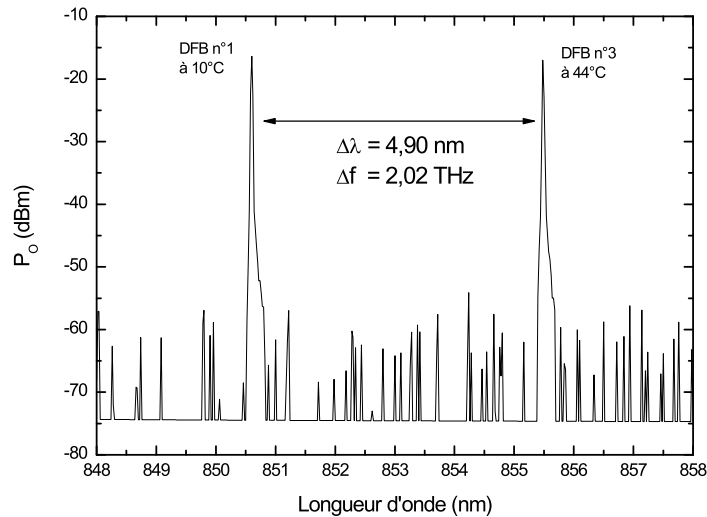


FIG. 1.3: Spectre optique des lasers DFB n°1 et n°3 recombinaés. La différence de fréquence optique entre les deux modes est ici de 2,02 THz.

Les mesures effectuées en augmentant de 20°C les 2 températures de fonctionnement ont donné des résultats identiques. Nous en déduisons que ces variations de fréquence de battement ne sont pas directement liées à des problèmes de thermalisation entre les diodes et l'environnement, mais à de petites dérives différentielles entre les diodes.

Battement entre les lasers DFB n°1 et n°3 ($\Delta T = 39,4^\circ\text{C}$) :

Les résultats obtenus sont présentés sur les figures 1.6 et 1.7. Dans ce cas, la température du laser DFB n°1 est de 55,0°C et celle du laser DFB n°3 est de 15,6°C. Pour les 2 diodes, le courant de polarisation est de 120 mA.

Comme précédemment, le battement n'est pas suffisamment stable pour que l'on puisse distinguer un seul pic de battement. La fréquence centrale du battement varie d'environ 15 MHz, ce qui est identique au résultat obtenu en faisant battre les diodes n°1 et n°2.

Par contre, les mesures de dérives lentes (*cf* figure 1.7) sont très différentes : après 60 secondes, le signal de battement a dérivé sur environ 180 MHz. Les températures des deux diodes étant dans ce cas très différentes, les dérives ne sont plus identiques, ce qui accélère la dérive de la fréquence de battement.

Conclusions :

Dans cette première configuration optique étudiée, le battement électrique entre deux lasers DFB n'est pas stable. D'autre part, lorsque la différence de température entre les deux diodes augmente, la stabilité de la fréquence de battement diminue.

L'utilisation d'une source de courant à très faible bruit pour alimenter les diodes pourrait permettre de stabiliser le battement instantané. De plus, l'utilisation d'un isolateur optique indépendant pour chaque laser, devrait permettre une meilleure isolation, et donc d'améliorer la stabilité.

Les dérives lentes, qui semblent plus liées à des variations de température de la plaque froide pourraient être améliorées en modifiant le conditionnement des puces laser. En effet, les diodes commerciales peuvent aujourd'hui être livrées dans des boîtes thermalisées étanches et blindées. Un tel conditionnement améliorerait probablement la stabilité du battement.

Dans tous les cas, la pureté spectrale théorique du battement est limitée par la largeur de la raie optique des sources utilisées, ce qui nous donnerait une largeur de raie de battement d'environ 1 MHz [106].

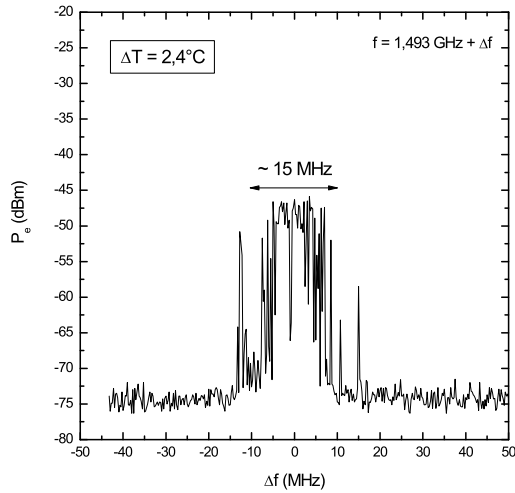


FIG. 1.4: Spectre électrique instantané (4 ms) du battement entre les 2 lasers DFB n°1 et n°2.

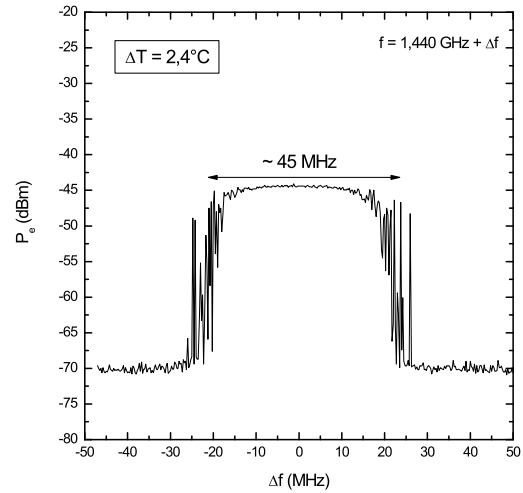


FIG. 1.5: Spectre électrique du battement entre les 2 lasers DFB n°1 et n°2. On représente ici les maxima relevés au cours d'une période de 60 secondes.

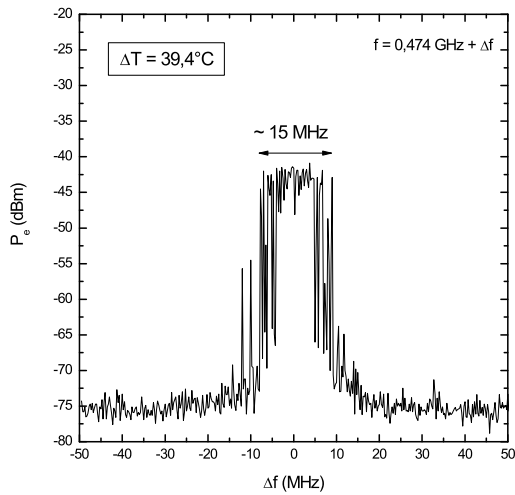


FIG. 1.6: Spectre électrique instantané (4 ms) du battement entre les 2 lasers DFB n°1 et n°3.

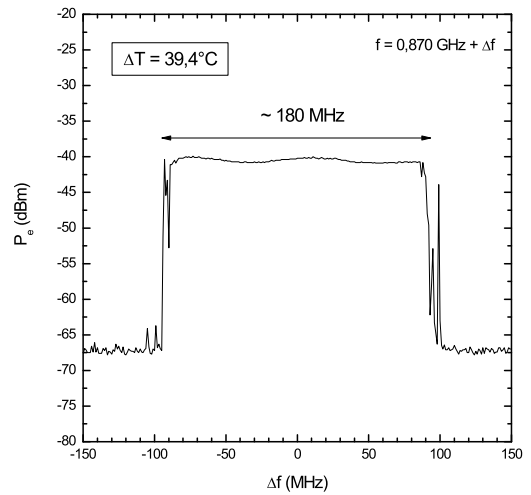


FIG. 1.7: Spectre électrique du battement entre les 2 lasers DFB n°1 et n°3. On représente ici les maxima relevés au cours d'une période de 60 secondes .

1.3 Les Lasers Bi-fréquence à état solide

Les résultats obtenus avec deux sources indépendantes nous ont amené à étudier les sources laser bi-fréquence. En effet, Alouini et *al* ont montré que la largeur spectrale du battement térahertz inter-mode d'une cavité bi-fréquence stabilisée est inférieure à 10 kHz [7]. De plus, ils ont montré que la dérive de la fréquence de battement à long terme est inférieure à 1 MHz [7]. C'est donc naturellement vers ces sources bi-fréquence que nous nous sommes orientés.

Une réalisation de laser bi-mode utilisant un milieu actif $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$ a déjà été proposée par Naftaly et *al* [147]. Cependant, un tel système ne résout pas les problèmes d'encombrement et de consommation électrique puisque ce laser doit être pompé autour de $\lambda = 500$ nm, soit avec un laser argon, soit avec un laser Nd :YAG doublé en fréquence.

N.D. Lai a étudié le doublage extra-cavité d'un laser bi-fréquence térahertz Er:Yb:verre amplifié [114]. Il a obtenu, à partir d'un signal bi-fréquence à $\lambda \simeq 1,55 \mu\text{m}$, deux modes à $\lambda \simeq 775$ nm dont la différence de fréquence optique est accordable de 0 à 4,2 THz. Bien que la longueur d'onde de ce signal soit compatible avec des photomélangeurs ultra-rapides de GaAs-BT, les puissances optiques obtenues après conversion (~ 1 mW) se sont révélées insuffisantes pour permettre la génération de térahertz de manière efficace.

La réalisation de sources bi-fréquence de longueur d'onde inférieure à 870 nm semble donc difficile à réaliser. D'autre part, les sources bi-fréquence à $1,5 \mu\text{m}$ ne sont pas compatibles avec la longueur d'onde d'absorption des photomélangeurs ultra-rapides. Nous nous sommes donc orientés vers la conception de sources bi-mode dont la longueur d'onde d'émission laser est supérieure à $\lambda = 1,1 \mu\text{m}$, ce qui correspond à la longueur d'onde d'absorption des photoconducteurs ultra-rapides à base d'InGaAs-BT épitaxiés sur substrat de GaAs (voir chapitre 2).

1.3.1 Choix du milieu actif

C'est le choix du milieu actif qui détermine la longueur d'onde de fonctionnement du laser. Cependant, celle-ci n'est pas le seul critère à satisfaire. D'autres paramètres sont à prendre en compte afin d'obtenir une source compacte et puissante permettant de générer 2 modes dont la différence de fréquence optique se situe dans la gamme des térahertz :

- La bande passante du gain de ce milieu actif doit être suffisamment large pour permettre l'oscillation laser simultanée de deux modes séparés de quelques nanomètres. En effet, puisque $\Delta\nu = \Delta\lambda c/\lambda^2$, pour avoir deux modes séparés de 3

- THz, à $\lambda = 1 \mu\text{m}$ la largeur du gain doit être au minimum de 10 nm.
- La longueur d’onde de pompe doit être compatible avec celle des diodes laser de puissance.
 - La conductivité thermique du milieu actif doit être suffisante afin de permettre l’utilisation de puissance de pompe élevée.
 - Pour des applications nécessitant des flux optiques importants (photomélangé distribué, interactions non-linéaires) la longueur d’onde d’émission doit être compatible avec celle d’amplificateurs optiques puissants.

Ces propriétés requises pour le milieu à gain sont communes à celles nécessaires à la réalisation de laser femtoseconde compacts pompés diode. C’est donc tout naturellement vers les milieux actifs développés pour ce type d’application que nous nous sommes orientés, et plus particulièrement vers les milieux actifs dopés Ytterbium [43].

Nous avons envisagé 4 matrices dopés Yb^{3+} :

- le Grenat d’Yttrium-Aluminium (YAG) : $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$, matrice souvent utilisée pour les lasers de forte puissance émettant autour de $\lambda = 1 \mu\text{m}$ [19].
- le Tungstate de Gadolinium et de Potassium (KGW) : $\text{KGd}(\text{WO}_4)_2$, très absorbant autour de 981 nm a donné lieu à des réalisations de lasers femtosecondes aux performances intéressantes [32],
- le Fluorure de Calcium CaF_2 , dont l’utilisation dans les lasers femtosecondes est récente et prometteuse [126],
- et le verre : SiO_2 , milieu dont le gain est naturellement large compte tenu de sa nature amorphe (nous avons ici considéré le verre phosphaté QX produit par la société Kigre).

Les sections efficaces d’absorption σ_a et d’émission σ_e de ces 4 milieux actifs sont représentées sur les figures 1.8 à 1.11.

La section efficace effective du gain σ_g est obtenue à partir de σ_a et σ_e . Elle dépend du taux d’inversion de population $\beta = N_2/N$, ou N_2 représente la densité d’ions à l’état excité et N la densité d’ions totale. On a alors :

$$\sigma_g = \beta\sigma_e - (\beta - 1)\sigma_a \quad (1.11)$$

Le gain d’une longueur L de matériau étant donné par $G = \exp(\sigma_g N L)$.

Pour les différents milieux actif étudiés, nous avons calculé σ_g pour 4 taux d’inversion de population différents. Les résultats sont présentés sur les figures 1.12 à 1.15.

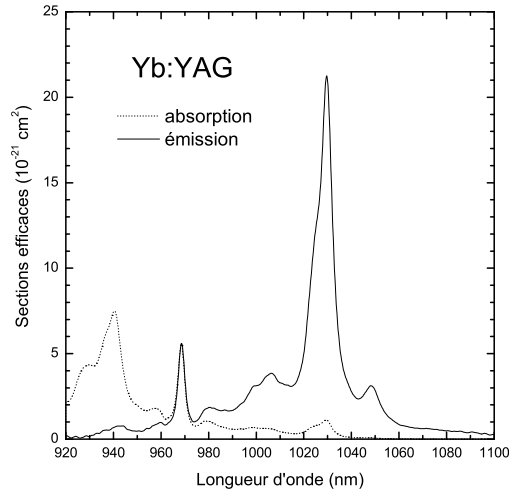


FIG. 1.8: Sections efficaces d'absorption et d'émission de l'Yb:YAG à température ambiante (d'après [43]).

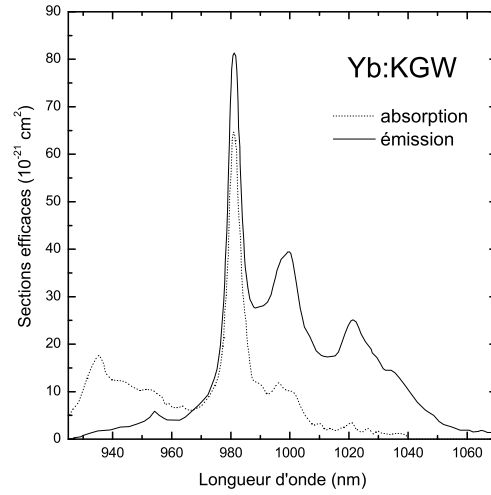


FIG. 1.9: Sections efficaces d'absorption et d'émission de l'Yb:KGW (E||a) à température ambiante (d'après [43]).

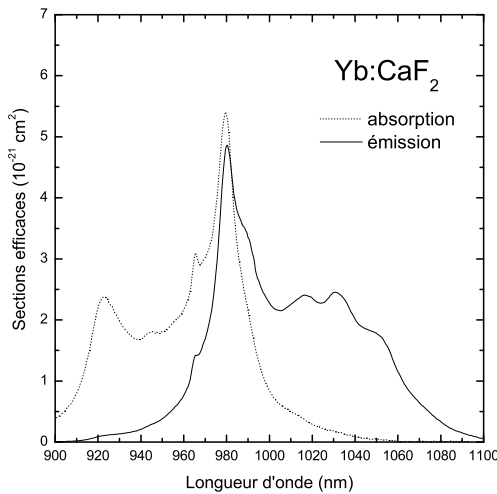


FIG. 1.10: Sections efficaces d'absorption et d'émission de l'Yb:CaF₂ à température ambiante (d'après [161]).

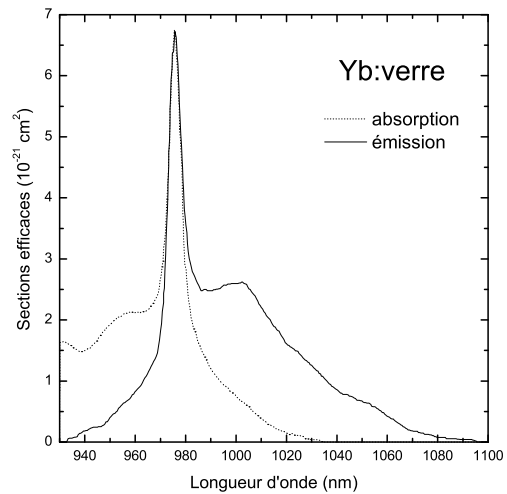


FIG. 1.11: Sections efficaces d'absorption et d'émission de l'Yb:verre à température ambiante (d'après [85]).

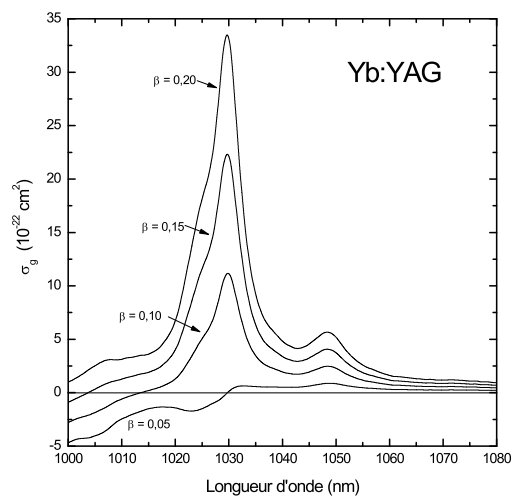


FIG. 1.12: Sections efficaces effectives du gain de l'Yb :YAG pour 4 taux d'inversion de population.

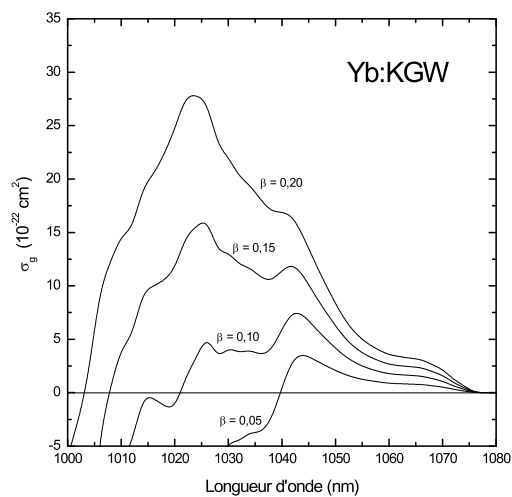


FIG. 1.13: Sections efficaces effectives du gain de l'Yb:KGW pour 4 taux d'inversion de population.

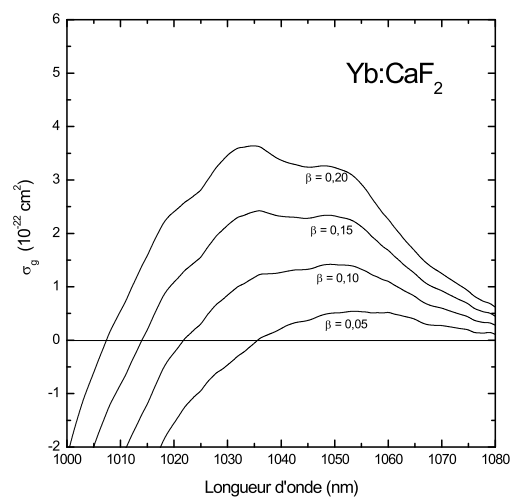


FIG. 1.14: Sections efficaces effectives du gain de l'Yb:CaF₂ pour 4 taux d'inversion de population.

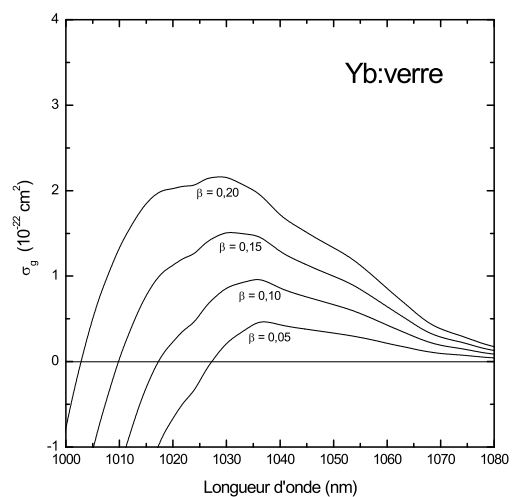


FIG. 1.15: Sections efficaces effectives du gain de l'Yb :verre pour 4 taux d'inversion de population.

Le tableau 1.1 récapitule les propriétés spectrales du gain de chaque milieu actif pour plusieurs paramètres :

- τ_f correspond au temps de vie de l'état excité. Plus celui-ci est élevé et plus l'inversion de population est facile à effectuer.
- σ_g correspond au maximum de la section efficace de gain obtenu pour $\beta = 0,2$ et λ_l à la position de ce maximum.
- $\Delta\lambda$ correspond à la largeur à mi-hauteur du spectre de σ_g obtenu pour $\beta = 0,2$.
- λ_p correspond à la longueur d'onde pour laquelle l'absorption (σ_a) est la plus élevée.
- k correspond à la conductivité thermique de la matrice.

	YAG	KGW	CaF ₂	Verre
τ_f (ms)	0,95	0,75	2,4	2,0
σ_g (10^{-22} cm ²)	33	28	3,6	2,2
λ_l (nm)	1030	1024	1034	1030
$\Delta\lambda$ (nm)	8,6	35	48	48
λ_p (nm)	940	981	980	975
k (W/m/K)	11	3,3	10	0,85

TAB. 1.1: Caractéristiques de quelques milieux actifs dopés Yb³⁺.

Des 4 milieux actifs étudiés, l'Yb:YAG est celui qui possède la plus grande section efficace de gain et la plus grande conductivité thermique. Cependant, la largeur spectrale du gain est insuffisante pour permettre un fonctionnement bi-fréquence térahertz.

La section efficace de gain de l'Yb:KGW est légèrement inférieure à celle de l'Yb:YAG. Cependant, la largeur spectrale du gain est 4 fois plus élevée. Avec une conductivité thermique près de 4 fois supérieure à celle du verre, ce matériau fait figure de bon candidat pour les applications bi-fréquence térahertz. Il faut cependant noter que ce matériau possède une forte biréfringence optique ($n_g = 2,033$ $n_p = 2,037$ et $n_m = 1,986$) et des sections efficaces d'absorption et de recombinaison fortement dépendantes de la polarisation. Comme nous le verrons par la suite, ces propriétés rendent son utilisation difficile dans le cas de nos cavités laser bi-fréquence.

La largeur de gain du verre dopé Yb³⁺ est encore plus large que celle de l'Yb:KGW. Cependant, sa faible conductivité thermique ainsi que ses faibles sections efficaces d'émission et de recombinaison, ne permettent pas d'envisager des puissances de sorties élevées.

L'Yb:CaF₂ possède une largeur de gain équivalente à celle du verre dopé Yb et une section efficace de gain légèrement supérieure. De plus, sa conductivité thermique est quasiment équivalente à celle du YAG. Si à taux d'inversion de population β équivalent ce matériau présente un gain plus faible que l'Yb:KGW, le temps de vie de l'état excité plus long va permettre d'atteindre un β plus élevé pour un pompage équivalent.

Nous avons donc choisi de mettre en œuvre des cavités laser bi-fréquence à base de KGW et de CaF₂ dopés Yb³⁺.

L'Yb:KGW est un cristal disponible commercialement. Le CaF₂ sous sa forme dopée avec des ions d'Yb³⁺ est beaucoup plus rare. L'étude de ces applications au laser bi-fréquence s'est faite en collaboration avec le CIRIL³, laboratoire notamment spécialisé dans la synthèse de nouveaux matériaux laser.

1.3.2 Laser bi-fréquence KGW dopé Ytterbium

1.3.2.1 Architecture optique du laser

La cavité Laser :

La cavité bi-fréquence proposée est illustrée sur la figure 1.16. Elle comprend deux miroirs M_1 et M_2 formant une cavité plan-concave d'environ 60 mm de long. Le miroir dichroïque de fond de cavité M_1 est traité pour présenter une réflexion maximale ($R > 99.9\%$) entre 1020 et 1200 nm ainsi qu'une bonne transparence ($T > 95\%$) à la longueur d'onde de pompe (i.e. 981 nm). Le coupleur de sortie M_2 est un miroir plan/concave de rayon de courbure 50 mm et de 1,8% de transmission.

Le milieu actif se compose d'un cristal de KGW de 2 mm d'épaisseur (orienté selon l'axe b) dopé avec 5% d'Ytterbium. Les deux faces ont été traitées anti-reflet (AR) entre 1020 et 1060 nm. Pour des raisons de configuration mécanique de la cavité, ce cristal est séparé de 11,5 mm du miroir de fond de cavité M_1 .

Afin de permettre d'accorder indépendamment la longueur d'onde des 2 modes optiques avec des différences de fréquence plus grandes que l'intervalle spectral libre de la cavité, il est nécessaire d'effectuer une séparation spatiale intra-cavité des deux modes. Cette séparation est obtenue grâce à l'utilisation d'un cristal de Vanadate d'Yttrium (YVO₄), traité AR, de longueur $L = 10$ mm et taillé à $\theta = 45^\circ$ de son axe optique. Ce cristal permet en effet de lever la dégénérescence spatiale entre les modes croisés en polarisation [24]. Compte tenu de la nature biréfringente du YVO₄ (à $\lambda = 1025$ nm $n_o = 1,959$ et $n_e = 2,167$) ainsi que de son orientation par rapport à la direction de propagation du faisceau, ce cristal induit un décalage spatial Δ_L entre les deux états de

³CIRIL : Centre interdisciplinaire de recherche ions-lasers, UMR CNRS-CEA 6637, Caen

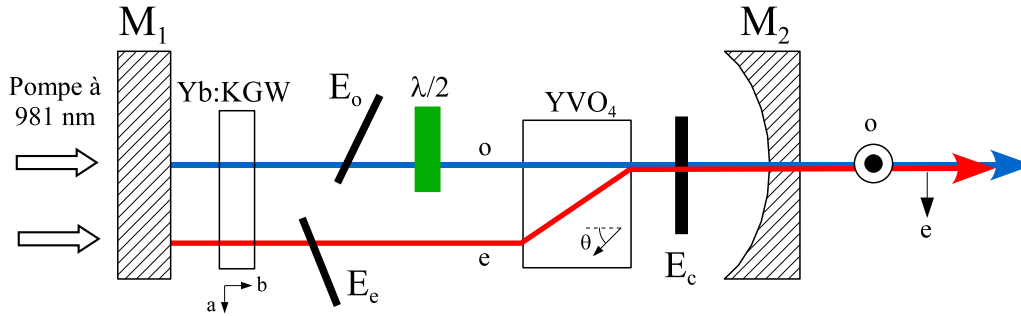


FIG. 1.16: Cavité du Laser bi-fréquence Yb:KGW. M_1 miroir dichroïque plan ; M_2 coupleur de sortie ; E_o , E_e , E_c étalons.

polarisation ordinaire (o) et extraordinaire (e). En utilisant l'interprétation géométrique du théorème de Malus, sous incidence normale on obtient :

$$\Delta_L = L \tan \left[\theta - \arctan \left(\frac{n_o^2}{n_e^2} \tan \theta \right) \right] \quad (1.12)$$

ce qui dans notre cas nous donne 1,01 mm de séparation.

L'orientation du cristal de KGW (autour de son axe b) se fait de manière à maximiser le gain de l'état propre (e) (l'axe a du KGW est alors aligné avec l'état de polarisation du mode (e)). Une lame d'onde $\lambda/2$ orientée à 45° est insérée sur le trajet du mode (o) de manière à ce qu'il présente le même état de polarisation que le mode (e) dans le milieu actif. Nous avons choisi un ordre élevé pour cette lame d'onde (9,5 à 1026 nm) afin d'augmenter la sélectivité en longueur d'onde et faciliter ainsi l'obtention d'un signal monomode.

Le caractère mono-fréquence de chacune des oscillations laser est obtenu en insérant 2 étalons indépendants E_o et E_e sur le passage de chacun des modes. C'est l'inclinaison de ces étalons qui permet d'accorder indépendamment leur longueur d'onde. En effet, l'inclinaison modifie leur épaisseur effective et donc leur longueur d'onde de transmission maximum.

Les étalons doivent être suffisamment sélectifs en longueur d'onde afin de ne permettre qu'une oscillation mono-fréquence pour chaque mode. La sélectivité nécessaire dépend notamment de l'homogénéité du gain, des pertes dans la cavité, et des différents phénomènes de compétition entre les modes.

Différents types d'étalons ont été utilisés sans pour autant permettre d'obtenir une oscillation monomode sur chacun des trajets. La solution retenue utilise deux étalons E_o et E_e de verre (non traités) de $150 \mu\text{m}$ d'épaisseur auxquels nous avons ajouté, dans

la zone où les deux modes sont superposés, un étalon E_c de 1 mm d'épaisseur traité $R = 22\%$ (sur chaque face) .

Le système de pompe :

L'Yb:KGW est un milieu à (quasi) trois niveaux. Il est donc nécessaire de bien faire correspondre la taille et la forme du faisceau de pompe dans le milieu actif avec celle du mode laser [39] afin de limiter les pertes par absorption.

Le milieu actif est pompé à 981 nm (longueur d'onde où l'absorption est la plus élevée) à l'aide d'une diode mono-émetteur, développée à Thales R&T [9], de $1 \times 100 \mu\text{m}$ émettant 4 W de puissance optique polarisée (TE). Afin d'obtenir un pompage efficace, il faut donc réduire l'ellipticité de la pompe. En effet, si l'on néglige la lentille thermique dans le milieu actif, le mode spatial fondamental de la cavité laser est circulaire et de diamètre en $1/e^2$ égal à $180 \mu\text{m}$ dans le milieu actif.

Le système de remise en forme de faisceau utilisé est présenté figure 1.17. Il se compose d'une lentille asphérique de collimation F_1 de focale 4,5 mm (O.N. = 0,55) et d'une lentille sphérique F_2 plan-convexe de focale 40 mm. Dans le plan contenant la largeur de la diode, on utilise deux lentilles cylindriques F_3 de focale -12,7 mm et F_4 de focale 150 mm. Les points focaux image et objet de ces deux lentilles sont confondus de manière à ce que le faisceau soit collimaté après la lentille F_4 . L'ensemble de ces lentilles est traité AR de manière à minimiser les pertes aux interfaces.

La taille théorique de l'image de la diode dans le milieu actif (au point focal de F_2) est de $9 \times 75 \mu\text{m}$, ce qui signifie que l'ellipticité au point focal a été réduite par un facteur ~ 12 . Une ellipticité plus faible n'aurait sans doute pas été favorable car elle aurait entraîné une mauvaise superposition des profils spatiaux de part et d'autre du point focal.

Dans ces conditions, le système proposé ne permet de pomper qu'un seul mode. Or, il est nécessaire de pomper les deux modes avec la même source afin de maximiser la corrélation de leurs fluctuations tant en phase qu'en de fréquence. Ainsi, les variations d'intensité de pompe seront similaires pour les deux modes, et par conséquent pour les variations de gain et d'indice.

La technique traditionnellement utilisée pour focaliser la pompe aux 2 points de passage des modes (o) et (e) dans le milieu actif consiste à utiliser un cristal de YVO₄ après la lentille de focalisation du système de pompe (F_2 dans notre cas) [5, 30]. Il en résulte deux faisceaux de pompe convergents, séparés spatialement, mais croisés en polarisation. Or, dans l'Yb:KGW les sections efficaces d'absorption dépendent de la polarisation. Une telle technique n'est donc pas utilisable.

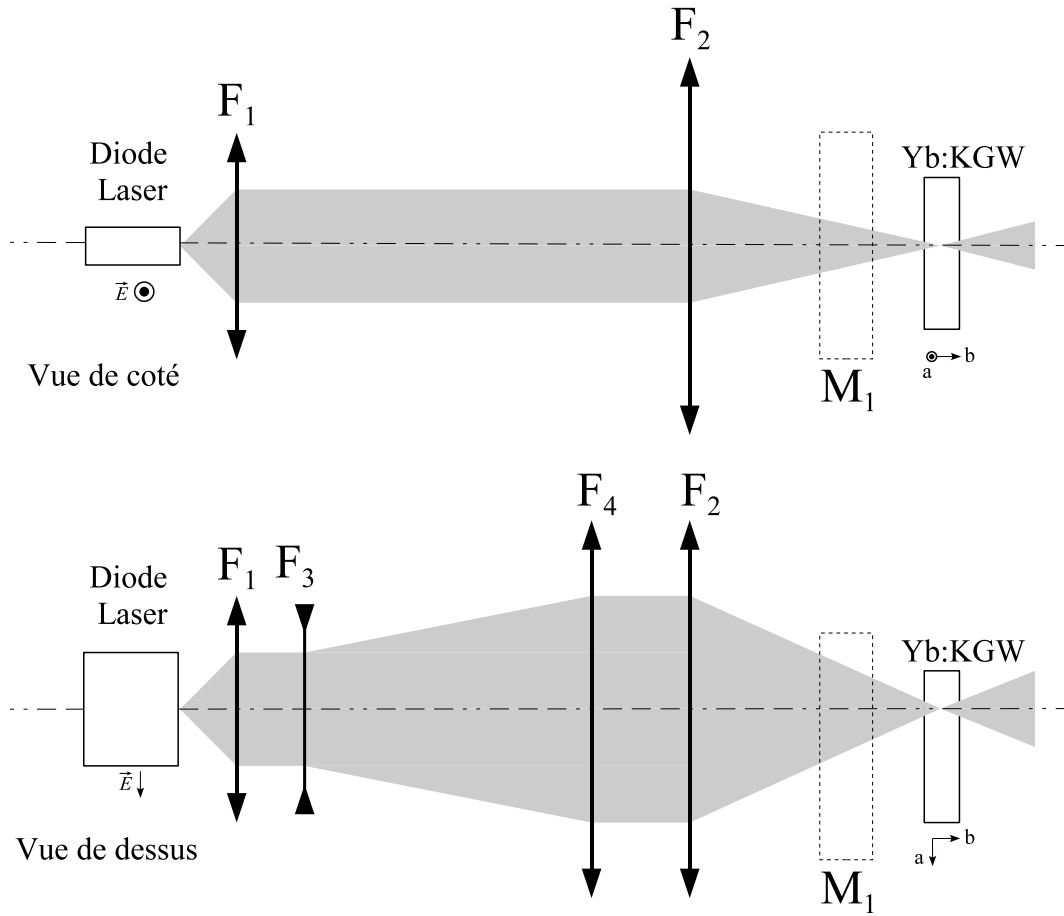


FIG. 1.17: Système optique de mise en forme du faisceau de pompe (vue de dessus et vue de côté). F_1 , F_2 lentilles sphériques convergentes ; F_3 lentille cylindrique divergente ; F_4 lentille cylindrique convergente ; M_1 miroir dichroïque du laser

La solution proposée est décrite figure 1.18. Elle consiste à insérer dans le faisceau de pompe entre les lentilles F_4 et F_2 un prisme incliné avec un angle φ . Le faisceau est alors transmis avec un angle β . En utilisant les lois de l'optique géométrique, on obtient :

$$\beta = \varphi - \frac{A}{2} + \arcsin \left\{ n \sin \left[A - \arcsin \left(\frac{1}{n} \sin \left(\frac{A}{2} + \varphi \right) \right) \right] \right\} \quad (1.13)$$

avec A l'angle au sommet du prisme et n son indice de réfraction.

Après la lentille de focalisation F_2 , la partie du faisceau transmise est donc focalisée à une distance Δ_P donnée par :

$$\Delta_P = f_2 \tan(\beta) \quad (1.14)$$

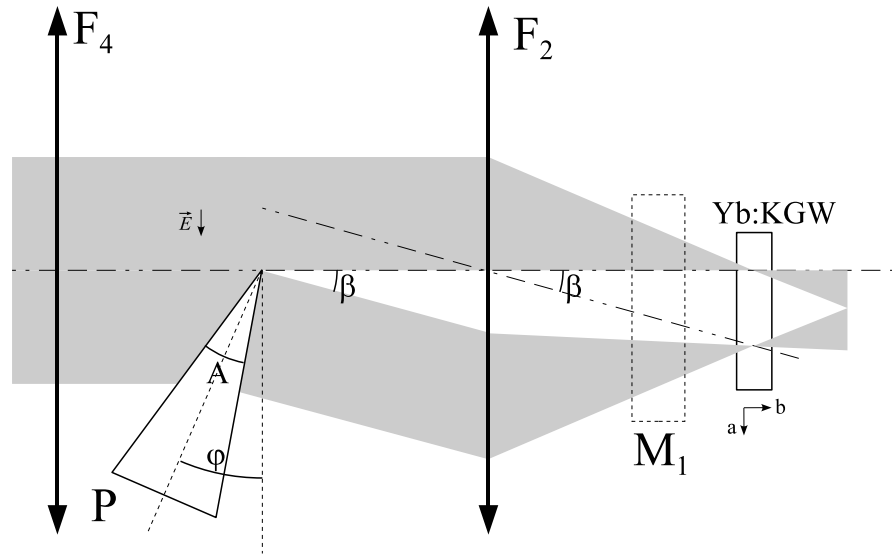


FIG. 1.18: Système optique de séparation du faisceau de pompe. F_2 lentille cylindrique de focalisation ; P prisme ; M_1 miroir dichroïque du laser

Ainsi, pour un prisme en silice fondue ($n = 1,45$) d'angle d'ouverture $A = 2^\circ 4'$ et pour une lentille de focale $f_2 = 40$ mm, on obtient $\Delta_L = \Delta_P = 1,00$ mm pour $\varphi = 40,5^\circ$.

Un tel système permet donc d'obtenir deux images de polarisation identiques de la même diode de pompe. La puissance de pompe relative entre les deux images est ajustable en jouant sur la position du prisme dans le faisceau. Cette séparation spatiale de la pompe ne devrait pas augmenter sensiblement la taille des images obtenues puisque la diode de pompe est fortement multimode dans le plan de coupe, ce qui ne limite pas la taille des images par diffraction.

1.3.2.2 Caractérisations optiques

En raison de la configuration multi-étalons de la cavité, la différence de fréquence entre les deux modes optiques est accordable par sauts. Elle dépend de l'orientation des 3 étalons E_o , E_e et E_c dans la cavité. Nous avons mesuré des différences de fréquence optique allant de 0 à 3,1 THz. La puissance optique de chacun des modes dépend de sa longueur d'onde. Nous avons obtenu une puissance totale maximale de 120 mW.

Les figures 1.19 à 1.22 illustrent quelques exemples de spectres optiques obtenus (en fonction de la puissance couplée dans le spectromètre). La puissance indiquée pour chaque mode correspond à la puissance optique mesurée en espace libre après un polariseur.

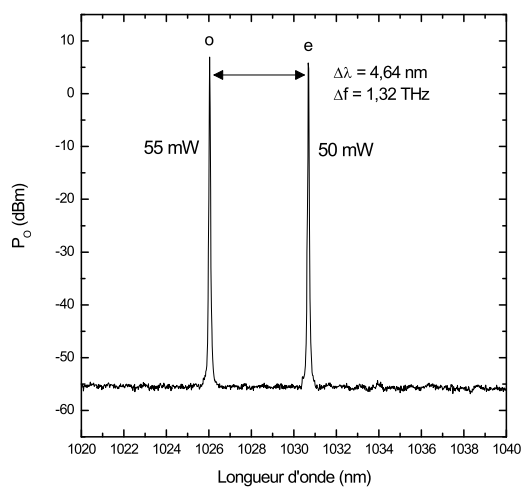


FIG. 1.19: Spectre optique du Laser Yb:KGW. La différence de fréquence entre les deux modes est ici de 1,32 THz.

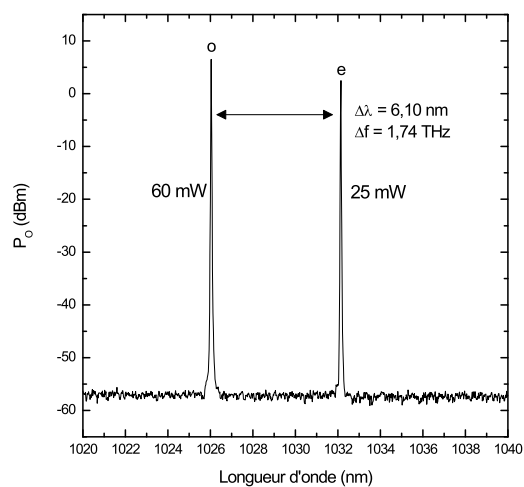


FIG. 1.20: Spectre optique du Laser Yb:KGW. La différence de fréquence entre les deux modes est ici de 1,74 THz.

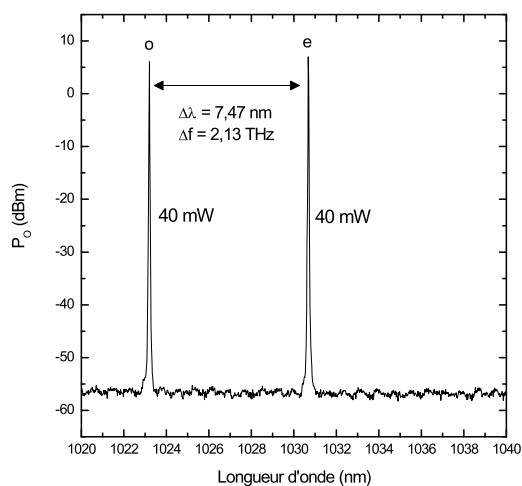


FIG. 1.21: Spectre optique du Laser Yb:KGW. La différence de fréquence entre les deux modes est ici de 2,13 THz.

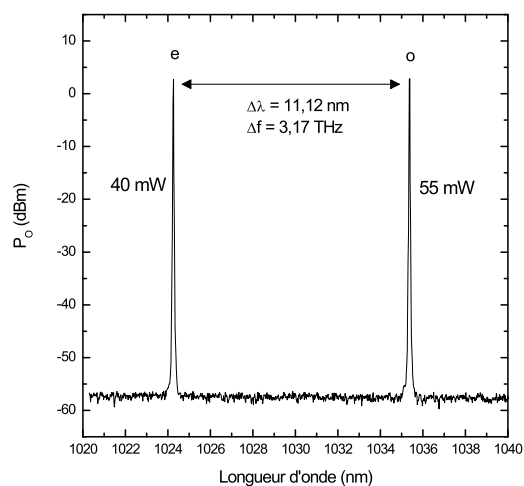


FIG. 1.22: Spectre optique du Laser Yb:KGW. La différence de fréquence entre les deux modes est ici de 3,17 THz.

Le caractère monomode longitudinal et transverse des 2 modes a été vérifié pour chaque configuration en contrôlant l'absence de battement électrique à l'aide d'une photodiode et d'un analyseur de spectre électrique. En effet, si le laser n'avait pas été monomode, les différents modes de la cavité auraient donné lieu à des battements RF parasites.

1.3.2.3 Amplification optique du laser Yb:KGW

La puissance optique délivrée par le laser bi-fréquence Yb:KGW (2×50 mW en moyenne) est suffisante pour effectuer un photomélange efficace dans les photoconducteurs d' $\text{In}_{0.23}\text{Ga}_{0.77}\text{As}$ -BT. Cependant, pour des applications en photomélange distribué (*cf* chapitre 4) ou lors de la mise en œuvre de techniques de conversion non-linéaire [16], les puissances requises sont bien plus importantes (de l'ordre du watt). C'est pourquoi nous nous sommes intéressés à l'amplification optique du signal bi-fréquence.

Les amplificateurs à fibre dopée Ytterbium (YDFA⁴) constituent une famille d'amplificateur particulièrement efficace [159]. En effet, dans ce type d'amplificateur, le signal et la pompe sont couplés dans une fibre dopée à double cœur concentrique :

- le premier (dopé) monomode est utilisé pour guider et amplifier le signal,
- le deuxième (non dopé) plus large et multimode, sert à guider la pompe.

Compte tenu du recouvrement modal de la pompe avec le cœur dopé, celle-ci est absorbée le long de la fibre, et permet d'obtenir du gain dans le cœur monomode. C'est le caractère multimode du guidage de la pompe qui permet son couplage efficace dans la fibre. Enfin, l'aspect distribué de cette amplificateur permet de répartir efficacement la charge thermique et donc d'utiliser des puissances de pompe élevées. On peut donc obtenir des gains importants (de l'ordre de 30 à 40 dB) et des puissances de sortie élevées (jusqu'à quelques Watts).

La largeur spectrale du gain des YDFA s'étend traditionnellement de 1040 à 1090 nm. La longueur d'onde de fonctionnement du laser Yb:KGW ($\lambda = 1030$ nm) n'est donc pas compatible avec l'utilisation d'un YDFA classique. Nous avons donc été amené à utiliser un amplificateur fibré spécifique, développé au sein de notre laboratoire.

Sur les courbes de section efficace effective de gain du verre dopé Yb^{3+} (*cf* figure 1.15), on peut observer que le gain s'étend vers les courtes longueurs d'onde lorsque le taux d'inversion de population β augmente. Une amplification du laser Yb:KGW impose donc l'utilisation de puissance de pompe élevée. Afin de remplir cette condition tout le long de la fibre, deux possibilités sont envisageables :

⁴En anglais : Ytterbium-Doped Fiber Amplifier

- soit une fibre longue faiblement dopée,
- soit une fibre courte fortement dopée.

L'utilisation d'une fibre de grande longueur favorisant l'apparition de phénomènes non-linéaires, nous nous sommes orientés vers l'utilisation d'une fibre courte fortement dopée.

Configuration optique :

Le système optique utilisé est illustré figure 1.23. Il se compose du laser bi-fréquence Yb:KGW tel qu'il est décrit en section 1.3.2.1 dont la sortie est collimatée à l'aide d'une lentille $L1$ de focale 100 mm traité AR. Les 2 modes étant émis avec des polarisations croisées, l'association d'une lame d'onde $\lambda/2$ et d'un polariseur $P1$ permet de contrôler la puissance relative entre les modes ainsi que de projeter les deux modes sur la même polarisation (condition nécessaire pour générer un battement). Un isolateur optique permet d'éviter les phénomènes de contre-réaction dans la cavité laser ainsi que les réflexions vers l'amplificateur.

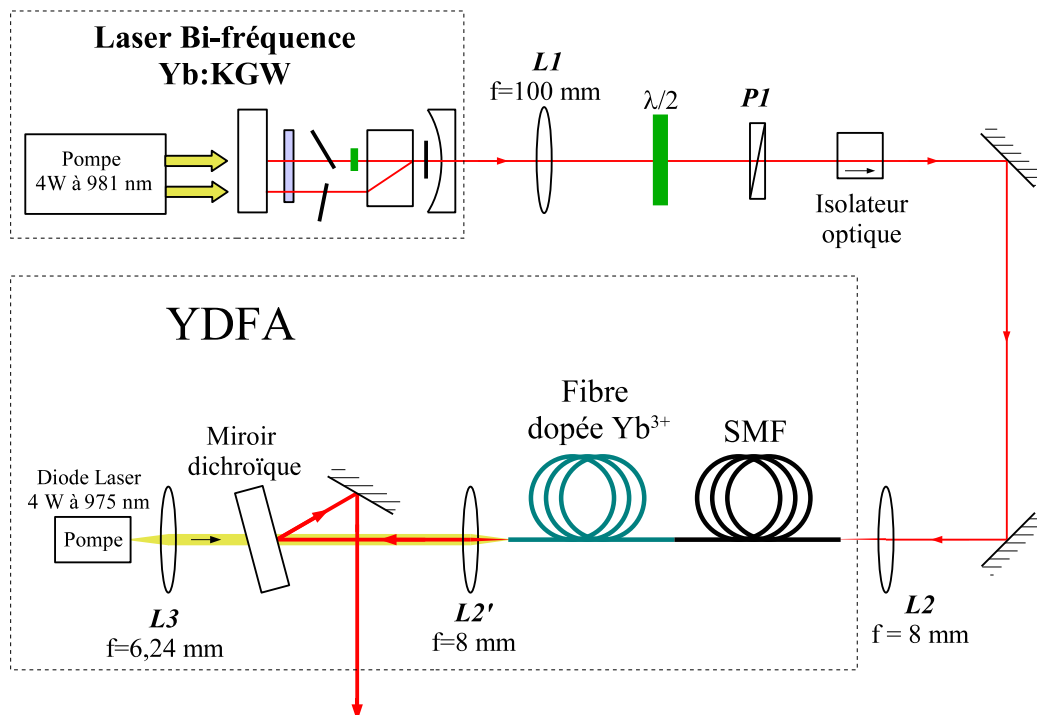


FIG. 1.23: Laser bi-fréquence Yb:KGW couplé à l'amplificateur à fibre dopée Ytterbium. $L1$, $L2$, $L2'$, $L3$ lentilles ; $P1$ polariseur.

Le signal est couplé dans une fibre monomode (SMF⁵) de 3 mètres de long à l'aide d'une lentille asphérique $L2$ de focale 8 mm. Cette fibre est soudée à la fibre dopée et sert de filtre spatial afin d'éviter de coupler du signal dans son cœur multimode.

Le cœur multimode de la fibre dopée (80 μm de diamètre) est octolobé afin de favoriser le recouvrement modal avec le cœur monomode. Il présente des pertes (liées à l'absorption par les ions Yb du cœur monomode) de 3,5 dB/m à $\lambda = 975$ nm. Le diamètre du cœur monomode (O.N. = 0,14) est de 4,37 μm . La longueur de la fibre dopée est de 3 m.

Le signal émis en sortie de fibre est collimaté par une lentille $L2'$, identique à $L2$. Il subit une première réflexion sur un miroir dichroïque (traité HR entre 1020-1200 nm) avant d'être réfléchi par un deuxième miroir.

La fibre dopée est pompée à l'aide d'une diode laser identique à celle utilisée pour pomper le laser Yb:KGW. Sa température de fonctionnement est réglée de manière à émettre autour de $\lambda = 975$ nm, longueur d'onde où l'absorption est maximale dans la fibre dopée. Le faisceau émis par la diode est collecté à l'aide d'une lentille asphérique (O.N. = 0,4) de 6,24 mm de focale. Le faisceau de pompe ainsi collimaté est transmis à travers le miroir dichroïque ($T > 95\%$ à 975 nm) puis est focalisé dans le cœur multimode de la fibre dopée à l'aide de la lentille $L2'$.

Malgré la forte ellipticité du faisceau de pompe, son couplage dans la partie multimode de la fibre est aisé car cette dernière possède une grande ouverture numérique et un large cœur (80 μm).

Amplification mono-fréquence :

Les figures 1.24 et 1.25 représentent la puissance délivrée en sortie de l'amplificateur en fonction de la puissance d'entrée pour des signaux monomodes. Dans ce cas, la puissance optique délivrée par la diode de pompe est de 3,3 W.

Pour ces mesures, le laser Yb:KGW fonctionne soit sur l'axe (o) à $\lambda = 1023,7$ nm, soit sur l'axe (e) à $\lambda = 1030,5$ nm. L'orientation de la lame d'onde $\lambda/2$ par rapport au polariseur permet de faire varier la puissance optique incidente dans l'amplificateur.

La puissance couplée dans la fibre monomode n'est pas connue avec précision, c'est pourquoi elle est indiquée en unité arbitraire sur les courbes 1.24 et 1.25. Dans les deux cas, la puissance optique maximale disponible avant la lentille $L2$ est de 35 mW.

En sortie d'amplificateur, le signal est injecté dans un analyseur de spectre optique. C'est l'intégration des puissances mesurées sur les plages spectrales correspondantes qui permet d'obtenir le rapport entre la puissance du signal amplifié et celle de l'émission spontanée amplifiée (ASE ⁶).

⁵En anglais : Single Mode Fiber

⁶En anglais : Amplified Spontaneous Emission

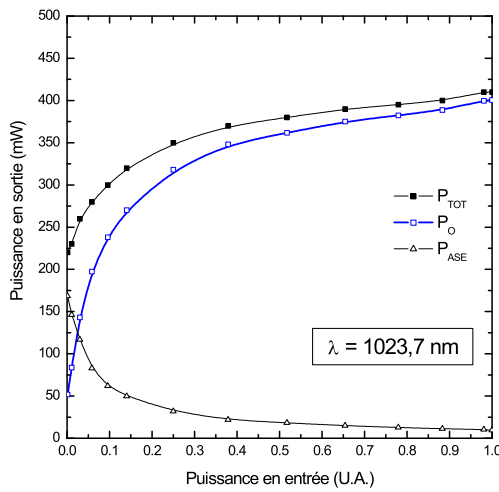


FIG. 1.24: Puissance optique amplifiée en fonction de la puissance d'entrée d'un signal à $\lambda = 1023,7 \text{ nm}$ (mode o).

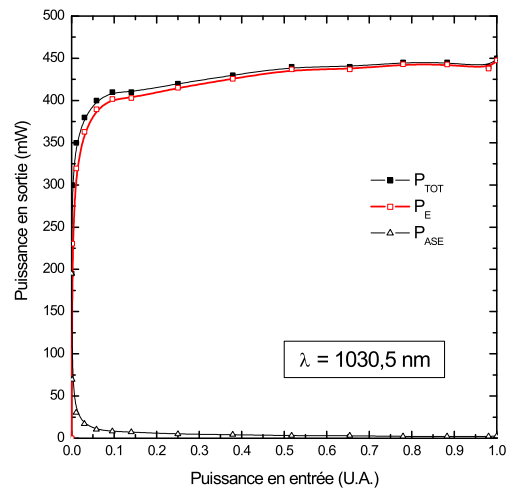


FIG. 1.25: Puissance optique amplifiée en fonction de la puissance d'entrée d'un signal à $\lambda = 1030,5 \text{ nm}$ (mode e).

Les résultats montrent que pour les deux longueurs d'onde étudiées, la puissance en sortie d'amplificateur augmente avec la puissance injectée en entrée. Parallèlement à cette augmentation, la puissance de l'ASE décroît.

La puissance de sortie sature pour des puissances d'entrée élevées. Elle atteint 400 mW pour le mode (o) et 450 mW pour le mode (e). C'est le phénomène de saturation du gain : lorsque le signal amplifié devient suffisamment puissant, le flux de photons dans la fibre est suffisamment important pour que le taux d'émission stimulée dépeuple le niveau excité. Par conséquent, le taux d'inversion de population diminue ainsi que le gain. La puissance en sortie d'amplificateur arrive alors à saturation.

Cette saturation est atteinte beaucoup plus rapidement pour le signal à $\lambda = 1030,5 \text{ nm}$ ce qui traduit un gain plus important à cette longueur d'onde.

Amplification bi-fréquence :

Les figures 1.26 et 1.27 représentent les spectres optiques obtenus en sortie d'amplificateur lorsque le laser Yb:KGW fonctionne simultanément sur les mode (e) et (o), et que la puissance de pompe est de 4 W.

Lors de l'acquisition de ces spectres, la résolution de l'analyseur de spectre optique a été réglée à 0,5 nm afin d'augmenter la sensibilité de la mesure. Comme précédemment, la puissance de chacune des composantes spectrales a été évaluée à partir du rapport des puissances intégrées sur les plages spectrales correspondantes.

Dans le cas d'une injection équilibrée (la puissance du signal bi-fréquence est égale à

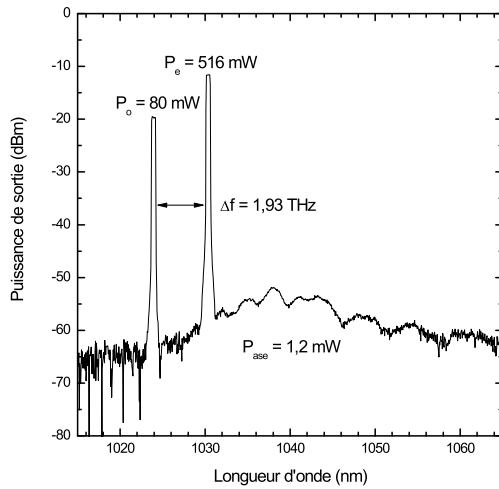


FIG. 1.26: Spectre optique du signal bi-fréquence émis par le laser Yb:KGW amplifié. Ici les puissances injectées des modes (e) et (o) sont égales.

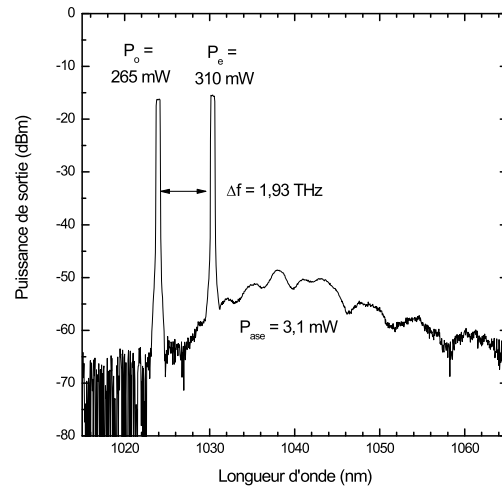


FIG. 1.27: Spectre optique du signal bi-fréquence émis par le laser Yb:KGW amplifié. Ici la puissance injectée du mode (o) est 10 fois plus importante que celle du mode (e).

$2 \times 17,5$ mW avant la lentille $L2$), le spectre optique en sortie d'amplificateur est représenté figure 1.26. Après amplification, la puissance des deux modes n'est plus équilibrée (rapport ~ 7), ce qui limite les performances pour les applications en photomélangage puisque la profondeur de modulation du battement généré n'est plus maximale.

Nous attribuons ce déséquilibre à la différence de gain entre les deux modes. En effet, comme nous l'avons vu dans le cas de l'amplification mono-fréquence, le gain est bien plus important pour le mode (e) que pour le mode (o). Par conséquent, le long de la fibre, le gain est saturé en premier par le mode (e), ce qui réduit le taux d'inversion de population dans le reste de la fibre. Il en résulte une amplification plus faible du mode (o) ce qui conduit à un déséquilibre entre les puissances des deux modes en sortie d'amplificateur.

La solution proposée consiste donc à réduire la puissance injectée du mode (e) par rapport à celle du mode (o) de manière à limiter la saturation du gain dans la fibre. Ainsi, en variant l'orientation de la lame d'onde $\lambda/2$ de manière à obtenir un rapport $\simeq 10$ entre les puissances injectées, on tend à obtenir des puissances équilibrées en sortie d'amplificateur comme en témoigne la figure 1.27.

On note que parallèlement, la puissance de l'ASE augmente et la puissance totale émise diminue.

Pour résumer :

Nous avons mis en œuvre un amplificateur à fibre dopée Ytterbium, qui a permis d'amplifier le signal bi-fréquence émis par le laser Yb:KGW autour de $\lambda = 1024$ nm. Compte tenu de la dépendance spectrale du gain à cette longueur d'onde dans les fibres dopées Ytterbium, le rapport des puissances entre les 2 modes amplifiés n'est plus égal à 1 ce qui réduit la profondeur de modulation du battement. Une des solutions consiste à déséquilibrer les puissances injectées. Dans ce cas, avec une différence de fréquence optique de ~ 2 THz entre les 2 modes, **nous avons obtenu une puissance de sortie d'environ 2×300 mW.**

1.3.2.4 Caractérisation de la pureté spectrale du battement

Afin de caractériser la pureté spectrale du battement obtenu à partir des deux modes (non amplifiés) émis par le laser Yb:KGW, nous avons utilisé la même méthode que celle mise en place pour la caractérisation du battement entre les lasers DFB (*cf* section 1.2.3) : après collimation de la sortie laser, nous avons associé un polariseur (orienté à 45°), un isolateur optique, et une photodiode reliée à un analyseur de spectre électrique.

La différence de fréquence entre les deux modes de la cavité est alors réglée de manière à obtenir un battement dans la gamme des GHz. Le spectre instantané obtenu est présenté figure 1.28.

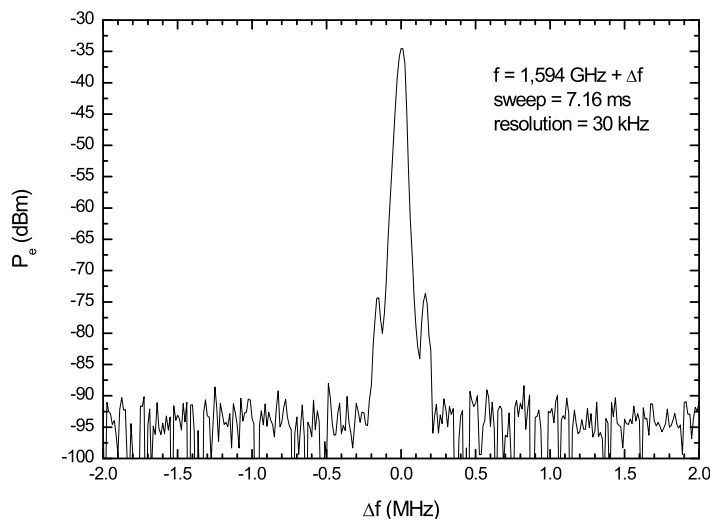


FIG. 1.28: Spectre électrique instantané (7,2 ms) du battement entre les 2 modes du laser Yb:KGW.

La largeur de la raie du signal de battement est inférieure à 30 kHz, limite de

résolution de l'analyseur de spectre électrique (qui est liée à la plage spectrale étudiée). La fréquence de battement a été mesurée pendant une durée de 60 s et reste stable dans une fenêtre de 10 MHz.

Comparativement à deux sources indépendantes (*cf* section 1.2.3), le laser bi-fréquence présente donc une fréquence de battement beaucoup plus stable et une largeur de raie plus fine.

À 162 kHz de part et d'autre de la fréquence de battement, on observe la présence de deux bandes latérales. Celles-ci sont attribuées au bruit d'intensité du laser dont le spectre présente une résonance à la fréquence des oscillations de relaxation.

Afin d'augmenter la fréquence de battement, tout en restant dans des gammes de fréquence compatibles avec la bande passante des photodiodes disponibles, nous avons remplacé l'étalon E_c de 1 mm d'épaisseur par un étalon de BK7 de 2,4 mm. Ainsi, nous avons pu mesurer la largeur spectrale d'un battement à 43,1 GHz, fréquence qui correspond à l'intervalle spectral libre de cet étalon. La largeur de raie que nous avons mesurée est identique à celle obtenue pour le battement à 1,6 GHz c'est-à-dire inférieure à 30 kHz.

C'est l'instabilité de la fréquence de battement qui limite le temps de balayage et donc la résolution de l'analyseur de spectre électrique. Ces instabilités sont liées à des variations de la longueur de la cavité et donc à des variations de son intervalle spectral libre. M. Alouini leur a attribué plusieurs origines [5].

Pour les dérives lentes (~ 1 min) de la fréquence de battement citons :

- la variation de la longueur de la cavité sous l'effet de la dilatation thermique,
- la variation de la longueur effective des modes (e) et (o) due à une modification de la biréfringence du cristal de YVO_4 . En effet, n_e et n_o ne varient pas dans les mêmes proportions avec la température.

Pour les perturbations rapides (\sim ms) d'autres phénomènes peuvent intervenir :

- les variations mécaniques très rapides de la longueur de la cavité (dues aux vibrations par exemple),
- la modification relative de la longueur effective de la cavité due à des variations d'indice différentes pour les modes (o) et (e) dans le milieu actif. Celles-ci sont induites par des variations thermiques locales dues à des fluctuations de la puissance de pompe entre les deux modes.

Ce dernier phénomène devrait être négligeable car les deux modes sont pompés avec la même diode de pompe. Cependant, dans notre cas, des variations différentielles peuvent apparaître. En effet, la diode de pompe est fortement multimode (latéralement). Les variations de la répartition de puissance optique entre les modes se traduisent donc

par une modification de la distribution spatiale de l'énergie dans le faisceau de pompe. Or, pour focaliser la pompe en deux points, nous utilisons un système basé sur une séparation spatiale du faisceau (*cf* section 1.3.2.1). Les sauts de modes spatiaux (qui peuvent être rapides) se traduisent donc par des variations de la répartition de la puissance pompe entre les 2 modes.

La stabilisation de la fréquence de battement pourrait être grandement améliorée en modifiant l'architecture mécanique de la cavité afin de minimiser sa sensibilité aux vibrations mécaniques.

La mise en place de la cavité dans un boîtier contrôlé en température devrait aussi permettre de stabiliser les dérives lentes de la fréquence de battement.

Enfin, l'asservissement de la longueur de la cavité en comparant l'une des longueurs d'onde émise par le laser par rapport à celle d'une transition moléculaire dans un gaz [7, 116] devrait permettre d'obtenir un battement encore plus stable.

La mise en œuvre de l'ensemble de ces solutions est prévue dans le cadre d'un projet faisant suite à cette thèse.

1.3.2.5 Synthèse des performances

Nous avons réalisé un laser bi-fréquence utilisant un milieu actif de KGW dopé Ytterbium. La longueur d'onde centrale d'émission de ce laser, autour de 1025 nm, est compatible avec la longueur d'onde d'absorption des photomélangeurs ultra-rapides à base d' $\text{In}_{.23}\text{Ga}_{.77}\text{As}$ -BT.

Plusieurs configurations présentant des écarts de fréquence compris entre 0 et 3,2 THz ont été obtenues. **La pureté spectrale d'un battement GHz entre les deux modes a été caractérisée à l'aide d'un analyseur de spectre électrique et est inférieure à 30 kHz**, ce qui représente une amélioration de plusieurs ordres de grandeur par rapport à un battement obtenu à partir de deux lasers DFB indépendants.

Les puissances optiques obtenues (2×50 mW en moyenne) sont suffisantes pour permettre un taux de photogénération efficace dans le photoconducteur, mais demeurent insuffisantes pour une utilisation en photomélange distribué, ou pour la génération non-linéaire optique par différence de fréquence.

La longueur d'onde de fonctionnement de ce laser Yb:KGW n'est malheureusement pas compatible avec l'utilisation d'amplificateur à fibre dopée Ytterbium standard. Nous avons donc été amené à utiliser un modèle spécialement développé pour fonctionner à cette longueur d'onde. Nous avons obtenu des puissances de sortie de 2×300 mW après amplification.

Aujourd'hui, les principales limitations pour une utilisation du laser bi-fréquence Yb:KGW à la génération de térahertz par photomélangement sont :

- le manque d'accordabilité en longueur d'onde pour les deux modes, ce qui se traduit par un fonctionnement du photomélangement à différentes fréquences fixes (c'est la configuration multi-étalons de la cavité qui rend son accordabilité difficilement contrôlable).
- l'incompatibilité de la longueur d'onde de fonctionnement du laser avec les YDFA commerciaux. Ceci oblige à recourir à des développements d'amplificateurs spécifiques pour obtenir les niveaux de puissance nécessaires en photomélangement distribué ou en optique non-linéaire.

1.3.3 Laser bi-fréquence CaF_2 dopé Ytterbium

Afin de remédier aux limitations du laser Yb:KGW, nous avons développé un deuxième laser bi-fréquence utilisant un autre milieu actif : l'Yb:CaF₂. En effet, en section 1.3.1 nous avons vu que ce cristal dopé avait la même largeur de gain que les verres dopés Ytterbium, tout en ayant une conductivité thermique élevée ce qui lui permet d'être pompé facilement.

De plus, le gain isotrope du CaF₂ nous a permis de mettre en place une technique particulière basée sur un filtrage biréfringent dans la cavité. On obtient ainsi aisément une oscillation monomode sur chaque polarisation.

1.3.3.1 Architecture de la cavité

La cavité du laser Yb:CaF₂ reprend en grande partie celle du laser Yb:KGW (*cf* section 1.3.2.1). Bien que pour l'Yb:CaF₂ il n'y ait pas d'exigence particulière concernant la polarisation de la pompe, nous avons utilisé le même système de pompage optique que celui employé pour le laser Yb:KGW. Cependant, la température de fonctionnement de la diode de pompe a été diminuée de $\sim 2,5^\circ\text{C}$ afin de pomper le milieu actif autour de 980 nm, longueur d'onde où l'absorption est la plus élevée (*cf* tableau 1.1 page 46).

Nous avons utilisé un cristal de CaF₂ de 3,85 mm de long dopé avec 5% d'Ytterbium (dont les deux faces ont été traitées AR). Par rapport au laser Yb:KGW, la longueur du milieu actif est plus grande afin de compenser une absorption plus faible.

De même, afin de compenser un gain plus faible, la réflectivité du coupleur de sortie utilisé a été augmentée. Pour le laser Yb:CaF₂ M_2 est un miroir de plan/concave de rayon de courbure 50 mm et de 1,0% de transmission.

Compte tenu de l'isotropie du gain de l'Yb:CaF₂, la lame d'onde $\lambda/2$ précédem-

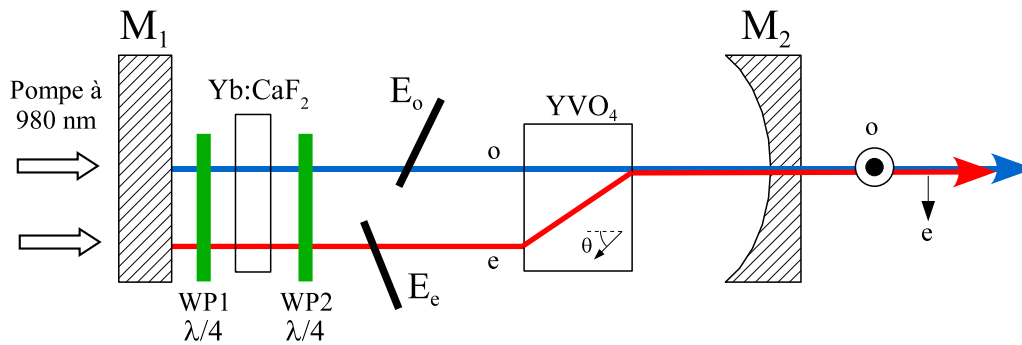


FIG. 1.29: Cavité du Laser bi-fréquence Yb:CaF₂. M₁ miroir dichroïque plan ; M₂ coupleur de sortie ; E_o, E_e, étalons ; WP1 et WP2 lames quart d'onde à 1064 nm orientées à 45°.

ment insérée sur l'axe (o) n'est plus nécessaire. Deux lames d'onde $\lambda/4$ traitées AR sont insérées à 45° sur les deux faisceaux de part et d'autre du cristal. WP1 est une lame d'ordre 6 à 1064 nm, et WP2 est une lame d'ordre 0 à 1064 nm. Elles permettent d'augmenter la compétition entre les modes dans la cavité en supprimant les interférences spatiales dans le milieu actif⁷. Cette technique a été proposée la première fois par Evtuhov et Siegman [186] et a été reprise par Brunel et *al* [31] pour une application aux lasers bi-fréquence à séparation spatiale d'état propre.

Afin de comprendre l'effet de ces lames d'onde, décrivons l'évolution de la polarisation d'un des faisceaux dans la cavité en prenant le miroir M₂ comme point de départ (*cf* figure 1.30).

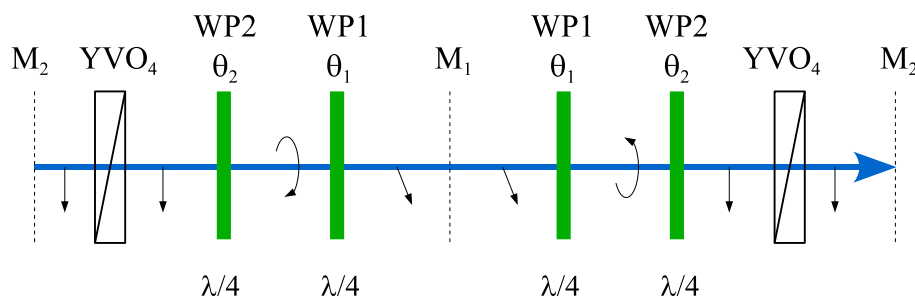


FIG. 1.30: Évolution de la polarisation sur un trajet aller-retour du faisceau dans la cavité. Sur ce schéma, les lames d'ondes sont orientées à $\theta_1 = \theta_2 = 45^\circ$. Le cristal de YVO₄ joue le rôle d'un polariseur.

L'état de polarisation en sortie du laser est imposé par la présence du cristal de

⁷phénomène donnant lieu au "spatial hole burning"

YVO_4 qui agit comme un polariseur. Avant la lame d'onde $WP2$, la polarisation est donc linéaire.

Elle devient circulaire après le passage de $WP2$. Le faisceau passe ensuite une première fois au travers de $WP1$, se réfléchit sur M_1 et passe à nouveau dans $WP1$. Cette lame d'onde a donc été traversée deux fois, et est équivalente à une lame $\lambda/2$. La polarisation du faisceau est donc de nouveau circulaire, mais orthogonale à celle du faisceau se propageant dans la direction inverse.

Le faisceau repasse dans $WP2$. A ce niveau, il a traversé 4 lames d'onde $\lambda/4$, ce qui équivaut à un lame d'ordre entier. La polarisation est donc identique à la polarisation initiale.

Entre les deux lames d'onde, les deux faisceaux contra-propagatifs présentent des polarisations circulaires orthogonales. Par conséquent, il n'y a pas d'onde stationnaire dans cet espace de la cavité. Or, c'est précisément dans cette zone que se situe le milieu actif, ce qui a pour effet de supprimer les effets de "spatial hole burning" (comme dans les lasers en anneau unidirectionnels).

Il en résulte une compétition accrue entre les modes, ce qui facilite l'obtention d'un fonctionnement monomode du laser. Ceci nous a permis d'utiliser deux étalons E_o et E_c non traités de $50 \mu\text{m}$ d'épaisseur (donc peu sélectif) afin d'obtenir le fonctionnement monomode de chaque axe du laser et d'accorder leur différence de fréquence.

Le raisonnement que nous avons effectué pour décrire l'évolution de la polarisation dans la cavité est valable uniquement lorsque :

- les lames d'onde sont orientées à 45° ,
- la longueur d'onde laser est égale à celle pour laquelle les lames d'onde ont été prévues (1064 nm dans notre cas).

Aux autres longueurs d'onde et pour d'autres orientations des lames, il faut utiliser le formalisme des matrices de Jones afin de calculer le comportement de la polarisation dans la cavité.

Les résultats dépendent alors de 4 paramètres : les ordres O_1 et O_2 des lames d'ondes (ici exprimés en déphasage normalisé par rapport à 2π), ainsi que de θ_1 et θ_2 . Nous avons calculé la transmission de l'ensemble des optiques présentées figure 1.30 en fonction de ces 4 paramètres et de la longueur d'onde du faisceau. Le détail des calculs est en annexe A (page 243). La figure 1.31 présente les résultats obtenus en considérant les éléments de la cavité tels que décrits précédemment.

L'association des deux lames d'onde et du cristal de YVO_4 se comporte donc comme un filtre passe bande accordable. C'est l'orientation de $WP2$ (lorsque $WP1$ est à 45°) qui fixe la longueur d'onde transmise. L'ordre des lames d'onde joue sur la bande passante du filtre.

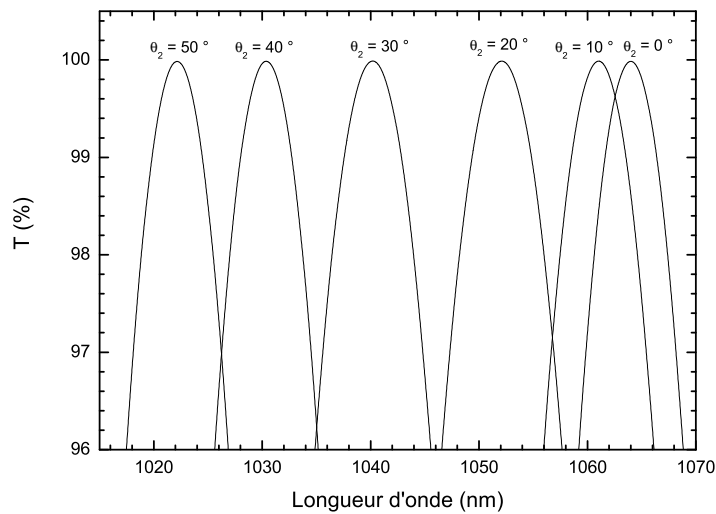


FIG. 1.31: Transmission de l'ensemble du système optique de la cavité en fonction de la longueur d'onde et de l'orientation θ_2 de la lame d'onde $WP2$. Avec : $\theta_1 = 45^\circ$, $O_1 = 6,25$, $O_2 = 6,25$.

Le principe de fonctionnement de ce filtre rappelle celui du filtre de Lyot [128] où des lames d'onde biréfringentes d'ordre entier sont insérées entre des polariseurs parallèles. Dans notre cas, la lame d'ordre entier est réalisée à l'aide de 4 passages dans 2 lames d'onde $\lambda/4$ ce qui permet d'une part d'orienter indépendamment les lames d'ondes et d'autre part d'intercaler le milieu actif entre les lames afin d'y supprimer les ondes stationnaires.

1.3.3.2 Caractérisations optiques mono-fréquence

Afin d'illustrer le fonctionnement de ce filtre, nous avons pompé uniquement le mode (o) (en supprimant le prisme dans le système de pompe, *cf* figure 1.18 page 51) avec une puissance de pompe de 2 W. Aucun étalon n'a été inséré dans la cavité.

Les résultats obtenus pour différentes positions de la lame d'onde $WP2$ sont représentés figure 1.32.

Nous avons obtenu le fonctionnement du laser Yb:CaF₂ sur une plage allant de 1027 nm à 1064 nm. Sur cette plage, le laser n'est pas monomode mais nous avons observé que le nombre de modes oscillants dans la cavité est fortement réduit par rapport à une configuration où les lames d'ondes $WP1$ et $WP2$ ne sont pas insérées dans la cavité.

C'est autour de 1055 nm que le laser délivre sa puissance maximale (130 mW). Si l'on se réfère à la courbe de section efficace de gain effectif (*cf* figure 1.14 page 45), et

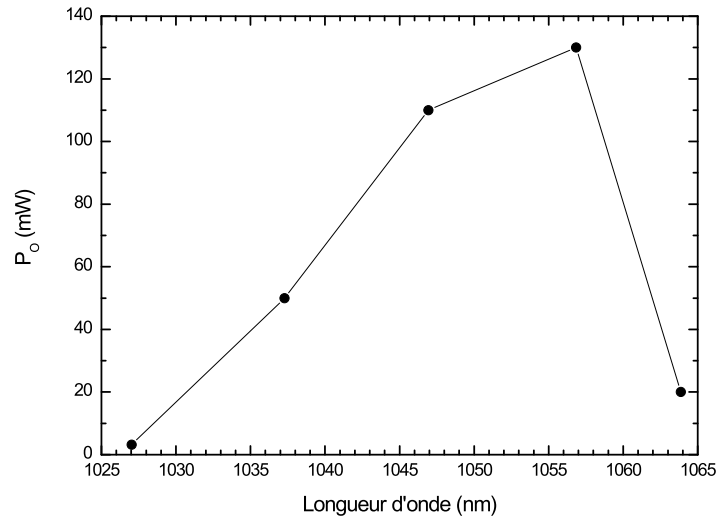


FIG. 1.32: Longueurs d'onde et puissances émises par le laser Yb:CaF₂ pour différentes orientations de la lame d'onde *WP2*

que l'on considère des pertes intra-cavité faiblement dépendantes de la longueur d'onde, on en déduit que le taux d'inversion de population moyen n'est probablement pas très élevé ($\beta \approx 0,05$).

1.3.3.3 Caractérisations optiques bi-fréquence

En fonctionnement bi-fréquence, nous avons orienté *WP2* de manière à obtenir un fonctionnement autour de 1056 nm. En effet, à cette longueur d'onde le fonctionnement bi-fréquence est obtenu facilement à l'aide des étalons E_o et E_e sans pour autant trop limiter la puissance émise.

Nous avons obtenu une émission laser pour les modes (o) et (e) à des longueurs d'onde comprises entre 1052,0 et 1059,5 nm. Les résultats obtenus pour plusieurs inclinaisons de E_o sont présentés sur la figure 1.33. La différence de fréquence entre les deux modes est accordable de 0 à 2 THz de manière quasi-continue.

C'est l'intervalle spectral libre de l'étalon qui limite cette accordabilité : avec $L = 50 \mu\text{m}$, on a $c/2nL = 2 \text{ THz}$. En effet, le laser oscille sur le mode de l'étalon pour lequel la quantité gain-pertes est la plus élevée. Lorsque l'on incline E_o pour faire osciller le mode (o) à des longueurs d'onde inférieures à 1052,0 nm, le gain est alors plus élevé pour le mode de l'étalon situé à 1059,5 nm, et le laser se met à osciller à cette longueur d'onde. Ainsi, en inclinant de plus en plus l'étalon, on peut décrire plusieurs fois cet intervalle spectral.

L'utilisation d'étalons plus fins devrait donc permettre d'augmenter la plage d'ac-

cordabilité du laser.

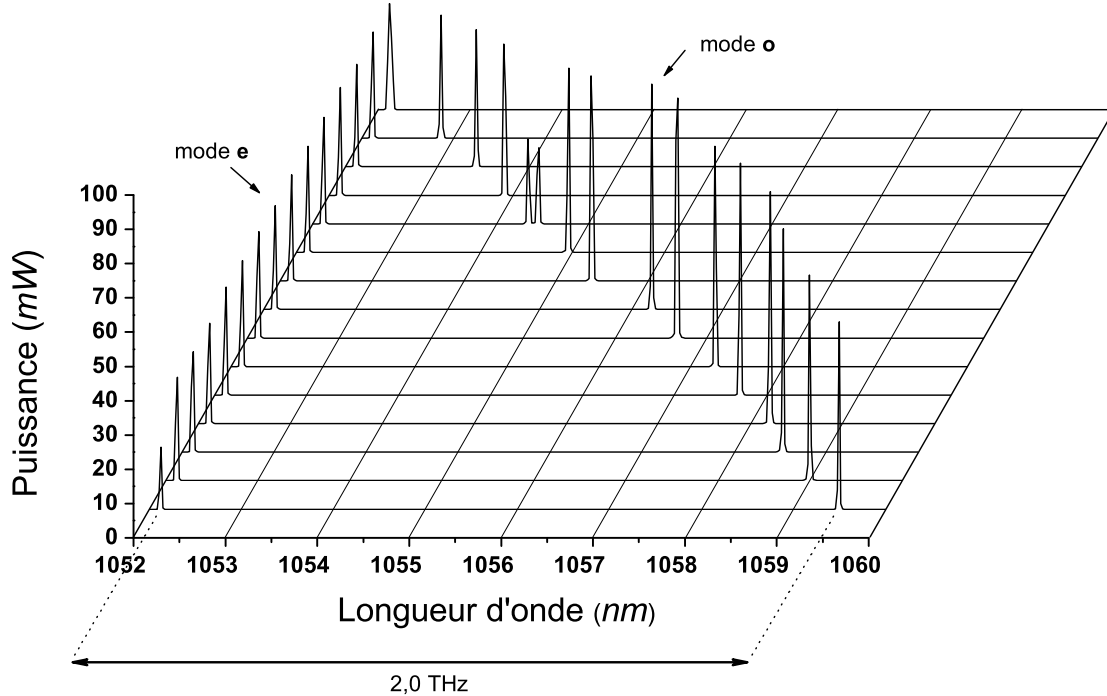


FIG. 1.33: Spectres optiques du laser Yb:CaF₂ obtenus pour différentes inclinaisons de l'étalon E_o dans la cavité (les puissances indiquées ont été mesurées à l'aide d'un wattmètre optique, et les spectres ont été renormalisés). La variation de puissance du mode (o) en fonction de la longueur d'onde reflète la forme spectrale du filtre biréfringent.

Théoriquement, l'inclinaison des étalons dans la cavité doit permettre de passer d'un mode longitudinal de la cavité à un mode directement adjacent. L'accordabilité de la différence de fréquence entre les deux modes se fait donc par sauts dont la valeur est égale à l'intervalle spectral libre de la cavité, c'est-à-dire dans notre cas $\sim 2,4$ GHz.

Cependant, nous avons observé une accordabilité par saut d'environ 27 GHz. Cette valeur correspond à l'intervalle spectral libre d'un élément d'une longueur effective de 5,5 mm. C'est précisément la longueur effective du milieu actif (3,85 mm, indice 1,43), ce qui nous fait supposer que le traitement anti-reflet n'est pas parfaitement adapté, et que le milieu actif induit un filtrage spectral supplémentaire dans la cavité.

Les puissances émises varient en fonction de la longueur d'onde. Pour les deux modes, elle est maximale à 1057 nm et est égale à 80 mW pour le mode (o) et 60 mW pour le mode (e). Cette différence est imputable à un pompage qui n'est pas équilibré et

à des pertes qui sont différentes pour les deux modes. La dépendance spectrale de la puissance émise est notamment liée à la forme du filtre biréfringent comme l'illustre la figure 1.31.

Malgré des sections efficaces d'absorption et d'émission plus faibles, la puissance de sortie du laser Yb:CaF₂ est supérieure à celle du laser Yb:KGW. Nous attribuons ce résultat au concours de plusieurs facteurs :

- le temps de vie de l'état excité est plus élevé dans l'Yb:CaF₂, ce qui facilite le pompage et limite l'impact d'une absorption plus faible de la pompe.
- les sections efficaces d'absorption étant plus faibles à la longueur d'onde de la transition laser, les pertes engendrées par une mauvaise superposition du faisceau de pompe et du mode laser sont plus faibles.
- les traitements des optiques intra-cavité (miroir dichroïque et YVO₄ notamment) sont mieux adaptés autour de 1056 nm que autour de 1026 nm.

Pour résumer :

La puissance optique délivrée par le laser Yb:CaF₂ (140 mW de puissance totale au maximum) est largement suffisante pour une utilisation en photomélangage térahertz. **L'accordabilité quasi-continue de la différence de fréquence optique entre les 2 modes sur une plage allant de 0 à 2 THz va donc permettre d'exciter les photomélangeurs d'In_{0.23}Ga_{0.77}As-BT sur cette même plage.**

La longueur d'onde d'émission est accordable entre 1027 et 1064 nm grâce à un filtrage biréfringent intra-cavité. Nous avons choisi un fonctionnement autour de 1056 nm puisqu'il permet d'obtenir facilement une émission mono-fréquence sur chaque polarisation, ainsi qu'une compatibilité en longueur d'onde avec les YDFA commerciaux.

1.3.3.4 Amplification optique du faisceau bi-mode

Si les 140 mW de puissance optique du laser Yb:CaF₂ sont supérieurs à la puissance maximum admissible pour le photomélangage classique, ce n'est plus le cas pour les applications en photomélangage distribué ou lors de la mise en œuvre de techniques de conversion non-linéaire. Pour ces applications, l'amplification optique du signal est donc nécessaire afin de permettre d'augmenter la puissance térahertz émise.

Contrairement à la longueur d'onde d'émission du laser Yb:KGW, le signal bi-fréquence du laser Yb:CaF₂ est compatible avec la plage spectacle de gain des YDFA commerciaux (comprise entre 1040 et 1090 nm).

Nous avons donc utilisé un YDFA⁸ à maintien de polarisation. Il a été optimisé pour un fonctionnement autour de 1060 nm et émet 1,1 W de puissance optique pour un minimum de 1 mW couplé dans la fibre en entrée (soit un maximum de 30,4 dB de gain). Il est composé de deux étages d'amplification.

Le maintien de la polarisation au cours de l'amplification est une caractéristique nécessaire. En effet, en photomélangé distribué, l'accord de phase entre l'onde générée et l'onde optique est obtenu en faisant varier l'angle de recombinaison entre les deux modes optiques (*cf* section 4.2.2 page 218). Ceci implique de pouvoir séparer efficacement les deux modes en sortie d'amplificateur, en utilisant par exemple un réseau métallique. Une telle technique nécessite l'utilisation d'un faisceau polarisé. Par ailleurs, les processus de conversion non-linéaire nécessitent eux aussi l'utilisation de polarisations spécifiques.

Configuration optique :

Le système optique utilisé est illustré figure 1.34. Il se compose du laser bi-fréquence Yb:CaF₂, décrit en section 1.3.3.1, dont la sortie est collimatée à l'aide d'une lentille *L1* de focale 100 mm traité AR.

Un ensemble de deux lames d'onde $\lambda/4$ et une lame d'onde $\lambda/2$ permet de contrôler avec précision la polarisation des 2 modes en sortie de laser. Cette précision est rendue nécessaire par l'utilisation d'un isolateur optique indépendant de la polarisation qui peut induire une rotation de polarisation.

Les deux modes sont projetés sur la même polarisation à l'aide d'un polariseur *P1* avant d'être couplés dans une fibre monomode à maintien de polarisation de 1 m de long (O.N. 0,12, diamètre du mode en $1/e^2 = 6,6 \mu\text{m}$). Cette fibre est connectée à l'entrée de l'YDFA, et une fibre identique est utilisée en sortie.

Le signal amplifié est collimaté en sortie de fibre à l'aide d'une lentille asphérique de 15,29 mm de focale.

L'optimisation de la position de la lentille *L2* par rapport à la fibre d'entrée permet d'obtenir facilement un coefficient de couplage de l'ordre de 20%. Cependant, le constructeur de l'amplificateur préconise de ne pas travailler avec des puissances supérieures à 10 mW en entrée. C'est pourquoi, nous avons volontairement dégradé le couplage afin de ne coupler que quelques milliwatts dans la fibre d'entrée.

Résultats :

Nous avons obtenu l'amplification du laser Yb:CaF₂ sur l'ensemble de sa plage de

⁸Acquis auprès de la société Keopsys.

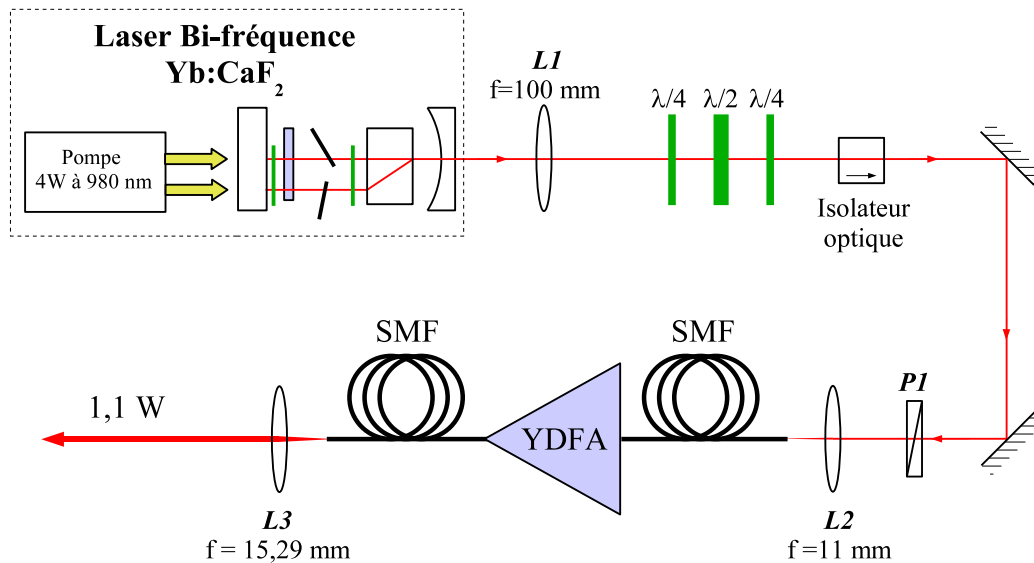


FIG. 1.34: Laser bi-fréquence Yb:CaF_2 couplé à l'amplificateur à fibre dopée Ytterbium à maintien de polarisation. $L1$, $L2$, $L3$ lentilles; $P1$ polariseur; SMF fibres monomodes à maintien de polarisation.

fonctionnement, c'est-à-dire lorsque la longueur d'onde des deux modes est comprise entre 1052 et 1060 nm. La puissance totale en sortie d'amplificateur est de 1,1 W.

La figure 1.35 illustre les spectres optiques du signal émis en sortie d'amplificateur lorsque la différence de fréquence entre les deux modes en entrée est de 2 THz. Dans ce cas, la puissance totale injectée est de 2 mW.

Afin de maximiser la profondeur de modulation du photocourant térahertz, il est nécessaire d'obtenir une puissance identique pour les deux modes en sortie d'amplificateur. L'orientation des lames d'ondes disposées avant l'amplificateur permet de faire varier le rapport des puissances entre les 2 modes injectés. Dans ce cas, comme pour l'amplification du laser Yb:KGW , on obtient une puissance équilibrée en sortie d'amplificateur sur l'ensemble de la plage de fonctionnement du laser.

De la même manière, en orientant ces lames d'onde, on peut ne transmettre qu'un seul des deux modes à travers le polariseur $P1$ afin que seul celui-ci soit amplifié. Dans ce cas, nous avons obtenu un rapport entre la puissance des 2 modes amplifiés variant de 42 à 53 dB en fonction des longueurs d'onde utilisées.

On peut donc faire varier la profondeur de modulation du photocourant térahertz entre 0 et 1 sans modifier la puissance optique incidente sur le photomélangeur. Ceci peut s'avérer utile lorsque l'on veut s'assurer que le signal incident sur le détecteur

térahertz correspond bien au signal cohérent généré par le photomélangeur.

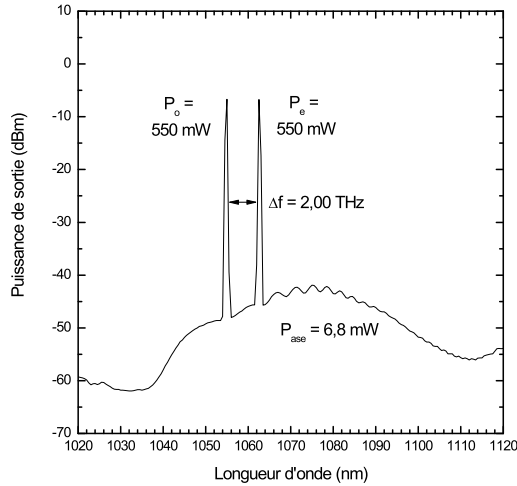


FIG. 1.35: Spectre optique du signal bi-fréquence émis par le laser Yb:CaF₂ amplifié. Ici, la puissance des deux modes amplifiés est identique.

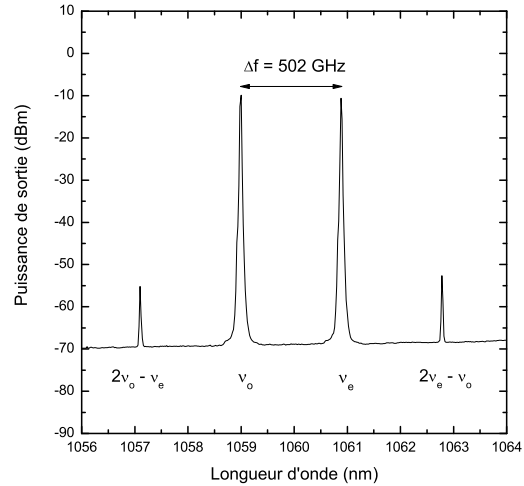


FIG. 1.36: Effet non-linéaire du 3^{ème} ordre dans l'amplificateur. La puissance de sortie de l'YDFA est de 1,1 W.

La figure 1.36 représente le spectre optique après amplification lorsque les 2 modes en entrée sont séparés par une différence de fréquence optique d'environ 500 GHz⁹. Outre les deux modes optiques (o) et (e) de fréquence optique ν_o et ν_e , on note sur le spectre 2 autres modes dont les fréquences optiques sont égales à $2\nu_e - \nu_o$ et à $2\nu_o - \nu_e$.

Ces modes sont le résultat d'interactions non-linéaires du 3^{ème} ordre dans la fibre (mélange à 4 ondes). Leur apparition est liée à la densité de puissance élevée des modes (e) et (o) ainsi qu'à une grande longueur d'interaction. Le niveau relatif de ces modes est lié à la puissance de sortie de l'amplificateur, ainsi qu'à la différence de fréquence entre les modes. Cet effet non-linéaire décroît quand la différence de fréquence entre les deux modes augmente.

Dans le cas le plus défavorable ($\nu_o \approx \nu_e$), nous avons mesuré un rapport de 36 dB entre la puissance des modes amplifiés et la puissance des modes générés par effet non-linéaire dans la fibre. La puissance térahertz générée par le photomélangeur étant liée au carré de la puissance optique incidente sur le photoconducteur (*cf* section 1.1 page 33), le rapport entre la puissance générée à $f = \nu_e - \nu_o$ et celle générée à $2f$ est

⁹Nous avons choisi cette fréquence afin d'illustrer des effets non-linéaires importants pouvant se produire aux fréquences d'intérêt : à plus haute fréquence ces effets sont moins importants, et en dessous de 500 GHz l'utilisation des photomélangeurs n'est pas pertinente.

de 72 dB. De plus, dans le cadre de l'utilisation d'un photomélangeur distribué, les conditions d'accord de phase ne permettant pas de générer simultanément un signal à f et à $2f$, ce rapport deviendra encore plus important.

Ce phénomène ne devrait donc pas limiter les performances d'une chaîne de détection hétérodyne utilisant pour oscillateur local un photomélangeur distribué lorsqu'il est éclairé par le laser Yb:CaF₂ amplifié.

1.3.3.5 Caractérisation de la pureté spectrale du battement

Afin de caractériser la pureté spectrale du battement obtenue à partir des deux modes (non amplifiés) émis par le laser Yb:CaF₂, nous avons utilisé la même méthode que celle mise en place précédemment : après collimation de la sortie laser, nous avons associé un polariseur (orienté à 45° pour projeter les deux modes sur la même polarisation), un isolateur optique, et une photodiode reliée à un analyseur de spectre électrique.

La différence de fréquence optique entre les deux modes a été réglée à 10 GHz. La largeur de la raie du signal de battement électrique résultante est inférieure à 30 kHz, limite de résolution de l'analyseur de spectre. La fréquence de battement a été mesurée pendant 60 s et reste stable dans une fenêtre de 10 MHz.

Ces caractéristiques sont similaires à celles que nous avons observées pour le battement entre deux modes émis par le laser Yb:KGW. Ce n'est donc pas la différence de longueur de cavité entre le mode (e) et le mode (o) due à la présence de la lame d'onde $\lambda/2$ sur un seul des deux modes qui limite les performances du laser Yb:KGW.

1.3.3.6 Synthèse des performances

Le laser Yb:CaF₂ s'est révélé être plus adapté que le laser Yb:KGW pour une utilisation bi-fréquence appliquée à la génération de térahertz par photomélange. Plusieurs caractéristiques illustrent ce choix :

- L'accordabilité de la fréquence térahertz générée est directement liée à celle de la source optique utilisée. Or, grâce à un gain isotrope et une absence de biréfringence du CaF₂, nous avons pu mettre en œuvre une technique de filtrage à base de lames quart d'onde entraînant un fonctionnement monomode plus aisé que dans le cas du KGW. Cette technique a permis l'utilisation d'étalons faiblement sélectifs, et d'obtenir ainsi une accordabilité quasi-continue de la différence de fréquence entre les deux modes entre 0 et 2 THz .
- Les niveaux de puissances optiques obtenus (140 mW au maximum) sont largement suffisants pour permettre l'excitation efficace d'un photoconducteur d'In_{0.23}Ga_{0.77}As-BT. Ces niveaux sont d'ailleurs supérieurs à ceux obtenus avec le laser Yb:KGW.

- La pureté spectrale d'un battement GHz entre les deux modes a été caractérisée à l'aide d'un analyseur de spectre électrique et est inférieure à 30 kHz comme pour le laser Yb:KGW.
- Enfin, la longueur d'onde centrale d'émission (autour de 1056 nm) est compatible avec l'utilisation d'YDFA commerciaux à maintien de polarisation. Ceci nous a permis d'amplifier un signal bi-fréquence jusqu'à 2×550 mW, niveau de puissance nécessaire pour les applications en photomélange distribué ou en optique non-linéaire.

1.4 Conclusions

Dans ce chapitre, nous nous sommes intéressés à l'étude et au développement de sources optiques appliquées à la génération continue de térahertz par photomélange. En effet, les propriétés de l'onde térahertz générée sont liées à celles du signal optique bi-fréquence incident sur le photomélangeur : c'est le contrôle de la différence de fréquence entre les deux modes optiques qui permet d'accorder la fréquence térahertz générée. De même la pureté spectrale et la stabilité de ce signal térahertz sont liées à celles des deux modes incidents.

L'étude et le développement de sources lasers stables, accordables, de grande pureté spectrale, et dont la longueur d'onde d'émission est compatible avec celle d'absorption des photoconducteurs ultra-rapides, doit donc permettre d'aboutir à la réalisation d'une source térahertz de grande pureté spectrale. Son utilisation comme oscillateur local au sein d'une chaîne de détection hétérodyne permettrait alors d'augmenter la sensibilité de la détection.

Dans un premier temps, nous nous sommes intéressés à l'utilisation de 2 sources indépendantes à base de diodes laser DFB. Leurs longueurs d'onde d'émission, autour de $\lambda = 852$ nm, sont en effet compatibles avec l'utilisation de photomélangeurs en GaAs-BT, matériau photoconducteur ultra-rapide performant et disponible.

Nous avons montré que l'utilisation de ces 2 diodes indépendantes permet de générer un battement accordable de manière continu entre 0 et 2 THz.

Puis, nous avons caractérisé la pureté spectrale du battement obtenu ainsi que la stabilité de la fréquence générée. Elles se sont révélées insuffisantes pour envisager leur utilisation en photomélange appliqué à la détection hétérodyne, à moins de mettre en œuvre une architecture de boucle d'asservissement indépendante de la différence de fréquence générée.

Nous nous sommes donc intéressés à la réalisation de lasers bi-fréquence à état solide pompés diode, dont l'encombrement et la consommation électrique sont compatibles avec les applications embarquées.

La pureté spectrale des battements inter-mode de ce type de laser a déjà été démontré dans des cavités originales bi-fréquence Er:Yb:verre. Dans ce cas, une séparation spatiale intra-cavité des deux modes permet d'obtenir des différences de fréquence optique de plusieurs térahertz. Malheureusement, la longueur d'onde de fonctionnement de ce laser n'est pas compatible avec les longueurs d'onde d'absorption des photomélangeurs ultra-rapides.

Nous avons donc mis au point deux lasers bi-fréquence à état solide pompés diode utilisant des matrices cristallines (KGW et CaF₂) dopées Ytterbium afin d'obtenir une émission laser autour de 1 μm . Cette longueur d'onde est en effet compatible avec la longueur d'onde d'absorption de l'In_{0.23}Ga_{0.77}As-BT, photoconducteur que nous avons développé dans le cadre de cette thèse et dont nous détaillerons l'étude et la synthèse dans le chapitre 2.

Pour le laser Yb:KGW, en fonction de l'agencement des éléments intra-cavité, **nous avons pu obtenir différents écarts de fréquence optique entre les 2 modes allant de 0 à 3,1 THz.** En raison de la méthode de sélection des modes utilisée (utilisation de plusieurs étalons) la différence de fréquence entre les 2 modes n'est pas accordable simplement.

Grâce à un filtrage intra-cavité original, le laser Yb:CaF₂ ne présente pas ce problème. La différence de fréquences, limitée par l'intervalle spectral libre des étalons utilisés, est alors accordable de manière quasi-continue de 0 à 2 THz.

La pureté spectrale du battement a été caractérisée pour différentes fréquences de battement dans la gamme gigahertz. Pour les 2 lasers elle est identique et inférieure à 30 kHz. Cependant la stabilité à long terme de cette fréquence (dérive de ~ 10 MHz sur une durée de 60 s) doit être améliorée afin de permettre une utilisation pertinente dans les systèmes de détection hétérodyne.

Cette amélioration pourrait être apportée par la mise en place d'une cavité mécanique plus robuste, ainsi que par l'utilisation d'un boîtier étanche et thermalisé pour isoler le laser. Enfin, l'asservissement de la longueur de la cavité en utilisant des techniques classiques employées en métrologie optique (cellule gazeuse, fréquence de battement des modes longitudinaux) devrait permettre d'augmenter d'avantage la stabilité de la fréquence de battement, indispensable pour certaines applications en radioastronomie par exemple.

Les niveaux de puissance émis par ces deux lasers ($\sim 2 \times 25$ mW de puissance optique totale sur la même polarisation) sont compatibles avec une utilisation efficace en photomélange puisqu'elles permettent (après focalisation) de s'approcher des seuils de dommages optiques dans les matériaux semi-conducteurs (~ 1 mW/ μm^2).

L'augmentation de la puissance térahertz générée passe par l'utilisation de structure distribuée. Ce type de structure permet de répartir la charge thermique, et ainsi d'augmenter la puissance optique admissible sur l'ensemble du composant jusqu'à environ 1 W. Les puissances optiques délivrées par les 2 lasers sont alors insuffisantes et imposent donc le recours à une amplification optique.

Notre choix s'est porté sur l'utilisation d'amplificateurs à fibre dopée Ytterbium (YDFA). En effet, ils constituent une famille d'amplificateurs particulièrement efficaces, peu onéreux et disponibles commercialement.

La longueur d'onde d'émission du laser Yb:KGW ($\lambda = 1024$ nm) n'est malheureusement pas compatible avec celle des YDFA commerciaux. Nous avons donc conçu un amplificateur à fibre spécifique qui nous a permis d'obtenir 2×300 mW de puissance en sortie d'amplificateur. Cependant la dépendance spectrale du gain rend l'amplification délicate, notamment parce que les niveaux de puissance de chacun des modes, après amplification, doivent être égaux afin de maximiser la profondeur de modulation du photocourant térahertz.

La longueur d'onde d'émission du laser Yb:CaF₂ ($\lambda = 1056$ nm) est plus adaptée. **Nous avons donc utilisé un YDFA commercial à maintien de polarisation qui nous a permis d'obtenir facilement 2×550 mW de lumière cohérente polarisée en sortie d'amplificateur.** Cette puissance disponible permet donc l'utilisation de cette source pour les applications de photomélange distribué ou d'optique non-linéaire.

Pour conclure, parmi les sources laser que nous avons étudiées, le laser bi-fréquence Yb:CaF₂ constitue celle qui nous paraît la plus appropriée pour les applications de génération térahertz par photomélange. En effet, la capacité de la cavité, l'accordabilité des longueurs d'onde émises, la pureté spectrale du battement généré, ainsi que la possibilité d'amplifier facilement les deux modes simultanément en font la source idéale des photomélangeurs ultra-rapides à base d'In_{.23}Ga_{.77}As-BT.

Chapitre 2

Matériaux photoconducteurs pour la génération de térahertz

Dans l'introduction générale, nous avons évoqué la nécessité d'utiliser des matériaux à faible durée de vie afin d'obtenir les bandes passantes nécessaires à la génération de térahertz. Une des techniques pour réduire le temps de vie dans un semi-conducteur consiste à introduire volontairement des centres de recombinaison non-radiatifs : un des procédés le plus répandu consiste à faire croître la couche photoconductrice à plus basse température que celle normalement requise pour une croissance classique.

La résistivité du matériau est aussi un paramètre clef à contrôler. En effet, le courant d'obscurité en dépend directement. Or il est indispensable que celui-ci soit beaucoup plus faible que le photocourant généré sous illumination, afin de moduler efficacement la conductivité du photomélangeur et de limiter le bruit généré.

Les composants à base d'arséniure de Gallium épitaxié à basse température (GaAs-BT) sont très bien adaptés aux applications de photomélange térahertz. En effet le temps de vie des porteurs est faible, et la résistivité d'obscurité est élevée [74]. Cependant, la longueur d'onde d'absorption du GaAs se situe autour de 870 nm et impose l'utilisation de sources optiques encombrantes ou peu répandues. Aussi, des efforts ont été déployés afin de réaliser des composants fonctionnant aux longueurs d'onde télécom. En effet, la disponibilité de source laser et de composants à bas coût fonctionnant à $1,55 \mu\text{m}$ pourrait permettre de réaliser des systèmes térahertz compacts et peu onéreux.

Malheureusement, les problèmes de résistivité ont limité la réalisation de photoconducteurs ultra-rapides à faible énergie de bande interdite. En effet, si l'épitaxie basse température d' $\text{In}_{.53}\text{Ga}_{.47}\text{As}$ (sur substrat d'InP, compatible avec une illumination à $1,55 \mu\text{m}$) peut donner des temps de vie acceptables [81], la résistivité des couches épitaxiées est cependant largement insuffisante [81, 111]. D'autres approches ont été

envisagées pour améliorer les caractéristiques de ces matériaux. Citons par exemple l'incorporation de Béryllium [206, 142] dans les couches épitaxiées à basse température, ou l'irradiation ionique de la couche photoconductrice [132, 98, 40]. Dans tous les cas, les résultats obtenus se sont révélés bien en dessous de ceux obtenus avec le GaAs-BT, et ne permettent pas, pour le moment, d'envisager le photomélangement continu aux longueurs d'onde télécom.

Nous avons donc opté pour une approche intermédiaire. Nous avons développé, en collaboration avec X. Marcadet¹, un semi-conducteur ($\text{In}_{0.23}\text{Ga}_{0.77}\text{As}$ -BT épitaxié sur substrat métamorphique) dont l'énergie de la bande interdite, inférieure à celle du GaAs, est compatible avec l'utilisation de sources lasers émettant autour de $1\ \mu\text{m}$. On peut ainsi espérer conserver une certaine résistivité du matériau, tout en ayant la possibilité d'utiliser des sources plus compactes comme le laser bi-fréquence que nous avons présenté au chapitre 1.

Parallèlement à ce travail, nous avons aussi étudié les caractéristiques des couches de GaAs-BT épitaxiées dans les mêmes conditions que celles d'InGaAs-BT. En effet, historiquement le GaAs-BT est un des premiers matériaux développés présentant à la fois de bonnes caractéristiques électriques et des temps de vie de porteurs très courts compatibles pour les applications THz. L'étude de ces couches nous permet donc d'établir une référence pour comparer les résultats des caractérisations des différents échantillons. De plus, les couches de GaAs-BT nous permettront de réaliser des photomélanges dont les performances pourront être directement comparées avec celles obtenues à partir des photomélanges d'InGaAs-BT (*cf* chapitre 3).

Enfin, en collaboration avec le C.R.H.E.A², nous avons aussi étudié l'InGaAsN, autre photoconducteur sensible à $1\ \mu\text{m}$. En effet, ses caractéristiques de temps de vie et résistivité pourraient laisser envisager une utilisation de ce matériau en photomélangement térahertz.

Dans ce chapitre nous présenterons les différents matériaux étudiés (GaAs-BT, InGaAs-BT, GaInAsN). Puis nous présenterons un modèle permettant de décrire la dynamique des porteurs. Enfin nous nous intéresserons aux caractérisations optiques et électriques de ces matériaux.

¹Alcatel-Thales III-V lab.

²Centre de Recherche sur l'Hétéro-Épitaxie et ses Applications, laboratoire CNRS, Valbonne.

2.1 Les semi-conducteurs à très court temps de vie

Dans cette section introductive, nous présentons les 3 semi-conducteurs à très court temps de vie que nous avons étudiés dans cette thèse : le GaAs-BT (matériau de référence), l'InGaAs-BT et le GaInAsN. Nous reviendrons sur les techniques permettant de les élaborer ainsi que sur quelques grandeurs physiques les caractérisant.

Cette section nous permettra :

- de se familiariser avec les effets de la croissance à basse température,
- d'introduire les notations que nous emploierons dans la suite de ce manuscrit,
- de situer le contexte de l'étude et ainsi de justifier les démarches que nous avons entreprises dans ce chapitre.

2.1.1 Le GaAs épitaxié à basse température

La croissance par EJM (Épitaxie par Jet Moléculaire) du GaAs à basse température a été initialement développée pour des applications d'isolation électrique afin d'éviter le side/backgating dans les transistors MESFET [190]. Les premières études ont montré que la température de croissance (généralement comprise entre 200 et 300°C) et le recuit thermique (variant typiquement de 400 à 800°C) avaient une forte influence sur les propriétés électriques du matériau [123].

Le GaAs-BT a été rapidement détourné de son utilisation première. En effet, la faible durée de vie des porteurs (de l'ordre de la picoseconde, voire de quelques centaines de femtosecondes), la grande résistivité des couches obtenue (10^6 à $10^8 \Omega \cdot \text{cm}^{-1}$), et la bonne mobilité des porteurs ($130\text{-}150 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$), en font le matériau idéal pour des applications en optoélectronique [64].

Dans les paragraphes qui vont suivre, nous présenterons les paramètres de croissance (et les effets physiques qu'ils induisent) qui permettent de contrôler les propriétés de temps de vie et de résistivité et les méthodes de caractérisation associées.

2.1.1.1 Effet de la croissance à basse température

Le paramètre fondamental influant sur les propriétés du GaAs-BT est la température de croissance. Celle-ci s'effectue habituellement autour de 200-300°C sous un flux d'Arsenic excédentaire au flux de Gallium. À cette température, l'Arsenic est incorporé en excès [101] ce qui a pour conséquence la création d'une forte concentration de défauts ponctuels. On observe trois principaux types de défauts :

- des atomes Arsenic en antisite As_{Ga} (i.e. un atome d'Arsenic site substitutionnel, c'est-à-dire à la place d'un atome de Gallium) [100],

- des atomes Arsenic en site interstitiel As_i ,
- des lacunes de Gallium V_{Ga} [101].

Pour expliquer les propriétés électriques du matériau, Look et *al* [123] ont proposé un modèle de compensation. Les atomes d’Arsenic en site substitutionnel As_{Ga} sont responsables de la présence d’un niveau de donneurs profonds de densité N_{dd} en milieu de bande interdite de type EL2. Les lacunes de Gallium V_{Ga} constituent un niveau d’accepteurs [214] de densité N_a proche de la bande de valence. Ces derniers ionisent partiellement les donneurs profonds libérant ainsi des états pour les électrons de la bande de conduction. Les trous de la bande de valence se recombinent avec les pièges non ionisés.

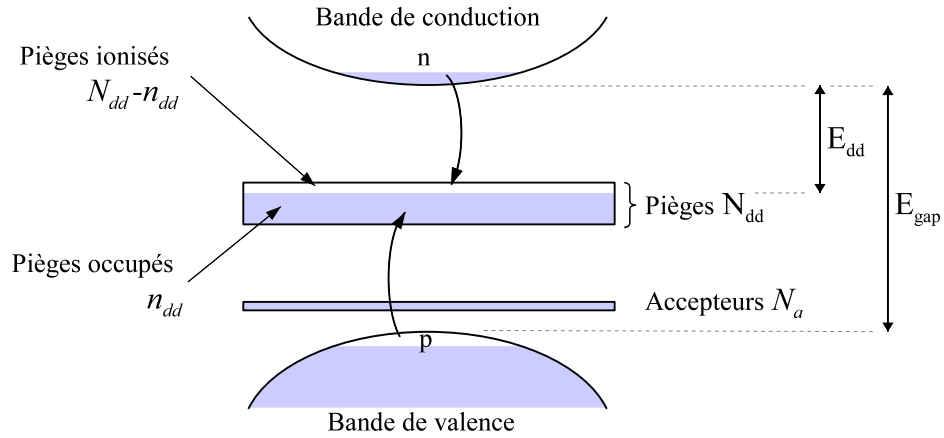


FIG. 2.1: Diagramme de bande du GaAs-BT, avec N_{dd} la densité de pièges, n_{dd} la densité de pièges occupés, N_a la densité d’accepteurs, n et p les densités de porteurs dans les bandes de conduction et de valence, E_{dd} l’énergie d’ionisation des pièges, et E_{gap} l’énergie de bande interdite.

On appelle E_{dd} l’énergie d’ionisation des pièges, c’est-à-dire l’écart énergétique entre la bande de conduction et la bande de pièges. Les pièges sont d’autant plus efficaces que leur énergie se situe au milieu de la bande interdite. En effet, la section efficace moyenne de capture d’un électron par un piège dépend directement de E_{dd} de la manière suivante [20] :

$$\langle \sigma \rangle \propto \frac{\varepsilon^{1/2} E_{dd}}{m_*^{5/2} v_{th}} \quad (2.1)$$

avec ε la constante diélectrique, m_* la masse effective, et v_{th} la vitesse thermique.

La bande de conduction et la bande de valence se trouvent donc vidées de leur porteurs conférant ainsi au matériau de très bonnes qualités semi-isolantes. L’efficacité des pièges se traduit par des durées de vie de porteurs très courtes, de l’ordre de la picoseconde voire quelques centaines de femtosecondes.

2.1.1.2 Le recuit des couches épitaxiées à basse température

Après la croissance à basse température, les couches épitaxiées peuvent être recuites. Ceci permet d'augmenter la résistivité de l'échantillon et modifie légèrement le temps de vie des porteurs. Par ailleurs, le recuit permet de stabiliser les propriétés de la couche dans le temps. Dans cette sous section, nous nous intéresserons aux phénomènes physiques induits par le recuit.

Contrairement au défaut EL2, le défaut ponctuel lié à As_{Ga} dans le GaAs-BT n'est pas stable thermiquement. Au cours d'un recuit supérieur à 400°C , les défauts ponctuels d'Arsenic diffusent et s'agglomèrent progressivement formant des précipités d'Arsenic [139].

On distingue plusieurs effets en fonction de la température et de la durée du recuit. Ils mettent en jeu différentes réactions microscopiques. Dans un premier temps, pour les recuits de courtes durées ou bas en température, l'Arsenic en antisite passe en interstitiel et diffuse pour former des précipités. Ce processus mettrait en jeu les complexes $As_{Ga} - As_i$ [194], l'Arsenic en antisite ne pouvant diffuser seul à ces températures. On observe donc une augmentation de la fraction ionisée des donneurs profonds [207, 125]. Comme nous le verrons avec le modèle décrivant la dynamique des porteurs (section 2.2), ceci se traduit par une diminution du temps de vie des porteurs.

Cette réaction se poursuit pour des températures plus hautes ou des recuits plus longs jusqu'à épuisement des As_i . Les derniers As_i se recombinaient alors (en partie) avec les lacunes de Gallium. On observe donc une diminution de la fraction ionisée des donneurs qui s'accompagne d'une augmentation du temps de vie des porteurs. Il reste alors une concentration d' As_{Ga} isolée de l'ordre de 10^{16} à 10^{17} cm^{-3} .

Avec les recuits au dessus de 400°C , on observe une augmentation de la résistivité de plusieurs ordres de grandeur [127]. Or, la concentration résiduelle d'Arsenic en antisite après recuit ne peut pas expliquer seule cette augmentation. Warren et *al* ont proposé un modèle pour expliquer ce phénomène : l'augmentation de résistivité serait liée à l'apparition de zones de désertion de type Schottky autour des précipités d'Arsenic [208, 209].

Dans le cadre de cette thèse, tous les recuits ont été effectués *ex situ* dans un four JIPELEC. Il est constitué d'une chambre en graphite soumise à un flux d'azote et chauffée par des lampes à quartz. Pour protéger la surface de l'échantillon, la face épitaxiée est retournée contre un substrat de GaAs. La température de recuit est contrôlée par un pyromètre. Le temps de montée en température est fixé à 60 secondes, le recuit

de 60 secondes, la phase de refroidissement assurée par le flux d'azote prend environ 300 secondes (pour des recuits à 600°C).

2.1.1.3 Étalonnage de la température de croissance

Nous avons vu que le contrôle de la température de la couche épitaxiée ainsi que les paramètres du recuit permettent de faire varier la quantité d'Arsenic incorporée en excès, et donc le temps de vie des porteurs. D'autres facteurs peuvent influencer, citons notamment le rapport entre le flux d'Arsenic et le flux de Gallium [113] (appelé rapport V/III), la vitesse de croissance ou la nature de l'Arsenic déposé (As_2 ou As_4) [194].

Un des principaux problèmes posé par la croissance à basse température est dû au fait qu'il n'existe quasiment pas d'outil pour mesurer la température de la couche épitaxiée dans les gammes de températures concernées. En effet, en EJM on utilise un pyromètre pour réguler la température du four de croissance ce qui permet de contrôler avec précision la température de la face avant du substrat. Or le pyromètre est souvent incapable de mesurer des températures inférieures à 500°C.

L'utilisation des thermocouples incorporés aux porte-substrats ne peut pas renseigner directement sur la température de la couche en cours de croissance : le substrat est chauffé par absorption des ondes infrarouges émises par le four, or les propriétés d'absorption I.R. du substrat sont différentes de celles du porte échantillon. Si leurs températures ne sont donc pas identiques, elles sont cependant liées.

Ainsi, on effectue un étalonnage liant la température mesurée à l'aide du thermocouple (que nous appellerons T_{tc}) à la quantité d'Arsenic incorporée en excès (mesure absolue effectuée en DDX, cf section suivante). Cet étalonnage n'est valable que pour un type de substrat, un porte échantillon et un bâti donnés : en modifiant la configuration du four, pour une même concentration d'Arsenic incorporée, nous avons observé des différences de plus de 100°C sur la température mesurée par le thermocouple. C'est pourquoi il convient d'être extrêmement prudent lorsque l'on parle de température de croissance, l'information pertinente étant la quantité d'Arsenic incorporée en excès.

2.1.1.4 Mesure de la quantité d'Arsenic incorporée en excès

Afin d'étalonner la température de croissance (et donc d'optimiser le temps de vie des porteurs dans les échantillons épitaxiés à basse température), nous avons vu qu'il était nécessaire de disposer d'une mesure fiable de la quantité d'Arsenic incorporée en excès. Cette mesure peut être réalisée à l'aide de la double diffraction de rayons X (DDX).

La présence d'Arsenic en antisite (c'est à dire à la place d'un atome de Gallium) dans du GaAs modifie sa structure cristalline car la taille d'un atome de Gallium n'est pas la même que celle d'un atome d'Arsenic. L'incorporation d'Arsenic en excès s'accompagne donc d'une augmentation du paramètre de maille du GaAs-BT.

La caractérisation par DDX permet de quantifier cette variation de paramètre de maille : on y mesure l'angle de diffraction d'un faisceau de rayons X monochromatiques incidents sur l'échantillon. L'angle de diffraction étant lié à la distance entre les plans cristallins, sa mesure permet d'en déduire les paramètres de maille des structures cristallines constituant l'échantillon étudié. Cette technique de caractérisation est abordée plus en détail dans l'annexe C.1 (page 257).

X. Liu et *al* ont montré [121] qu'il existe une relation linéaire entre la quantité d'Arsenic en antisite et la désadaptation du paramètre de maille :

$$N_{dd} = \frac{1}{1,24 \cdot 10^{-23}} \frac{\Delta a}{a} \quad (\text{en cm}^{-3}) \quad (2.2)$$

Au cours de la même étude, ils ont montré que la quantité de pièges ionisés (équivalente à la quantité d'accepteurs, *cf* section 2.2.2 page 90) est liée à la quantité d'Arsenic en antisite. À partir des résultats qu'ils ont obtenus, on peut déduire la relation suivante :

$$N_a \approx 6,29 \cdot 10^7 (N_{dd})^{1/1,9} \quad (\text{en cm}^{-3}) \quad (2.3)$$

ici, N_{dd} et N_a sont exprimés en cm^{-3} . Il faut cependant noter que cette dernière équation n'est applicable qu'aux matériaux non-recuits. En effet le recuit modifie l'équilibre As_{Ga}/V_{Ga} . Enfin, soulignons le fait que les résultats obtenus par M. Stellmacher [195] ne semblent pas confirmer cette relation, les densités d'accepteurs mesurées étant inférieures à celles obtenues en utilisant la relation (2.3). Nous retiendrons simplement que la densité de donneurs profonds et celle d'accepteurs sont liées et que ces derniers sont présents en quantité inférieure (environ 1 à 2 ordres de grandeur).

A partir de la mesure du paramètre de maille de la couche BT, et en utilisant les 2 relations précédentes, on peut donc évaluer la densité de donneurs profonds N_{dd} et d'accepteurs N_a dans la couche BT (non recuite).

Dans le cadre de la campagne de croissance effectuée pour cette thèse, cet étalonnage a été effectué en épitaxiant sur un même substrat trois couches de GaAs-BT à trois températures différentes (le spectre DDX obtenu est représenté figure C.3 page 260). Les résultats des mesures des paramètres de maille de chacune des couches sont résumés sur le tableau suivant :

T_{tc} (°C)	330	380	430
$\Delta a/a$ (ppm)	982	573	186
N_{dd} (cm ⁻³)	7,92 10 ¹⁹	4,62 10 ¹⁹	1,50 10 ¹⁹

La différence entre la température thermocouple T_{tc} et la température effective du substrat pendant la croissance T_s est estimée à environ 110°C.

2.1.2 L'InGaAs épitaxié à basse température

Le GaAs-BT s'avère être un très bon semi-conducteur pour des applications en optoélectronique ultra-rapide, cependant sa longueur d'onde d'absorption optique (autour de 870 nm à température ambiante) constitue un de ses principaux inconvénients. En effet, cette dernière est malheureusement incompatible avec l'utilisation de sources lasers développées pour les applications télécom (autour de $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$).

L'idée de modifier la composition du GaAs épitaxié à basse température en introduisant de l'Indium pour diminuer l'énergie de la bande interdite semble séduisante : la longueur d'onde d'absorption optique augmente de manière monotonique avec la concentration en Indium. La formule suivante donne l'énergie de la bande interdite (en eV) en fonction de la composition de l' $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$.

$$E_{gap}(x) = 1.424 - 1.501 x + 0.436 x^2 \quad (2.4)$$

Cependant, la mise en œuvre de tels matériaux épitaxiés à basse température rencontre plusieurs difficultés. Le paramètre de maille varie avec la concentration en Indium. Par conséquent une seule stœchiométrie ($\text{In}_{.53}\text{Ga}_{.47}\text{As}$) peut-être épitaxiée avec le même paramètre de maille que celui d'un substrat (InP dans ce cas, *cf* figure 2.3 page 85). Une croissance épaisse d' $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ sur substrat de GaAs présente donc une très faible qualité cristalline compte tenu de la désadaptation de paramètres de maille entre les deux semi-conducteurs. Cette contrainte technologique, fixant la stœchiométrie, n'est pas sans conséquence sur les caractéristiques physiques de l' $\text{In}_{.53}\text{Ga}_{.47}\text{As}$ -BT.

Metzger et *al* [142] ont mis évidence une incorporation d'Arsenic en excès dans l'InGaAs-BT épitaxié sur substrat d'InP. Les temps de vie de l'ordre de 250 fs mesurés par Gupta et *al* [82, 11] suggèrent que les rôles des défauts de As_{Ga} et de As_{In} sont similaires.

La résistivité de l' $\text{In}_{.53}\text{Ga}_{.47}\text{As}$ -BT est cependant insuffisante (environ $0,1 \Omega \cdot \text{cm}^{-1}$) même après recuit bien que des précipités d'Arsenic aient été observés par Ibbetson et *al* [91]. Dans ces conditions, il n'est donc pas possible de moduler optiquement la conductivité d'un tel matériau rendant ainsi impossible toute utilisation en photoconduction.

Dans cette thèse, nous étudierons les propriétés d'un échantillon d'InGaAs-BT contenant 23 % d'Indium (absorbant à $\lambda = 1,06 \mu\text{m}$). À l'aide de différentes caractérisations nous vérifierons si cette baisse de concentration en Indium par rapport à l'In_{0.53}Ga_{0.47}As épitaxié sur InP (absorbant à $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$) permet d'obtenir les propriétés de résistivité et de temps de vie nécessaire.

2.1.2.1 Le dopage au Béryllium

Une des solutions envisagée pour diminuer le temps de vie et tenter d'augmenter la résistivité de l'In_{0.53}Ga_{0.47}As consiste à introduire du Béryllium (Be) au cours de la croissance. Ce dernier est traditionnellement utilisé pour doper p le GaAs ou l'InGaAs. Il constitue donc un niveau d'accepteurs.

Son utilisation pour doper une couche épitaxiée à basse température doit donc permettre d'augmenter la densité initiale d'accepteurs (V_{Ga}) et par conséquent celle du nombre de donneurs profonds ionisés, ce qui se traduit par une diminution du temps de vie des électrons [107, 99]. Ce gain se fait néanmoins au détriment du temps de vie des trous, qui augmente puisque l'on diminue le nombre de sites non ionisés disponibles pour les recombiner [2].

Le rôle exact du Béryllium n'est cependant pas encore bien compris. Bliss et *al* ont montré qu'un dopage au Béryllium avait pour effet de diminuer parallèlement le nombre de lacunes de Gallium V_{Ga} dans le GaAs-BT [22], alors que Gebauer et *al* (avec les mêmes techniques de caractérisation) ont montré que celui-ci n'avait pas d'influence [65]. Ce dopage serait préjudiciable au temps de vie des électrons : pour de faibles concentrations de dopage en Béryllium on obtiendrait un effet inverse à celui espéré puisque les lacunes de Gallium, qui sont des triples accepteurs, seraient remplacées par le Béryllium qui n'est qu'un simple accepteur.

L'apport du dopage Béryllium sur la résistivité de l'In_{0.53}Ga_{0.47}As-BT est plus délicate à mettre en évidence. La compensation exacte du nombre de donneurs profonds afin de limiter l'excitation thermique des pièges dans la bande de conduction est irréalisable, les densités de donneurs à compenser N_{dd} étant trop élevées. On aboutirait soit à une compensation incomplète, soit à un résiduel p trop élevé.

Curieusement, le dopage Béryllium permet néanmoins d'augmenter la résistivité des couches d'In_{0.53}Ga_{0.47}As-BT. Juodawlkis et *al* attribuent cet effet à la formation de complexes $Be_{Ga}-As_{Ga}$ [99].

Nous étudierons dans ce chapitre l'influence d'un dopage au Béryllium (10^{17} cm^{-3} et 10^{18} cm^{-3}) sur le temps de vie et la résistivité des échantillons d'In_{0.23}Ga_{0.77}As-BT.

2.1.2.2 le substrat métamorphique

Afin de réaliser une croissance d' $\text{In}_{.23}\text{Ga}_{.77}\text{As}$ de bonne qualité cristalline (donc adaptée en maille), nous avons utilisé une couche tampon dite couche métamorphique. Nous nous sommes inspirés des travaux de Y. Cordier [42] que nous avons adaptés à notre concentration d'Indium. Il s'agit d'une couche de quelques microns d'épaisseur dont la teneur en Indium augmente linéairement avec l'épaisseur. Cette augmentation est suivie d'un retour à une concentration d'Indium plus basse, ce qui permet de revenir à un état de contrainte nul ou quasi nul : la multiplication d'interfaces permet de bloquer la propagation des dislocations [201].

La température de croissance, légèrement plus faible que celle habituellement utilisée pour l'épitaxie de l' InGaAs , permet de freiner la progression des dislocations. La couche tampon se termine par une couche d' $\text{In}_{.23}\text{Ga}_{.77}\text{As}$ de $0,5 \mu\text{m}$ épitaxiée dans les conditions thermodynamiques standards. La figure 2.2 illustre la variation typique de la teneur en Indium dans la couche métamorphique.

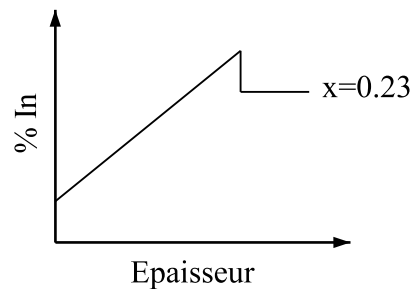


FIG. 2.2: Profil de la concentration en Indium dans la couche tampon métamorphique

Sur ce type de couche, on peut reprendre une croissance avec une concentration en Indium pouvant varier de 0 à 30 % comme si le substrat était adapté en maille, ce qui explique le nom de cette couche tampon. Toutes les épitaxies d' $\text{In}_{.23}\text{Ga}_{.77}\text{As}$ -BT étudiées au cours de cette thèse ont été réalisées sur substrat métamorphique identique.

2.1.3 L' InGaAsN

Les alliages nitrures dilués forment une classe de matériaux aux propriétés intéressantes. L'incorporation de seulement quelques % d'azote dans les composés de GaAs suffit à réduire considérablement l'énergie de leur bande interdite [211, 18]. L'ajout d'Indium pour créer un alliage d' $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}_y\text{As}_{1-y}$ avec $x = 2,7y$ permet de conserver un paramètre de maille quasiment adapté à celui du GaAs (*cf* figure 2.3). Ainsi, avec environ 2 % d'azote et 6 % d'Indium, des alliages adaptés en maille au GaAs d'énergie

de bande interdite de 1 eV ont été épitaxiés [103, 69].

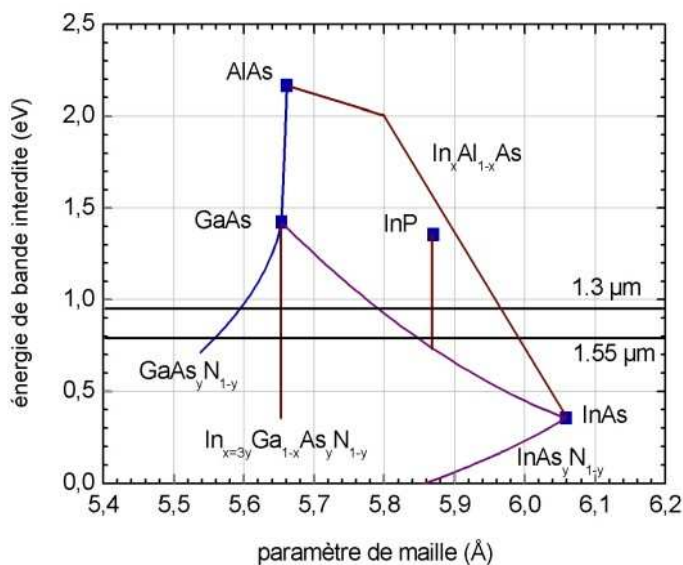


FIG. 2.3: Paramètre de maille de l' $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}_y\text{As}_{1-y}$ avec $x = 2,7y^2$.

L' InGaAsN (GINA) épitaxié par jet moléculaire présente donc un grand intérêt pour la fabrication de composants optoélectroniques : il étend la gamme des énergies accessibles sur substrat de GaAs, permettant ainsi de profiter de la grande maturité de cette filière technologique. Les applications sont nombreuses. Citons notamment la réalisation de :

- structures à puits quantique GINA/GaAs pour les diodes laser émettant à $1,3 \mu\text{m}$ [103, 105] et entre $1,5$ et $1,7 \mu\text{m}$ [89, 90],
- photo-détecteurs de type PIN [87],
- cellules solaires de très grande efficacité ($>70\%$) [112].

Cependant, l'épitaxie d'alliage azoté de type GINA est délicate même pour de faibles concentrations d'Azote car il s'incorpore mal à l' InGaAs . De plus, le diagramme de phase de l' InGaAsN est relativement complexe [156, 151]. Ces problèmes sont en partie responsables de la création de centres de recombinaisons non-radiatifs et de la faible homogénéité structurale. Ceci engendre une faible efficacité de photoluminescence qui témoigne de la présence de pièges profonds [62] et donc d'une courte durée de vie des porteurs.

²figure tirée du site internet : <http://www.crhea.cnrs.fr>

Ces propriétés sont limitantes pour la plupart des applications évoquées précédemment. Cependant pour les applications en photomélange térahertz, c'est précisément une des propriétés recherchée. Nous avons donc étudié l'utilisation d'une couche de GINA pour les applications THz.

Dans le cadre de cette thèse, afin d'obtenir un matériau dont l'absorption optique soit compatible avec la longueur d'onde d'émission des sources bi-fréquence (*cf* chapitre 1), nous avons utilisé un alliage à base de 2,2 % d'azote et 7 % d'Indium ($\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}_y\text{As}_{1-y}$). Afin d'augmenter l'efficacité de l'incorporation de l'azote, la température d'épitaxie a été réduite d'environ 100 °C par rapport à celle d'un composé non azoté [160].

2.2 Modélisation de la dynamique des porteurs

L'élaboration d'un semi-conducteur ultra-rapide compatible avec une illumination à $\lambda = 1 \mu\text{m}$ nécessite de comprendre les processus responsables du faible temps de vie et de la grande résistivité du matériau. Nous avons donc développé un modèle permettant de calculer le niveau de remplissage des pièges et des bandes de conduction et de valence sous éclairage continu. Ceci permet de relier les caractéristiques de temps de vie et de résistivité (*cf* section 2.3 page 101) à la densité de donneur profond et *in fine* permet d'optimiser les paramètres de croissance.

Dans un premier temps, nous développerons un modèle simple permettant de calculer la répartition des porteurs dans les bandes électroniques d'un semi-conducteur épitaxié à basse température.

Dans un deuxième temps, nous appliquerons ce modèle au GaAs-BT, matériau de référence maîtrisé, afin d'expliquer ses propriétés de temps de vie et de résistivité. On confortera ainsi la validité du modèle. Nous nous intéresserons notamment aux propriétés des trous, dont l'influence sur les caractéristiques des composants THz continu est en général illégitimement ignorée.

Enfin, dans un troisième temps, nous étudierons l'influence de la concentration en Indium en appliquant ce modèle à l' $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -BT. Cette dernière étape nous permettra :

- de comprendre et d'interpréter les différents résultats qui ont été obtenus dans la littérature, notamment ceux qui concernent le manque de résistivité de l' $\text{In}_{.53}\text{Ga}_{.47}\text{As}$ -BT (compatible avec une illumination à $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$),
- de nous assurer que la diminution de la concentration en Indium avec un alliage d' $\text{In}_{.23}\text{Ga}_{.77}\text{As}$ -BT (compatible avec une illumination à $\lambda = 1,06 \mu\text{m}$) peut résoudre le problème de résistivité.

Dans cette section, nous nous intéresserons donc à la description des phénomènes de recombinaison de porteurs dans les matériaux épitaxiés à basse température soumis à un éclairage CW³.

2.2.1 Modèle de recombinaison à un centre

Afin de modéliser l'influence des pièges profonds sur le temps de vie et la résistivité des matériaux épitaxiés à basse température, nous avons utilisé les équations du modèle

³En anglais : Continuous Wave (Ondes Continues)

de recombinaison de Shockley-Read-Hall à un centre, en incluant les processus thermiques [33]. Ces équations décrivent, pour chaque espèce (électrons, trous et pièges), les différentes sources de génération et d'absorption (*cf* figure 2.4).

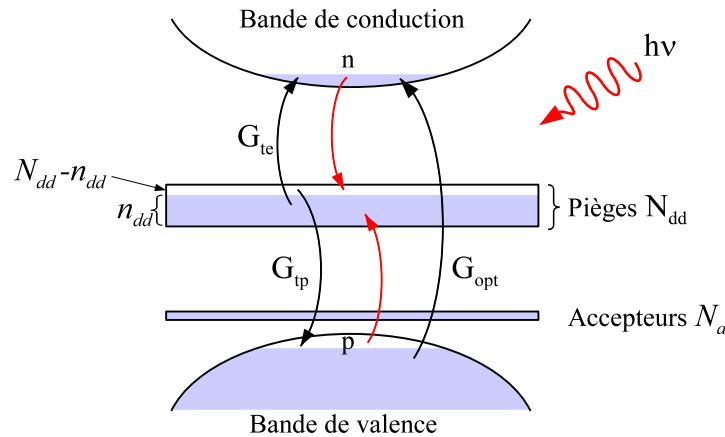


FIG. 2.4: Générations et recombinaisons dans un milieu à un centre. Ici N_{dd} représente la densité de pièges, n_{dd} la densité de pièges occupés, N_a la densité d'accepteurs, n et p les densités de porteurs dans les bandes de conduction et de valence, G_{op} le taux de génération optique, G_{te} et G_{tp} les taux de génération thermique.

L'énergie d'activation de la bande d'accepteurs étant faible (0,3 eV) [195], nous considérerons celle-ci entièrement ionisée. Nous ne tiendrons pas compte de la recombinaison bande à bande ainsi que de la recombinaison Auger qui sont négligeables dans le GaAs-BT par rapport aux autres phénomènes de recombinaison. Les équations d'évolution s'écrivent donc :

$$\frac{dn}{dt} = G_{op} + G_{te} - \frac{n}{\tau_e} \quad (2.5)$$

$$\frac{dn_{dd}}{dt} = \frac{n}{\tau_e} - \frac{p}{\tau_p} - G_{te} + G_{tp} \quad (2.6)$$

$$\frac{dp}{dt} = G_{op} + G_{tp} - \frac{p}{\tau_p} \quad (2.7)$$

- n représente la densité d'électrons dans la bande de conduction,
- p représente la densité de trous dans la bande de valence,
- n_{dd} est égal à la densité de donneurs profonds occupés (donc non ionisés).

À ces trois équations, il faut associer celle de la neutralité électrique du matériau :

$$n + n_{dd} - (N_{dd} - N_a) - p = 0 \quad (2.8)$$

Dans les équations précédentes, G_{op} représente le taux de génération optique (*cf* section 3.1.1.1 page 148). Celui-ci est lié à la puissance optique incidente par la relation suivante :

$$G_{op} = P_o \eta_{opt} \alpha \frac{\lambda}{hc} \frac{1}{S_{ecl}} \quad (2.9)$$

où P_o représente la puissance optique, η_{op} le rendement lié aux pertes optiques, α le coefficient d'absorption, λ la longueur d'onde et S_{ecl} la surface éclairée. Ici, le taux de génération est considéré juste sous la surface du semi-conducteur.

Les termes G_{te} et G_{tp} représentent les taux de génération thermique (depuis les niveaux des pièges) respectivement pour les électrons et les trous. Ils sont liés à la position des pièges par rapport aux bandes de conduction et de valence, ainsi qu'au niveau de remplissage des pièges :

$$G_{te} = n_{dd} \beta_e N_c \exp \left[-\frac{E_{dd}}{kT} \right] \quad (2.10)$$

$$G_{tp} = (N_{dd} - n_{dd}) \beta_p N_v \exp \left[-\frac{E_{gap} - E_{dd}}{kT} \right] \quad (2.11)$$

avec β_e et β_p les coefficients de capture des électrons et des trous, N_c et N_v les densités d'état effectif de la bande de conduction et de la bande de valence, E_{dd} l'énergie d'ionisation des pièges, E_{gap} l'énergie de la bande interdite, k la constante de Boltzman, et T la température.

Les durées de vie des porteurs, dépendantes du remplissage des pièges, sont données par les relations :

$$\tau_e = \frac{1}{\beta_e (N_{dd} - n_{dd})} \quad (2.12)$$

$$\tau_p = \frac{1}{\beta_p n_{dd}} \quad (2.13)$$

Elles dépendent donc de la densité de pièges ionisés pour les électrons ($N_{dd} - n_{dd}$) et de la densité de pièges non-ionisés n_{dd} pour les trous. β représente le taux de recombinaison des porteurs, il est lié aux sections efficaces σ des pièges par la formule suivante :

$$\beta_i = \sigma_i v_{th i} \quad \text{avec} \quad v_{th i} = \sqrt{\frac{3kT}{m_i^*}} \quad (2.14)$$

où v_{th} est la vitesse thermique des porteurs, et m^* la masse effective du type de porteur concerné. Dans le cas des trous, on utilisera la masse effective des trous lourds, la densité d'état dans la bande de valence associée étant bien plus élevée que celle pour les trous légers (*cf* annexe B.2 page 254).

Sous un éclairage continu, en régime stationnaire, les équations (2.5) (2.6) et (2.7) sont égales à zéro. Une des équations pouvant être obtenue par combinaison linéaire des deux autres, il faut ajouter l'équation (2.8) au système. En utilisant les équations (2.12) et (2.13), on obtient le système non-linéaire suivant :

$$G_{op} + G_{te} - n \beta_e (N_{dd} - n_{dd}) = 0 \quad (2.15)$$

$$G_{op} + G_{tp} - p \beta_p n_{dd} = 0 \quad (2.16)$$

$$n + n_{dd} - (N_{dd} - N_a) - p = 0 \quad (2.17)$$

Les équations (2.15) et (2.16) permettent d'exprimer les quantités n et p en fonction de n_{dd} :

$$n = \frac{G_{op} + G_{te}}{\beta_e (N_{dd} - n_{dd})} \quad (2.18)$$

$$p = \frac{G_{op} + G_{tp}}{\beta_p n_{dd}} \quad (2.19)$$

A partir de l'équation (2.17), en utilisant les deux équations précédentes ainsi que les équations (2.10) et (2.11) définissant G_{te} et G_{tp} , on obtient l'équation non-linéaire suivante dont n_{dd} est solution :

$$\begin{aligned} \frac{G_{op}}{\beta_e (N_{dd} - n_{dd})} + \frac{n_{dd} \beta_e N_c \exp \left[-\frac{E_{dd}}{kT} \right]}{\beta_e (N_{dd} - n_{dd})} \\ - \frac{G_{op}}{\beta_p n_{dd}} - \frac{(N_{dd} - n_{dd}) \beta_p N_v \exp \left[-\frac{E_{gap} - E_{dd}}{kT} \right]}{\beta_p n_{dd}} \\ + n_{dd} - (N_{dd} - N_a) = 0 \quad (2.20) \end{aligned}$$

La résolution de cette équation (en n_{dd}) est obtenue numériquement en cherchant la racine comprise entre 0 et N_{dd} . On obtient ainsi n_{dd} en fonction des densités N_{dd} , N_a , du taux de génération optique G_{op} et de la température T . Ayant déterminé n_{dd} , on peut déterminer n et p à partir des équations (2.18) et (2.19). Les temps de vie des trous et des électrons sont déterminés par l'intermédiaire des relations (2.12) et (2.13).

2.2.2 Application du modèle au GaAs-BT

L'application de ce modèle de recombinaison à un centre au cas du GaAs-BT, matériau ultra-rapide de référence, va nous permettre d'éprouver la validité du modèle. De plus, il nous permettra de décrire qualitativement les différents régimes de fonctionnement sous éclairage continu. Cette étude nous permettra d'établir, en section 2.2.3 (page 97), une comparaison avec le comportement de l'InGaAs-BT.

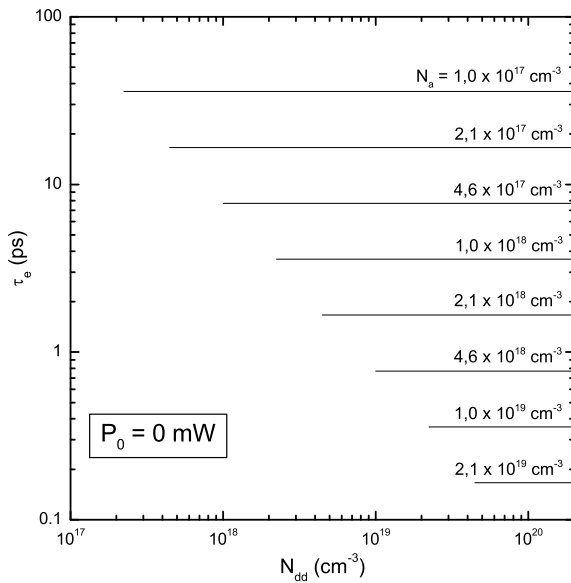


FIG. 2.5: Temps de vie des électrons dans du GaAs-BT en fonction de N_{dd} et N_a avec $P_o = 0\text{mW}$ et $T = 300\text{K}$

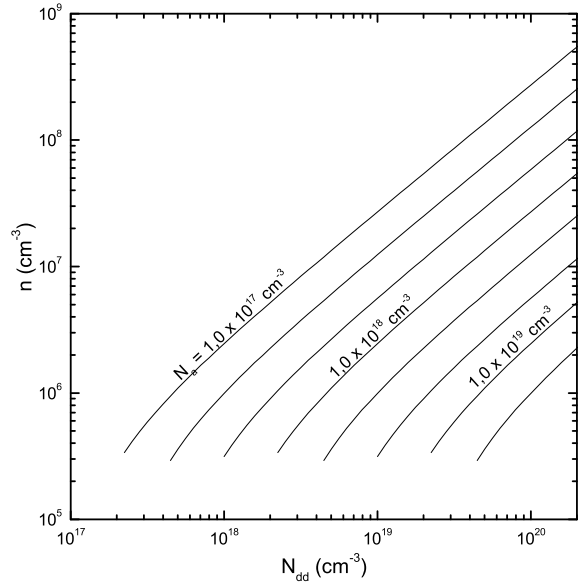


FIG. 2.6: Densité de porteurs de la bande de conduction dans du GaAs-BT en fonction de N_{dd} et N_a avec $P_o = 0\text{mW}$ et $T = 300\text{K}$

2.2.2.1 Paramètres de calcul

Nous avons utilisé les caractéristiques classiques du GaAs à 300 K [70] : $E_{gap} = 1,42\text{ eV}$, $N_c = 3.96 \cdot 10^{17}\text{ cm}^{-3}$, et $N_v = 9.14 \cdot 10^{18}\text{ cm}^{-3}$. Pour les pièges, nous avons utilisé les valeurs issues des travaux de M. Stellmacher [196, 194] : $E_{dd} = 0,72\text{ eV}$, $\sigma_e = 6 \cdot 10^{-15}\text{ cm}^2$, $\sigma_p = 1 \cdot 10^{-16}\text{ cm}^2$. Notons que les sections efficaces de recombinaison des porteurs sont proches de celles déterminées par Lochtefeld et *al* [122].

Enfin, sous éclairage, nous avons considéré une longueur d'onde optique de 850 nm, une surface éclairée homogène et circulaire d'un diamètre de 10 μm , une absorption optique α de 10^4 cm^{-1} , et un rendement optique η_{opt} de 0,68 (correspondant à la transmission du dioptré air/GaAs).

2.2.2.2 Comportement sans éclairage

La figure 2.5 représente le temps de vie des électrons en fonction de N_{dd} pour 8 valeurs de N_a différentes (nous avons tracé les courbes pour $N_{dd} > 2N_a$). On constate que le temps de vie des électrons est entièrement contrôlé par la densité des accepteurs. En effet, les excitations thermiques des porteurs dans les bandes de conduction et de valence sont faibles. Le nombre de donneurs profonds ionisés est donc égal au nombre

d'accepteurs. On a alors $n_{dd} \approx N_{dd} - N_a$. Les relations (2.12) et (2.13) deviennent :

$$\tau_e \approx \frac{1}{\beta_e N_a} \quad (2.21)$$

$$\tau_p \approx \frac{1}{\beta_p (N_{dd} - N_a)} \quad (2.22)$$

La figure 2.6 représente la densité de porteurs dans la bande de conduction pour le même ensemble de paramètres que précédemment. On observe une augmentation de n en fonction de N_{dd} . Ceci traduit l'augmentation de la génération thermique de porteurs qui est proportionnelle à n_{dd} (et donc ici à N_{dd}) comme l'indique l'équation (2.10). D'autre part, l'augmentation de la densité d'accepteurs N_a entraîne une diminution du temps de vie (équation (2.21)), et donc de la densité d'électrons n .

Pour l'ensemble des paramètres utilisés, la densité électronique ne dépasse jamais $1,1.10^{10} \text{ cm}^{-3}$. La résistivité d'un matériau est donné par :

$$\rho = \sigma^{-1} = (n\mu q)^{-1} \quad (2.23)$$

Pour une densité électronique de $1,1.10^{10} \text{ cm}^{-3}$, en considérant une mobilité de $500 \text{ cm}^2.V^{-1}.s^{-1}$ on obtient une résistivité supérieure à $10^6 \Omega.cm$, ce qui confirme l'excellent caractère résistif du GaAs épitaxié à basse température. Cependant, dans le calcul précédent, nous n'avons pris en compte que la conduction due aux porteurs de la bande de conduction. Or, pour des densités de pièges importantes, un autre phénomène de conduction électrique peut dominer : la conduction par sauts dans la bande de pièges [123]. Dans tous les cas, la résistivité du GaAs-BT reste largement suffisante pour les applications de photomélange térahertz continu.

2.2.2.3 Comportement sous éclairnement

Les figures 2.7 et 2.8 représentent les résultats obtenus pour un éclairnement de 50 mW (correspondant à un taux de génération optique G_{opt} de $1,8.10^{27} \text{ cm}^{-3}.s^{-1}$). Dans cette configuration, les contributions thermiques sont négligeables. Contrairement au cas précédent, on remarque que N_{dd} a une influence importante sur le temps de vie, notamment pour les faibles concentrations d'accepteurs N_a . Cet effet est dû à une modification du niveau de remplissage des pièges en raison de la présence de porteurs dans les bandes de valence et de conduction.

Pour les faibles valeurs N_{dd} , le temps de vie des trous (proportionnel à la densité de pièges non ionisés n_{dd} , cf équation (2.13)) diminue. Les pièges sont alors plus lents à se vider qu'à se remplir. Le nombre de pièges ionisés diminue donc jusqu'à ce qu'un

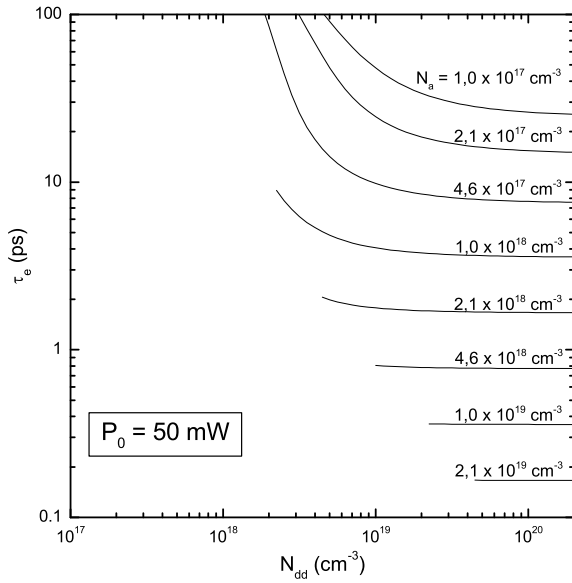


FIG. 2.7: Temps de vie des électrons dans du GaAs-BT en fonction de N_{dd} et N_a avec $P_o = 50\text{mW}$ et $T = 300\text{K}$

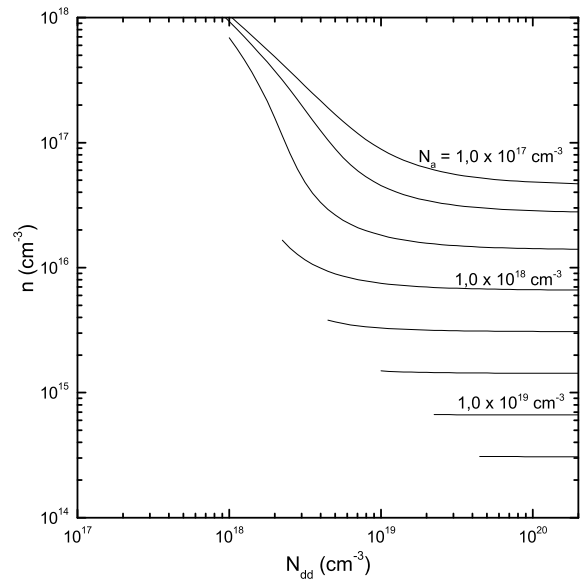


FIG. 2.8: Densité de porteurs de la bande de conduction dans du GaAs-BT en fonction de N_{dd} et N_a avec $P_o = 50\text{mW}$ et $T = 300\text{K}$

nouvel équilibre soit atteint. Le temps de vie des électrons étant proportionnel à la densité de pièges ionisés (quantité $N_{dd} - n_{dd}$ dans l'équation (2.12)), on constate une augmentation du temps de vie des électrons (*cf* figure 2.9a). C'est le phénomène de saturation des pièges.

À l'inverse, lorsque la concentration de pièges devient importante, le temps de vie des trous devient plus faible. Les pièges se vident alors plus vite qu'ils ne se remplissent, le nombre de pièges ionisés augmente donc. A l'équilibre, il y a plus de pièges ionisés qu'initialement, le temps de vie des électrons est donc plus faible que sans éclaircissement (*cf* figure 2.9b).

Ces deux phénomènes sont particulièrement sensibles pour de faibles concentrations d'accepteurs dans le matériau. En effet, les petites variations sur le niveau de remplissage des pièges ont alors beaucoup d'influence sur la quantité de pièges ionisés, et donc sur le temps de vie des électrons.

En ce qui concerne le temps de vie des trous, les calculs montrent qu'il n'est quasiment pas modifié par l'éclaircissement. Effectivement, en raison d'une plus grande concentration de pièges que d'accepteurs, les petites variations du niveau de remplissage sont négligeables. Ainsi, le temps de vie des trous peut être considéré comme constant, et

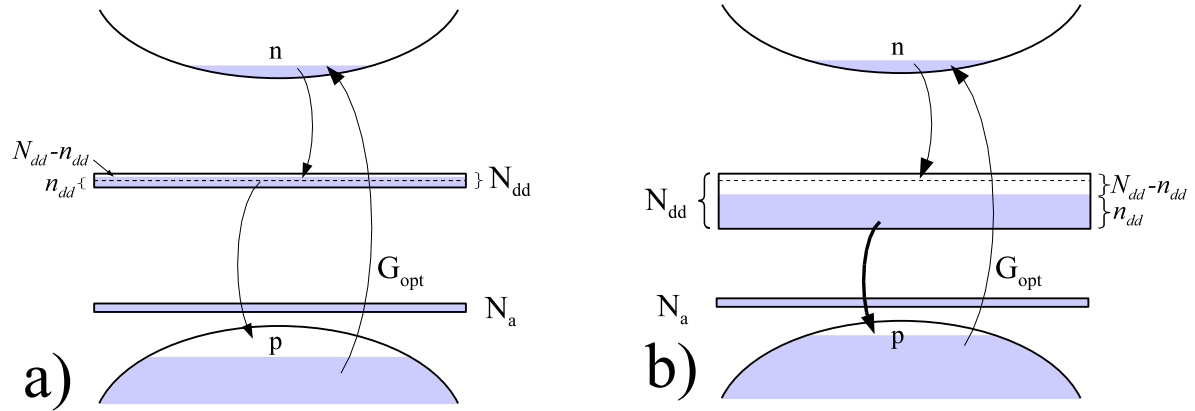


FIG. 2.9: Phénomène de saturation des pièges sous éclaircissement. Les flèches représentent des transitions électroniques. Les lignes en pointillé représentent le niveau de remplissage des pièges sans éclaircissement ($n_{dd} = N_{dd} - N_a$). **a)** le temps de vie des électrons augmente sous l'effet du remplissage des pièges. **b)** le temps de vie des électrons diminue sous l'effet du vidage des pièges.

défini par :

$$\tau_p = \frac{1}{\beta_p n_{dd}} \approx \frac{1}{\beta_p (N_{dd} - N_a)} \quad (2.24)$$

Dans les deux cas de saturation de pièges décrits plus haut, c'est le temps de vie des électrons qui tend à s'aligner sur celui des trous.

La figure 2.8 représente la densité d'électrons dans la bande de conduction lorsque le semi-conducteur est éclairé avec une puissance de 50 mW. On retrouve le résultat connu pour un photoconducteur (cf l'équation (3.9) page 150) : la densité de porteurs dans la bande de conduction est proportionnelle à $G_{opt}\tau_e$. Ainsi, le profil des courbes obtenues reflète les variations du temps de vie en fonction de l'éclaircissement.

2.2.2.4 Comparaison entre le temps de vie des électrons et celui des trous

Partant du principe que la mobilité des trous est faible devant celle des électrons, l'influence des trous sur le photocourant est presque systématiquement ignorée dans le cas des dispositifs de photomélangé térahertz continu. Cependant, comme nous le verrons dans le chapitre suivant en section 3.1.5 (page 170), cette participation est loin d'être négligeable, notamment lorsque le temps de vie des trous est élevé par rapport à celui des électrons. C'est pourquoi dans le cadre de ce modèle, nous nous sommes intéressés à l'influence de la densité de pièges sur le temps de vie des trous.

En pratique, toutes les configurations de N_{dd} et de N_a représentées sur les figures 2.5 à 2.8 ne représentent pas des configurations physiques concrètes. En effet, comme nous l'avons décrit précédemment dans la section 2.1.1.4 (page 80), les accepteurs et les donneurs profonds sont générés au cours de la croissance et ne sont pas totalement indépendants. Par exemple, la création d'une densité de pièges de $2 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ associée à une densité d'accepteurs de seulement 10^{17} cm^{-3} n'est pas un cas vraisemblable. Le phénomène de diminution du temps de vie des électrons lorsque le semi-conducteur est éclairé n'est donc pas réaliste (*cf* figure 2.9b).

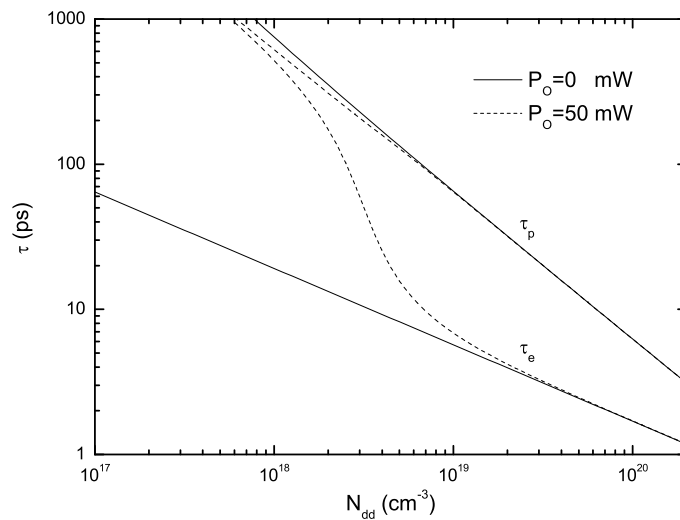


FIG. 2.10: Exemple de correspondance entre le temps de vie des électrons et celui des trous dans le cas du GaAs-BT en fonction de N_{dd} (avant recuit), avec et sans éclairage. La quantité d'accepteurs N_a a été calculée en fonction de N_{dd} à partir de la relation (2.3).

La relation (2.3) donne une idée des ordres de grandeur pouvant relier N_{dd} à N_a . On utilise cette formule pour déterminer le temps de vie des électrons et des trous en fonction de N_{dd} . La figure 2.10 représente les résultats obtenus avec et sans éclairage. On constate que le temps de vie des électrons est toujours inférieur au temps de vie des trous, avec des écarts pouvant dépasser un ordre de grandeur. Ces différences ont été confirmées expérimentalement [2].

Comme nous le verrons dans le chapitre suivant, le temps de vie des trous engendre un photocourant continu de trous qui est supérieur à celui des électrons. Ce photocourant est d'autant plus préjudiciable qu'il provoque un échauffement important du composant par effet joule pouvant entraîner la destruction du composant. C'est donc lui qui va limiter la tension de polarisation que l'on peut appliquer au composant.

Avec un éclairage de 50 mW, le phénomène de saturation des pièges est sensible pour des valeurs de N_{dd} inférieures à 10^{19} cm^{-3} . Le temps de vie des électrons augmente alors brutalement pour se rapprocher de celui des trous. Les calculs montrent que ce phénomène de saturation apparaît rapidement, même pour un faisceau de quelques milliwatts focalisé.

Cette augmentation du temps de vie se traduit pour le composant térahertz par une augmentation du photocourant continu (proportionnel au temps de vie) comparé au photocourant modulé (responsable de l'émission du signal térahertz par le photomélangeur). Ainsi, on augmente la chaleur dégagée par effet joule sans augmenter la puissance du signal rayonné, ce qui limite les performances du composant.

2.2.2.5 Conclusions

Dans le GaAs-BT, la présence des pièges au milieu de la bande interdite leur confère une grande efficacité. Celle-ci se traduit par une très bonne résistivité d'obscurité du matériau et par des temps de vie des électrons de l'ordre de la picoseconde.

Les cinétiques de recombinaison des électrons et des trous sont dissymétriques. Ce phénomène est dû en partie à des sections efficaces de recombinaison différentes pour chaque type de porteur (il y a plus d'un ordre de grandeur entre σ_n et σ_p). D'autre part, chaque type de porteur se recombine avec une nature de piège différente : piège ionisé pour les électrons et piège non ionisé pour les trous. Or ces deux quantités ne sont pas présentes dans les mêmes proportions.

Ceci se traduit par un temps de vie des trous plus grand que celui des électrons, et par conséquent par la présence dans le photomélangeur d'un photocourant continu majoritairement lié aux trous (*cf* section 3.1.5 page 170).

La quantité d'accepteurs présente dans le matériau influe directement sur la quantité de pièges ionisés, et donc sur le temps de vie des électrons. Sous éclairage, lorsque la densité d'accepteurs est trop faible, la densité de pièges ionisés peut diminuer rapidement. On assiste alors à une augmentation du temps de vie des électrons : c'est le phénomène de saturation du temps de vie. Cette saturation est préjudiciable au bon fonctionnement du composant puisqu'il entraîne une augmentation de la chaleur produite par effet joule sans pour autant entraîner une augmentation de la puissance térahertz rayonnée.

2.2.3 Application du modèle à l'InGaAs-BT

Afin d'étudier les mécanismes qui conduisent aux problèmes de conductivité de l'InGaAs-BT, nous avons utilisé le modèle précédemment développé pour le GaAs-BT. À cette fin, nous avons adapté les différents paramètres matériau de ce modèle (E_{gap} , E_{dd} , β_e , β_p , N_c , N_v) en fonction de la quantité x d'Indium incorporée. Les détails analytiques des formules utilisées sont données en annexe B.

Une des hypothèses que nous avons utilisée concerne l'énergie d'ionisation des pièges profonds dans l' $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. Nous avons supposé que l'énergie entre la bande de valence et la bande de pièges était constante quelle que soit la quantité d'Indium incorporée. Ainsi l'énergie d'ionisation des pièges est donnée par la formule suivante :

$$E_{dd}(x) = 0,72 - 1,501x + 0,436x^2 \quad (2.25)$$

Comme nous le verrons en section 2.3.3, les mesures d'absorption infrarouge ont confirmé cette hypothèse.

Dans le calcul des taux de recombinaison β_e , β_p en fonction de la proportion d'Indium x , nous avons considéré que les pièges du GaAs-BT et de l'InGaAs-BT étaient de même nature. Le rapport des sections efficaces de recombinaison peut alors être calculé à partir de l'équation (2.1) ce qui permet de déduire $\beta_e(x)$, $\beta_p(x)$. Pour chaque type de porteur, on a alors :

$$\beta(x) = \beta R(x) \quad (2.26)$$

où β représente le taux de recombinaison dans le GaAs, et $R(x)$ le rapport entre ce taux dans l' $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ et celui dans le GaAs.

2.2.3.1 Calcul des temps de vie

Nous avons effectué le calcul pour différentes concentrations d'Indium en utilisant des densités de pièges fixes : $N_{dd}=4.10^{19} \text{ cm}^{-3}$ et $N_a=1,3.10^{18} \text{ cm}^{-3}$ (concentrations de pièges estimées pour l'échantillon de GaAs-BT non recuit). Cependant, cela ne signifie pas que la dynamique d'incorporation des pièges soit identique quelle que soit la stœchiométrie visée. Ce calcul permet simplement de comparer le GaAs-BT à l'InGaAs-BT pour une même densité de pièges.

La figure 2.11 représente la variation du temps de vie des électrons et des trous en fonction de la quantité d'Indium incorporée. Les calculs ont été effectués avec et sans éclairage, la longueur d'onde et la densité de puissance optique considérées sont identiques à celles utilisées pour la modélisation du GaAs-BT. Compte tenu des densités de pièges considérées, on remarque que l'illumination du matériau a peu d'influence sur le temps de vie des porteurs.

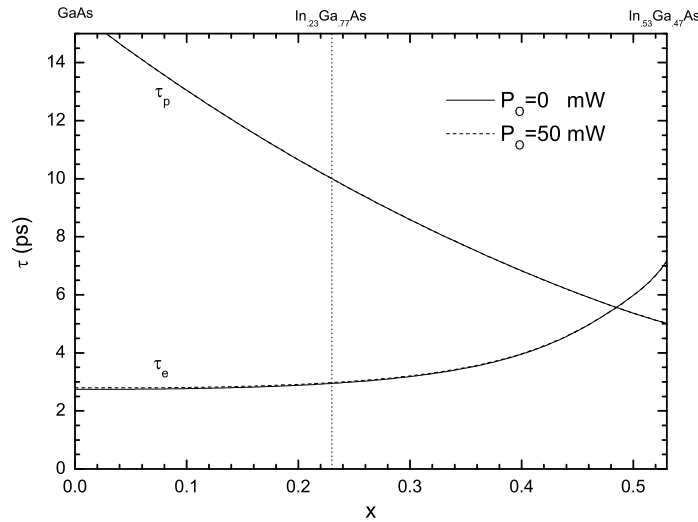


FIG. 2.11: Temps de vie des électrons et des trous dans de l' $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -BT en fonction de la quantité d'Indium incorporée x . Les densités de pièges utilisées sont constantes et égales à : $N_{dd}=4.10^{19} \text{ cm}^{-3}$ et $N_a=1,3.10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

Le temps de vie des trous diminue en fonction de la quantité d'Indium incorporée. Ceci traduit la diminution de la masse effective des trous en fonction de x , ce qui entraîne une augmentation de β_p et par conséquent une diminution de τ_p .

Si la masse effective des électrons diminue aussi en fonction de x , cette variation est compensée par la diminution de l'énergie d'ionisation E_{dd} à mesure que l'énergie de la bande interdite diminue (*cf* équation (2.1)). Il en résulte une augmentation de la durée de vie des électrons. Cette augmentation devient sensible au delà de 35% d'Indium. Pour une même densité de pièges, le temps de vie des électrons dans l' $\text{In}_{53}\text{Ga}_{47}\text{As}$ est 2 fois plus grand que celui dans le GaAs-BT.

2.2.3.2 Calcul de la densité de porteurs

La figure 2.12 représente la variation de la densité de porteurs n dans la bande de conduction en fonction de la quantité d'Indium incorporée. Comme précédemment, nous avons utilisé les densités de pièges suivantes : $N_a=1,3.10^{18} \text{ cm}^{-3}$ et $N_{dd}=4.10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Sans illumination, on remarque que n augmente de façon exponentielle avec x . En effet, à mesure que E_{dd} diminue, le taux d'excitation thermique G_{te} augmente. Celui-ci est proportionnel à $\exp(E_{dd}/kT)$ d'après la formule (2.10). Lorsque la teneur en Indium est de 53%, l'énergie d'ionisation des pièges n'est plus que de 47 meV (*cf* équation (2.25)). À température ambiante les pièges sont donc tous activés thermiquement (donc ionisés). n est alors du même ordre de grandeur que N_{dd} et la résistivité du matériau est très

faible.

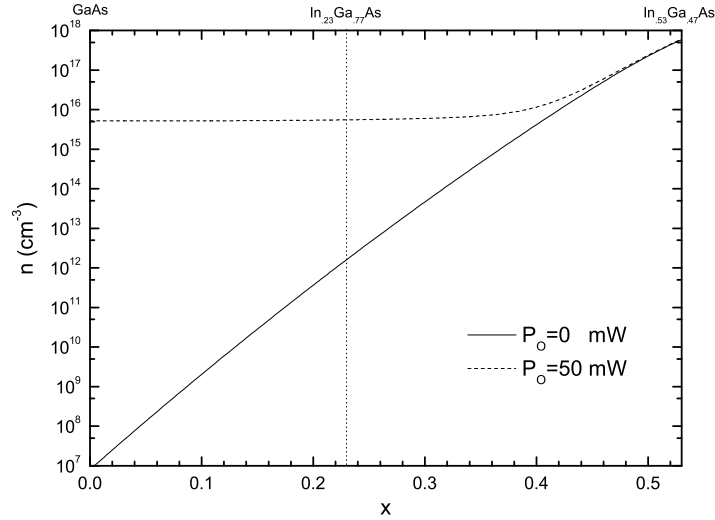


FIG. 2.12: Densité de porteurs de la bande de conduction dans l' $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -BT en fonction de la quantité d'Indium incorporée x . Les densités de pièges utilisées sont constantes et égales à : $N_{dd}=4.10^{19} \text{ cm}^{-3}$ et $N_a=1,3.10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

La courbe en pointillé représente la densité de porteurs lorsque le matériau est éclairé. Pour du GaAs-BT la variation du rapport des densités entre l'état éclairé et l'état non éclairé est supérieure à 10^8 . On peut donc moduler efficacement la résistivité du matériau en modulant le flux optique incident. A mesure que la teneur en Indium augmente, le contraste diminue : il devient inférieur à 10 pour des teneurs supérieures à 33%. Lorsque l' InGaAs -BT est accordé sur InP, la densité de porteurs dans la bande de conduction de l' InGaAs ne varie plus que de quelques centièmes ce qui est insuffisant pour permettre une modulation efficace.

Dans le cas de l' $\text{In}_{.53}\text{Ga}_{.47}\text{As}$ épitaxié à basse température, la bande de pièges qui était de type donneur profond dans le GaAs-BT, se présente juste sous la bande de conduction et se comporte comme un dopant de type n . La solution qui consisterait à augmenter la quantité d'Arsenic en excès (en baissant la température de croissance par exemple) pour essayer d'augmenter la résistivité provoquerait l'effet inverse. En effet, cette solution est équivalente à une augmentation du dopage du matériau.

2.2.3.3 Conclusions

La résistivité de l' $\text{In}_{.53}\text{Ga}_{.47}\text{As}$ reste donc le facteur limitant pour les applications en photomélangé térahertz. La solution que nous avons mise en œuvre consiste à utiliser une concentration en Indium de 23%. En effet, d'après la formule (2.4) l'énergie de

la bande interdite est alors de 1,10 eV, ce qui correspond à une longueur d'onde d'absorption de 1,12 μm . Un tel matériau est donc compatible avec les lasers bi-fréquence présentés au chapitre 1. De plus, pour ce pourcentage d'Indium, la figure 2.11 nous montre que les taux de recombinaison sont faiblement modifiés par rapport à ceux du GaAs-BT. Enfin, la figure 2.12 indique un contraste de 10^3 entre la densité de porteurs photogénérée et celle thermiquement excitée, ce qui devrait permettre une modulation optique efficace de la densité électronique de porteurs. Un tel matériau ne peut cependant être épitaxié directement ni sur substrat GaAs ni sur InP et impose l'utilisation d'une couche métamorphique.

2.3 Caractérisations des échantillons

Au cours de ce travail, nous avons étudié et comparé 8 types de couches différentes. L'ensemble des croissances basses températures a été réalisé sur un bâti d'EJM Riber 32 et sur des substrats de GaAs semi-isolants de diamètre 2" dont les deux faces ont été polies. Les couches d'InGaAsN ont été épitaxiées au CRHEA sur un bâti Riber 32P, les substrats utilisés étant les mêmes que ceux précédemment mentionnés. Pour permettre les comparaisons entre les différents échantillons, nous avons choisi une épaisseur de matériau actif épitaxié de 2 μm pour les trois matériaux. Cette épaisseur permet en effet d'absorber la majorité du flux optique incident.

Nous avons mis en œuvre 4 méthodes de caractérisation afin d'étudier les propriétés physique des couches épitaxiées :

- La première est la double diffraction aux rayons X (DDX) qui permet de mesurer le paramètre de maille ainsi que la qualité cristallographique des couches épitaxiées.
- La deuxième est une mesure de transmission infrarouge des couches, elle permet d'évaluer la densité de donneurs profonds.
- La troisième est une mesure de photo-transmittance résolue dans le temps (mesure dite pompe-sonde) qui permet de mesurer les temps de vie des porteurs.
- Enfin, la quatrième est une caractérisation électrique des échantillons donnant la mobilité Hall ainsi que la résistivité des couches épitaxiées.

Ces caractérisations permettront, d'une part de valider le modèle présenté précédemment, et d'autre part de déterminer quels sont les échantillons qui présentent les bonnes propriétés de temps de vie et de résistivité pour la réalisation de photomélangeurs térahertz CW.

2.3.1 Les échantillons étudiés

Nous étudierons un échantillon de GaAs-BT épitaxié à 380°C qui nous servira de couche de référence pour la suite de l'étude.

Ensuite, nous nous intéresserons aux propriétés des couches d' $\text{In}_{0.23}\text{Ga}_{0.77}\text{As}$ épitaxiées à basse température sur substrats métamorphiques. Afin de pouvoir établir des comparaisons avec les couches d'étalonnage de GaAs-BT (*cf* section 2.1.1.3 page 80), 3 croissances ont été réalisées dans les mêmes conditions de température ($T_{tc} = 330, 380$ et 430°C), de vitesse de croissance et d'excès d'Arsenic (rapport V/III= 3.0).

De plus, nous étudierons l'influence d'un dopage au Béryllium sur 2 échantillons épitaxiés à 380°C, le premier étant dopé avec une concentration en Béryllium de

10^{17} cm^{-3} , et le deuxième avec 10^{18} cm^{-3} . Notons que ces concentrations sont connues à un facteur 2 près.

En complément de cette étude sur les matériaux épitaxiés à basse température, nous étudierons les caractéristiques d'une couche d'InGaAsN épitaxiée sur substrat de GaAs, et recuite à différentes températures.

Liste des échantillons :

Le tableau 2.1 résume l'ensemble des échantillons étudiés au cours de cette thèse ainsi que les noms qui seront utilisés pour les désigner. Toutes les couches d'InGaAs ont été épitaxiées sur des substrats métamorphiques. Dans ce cas, des barrières d'AlInGaAs de 20 nm d'épaisseur ont été utilisées entre la couche métamorphique et la couche d'InGaAs-BT pour limiter la collection des porteurs en provenance du substrat.

Par la suite nous qualifierons les échantillons épitaxiés dans les conditions thermodynamiques standards d'échantillons "haute température" ou HT, par opposition aux croissances effectuées à basse température ou BT.

	Num. de plaque	Type de couche	Épaisseur	T_{tc}	Dopage Be
BT0	8-1961	GaAs-BT	2,0 μm	380°C	-
META	8-1920	In _{.23} Ga _{.77} As	0,5 μm	HT	-
BT1	8-1923	In _{.23} Ga _{.77} As-BT	2,0 μm	430°C	-
BT2	8-1924	In _{.23} Ga _{.77} As-BT	2,0 μm	380°C	-
BT3	8-1925	In _{.23} Ga _{.77} As-BT	2,0 μm	330°C	-
BT5	8-1940	In _{.23} Ga _{.77} As-BT	2,0 μm	380°C	10^{17} cm^{-3}
BT6	8-1942	In _{.23} Ga _{.77} As-BT	2,0 μm	380°C	10^{18} cm^{-3}
GINA	S 688	In _{.07} GaAsN _{0.022}	2,0 μm	HT	-

TAB. 2.1: Liste des échantillons étudiés. La caractéristique spécifique de chaque échantillon est en caractère gras.

Dans la mesure du possible, les caractérisations seront effectuées sur des échantillons recuits (généralement à 600°C pendant 60 s) et non recuits bien que, *in fine*, seuls les échantillons recuits (donc stabilisés, cf section 2.1.1.2 page 79) puissent être utilisés pour réaliser des photomélangeurs. De cette manière nous pourrions discriminer les effets liés aux conditions de croissance de ceux liés au recuit permettant ainsi d'optimiser ces deux étapes indépendamment l'une de l'autre.

2.3.2 Propriétés structurales

La double diffraction de rayons X (DDX) constitue un outil parfaitement adapté à l'étude de structures périodiques dont la période est de l'ordre de l'angström. En effet, la longueur d'onde des rayons X permet d'interagir avec les plans réticulaires des cristaux étudiés. Le principe de fonctionnement de cette technique ainsi que le schéma du montage expérimental utilisé sont décrits dans l'annexe C.1 (page 257).

L'acquisition des spectres de diffraction X permet notamment de mesurer les paramètres de maille ainsi que la qualité cristallographique des couches épitaxiées. Ces informations donnent accès d'une part à la quantité de pièges incorporée (pour le GaAs-BT), et d'autre part d'évaluer la qualité cristallographique de la couche. En effet, une mauvaise cristallinité peut être responsable de la dégradation des propriétés électriques et thermiques du matériau, et donc nuire à l'établissement du photocourant dans le composant.

Dans cette section, nous nous intéresserons aux spectres de diffraction des échantillons épitaxiés à basse température (GaAs-BT et InGaAs-BT). Nous étudierons les effets de la température de croissance ainsi que ceux du recuit sur les spectres de diffraction.

2.3.2.1 Caractérisations DDX de l'échantillon de GaAs-BT de référence :

Les spectres de diffraction aux rayons X obtenus sur l'échantillon de GaAs-BT non recuit et recuit à 600°C sont présentés sur les figures 2.13 et 2.14.

Avant recuit :

Sur la figure 2.13 on distingue distinctement le pic de diffraction de la couche BT de celle du substrat. Rappelons que la différence de maille est due à la présence d'Arsenic en antisite : la taille d'un atome de Gallium étant plus petite que celle d'un atome d'Arsenic.

Selon la formule (C.4) page 258 les 79,2 secondes d'arc de différence angulaire entre les angles de diffraction de Bragg correspondent à un $\Delta a/a$ de $5,91 \cdot 10^{-4}$. En utilisant la formule (2.2) page 81 on en déduit que la densité d'Arsenic en antisite N_{dd} dans la couche épitaxiée à basse température est de $4,8 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$.

Après recuit :

Après un recuit de 1 minute à 600°C (figure 2.14), le pic de diffraction de la couche BT s'est rapproché du pic du substrat et ne peut quasiment plus être résolu par le spectromètre. Ceci traduit le fait que l'ensemble de l'Arsenic en antisite a migré pour former

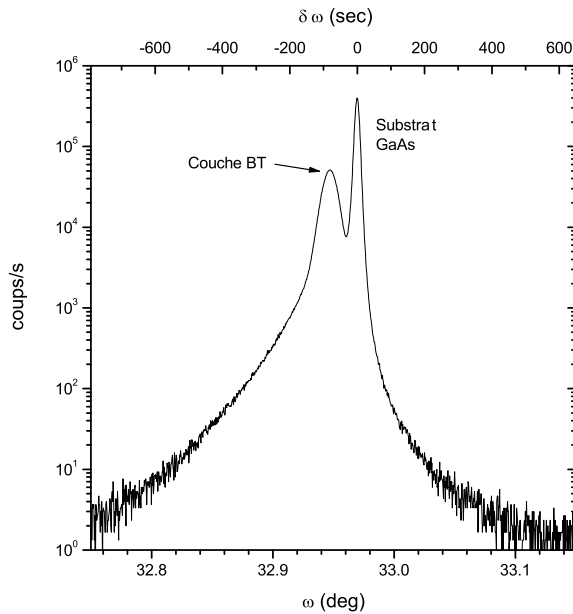


FIG. 2.13: Spectre DDX de l'échantillon de GaAs-BT ($T_{tc}=380^{\circ}\text{C}$) non recuit.

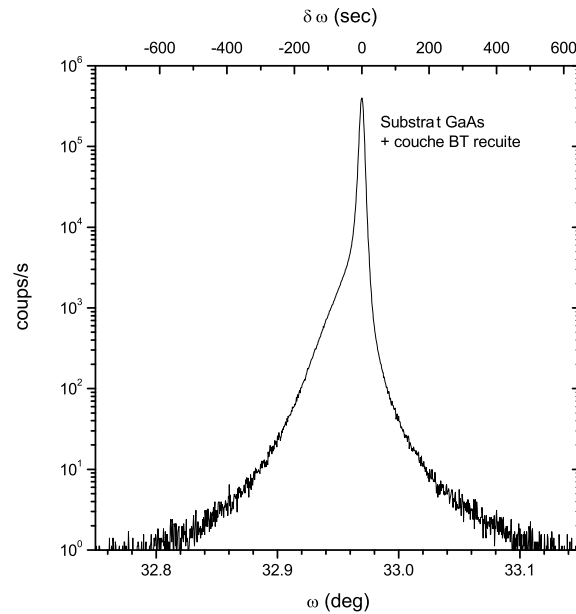


FIG. 2.14: Spectre DDX de l'échantillon de GaAs-BT recuit à 600°C .

des précipités d'Arsenic, permettant ainsi à la couche BT de retrouver le paramètre de maille du GaAs [139].

2.3.2.2 Caractérisation DDX de la couche métamorphique :

La caractérisation de la couche métamorphique seule (échantillon META) est importante car c'est la comparaison de son spectre avec celui des échantillons d'InGaAs-BT qui permettra d'identifier la couche d'InGaAs-BT sur le spectre. En effet, rappelons que tous les échantillons d'InGaAs-BT (BT1 à BT6) ont été épitaxiés sur une couche métamorphique.

D'autre part, cette caractérisation permet de nous assurer qu'une épitaxie d' $\text{In}_{.23}\text{Ga}_{.77}\text{As}$ adaptée en maille est possible sur ce type de "buffer" (couche tampon).

L'échantillon META est constitué de la couche métamorphique sur laquelle $0,5 \mu\text{m}$ d' $\text{In}_{.23}\text{Ga}_{.77}\text{As}$ a été épitaxié dans les conditions thermodynamiques standards. Cet échantillon comporte donc une épaisseur totale de $1 \mu\text{m}$ d'InGaAs. Le profil de cette couche en Indium est représenté figure 2.15.

Les courbes de DDX sont représentées figure 2.16. On y retrouve le pic de diffraction du substrat autour de $\omega = 33,0^{\circ}$ ainsi qu'une signature très large entre $32,0^{\circ}$ et $32,8^{\circ}$

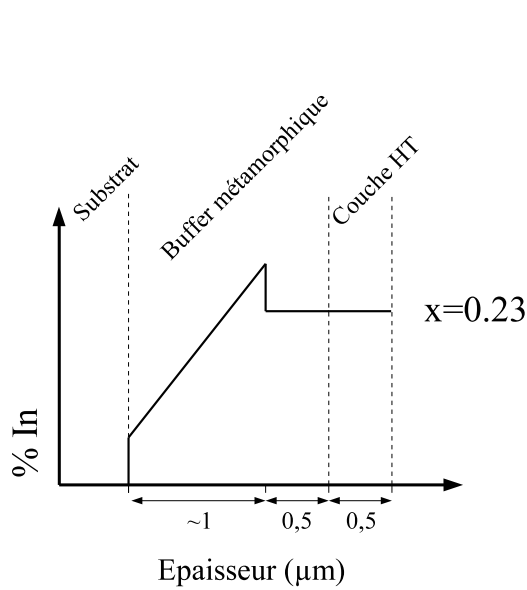


FIG. 2.15: Profil en Indium de l'échantillon META comportant une couche de $0,5 \mu\text{m}$ d'InGaAs épitaxiée sur "buffer" métamorphique.

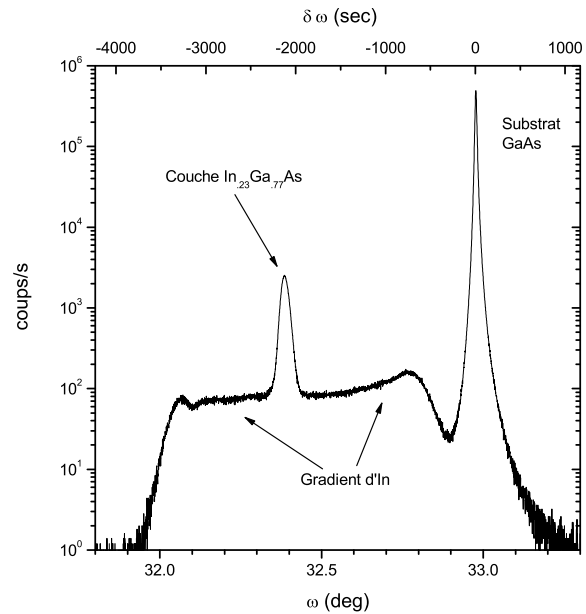


FIG. 2.16: Spectre DDX de la couche de $0,5 \mu\text{m}$ d'InGaAs sur "buffer" métamorphique (échantillon META).

que l'on attribue à la couche comportant le gradient d'Indium. Cette couche présente donc une distribution de paramètres de maille qui se traduit par un pic de diffraction très large. Cette largeur s'explique aussi par la relaxation des contraintes dans cette couche impliquant un nombre important de dislocations.

Enfin, à $\omega = 32,38^\circ$ on observe le pic de diffraction de la couche d'In₂₃Ga₇₇As. La finesse de cette raie rend compte de la qualité cristallographique, confirmant ainsi le "buffer" métamorphique dans son rôle de couche tampon.

2.3.2.3 Caractérisation DDX des échantillons d'InGaAs-BT :

Afin d'évaluer si le processus d'incorporation des pièges s'effectue dans les mêmes conditions pour l'InGaAs-BT que pour le GaAs-BT, nous avons caractérisé les couches d'InGaAs-BT épitaxiées à différentes températures avant et après recuit. Ces caractérisations vont notamment nous renseigner sur la qualité cristallographique de la couche active, et donc sur ses performances thermiques et électriques (critères requis pour un bon fonctionnement du photomélangeur THz).

Rappelons que les couches d'InGaAs-BT ont été épitaxiées dans les mêmes conditions de température, de flux, et d'excès d'arsenic que l'échantillon de GaAs-BT de

référence. Une comparaison des spectres de ces échantillons devrait donc renseigner sur d'éventuelles différences de processus d'incorporation d'Arsenic en excès.

Avant recuit :

Les courbes de diffraction aux rayons X des échantillons d'InGaAs-BT non recuits sont présentées figure 2.17 pour les 3 températures de croissance différentes. Comme pour le spectre de l'échantillon META, on observe le pic de diffraction du substrat, celui de la couche comportant le gradient d'Indium, et enfin celui de la couche basse température. Ce dernier pic comporte un épaulement, dont la position angulaire est identique à celle que nous avons mesurée pour la couche d' $\text{In}_{0.23}\text{Ga}_{0.77}\text{As}$ "haute température" de l'échantillon META. Nous l'interprétons donc comme due à la couche de $0,5 \mu\text{m}$ d'InGaAs-HT du "buffer" métamorphique.

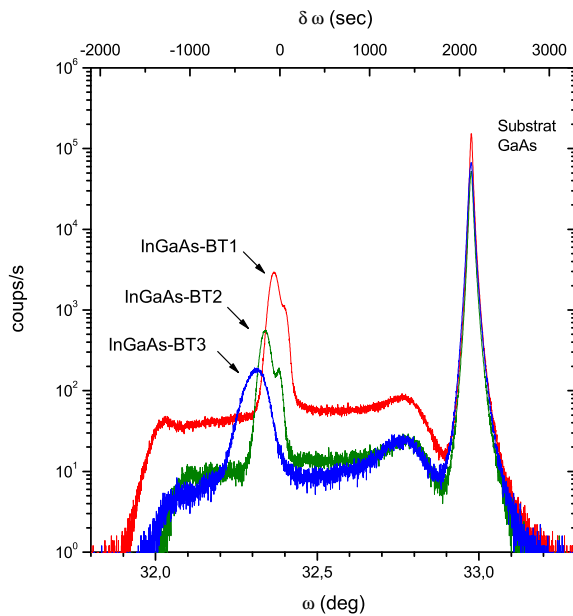


FIG. 2.17: Spectres DDX des 3 échantillons d'InGaAs-BT non recuits.

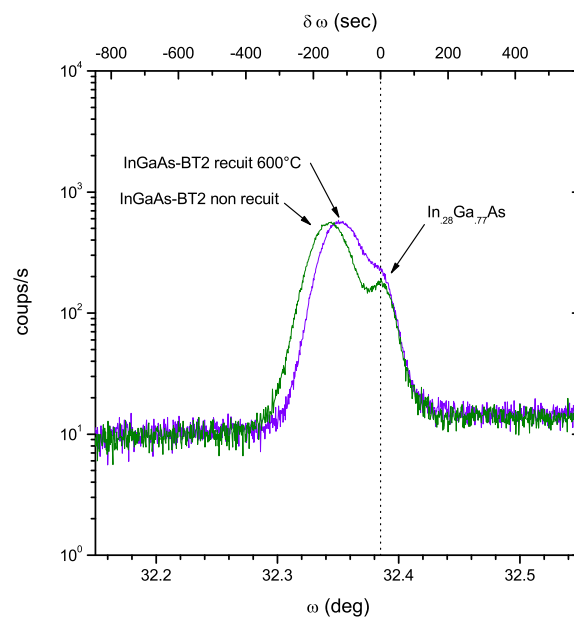


FIG. 2.18: Spectre DDX de la couche d'InGaAs-BT2 ($T_{tc}=380^\circ\text{C}$) avant et après recuit à 600°C .

Sur les échantillons d'InGaAs-BT, l'effet de la température de croissance n'est pas facile à quantifier. Il est en effet difficile de quantifier la part de la variation du paramètre de maille qui est due à l'incorporation d'Arsenic en excès de celle qui est due à une variation des contraintes dans la couche. Néanmoins, on remarque que l'intensité des pics de diffraction des échantillons BT2 ($T_{tc}=380^\circ\text{C}$) et BT3 ($T_{tc}=330^\circ\text{C}$) sont inférieures à celle du pic de l'échantillon BT1 ($T_{tc}=430^\circ\text{C}$), et que la largeur de ces

pics augmente. Ceci traduit une baisse de la qualité cristalline de la couche BT avec la température de croissance.

Après recuit :

L'influence du recuit sur le spectre DDX de l'échantillon BT2 est illustré figure 2.18. Comme dans le cas de l'échantillon de GaAs-BT, on observe une augmentation de l'angle de diffraction de la couche BT après recuit. Dans le cas présent, l'angle de diffraction de la couche varie de +28,1 secondes d'arc (à comparer aux +79,2 secondes d'arc du GaAs-BT).

Il est difficile de statuer sur l'origine de cet écart, l'influence d'un atome d'Arsenic en antisite Indium n'ayant pas nécessairement la même influence sur le paramètre de maille du réseau cristallin qu'un atome en antisite Gallium.

Il est d'autant plus difficile de conclure que l'on peut encore distinguer le pic de diffraction de la couche HT après recuit. On pourrait suggérer que le matériau n'est pas suffisamment recuit, mais les essais de recuit effectués à une température de 700°C n'ont pas changé significativement le spectre de diffraction. On peut donc supposer que le substrat métamorphique ne permet pas une croissance BT totalement relaxée, et qu'il existe une contrainte résiduelle qui est différente dans la couche BT de celle dans la couche HT.

Mesures en balayage ω :

Afin de caractériser plus précisément la dégradation de la qualité cristalline avec la baisse de la température de croissance, nous avons cherché à déterminer de possibles désorientations de croissance dans la couche BT. A cette fin, il convient de modifier le couplage entre les axes du montage expérimental (*cf* annexe C.1.2 page 259). On maintient alors le détecteur fixe à la position 2θ correspondant à l'angle de diffraction sur la couche BT et on effectue un balayage de l'axe ω seul. Cette technique permet de caractériser les désorientations possibles du réseau cristallin. La figure 2.19 montre la coupe schématique d'un échantillon dont les différents sous-grains seront en position de Bragg au cours de la rotation ω .

La figure 2.20 montre bien que la dispersion de l'axe c n'est pas la même pour les différents échantillons. On passe d'une couche présentant une dispersion faible (quoique plus importante que celle d'un monocristal) à des couches où des sous-grains sont présents. Remarquons que les rayons X utilisés sondent toute la couche puisque le substrat est visible. Donc, à priori les sous-grains observables sont présents en volume et trahissent la présence probable de sous-joints constitués de dislocations. Nous sommes en présence d'une relaxation plastique des contraintes.

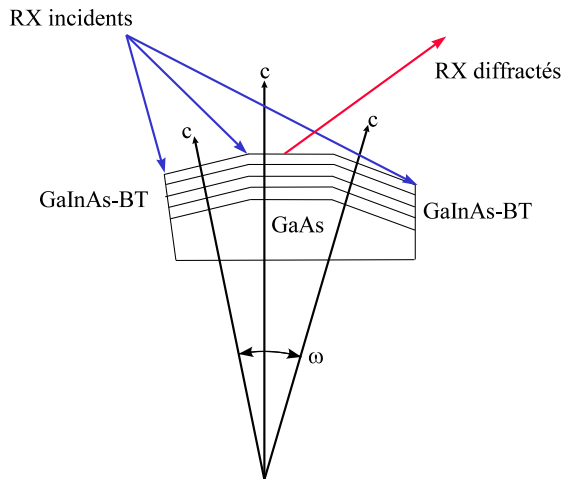


FIG. 2.19: Balayage de l'angle ω seul afin de caractériser les désorientations de croissances.

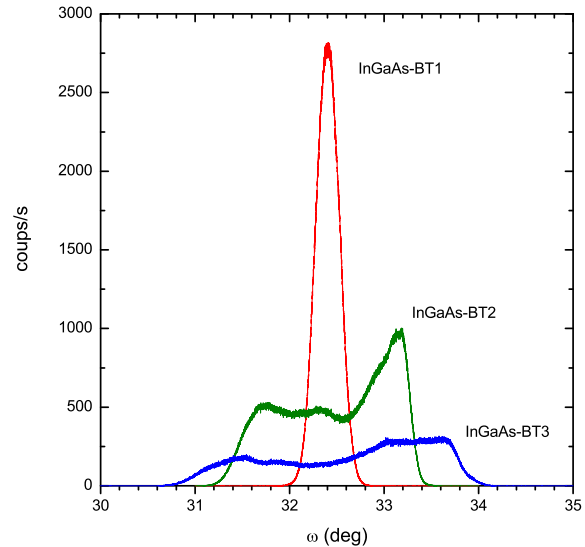


FIG. 2.20: Spectres DDX des échantillons d'InGaAs-BT en balayage ω .

Il semble raisonnable d'imputer les différences spectrales entre couches à l'influence de la température de croissance. Pour mémoire rappelons par exemple que dans le GaAs les dislocations ne sont plus mobiles en dessous de 350°C . À des températures plus basses la seule relaxation possible est la contrainte élastique jusqu'à la rupture (formation de sous-grains), ce qui explique la dégradation de la qualité cristalline observée. Il est cependant difficile de comprendre la raison pour laquelle ce phénomène ne se produit pas dans les mêmes proportions pour l'InGaAs-BT et pour le GaAs-BT.

2.3.2.4 Synthèse des caractérisations DDX

Ces différentes caractérisations nous montrent que les effets de croissance à basse température sur l' $\text{In}_{.23}\text{Ga}_{.77}\text{As}$ sont différents ceux sur le GaAs. La qualité cristalline de la couche d'InGaAs-BT est notamment bien moins bonne que celle de GaAs-BT épitaxié dans les mêmes conditions. De plus elle se dégrade avec la baisse de la température de croissance. Cette dégradation nous fait préjuger d'une baisse des performances des photomélangeurs à base d'InGaAs-BT puisqu'elle peut entraîner une diminution de la mobilité électronique et de la conductivité thermique. Ces deux effets ont pour conséquence une augmentation de la température du composant lors du passage du photocourant donc une diminution du seuil de destruction du composant par rapport

aux composants à base de GaAs-BT.

Par ailleurs, afin d'augmenter la densité de pièges incorporés, il semble difficile de diminuer la température de croissance au-dessous de 330°C (température de croissance de l'échantillon BT3) puisque cela conduira à une dégradation excessive de la qualité cristalline. Nous préconisons plutôt de travailler à une température identique à celle de l'échantillon BT2 (voire plus élevée) et d'augmenter le rapport V-III afin d'obtenir des densités de pièges plus élevées.

Signalons enfin que si la caractérisation DDX des couches de GaAs-BT permet de connaître avec précision la quantité d'Arsenic en antisite, nous n'avons pas pu effectuer la même évaluation pour les couches d'InGaAs-BT.

2.3.3 Caractérisation de la densité de pièges

La caractérisation DDX des couches d'InGaAs-BT n'a pas permis de nous renseigner sur la quantité d'Arsenic incorporée en antisite (N_{dd}). Or cette information est importante puisque c'est cette quantité (ainsi que la densité d'accepteurs N_a) qui permet de déterminer le temps de vie des porteurs et donc la bande passante du photomélangeur térahertz.

Aussi, nous avons mis au point une technique qui permet de déterminer N_{dd} et N_a à partir des mesures de transmission infrarouge des échantillons. En effet, puisque les transitions depuis la bande de valence vers la bande de conduction ne sont pas accessibles aux photons dont l'énergie est inférieure à l'énergie de la bande interdite (photons IR), ce sont les transitions depuis la bande de pièges qui sont sondées.

Afin d'effectuer ces caractérisations, nous avons utilisé un spectromètre infrarouge automatisé Rieber 500 pour mesurer la transmission des échantillons épitaxiés. Cette méthode simple et reproductible permet d'obtenir rapidement des informations relatives à la densité de pièges.

Dans un premier temps, nous exposerons le modèle qui permet de déterminer N_{dd} et N_a à partir des courbes de transmissions IR des échantillons. Puis, nous présenterons la méthode expérimentale que nous avons employée. Enfin, nous présenterons les résultats pour les échantillons d'InGaAs-BT et de GaAs-BT, échantillon pour lequel N_{dd} a été déterminé avec la caractérisation par DDX ce qui permettra de valider la méthode.

2.3.3.1 Modèle

Dans cette section, nous présentons le modèle reliant les densités de donneurs profonds N_{dd} et d'accepteurs N_a aux courbes de transmission IR des échantillons. Ceci conduit à nous intéresser aux différents mécanismes d'absorption depuis les niveaux de pièges : l'absorption d'un photon dont l'énergie est inférieure à celle de la bande interdite peut donner lieu à plusieurs types de transition. Nous proposons de considérer les 2 principaux types de transition :

- le premier met en jeu un électron de la bande de pièges vers un état libre de la bande de conduction. Cette transition est donc liée au nombre d'électrons dans la bande de conduction, c'est-à-dire à n_{dd} .
- le deuxième met en jeu un électron de la bande de valence vers un état libre de la bande de pièges. Cette transition est équivalente à celle d'un trou depuis la bande de pièges. Dans ce cas, la transition est liée au nombre d'états libres dans la bande de pièges, c'est-à-dire au nombre de pièges ionisés et donc à N_a .

La figure 2.21 schématise ces deux types de transition. On appellera "photons sonde", les photons utilisés pour mesurer la transmission optique de nos échantillons.

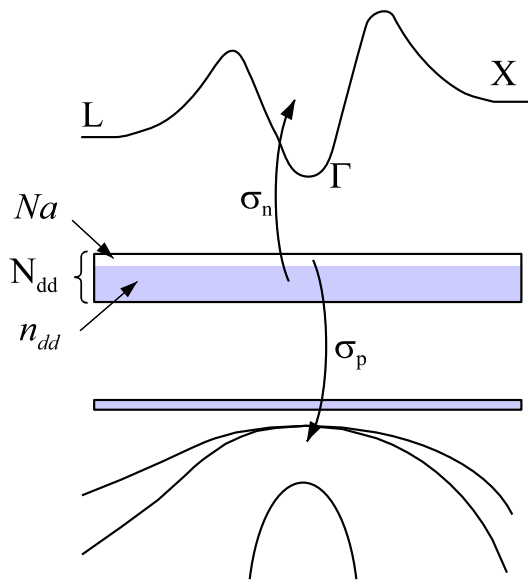


FIG. 2.21: Absorptions optiques depuis les niveaux de pièges dans des semi-conducteurs du type GaAs ou InGaAs.

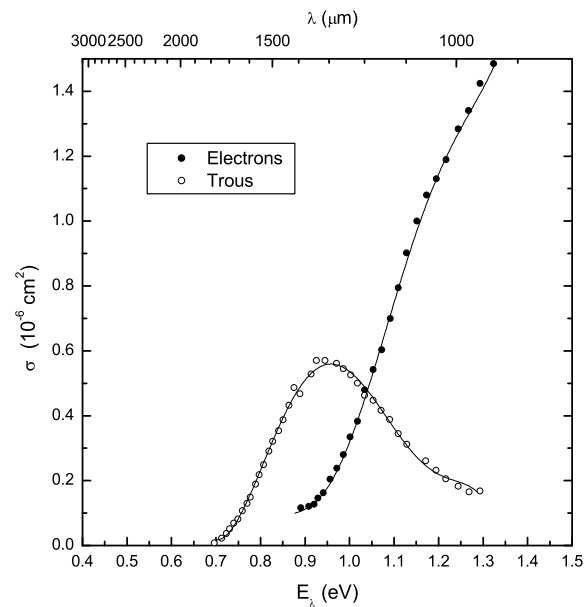


FIG. 2.22: Sections efficaces optiques des pièges de type EL2 dans le GaAs [188].

Si l'énergie des "photons sonde" est trop faible, aucune transition n'est alors possible. La longueur d'onde à partir de laquelle commence l'absorption nous renseigne ainsi sur la position de la bande de pièges dans la bande interdite.

D'autre part, l'intensité de ces deux transitions dépend aussi du nombre d'états libres à l'arrivée, et donc de la longueur d'onde optique des "photons sonde" ainsi que de la structure de bande du semi-conducteur. Cette dépendance peut être formalisée sous la forme de sections efficaces σ dépendantes de l'énergie des "photons sonde" $h\nu$. L'absorption liée à la bande de pièges s'écrit alors :

$$\alpha(h\nu) = \sigma_n(h\nu) n_{dd} + \sigma_p(h\nu) Na \quad (2.27)$$

Pour les donneurs profonds du GaAs-BT nous avons utilisé les sections efficaces des pièges de type EL2 [124] puisque ce type de piège est lui aussi lié à la présence d'Arsenic en antisite. Les valeurs utilisées ont été extraites des travaux de Silverberg et *al* [188] et sont représentées figure 2.22. La dépendance énergétique de ces courbes est liée à la structure de bande du GaAs, les différentes pentes de σ_n étant notamment liées aux transitions de la bande de pièges vers les vallées Γ , L et X [37].

Afin d'obtenir les concentrations de pièges et d'accepteurs, D.C. Look et *al* [124] ont mesuré l'absorption de leurs échantillons à deux longueurs d'onde différentes (1,1 et 1,2 μm). Notre approche a été légèrement différente puisque nous avons considéré l'ensemble du spectre d'absorption afin de prendre en compte une énergie d'ionisation des pièges éventuellement différente de celle des pièges EL2. Pour le GaAs, nous définissons δE comme l'écart énergétique entre la profondeur des pièges EL2 et celle des donneurs profonds. Pour le GaAs, on a alors :

$$\alpha(h\nu) = \sigma_n(h\nu + \delta E) n_{dd} + \sigma_p(h\nu - \delta E) Na \quad (2.28)$$

Dans le cas de l'étude des échantillons d' $\text{In}_{0.23}\text{Ga}_{0.77}\text{As}$, nous avons utilisé les mêmes sections efficaces tout en prenant en compte la diminution de l'énergie de la bande interdite. L'absorption est donc donnée par :

$$\alpha(h\nu) = \sigma_n(h\nu + \delta E + \Delta E_{gap}) n_{dd} + \sigma_p(h\nu - \delta E) Na \quad (2.29)$$

où ΔE_{gap} est la différence d'énergie entre la bande interdite du GaAs et celle de l' InGaAs (*cf* équation 2.4) :

$$\begin{aligned} \Delta E_{gap} &= E_{gap}(0) - E_{gap}(0,23) \\ &= 1,421 - 1,099 = 0.322 \text{ eV} \end{aligned} \quad (2.30)$$

2.3.3.2 Méthode expérimentale

La méthode de caractérisation consiste à mesurer la transmission des échantillons entre 800 et 3000 nm. Afin d'obtenir l'absorption linéique de la couche épitaxiée, nous avons développé un modèle permettant de prendre en compte l'ensemble des interfaces et des pertes induites dans l'échantillon. Il permet de modéliser les petites variations périodiques de transmission qui sont dues à des effets interférométriques dans la couche épitaxiée. Cet effet reste très faible pour l'échantillon de GaAs-BT (*cf* figure 2.23), il est en revanche non négligeable pour les échantillons d'InGaAs-BT (*cf* figure 2.24).

La méthode utilisée pour l'analyse des différents échantillons est la suivante (les détails de calculs sont exposés en annexe C.2 page 260) :

1. À partir des spectres de transmission, on peut calculer l'indice n et l'épaisseur e de la couche épitaxiée en analysant les effets interférométriques aux longueurs d'onde où l'absorption est faible.
2. A partir de ces deux paramètres on déduit l'absorption de la couche épitaxiée sur l'ensemble du spectre mesuré.
3. Enfin, à partir de ces courbes d'absorption, nous cherchons le meilleur ensemble de paramètres (n_{dd} , N_a et δE) qui permet de modéliser les résultats obtenus.

Les sections suivantes présentent donc les résultats de ces 3 étapes différentes.

Remarques : Afin de nous affranchir de l'absorption induite par le substrat, nous avons caractérisé un wafer de GaAs semi-isolant identique à celui utilisé pour épitaxier les différents échantillons. Cette caractérisation s'est faite en transmission et en réflexion afin d'obtenir l'indice de réfraction et l'absorption du substrat pour chaque longueur d'onde (*cf* annexe C.2.2.1 page 262).

Pour la caractérisation des couches d'InGaAs-BT sur substrat métamorphique, nous avons vérifié au préalable l'influence de la couche tampon. Nous avons donc caractérisé une couche d'In_{0.23}Ga_{0.77}As épitaxiée dans les conditions thermodynamiques classiques sur substrat métamorphique (échantillon META). La couche tampon s'est révélée sans effet pour $\lambda > 1220$ nm ($h\nu < 1.0$ eV)

2.3.3.3 Mesures en transmission :

Nous présentons ici les spectres de transmission "bruts". Ces courbes permettent en premier lieu d'évaluer l'énergie de la bande interdite du semi-conducteur, ainsi que les différences de premier ordre entre les échantillons. Puis ces mesures permettront de

calculer l'épaisseur de la couche épitaxiée e et son indice n . Enfin nous déduirons les densités d'accepteurs N_a et de donneurs profonds N_{dd} .

GaAs-BT :

Les mesures de transmission de l'échantillon de GaAs-BT non recuit et de l'échantillon recuit à 600°C sont représentées sur la figure 2.23 et comparées à celles d'un substrat de GaAs semi-isolant.

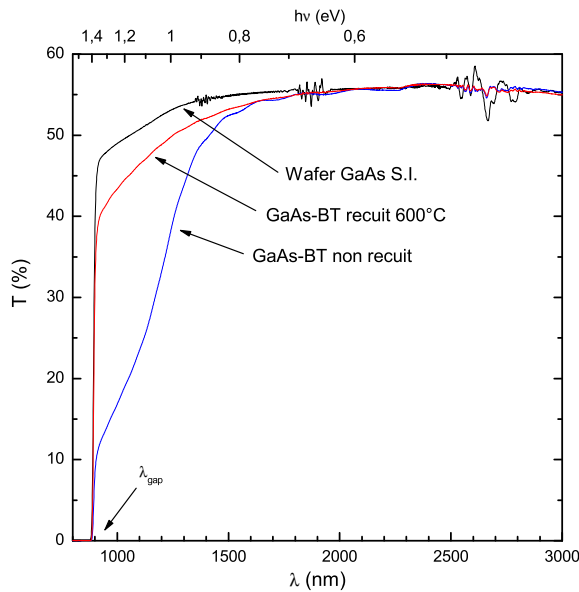


FIG. 2.23: Transmission IR de l'échantillon de GaAs-BT recuit et non recuit

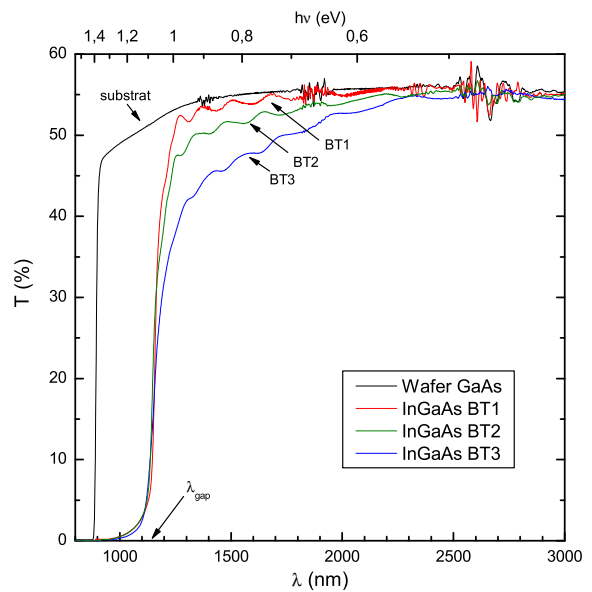


FIG. 2.24: Transmission IR des échantillons d' $\text{In}_{0.23}\text{Ga}_{0.77}\text{As}$ -BT non recuits

InGaAs-BT :

Les mesures de transmission des échantillons d' $\text{In}_{0.23}\text{Ga}_{0.77}\text{As}$ épitaxiés à différentes températures et non recuits sont représentées sur la figure 2.24. La longueur d'onde d'absorption λ_{gap} est évaluée à 1150 nm, ce qui est cohérent avec l'énergie de la bande interdite d'un InGaAs contenant 23% d'Indium.

Entre 1300 et 3000 nm, on constate que lorsque la température d'épitaxie décroît, la transmission IR décroît également, ce qui témoigne d'une augmentation de la densité de pièges avec la baisse de la température de croissance. Par ailleurs, les amplitudes des variations de transmission sont bien plus fortes que dans le cas du GaAs-BT. Ce résultat était attendu, le contraste d'indice de réfraction étant plus fort dans le cas d'un dioptre InGaAs-BT/GaAs que dans le cas d'un dioptre GaAs-BT/GaAs.

Les courbes de transmission des échantillons recuits n'ont pas été représentées. Leurs spectres de transmission sont très proches de celui de l'échantillon d'InGaAs-BT1, ce qui témoigne d'une absorption très faible. En raison des limites de notre dispositif expérimental les différences mesurées entre ces échantillons ne sont pas significatives.

Pour modéliser fidèlement les effets interférométriques dans les couches d'InGaAs-BT, nous avons dû prendre en compte la dépendance en longueur d'onde de Δn . En effet, dans le cas d'une couche de GaAs-BT sur substrat de GaAs on peut considérer que les dispersions d'indice de réfraction entre les deux matériaux sont identiques. Ce n'est plus le cas pour une couche l'InGaAs-BT sur substrat de GaAs. Nous avons fait l'hypothèse que la dispersion de l'InGaAs-BT et celle de l'InGaAs étaient égales (*cf* l'annexe C.2.2.2 page 264). Par la suite, la différence d'indice Δn sera exprimée par rapport à l'indice de l'InGaAs et non par rapport à celui du substrat ($\Delta n = n_{InGaAs-BT} - n_{InGaAs}$).

Remarque :

Sur certains échantillons nous observons l'apparition de perturbations autour de $\lambda = 1130, 1400, 1870$ et 2675 nm. Celles-ci sont particulièrement visibles sur les mesures du wafer de GaAs. Exprimée en fréquence optique, la séparation entre ces perturbations est constante $\Delta\nu \approx 50$ THz. Elles pourraient correspondre à des battements entre deux interféromètres de Fabry-Pérot dont les fréquences de résonance sont légèrement décalées. Les interfaces des résonateurs seraient formées par des dioptries air/GaAs et air/oxyde de GaAs : les couches d'oxyde étant proches de la surface, la longueur des deux cavités ainsi formées serait peu différente et donc leurs fréquences de résonance légèrement désaccordées.

2.3.3.4 Calcul de l'indice de réfraction et de l'épaisseur des couches :

Le calcul des densités de donneurs profonds N_{dd} et d'accepteurs N_a nécessite de s'affranchir des effets interférométriques des spectres. Ceci implique de connaître l'épaisseur et l'indice de la couche déposée. Le tableau 2.2 résume les résultats obtenus à partir des courbes de transmission pour les épaisseurs e et les variations d'indice Δn des couches épitaxiées non recuites et recuites à 600°C .

GaAs-BT :

Nous mesurons une différence d'indice de $+0.023$ pour le matériau avant recuit, et de $+0.005$ après recuit. Ces résultats sont d'un ordre de grandeur inférieur à ceux obtenus

	GaAs-BT		In _{0.23} Ga _{0.77} As-BT					
Couche étudiée	BT0		BT1		BT2		BT3	
T _{tc}	380 °C		430 °C		380 °C		330 °C	
Recuit	-	600°C	-	600°C	-	600°C	-	600°C
$\Delta n \times 10^{-3}$	23	5	10	10	25	20	35	32
e (en μm)	2,160	2,165	1,960	1,960	1,900	1,900	2,000	1,972

TAB. 2.2: Indices et épaisseurs des couches BT calculés à partir des mesures de transmission pour les échantillons de GaAs-BT et d'InGaAs-BT épitaxiés à différentes températures.

par Dankowski et *al* [47]. Cependant, pour leur travaux le rapport III/V est bien plus élevé, et la température de croissance inférieure.

L'épaisseur estimée est conforme à celle visée. En effet, aucun effort n'ayant été déployé pour la contrôler de façon précise au moment de la croissance, celle-ci est obtenue avec une précision de 10 %.

InGaAs-BT :

À température de croissance équivalente, le Δn est identique à celui mesuré pour les couches de GaAs-BT, c'est-à-dire environ +0,025. L'indice de l'InGaAs-BT augmente avec la diminution de la température de croissance. Après recuit, contrairement à ce que nous avons observé pour les couches de GaAs-BT, Δn varie très peu.

Ces paramètres n'ont pas d'influence sur les performances des photomélangeurs. Ils permettent cependant d'obtenir des informations que l'on peut comparer à celles obtenues dans la littérature. Ils nous permettent en particulier de calculer l'absorption en fonction de la longueur d'onde tout en prenant en compte les effets interférométriques.

2.3.3.5 Calcul de l'absorption et densité de pièges :

À partir des courbes de transmission IR et des paramètres e et Δn , on peut calculer l'absorption linéique des couches épitaxiées. Ce sont ces courbes qui nous permettront par la suite de calculer les densités de donneurs profonds N_{dd} et d'accepteurs N_a en effectuant des ajustements à partir du modèle décrit en section 2.3.3.1 (page 110).

Les courbes d'absorption pour la couche de GaAs-BT recuite et non recuite sont présentées en fonction de l'énergie des "photons sondes" sur la figure 2.25.

Pour les couches d'InGaAs-BT non recuites, les résultats sont présentés figure 2.26.

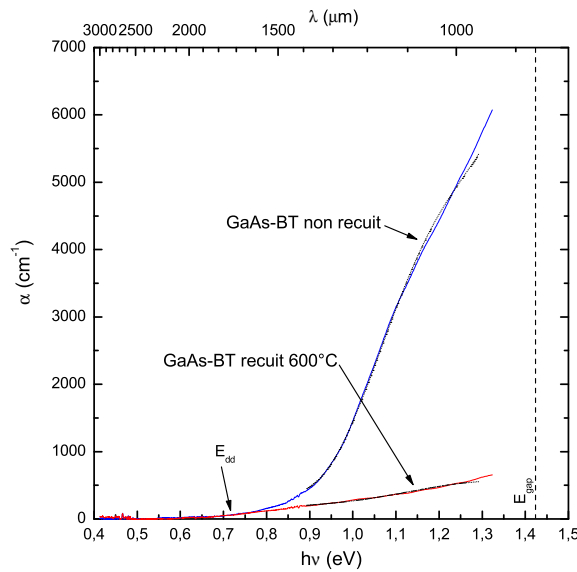


FIG. 2.25: Absorption linéique de l'échantillon de GaAs-BT recuit et non recuit

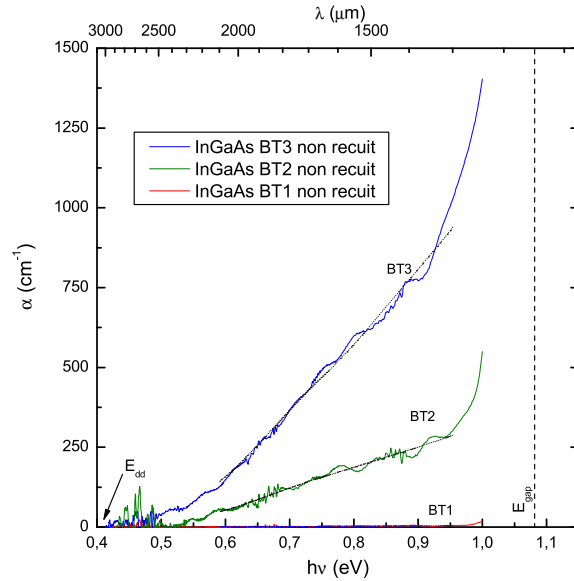


FIG. 2.26: Absorption linéique des échantillons d'In_{0.23}Ga_{0.77}As-BT non recuits

Comme pour les mesures de transmission, nous n'avons pas représenté les mesures d'absorption des échantillons recuits : les mesures effectuées donnent des résultats presque identiques à ceux obtenus pour l'InGaAs-BT1, c'est à dire une absorption quasi nulle pour des photons ayant une énergie inférieure à 1,0 eV. Les mesures sur matériaux recuits sont donc difficilement exploitables.

Les meilleurs accords entre les mesures et le modèle (équations (2.28) et (2.29)) sont obtenus avec les paramètres résumés dans le tableau 2.3. Les courbes obtenues à partir de ces paramètres sont tracées en pointillés sur les figures 2.25 et 2.26.

GaAs-BT :

Pour l'échantillon non recuit, les résultats sont cohérents avec les mesures DDX (on avait estimé N_{dd} à $4,8 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$). La densité d'accepteurs est probablement trop faible comparativement à n_{dd} pour être mesurée avec notre technique de caractérisation. À partir de δE et de l'énergie d'ionisation des pièges EL2 de 0,74 eV dans le GaAs [152], on déduit une énergie d'ionisation de 0,72 eV pour les pièges profonds du GaAs-BT ce qui est cohérent avec les résultats obtenus par M. Stellmacher [194].

Après recuit, on observe une forte baisse de l'absorption IR ce qui est synonyme d'une diminution du nombre de pièges. On a calculé que n_{dd} et N_a étaient relativement proches et que la densité totale de pièges était environ 6 fois plus faible qu'avant le

Couche étudiée T_{tc}	GaAs-BT		In _{0.23} Ga _{0.77} As-BT		
	BT0 380 °C		BT1 430 °C	BT2 380 °C	BT3 330 °C
Recuit	-	600 °C	-	-	-
δE (meV)	17	17	60	63	61
n_{dd} (en cm ⁻³)	3,8.10 ¹⁹	3,6.10 ¹⁸	2,4.10 ¹⁶	1,6.10 ¹⁸	4,8.10 ¹⁸
N_a (en cm ⁻³)	-	2,7.10 ¹⁸	1,0.10 ¹⁶	7,3.10 ¹⁷	3,7.10 ¹⁸
N_{dd} (en cm ⁻³)	3,8.10 ¹⁹	6,3.10 ¹⁸	3,4.10 ¹⁶	2,3.10 ¹⁸	8,5.10 ¹⁸

TAB. 2.3: Densités de pièges et d'accepteurs calculées à partir de l'absorption IR pour les échantillons de GaAs-BT et d'InGaAs-BT. La densité totale de pièges N_{dd} est obtenue en effectuant la somme de N_a et de n_{dd} .

recuit. La séparation angulaire théorique entre les pics DDX devrait être de l'ordre de 13 secondes d'arc, c'est pourquoi, il est difficile de discerner cette couche sur le spectre DDX après recuit (*cf* figure 2.14).

InGaAs-BT :

L'absorption IR des couches d'InGaAs-BT non recuites est nettement moins importante que celle du GaAs-BT. À température de croissance équivalente, on estime qu'il y a environ dix fois moins de pièges profonds. Il convient de considérer avec précaution les valeurs des densités obtenues (*cf* tableau 2.3). En effet pour effectuer les calculs nous avons utilisé les sections efficaces des pièges EL2 du GaAs. Or, ces sections efficaces sont probablement différentes dans l'InGaAs-BT : les densités effectives d'états ainsi que les minima d'énergie des vallées Γ L et X étant différents dans l'In_{0.23}Ga_{0.77}As.

Pour les échantillons d'InGaAs-BT, nous avons supposé que l'énergie entre la bande de valence et la bande de piège était constante quelle que soit la quantité d'Indium incorporée. Ainsi, δE représente une correction par rapport à cette hypothèse. L'énergie d'ionisation est donc donnée par la formule suivante :

$$E_{dd} = E_{EL2} - \Delta_{gap} - \delta E \quad (2.31)$$

Pour un δE de 60 meV on obtient une énergie d'ionisation de 358 meV ce qui est plus faible que notre hypothèse de départ (398 meV avec une proportion de 23% d'Indium).

Cependant, les courbes d'absorption (figure 2.26) suggèrent que $E_{dd} \approx 400$ meV, ce qui nous confirme que les sections efficaces des pièges EL2 dans le GaAs ne sont pas parfaitement adaptées à la modélisation de l'absorption IR dans l'InGaAs-BT.

2.3.3.6 Synthèse des caractérisations d'absorption IR

La mesure de l'absorption IR pour les énergies de photons inférieures à l'énergie de la bande interdite a permis de mesurer la densité d'accepteurs N_a , celle des donneurs profonds N_{dd} , ainsi que l'énergie d'ionisation des pièges E_{dd} .

Nous avons alors observé que dans les mêmes conditions de croissance, l'incorporation de défauts profonds est bien plus faible dans l'InGaAs-BT que dans le GaAs-BT (différence d'environ un ordre de grandeur). On s'attend donc à ce que le temps de vie des porteurs dans l'InGaAs-BT soit bien plus grand et la résistivité plus faible que dans le GaAs-BT.

Les conséquences en terme de performances sur les photomélangeurs térahertz à base d'InGaAs-BT devraient être sensiblement dégradées, puisque que :

- la couche ne sera pas aussi résistive qu'une couche de GaAs-BT pour permettre une modulation efficace de la densité de courant,
- le photocourant continu (proportionnel au temps de vie des porteurs) sera bien plus important que le photocourant modulé (aux fréquences THz), ce qui limite la tension de polarisation maximale que l'on peut appliquer sur le photomélangeur, et donc la puissance THz générée.

La comparaison expérimentale des performances entre un photomélangeur de GaAs-BT et un photomélangeur d'InGaAs-BT sera effectuée dans le chapitre suivant en section 3.2.4.3 (page 202).

Les mesures de densité de donneurs profonds et d'accepteurs que nous avons faites nous renseignent donc indirectement sur le temps de vie des porteurs. Les tendances générales que nous avons mises en évidence doivent maintenant être confirmées par une mesure directe des temps de vie. La comparaison des résultats se fera en section 2.3.4.5 (page 127).

2.3.4 Mesure du temps de vie des porteurs

Le temps de vie des porteurs est un des paramètres clef pour optimiser les performances des photomélangeurs térahertz. Nous verrons dans le chapitre suivant en section 3.1.4 (page 161) qu'il existe un temps de vie optimal permettant de maximiser les performances du photomélangeur. En effet, un temps de vie très court permet de minimiser le courant continu responsable de l'échauffement du composant par effet Joule. Malheureusement, cette baisse du temps de vie est obtenue au prix d'une dégradation de la qualité cristalline du matériau et donc au prix d'une mauvaise mobilité et d'une baisse de la conductivité thermique de la couche BT. Ces effets abaissent le seuil de

dommage thermique du composant limitant ainsi les performances du photomélangeur.

Il existe donc un temps de vie optimum, permettant de minimiser le photocourant continu sans trop nuire aux propriétés électriques et thermiques du matériau. Pour une génération de THz continue, nous avons évalué ce temps de vie au alentour de 1 ps.

Le temps de vie des trous a lui aussi de l'importance car les vitesses de dérive des trous sont comparables à celles des électrons lorsque les champs électriques permettent de saturer la vitesse de dérive des électrons. Le photocourant de trous est alors comparable au photocourant d'électrons, voire supérieur si le temps de vie des trous est plus élevé que celui des électrons. C'est alors le courant de trous qui limite (thermiquement) les performances du photomélangeur.

Afin de caractériser le temps de vie des porteurs de nos échantillons, nous avons effectué des mesures de photo-transmittance résolue dans le temps. Celles-ci ont été réalisées à L'ISEN/IEMN⁴ de Lille en collaboration avec J.F. Lampin. Le principe de cette technique ainsi que le dispositif expérimental utilisé sont détaillés dans l'annexe C.3 (page 266).

2.3.4.1 Interprétation des mesures de photo-transmittance

Pour chaque échantillon, les mesures de photo-transmittance ont été normalisées par rapport au maximum de la variation de transmission. Afin d'en déduire le temps de vie des porteurs, nous avons traité les données en modélisant le signal mesuré par une somme d'exponentielles décroissantes :

$$T(t) = \sum_{i=1}^3 A_i e^{-t/\tau_i} \quad (2.32)$$

Le premier temps caractéristique τ_1 , très court (quelques centaines de femtosecondes), pourrait provenir de la thermalisation du gaz d'électrons au sein de la bande de conduction [77], le second temps τ_2 correspondrait au temps de recombinaison des électrons : c'est le paramètre que nous cherchons à mesurer.

L'interprétation du temps caractéristique τ_3 est plus délicate. Il correspond à la caractérisation de phénomènes plus lents et peut avoir plusieurs origines. Sosnowski et *al.* l'ont interprété comme le temps que mettent les pièges à se désexciter [193], celui-ci n'étant pas nécessairement équivalent au temps de vie des trous. En effet, les interprétations divergent pour savoir si les électrons piégés par les antisites d'Arsenic

⁴Institut Supérieur d'Électronique et du Numérique / Institut d'Électronique et de Microélectronique et de Nanotechnologie.

sont recombinaison par d'autres types de pièges [193, 77], ou s'ils peuvent être recombinaison directement dans la bande de valence [122, 187] (ce qui serait l'équivalent d'une recombinaison de trous).

Par ailleurs, Prabhu et al ont montré l'influence que pouvait avoir le substrat sur le temps caractéristique long des mesures "pompe/sonde" [166] en faisant varier l'épaisseur de la couche BT. Or, pour les échantillons d'InGaAs-BT une partie du substrat métamorphique n'est pas transparente à la longueur d'onde de la sonde. C'est pourquoi nous n'interpréterons pas le temps τ_3 comme la durée de vie des trous, mais plutôt comme une indication sur les phénomènes lents.

Rappelons que dans le modèle développé précédemment nous avons montré que :

- τ_e est inversement proportionnel à la densité de donneurs profonds ionisés, et par conséquent à la densité d'accepteurs N_a dans le matériau (*cf* équation (2.21) page 92).
- τ_p est inversement proportionnel à la densité de donneurs profonds non ionisés n_{dd} , c'est-à-dire à $N_{dd} - N_a$ (*cf* équation (2.22) page 92).

2.3.4.2 Caractérisation de l'échantillon de GaAs-BT de référence :

Les résultats des mesures de photo-réfectance résolue dans le temps effectuées sur l'échantillon de GaAs-BT recuit à 600°C sont représentés figure 2.27. La courbe en trait plein représente la variation de transmission mesurée et normalisée, celle en pointillée représente l'équation (2.32) avec les coefficients présentés dans le tableau 2.4. Ces coefficients sont ceux qui permettent le meilleur ajustement avec les mesures.

GaAs-BT			
$T_{tc}=380^\circ\text{C}$			
recuit 600°C			
A_1	55,0 %	τ_1	0,82 ps
A_2	45,2 %	τ_2	3,18 ps
A_3	4,8 %	τ_3	78,6 ps

TAB. 2.4: Résultats de la modélisation obtenue à partir de la courbe de photo-réfectance de l'échantillon de GaAs-BT. Ces valeurs servent de référence. Les paramètres d'indice 1 sont relatifs à la thermalisation des porteurs, ceux d'indice 2 aux électrons, et ceux d'indice 3 aux pièges. Chaque phénomène est caractérisé par un poids A et un temps de décroissance exponentielle τ .

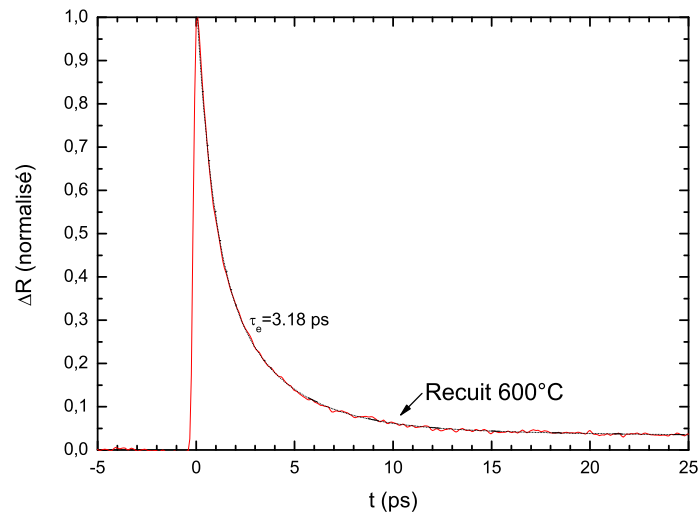


FIG. 2.27: Résultats normalisés des mesures de réflectance transitoire résolue dans le temps pour l'échantillon de GaAs-BT ($T_{tc}=380^{\circ}\text{C}$) recuit à 600°C

Pour cet échantillon, le temps de vie des électrons est donc évalué à 3,2 ps. Ce temps peut paraître long comparativement aux temps de quelques centaines de femtosecondes obtenus par d'autres groupes [74, 138]. Il faut cependant rappeler que nous cherchons à obtenir des temps de vie de l'ordre de la picoseconde qui selon nos hypothèses (*cf* section 3.1.4 page 161) permettraient d'optimiser les performances d'un photomélangeur THz continu.

2.3.4.3 Influence de la température de croissance et du recuit sur le temps de vie des échantillons d'InGaAs-BT :

Nous avons procédé à la caractérisation des échantillons d'InGaAs-BT1, BT2 et BT3 avant et après un recuit à 600°C . Les paramètres permettant de modéliser les courbes obtenues à partir de l'équation (2.32) page 119 sont présentés dans le tableau 2.5. Nous n'avons pas représenté les courbes de photo-transmittance.

On peut constater sur les mesures d'InGaAs-BT l'importance de la valeur du paramètre A_3 comparé à celui mesuré pour l'échantillon de GaAs-BT. Ceci explique l'apparition de longues traînées faiblement décroissantes sur les spectres "pompe/sonde".

Ces traînées sont présentes dans tous les spectres d'InGaAs-BT et pourraient être dues, en partie, à la présence d'une couche de $0,5\ \mu\text{m}$ d'InGaAs "haute température" dans le "buffer" métamorphique. En effet, dans cette couche de bonne qualité cristalline, la recombinaison des porteurs se fait beaucoup plus lentement.

		In _{0.23} Ga _{0.77} As-BT non dopé					
		BT1 $T_{tc}=430^{\circ}\text{C}$		BT2 $T_{tc}=380^{\circ}\text{C}$		BT3 $T_{tc}=330^{\circ}\text{C}$	
Recuit	i	A_i	τ_i	A_i	τ_i	A_i	τ_i
-	2	12,3 %	5,8 ps	29,8 %	23,0 ps	24,6 %	10,6 ps
	3	47,4 %	139 ps	40,5 %	252 ps	56,6 %	190 ps
600°C	2	41,2 %	33 ps	35,1 %	8,3 ps	35,8 %	8,6 ps
	3	9,0 %	557 ps	21,6 %	112 ps	29,5 %	103 ps

TAB. 2.5: Résultats des modélisations obtenues à partir des courbes de phototransmittance des échantillons d'InGaAs-BT. On s'intéresse ici à l'influence de la température T_{tc} d'épitaxie. Les paramètres d'indice 2 sont relatifs aux électrons, et ceux d'indice 3 aux pièges. Chaque phénomène est caractérisé par un poids A et un temps de décroissance exponentielle τ . Nous n'y avons pas mentionné les données concernant la thermalisation des porteurs.

Il est difficile de dégager une tendance générale sur les échantillons non recuits : pour l'échantillon BT1 les temps de vie sont étonnamment courts alors que la spectroscopie infrarouge du même échantillon ne laissait pas présager une densité de pièges élevée.

Sur les échantillons BT2 et BT3, le recuit a pour effet de diminuer le temps de vie. Au paragraphe 2.1.1.2, nous avons indiqué que les recuits courts (ou à faible température) ont pour conséquence d'augmenter le nombre de lacunes de Gallium et donc le nombre d'accepteurs dans le matériau. Cette augmentation se traduit par une ionisation plus élevée des donneurs profonds et donc par un temps de vie des électrons plus court. Curieusement, après recuit, les matériaux BT2 et BT3 présentent le même temps de vie alors que leur température de croissance diffère de 50°C.

Lorsque l'on compare le temps de vie de l'échantillon d'InGaAs-BT2 après recuit avec celui obtenu pour l'échantillon de GaAs-BT épitaxié dans les mêmes conditions, on constate que le temps de vie dans l'InGaAs-BT est plus long. Ceci confirme les mesures de transmission IR (donnant accès à la densité de pièges, *cf* section 2.3.3.5 page 115) que nous avons effectuées sur ces deux échantillons : il était apparu que l'incorporation d'Arsenic en antisite était moins efficace dans l'InGaAs-BT.

Pour résumer :

Les échantillons caractérisés (BT1, BT2 et BT3 recuits et non recuits), présentent un temps de vie supérieur au temps de vie optimum permettant de maximiser les performances d'un photomélangeur THz continu (1 ps, *cf* section 3.1.4 page 3.1.4). Un dopage au Béryllium devrait permettre de diminuer le temps de vie des électrons.

2.3.4.4 Influence du dopage au Béryllium sur le temps de vie des échantillons d'InGaAs-BT :

Les temps de vie des échantillons précédents n'étant pas assez courts, nous avons mesuré l'influence d'un dopage au Béryllium sur le temps de vie. Rappelons que le dopage avec un accepteur permet en théorie d'augmenter le taux d'ionisation des donneurs profonds, et donc de diminuer le temps de vie des électrons (*cf* section 2.1.2.1 page 83).

Nous avons donc procédé à la caractérisation des échantillons d'InGaAs-BT5 et BT6 avant et après un recuit à 600°C. Hormis un dopage au béryllium (10^{17} cm⁻³ et 10^{18} cm⁻³ respectivement), ces échantillons ont été épitaxiés dans les mêmes conditions que le BT2 ($T_{tc} = 380^\circ\text{C}$). Les paramètres permettant de modéliser les mesures de phototransmittance obtenues (figures 2.28 et 2.29) à partir de l'équation (2.32) page 119 sont présentés dans le tableau 2.6.

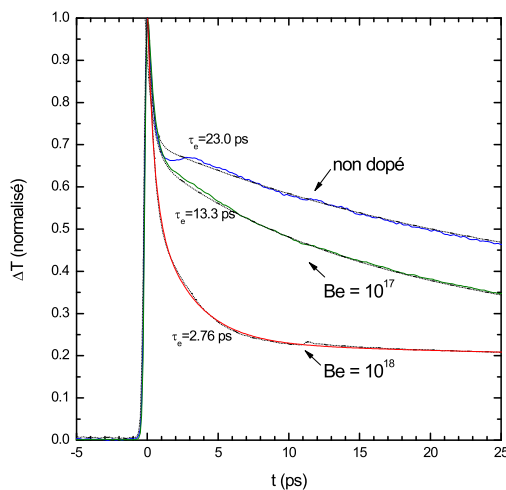


FIG. 2.28: Résultats normalisés des mesures de transmittance résolue dans le temps pour les échantillons non recuits avec différents dopages de Be ($T_{tc} = 380^\circ\text{C}$).

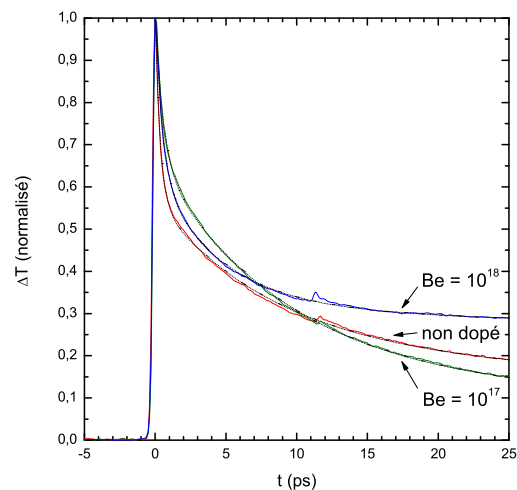


FIG. 2.29: Résultats normalisés des mesures de transmittance résolue dans le temps pour les échantillons recuits à 600°C avec différents dopages de Be ($T_{tc} = 380^\circ\text{C}$).

		In _{0.23} Ga _{0.77} As-BT					
		$T_{tc}=380^{\circ}\text{C}$					
		BT2 non dopé		BT5 Be = 10^{17}cm^{-3}		BT6 Be = 10^{18}cm^{-3}	
Recuit	i	A_i	τ_i	A_i	τ_i	A_i	τ_i
-	2	29,8 %	23,0 ps	27,6 %	12,3 ps	35,3 %	2,8 ps
	3	40,5 %	252 ps	40,1 %	96 ps	22,9 %	267 ps
600°C	2	35,1 %	8,3 ps	53,7 %	9,5 ps	31,9 %	4,7 ps
	3	21,6 %	112 ps	12,7 %	176 ps	31,2 %	305 ps

TAB. 2.6: Résultats des modélisations obtenues à partir des courbes de photo-transmittance des échantillons d'InGaAs-BT. On s'intéresse ici à l'influence du dopage au Béryllium. Les paramètres d'indice 2 sont relatifs aux électrons, et d'indice 3 aux pièges. Chaque phénomène est caractérisé par un poids A et un temps de décroissance exponentielle τ .

- **Avant recuit :**

Les courbes de photo-transmittance des échantillons non recuits d'InGaAs-BT2 (échantillon non dopé), BT5 (dopé 10^{17}cm^{-3}) et BT6 (dopé 10^{18}cm^{-3}) sont présentées sur la figure 2.28. Les temps de vie déduits de ces mesures sont résumés dans le tableau 2.6.

Sur les échantillons non recuits, on remarque que lorsque la concentration en Béryllium augmente le temps de vie diminue. Un temps de vie de 2,8 ps est obtenu pour l'échantillon BT6 dopé 10^{18}cm^{-3} ce qui représente une amélioration d'environ un ordre de grandeur par rapport à l'échantillon non dopé.

Le Béryllium est donc actif même avant recuit et permet d'augmenter le taux d'ionisation des pièges profonds. Compte tenu du rapport des temps de vie entre les échantillons BT2 et BT5, doper avec une concentration de 10^{17}cm^{-3} revient à multiplier par un facteur 1,8 la quantité d'accepteurs actifs. Ceci signifie que la densité d'accepteurs initiale du BT2 (due aux lacunes de Gallium V_{Ga}) est de $1,2 \cdot 10^{17}\text{cm}^{-3}$, et donc au total de $2,2 \cdot 10^{17}\text{cm}^{-3}$ dans le BT5.

En présence de Béryllium, sur les échantillons non recuits, le phénomène transitoire d'augmentation de transmission post-excitation ne se produit plus. Ceci confirme l'hypothèse formulée par Ortiz et al [154] quant au lien entre ce phénomène et une densité d'accepteurs trop faible.

La densité totale d'accepteurs $Be + V_{Ga}$ dans le BT6 non recuit est d'environ $1,1 \cdot 10^{18}\text{cm}^{-3}$, soit 5 fois plus que dans le BT5. La mesure de temps de vie sur l'échan-

tillon BT6 confirme cette estimation puisque que l'on mesure un temps de vie de 2,8 ps soit 4,4 fois moins que le temps de vie de l'échantillon BT5.

D'autre part, on remarque que τ_3 (constante liée en partie au temps de vie des trous) augmente fortement dans le cas de l'échantillon BT6, ce qui peut indiquer une forte diminution du nombre de sites de recombinaison pour les trous. On en déduit que la fraction de pièges ionisés est proche de 100% ce qui indiquerait une densité totale de donneurs profonds N_{dd} un peu supérieure à $1,1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ avant recuit.

• **Après recuit :**

Les courbes de photo-transmittance des échantillons recuits à 600°C d'InGaAs-BT2 (échantillon non dopé) BT5 (dopé 10^{17} cm^{-3}) et BT6 (dopé 10^{18} cm^{-3}) sont présentées sur la figure 2.29. Les temps de vie obtenus à partir de ces mesures sont présentés tableau 2.6.

Après recuit, le temps de vie des électrons de l'échantillon BT5 diminue. Comme pour l'échantillon non dopé BT2, on attribue cette diminution du temps de vie à l'augmentation du nombre de lacunes de Gallium au cours du recuit. Le temps de vie du BT5 est cependant comparable à celui de l'échantillon non dopé, alors que théoriquement il devrait contenir plus d'accepteurs et donc présenter un temps de vie plus court.

Ceci peut être expliqué par la substitution de quelques lacunes de Gallium (triple accepteurs) par des atomes de Béryllium (simple accepteur) conduisant à une ionisation un peu plus faible des donneurs profonds.

Pour l'échantillon BT6 dopé 10^{18} cm^{-3} on observe une augmentation du temps de vie après recuit à 600°C ce qui traduit une diminution du nombre de pièges ionisés. En effet, avant recuit l'ensemble des pièges est presque totalement ionisé, $N_{dd} \approx N_a$. Le recuit entraîne la précipitation de l'Arsenic en antisite et donc une diminution de la densité de donneurs profonds. La densité d'accepteurs (due au dopage Be) est alors supérieure à celle des donneurs profonds ($N_a > N_{dd}$), tous les pièges sont donc ionisés. Mais comme le recuit a pour effet de diminuer leur nombre, la conséquence est un temps de vie des électrons plus grand.

Dans le cas présent, le temps de vie passe de 2,8 ps à 4,7 ps, exprimant une diminution de la densité de donneurs profonds ionisés d'un facteur 1,7 ce qui entraîne une variation de la concentration de $1,1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ à $6 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Tous les pièges profonds étant ionisés, on en déduit que $N_{dd} = 6 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$.

Après recuit, pour l'échantillon BT6 la densité d'accepteurs N_a étant supérieure à la densité totale de pièges N_{dd} , le matériau est sur-compensé et devrait présenter un

résiduel de porteurs de type p de l'ordre de

$$1,1 \cdot 10^{18} - 6 \cdot 10^{17} \approx 5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$$

Nous vérifierons lors des caractérisations électriques (*cf* section 2.3.5 page 131), que ce résiduel n'est pas limitant pour le fonctionnement du photomélangeur.

• **Influence sur le temps de vie des trous :**

Parallèlement à ces effets, un dopage au Béryllium fait baisser le nombre de donneurs profonds susceptibles de recombiner les trous. Dans le cas de l'échantillon dopé à 10^{18} cm^{-3} les trous ne peuvent plus se recombiner puisque tous les donneurs profonds sont déjà ionisés. La conséquence est une importante augmentation du temps de vie des trous que l'on pressent avec l'allongement du temps caractéristique τ_3 . Malheureusement, nous ne disposons pas des outils de caractérisation pour quantifier précisément cette augmentation.

Cette augmentation du temps de vie des trous a une conséquence importante sur les performances des photomélangeurs térahertz continu. Comme nous le verrons dans le chapitre suivant (*cf* section 3.1.5 page 170), ce long temps de vie des trous engendre un photocourant continu de trous qui est bien supérieur à celui des électrons. Il en résulte un échauffement important du composant par effet joule pouvant entraîner la destruction du composant. Sur ce type de matériau, c'est donc le courant de trous qui va limiter la tension de polarisation maximale que l'on peut appliquer au composant, et par conséquent qui restreint les performances du photomélangeur.

Pour résumer :

Le dopage en Béryllium avec une densité de 10^{18} cm^{-3} (échantillon BT6) permet de réduire le temps de vie des électrons à 3 ps avant recuit et à 5 ps après recuit. Bien qu'encore un peu élevées, ces valeurs sont compatibles avec une utilisation en photomélange THz continu.

Après recuit, pour l'échantillon dopé à 10^{18} cm^{-3} , la totalité des donneurs profonds est ionisée. Si cela permet d'obtenir un temps de vie relativement court pour les électrons, le temps de vie des trous est alors fortement augmenté, ce qui risque de limiter fortement les performances du photomélangeur.

D'autre part, il reste à confirmer que la résistivité de ces échantillons est suffisante, notamment pour l'échantillon BT6 recuit qui devrait présenter un résiduel de porteurs de l'ordre de $5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ de type p .

2.3.4.5 Comparaison entre les densités de pièges et les mesures de temps de vie

Parmi les différentes caractérisations que nous avons mise en œuvre dans ce chapitre certaines sont complémentaires. En effet, d'après le modèle développé en section 2.2, la mesure de la densité de donneurs profonds (à l'aide de la technique de transmission IR des échantillons, *cf* section 2.3.3 page 109) permet de calculer le temps de vie des porteurs. Ce calcul peut alors être comparé aux mesures de temps de vie par photo-réflectance "pompe/sonde" afin de vérifier la cohérence des résultats obtenus. C'est ce que nous proposons de faire dans cette section.

Avec l'échantillon de GaAs-BT de référence (BT0), seules les caractérisations de l'échantillon recuit à 600°C seront comparées. Les mesures de temps de vie sur l'échantillon non-recuit n'ayant pas été effectuées.

De la même manière, pour les échantillons d'InGaAs-BT (BT1, BT2, BT3, BT5 et BT6), seules les caractérisations des échantillons non recuits seront comparées. Les mesures d'absorption IR sur les échantillons recuits étant trop faibles, elles n'ont pas permis de déterminer N_{dd} et N_a .

• Calcul des temps de vie

Dans le cadre du modèle développé précédemment (*cf* section 2.2 page 87), nous avons montré que le temps de vie des électrons dans un matériau non saturé optiquement est calculé selon les expressions :

$$\tau_e = \frac{1}{\beta_e (N_{dd} - n_{dd})} = \frac{1}{\beta_e N_a}$$

$$\tau_p = \frac{1}{\beta_p n_{dd}}$$

Pour le GaAs en utilisant les sections efficaces $\sigma_e = 6.10^{-15} \text{ cm}^2$ et $\sigma_p = 1.10^{-16} \text{ cm}^2$, on obtient les taux de recombinaison suivants :

$$\beta_e = v_{th_e} \sigma_e = 2,79.10^{-7} \text{ cm}^3.\text{s}^{-1} \quad (2.33)$$

$$\beta_p = v_{th_p} \sigma_p = 1,63.10^{-9} \text{ cm}^3.\text{s}^{-1} \quad (2.34)$$

Pour L'In_{0.23}Ga_{0.77}As on a $R_e(0.23) = 0,86$ et $R_p(0.23) = 1,54$, ce qui nous donne pour les taux de recombinaison :

$$\beta_e(0.23) = \beta_e R_e(0.23) = 2,39.10^{-7} \text{ cm}^3.\text{s}^{-1} \quad (2.35)$$

$$\beta_p(0.23) = \beta_p R_p(0.23) = 2,52.10^{-7} \text{ cm}^3.\text{s}^{-1} \quad (2.36)$$

À l'aide de ces équations, des densités de pièges et des mesures d'absorption IR (*cf* tableau 2.3 page 117), on peut calculer les temps de vie des électrons et des trous. Les résultats de ces calculs sont présentés tableau 2.7. Ils sont à comparer aux mesures "pompe/sonde" présentées dans tableau 2.4 (page 120) pour le GaAs-BT et 2.5 (page 122) pour l'InGaAs-BT.

	GaAs-BT	In _{0.23} Ga _{0.77} As-BT		
Couche étudiée	BT0	BT1	BT2	BT3
T_{tc}	380 °C	430 °C	380 °C	330 °C
Recuit	600 °C	-	-	-
τ_e calculé	1,3 ps	411 ps	9,7 ps	1,0 ps
τ_p calculé	171 ps	15800 ps	242 ps	79 ps
τ_e mesuré	3,2 ps	5,8 ps	23 ps	10,6 ps

TAB. 2.7: Temps de vie des porteurs **calculés** avec les densités de pièges estimées à partir des mesures d'absorption IR. Ces valeurs sont comparées aux mesures (données extraites des tableaux 2.4 pour le GaAs-BT et 2.5 pour l'InGaAs-BT).

- **GaAs-BT recuit** : Le calcul et la mesure "pompe/sonde" (*cf* tableau 2.4) sont relativement proches ce qui illustre la pertinence de la mesure des densités de pièges par la méthode de transmission IR pour le GaAs-BT.

Par contre, la comparaison des calculs avec les mesures pour les échantillons non-recuits d'InGaAs-BT ne sont pas cohérents :

- **BT1 non recuit** : Les mesures d'absorptions IR ont révélés une très faible densité de pièges. La durée de vie mesurée à l'aide du montage "pompe/sonde" (5.8 ps) suggère que le temps de vie caractérisé n'est pas celui de la couche BT mais celui de la couche contenant le gradient d'Indium, couche riche en dislocations et par conséquent ayant un temps de vie assez court.

- **BT2 et BT3 non recuits** : Les temps de vie calculés sont plus courts que ceux mesurés. Les sources d'erreurs sont multiples :

- Les mesures des densités de pièges (notamment de N_a) ont été calculées à partir des sections efficaces d'absorption IR des pièges de type EL2 du GaAs. Comme nous l'avons déjà souligné ces sections efficaces sont probablement différentes dans l'InGaAs-BT.

- La présence du substrat peut altérer les mesures "pompe/sonde". En effet, des mesures effectuées sur des membranes de GaAs-BT ont donné des résultats différents [162, 49].
- La nature des pièges dans l'InGaAs-BT est peut-être différente de celle dans le GaAs-BT.

• **BT5 et BT6 non recuits** : Pour les échantillons dopés au Béryllium, la quantité totale d'accepteurs N_a est donc connue. Nous avons en effet considéré que la densité de Béryllium venait s'ajouter à celle des accepteurs initialement présente. Or, celle-ci a pu être déduite des mesures de photo-réfectance (cf section 2.3.4.4 page 123) et a été estimée à $1,2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Les calculs de temps de vie sont résumés dans le tableau 2.8.

	In _{0.23} Ga _{0.77} As-BT		
	T _{tc} = 380°C - non recuit		
Couche étudiée	BT2	BT5	BT6
Dopage Be (cm ⁻³)	-	10 ¹⁷	10 ¹⁸
N_a (cm ⁻³)	1, 2 · 10 ¹⁷	2, 2 · 10 ¹⁷	1, 1 · 10 ¹⁸
τ_e calculé	32 ps	17,5 ps	3,4 ps
τ_e mesuré	23 ps	12,3 ps	2,8 ps

TAB. 2.8: Temps de vie des porteurs **calculés** à partir du modèle théorique pour les échantillons d'InGaAs-BT dopés au Béryllium et non recuits. Ces valeurs sont comparées aux mesures (données extraites du tableau 2.6).

Les valeurs calculées sont environ 1,4 fois plus élevées que celles mesurées avec le dispositif "pompe/sonde" (cf tableau 2.6) ce qui est acceptable. Deux causes peuvent expliquer ce léger écart :

- Le dopage effectué est connu avec une incertitude d'un facteur ± 2 .
- La section efficace de recombinaison des électrons n'est pas connue avec précision, en particulier dans l'In_{0.23}Ga_{0.77}As-BT.

Pour résumer :

Pour l'échantillon de GaAs-BT, le calcul de la densité de donneurs profonds N_{dd} et d'accepteurs N_a à l'aide de la mesure de la transmission IR des échantillons est cohérente avec le modèle et avec les mesures de temps de vie par photo-réfectance.

Ce n'est pas le cas pour les échantillons d'InGaAs-BT, probablement en raison d'une modélisation imparfaite de l'absorption IR depuis les niveaux de pièges. Cependant, les

mesures sur les échantillons dopés Be (qui permettent ainsi de connaître, avant recuit, la densité d'accepteurs dans l'échantillon) ont confirmé la validité du modèle pour les électrons.

La comparaison du modèle avec les mesures de temps de vie des trous n'a pas pu être effectuée, car nous n'avons pas accès à un moyen de caractérisation pour mesurer leur durée de vie.

Finalement, l'échantillon BT6 confirme son potentiel pour une utilisation en photomélange térahertz continu à 1,06 μm . La faible concentration de défauts ($\sim 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) présage d'une mobilité relativement élevée pour ce type de matériau. Il reste désormais à mesurer ses performances électriques, ce que nous effectuerons dans la section 2.3.5 (page 131).

2.3.4.6 Mesures de photo-transmittance pour les échantillons d'InGaAsN

L'InGaAsN (GINA) est un matériau photoconducteur nouveau (*cf* section 2.1.3 page 84) dont les caractéristiques de temps de vie et de résistivité laissent envisager une possible utilisation en photomélange à 1,06 μm . En effet, en jouant sur la composition en Indium et en Azote, il est possible de faire croître des couches d'InGaAsN adaptées en maille avec les substrats GaAs, permettant de bénéficier de la disponibilité de très bons substrats semi-isolants indispensables à la réalisation de photomélangeurs THz.

Dans cette section, nous présenterons les résultats des mesures de photo-transmittance sur les échantillons d'InGaAsN recuits et non recuits.

L'absence de signal de photoluminescence sur les échantillons d'InGaAsN indique que le temps de vie des porteurs dans ce matériau est très court. Les mesures de photo-transmittance ont confirmé cette hypothèse. Les courbes de photo-transmittance pour différentes températures de recuits sont présentées sur la figure 2.30. Les paramètres permettant de les modéliser à partir de l'équation (2.32) page 119 sont présentés dans le tableau 2.9.

Non recuit, l'échantillon GINA présente donc un temps de vie caractéristique de 1,5 ps compatible avec les applications de photomélange térahertz. Ce temps de vie augmente faiblement avec le recuit. Pour les échantillons recuits avec des températures supérieures ou égales à 700°C, apparaît une queue de plus en plus marquée. La modification structurale de l'InGaAsN suite à un recuit suggère que cette queue serait à l'origine de l'apparition d'un autre type de pièges environ 10 fois moins efficaces pour recombiner les porteurs.

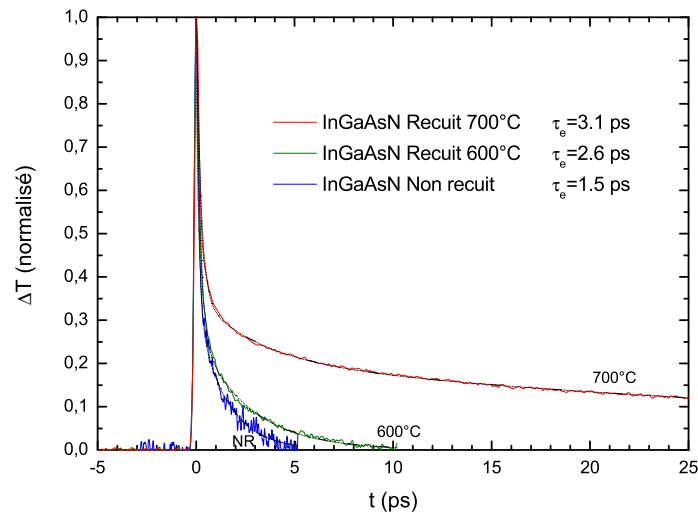


FIG. 2.30: Résultats normalisés de mesures de photo-transmittance transitoire résolue dans le temps pour l'échantillon d'InGaAsN recuit à différentes températures.

InGaAsN							
Non recuit		recuit 600°C				recuit 700°C	
A_2	32,8 %	τ_2	1,5 ps	A_2	27,3 %	τ_2	2,6 ps
A_3	-	τ_3	-	A_3	-	τ_3	-
				A_2	14,8 %	τ_2	3,1 ps
				A_2	20,7 %	τ_2	46,2 ps

TAB. 2.9: Résultats des modélisations obtenues à partir des courbes de photo-transmittance des échantillons d'InGaAsN. On s'intéresse ici à l'influence de la température de recuit. Les paramètres d'indice 2 sont relatifs aux électrons, et ceux d'indice 3 aux pièges. Chaque phénomène est caractérisé par un poids A et un temps de décroissance exponentielle τ .

2.3.5 Caractérisations électriques

La résistivité des échantillons est l'autre paramètre clef pour les photoconducteurs térahertz. En effet, celle-ci doit être la plus élevée possible afin de garantir un faible courant d'obscurité par rapport au photocourant généré ainsi qu'une modulation efficace du photocourant. Cependant, cette résistivité ne doit pas être la conséquence d'une mauvaise mobilité, ce qui aurait aussi pour effet de diminuer le photocourant. On cherche donc des semi-conducteurs dont le nombre de porteurs résiduels dans la bande de conduction est faible. De plus, la mobilité des porteurs doit être élevée afin de maximiser le photocourant sous illumination.

Afin de caractériser nos échantillons en mobilité et en densité de porteurs résiduels,

nous avons effectué des mesures de mobilités par effet Hall, et des mesures de résistivité en utilisant la méthode de Van der Pauw.

Nous avons également mis en œuvre une autre technique de caractérisation qui consiste à mesurer les propriétés résistives directement sur l'échantillon.

2.3.5.1 Mesures de mobilité et de résistivité

Nous avons procédé à la caractérisation des échantillons d' $\text{In}_{.23}\text{Ga}_{.77}\text{As}$ META, BT2, BT5 et BT6 non recuits et recuits à 600°C . A partir des plaques épitaxiées, des carrés de 7×7 mm ont été clivés puis éventuellement recuits. Pour chaque échantillon, les contacts électriques ont été réalisés en disposant une demi-bille d'Indium à chaque coin. On effectue ensuite un recuit à 390°C pendant 5 minutes afin de faire diffuser l'Indium dans les substrats et former ainsi des contacts Ohmique.

Les mesures de résistivité (méthode de Van der Pauw) et de mobilité (effet Hall) ont été réalisées sur un banc Accent HL5500PC.

Échantillon META

La caractérisation de l'échantillon d' InGaAs "haute température" sur substrat métamorphique recuit (échantillon META), permet de vérifier le rôle de la couche métamorphique. Cette couche tampon doit permettre d'épitaxier des couches d' $\text{In}_{.23}\text{Ga}_{.77}\text{As}$ de bonne qualité cristallographique, ce qui est synonyme de haute mobilité pour les porteurs résiduels.

Les résultats obtenus pour l'échantillon META recuit, indiquent une mobilité de $4930 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ et une densité de porteurs moyenne (électrons dans ce cas) de $1,02 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$.

La mobilité, relativement élevée, confirme les qualités cristallographiques de la couche (voir la caractérisation DDX de cet échantillon en section 2.3.2.2). Le résiduel de type n , indique que des dopants de type donneur sont présents avec une concentration au moins égale à celle du nombre de porteurs résiduels. Or d'après le modèle que nous avons utilisé pour calculer la mobilité à partir de la concentration d'impuretés (*cf* annexe D), nous aurions dû obtenir une mobilité de l'ordre de $6500 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ pour une telle concentration d'impuretés (*cf* figure D.1). Nous en déduisons que la concentration d'impuretés dans la couche d' $\text{In}_{.23}\text{Ga}_{.77}\text{As}$ de l'échantillon META est plus élevée et de l'ordre de 10^{17} cm^{-3} .

Malgré une densité résiduelle de porteurs relativement faible, la résistivité de $0,12 \Omega \cdot \text{cm}$ de cette couche est très faible comparativement aux résistivités obtenues avec les matériaux épitaxiés à basse température.

Autres échantillons

Paradoxalement, les mesures effectuées sur les échantillons épitaxiés à basse température (y compris ceux dopés au Be) ont tous donné des résultats identiques, tant au niveau de la mobilité ($\sim 2800 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$) qu'au niveau des densités de porteurs résiduelles. Nous nous attendions, en effet, à ce que la mobilité décroisse avec la température de croissance puisque :

- la qualité cristallographique baisse avec la température de croissance (*cf* les caractérisations DDX en section 2.3.2.3 page 105),
- la densité de donneurs profonds augmente avec la baisse de la température de croissance (*cf* les caractérisations IR en section 2.3.3.5 page 115).

Ces résultats peuvent être expliqués par la composition de la couche métamorphique ainsi que par le type de contact utilisé pour réaliser les mesures. En effet, le "buffer" métamorphique se compose d'une couche à gradient d'Indium et d'une couche de $0,5 \mu\text{m}$ d'épaisseur d' $\text{In}_{.23}\text{Ga}_{.77}\text{As}$ épitaxiée à "haute température" (*cf* section 2.1.2.2 page 84). Les bonnes propriétés conductrices de la couche HT ont été mesurées précédemment. La croissance basse température est ensuite réalisée sur cette couche. Or, les contacts électriques réalisés à base d'Indium sont des contacts diffusés sur une grande profondeur ($> 100 \mu\text{m}$). Ainsi au cours des caractérisations électriques toutes les couches de l'échantillon sont mesurées en parallèle. La conséquence est une mesure systématique de la couche haute température sur tous les échantillons, mesure qui aboutit donc à des résultats globalement similaires pour tous les échantillons.

Les mesures de mobilité sur les échantillons épitaxiés sur substrat métamorphique ne sont donc pas pertinentes. L'utilisation d'un autre type d'alliage pour réaliser les contacts pourrait s'avérer plus adaptée : par exemple les alliages à base d'Or et de Germanium diffusant faiblement (quelques centaines de nanomètres) éviteraient de sonder l'échantillon trop profondément. Ce type de contact nécessite cependant une technologie plus lourde afin de réaliser des dépôts localisés, que nous n'avons pas pu mettre en œuvre au cours de cette thèse.

2.3.5.2 Mesures directes sur substrat

Pour palier le problème que nous venons d'évoquer, nous avons mesuré le courant obtenu en appliquant une tension de 20 V entre deux pointes, écartées d'environ 1,3 mm, en contact direct avec la face épitaxiée des échantillons. Cette méthode ne permet donc pas d'obtenir des valeurs absolues de résistivité. Cependant, on obtient ainsi une valeur qui permet de comparer les différents échantillons entre eux et de quantifier les effets

des différents paramètres de croissance. De plus, cette technique est très simple à mettre en place et permet un diagnostic rapide des différents échantillons dès la sortie du bâti de croissance.

Il est cependant peu probable que l'on sonde uniquement la couche supérieure, les lignes de champ électrique s'étendant profondément dans le matériau. Les caractéristiques courant/tension obtenues avec cette technique sont fortement non-linéaires et peuvent avoir deux causes :

- la nature éventuelle Schottky des contacts,
- un phénomène de saturation électrique de la couche BT qui permet alors une conduction à travers la couche HT.

Les mesures que nous avons pu effectuer sur les composants réalisés à partir de ces différents échantillons, nous ont permis de déduire qu'une résistivité supérieure à 10 M Ω (mesurée sous 20 V) était souhaitable afin d'obtenir des photocourants d'obscurité suffisamment faibles.

• Influence de la température de croissance sur les échantillons d'InGaAs-BT :

Les résultats obtenus pour les échantillons d'InGaAs BT1 BT2 et BT3 sont résumés dans le tableau 2.10.

In _{0.23} Ga _{0.77} As-BT non-dopé			
	BT1 $T_{tc}=430\text{ }^{\circ}\text{C}$	BT2 $T_{tc}=380\text{ }^{\circ}\text{C}$	BT3 $T_{tc}=330\text{ }^{\circ}\text{C}$
Recuit	$\rho (\times 10^6 \Omega)$		
-	< 0,005	< 0,005	0,006
600°C	< 0,005	0,107	3.390
700°C	< 0,005	0,511	5.882

TAB. 2.10: Mesures de résistivité réalisées directement sur les échantillons d'In_{0.23}Ga_{0.77}As-BT non dopés. On s'intéresse ici à l'influence de la température de croissance T_{tc} , et à l'influence de la température du recuit. Les valeurs de résistivité indiquées correspondent au rapport entre la tension appliquée (20 V) et le courant mesuré.

Avant recuit : Lorsque la température de croissance diminue, la résistivité des échantillons augmente. On peut supposer que cette augmentation est liée à une diminution

de la mobilité des porteurs dans la couche BT. En effet, les mesures d'absorption IR ont montré que la densité de défauts augmentait avec la baisse de T_{tc} ce qui a pour effet de diminuer la mobilité. De plus, les mesures de DDX ont mis en évidence une forte dégradation de la qualité cristalline avec la baisse de la température de croissance.

Après recuit : La résistivité des échantillons augmente sensiblement. La résistivité est d'autant plus grande que la température de croissance est basse. Les mesures d'absorption IR ont montré que le nombre de donneurs profonds diminuait fortement avec le recuit (sous le seuil de sensibilité du spectromètre IR). On pourrait supposer que cette diminution de N_{dd} entraîne une diminution du nombre de porteurs thermiquement ionisés dans la bande de conduction et donc une augmentation de la résistivité. Cependant ce raisonnement implique que c'est l'échantillon présentant la concentration de donneurs profonds la plus faible qui doit être le plus résistif : $\rho_{BT1} > \rho_{BT2} > \rho_{BT3}$, or c'est l'inverse que l'on observe.

Cette augmentation de résistivité pourrait être attribuée à la formation de précipités d'Arsenic dans le matériau. En effet dans le GaAs-BT, Warren et *al* [208, 209] ont émis l'hypothèse que la résistivité du GaAs-BT recuit était liée à l'apparition de zones de désertion de type Schottky autour de ces précipités. Or, la présence de précipités d'Arsenic dans l'InGaAs-BT après recuit à été confirmée par Ibbetson et *al* pour des températures de recuit supérieures à 500°C [91].

Pour résumer :

Aucun de ces échantillons ne présente la résistivité nécessaire (10 M Ω) pour la réalisation de photomélangeurs à faible courant d'obscurité. Même en utilisant les matériaux épitaxiés à la plus basse température (BT3) et recuits à 700°C, la résistivité est insuffisante.

• **Influence du dopage au Béryllium sur les échantillons d'InGaAs-BT :**

Les résultats obtenus pour les échantillons d'InGaAs BT2 BT5 et BT6 sont résumés dans le tableau 2.11.

Avant recuit : L'influence du dopage est faible, la résistivité augmente avec le dopage. Nous attribuons cet effet à l'augmentation de l'ionisation des donneurs profonds, ce qui entraîne une baisse de n_{dd} et par conséquent une diminution du nombre de porteurs thermiquement ionisés. Cet effet est faible pour l'échantillon BT5. Il est plus prononcé sur l'échantillon BT6. En effet, nos mesures "pompe/sonde" ont montré le dopage 10^{18} cm^{-3} sur le matériau non recuit permet d'ioniser la majorité des donneurs profonds.

In _{0.23} Ga _{0.77} As-BT			
$T_{tc}=380\text{ °C}$			
	BT2 non-dopé	BT5 10^{17} cm^{-3}	BT6 10^{18} cm^{-3}
Recuit	$\rho (\times 10^6 \Omega)$		
-	< 0,005	< 0,005	0,016
600 °C	0,107	0,307	200
700 °C	0,511	4,166	40

TAB. 2.11: Mesures de résistivité réalisées directement sur les échantillons d'In_{0.23}Ga_{0.77}As-BT dopés au Béryllium. On s'intéresse ici à l'influence de la densité du dopage, et à l'influence de la température du recuit. Les valeurs de résistivité indiquées correspondent au rapport entre la tension appliquée (20 V) et le courant mesuré.

Après recuit : La résistivité de l'échantillon BT5 est sensiblement améliorée par rapport à celle de l'échantillon BT2 non dopé. Puisque les mesures "pompe/sonde" indiquent que le taux d'ionisation de ces 2 échantillons est globalement identique après recuit (*cf* section 2.3.4.4 page 123), celui-ci ne peut pas être responsable de la différence de résistivité.

Pour expliquer ce résultat, nous avons formulé l'hypothèse suivante : une partie du Béryllium diffuse dans la couche HT au cours du recuit, dopant ainsi légèrement cette couche avec des accepteurs. Cette couche possédant initialement une conduction de type *n* et une bonne mobilité se serait transformée en couche avec une conduction de type *p*. Or les trous étant beaucoup moins mobiles, la résistivité de cette couche HT aurait pu augmenter. Mais deux mesures infirment cette hypothèse :

- les mesures de résistivité et de mobilité Hall (dont les résultats sont liés aux propriétés de la couche HT) n'ont pas révélé de changement de nature de porteur ni de variation de la mobilité pour les échantillons BT5 et BT6 après recuit,
- des mesures SIMS⁵ n'ont pas révélé de trace de Béryllium dans cette couche après recuit.

Actuellement nous n'avons pas d'explication concernant l'augmentation de la résistivité de l'échantillon BT5 après recuit.

Pour l'échantillon BT6, les mesures "pompes/sondes" ont montré que les donneurs profonds sont complètement ionisés après un recuit à 600 °C (*cf* section 2.3.4.4 page 123). On s'attendrait donc à observer un excès d'accepteurs et donc une conduction de type *p*

⁵En anglais : Secondary Ion Mass Spectrometry (Spectrométrie de masse à ionisation secondaire)

dans la couche BT : ceci aurait impliqué une résistivité plus faible de l'échantillon [108]. Au contraire, après un recuit à 600°C on observe une très forte augmentation de la résistivité de l'échantillon BT6. Nous attribuons cette augmentation à l'apparition d'une jonction pn le long des lignes de champ entre la couche BT (de type p) et la couche HT (de type n) (*cf* figure 2.31). Ce type de jonction, équivalent à deux diodes montées "têtes bèches" limite le passage du courant dans la couche HT. Nous mesurons donc uniquement la résistivité de la couche BT.

Un recuit à 700°C diminue d'avantage le nombre de donneurs profonds, et augmente le dopage p de la couche BT. Ceci se traduit alors par une baisse de la résistivité.

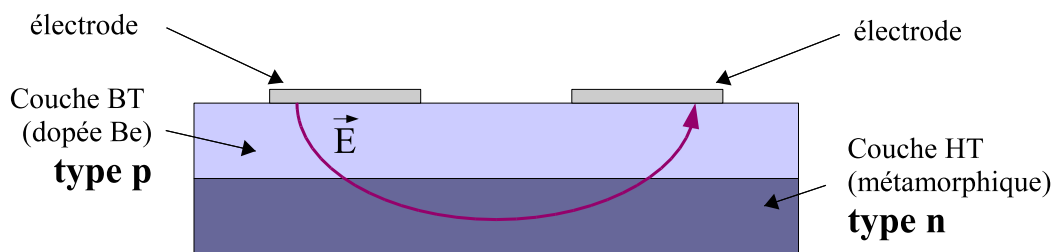


FIG. 2.31: Jonction de type pn (vue de côté) limitant le passage du courant dans la couche HT du métamorphique (couche tampon).

Pour résumer :

Seul l'échantillon dopé avec une concentration de 10^{18} cm^{-3} de Béryllium et recuit à 600°C ou 700°C présente la résistivité nécessaire pour la réalisation de photomélangeurs.

• Mesures sur l'échantillon d'InGaAsN :

Les résultats obtenus en fonction de la température de recuit sont résumés dans le tableau 2.12.

InGaAsN			
non recuit	recuit 600°C	recuit 700°C	recuit 800°C
$\rho (\times 10^6 \Omega)$			
> 200	> 200	1,653	0,015

TAB. 2.12: Mesures de résistivité réalisées directement sur les échantillons d'InGaAsN. On s'intéresse ici à l'influence de la température de recuit.

L'échantillon présente une résistivité bien supérieure à celle des échantillons d'InGaAs-BT. Contrairement aux matériaux épitaxiés à basse température, cette résistivité diminue avec la température de recuit. Pour les échantillons recuits à 700°C et 800°C la résistivité n'est alors plus suffisante pour permettre la réalisation de photomélangeurs. On remarque que c'est pour ces températures de recuit que l'on avait vu apparaître un deuxième temps caractéristique plus long sur les mesures "pompe/sonde" (cf section 2.3.4.6 page 130).

On peut donc en déduire que cette diminution de résistivité est liée à la modification du type de pièges dans l'InGaAsN.

- **Conclusions des caractérisations électriques :**

De tous les échantillons d'InGaAs-BT épitaxiés, seul celui dopé avec 10^{18} cm^{-3} de Béryllium présente la résistivité nécessaire pour une utilisation en photomélangé térahertz continu. Nous supposons en effet qu'un tel dopage permet de réaliser une jonction de type *pnp* bloquant ainsi les courants de fuite en provenance du substrat métamorphique.

Pour limiter ces courants de fuite il serait cependant souhaitable de recourir à une autre technique que le dopage au Béryllium : celui-ci a un effet défavorable sur le temps de vie des trous, réduisant *in fine* les performances des photomélangeurs. Plus simplement, on pourrait envisager de supprimer la couche HT du "buffer" métamorphique (couche dont nous avons montré les très bonnes qualités électriques), et ainsi augmenter la résistivité de l'ensemble des échantillons.

A plus long terme, afin d'éliminer ce type de problème, on pourrait envisager le report de la couche active [49, 50] sur des matériaux isolants de bonne conductivité thermique et transparents aux fréquences THz. Par exemple, outre la suppression des courants de fuite, un report sur substrat de saphir permettrait d'augmenter très fortement les performances thermiques du photomélangeur.

2.3.6 Synthèse des caractérisations

- **DDX :**

La caractérisation par DDX montre que l'on peut obtenir une bonne qualité structurale des couches d'In_{0.23}Ga_{0.77}As grâce à l'utilisation d'une couche tampon métamorphique. Pour des croissances à basse température, la qualité cristalline de ces couches se dégrade rapidement avec la baisse de la température de croissance.

Contrairement à ce qui est observé sur des couches de GaAs-BT, l'influence de la température de croissance sur le paramètre de maille est difficile à mettre en évidence. Cette difficulté tient au fait que d'autres effets parasites peuvent modifier le paramètre

de maille : citons notamment les variations de concentration en Indium d'un échantillon à l'autre, ainsi que de probables contraintes résiduelles non relaxées.

La dégradation de la qualité cristalline préjuge d'une baisse des performances des photomélangeurs à base d'InGaAs-BT (comparées aux photomélangeurs à base de GaAs-BT) puisque qu'elle entraîne probablement une diminution de la mobilité électronique et de la conductivité thermique. Ces deux effets ont pour conséquence une augmentation de la température du composant lors du passage du photocourant (effet Joule) et donc une diminution de son seuil de destruction.

• Absorption IR :

La mesure de l'absorption IR pour les énergies inférieures à l'énergie de la bande interdite permet de mesurer la densité d'accepteurs N_a , celle des donneurs profonds N_{dd} , ainsi que l'énergie d'ionisation des pièges E_{dd} .

Pour le **GaAs-BT** non recuit, les mesures obtenues pour N_{dd} sont cohérentes avec celles obtenues en DDX $N_{dd} \approx 4.10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Pour les matériaux non recuits, la mesure de la densité d'accepteurs est difficile car elle est trop faible par rapport à celles des donneurs.

Après un recuit à 600°C , on a évalué N_{dd} à $6.10^{18} \text{ cm}^{-3}$ et N_a à $2,7.10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ce qui signifie qu'environ la moitié des donneurs profonds est ionisée.

Pour l'**InGaAs-BT**, cette technique montre que dans le cas de conditions de croissance identiques à celle du GaAs-BT, l'absorption IR est beaucoup plus faible. Ceci témoigne d'une incorporation d'Arsenic en antisite beaucoup moins efficace que dans le GaAs-BT.

Avant recuit, on a estimé que N_{dd} est de $\sim 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, soit un ordre de grandeur de moins que ce que l'on a mesuré dans le GaAs-BT. Une estimation plus précise n'est actuellement pas possible car les sections efficaces d'absorption IR des pièges de l' $\text{In}_{.23}\text{Ga}_{.77}\text{As-BT}$ ne sont pas connues.

Par ailleurs, on observe une augmentation de l'absorption IR lorsque la température d'épitaxie diminue. Ce qui traduit une augmentation de la densité de donneurs profonds.

L'énergie d'ionisation des donneurs profonds E_{dd} a été mesurée à $\sim 360 \text{ meV}$. Ce résultat est cohérent avec l'hypothèse que nous avons formulée : l'énergie entre la bande de valence et celle des donneurs profonds est constante quelle que soit la fraction d'Indium incorporée.

Après recuit, on observe une forte diminution de l'absorption IR des échantillons d' $\text{In}_{.23}\text{Ga}_{.77}\text{As-BT}$. La quantité de pièges résultante n'est pas quantifiable avec cette technique de mesure car elle est inférieure au seuil de sensibilité de notre dispositif expérimental. Nous interprétons cette diminution d'absorption par la précipitation des atomes d'Arsenic en antisite, comme dans le cas du recuit du GaAs-BT .

Compte tenu de la faible quantité de pièges incorporés dans les échantillons l'InGaAs-BT , on s'attend à ce que le temps de vie des porteurs dans ces échantillons soit bien plus long que ceux dans l'échantillon de GaAs-BT de référence, ce qui réduirait les performances de ces photomélangeurs. En effet, aux fréquences térahertz, une augmentation du temps de vie engendre un accroissement du photocourant continu par rapport au photocourant modulé, limitant ainsi les performances du photomélangeur.

- **Mesures "pompe/sonde" :**

Les mesures de temps de vie réalisées avec un dispositif expérimental de photoréflectance (de type "pompe/sonde") ont montré que les temps de vie mesurés dans le GaAs-BT recuit à 600°C étaient cohérents avec les densités de pièges estimés par la méthode d'absorption IR. Ce n'est pas le cas pour les échantillons d' InGaAs-BT où les densités d'accepteurs ont été surestimées.

La comparaison des temps de vie des électrons après un recuit à 600°C entre l'échantillon de GaAs-BT (3,2 ps) et celui d' $\text{In}_{.23}\text{Ga}_{.77}\text{As-BT}$ (8,3 ps) épitaxiés dans les mêmes conditions, met en évidence un taux d'ionisation des pièges plus faible dans l' InGaAs-BT , ce qui confirme la tendance observée lors des caractérisations de transmission IR.

Le dopage au Béryllium permet de diminuer le temps de vie des électrons des échantillons recuits et non-recuits, même pour les faibles densités de dopage (10^{17} cm^{-3}). A partir des dopages au Béryllium effectués et des effets observés sur le temps de vie, on a pu en déduire les densités de pièges pour l' $\text{In}_{.23}\text{Ga}_{.77}\text{As-BT}$ épitaxié à 380°C (BT2). On estime que pour l'échantillon non recuit on a $N_{dd} \approx 1,1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ et $N_a \approx 1,2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Avant recuit, le dopage au Béryllium permet alors d'augmenter algébriquement la densité initiale d'accepteurs. Après le recuit certaines lacunes de Gallium peuvent être comblées par des atomes de Béryllium, ce qui limite l'efficacité du dopage pour les faibles concentrations de Béryllium.

Si le dopage au Béryllium permet de réduire le temps de vie des électrons, il faut noter qu'en contrepartie, le temps de vie des trous augmente fortement. Ceci a une conséquence importante sur les performances des photomélangeurs térahertz continu. Comme nous le verrons dans le chapitre suivant (*cf* section 3.1.5), cet allongement du

temps de vie des trous engendre un photocourant continu de trous qui est bien supérieur à celui des électrons. Il en résulte un échauffement important du composant par effet joule qui peut entraîner la destruction du composant, limitant ainsi ses performances.

- **Caractérisations électriques**

Les mesures de mobilité sur les couches épitaxiées dans des conditions thermodynamiques classiques (couches HT) ont confirmé la bonne qualité cristalline de l'InGaAs sur substrat métamorphique.

Comme pour le GaAs-BT, la résistivité des couches d'InGaAs-BT augmente avec le recuit sans pour autant être suffisante pour permettre la réalisation de photomélangeurs térahertz. Cette augmentation de résistivité ne peut pas être uniquement expliquée par la diminution du nombre de porteurs thermiques dans la bande de conduction. Elle est aussi probablement imputable à la formation de précipités d'Arsenic, comme dans le cas du GaAs-BT.

La résistivité insuffisante de nos échantillons d'InGaAs-BT a été attribuée aux courants de fuite transitant par la couche HT du "buffer" métamorphique. Dans le cas de la couche dopée au Be $1.10^{18} \text{ cm}^{-3}$ la sur-compensation entraîne un résiduel de type *p*. Celui-ci permet la formation d'une structure *pn*p avec le "buffer", limitant ainsi les courants de fuite.

InGaAsN

Enfin, les mesures effectuées sur l'échantillon d'InGaAsN ont montré que pour ce matériau non recuit, voire faiblement recuit (600°C), la résistivité et le temps de vie ($\sim 1 \text{ ps}$ et 2 ps) sont compatibles avec une utilisation en photomélange THz.

2.4 Conclusions

La résistivité et le temps de vie des matériaux photoconducteurs sont les paramètres clef permettant la réalisation de photomélangeurs térahertz. Ce chapitre a été consacré à la recherche d'un matériau répondant à ces spécifications, tout en assurant une compatibilité optique avec des sources lasers émettant à $\lambda \approx 1\mu\text{m}$. Nous nous sommes orientés vers des semi-conducteurs d'InGaAs épitaxiés à basse température et d'InGaAsN.

Nous avons développé un modèle permettant de calculer le temps de vie des électrons et des trous, ainsi que les densités résiduelles de porteurs dans les bandes de valence et de conduction. Ce modèle a permis de mettre en évidence la différence de temps de vie qui peut exister entre les électrons et les trous.

Appliqué à l' $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As-BT}$, ce modèle a permis de montrer que la diminution de l'énergie de la bande interdite, que nous avons traduit par une diminution de l'énergie d'ionisation des pièges profonds, entraînait une augmentation de la concentration d'électrons thermiquement activés dans la bande de conduction. On observe alors une diminution de la résistivité de la couche BT, diminution qui s'oppose à une modulation optique efficace du photocourant dans le photomélangeur.

Nous avons également montré que pour une composition de 23 % d'Indium (qui permet une absorption de photons de $\lambda \leq 1\mu\text{m}$) la résistivité et le temps de vie des porteurs sont compatibles avec la réalisation de photomélangeurs térahertz. Du point de vue technologique, cette stœchiométrie impose l'utilisation de "buffer" métamorphique afin de permettre une croissance adaptée en maille et d'obtenir une bonne qualité cristalline.

Nous avons étudié l'influence de la température de croissance, du dopage au Béryllium, ainsi que les effets du recuit sur les propriétés physiques d'échantillons d' $\text{In}_{.23}\text{Ga}_{.77}\text{As-BT}$ épitaxiés sur substrat métamorphique. Nous avons comparé ces propriétés à celles d'un échantillon de GaAs-BT épitaxié dans les mêmes conditions.

Nous avons montré que, pour des conditions de croissance identique, l'incorporation d'Arsenic en antisite était bien moins efficace dans l'InGaAs-BT que dans le GaAs-BT. D'autre part, le dopage au Béryllium permet d'augmenter efficacement le nombre de pièges profonds ionisés et par conséquent de diminuer le temps de vie des électrons. Les mesures de temps de vie effectuées sont en accord avec le modèle développé en première partie de ce chapitre. Ce gain se fait néanmoins au détriment du temps de vie des trous qui augmente considérablement. Il en résultera un photocourant de trous important qui provoquera un échauffement du composant par

effet Joule limitant ainsi les performances du photomélangeur.

Au cours des caractérisations électriques des échantillons d'InGaAs-BT, nous avons mis en évidence la présence de courants de fuite importants dans la couche métamorphique. Ces courants réduisent très fortement la résistivité des échantillons, interdisant ainsi toute utilisation en photomélange. Nous supposons que le dopage au Béryllium de la couche photoconductrice a permis de réaliser des jonctions de type *pn*p limitant le passage du photocourant dans le substrat métamorphique.

En conclusion seule la couche d'In_{0.23}Ga_{0.77}As-BT dopée avec 10^{18} cm^{-3} de Béryllium et recuite à 600°C présente des caractéristiques compatibles avec une utilisation en photomélange THz continu. C'est en effet le seul échantillon étudié qui possède à la fois les caractéristiques nécessaires tant du point de vue de la durée de vie des porteurs que du point de vue de la résistivité électrique.

Perspectives :

À terme, il serait intéressant d'augmenter la résistivité des échantillons et de diminuer le temps de vie des électrons sans avoir recours au dopage Béryllium. En effet, celui-ci entraîne une augmentation du temps de vie des trous, ce qui engendre un photocourants trop important, limitant finalement les performances du photomélangeur.

La suppression de la couche HT dans le "buffer" métamorphique (couche responsable du courant de fuite) devrait permettre d'augmenter significativement la résistivité des échantillons. Une autre solution, plus radicale, mais plus difficile à mettre en œuvre, pourrait aussi être envisagée. Elle consiste à reporter uniquement la couche photoconductrice sur un substrat de bonne conductivité thermique et électriquement isolant (quartz ou saphir par exemple).

D'autre part, afin de compenser l'inefficacité de l'incorporation d'Arsenic dans l'InGaAs-BT (de manière à réduire le temps de vie des porteurs), une baisse de la température d'épitaxie serait souhaitable. On a vu cependant que cette baisse entraîne une dégradation significative de la qualité cristalline, notamment parce que les dislocations sont moins mobiles à basse température. C'est pourquoi nous préconiserions de travailler à la même température (380°C, voire plus) et d'augmenter le rapport V-III afin d'obtenir des densités de pièges plus élevées.

Chapitre 3

Génération de TéraHertz par photomélangé

Les photomélangeurs sont des composants optiques hétérodynes qui permettent la génération d'une onde électromagnétique térahertz à partir de deux ondes optiques de longueurs d'onde légèrement différentes. En général, la longueur d'onde de ces sources se situe dans le visible ou dans l'infrarouge (IR). Le principe de conversion repose sur la détection de l'interférence temporelle créée par les deux faisceaux optiques [52], la différence de fréquence entre ces deux ondes correspondant à la fréquence térahertz que l'on souhaite générer.

La partie active des photomélangeurs est constituée d'un élément semi-conducteur dont la résistivité est modulée à très haute fréquence. C'est la détection quadratique de l'interférence temporelle créée par les deux sources infrarouge qui permet cette modulation. Cette partie active du composant se présente généralement sous la forme d'un photoconducteur à durée de vie de porteurs très courte (≤ 1 ps). Cela permet en effet d'atteindre les vitesses de réponse nécessaires à la génération d'ondes térahertz.

Le photoconducteur est généralement du type Métal-semi-conducteur-Métal [41] (MSM) : deux électrodes métalliques sont déposées sur un semi-conducteur non-dopé, l'application d'une différence de potentiel entre ces électrodes permet l'établissement d'un champ électrique dans le semi-conducteur. Les photons incidents, émis par les deux sources optiques, sont absorbés dans l'espace inter-électrodes créant ainsi des porteurs (électrons et trous). Ils dérivent alors sous l'influence du champ électrique donnant naissance à un photocourant. C'est la détection simultanée des deux signaux optiques qui permet l'apparition d'une composante modulée du photocourant. Cette composante sert de source d'excitation de l'antenne, qui rayonne alors un champ électromagnétique THz en espace libre (*cf* figure 3.1).

La maîtrise des propriétés optiques des deux sources permet donc de contrôler les

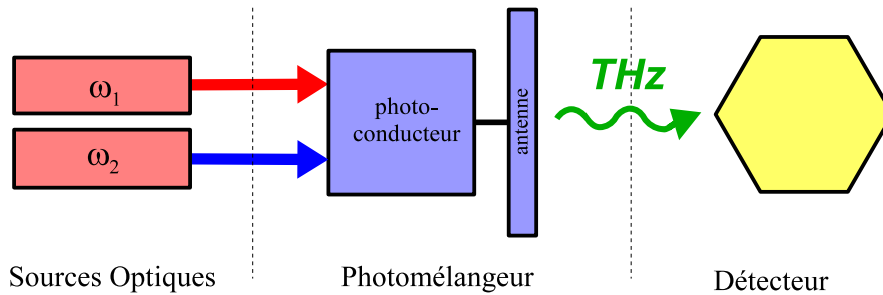


FIG. 3.1: Chaîne de génération térahertz par photomélange. Dans le cadre de cette thèse, nous avons remplacé les deux sources optiques indépendantes par un laser bi-fréquence.

caractéristiques (fréquence et pureté spectrale) du signal généré. L'utilisation d'une antenne large bande ainsi que de lasers accordables et stables permet de générer un signal accordable de bonne pureté spectrale. Cette technique, qui fonctionne à température ambiante, ne nécessite pas de refroidissement cryogénique.

Elle a été utilisée pour la première fois, pour la génération continue de signaux de 0 à 3,8 THz, par Brown et *al* [26] en utilisant deux lasers Ti:Al₂O₃ CW associés à un photomélangeur ultra-rapide de GaAs épitaxié à basse température. Depuis, la technique a été améliorée et optimisée [56, 73] et les résultats obtenus sont compatibles avec une utilisation comme oscillateur local dans une chaîne de détection hétérodyne. Cependant, l'encombrement des sources optiques, leurs coûts, ou leurs faibles qualités spectrales ont limité la généralisation de cette technique.

Afin de permettre l'utilisation de sources optiques plus compactes, plus répandues et moins onéreuses, on a envisagé l'utilisation de matériaux photoconducteurs dont l'énergie de bande interdite est compatible avec une illumination à $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$. Citons notamment l'irradiation ionique d'une couche photoconductrice d'In_{0.53}Ga_{0.47}As [132, 98, 40] qui a donné des résultats prometteurs. Néanmoins, les niveaux de puissance générés aujourd'hui demeurent insuffisants.

Depuis peu, des photodiodes à 1,55 μm sont utilisées en photomélange térahertz. Pour ce type de composant le temps de réponse (notamment limité par le temps de transit des porteurs à travers la jonction) a longtemps cantonné leur utilisation aux applications télécom. Récemment, l'utilisation de photodiodes de type UTC¹ [94] a permis de réduire notablement les temps de transit. Ainsi, en photomélangement THz, des puissances supérieures à celles émises par des photoconducteurs de GaAs-BT ont été

¹En anglais : Uni-Traveling-Carrier (Photodiode à un seul type de porteur dérivant)

générées avec des photodiodes UTC [148, 95]. La réalisation de ce type de composant est cependant très compliquée : elle nécessite une optimisation délicate de l'épaisseur des couches épitaxiées et de leurs dopages ainsi que l'utilisation de techniques de lithographie et de gravures complexes. En comparaison, la réalisation et donc le coût de photomélangeurs à base de photoconducteurs est extrêmement simple .

Dans cette thèse, nous proposons une approche originale : nous utiliserons la longueur d'onde intermédiaire de $1 \mu\text{m}$ pour éclairer un photoconducteur adapté. Le chapitre 1 a décrit la réalisation de lasers bi-fréquence compacts émettant autour de $\lambda \approx 1 \mu\text{m}$. Le chapitre 2 a été consacré au développement d'un matériau photoconducteur dont l'énergie de bande interdite est compatible avec une illumination à $\lambda > 1,1 \mu\text{m}$ ($\text{In}_{.23}\text{Ga}_{.77}\text{As-BT}$ et $\text{In}_{.07}\text{GaAsN}_{0.022}$). Ce chapitre est consacré à la génération de térahertz par photomélangement mettant en œuvre ces deux briques technologiques.

Dans un premier temps, nous nous intéresserons à la théorie du photomélangement afin de modéliser et d'optimiser les performances du photomélangeur. Dans un deuxième temps, nous détaillerons les réalisations expérimentales et les résultats que nous avons obtenus pour les différents types de photomélangeurs utilisés.

3.1 Modélisation du photomélangeur

La modélisation du fonctionnement d'un photomélangeur peut se faire en plusieurs étapes. Premièrement nous calculerons le photocourant (continu et modulé) généré dans le photoconducteur sous éclairage. Nous modéliserons ensuite l'interaction électrique de ce photocourant avec la structure physique du photomélangeur : c'est la réponse externe. Puis, nous évoquerons comment le courant modulé excite l'antenne qui rayonne alors un champ électromagnétique térahertz.

À l'aide du modèle développé, nous calculerons ensuite le temps de vie optimum des porteurs afin de maximiser la puissance térahertz rayonnée. Puis nous nous intéresserons à l'effet des trous sur le comportement du photomélangeur avant d'aborder dans une dernière partie les problèmes liés aux optiques térahertz (calcul de la partie collectée du rayonnement généré).

D'une manière générale, dans cette section nous analyserons les sources d'erreurs dans les calculs afin d'expliquer et de quantifier les écarts souvent constatés entre les mesures et le modèle simplifié.

3.1.1 Calcul du photocourant

Les photoconducteurs sont souvent utilisés pour leur gain de photoconduction. En effet, lorsque le temps de vie des porteurs est supérieur à leur temps de transit dans la structure, les porteurs peuvent être ré-injectés par une des 2 électrodes. Ainsi, pour un photon incident le photo-porteur créé peut contribuer plusieurs fois au photocourant. Ce type d'utilisation impose des contraintes physiques sur le composant :

- les interfaces métal/semi-conducteur doivent permettre l'injection de porteurs, ce qui impose l'utilisation de contacts Ohmiques.
- le temps de vie des porteurs doit être plus long que le temps de transit dans la structure.

Ces deux conditions sont incompatibles avec l'utilisation des photoconducteurs pour des applications aux fréquences térahertz. En effet, le temps de vie des porteurs doit être ≤ 1 ps (*cf* section 3.1.4 page 161), ce qui rend inexistant le gain de photoconduction. Par ailleurs, il est préférable d'utiliser des contacts non-injectants du type Schottky (pour les trous et les électrons) afin de limiter le photocourant d'obscurité qui est dû à l'injection de porteurs par les contacts. La structure de bande d'une telle configuration est présentée figure (3.2).

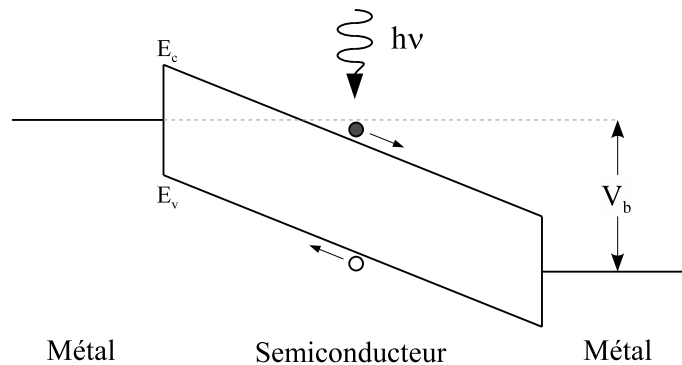


FIG. 3.2: Diagramme de bande d'une structure MSM polarisée par une tension V_b . Les contacts électriques de part et d'autre du photoconducteur sont de type Schottky.

Par la suite, nous considérerons donc dans nos calculs, qu'il n'y a pas d'injection de porteurs par les contacts.

3.1.1.1 Calcul du taux de photogénération des porteurs

Considérons un photoconducteur parallélépipédique pourvu de contacts métalliques de part et d'autre, éclairé sous incidence normale par un flux de photons $\phi_0(t)$ d'énergie $h\nu$ supérieure à l'énergie d'absorption E_{gap} de la bande interdite du photoconducteur

(cf figure 3.3). Le flux de photons incident est égal à :

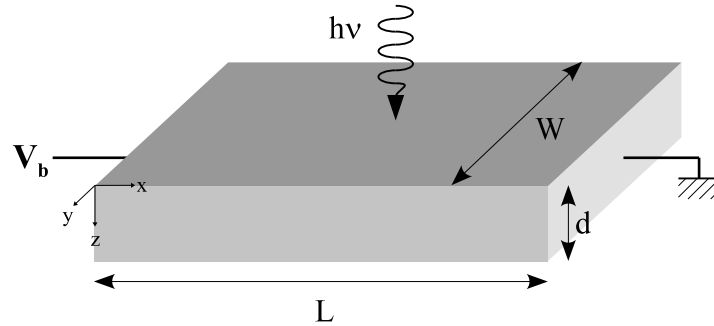


FIG. 3.3: Schéma d'un photoconducteur. Les électrodes sont disposées de part et d'autre du semi-conducteur.

$$\phi_0(t) = P(t) \frac{1}{h\nu} \frac{1}{S_{ecl}} \quad (3.1)$$

Avec $P(t)$ la puissance optique incidente en fonction du temps et S_{ecl} la surface éclairée (qui doit être plus grande que celle du photoconducteur). Après réflexion à l'interface air/semi-conducteur, ce flux est absorbé dans le photoconducteur. À une distance z de la surface, celui-ci s'exprime alors de la manière suivante :

$$\phi(z, t) = \eta_{opt} e^{-\alpha z} \phi_0(t) \quad \text{avec} \quad (3.2)$$

$$\eta_{opt} = (1 - R) \quad (3.3)$$

R étant le coefficient de réflexion à l'interface (égale à 0.32 pour une interface air/GaAs).

Pour chaque photon absorbé, il y a création d'une paire électron/trou. Le taux de photogénération de porteurs G_{op} (en $m^{-3}s^{-1}$) est relié au flux par l'expression suivante :

$$G_{opt}(z, t) = \alpha \phi(z, t) \quad (3.4)$$

où α (en m^{-1}) est le coefficient d'absorption optique dans le semi-conducteur.

Les porteurs ainsi photogénérés dérivent alors sous l'influence du champ électrique appliqué ce qui génère un photocourant.

3.1.1.2 Modèle de continuité

Les équations de continuité décrivent la dynamique de génération et de recombinaison d'une espèce dans un milieu (cf par exemple [197]). Dans le cas d'une approximation statique (on considère que les courants dans le matériau sont nuls), pour les

concentrations d'électrons n et de trous p , ces équations prennent la forme suivante :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = G_{opt}(z, t) - \frac{n}{\tau_e} \quad (3.5)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = G_{opt}(z, t) - \frac{p}{\tau_p} \quad (3.6)$$

τ_e et τ_p sont respectivement le temps de vie des électrons et des trous. Nous avons considéré que la densité de porteurs photogénérés était bien supérieure aux concentrations résiduelles (cas d'un matériau non dopé).

Dans un premier temps, nous ne prendrons pas en compte la contribution des trous au photocourant (Celle-ci sera abordée en section 3.1.5 page 170). En utilisant les équations (3.1) (3.2) (3.4), on obtient donc :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = P(t)\eta_{opt} \alpha e^{-\alpha z} \frac{1}{h\nu} \frac{1}{S_{ecl}} - \frac{n}{\tau_e} \quad (3.7)$$

Dans le cas de l'utilisation d'un faisceau optique bi-fréquence, compte tenu de la réponse quadratique du photomélangeur (c'est-à-dire proportionnelle au carré du champ électrique total incident), nous avons montré au chapitre 1 (*cf* section 1.1 page 33) que la puissance optique vue par le photomélangeur est égale à :

$$P(t) = P_0 [1 + m \cos(\Omega t + \Phi)] \text{ avec } \begin{cases} \Omega = (\omega_1 - \omega_2) \\ \Phi = (\phi_1 - \phi_2) \end{cases} \quad (3.8)$$

où Ω est la différence de pulsation optique entre les deux modes et Φ la différence de phase. La puissance incidente peut être décomposée en une partie indépendante et une partie dépendante du temps. Cette décomposition peut alors être conservée pour la résolution de l'équation différentielle (3.7). La solution globale étant la combinaison de la solution indépendante et la solution dépendante du temps.

Composante continue du photocourant :

Nous cherchons la solution stationnaire indépendante du temps de l'équation (3.7), c'est-à-dire la solution pour laquelle cette équation associée à la partie indépendante du temps de l'équation (4.13), est égale à zéro. On obtient :

$$n = P_0 \eta_{opt} \alpha e^{-\alpha z} \frac{1}{h\nu} \frac{1}{S_{ecl}} \tau_e \quad (3.9)$$

Le courant électrique est égal au flux de porteurs traversant l'électrode collectrice, c'est-à-dire :

$$I_0 = \iint qn v_e dS = \int_0^W \int_0^d qn v_e dy dz \quad (3.10)$$

$$= P_0 \eta_{opt} (1 - e^{-\alpha d}) \frac{q}{h\nu} \frac{W}{S_{ecl}} \tau_e v_e \quad (3.11)$$

où q est la charge élémentaire, et v_e la vitesse de dérive des électrons sous le champ électrique de polarisation. Lorsque celui-ci est faible, cette vitesse est proportionnelle au champ appliqué :

$$v_e = \mu_e E \quad (3.12)$$

$$E = V_b/L \quad (3.13)$$

avec μ_e la mobilité (exprimé en $\text{m}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$) et V_b la tension appliquée aux bornes du photoconducteur.

Composante modulée du photocourant :

En supposant que $\Phi = (\phi_1 - \phi_2) = 0$ dans l'équation (4.13), la partie dépendante du temps de l'équation (3.7) s'écrit :

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{n}{\tau_e} = P_0 \eta \alpha e^{-\alpha z} \frac{1}{h\nu} \frac{1}{S_{ecl}} m \cos(\Omega t) \quad (3.14)$$

Sa résolution en régime stationnaire nous donne [179] :

$$n(t) = P_0 \eta \alpha e^{-\alpha z} \frac{1}{h\nu} \frac{1}{S_{ecl}} \frac{\tau_e}{\sqrt{1 + (\Omega \tau_e)^2}} m \cos(\Omega t - \varphi_e) \quad (3.15)$$

$$\text{avec } \varphi_e = \arctan(\Omega \tau_e) \quad (3.16)$$

En procédant de la même manière que pour le calcul du photocourant continu, l'intégrale du flux de porteurs à travers l'électrode collectrice nous donne :

$$I_\Omega(t) = P_0 \eta_{opt} (1 - e^{-\alpha d}) \frac{q}{h\nu} \frac{W}{S_{ecl}} \frac{\tau_e v_e}{\sqrt{1 + (\Omega \tau_e)^2}} m \cos(\Omega t - \varphi_e) \quad (3.17)$$

Pour résumer :

Le photocourant électronique total généré par le photoconducteur sous éclairage bi-fréquence est égal à $I(t) = I_0 + I_\Omega(t)$, c'est-à-dire d'après les équations (3.11) et (3.17) à :

$$I(t) = I_0 \left(1 + m \frac{\cos(\Omega t - \varphi_e)}{\sqrt{1 + (\Omega \tau_e)^2}} \right) \quad \text{avec } \begin{cases} \Omega = (\omega_1 - \omega_2) \\ \varphi_e = \arctan(\Omega \tau_e) \end{cases} \quad (3.18)$$

$$\text{et } I_0 = P_0 \eta \frac{q}{h\nu} \frac{W}{S_{ecl}} \tau_e v_e \quad \text{et } v_e = \mu_e \frac{V_b}{L} \quad (3.19)$$

Dans ces équations, η représente la baisse de rendement due aux paramètres externes et géométriques :

$$\eta = \eta_{opt}(1 - e^{-\alpha d}) = (1 - R)(1 - e^{-\alpha d}) \quad (3.20)$$

D'après l'équation (3.18), l'amplitude du photocourant modulé (que nous désignerons par I_Ω) est donc proportionnelle au photocourant continu. Le photoconducteur se comporte comme un filtre passe-bas de premier ordre dont la fréquence de coupure à 3 dB (calculée à partir du carré du photocourant) est donnée par l'équation :

$$f_\tau = \frac{1}{2\pi\tau_e} \quad (3.21)$$

Ainsi, pour une bande passante intrinsèque (à 3 dB) de 1 THz, le temps de vie des électrons ne doit pas dépasser 160 fs.

3.1.1.3 Modèle itératif

Le modèle présenté précédemment utilise la version statique des équations de continuité afin de calculer la densité de porteurs photogénérés. Celle-ci est ensuite utilisée pour calculer le flux de porteurs traversant l'électrode. On a donc utilisé un calcul statique pour déduire le comportement dynamique du composant, négligeant ainsi les effets dus à l'extension spatiale du composant dans la direction de propagation des porteurs.

Pour remédier à ce problème, nous avons développé un autre modèle en nous inspirant des travaux de T. Merlet [141]. Ce modèle consiste à calculer les densités de porteurs au niveau des électrodes en intégrant les différentes contributions spatiales du photoconducteur. Le photocourant est ensuite calculé à partir du flux de porteurs traversant l'électrode (*cf* équation 3.10)

Composante continue du photocourant :

A l'instant t , les porteurs présents au niveau de l'électrode collectrice correspondent à l'ensemble des porteurs photogénérés dans le photoconducteur aux instants t' et ayant transité à travers la structure pour arriver en même temps au niveau de l'électrode.

Ces porteurs ont donc été créés entre $t > t' > t - \tau_{tr}$, avec τ_{tr} le transit des porteurs à travers toute la structure : $\tau_{tr} = L/v_e$.

On effectue les hypothèses suivantes :

- les densités photogénérées décroissent exponentiellement avec le temps,
- la vitesse de déplacement des porteurs est uniforme dans la structure,
- le temps de vie est uniforme dans toute la structure,

- les porteurs ne diffusent pas (i.e. la vitesse de diffusion est négligeable devant la vitesse de dérive).

on a alors :

$$n(z) = \int_{t-\tau_{tr}}^t e^{-(t-t')/\tau_e} G_{opt}(z) dt' \quad (3.22)$$

où τ_e correspond au temps de vie des porteurs, et $G_{opt}(z)$ au taux de génération continu. La résolution de cette intégrale nous donne :

$$n(z) = G_{opt}(z) \tau_e \left(1 - e^{-L/(v_e \tau_e)}\right) \quad (3.23)$$

On en déduit le photocourant continu :

$$I_0 = P_0 \eta \frac{q}{h\nu} \frac{W}{S_{ecl}} \tau_e v_e \left(1 - e^{-L/(v_e \tau_e)}\right) \quad (3.24)$$

on retrouve le résultat obtenu avec le modèle de continuité au facteur $1 - e^{-L/(v_e \tau_e)}$ près. Ce facteur rend compte de la dimension longitudinale du photoconducteur.

Lorsque le temps de vie est très court par rapport au temps de transit (ce qui est le cas dans un photoconducteur térahertz), on a alors :

$$\lim_{\tau_e/\tau_{tr} \rightarrow 0} \tau_e \left(1 - e^{-L/(v_e \tau_e)}\right) = \tau_e \quad (3.25)$$

Dans ce cas, la longueur caractéristique de déplacement d'un porteur $\tau_e v_e$ étant bien plus petite que la longueur L , la dimension longitudinale du composant n'a donc plus d'influence sur sa réponse. C'est ce qui explique que l'on retrouve alors exactement le résultat du modèle de continuité (*cf* équation 3.11).

Lorsque le temps de vie est bien plus important que le temps de transit, on a alors :

$$\lim_{\tau_e/\tau_{tr} \rightarrow +\infty} \tau_e \left(1 - e^{-L/(v_e \tau_e)}\right) = \tau_{tr} \quad (3.26)$$

Ce sont ici les dimensions géométriques du photoconducteur (donc le temps de transit τ_{tr}) qui limitent la réponse continue du composant.

Composante modulée du photocourant :

On peut effectuer le calcul précédent en utilisant le taux de génération dépendant

du temps. On obtient :

$$\begin{aligned}
n(t, z) &= \int_{t-\tau_{tr}}^t e^{-(t-t')/\tau_e} G_{opt}(t, z) dt' \\
&= \int_{t-\tau_{tr}}^t e^{-(t-t')/\tau_e} G_{opt}(z) \cos(\Omega t) dt' \\
&= G_{opt}(z) \frac{1}{1/\tau_e^2 + \Omega^2} \left[\frac{1}{\tau_e} \cos(\Omega t') + \Omega \sin(\Omega t') \right]_{t-\tau_{tr}}^t \\
&= \frac{G_{opt}(z) \tau_e}{\sqrt{1 + (\Omega \tau_e)^2}} \mathfrak{R}(\Omega, \tau_e, \tau_{tr}) \cos(\Omega t - \psi_e)
\end{aligned} \tag{3.27}$$

avec

$$\mathfrak{R}(\Omega, \tau_e, \tau_{tr}) = e^{-\tau_{tr}/2\tau_e} 2 \sqrt{\sinh^2\left(\frac{\tau_{tr}}{2\tau_e}\right) + \sin^2\left(\frac{\Omega \tau_{tr}}{2}\right)} \tag{3.28}$$

$$\text{et } \psi_e = \arctan(\Omega \tau_e) - \arctan\left(\frac{\sin(\Omega \tau_{tr})}{e^{\tau_{tr}/\tau_e} - \cos(\Omega \tau_{tr})}\right) \tag{3.29}$$

Pour calculer le photocourant modulé, on intègre le flux de porteur à travers l'électrode collectrice et on obtient :

$$I_\Omega(t) = P_0 \eta \frac{q}{h\nu} \frac{W}{S_{ecl}} \frac{\tau_e v_e}{\sqrt{1 + (\Omega \tau_e)^2}} \mathfrak{R}(\Omega, \tau_e, \tau_{tr}) m \cos(\Omega t - \psi_e) \tag{3.30}$$

On retrouve le résultat obtenu en utilisant le modèle de continuité au facteur $\mathfrak{R}(\Omega, \tau_e, \tau_{tr})$ près ainsi qu'avec une phase ψ_e légèrement différente.

Lorsque le temps de vie est très court par rapport au temps de transit (ce qui est le cas dans un photoconducteur térahertz), on a alors :

$$\lim_{\tau_e/\tau_{tr} \rightarrow 0} \tau_e \mathfrak{R}(\Omega, \tau_e, \tau_{tr}) = \tau_e \tag{3.31}$$

$$\text{et } \lim_{\tau_e/\tau_{tr} \rightarrow 0} \psi_e = \arctan(\Omega \tau_e) = \varphi_e \tag{3.32}$$

on retrouve exactement les résultats du modèle de continuité.

Inversement, lorsque le temps de vie est grand par rapport au temps de transit, on obtient :

$$\lim_{\tau_e \rightarrow 0} \tau_e \mathfrak{R}(\Omega, \tau_e, \tau_{tr}) = \tau_{tr} \tag{3.33}$$

L'amplitude du photocourant modulé est alors limité par le temps de transit.

Pour résumer :

Le modèle itératif permet de prendre en compte la dimension longitudinale du photoconducteur et ses effets. Dans le cas des photoconducteurs térahertz, le temps de vie des porteurs est généralement très court par rapport au temps de transit. Ce modèle donne alors les mêmes résultats que le modèle de continuité présenté en section 3.1.1.2 (page 149).

L'utilité de ce modèle peut se justifier pour des géométries de composant plus complexes, notamment lorsque les porteurs se déplacent dans la même direction que celle des photons IR (configuration verticale). Nous verrons une application concrète de ce modèle au chapitre 4, lorsque nous aborderons la modélisation d'un photomélangeur distribué à électrodes verticales.

3.1.2 Réponse externe du photomélangeur**3.1.2.1 Schéma électrique équivalent**

Le photocourant $I_{\Omega}(t)$ calculé précédemment correspond à la réponse intrinsèque du photomélangeur. Celle-ci ne prend pas en compte l'interaction de ce courant avec les autres éléments du composant. C'est pourquoi, nous proposons la modélisation électrique suivante (*cf* figure 3.4) :

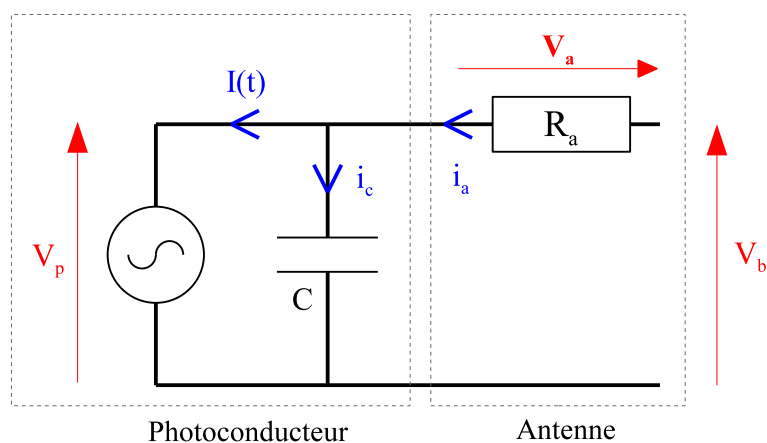


FIG. 3.4: Schéma électrique équivalent du photomélangeur : le photoconducteur est modélisé par une source de courant associée à une capacité C chargeant une antenne de résistance de charge R_a . L'ensemble du dispositif est soumis à une tension de polarisation externe V_b .

Le photoconducteur est considéré comme une source de courant $I(t)$ associée en parallèle à une capacité C représentant la capacité inter-électrodes du photoconducteur.

Cet ensemble débite un courant en série dans une charge R_A modélisant la résistance de rayonnement de l'antenne. L'ensemble du circuit est polarisé par la tension V_b . Dans cette représentation, nous avons négligé la résistance de contact amenée par les électrodes, celle-ci étant généralement très inférieure à l'impédance du photoconducteur.

En utilisant la loi des mailles pour calculer le courant électrique i_a (cf figure 3.4), ainsi que l'impédance de la capacité $Z_c = 1/jC\omega$ pour calculer i_c , on en déduit la tension modulée V_L aux bornes de l'antenne :

$$V_A(t) = \frac{I_\Omega R_A}{\sqrt{1 + (\Omega R_a C)^2}} \cos(\Omega t - \varphi_e - \varphi_{rc}) \quad (3.34)$$

$$\text{avec } \varphi_{rc} = \arctan(\Omega R_a C) \quad (3.35)$$

Les éléments extrinsèques du photomélangeur se comportent donc comme un filtre passe-bas du premier ordre dont la fréquence de coupure à 3 dB est donc donnée par :

$$f_{rc} = \frac{1}{2\pi R_a C} \quad (3.36)$$

Ainsi, pour une bande passante externe (à 3 dB) de 1 THz et une résistance de rayonnement de 72Ω de l'antenne (cf section 3.1.3.2 page 159), la capacité du photoconducteur ne doit pas dépasser 2,2 fF.

Le choix de modéliser le photoconducteur par une source de courant peut se justifier de la façon suivante :

- l'impédance du photoconducteur, même sous éclairage, étant bien supérieure à celle de l'antenne, la plus grande partie de la chute de tension se fait à travers le photoconducteur ($V_b \approx V_p$) induisant de faibles variations de tension aux bornes de celui-ci.
- lorsque les tensions appliquées sont élevées, les porteurs atteignent leur vitesse de saturation (cf section 3.1.5.1 page 170), le photocourant est alors quasiment indépendant des petites variations de tension.

Ainsi, pour une tension de polarisation V_b donnée, on peut calculer le photocourant $I(t)$ que l'on considérera comme constant pour la suite des calculs.

Remarque :

La modélisation du photoconducteur par une conductance dépendante du temps [29] amène au même résultat. En effet, dans ce cas, le problème se pose sous la forme d'une équation différentielle (obtenue à partir de la loi de Kirchoff dans le circuit). Pour la résoudre, on peut faire des simplifications de même nature que celles que nous avons adoptées ci-dessus.

3.1.2.2 Calcul de la capacité du photoconducteur

L'expression de la capacité pour un photoconducteur dont les électrodes sont face à face (*cf.* figure 3.3) est simple à formuler :

$$C = \varepsilon_0 \varepsilon_r \frac{Wd}{L} \quad (3.37)$$

Cependant, les électrodes des structures MSM sont généralement déposées en surface (*cf.* figure 3.5). En effet, la réalisation de tels composants avec des dimensions micrométriques est plus aisée que celle avec des électrodes face à face. De plus, les capacités résultantes sont plus faibles. Pour des longueurs d'électrodes grandes par rapport aux dimensions caractéristiques du photoconducteur, l'expression de la capacité est alors donnée par l'expression suivante [158] :

$$C = \varepsilon_0 \varepsilon_r \frac{W}{\pi} \ln \left(\frac{2d}{L} + \sqrt{1 + \frac{4d^2}{L^2}} \right) \quad (3.38)$$

où W est la largeur du photoconducteur, d l'épaisseur du matériau photoconducteur et L la distance inter-électrodes.

Pour des structures à électrodes interdigitées, le calcul (que nous ne détaillerons pas) est plus complexe [192, 26].

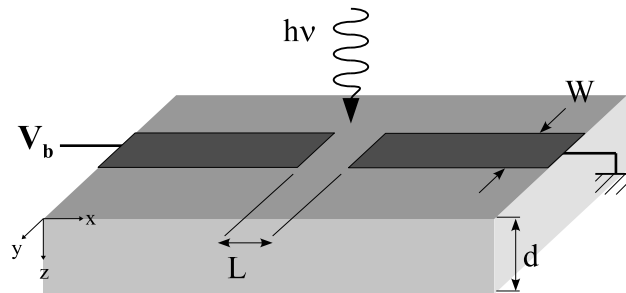


FIG. 3.5: Schéma d'un photoconducteur planaire de longueur L et de largeur W déposé sur un substrat photoconductif d'épaisseur d .

3.1.3 Rayonnement de l'onde térahertz

3.1.3.1 Puissance rayonnée

Le courant généré et filtré par le photomélangeur va donc servir d'excitation à l'antenne. Pour calculer la puissance térahertz rayonnée, on assimile celle-ci à la puissance

dissipée dans la résistance de charge R_a de l'antenne (impédance à la résonance) due au passage de la partie modulée du courant i_a :

$$P_{THz} = \frac{1}{2} R_a (i_a)^2 \quad (3.39)$$

En utilisant la loi d'Ohm $V_a = R_a i_A$ associée à l'équation (3.34) pour V_a , et (3.18) pour I_Ω on obtient :

$$P_{THz} = \frac{1}{2} R_a \frac{I_0^2}{[1 + (\Omega \tau_e)^2] [1 + (\Omega R_a C)^2]} m^2 \quad (3.40)$$

avec

$$I_0 = P_0 \eta \frac{q}{h\nu} \frac{W}{S_{ecl}} \tau_e v_e \quad \text{et} \quad v_e = \mu_e \frac{V_b}{L} \quad (3.41)$$

Notons que pour les tensions importantes, la relation liant v_e à V_b n'est plus linéaire : la vitesse de dérive des porteurs dans le photoconducteur peut atteindre la vitesse de saturation. Cet effet sera étudié dans la section 3.1.5.1 (page 170).

Pour un calcul plus précis sur l'ensemble de la bande passante de l'antenne, il faut prendre en compte la réactance de l'antenne X_a ainsi que les variations de R_a en fonction de Ω . En effet, hors résonance, l'impédance Z_a de l'antenne n'est pas purement réelle :

$$Z_a(\Omega) = R_a(\Omega) + iX_a(\Omega) \quad (3.42)$$

La puissance rayonnée devient alors [136] :

$$P_{THz} = \frac{1}{2} R_a \frac{I_0^2}{[1 + (\Omega \tau_e)^2] [(1 - \Omega X_a C)^2 + (\Omega R_a C)^2]} m^2 \quad (3.43)$$

Théoriquement, la puissance térahertz émise est donc proportionnelle au carré du photocourant continu (par conséquent au carré de la tension appliquée sur le photoconducteur [27], si les porteurs ne sont pas à vitesse de saturation). C'est donc le courant maximum que l'on peut faire passer dans le photoconducteur qui va limiter la puissance térahertz émise. En effet, le photocourant continu entraîne un échauffement par effet Joule dans le semi-conducteur qui finit par détruire le composant lorsque le courant devient trop élevé [73].

La montée en fréquence (en terme de bande passante) du photomélangeur va être limitée par les fréquences de coupure intrinsèque f_τ et extrinsèque f_{rc} . Lorsque la fréquence générée $\Omega/2\pi$ augmente au delà de $1/\tau_e$ la puissance générée diminue donc de 6 dB par octave (facteur 4 à chaque doublement de fréquence). Si la fréquence continue d'augmenter au delà de $1/R_a C$, la puissance générée diminue alors de 12 dB par octave. Les travaux de E.R. Brown [26] ainsi que ceux de I.S. Gregory [74] illustrent bien ces dépendances en fréquence.

3.1.3.2 Les antennes

L'impédance de rayonnement Z_a est donc un paramètre important pour calculer la puissance térahertz émise. Ce paramètre intervient directement dans le calcul, que ce soit au niveau de la puissance émise ou au niveau de la fréquence de coupure RC (*cf* équation (3.40)).

Plusieurs types d'antennes, adaptées aux fréquences térahertz, peuvent être envisagées [171]. Les antennes planaires sur substrat sont les plus simples à réaliser : en déposant l'antenne directement sur le photoconducteur, on peut connecter la structure MSM directement au point d'alimentation de l'antenne (*cf* figure 3.8). La métallisation faisant alors office d'électrodes pour le photoconducteur.

On distingue deux grandes familles d'antennes :

- les antennes résonantes : dipôle et fente [104] par exemple,
- les antennes larges bandes : papillon (bowtie), log-périodique [140], Vivaldi [72], fractale [68, 210], spirale [58], etc..

Par la suite, nous nous intéresserons uniquement aux antennes dipôles et aux antennes spirales. Ce sont en effet les deux types d'antennes que nous avons mis en œuvre au cours de cette thèse.

Antenne dipôle

Dans ce cas, c'est sa longueur qui fixe la fréquence de résonance. Celle-ci est donnée par la relation suivante [104] :

$$f_{dipole} = c \left[\frac{L_a}{0.48A} \right]^{-1} \quad (3.44)$$

$$\text{avec } A = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_{eff}}(1 + W_a/L_a)} \quad (3.45)$$

où c est la vitesse de la lumière dans le vide, W_a la largeur du dipôle et L_a sa longueur (*cf*. figure 3.6). Le facteur A apporte une correction pour prendre en compte la largeur de l'antenne, ainsi que l'indice effectif du milieu. ε_{eff} correspond à la permittivité effective de l'onde à l'interface air/GaAs, et est donnée par la relation :

$$\varepsilon_{eff} = \frac{\varepsilon_r + 1}{2} \quad (3.46)$$

Pour le GaAs à 1 THz, $\varepsilon_r = 13,0$ [155], ce qui nous donne $\varepsilon_{eff} = 7,0$.

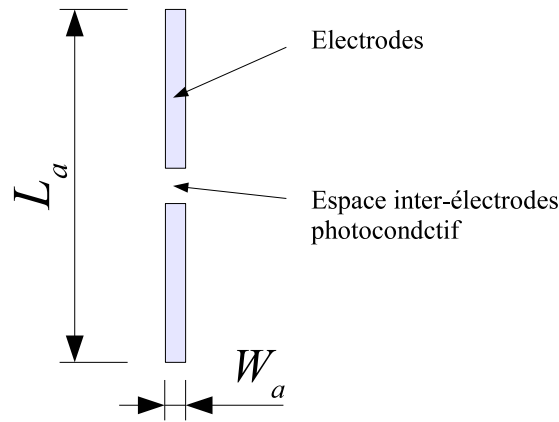


FIG. 3.6: Antenne dipôle de longueur L_a et de largeur W_a .

Le calcul de l'impédance de rayonnement est assez complexe à effectuer, en particulier lorsque la largeur de l'antenne n'est plus négligeable par rapport à sa longueur.

Pour une antenne de très faible épaisseur déposée sur un substrat semi-infini de GaAs et présentant un rapport W_a/L_a de $2 \cdot 10^{-2}$, on obtient à la fréquence de résonance une résistance de rayonnement $R_a = 34 \Omega$ (72Ω dans le vide) [104].

Lorsque le rapport W_a/L_a augmente, le facteur de qualité de l'antenne se dégrade. Ainsi, l'impédance de rayonnement diminue alors que la bande passante de l'antenne augmente.

Notons que la position des pistes permettant la polarisation électrique du photoconducteur exerce une influence notable sur les caractéristiques de l'antenne [76].

Bien que les antennes à fente présentent une impédance de rayonnement plus élevée (149Ω à la résonance pour une antenne sur un substrat de GaAs de rapport $W_a/L_a = 2 \cdot 10^{-2}$), leur utilisation en photomélangement est peu répandue [200], la connexion du photoconducteur MSM à l'antenne étant plus complexe à réaliser.

Antenne spirale auto-complémentaire

L'antenne spirale est l'antenne large bande la plus utilisée en photomélangement continu. Elle possède des caractéristiques spectrales identiques sur une très grande bande passante et est conceptuellement facile à mettre en œuvre. En effet, de la même manière que pour les antennes fractales, on observe une auto-similarité géométrique à toute échelle. La bande passante de ces antennes est donc limitée par les dimensions de l'antenne pour laquelle cette auto-similarité est observée.

Les branches intérieures et extérieures d'un bras de la spirale sont définies en co-

ordonnées polaires par les équations suivantes [58] :

$$r_{ext}(\theta) = r_0 \exp(c \theta) \quad (3.47)$$

$$r_{int}(\theta) = k r_0 \exp(c \theta) \quad (3.48)$$

où c représente la vitesse à laquelle l'antenne se déploie (en rad^{-1}), et k le rapport entre le rayon extérieur et le rayon intérieur. Le second bras de l'antenne est obtenu par rotation du premier bras de 180° .

Lorsque l'antenne est auto-complémentaire, c'est-à-dire lorsque l'antenne et son complémentaire (antenne duale) sont identiques, son impédance de rayonnement devient constante et réelle sur l'ensemble de sa bande passante. Compte tenu de l'auto-complémentarité, on a $Z_a = Z_{duale}$ [48]. Or, la relation de Booker [23] relie les impédances d'antennes duales de la manière suivante :

$$Z_a Z_{duale} = \frac{Z_0^2}{4\varepsilon_{eff}} \quad \text{avec} \quad Z_0 = \sqrt{\mu_0/\varepsilon_0} \approx 377 \Omega \quad (3.49)$$

Ce qui nous donne pour une antenne auto-complémentaire :

$$Z_a = Z_{duale} = Z_0 / 2\sqrt{\varepsilon_{eff}} \quad (3.50)$$

Ainsi, pour une antenne spirale déposée sur un substrat de GaAs ($\varepsilon_{eff} = 7,0$) on obtient à partir de l'équation (3.50) une impédance de 71Ω (pour une antenne spirale dans le vide, on aurait obtenu 189Ω).

La condition d'auto-complémentarité sur une antenne spirale permet d'obtenir l'antenne duale par rotation de 90° . Cette condition impose que $r_{ext}(\theta_0) = r_{int}(\theta_0 + \pi/2)$ [173], ce qui se traduit d'après les équations (3.47) et (3.48) par la relation suivante entre k et c :

$$k = \exp(-c \pi/2) \quad (3.51)$$

Trois paramètres suffisent à définir une antenne spirale auto-complémentaire :

- la taille du rayon le plus petit r_0 (qui fixe la limite haute de la bande passante),
- la vitesse d'expansion de la spirale c ,
- le nombre de tour θ_{max} (en radians) décrit par la spirale (ce qui fixe la taille de l'élément le plus grand et fixe donc la limite basse de la bande passante).

Un exemple d'antenne spirale auto-complémentaire chargée par un photoconducteur est présenté sur les figures 3.7 et 3.8.

3.1.4 Optimisation du temps de vie des électrons

Dans la littérature, il est difficile de trouver une réponse claire à la question : "Quel est le temps de vie optimal des électrons afin de générer un maximum de puissance aux

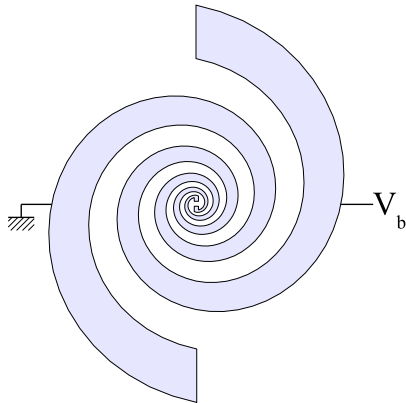


FIG. 3.7: Antenne spirale auto-complémentaire. Ici $c = 0,2$ (donc $k = 0,7304$), et $\theta_{max} = 4\pi$.

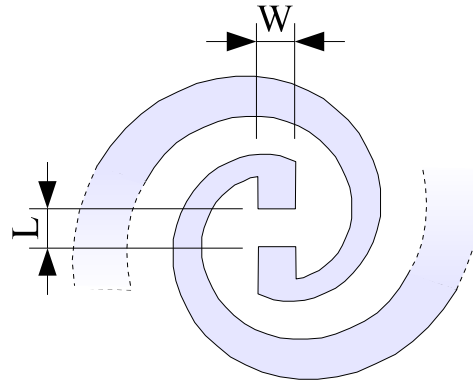


FIG. 3.8: Agrandissement de la partie centrale de l'antenne spirale : vue du photoconducteur.

fréquences térahertz ?". En fonction des critères retenus pour optimiser le fonctionnement du photomélangeur, les réponses varient.

Pour certaines applications, notamment pour les télécommunications, il est nécessaire d'utiliser des composants à grande bande passante afin que le spectre du signal modulé ne soit pas déformé par la réponse du composant. Un photomélangeur délivrant un signal large bande sur une fréquence porteuse térahertz nécessiterait l'utilisation d'un matériau dont le temps de vie des porteurs n'excéderait pas la centaine de femtosecondes.

Cependant, dans le cas de la réalisation d'un oscillateur local térahertz, nous avons besoin d'obtenir le maximum de puissance à une fréquence donnée. Dans ces conditions, la variation du niveau d'émission avec la fréquence n'est pas un problème en soi.

Dans cette section nous calculerons le temps de vie optimal en fonction de la fréquence à générer. Les considérations liées au bruit n'ont pas été prises en compte. Nous effectuerons ce calcul pour quatre critères d'optimisation.

Critère n°1 : Aucune limitation physique n'est imposée

Dans ce cas, l'optimisation de la puissance générée consiste à maximiser la formule (3.40) en fonction de τ_e . Selon cette équation et l'équation (3.41), la puissance générée est proportionnelle à :

$$P_{THz} \propto \frac{\tau_e^2}{1 + (\Omega \tau_e)^2} \quad (3.52)$$

Aux deux extrémités du spectre, elle tend vers :

$$P_{THz} \propto \begin{cases} \tau_e^2 & \text{pour } \Omega < 1/\tau_e \\ 1/\Omega^2 & \text{pour } \Omega > 1/\tau_e \end{cases} \quad (3.53)$$

Ainsi, à basse fréquence elle est proportionnelle à τ_e^2 et à haute fréquence, elle ne dépend plus du temps de vie. Avec ce critère d'optimisation, un temps de vie le plus long possible est préférable afin de maximiser la puissance générée quelle que soit la fréquence. La figure 3.9 représente la puissance générée pour différents temps de vie.

Il est cependant évident qu'un tel critère d'optimisation n'est pas pertinent. En effet, le courant continu étant lui aussi proportionnel à τ_e , un trop long temps de vie entraînerait un courant continu important qui détruirait le composant par effet Joule ou par avalanche.

Critère n°2 : Les performances sont limitées par le photocourant

Dans cette deuxième approche, on considère qu'il existe un courant maximum au-delà duquel le composant se dégrade jusqu'à sa destruction. Ce courant maximum est lié à la géométrie des électrodes. D'après l'équation (3.40), on obtient donc :

$$P_{THz} \propto \frac{I_0^2}{1 + (\Omega \tau_e)^2} \quad (3.54)$$

Aux deux extrémités du spectre, elle tend vers :

$$P_{THz} \propto \begin{cases} I_0^2 & \text{pour } \Omega < 1/\tau_e \\ I_0^2/\tau_e^2\Omega^2 & \text{pour } \Omega > 1/\tau_e \end{cases} \quad (3.55)$$

Alors qu'à basse fréquence la puissance générée ne dépend pas du temps de vie, à haute fréquence elle est proportionnelle à $1/\tau_e^2$. Avec ce critère d'optimisation, un temps de vie le plus court possible est préférable afin de maximiser la puissance générée quelle que soit la fréquence. C'est souvent ce raisonnement qui est avancé afin de justifier la course au matériau photoconductif ultra-rapide.

La figure 3.10 représente la puissance générée pour différents temps de vie. Ces résultats sont totalement opposés à ceux obtenus avec le précédent critère d'optimisation.

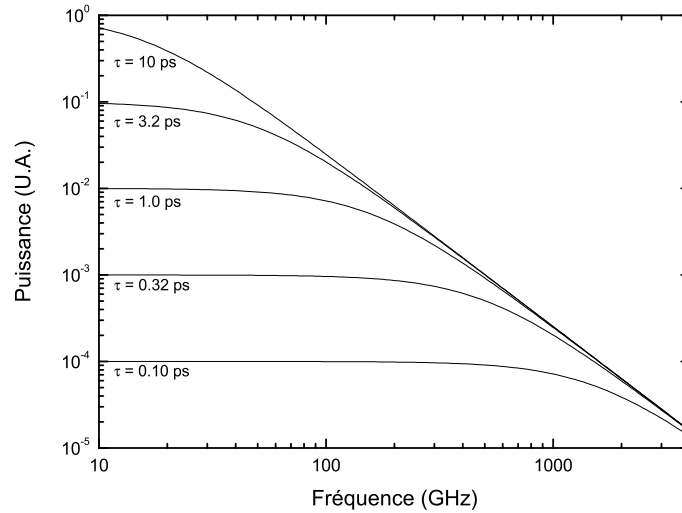


FIG. 3.9: *Critère n°1* : Puissance générée en fonction de la fréquence pour différents temps de vie de porteurs (électrons) dans le cas où aucune limite physique ne restreint le fonctionnement des photomélangeurs. Nous avons négligé l'influence des trous et des effets capacitifs, et utilisé la formule (3.40) en considérant des vitesses de dérive de porteur identiques.

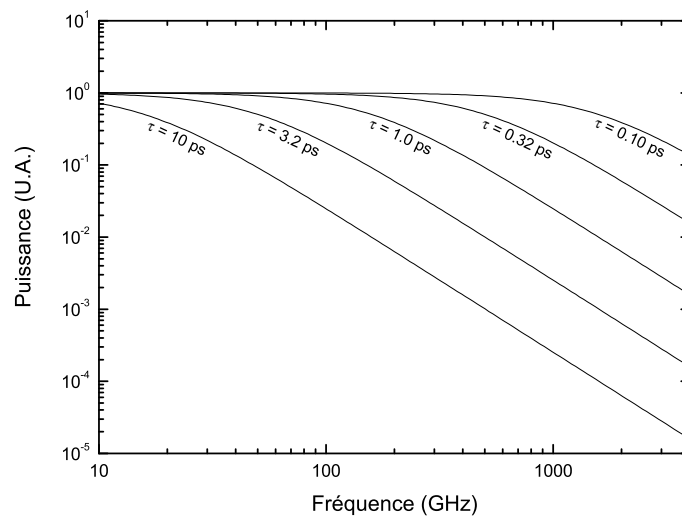


FIG. 3.10: *Critère n°2* : Puissance générée en fonction de la fréquence pour différents temps de vie de porteurs (électrons) dans le cas où le fonctionnement des photomélangeurs est limité par un courant maximum. Nous avons négligé l'influence des trous et des effets capacitifs.

Le raisonnement développé ici semble plus pertinent que le précédent, notamment parce qu'il impose une limite supérieure à certains paramètres physiques du composant. Cependant, ces limitations sont-elles uniquement liées au photocourant ? En effet, certains comportements ne sont toujours pas pris en compte, en particulier lorsque le temps de vie diminue. Pour conserver le même flux de porteurs au niveau des électrodes (afin d'obtenir un même photocourant), il faut :

- soit augmenter la tension sur le composant,
- soit augmenter le flux optique incident sur le photomélangeur.

Dans les deux cas ceci se traduit par une augmentation de la puissance thermique P_{therm} générée dans le composant. Cependant, celle-ci ne pourra pas augmenter indéfiniment à mesure que le temps de vie diminue. Un critère d'optimisation basé uniquement sur une limitation du photocourant n'est donc pas suffisant.

Critère n°3 : Les performances sont limitées par la puissance thermique

Dans cette troisième approche, au lieu d'envisager que la puissance générée soit limitée par le photocourant, nous allons considérer une limite liée aux effets que celui-ci engendre c'est-à-dire l'échauffement par effet Joule lié au passage du courant. La puissance thermique est alors égale à :

$$P_{Joule} = I_0 V_b \quad (3.56)$$

I.S. Gregory et al [73, 75] ont proposé une optimisation en considérant une limitation liée à la puissance générée par effet Joule. Leur raisonnement se résume ainsi :

Selon les relations (3.41), dans le cas où la vitesse des électrons n'est pas saturée, le photocourant continu s'exprime par :

$$I_0 = P_0 \eta \frac{q}{h\nu} \frac{W}{L S_{ecl}} \tau_e \mu_e V_b \quad (3.57)$$

En utilisant l'équation (3.56) avec la relation précédente, on obtient :

$$I_0^2 = P_0 \eta \frac{q}{h\nu} \frac{W}{L S_{ecl}} \tau_e \mu_e P_{Joule} \quad (3.58)$$

À partir de l'équation (3.40), et en négligeant les effets capacitifs, on peut donc relier la puissance térahertz rayonnée à la puissance générée par effet Joule :

$$P_{THz} = P_0 \eta \frac{q}{h\nu} \frac{W}{L S_{ecl}} \frac{\tau_e \mu_e}{1 + (\Omega \tau_e)^2} P_{Joule} \quad (3.59)$$

L'optimisation du temps de vie consiste donc à trouver, pour une P_{Joule} maximale et donc constante, le maximum de P_{THz} en fonction de τ_e . Ceci s'obtient en cherchant les valeurs de τ_e pour lesquelles la dérivée de l'équation précédente est égale à zéro :

$$\left. \frac{\partial P_{THz}}{\partial \tau_e} \right|_{P_{Joule}=Cste} = 0 \quad \text{c'est-à-dire :} \quad \frac{\partial}{\partial \tau_e} \left(\frac{\tau_e}{1 + (\Omega \tau_e)^2} \right) = 0 \quad (3.60)$$

La résolution de cette équation nous donne :

$$\tau_e = \frac{1}{\Omega} = \frac{1}{2\pi f} \quad (3.61)$$

En se basant uniquement sur des considérations de maximisation de la puissance rayonnée, on retrouve la même condition que celle liée à la bande passante du matériau. Pour une fréquence de 1 THz, le temps de vie optimal est donc d'environ 160 fs. La figure 3.11 représente la puissance générée pour différents temps de vie.

Cette approche, assez intuitive, est intéressante car elle illustre le fait qu'une diminution du temps de vie des électrons permet d'augmenter le photocourant (en augmentant V_b) si l'on ne dépasse pas la puissance thermique maximale générée dans le composant.

Cependant, on a omis le fait qu'une baisse du temps de vie des électrons s'accompagne d'une baisse de la qualité cristalline c'est-à-dire d'une baisse de la mobilité (on a considéré que μ_e était indépendant de τ_e dans l'équation (3.60)). Or, cette baisse de la mobilité se traduit par la nécessité d'augmenter V_b pour obtenir le même photocourant ce qui entraîne une augmentation de la chaleur générée. On peut aussi l'interpréter comme une augmentation du nombre de collisions entre les électrons et la matrice du semi-conducteur liée à une augmentation du nombre d'impuretés (donneurs profonds).

La dépendance de μ_e en fonction de τ_e est difficile à établir. Cependant, en utilisant :

- l'équation (2.21) page 92 reliant le temps de vie à la densité d'accepteurs,
 - l'équation (2.3) page 81 reliant la densité d'accepteurs à celle de donneurs profonds (dans des matériaux non recuits),
 - l'équation (D.1) page 272 reliant la densité de donneurs profonds à la mobilité,
- et en considérant des densités élevées de donneurs profonds ($N_{dd} > 10^{18} \text{ cm}^{-3}$), on obtient une approximation de cette relation :

$$\mu_e \approx N_R^\alpha \mu_{max} (\beta_e 6, 26.10^7 \tau_e)^{1,9,\alpha} \quad (3.62)$$

où :

- N_R est exprimé en cm^{-3} et est égal à $1,69.10^{17} \text{ cm}^{-3}$
- α est égal à 0,436
- μ_{max} (mobilité maximale) est égal à $8500 \text{ cm}^2.V^{-1}.s^{-1}$

- β_e (taux de recombinaison électronique) est exprimé en $\text{cm}^{-3}\text{s}^{-1}$ et est égal à $2,79 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^{-3}\text{s}^{-1}$ (*cf* équation (2.33))

μ_e varie donc comme la puissance χ de τ_e avec $\chi = 1,9 \times \alpha = 0,83$. La recherche des zéros de l'équation (3.59) différenciée par rapport à τ_e devient :

$$\frac{\partial}{\partial \tau_e} \left(\frac{\tau_e^{1+\chi}}{1 + (\Omega \tau_e)^2} \right) = 0 \quad (3.63)$$

La résolution de cette équation nous donne :

$$\tau_e = \sqrt{\frac{1+\chi}{1-\chi}} \frac{1}{2\pi f} = 3,3 \frac{1}{2\pi f} \quad (3.64)$$

Pour une fréquence de 1 THz, le temps de vie optimal est d'environ 530 fs. La figure 3.12 représente la puissance générée pour différents temps de vie.

Le fait de prendre en compte la baisse de la qualité cristalline avec la diminution du temps de vie, augmente significativement (d'un facteur 3,3) le temps de vie optimum. Cela exprime le fait qu'une diminution du temps de vie (liée à l'augmentation de la quantité de donneurs profonds) augmente la résistivité du matériau et donc la chaleur générée par effet Joule.

Critère n°4 : Les performances sont limitées par la température du composant

Jusqu'à présent, nous avons considéré que les performances des photomélangeurs étaient liées à une limitation thermique. Nous avons traduit cette limitation par une restriction sur la puissance générée par effet Joule. Cependant, le paramètre clé dans le cas d'une limitation thermique est la température interne du photomélangeur [205]. Il intervient de deux manières :

- Au-delà d'une certaine température, la matrice cristalline du semi-conducteur se dégrade.
- Lorsque les gradients thermiques deviennent trop importants, ils entraînent une contrainte mécanique liée à une dilatation différentielle entre les points chauds et froids. Cette contrainte peut entraîner la rupture mécanique du composant.

Le raisonnement limitant les performances du photomélangeur à P_{Joule} constant n'est donc valable que si la conductivité thermique et les propriétés mécaniques du semi-conducteur ne varient pas en fonction des conditions de croissance à basse température. Or, A.W. Jackson et *al* [96] ont montré que la conductivité thermique du GaAs est

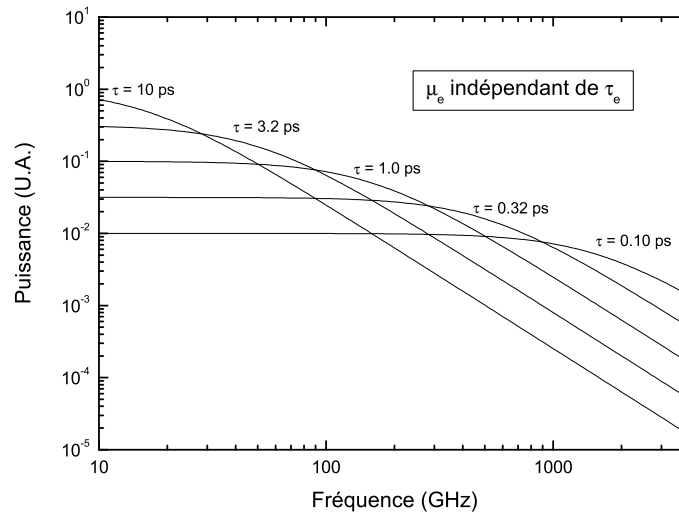


FIG. 3.11: Critère n°3 : Puissance générée en fonction de la fréquence pour différents temps de vie de porteurs (électrons) dans le cas où le fonctionnement des photomélangeurs est limité par la puissance Joule générée. Nous avons négligé l'influence des trous et des effets capacitifs, et pris en compte la dépendance entre la mobilité et le temps de vie.

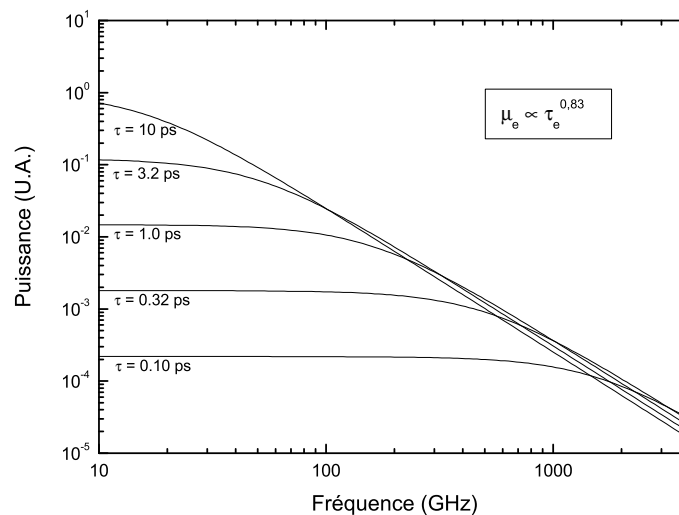


FIG. 3.12: Critère n°3 bis : Par rapport à la figure 3.11, nous avons considéré la dépendance entre la mobilité et le temps de vie

plus faible lorsque celui-ci est épitaxié à basse température : avant recuit ils ont mesuré une conductivité égale à 23 % de celle du GaAs, et après recuit (à 600°C pendant 30 secondes) égale à 46 % .

Il apparaît donc que dans un composant épitaxié à basse température (recuit ou non), la puissance Joule maximum que l'on puisse générer diminue avec la qualité cristalline du photoconducteur et est donc liée au temps de vie des porteurs. Un temps de vie très court entraîne donc une diminution de la conductivité thermique et ainsi une baisse de la puissance Joule admissible. La quantification précise de cet effet nécessite :

- la connaissance de la relation entre la conductivité thermique et le temps de vie des électrons, ce qui implique une étude matériau approfondie.
- la connaissance de la relation entre la température maximale dans le composant et la conductivité thermique, ce qui implique des simulations thermiques tri-dimensionnelles aux éléments finis afin d'établir une relation entre ces deux quantités.

Il nous paraît donc difficile de calculer le temps de vie optimum compte tenu des éléments dont nous disposons. Cependant, si l'on tient compte d'une dégradation des performances thermiques liée à la diminution du temps de vie, on peut faire l'hypothèse que le temps de vie optimal est plus grand que celui donné par la formule (3.64), ce qui donnerait pour une fréquence de 1 THz un temps de vie autour de 1 ps.

Pour résumer

L'optimisation du temps de vie passe par une compréhension approfondie des phénomènes de destruction dans les photomélangeurs. Ceci implique des études thermiques, électriques (courant d'avalanche) et matériaux (conductivité thermique) spécifiques au fonctionnement en continu du composant. À titre de comparaison, rappelons que dans le cas d'un fonctionnement en impulsionnel les contraintes thermiques sont moins fortes mais les risques de courant d'avalanche plus élevés.

Comme nous le verrons dans la section suivante, les trous ont une contribution importante au photocourant continu et dans une moindre mesure au photocourant modulé. Les temps de vie des électrons et des trous étant liés, il doit exister un compromis de manière à optimiser ces deux quantités, notamment parce que certains recuits peuvent à la fois faire diminuer le temps de vie des électrons et faire augmenter le temps de vie des trous (*cf* section 2.1.1.2 page 79).

Compte tenu des optimisations présentées et avec les incertitudes de calculs, nous avons estimé qu'**un temps de vie autour de 1 ps est adéquat**. C'est pourquoi, lors du développement des matériaux photoconductifs (*cf* chapitre 2), nous avons préféré privilégier une certaine qualité cristallographique des matériaux plutôt que d'obtenir des temps de vie sub-picoseconde.

3.1.5 Contribution des trous

Le modèle exposé précédemment doit donc permettre d'évaluer la puissance térahertz émise par le photomélangement à partir de ses propriétés physiques et géométriques. Plus concrètement, d'après l'équation (3.40) page 158, la mesure de la partie continue du photocourant associée au temps de vie des électrons ainsi qu'à l'impédance de rayonnement de l'antenne devrait permettre de calculer la puissance rayonnée.

Il s'avère cependant que l'utilisation de ce modèle conduit à une surestimation de la puissance rayonnée. Ce problème nous a amené à réévaluer le calcul du photocourant (continu et modulé) en incluant la contribution des trous et en prenant en compte la saturation des vitesses des porteurs.

Au regard de certains travaux, notamment ceux de Peytavit et *al.* concernant les caractéristiques $I(V)$ des photomélangements à structure verticale [163, 162], il nous a semblé que la prise en compte du photocourant de trous pourrait permettre de mieux expliquer les caractéristiques observées.

3.1.5.1 Vitesse de dérive des porteurs

Afin de décrire le comportement des porteurs soumis à un champ électrique et par souci de simplification, nous utiliserons des modèles développés pour le GaAs indépendamment du matériau considéré : à priori, l' $\text{In}_{.23}\text{Ga}_{.77}\text{As}$ est sensiblement équivalent au GaAs du point de vue phénoménologique.

Précédemment, nous avons montré que le photocourant (continu et modulé) dépend de la vitesse de dérive des porteurs dans le photoconducteur (*cf* équations (3.18) et (3.19) page 151). Nous avons alors considéré que la vitesse des porteurs était proportionnelle au champ appliqué ($v_e = \mu_e E$ et $E = V/L$), ce qui est vrai lorsque le champ appliqué est faible.

Dans le cas de l'utilisation de photomélangement térahertz, nous allons voir que cette hypothèse n'est pas toujours valable, les champs appliqués étant généralement bien supérieurs à la limite de validité de cette approximation linéaire.

En effet, la distance inter-électrodes du photoconducteur est généralement de l'ordre de quelques microns. Même pour des tensions appliquées de quelques volts, ceci permet d'obtenir des champs électriques de polarisation très supérieurs aux champs pour lesquels la vitesse des porteurs atteint la saturation. Deux raisons rendent nécessaires l'utilisation de photoconducteurs de petites tailles :

- il faut limiter les effets capacitifs qui peuvent être limitatifs aux fréquences térahertz,
- la taille du photoconducteur doit être largement inférieure à la longueur d'onde que l'on cherche à générer afin de limiter les déphasages dus aux différentes contributions spatiales dans le photomélangeur.

Afin de déterminer quantitativement la vitesse des électrons dans la structure, nous nous sommes basés sur les travaux de Shur concernant les diodes Gunn à base de GaAs [184]. En interpolant différents résultats de simulations Monte-Carlo il en a déduit une expression analytique donnant la vitesse des électrons en fonction du champ et de la mobilité (à champ nul). Dans ce modèle, le profil $v_e(E)$ dépend exclusivement de la mobilité. Cette dernière est liée à la densité de défauts présente dans le semi-conducteur.

Pour quantifier la vitesse des trous, nous nous sommes inspirés des travaux de McAlister sur les lasers semi-conducteur [117]. Les détails analytiques de ce modèle sont disponibles en annexe D.

La figure 3.13 représente l'évolution de la vitesse de dérive des électrons et des trous en fonction du champ électrique, pour une concentration de défauts de $1.10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

On remarque que le rapport des mobilités est égal au rapport des vitesses pour $E < 0,4.10^6 \text{ V.m}^{-1}$, c'est-à-dire tant que les électrons n'ont pas atteint leur vitesse de saturation. Dans cette zone, la vitesse des trous est très largement inférieure à celle des électrons. Lorsque que les électrons ont atteint leur vitesse de saturation et que le champ continue d'augmenter, la vitesse des trous se rapproche progressivement de celle des électrons.

L'utilisation de ce modèle de vitesse permet de déterminer le courant électronique $I_e(t)$ en fonction du champ électrique appliqué et de la densité de défauts incorporée. Une expression analogue pour le courant de trous $I_p(t)$ peut être obtenue en remplaçant les indices e en p dans l'expression (3.18).

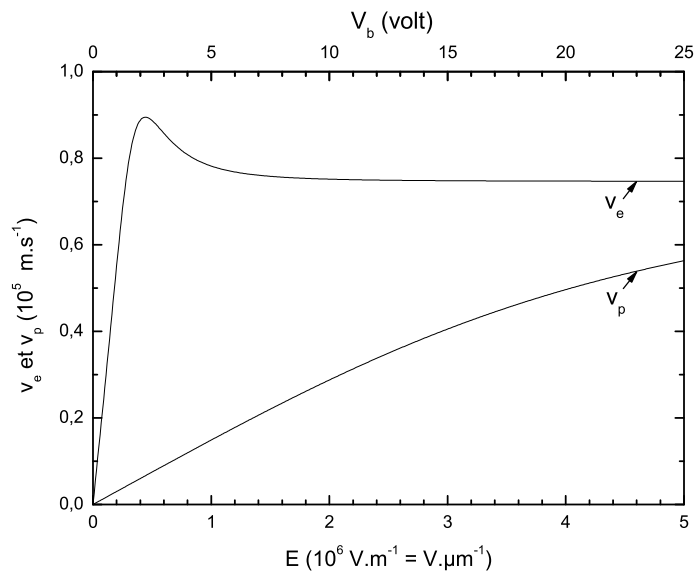


FIG. 3.13: Vitesse de dérive des électrons et des trous en fonction du champ électrique appliqué (dans du GaAs à 300K). L'axe supérieur représente la tension équivalente à appliquer sur un photoconducteur ayant $5 \mu\text{m}$ d'espace inter-électrodes. Calcul effectué pour une concentration de défauts de $1.10^{18} \text{ cm}^{-3}$ (ce qui donne des mobilités de $\mu_e=2680.10^{-4} \text{ m}^2.V^{-1}.s^{-1}$ et $\mu_p=150.10^{-4} \text{ m}^2.V^{-1}.s^{-1}$).

3.1.5.2 Contribution des trous au photocourant

D'après l'équation (3.18), les photocourants sont proportionnels au produit τv . Si les vitesses peuvent être comparables pour les deux types de porteurs, les temps de vie respectifs dépendent du semi-conducteur utilisé.

Pour un photoconducteur classique (utilisant donc un semi-conducteur non dopé) les porteurs doivent se recombiner entre eux pour s'annihiler. Ainsi, les temps de vie des électrons et des trous sont égaux. Dans les photoconducteurs térahertz, le semi-conducteur utilisé est un matériau dont le temps de vie des porteurs est de l'ordre de la picoseconde (*cf* section 2.3.4 page 118). La recombinaison des porteurs se fait par l'intermédiaire de pièges volontairement incorporés dans le semi-conducteur. Comme nous l'avons montré dans la section 2.2 (page 87), les cinétiques de recombinaison ne sont plus symétriques. Les trous peuvent avoir un temps de vie supérieur d'un ou deux ordres de grandeur par rapport à celui des électrons en fonction de la densité de pièges incorporés. Par conséquent, le produit $\tau_p v_p$ peut être supérieur à $\tau_e v_e$. Il semble donc que la contribution du courant de trous au photocourant ne puisse être ignorée.

Les contributions continues du photocourant peuvent s'additionner de manière scalaire. À partir de l'équation (3.11) on obtient donc :

$$I_0 = P_0 \eta \frac{q}{h\nu} \frac{W}{S_{ecl}} (\tau_e v_e + \tau_p v_p) \quad (3.65)$$

Un raisonnement équivalent peut être tenu pour les contributions modulées du photocourant à partir de l'équation (3.17). En appelant le photocourant continu I_0 et l'amplitude du photocourant modulé I_Ω , le photocourant total (électrons et trous) s'écrit donc :

$$I(t) = I_0 + I_\Omega(t) = I_0 + I_\Omega \cos(\Omega t) \quad (3.66)$$

avec

$$I_\Omega = P_0 \eta \frac{q}{h\nu} \frac{W}{S_{ecl}} m \left(\frac{\tau_e v_e}{\sqrt{1 + (\Omega\tau_e)^2}} + \frac{\tau_p v_p}{\sqrt{1 + (\Omega\tau_p)^2}} \right) \quad (3.67)$$

Ce calcul peut constituer une première approximation. Cependant, d'après l'équation (3.17), la phase de chacun des photocourants de battement est différente : il convient donc de procéder à une addition vectorielle des deux composantes (*cf* figure 3.14) :

$$I_\Omega = P_0 \eta \frac{q}{h\nu} \frac{W}{S_{ecl}} m \sqrt{A_e^2 + A_p^2 + 2A_e A_p \cos(\Delta\varphi)} \quad (3.68)$$

avec

$$A_e = \frac{\tau_e v_e}{\sqrt{1 + (\Omega\tau_e)^2}} \quad \text{et} \quad A_p = \frac{\tau_p v_p}{\sqrt{1 + (\Omega\tau_p)^2}} \quad (3.69)$$

$$\Delta\varphi = \varphi_p - \varphi_e = \arctan(\Omega\tau_p) - \arctan(\Omega\tau_e) \quad (3.70)$$

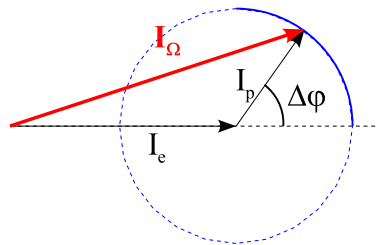


FIG. 3.14: Addition vectorielle de la partie modulée des photocourants d'électrons (I_e) et de trous (I_p) déphasés de $\Delta\varphi$. I_Ω est le photocourant modulé total. La partie du cercle en trait en plein symbolise l'ensemble des phases possibles pour $\Delta\varphi$

La différence de phase entre les deux composantes du photocourant modulé n'a d'influence que lorsque les phases sont très différentes et que leurs amplitudes sont comparables. C'est le cas lorsque l'on a $\Omega\tau_p > 1$ et simultanément $\Omega\tau_e < 1$. Dans la plage de fréquence qui satisfait les deux relations précédentes (autour d'une centaine de gigahertz dans les cas pratiques) le calcul vectoriel du photocourant peut donner, dans les cas limites, un résultat 1,4 fois plus faible que le calcul scalaire. Ceci se traduit par une différence d'un facteur 2 sur le calcul des puissances générées.

3.1.5.3 Puissance rayonnée

Comme précédemment, la puissance rayonnée se calcule à partir de la puissance dissipée dans la résistance de charge R_a de l'antenne (*cf* équation (3.39) page 158). Ce calcul s'effectue de la même manière en utilisant la nouvelle expression pour le courant modulé (équation (3.68)), ce qui donne :

$$P_{THz} = \frac{1}{2} R_a \frac{I_\Omega^2}{\sqrt{1 + (\Omega R_a C)^2}} \quad (3.71)$$

Cette équation nous montre que la relation entre la puissance térahertz émise et le photocourant continu n'est pas quadratique puisque les trous et les électrons ne contribuent pas dans les mêmes proportions au photocourant modulé et au photocourant continu.

3.1.5.4 Application du modèle

Afin d'illustrer le comportement de ce modèle, nous l'avons appliqué à un cas simple de photomélangeur térahertz. Nous avons considéré un photoconducteur à électrodes verticales dont l'espace inter-électrodes est éclairé uniformément par le côté (*cf* figure 3.3). Cependant, ce cas ne représente pas une configuration réelle (les électrodes étant le plus souvent de type planaire) mais constitue une première approximation. Les calculs ont été effectués avec les paramètres suivants :

- La largeur et la longueur du photoconducteur considéré sont de $W = 4\mu\text{m}$ et $L = 5\mu\text{m}$ respectivement. L'épaisseur de la couche photoconductrice d est fixée à $2\mu\text{m}$. Ce qui nous donne, d'après l'équation (3.37) page 157, une capacité inter-électrodes de 0.18 fF.
- Le temps de vie des électrons a été fixé à 3 ps et celui des trous à 80 ps conformément aux résultats de caractérisation obtenus pour notre échantillon de GaAs-BT (*cf* section 2.3.4 page 118).

- Pour le calcul des vitesses, nous avons considéré une densité de défauts de $1.10^{19} \text{ cm}^{-3}$, ce qui conduit à des mobilités de $1220 \text{ cm}^2.V^{-1}.s^{-1}$ pour les électrons et $80 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2.V^{-1}.s^{-1}$ pour les trous (*cf* annexe D page 271).
- La différence de potentiel V_b appliquée entre les deux électrodes est de 50 V, ce qui entraîne la présence d'un champ électrique homogène de 10.10^6 V.m^{-1} dans la structure.
- Le photoconducteur est relié à une antenne spirale auto-complémentaire présentant une résistance de rayonnement de 72Ω sur l'ensemble de la bande passante étudiée.
- La puissance optique incidente sur le photomélangeur a été fixée à 20 mW au total (10 mW par mode, ce qui donne une profondeur de modulation $m = 1$). Nous avons considéré que cette puissance est répartie uniformément dans un cercle de $5 \mu\text{m}$ de diamètre centré sur le photoconducteur. La longueur d'onde des sources a été fixée à 850 nm et le coefficient d'absorption optique dans le photoconducteur à 10000 cm^{-1} .

Nous avons calculé la puissance rayonnée entre 0 et 3 térahertz avec les trois modèles présentés précédemment :

- Le premier prend en compte uniquement le courant d'électrons. La puissance émise est calculée à partir de l'équation (3.40).
- Le deuxième prend en compte le courant de trous ainsi que celui d'électrons et utilise une addition scalaire pour effectuer le calcul du photocourant modulé (équation (3.67) page 173). La puissance rayonnée est alors déduite de l'équation (3.71) page.
- Le troisième modèle utilise une addition vectorielle pour effectuer le calcul du photocourant modulé (équation (3.68)).

Les résultats sont représentés sur la figure 3.15. Pour les paramètres considérés, on observe que la prise en compte de la phase des photocourants n'apporte pas de différence significative au niveau du calcul. En effet, compte tenu des temps de vie des porteurs, les fréquences générées sont hors de la bande passante pour les trous et pour les électrons.

Par contre, la prise en compte des trous dans le photocourant n'est pas négligeable. Effectivement, sur l'ensemble de la bande considérée, le calcul nous donne une augmentation d'un facteur 3 sur la puissance rayonnée par rapport à un calcul considérant uniquement les électrons.

Enfin, dans la bande 0-100 GHz ce sont les trous qui participent majoritairement à la puissance rayonnée. Le photocourant continu I_0 , calculé à partir de l'équation (3.65),

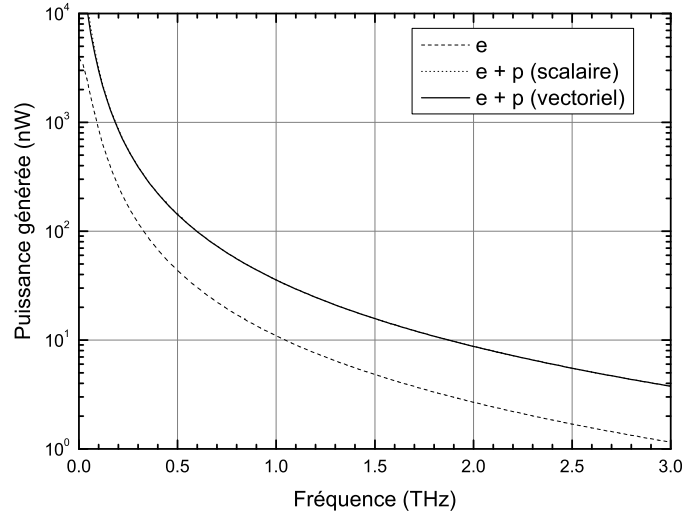


FIG. 3.15: Application des modèles : calcul de la puissance THz rayonnée par un photomélangeur à électrodes verticales de $4 \times 5 \mu\text{m}$ et de $2 \mu\text{m}$ d'épaisseur. Ici $\tau_e = 3 \text{ ps}$, $\tau_p = 80 \text{ ps}$, $P_o = 20 \text{ mW}$, $V_b = 50 \text{ V}$

est égal à 7,4 mA. Il est constitué de 0,33 mA de courant électronique et de 7,1 mA de courant de trous. Dans ce cas, le courant de trous est donc majoritaire.

Ainsi l'utilisation de cette valeur du photocourant continu pour en déduire la puissance émise en utilisant la formule quadratique (3.72), conduit à une estimation erronée :

$$P_{THz} \approx \frac{1}{2} R_a \frac{I_0^2}{[1 + (2\pi f \tau_e)^2]} \quad (3.72)$$

En effet, on a vu que les trous ne participent pas dans la même proportion au courant continu et au courant modulé. À la fréquence de 1 THz, notre modèle prévoit une puissance générée d'environ 35 nW alors que l'application directe de la formule précédente nous donne $5,5 \mu\text{W}$.

3.1.5.5 Analyse des simulations

Dans cette section, nous avons présenté un modèle permettant de prendre en compte :

- la participation des trous dans le photocourant continu et modulé,
- les effets de saturation des vitesses de porteurs.

À partir du champ électrique appliqué et de la densité de défauts présents dans le semi-conducteur, nous avons déduit la vitesse des trous et des électrons dans la

structure. Nous avons montré que sous un fort champ électrique, la vitesse de dérive des électrons atteint la saturation ce qui n'est pas le cas pour celle des trous. Le rapport des vitesses devient alors différent du rapport des mobilités, la vitesse des trous n'étant plus négligeable devant celle des électrons.

Par ailleurs, dans les photoconducteurs à recombinaison ultra-rapide, le temps de vie des trous est bien supérieur au temps de vie des électrons. Ainsi, pour une configuration typique de photomélangeur térahertz, notre modèle montre que le photocourant continu de trous (proportionnel au produit τv) peut être prépondérant par rapport au photocourant continu d'électrons.

La participation des trous au photocourant modulé se fait dans une moindre mesure compte tenu de leur temps de vie élevé. Cette participation n'est cependant pas négligeable lorsque les fréquences générées se situent hors de la bande passante pour les deux types de porteurs.

Nous avons montré que les trous participent dans des proportions très différentes au courant continu et au courant modulé. Ceci peut expliquer, en partie, pourquoi les puissances mesurées sont souvent beaucoup plus faibles que celles auxquelles on s'attend [162], notamment lorsque l'on se base sur une mesure du courant continu pour estimer la puissance théorique émise.

3.1.6 Collimation du rayonnement

Dans la section précédente, nous avons montré qu'ignorer la participation des trous au photocourant pouvait conduire à une sur-évaluation théorique de la puissance rayonnée. Dans cette section nous étudierons une autre source d'erreur pouvant expliquer les différences entre la puissance théorique émise par le photomélangeur et celle effectivement mesurée. Nous nous intéresserons aux pertes dues à la propagation du faisceau émis qui bien souvent sont ignorées.

Nous examinons plus particulièrement la collimation du rayonnement émis qui peut rapidement se traduire par une diminution importante du signal détecté. Dans un montage expérimental classique, le photomélangeur est placé au foyer d'un miroir parabolique de grande ouverture. Celui-ci permet de collecter et de collimater le rayonnement émis vers le détecteur (*cf* figure 3.16). Le rayonnement émis par le photomélangeur étant peu directif, une partie du signal n'est pas intercepté par le miroir, ce qui constitue une source de pertes non négligeables.

Nous proposons d'estimer l'influence de la taille du miroir ainsi que celle du type d'antenne utilisée sur le bilan de liaison. Ceci va nous permettre d'étudier l'importance

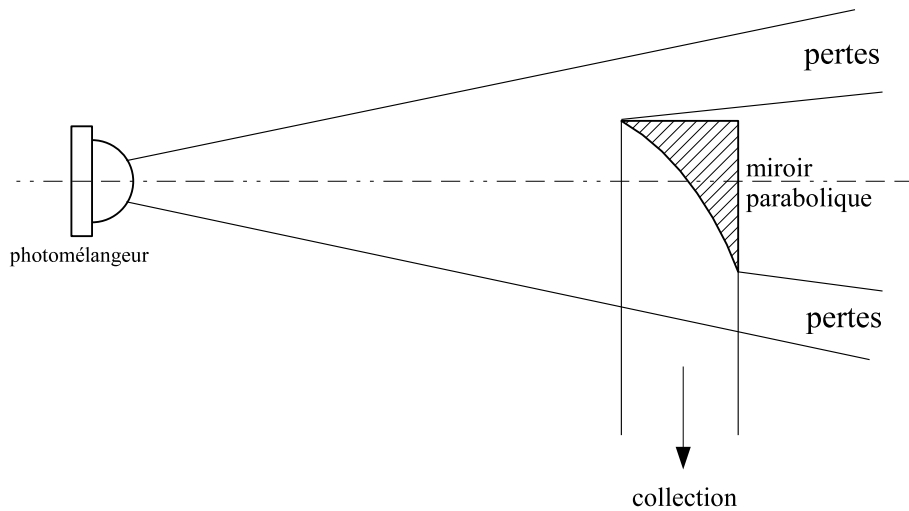


FIG. 3.16: Schéma typique d'un dispositif de collimation d'ondes térahertz : le photomélangeur (ici muni d'une lentille hémisphérique) est placé au foyer d'un miroir parabolique. La partie non interceptée du faisceau émis est considérée comme perdue.

des différents paramètres du montage optique, et d'estimer quantitativement comment ils affectent *in fine* la puissance térahertz détectée.

3.1.6.1 Problématique

Compte tenu de la permittivité du substrat sur lequel l'antenne est déposée, la majeure partie du rayonnement térahertz généré par le photomélangeur est émis vers le substrat. Les diagrammes de rayonnement des antennes déposées sur substrat [25, 149] (reproduits en annexe E.1.1 page 280) illustrent bien cet effet de directivité privilégiée. Celle-ci est d'autant plus forte que la permittivité du substrat est élevée.

Cette augmentation de directivité peut sembler favorable, mais l'extraction du signal hors substrat peut s'avérer difficile. En effet, certains rayons issus du photomélangeur sont piégés dans le substrat par réflexion totale aux interfaces (*cf* figure 3.17) : l'angle limite d'incidence est donné par la formule ci-dessous.

$$\theta_{max} = \arcsin\left(\frac{1}{n}\right) \quad (3.73)$$

Ainsi pour un photomélangeur épitaxié sur substrat de GaAs (d'indice $n=3,6$ aux fréquences térahertz) tous les rayons émis avec un angle supérieur à $16,1^\circ$ restent piégés dans le substrat. Ceux émis avec un angle inférieur émergent dans un cône d'angle solide de 2π sr, ce qui réduit considérablement la portion du faisceau intercepté par le miroir parabolique.

La solution traditionnellement utilisée consiste à coller une lentille hémisphérique au dos du substrat afin de permettre à tous les rayons d'émerger (*cf* figure 3.17). C'est la taille et l'indice de réfraction de la lentille qui déterminent l'efficacité de cette technique.

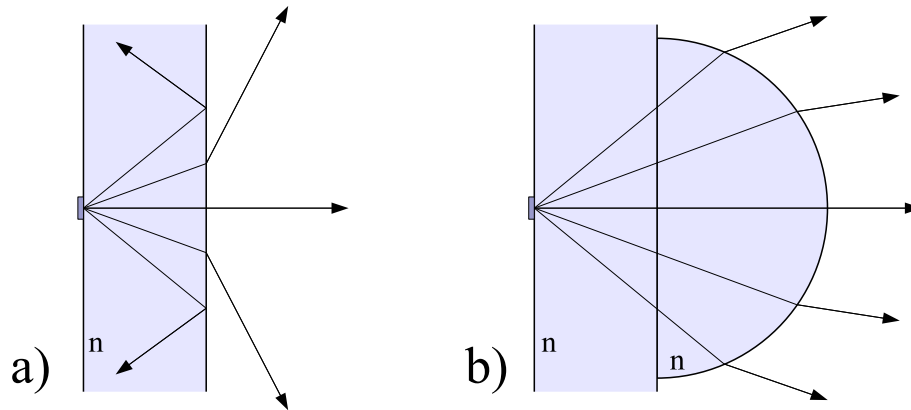


FIG. 3.17: Utilisation d'une lentille hémisphérique pour maximiser l'extraction du signal rayonné par le photomélangeur. a) sans lentille, certains rayons sont piégés à l'intérieur du substrat. b) tous les rayons sont extraits et partiellement collimatés

Nous avons développé un modèle permettant d'évaluer la proportion du rayonnement émis intercepté par le miroir parabolique (*cf* figure 3.16) que nous avons appelé taux de collection (T_c). Nous avons étudié l'influence des paramètres suivants :

- type d'antenne utilisée (dipôle ou spirale),
- diamètre et substrat de la lentille hémisphérique,
- ouverture du miroir parabolique.

3.1.6.2 Méthode de calcul

Le modèle utilise les lois de l'optique géométrique pour calculer les trajectoires des rayons émis. Une pondération pour chaque rayon est calculée à partir du diagramme de rayonnement de l'antenne utilisée. Finalement, le taux de collection s'exprime sous la forme d'une double intégrale bornée par la surface du miroir de collection S_m :

$$T_c = \frac{1}{4\pi} \iint_{S_m} G'(\theta, \Phi) \frac{1}{r^2} \vec{u}_r \cdot \vec{n} \, dS \quad (3.74)$$

où :

- G' correspond au gain de l'antenne modifiée par les dioptries intercalés entre celle-ci et le miroir de collection (substrat, lentille hémisphérique),
- dS correspond à un élément de surface élémentaire du miroir de collection,

- r est la distance entre le point d'émission et l'élément de miroir dS ,
- \vec{n} est le vecteur unitaire normal à dS et \vec{u}_r le vecteur unitaire porté par r .

L'annexe E (page 279) donne les détails de calcul de l'équation (3.74).

3.1.6.3 Résultats

Sans lentille hémisphérique, les calculs montrent que moins de 2% de la puissance térahertz générée est interceptée par le miroir de collection. Ceci illustre l'importance des phénomènes de réflexion totale interne dans le substrat.

Avec une lentille hémisphérique en silicium ou en saphir, les résultats sont présentés figure 3.18 et 3.19 pour 4 ouvertures de miroir parabolique différentes. Des résultats pour d'autres types de lentilles sont présentés dans l'annexe E.

Le taux de collection est très dépendant de l'ouverture du miroir utilisé. Les miroirs ouverts à $f/2$ ou $f/3$ imposent l'utilisation de lentilles de petit diamètre (~ 2 à 3 mm). Or, ces dernières sont particulièrement difficiles à centrer par rapport au photomélangement. En pratique, on utilise le plus souvent des lentilles de diamètre supérieur à 5 mm, il en résulte un taux de collection inférieur à 20% si le miroir parabolique est ouvert à $f/2$.

Ainsi, si l'on veut utiliser une lentille de taille raisonnable (typiquement 5 mm de diamètre), l'utilisation d'un miroir ouvert à $f/1$ est indispensable. Pourtant les miroirs ouverts à $f/2$ sont couramment utilisés, et constituent donc une source importante de perte. Ceci pourrait expliquer, en partie, les différences souvent constatées entre la puissance térahertz théoriquement générée, et celle effectivement mesurée.

L'utilisation de lentilles en saphir constitue une alternative envisageable à l'utilisation des lentilles de silicium qui sont traditionnellement utilisées dans cette gamme de longueur d'onde. Elles permettent également d'obtenir une collection efficace pour un prix moindre et une plus grande robustesse.

En effet, pour une lentille de silicium de 5 mm de diamètre (et un miroir ouvert à $f/1$), le taux de collection est d'environ 75 %. Il est de 65 % pour une lentille de saphir. Cependant, cette comparaison ne prend pas en compte les différences de transparence de ces matériaux dans la gamme THz.

3.1.7 Synthèse de la modélisation

Nous avons présenté des modèles permettant de calculer la puissance rayonnée par le photomélangement, à partir de ses caractéristiques physiques et géométriques.

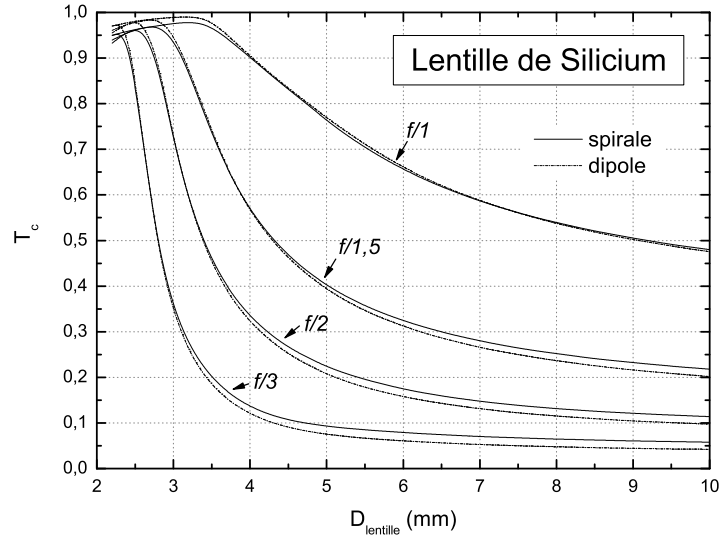


FIG. 3.18: Taux de collection T_c calculé pour différents diamètres de lentille hémisphérique de **silicium** ($n = 3.41$) et pour 4 miroirs paraboliques d'ouverture différente. Calcul effectué pour une antenne spirale et une antenne dipôle déposées sur un substrat de GaAs ($n = 3.61$) d'épaisseur $h = 450 \mu\text{m}$.

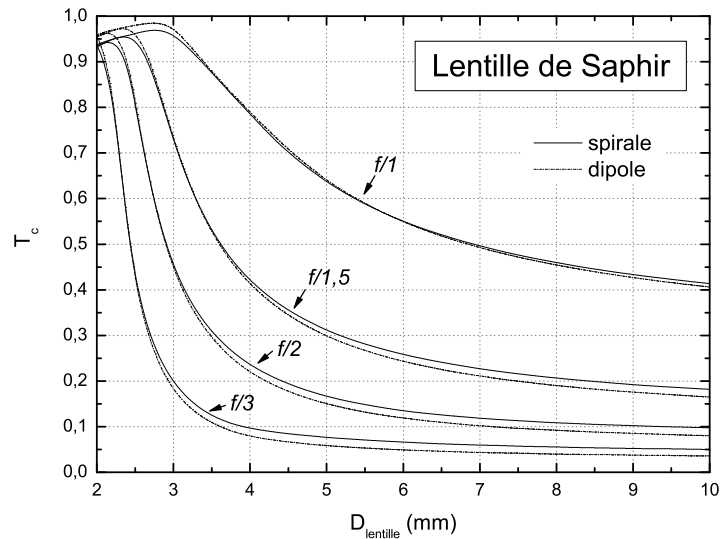


FIG. 3.19: Taux de collection T_c calculé pour différents diamètres de lentille hémisphérique de **saphir** ($n = 3.25$) et pour 4 miroirs paraboliques d'ouverture différente. Calcul effectué pour une antenne spirale et une antenne dipôle déposées sur un substrat de GaAs ($n = 3.61$) d'épaisseur $h = 450 \mu\text{m}$.

Afin de comprendre pourquoi la puissance térahertz détectée était souvent bien inférieure à celle calculée à partir du photocourant continu, nous avons proposé de prendre en compte la participation des trous au photocourant. Les calculs ont montré que ces derniers participaient massivement au photocourant continu mais dans une moindre mesure au photocourant modulé. Nous avons ainsi mis en avant des erreurs d'estimation de plusieurs décades sur la puissance théorique générée.

Une autre source d'erreurs à été abordée. Celle-ci n'est pas due à un problème de modélisation, mais à des erreurs de dimensionnement des optiques de collection. En effet, l'utilisation de miroirs de trop petite ouverture peut conduire à perdre plus de 80% de la puissance émise par le photomélangeur.

3.2 Réalisations expérimentales

Dans cette section, nous nous intéresserons à la génération du signal térahertz par photomélange en utilisant les sources optiques bi-fréquence développées dans le chapitre 1 et les photomélangeurs fabriqués à partir des matériaux développés dans le chapitre 2.

3.2.1 Réalisation des composants

La technologie pour réaliser les photomélangeurs peut être simple à mettre en œuvre : nous nous sommes limités à la réalisation de motifs dont les dimensions caractéristiques sont compatibles avec l'utilisation de techniques lithographiques classiques.

Un dépôt métallique à la surface du photoconducteur nous permet de constituer les pistes qui permettent la polarisation électrique du composant et de réaliser les deux électrodes de l'antenne. Rappelons que c'est l'espace inter-électrodes au centre de l'antenne qui constitue le photoconducteur (*cf* figure 3.8 page 162).

Ce dépôt est réalisé par un procédé conventionnel de "lift off". Celui-ci consiste à masquer, à l'aide d'une résine, les zones du substrat que l'on désire protéger puis à déposer le métal sur toute de la plaque. On dissout ensuite la résine ce qui permet de conserver le métal uniquement sur les zones désirées.

La chronologie des étapes que nous avons utilisées est résumée ci-dessous :

- Nettoyage et dégazage du substrat (200°C, 5 min).
- Dépôt d'une première couche de résine puis recuit (200°C, 1 min).
- Dépôt d'une deuxième couche de résine puis recuit (90°C, 6 min).
- Masquage et insolation aux UV à $\lambda = 200$ nm pendant 30 minutes.
- Développement.
- Dépôt par évaporation d'une métallisation Ti/Pt/Au d'épaisseur 20/20/200 nm.
- "Lift off" par dissolution des résines dans une solution d'acétone.

On constate que plusieurs étapes comportent des phases de recuit à des températures pouvant aller jusqu'à 200°C. Ceci souligne l'importance d'utiliser des substrats stabilisés thermiquement, et donc la nécessité de recuire les matériaux épitaxiés à basse température.

Des antennes de type dipôle et de type spirale ont été déposées sur les différents substrats que nous avons utilisés. Dans les deux cas, le photoconducteur au centre est constitué par les deux électrodes de l'antenne. La distance inter-électrodes est de 5 μm , et la largeur des contacts de 4 μm .

Les paramètres que nous avons utilisés pour les antennes (cf section 3.1.3.2) sont définis sur les tableaux suivants :

Antenne Spirale		Antenne Dipôle	
c	0,2	L_a	70 μm
k	0,73	W_a	2,2 μm
r_0	8,0 μm		
θ	$\pi/2 \rightarrow 7\pi$		

TAB. 3.1: Paramètres des antennes utilisées.

On obtient ainsi pour l'antenne spirale un diamètre externe maximum de 1,3 mm et un diamètre externe minimum de 22 μm . Au centre, on ajoute deux contacts rectangulaires afin de constituer les électrodes du photoconducteur.

Nous avons réalisé ces antennes sur les couches photoconductrices dont les propriétés de résistivité et de temps de vie (étudiées au chapitre 2) sont compatibles avec une utilisation pour le photomélange térahertz :

- GaAs-BT épitaxié à $T_{tc} = 380^\circ\text{C}$, et recuit à 600°C ,
- $\text{In}_{.23}\text{Ga}_{.77}\text{As}$ -BT épitaxié à $T_{tc} = 380^\circ\text{C}$, dopé avec une concentration en Béryllium 10^{18} cm^{-3} , et recuit à 600°C ,
- $\text{In}_{.07}\text{GaAsN}_{0.022}$, non recuit.

Rappelons que pour ces trois matériaux l'épaisseur de la couche active est de 2 μm .

Les procédés de "lift-off" ont été effectués sur des quarts de plaque 2" ce qui n'est pas sans conséquence sur la reproduction des antennes, en particulier au niveau de l'espace inter-électrodes final. En effet, lorsque la surface du substrat est faible, au moment de l'étape de masquage le contact entre le masque et le substrat est de moins bonne qualité. Ceci provoque des effets de bord qui peuvent modifier les contours des composants.

La figure 3.20 illustre ces effets sur le photoconducteur de l'antenne spirale lorsque l'on utilise deux tailles différentes de substrats. La photo de gauche présente les résultats obtenus sur un substrat de 3", celle de droite ceux obtenus sur un quart de substrat 2".

La morphologie du composant réalisé sur quart de substrat 2" est sensiblement différente de celle souhaitée initialement. Dans le cas présent, on remarque les bords arrondis du composant ainsi qu'une diminution de la distance inter-électrodes. Ceci a pour effet de modifier la distribution des lignes de champ électrique et donc les caractéristiques du composant.

D'une réalisation à l'autre sur quart de substrat 2", il existe donc une certaine dispersion sur les formes des composants déposés. Par conséquent, il sera difficile de comparer finement les résultats obtenus entre les différents composants.

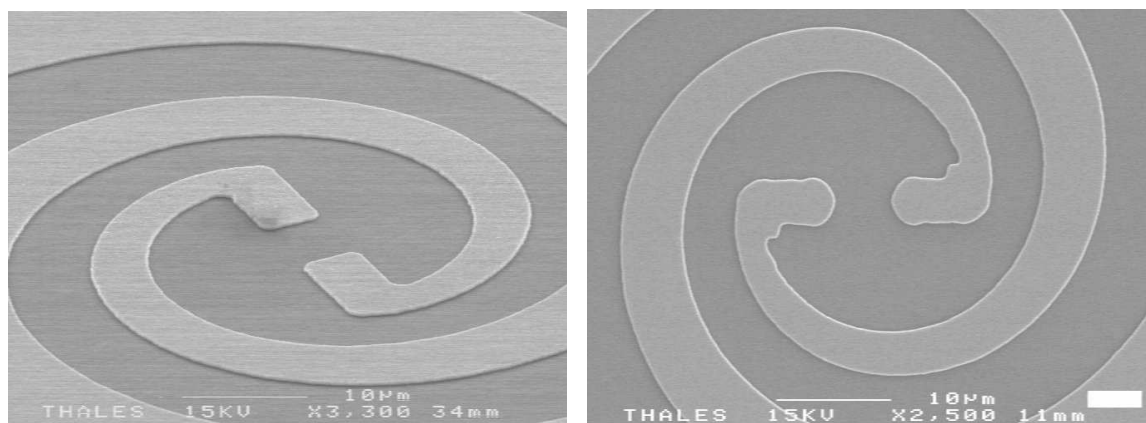


FIG. 3.20: Photos de photomélangeurs large bande prises en microscopie électronique. La photo de gauche illustre les résultats obtenus en travaillant sur un substrat de 3", celle de droite illustre ceux obtenus en travaillant sur un quart de substrat 2".

3.2.2 Dispositifs expérimentaux pour la génération de térahertz par photomélangement

Deux dispositifs expérimentaux ont été réalisés. Le premier met en œuvre le laser bi-fréquence Yb:CaF₂ à 1060 nm et permet l'utilisation des photomélangeurs à base d'InGaAs-BT et d'InGaAsN, générant ainsi un battement de grande pureté spectrale accordable entre 0 et 2 THz.

Le deuxième utilise deux diodes à 852 nm. La pureté spectrale du battement obtenu est donc faible et peu stable (voir section 1.2.3 page 38). Cependant ce système permet de caractériser des composants à base de GaAs-BT, matériau de référence pour la génération de térahertz par photomélangement, et donc d'évaluer les résultats obtenus avec les autres matériaux.

3.2.2.1 Dispositif pour le photomélangement à 1060 nm

Le dispositif expérimental utilisé pour réaliser le photomélangement avec le laser bi-fréquence est décrit figure 3.21. Il est utilisé pour exciter les photomélangeurs d'In_{0.23}Ga_{0.77}As-BT et d'InGaAsN.

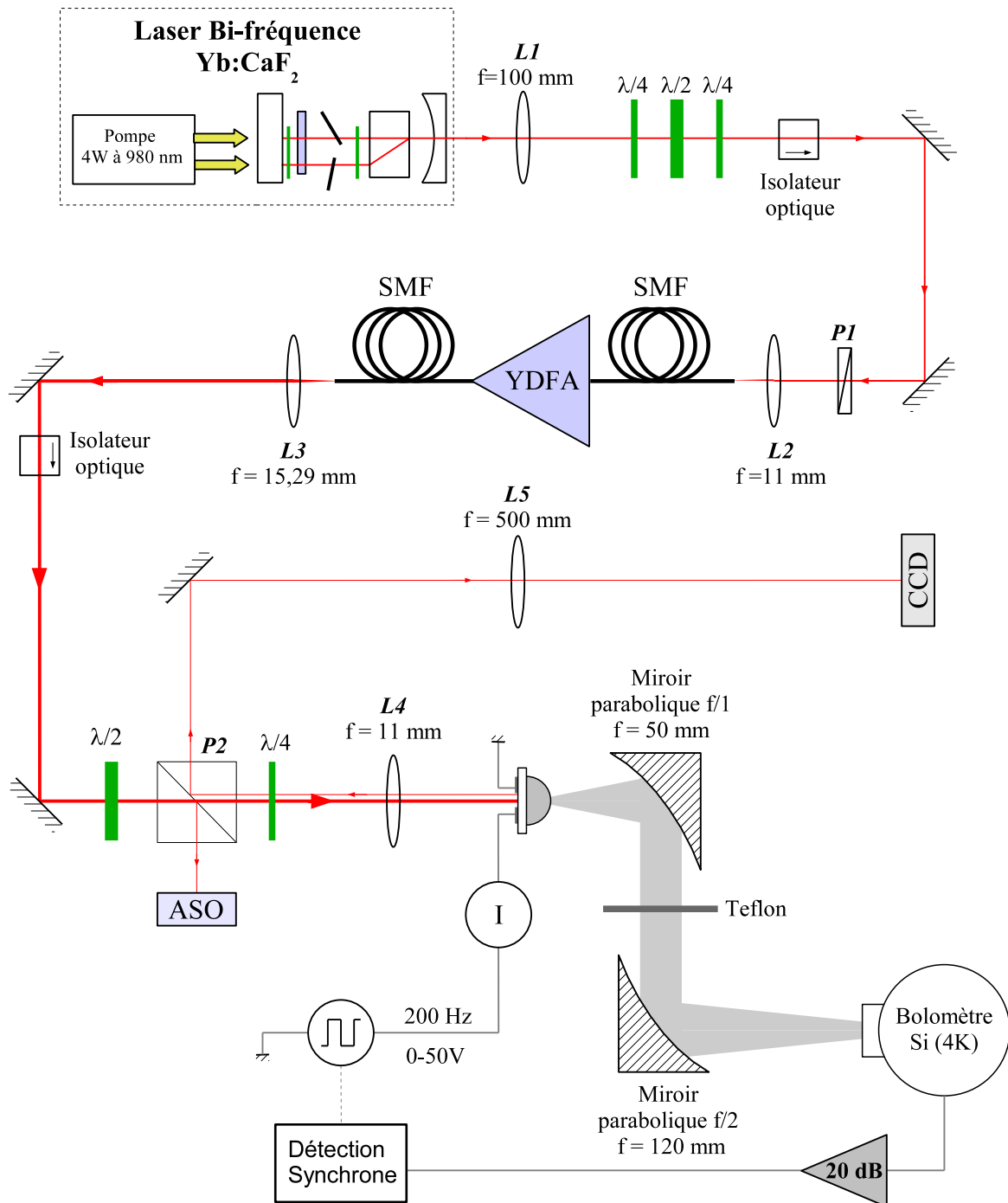


FIG. 3.21: Dispositif expérimental de photomélange à 1060 nm. Le faisceau émis par le laser bi-fréquence Yb:CaF₂ est amplifié par le YDFA (à maintien de polarisation) puis focalisé sur le photomélangeur d'InGaAs-BT ou d'InGaAsN. Le faisceau THz généré est collecté par un miroir parabolique, filtré puis focalisé sur le bolomètre.

Optique IR :

La source IR est composée du laser bi-fréquence Yb:CaF₂ tel que nous l'avons décrit en section 1.3.3 (page 1.3.3). Le faisceau de sortie est collimaté à l'aide d'une lentille ($L1$) de focale 100 mm. Les deux modes optiques, de longueur d'onde λ_1 et λ_2 , sont émis avec des états de polarisation linéaires et croisés. Un isolateur optique, indépendant de la polarisation, permet d'éviter les contre-réactions dans la cavité laser. L'état de polarisation final du faisceau bi-fréquence est ensuite contrôlé par 2 lames d'onde $\lambda/4$ et une lame d'onde $\lambda/2$.

Un polariseur permet de projeter les deux états propres de polarisation du laser sur le même axe. Le rapport entre les puissances projetées est alors fonction de l'état de polarisation du faisceau incident. C'est l'orientation des lames d'ondes qui permet de régler la puissance relative entre les deux modes en sortie du polariseur et donc la profondeur de modulation (*cf* équation 1.8 page 34).

Le faisceau bi-fréquence est ensuite couplé dans une fibre monomode ($d_{1/e^2} = 6,6 \mu\text{m}$ et $\text{O.N.} = 0,12$) à maintien de polarisation à l'aide d'une lentille asphérique de focale 11 mm. L'efficacité du couplage est de l'ordre de 50%. L'axe rapide de la fibre est aligné avec l'axe du polariseur.

Le signal est amplifié à l'aide de l'amplificateur à fibre dopée Ytterbium (YDFA) à maintien de polarisation présenté en section 1.3.3.4. Compte tenu des niveaux de puissance délivrés par le laser bi-fréquence ($> 50 \text{ mW}$) l'amplification n'est théoriquement pas nécessaire pour une utilisation en photomélange. Cependant, l'YDFA permet :

- de s'affranchir des variations de puissance de sortie du laser bi-fréquence lorsque l'on accorde les longueurs d'onde λ_1 et λ_2 (l'amplificateur travaillant à puissance de saturation),
- de ne pas être limité par les pertes des différentes optiques,
- de filtrer spatialement le faisceau.

On utilise alors uniquement le premier étage de l'amplificateur. La puissance de sortie est égale à 60 mW (pour 1 mW à 1060 nm de puissance optique couplée dans la fibre d'entrée).

Le même type de fibre est utilisé à la sortie et à l'entrée de l'amplificateur. Le passage en espace libre est assuré par une lentille de focale 15,29 mm traitée AR. Le diamètre du faisceau collimaté en sortie est de 3,0 mm. Un isolateur optique en espace libre (polarisant) permet d'éviter les contre-réactions dans l'amplificateur.

La puissance optique est ensuite atténuée en associant une lame d'onde $\lambda/2$ à un cube séparateur de polarisation. C'est donc l'orientation de la lame d'onde qui fixe la puissance du faisceau transmis utilisé pour exciter le photomélangeur. La partie du

faisceau réfléchi par le cube est couplé dans une fibre et acheminé vers un Analyseur de Spectre Optique (ASO) ce qui permet de contrôler l'écart en longueur d'onde entre les deux modes optiques, ainsi que leur niveau de puissance relative après l'amplification.

On modifie la polarisation du faisceau transmis à l'aide d'une lame d'onde $\lambda/4$ permettant de passer à un état de polarisation circulaire. Le faisceau est ensuite focalisé au niveau de l'espace inter-électrodes du photomélangement à l'aide d'une lentille asphérique ($L2$) de focale 11,0 mm traitée AR.

La partie réfléchie du faisceau incident sur le photomélangement est collectée par la lentille $L2$, et passe de nouveau dans la lame d'onde $\lambda/4$. Son état de polarisation est donc linéaire et croisé par rapport à celui du faisceau incident. Lors du passage dans le cube séparateur de polarisation le faisceau est donc réfléchi. Une lentille $L3$ de focale 500 mm permet de former une image du photomélangement sur un CCD et de mesurer la position du point de focalisation par rapport aux électrodes du photomélangement.

Optique THz :

Afin de permettre une bonne extraction du signal térahertz, une lentille hémisphérique de 5 mm de diamètre en saphir est centrée et plaquée au dos du substrat du photomélangement (*cf* section 3.1.6 page 3.1.6). Cette lentille à l'avantage de transmettre dans le proche infrarouge. La partie non absorbée du faisceau optique incident peut donc être utilisée pour permettre l'alignement des différents éléments optiques térahertz.

Le rayonnement émis par le photomélangement est collecté et collimaté par un miroir parabolique (hors d'axe à 90°) d'ouverture $f/1$ afin de maximiser la collection, conformément aux remarques que nous avons développées en section 3.1.6. La longueur focale effective ainsi que le diamètre du miroir sont de 50,8 mm.

Une lame de Teflon[®] de 2 mm d'épaisseur est insérée dans le faisceau térahertz afin de bloquer le rayonnement à 1060 nm résiduel transmis par le photomélangement. Nous avons en effet constaté que la focalisation de ce résidu IR sur le détecteur entraînait une baisse de la sensibilité de celui-ci.

Le faisceau térahertz est focalisé sur le détecteur à l'aide d'un miroir parabolique d'ouverture $f/2$ et de diamètre 60 mm. Sa longueur focale effective est de 120 mm afin de respecter l'ouverture numérique des optiques du détecteur.

Le détecteur est un bolomètre. Il mesure la variation de résistivité d'un substrat de Silicium composite refroidi à 4 K, cette variation étant liée à la puissance térahertz incidente. Il est équipé d'un cône de Winston (d'ouverture $f/3,5$) en entrée ce qui permet de porter le diamètre effectif de la zone de détection à 10 mm. En contrepartie, l'acceptance angulaire est réduite, ce qui oblige à limiter la convergence du

faisceau en entrée.

Un filtre passe-bas de fréquence de coupure de 3 THz est monté en entrée du bolomètre afin de réduire l'influence du signal thermique sur le bruit.

Nous avons effectué un étalonnage du bolomètre en utilisant un laser QCL à 3 THz dont la puissance de sortie est connue (elle a été mesurée avec un détecteur calibré). La réponse (non amplifiée) de notre bolomètre est estimée à $200 \text{ V/W} \pm 3 \text{ dB}$.

Configuration électrique :

L'alimentation électrique du photomélangeur est modulée à 200 Hz avec un signal carré qui oscille entre 0 et la tension V_b appliquée au photomélangeur (V_b étant accordable entre 0 et 50 V). Ainsi, le signal térahertz généré est modulé à une fréquence de 200 Hz avec un rapport cyclique de 50% ce qui permet l'utilisation d'une détection synchrone en sortie de bolomètre.

Un ampèremètre est connecté en série, il mesure le courant continu moyen débité dans le photomélangeur.

Le signal de sortie du bolomètre est amplifié à l'aide d'un amplificateur faible bruit (LNA²) intégré qui permet un gain de 20 dB sur le signal électrique. Celui-ci est relié à l'entrée de la détection synchrone dont le temps d'intégration a été réglé à 300 ms.

Afin d'obtenir une modulation du signal térahertz, nous avons choisi de moduler la tension de polarisation du photomélangeur plutôt que la puissance optique incidente. En effet, une partie du faisceau optique indésirable traverse le substrat du photomélangeur et atteint le bolomètre malgré les filtres utilisés : nous avons constaté que lorsque le faisceau IR est modulé, le signal mesuré n'est plus dû à la détection du signal térahertz, mais en partie à celle du signal IR (ou de ces effets indirects).

3.2.2.2 Dispositif pour le photomélangement à 852 nm

Le dispositif expérimental utilisé pour réaliser le photomélangement à 852 nm est décrit figure 3.22. Il est utilisé pour exciter les photomélangeurs de GaAs-BT.

Dans cette configuration, le laser bi-fréquence et l'YDFA sont remplacés par deux DFB à 852 nm dont les faisceaux sont superposés. On utilise le même système que celui décrit en section 1.2 (page 35).

Pour focaliser le faisceau bi-fréquence sur le photomélangeur on utilise une lentille asphérique traitée AR de focale 4,5 mm.

La configuration des optiques THz ainsi que la configuration électrique permettant la détection du signal THz sont identiques à celles utilisées pour le dispositif à 1060 nm.

²En Anglais : Low Noise Amplifier

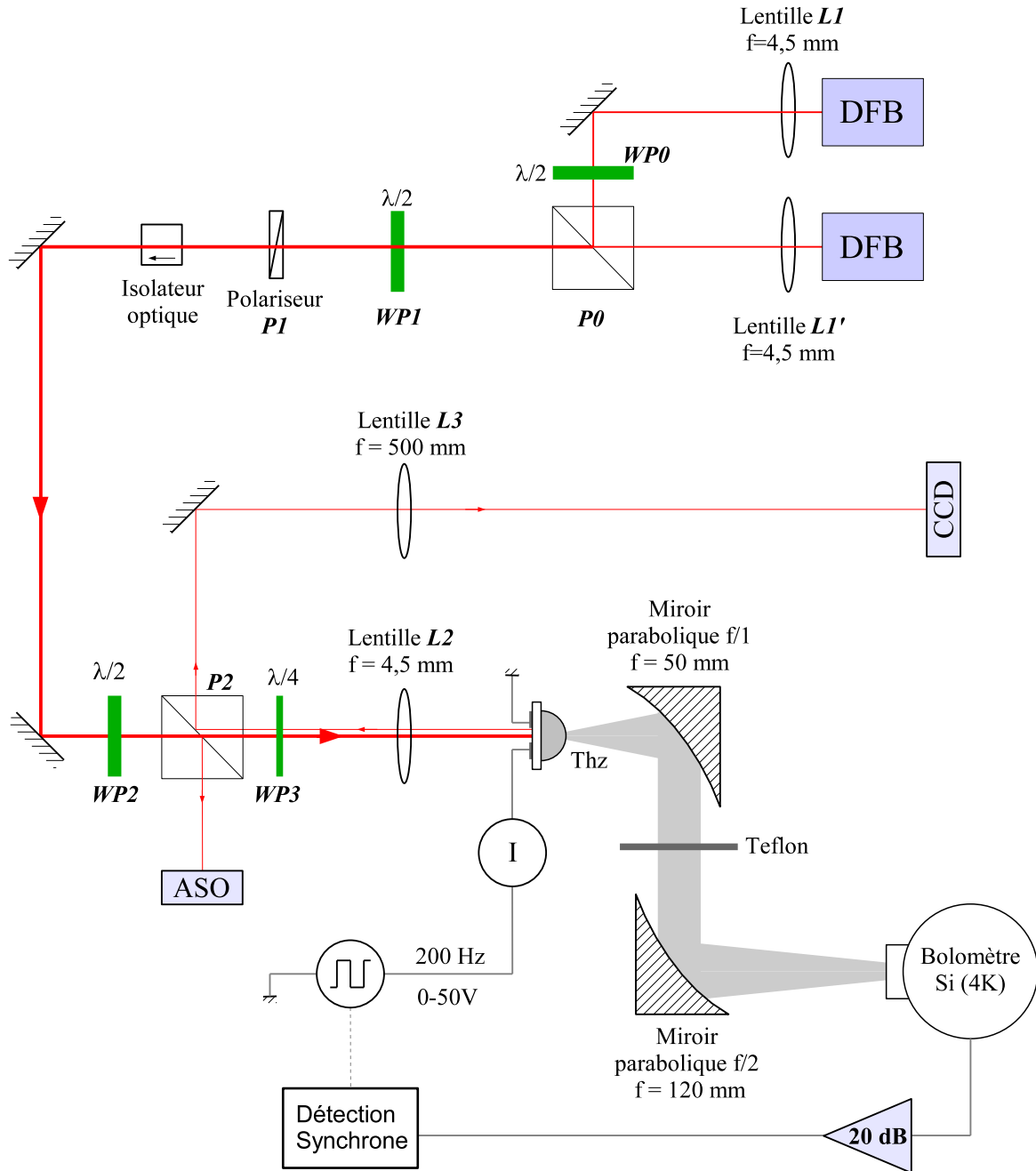


FIG. 3.22: Dispositif expérimental de photomélange à 852 nm. Les faisceaux émis par les deux lasers DFB ($\lambda = 852\text{nm}$) sont recombinaés puis focalisés sur le photomélangeur de GaAs-BT. Le faisceau THz généré est collecté par un miroir parabolique, filtré puis focalisé sur le bolomètre.

3.2.2.3 Caractérisation des faisceaux IR

La taille du faisceau focalisé au niveau du photomélangeur est un paramètre important pour modéliser le photocourant. En effet, c'est elle qui permet de calculer la densité de puissance focalisée au niveau de l'espace inter-électrodes.

La mesure est effectuée à l'aide du dispositif de visualisation décrit précédemment. Dans ce cas, on utilise un CCD dont la taille des pixels est connue. L'image obtenue est analysée à l'aide du logiciel d'acquisition qui permet de calculer la largeurs des faisceaux en $1/e^2$.

Les résultats obtenus sont décrits dans le tableau 3.2 où figurent le grossissement G du système optique utilisé (calculé à partir du rapport entre les focales des lentilles $F2$ et $F3$), ainsi que la largeur des faisceaux selon les axes parallèles et perpendiculaires aux bords des électrodes.

Dispositif à 1060 nm		Dispositif à 852 nm	
G	$\times 45$	G	$\times 111$
$d_{1/e^2 \parallel}$	$14 \mu\text{m}$	$d_{1/e^2 \parallel}$	$4,6 \mu\text{m}$
$d_{1/e^2 \perp}$	$12 \mu\text{m}$	$d_{1/e^2 \perp}$	$2,8 \mu\text{m}$

TAB. 3.2: Tailles des images focales formées dans le plan du photomélangeur pour les dispositifs à 1060 nm (laser bi-fréquence amplifié) et à 852 nm (DFB)

La taille de l'image focale du dispositif à 1060 nm est plus grande que celle obtenue par le calcul soit $4,5 \mu\text{m}$ (compte tenu de la taille du faisceau en sortie de fibre et du rapport entre les focales des lentilles $L3$ et $L4$ figure 3.21). Cette dégradation est attribuée au collimateur utilisé en sortie d'amplificateur (lentille $L3$) dont l'utilisation n'est pas adaptée au type de connecteur employé en sortie de fibre.

La taille de l'image focale du dispositif à 852 nm est conforme au calcul. Son ellipticité est due à celle du mode émis par les lasers DFB.

3.2.3 Réponses électriques statiques

Les mesures des réponses statiques des photoconducteurs ont été réalisées sur des structures présentant un espace inter-électrodes identique à celui des photomélangeurs ($5 \mu\text{m}$ de long et $4 \mu\text{m}$ de large).

Les dispositifs expérimentaux utilisés pour effectuer ces caractérisations diffèrent de ceux présentés en section 3.2.2 (page 185) par l'utilisation de tensions continues et d'un signal optique monomode.

La caractérisation des composants a été effectuée dans une gamme de tension et de puissance optique compatibles avec les seuils de dommage de chaque matériau. Ces derniers ont été déterminés empiriquement en fonction du comportement des composants constaté au cours des différentes utilisations. Les limites supérieures³ des tensions et les puissances optiques sont récapitulées dans le tableau 3.3.

	$V_{b\ max}$	$P_{o\ max}$	λ
GaAs-BT	> 50 V	> 20 mW	852 nm
InGaAs-BT	7,5 V	20 mW	1060 nm
InGaAsN	20 V	20 mW	1060 nm

TAB. 3.3: Seuils de dommage optique et électrique constatés pour différents matériaux photoconducteurs.

On constate que le GaAs-BT est beaucoup plus "solide" que l'InGaAs-BT et l'InGaAsN. Nous attribuons cette différence à un meilleur comportement thermique de la couche de GaAs-BT. En effet, la conductivité thermique d'un matériau binaire est supérieure à celle d'un matériau tertiaire et a fortiori à un matériau quaternaire. De plus, dans le cas de l'InGaAs-BT, la présence d'une couche tampon métamorphique (comportant une forte densité de dislocations) dégrade davantage les performances thermiques du photoconducteur.

3.2.3.1 Courant d'obscurité

La figure 3.23 présente les mesures effectuées pour les 3 types de matériaux photoconducteurs étudiés en l'absence d'éclairement.

Le GaAs-BT confirme son excellent caractère semi-isolant avec un photocourant inférieur à 23 nA pour une tension appliquée de 50 V. La réponse reste linéaire entre 0 et 50 V et correspond à une résistivité d'obscurité d'environ 2200 M Ω .

Pour l'InGaAs-BT et l'InGaAsN, les résultats sont comparables pour des tensions inférieures à 2 V avec un comportement linéaire et une résistivité de 1,4 M Ω (soit plus de 3 ordres de grandeur inférieur aux performances du GaAs-BT).

³Pour le GaAs-BT, nous n'avons pas pu déterminer les seuils de dommage. En effet nous avons été limités par la source de tension utilisée, ainsi que par la puissance optique maximale délivrée par les lasers DFB.

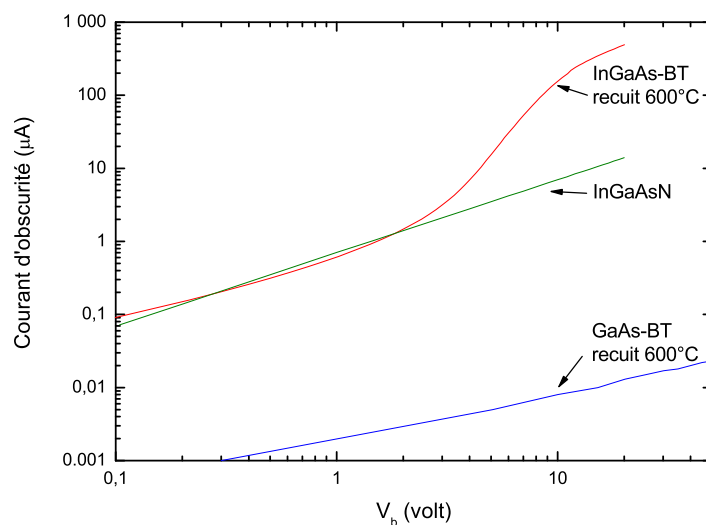


FIG. 3.23: Courants d'obscurité mesurés pour 3 photoconducteurs de $5 \mu\text{m}$ de long et $4 \mu\text{m}$ de large.

Le comportement reste linéaire pour l'InGaAsN à des tensions supérieures. Ce n'est pas le cas pour le composant déposé sur InGaAs-BT : le courant d'obscurité augmente de façon non-linéaire entre 2 et 10 V puis retrouve un comportement linéaire jusqu'à 20 V. Dans la zone 10-20 V la résistivité différentielle n'est plus que de $34 \text{ k}\Omega$.

Nous attribuons ce comportement à l'augmentation du champ électrique dans la couche métamorphique. Dans l'annexe F (page 295) nous avons effectivement montré que les lignes de champ électrique pénétraient profondément dans le substrat. Au-delà de 2 V, le champ électrique serait suffisant pour permettre une conduction électrique dans la couche métamorphique qui est faiblement résistante. La résistivité de l'échantillon serait alors fortement dégradée.

3.2.3.2 Photocourant continu

• Composant sur GaAs-BT :

Les caractérisations $I - P_o$ sont présentées figure 3.24 pour différentes tensions de polarisation. Comme le modèle le prévoyait, la réponse est linéaire et correspond à une sensibilité de $36,5 \text{ mA/W}$ (pour une tension de polarisation de 50 V).

Les caractérisations $I - V_b$ sont présentées figure 3.25 pour différentes puissances optiques incidentes. La réponse en tension n'est pas linéaire et peut s'expliquer par plusieurs phénomènes :

- la saturation de la vitesse de dérive des électrons pour des tensions $\geq 10 \text{ V}$,

- le début de saturation du courant de trous pour des tensions ~ 50 V,
- des effets de masquage de champ dus à la présence de charges internes (pièges ayant capturé un électron ou un trou).

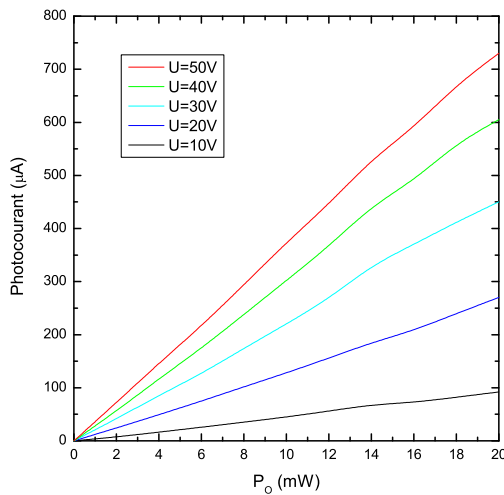


FIG. 3.24: Mesures du photocourant en fonction de la **puissance optique** incidente, pour un photoconducteur de $4 \times 5 \mu\text{m}$ sur GaAs-BT recuit à 600°C .

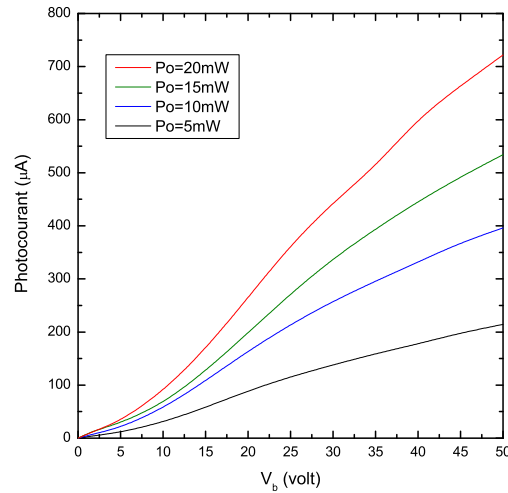


FIG. 3.25: Mesures du photocourant en fonction de la **tension** appliquée, pour un photoconducteur de $4 \times 5 \mu\text{m}$ sur GaAs-BT recuit à 600°C

Cependant, l'application stricte du modèle développé au début de ce chapitre conduit à une sur-évaluation du photocourant et ne permet pas de modéliser ces résultats : pour une tension appliquée de 50 V et une puissance optique incidente de 20 mW on calcule un photocourant de 7,4 mA (*cf* section 3.1.5.4 page 174) alors que le photocourant mesuré est d'environ $750 \mu\text{A}$.

De nombreux facteurs peuvent expliquer cette différence. En premier lieu, le modèle a été développé pour des structures verticales où le champ est homogène ce qui n'est pas le cas des structures planaires (*cf* annexe F page 295). Par conséquent, les porteurs photogénérés en profondeur dans le matériau doivent transiter dans les zones non-éclairées situées sous les électrodes. Les porteurs s'y recombinent avec les pièges, limitant ainsi le nombre de porteurs transitant jusqu'aux électrodes. Ces captures augmentent le taux de remplissage des pièges sous l'électrode collectrice d'électrons, et diminuent le taux de remplissage des pièges sous l'électrode collectrice des trous, ce qui a plusieurs conséquences :

1. en régime stationnaire, l'augmentation du temps de vie pour chaque type de porteurs sous son électrode collectrice,

2. la génération de charges d'espace sous les électrodes induit un masquage partiel du champ appliqué,
3. une augmentation de la capacité de l'espace inter-électrodes due à la présence de charges d'espace sous les électrodes.

Ces effets n'affectent pas de la même manière les deux types de porteurs. Les électrons en particulier sont moins sensibles aux effets de masquage de champ : compte tenu des tensions appliquées, le champ électrique dans la structure est largement supérieur au champ nécessaire pour saturer la vitesse des électrons. Ainsi, le masquage du champ électrique ne devrait pas modifier significativement la vitesse des électrons. Cela n'est pas le cas pour les trous.

On peut donc supposer que dans le cas d'une structure planaire, le rapport entre le courant d'électrons et celui des trous n'est pas aussi défavorable que celui que nous avons calculé dans une structure verticale (facteur ~ 20). Ceci explique les différences entre le photocourant calculé et celui effectivement mesuré.

Une quantification de ces effets est cependant difficile à réaliser. Dans ce but, nous avons effectué des simulations en utilisant un modèle plus complet : celui-ci vise à résoudre les équations de transport couplées à l'équation de Poisson pour les 3 espèces chargées dans le photoconducteur (électrons, trous et pièges).

Nous avons réalisé un premier essai sur une structure uni-dimensionnelle en utilisant une méthode de résolution aux éléments finis pour résoudre le système d'équations différentielles posé. Les premières évaluations confirment nos hypothèses et comportent des similitudes avec les résultats obtenus par d'autres équipes [170, 120, 61].

La complexité de la simulation, notamment liée à la présence de gradients de concentration importants, a cependant entraîné des problèmes de convergence de calcul. Ceci nous a empêché de généraliser le problème à 2 voire 3 dimensions et d'obtenir ainsi des données chiffrées.

• Composant sur InGaAs-BT dopé au Béryllium :

Les caractérisations $I - P_o$ sont présentées figure 3.26 pour différentes tensions de polarisation. Contrairement à ce qui avait été observé pour les photoconducteurs sur GaAs-BT, la réponse n'est pas linéaire et présente une saturation en particulier pour les faibles tensions de polarisation. La sensibilité différentielle est de 9,0 mA/W (pour une puissance optique de 20 mW et une tension de polarisation de 5 V).

Cette saturation confirme les résultats des caractérisations des matériaux : nous avons montré que le dopage au Béryllium avec une concentration de 10^{18} cm^{-3} avait pour conséquence d'ioniser totalement les donneurs profonds (*cf* section 2.3.4 page 118).

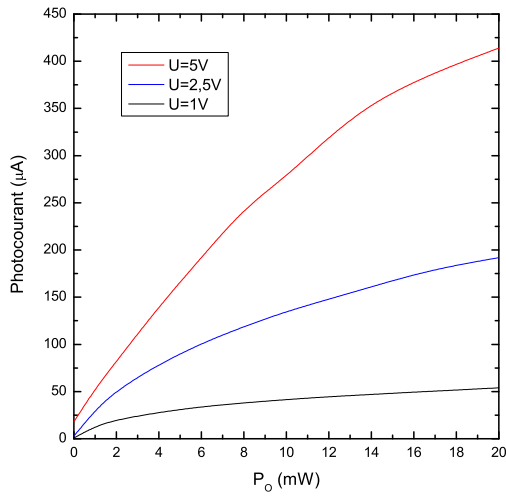


FIG. 3.26: Mesures du photocourant en fonction de la **puissance optique** incidente⁴, pour un photoconducteur de $4 \times 5 \mu\text{m}$ sur InGaAs-BT recuit à 600°C .

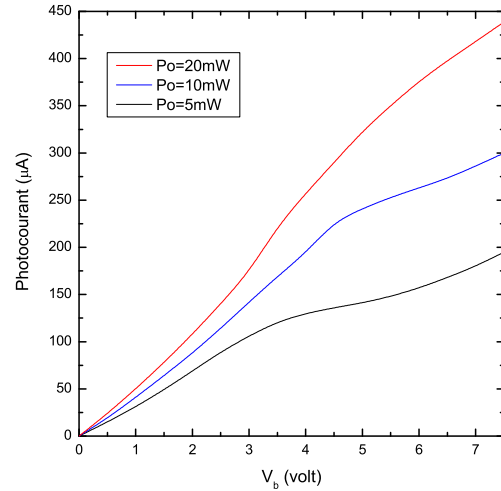


FIG. 3.27: Mesures du photocourant en fonction de la **tension** appliquée⁴, pour un photoconducteur de $4 \times 5 \mu\text{m}$ sur InGaAs-BT recuit à 600°C .

Cette ionisation se traduit par une saturation du temps de vie des trous, qui est alors dépendante du taux de recombinaison des électrons et donc de la puissance optique incidente.

Nous avons effectué le calcul des temps de vie des trous et des électrons en utilisant le modèle de dynamique des porteurs développé dans le chapitre précédent (*cf* section 2.2 page 87). Les résultats sont présentés sur la figure 3.28 pour trois profondeurs différentes dans le matériau. Les paramètres utilisés sont les suivants :

- un faisceau de diamètre $14 \mu\text{m}$,
- une longueur d'onde optique de $\lambda = 1055 \text{ nm}$,
- une densité de pièges N_{dd} de $9 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ entièrement ionisés ($N_a = N_{dd}$),
- et une absorption optique α de 10^4 cm^{-1} .

Ces calculs illustrent la forte diminution du temps de vie des trous avec l'augmentation de la puissance optique incidente. Le photocourant étant proportionnel au temps de vie des porteurs, et la participation des trous au photocourant continu étant majoritaire, cette diminution de τ_p se traduit par une réponse non-linéaire (saturation) en fonction de la puissance optique incidente.

⁴Ces courbes ont été obtenues en synthétisant la réponse de plusieurs composants de géométrie identique, déposés sur même substrat, mais réalisés sur des quarts de plaques différents. Rappelons que le procédé de fabrication entraîne une certaine dispersion sur la forme du composant déposé et donc sur la réponse des composants (*cf* section 3.2.1 page 183).

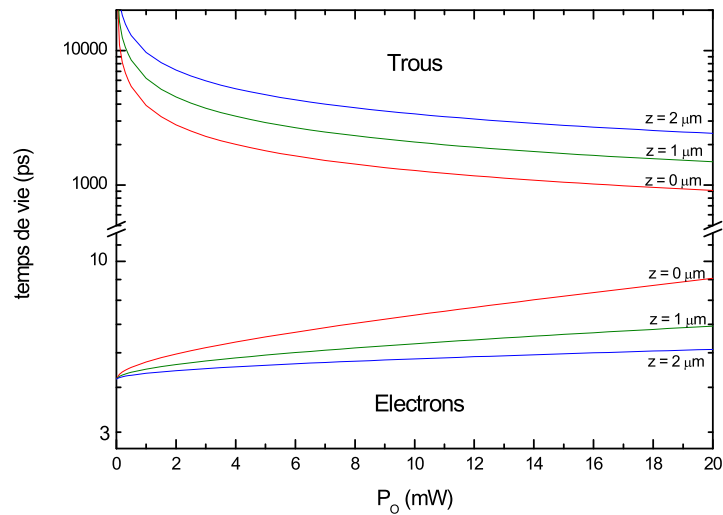


FIG. 3.28: Calcul du temps de vie des porteurs dans le InGaAs-BT dopé Béryllium en fonction de la puissance optique incidente. Les calculs ont été effectués pour 3 profondeurs z différentes dans le matériau.

Les caractérisations $I - V_b$ sont présentées figure 3.27 pour différentes puissances optiques incidentes. Autour de $3 \sim 4$ V, on observe un changement de pente qui pourrait illustrer la saturation de la vitesse des électrons. Par ailleurs, ce phénomène s'accompagne d'un petit effet de survitesse que nous n'avions pas observé pour les composants à base de GaAs-BT. Cet effet pourrait s'expliquer par une mobilité électronique plus élevée (due à une densité de pièges plus faible) pour nos échantillons d'InGaAs-BT.

Dans les mêmes conditions de polarisation (i.e. $V_b = 7,5$ V et $P_o = 20$ mW), le photocourant généré dans le photoconducteur de GaAs-BT est de $57 \mu\text{A}$ (cf figure 3.25) soit ~ 8 fois moins que dans le photoconducteur de InGaAs-BT. Le rapport des temps de vie des électrons n'étant que d'un facteur 3, cette différence confirme l'importance du photocourant de trous dans le cas de l'InGaAs-BT dopé au Béryllium.

Comme pour les composants à base de GaAs-BT, notre modèle n'est pas adapté pour décrire finement le comportement de photoconducteurs d'InGaAs-BT planaires, d'autant moins que les temps de vie des porteurs, et donc leurs densités, ne sont pas homogènes dans le semi-conducteur.

- **Composant sur InGaAsN :**

Les caractérisations $I - P_o$ sont présentées figure 3.29 pour différentes tensions de po-

larisation. Comme pour les composants sur InGaAs-BT dopé au Béryllium, la réponse du composant n'est pas strictement linéaire ce qui pourrait indiquer que le taux d'ionisation des pièges dans l'InGaAsN est élevé. La sensibilité différentielle est de $5,3 \text{ mA/W}$ (pour une puissance optique de 20 mW et une tension de polarisation de 20 V).

Les caractérisations $I - V_b$ sont présentées figure 3.30 pour différentes puissances optiques incidentes.

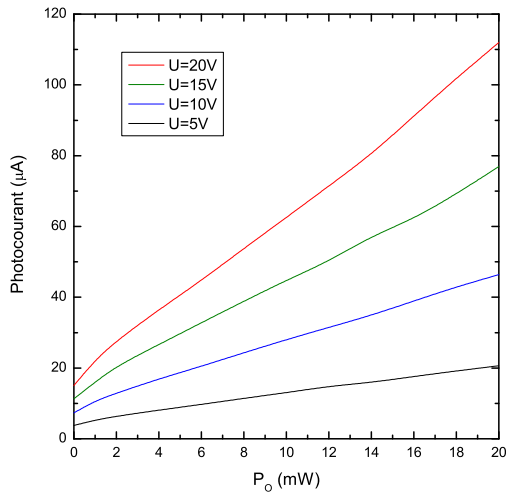


FIG. 3.29: Mesures du photocourant en fonction de la **puissance optique** incidente, pour un photoconducteur de $4 \times 5 \mu\text{m}$ sur InGaAsN non recuit.

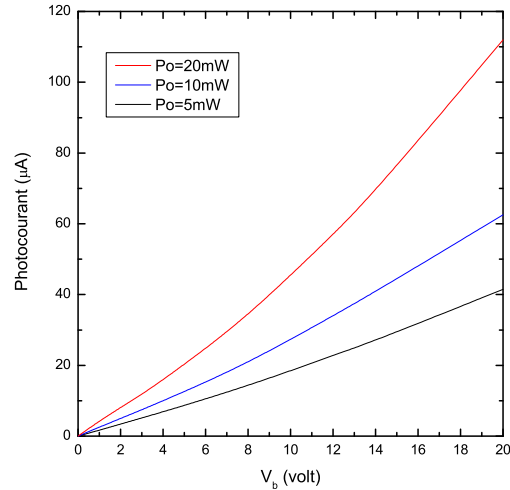


FIG. 3.30: Mesures du photocourant en fonction de la **tension** appliquée, pour un photoconducteur de $4 \times 5 \mu\text{m}$ sur InGaAsN non recuit

Le rapport des photocourants entre le composant à base de GaAs-BT et celui à base d'InGaAsN est égal au rapport des temps de vie entre les matériaux ($270/122 \approx 3,18/1,5$). On devrait donc s'attendre à des performances similaires en terme de génération térahertz. Malheureusement, les seuils de destruction dans l'InGaAsN sont sensiblement plus faibles que dans le GaAs-BT, ce qui ne permet pas d'augmenter la tension de polarisation pour obtenir des photocourants importants.

3.2.4 Génération de térahertz

Pour caractériser les performances des photomélangeurs, plusieurs expérimentations ont été nécessaires. Premièrement, nous nous sommes intéressés à la caractérisation de la bande passante d'un photomélangeur large bande déposé sur substrat d'InGaAs-BT à l'aide du dispositif expérimental présenté figure 3.21 (page 186). Puis, sur ce même substrat, nous avons comparé la réponse entre l'antenne dipôle et l'antenne spirale. Dans un troisième temps, nous avons comparé les performances entre les

différents matériaux photoconducteurs. Enfin nous avons étudié l'influence du type de lentille hémisphérique employé sur les performances obtenues.

Pour chaque point de mesure en fréquence, nous nous sommes assurés que la profondeur de modulation était maximale. Ainsi, nous avons systématiquement égalisé les puissances des deux modes optiques, sur le système à 852 nm ou celui à 1060 nm, en modifiant l'orientation des lames d'onde *WP1*.

Dans les expériences présentées, la puissance optique indiquée correspond à la puissance optique totale incidente. Elle est mesurée avant la lentille de focalisation *L2*. Le photocourant indiqué correspond au courant crête, il est donc égal à 2 fois le photocourant moyen compte tenu du rapport cyclique de 50 % de la source de tension.

Afin de nous assurer que le signal détecté correspond bien au signal cohérent émis par le photomélangeur, une procédure de test a été mise en place : après avoir détecté un signal sur le bolomètre, les lames d'onde *WP1* sont réorientées afin qu'un seul mode ne soit transmis par le polariseur *P1*. Ainsi, il y a toujours génération d'un photocourant mais il n'y a plus de battement et donc pas de génération d'onde térahertz par photomélange. Si le signal initialement détecté persiste, c'est que celui-ci n'est pas le signal généré par photomélange.

3.2.4.1 Caractérisation du photomélangeur large bande sur InGaAs-BT

Nous avons caractérisé la puissance térahertz émise en fonction de la fréquence générée par un photomélangeur à antenne spirale déposée sur substrat d'InGaAs-BT (dopé avec une concentration de 10^{18} cm⁻³ de Béryllium). Afin de rester sous les seuils de destruction des composants (*cf* tableau 3.3 page 192), nous avons utilisé une tension de polarisation de 5 V et effectué les mesures pour 3 puissances optiques incidentes. Les résultats obtenus sont présentés figure 3.31.

Les spectres générés avec une puissance optique incidente de 10 mW s'étendent de 100 GHz à 1.35 THz. Avec une puissance optique incidente de 20 mW, nous obtenons un signal jusqu'à 2 THz, limite d'accordabilité du laser bi-fréquence Yb:CaF₂. Les mesures effectuées avec une puissance optique de 30 mW ne sont pas complètes car le composant s'est détruit avant la fin de la caractérisation. À 940 GHz nous avons détecté un signal dont nous estimons la puissance à environ 12 nW \pm 3dB (au niveau du détecteur) compte tenu de l'incertitude sur la calibration de la réponse du bolomètre (*cf* section 3.2.2.1 page 185).

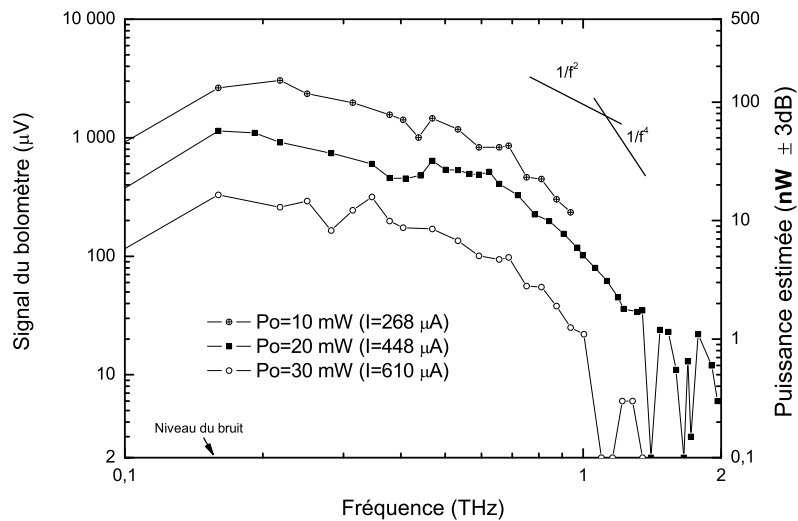


FIG. 3.31: Puissance térahertz détectée en fonction de la fréquence générée pour 3 puissances optiques incidentes. Le photomélangeur est constitué d'une antenne spirale déposée sur un substrat d' $\text{In}_{0.23}\text{Ga}_{0.77}\text{As-BT}$, dopé 10^{18} cm^{-3} en béryllium et recuit à 600°C . L'espace inter-électrodes est de $5 \times 4 \mu\text{m}$. La tension appliquée est de 5 V.

Entre 0 et 500 GHz, on observe sur la figure 3.31 de grandes oscillations du signal détecté (ces variations sont nettement plus visibles lorsque l'on utilise une échelle linéaire). Dans cette gamme de fréquence, le signal détecté est très sensible à l'orientation du miroir parabolique de focalisation, et pour chaque point de mesure effectué nous avons essayé de maximiser le signal détecté.

Les variations observées sont visibles sur tous les spectres que nous avons acquis, y compris sur ceux obtenus avec des antennes résonantes (*cf* section 3.2.4.2 page 201). Nous les attribuons à des effets interférométriques dans le cône de Winston ou dans le filtre d'entrée du bolomètre [51].

Curieusement, la bande passante à 3 dB pour cet échantillon est d'environ 350 GHz alors que l'on s'attendait à une bande passante de 35 GHz compte tenu du temps de vie des porteurs mesuré au chapitre précédent (4,5 ps) et à la formule 3.21. Nous pensons que cette bande passante est artificielle et qu'elle est due à une diminution de la sensibilité de l'ensemble du dispositif aux grandes longueurs d'onde. Citons plusieurs effets pouvant expliquer un tel comportement :

- diminution de la sensibilité du bolomètre aux basses fréquences,
- le diamètre de sortie du cône de Winston (1,4 mm) devient comparable à la longueur d'onde du signal autour de 200 GHz, et peut se comporter comme un filtre passe-haut.

- la taille de la lentille hémisphérique utilisée (5 mm) afin d'augmenter la collection des ondes émises devient trop petite par rapport à la longueur d'onde et voit son efficacité réduite,
- le diamètre maximum de l'antenne spirale utilisé (1,3 mm) limite le fonctionnement de l'antenne à basse fréquence.

L'ensemble de ces considérations peut expliquer l'absence d'une décroissance en $1/f^2$ caractéristique d'un fonctionnement hors bande passante.

Au delà de 850 GHz, le signal généré décroît approximativement en $1/f^{3,7}$, ce qui est proche de la décroissance théorique en $1/f^4$ (due à un filtrage capacitif additionnel). La capacité calculée à partir de la formule 3.38 nous donne une fréquence de coupure RC de 20 THz. Théoriquement, on ne devrait donc pas être gêné par la capacité du photoconducteur entre 0 et 2 THz. Cependant, plusieurs facteurs peuvent expliquer cette décroissance importante :

- comme nous l'avons mentionné précédemment, il est probable que des zones de charge et d'espace apparaissent sous les électrodes à la suite d'une saturation des pièges (saturation générée par le transport des porteurs dans les zones non éclairées). Ceci a pour effet d'augmenter la capacité inter-électrodes.
- la présence de la couche tampon métamorphique sous la couche BT peut former une capacité parasite supplémentaire.
- la transparence du substrat de saphir utilisé pour la lentille hémisphérique diminue à mesure que la fréquence augmente. À 1 THz l'absorption du saphir est de 1 cm^{-1} (ce qui correspond à une transmission de 60 % pour 5 mm de matériau traversé), elle est de 4 cm^{-1} à 2 THz (ce qui correspond à une transmission de 13 % pour 5 mm de matériau traversé).

3.2.4.2 Caractérisation du photomélangeur à antenne résonante sur InGaAs-BT

Les mesures effectuées sur l'antenne dipôle de $70 \mu\text{m}$ de long sont présentées figure 3.32. Sont également présentés les résultats obtenus avec l'antenne spirale dans les mêmes conditions expérimentales.

Conformément à nos attentes, l'antenne dipôle présente un rayonnement maximum à une fréquence donnée. Ce maximum se situe à 470 GHz, ce qui est relativement surprenant puisque les calculs effectués à partir de la formule (3.44) page 159 nous donne une fréquence de résonance théorique d'environ 750 GHz.

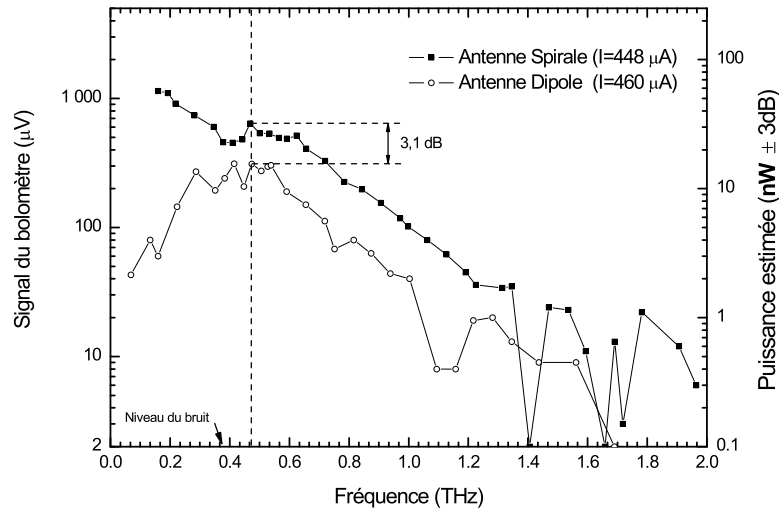


FIG. 3.32: Puissance détectée en fonction de la fréquence générée pour deux types d'antenne (antenne spirale et antenne dipôle de $70 \mu\text{m}$ de long). Le matériau photoconducteur est constitué d' $\text{In}_{.23}\text{Ga}_{.77}\text{As-BT}$, dopé 10^{18} cm^{-3} en Béryllium et recuit à 600°C . L'espace inter-électrodes est de $5 \times 4 \mu\text{m}$. La tension appliquée est de 5 V et la puissance optique totale incidente est de 20 mW .

Cet écart est attribué à l'influence des lignes d'alimentation de l'antenne qui viennent modifier sa réactance [76]. Les fréquences de résonance d'une antenne sont en effet données par les valeurs pour lesquelles sa réactance est nulle.

La bande passante à 3 dB est de 420 GHz, ce qui est très large comparativement à la fréquence centrale d'émission. Cette largeur est attribuée à l'influence des lignes d'alimentation, ainsi qu'à la résistance des contacts métalliques [136] qui peut être élevée aux fréquences utilisées ($R_c \propto \sqrt{f}$).

À la fréquence de résonance, la puissance rayonnée par l'antenne dipôle est inférieure d'un facteur 2,1 (soit 3,1 dB) à celle rayonnée par l'antenne spirale, soit 15 nW (à comparer au 32 nW pour l'antenne spirale). La puissance rayonnée étant proportionnelle à l'impédance de rayonnement de l'antenne utilisée, ce facteur 2,1 est conforme à nos attentes ($R_{a \text{ spi}} = 71 \Omega$ et $R_{a \text{ dip}} = 34 \Omega$).

3.2.4.3 Comparaison entre les différents matériaux photoconducteurs

L'antenne spirale permet donc de générer un signal plus puissant sur l'ensemble de la bande 0-2 THz. C'est donc ce type d'antenne que nous avons utilisé afin de comparer les performances entre les différents matériaux photoconducteurs.

Nous avons cherché à comparer les performances absolues entre les 3 différents matériaux étudiés, c'est-à-dire les performances maximales pour chaque type de photoconducteur. Ainsi, la comparaison ne s'est pas faite dans des conditions identiques pour les trois composants (i.e. même flux optique et même tension appliquée). En effet, nous avons utilisé pour chaque composant des paramètres de fonctionnement permettant de générer le maximum de puissance pendant plusieurs heures, sans dégradation du composant.

Les paramètres utilisés sont résumés sur le tableau suivant :

	GaAs-BT	InGaAs-BT	InGaAsN
λ	852 nm	1055 nm	1055 nm
P_o	15 mW	20 mW	20 mW
ϕ_0 ($\text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$)	$2,1 \cdot 10^{27}$	$0,9 \cdot 10^{27}$	$0,9 \cdot 10^{27}$
V_b	50 V	5 V	20 V
I_0	584 μA	448 μA	110 μA
P_{therm}	25 mW	15 mW	15 mW

Dans ce tableau, P_{therm} représente la puissance thermique totale dissipée dans le composant, c'est à dire la puissance générée par effet joule (en prenant en compte le rapport cyclique de 50% appliqué sur la tension aux bornes du photomélangeur), à laquelle vient s'ajouter la puissance optique du faisceau incident :

$$P_{therm} = \frac{1}{2}P_{Joule} + \eta_{opt}P_o = \frac{1}{2}I_0V_b + 0,68P_o \quad (3.75)$$

Résultats :

Aucun signal cohérent n'a été détecté avec l'échantillon d'InGaAsN. Un signal de 15 μV à été obtenu sur le bolomètre y compris quand un seul mode est focalisé sur le photomélangeur. Ce signal correspond donc à un rayonnement thermique.

Les deux autres échantillons ne présentent pas ce comportement : le signal détecté lorsque le photoconducteur est éclairé avec un seul mode se situe au niveau du bruit (2 μV). On en déduit que la conductivité thermique de l'InGaAsN est bien plus faible et ne permet pas d'évacuer la chaleur générée au point de focalisation. C'est pourquoi l'augmentation de la tension de polarisation au delà de 20 V (sous 20 mW d'éclairement) entraîne la destruction du composant.

Les résultats obtenus pour les photomélangeurs de GaAs-BT et d'InGaAs-BT sont présentés figure 3.33. Les dispositifs expérimentaux sont présentés figure 3.21 et figure 3.22.

La technique utilisée pour accorder la différence de fréquence entre les 2 lasers DFB consiste à faire varier leur température de fonctionnement. Cependant, ce changement

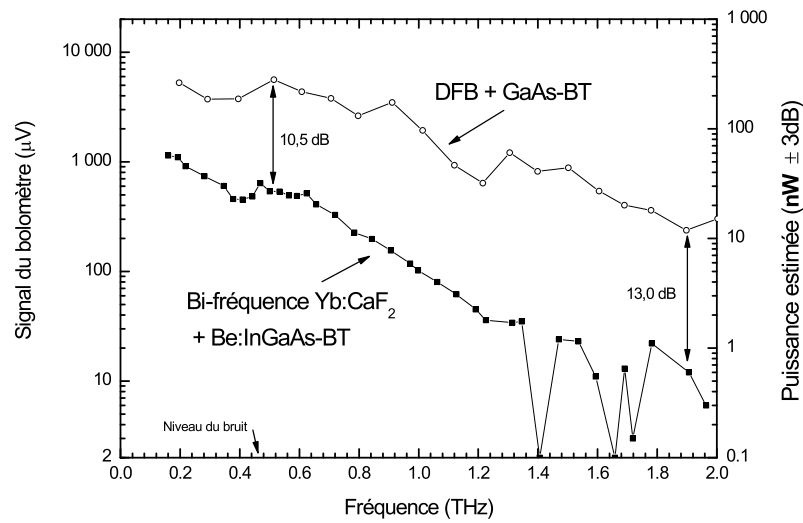


FIG. 3.33: Puissance détectée en fonction de la fréquence générée pour deux photomélangeurs identiques déposés sur deux substrats différents (antenne spirale et espace de $5 \times 4 \mu\text{m}$). Pour le GaAs-BT, $V_b = 50 \text{ V}$, $P_o = 15 \text{ mW}$ et $I_0 = 584 \mu\text{A}$. Pour l' $\text{In}_{0.23}\text{Ga}_{0.77}\text{As-BT}$, $V_b = 5 \text{ V}$, $P_o = 20 \text{ mW}$ et $I_0 = 448 \mu\text{A}$.

de température se fait en modifiant la température de l'embase ce qui modifie la position du laser par rapport à sa lentille de collimation. Il en résulte un changement de direction d'émission du faisceau. Ainsi, pour chaque point de mesure, nous avons été amenés à ré-aligner les 2 faisceaux émis par les 2 laser DFB afin de ré-obtenir leur superposition sur le photomélangeur. Le résultat final n'est pas strictement identique d'un point de mesure à l'autre, ce qui explique les variations que l'on peut observer sur le spectre du photomélangeur de GaAs-BT.

La différence de performance entre le composant sur GaAs-BT et celui sur InGaAs-BT est de 10 dB à 500 GHz. Dans le cas de l'InGaAs-BT, le temps de vie des porteurs n'est pas aussi faible que dans le GaAs-BT. Par conséquent, pour obtenir un photocourant modulé identique, le photocourant continu doit être plus élevé. Dans notre cas, les performances thermiques du photomélangeur d'InGaAs-BT ne permettent pas de fonctionner à puissance thermique P_{therm} équivalente, ni même d'obtenir un photocourant continu identique (il est inférieure de $50 \mu\text{A}$).

Ainsi, non seulement les temps de vie sont plus élevés dans l'InGaAs-BT, mais de plus le photocourant continu maximum est plus faible. Il en résulte une différence de 10 dB sur la puissance générée à 500 GHz.

Cette différence augmente avec la fréquence : à 1,9 THz elle est de 13 dB. On peut donc supposer que les effets capacitifs sont légèrement plus importants dans l'InGaAs-

BT. Ceci pourrait être imputée à la présence d'une capacité parasite supplémentaire due au substrat métamorphique pour l'échantillon d'InGaAs-BT.

Ce sont donc les performances thermiques de l'InGaAs-BT ainsi que le temps de vie des trous qui limitent le photocourant maximum et donc la puissance térahertz générée. En effet :

- Le long temps de vie des trous est lié à une ionisation complète des défauts profonds. C'est une conséquence du dopage en Béryllium avec une concentration de 10^{18} cm^{-3} nécessaire par ailleurs afin d'obtenir une résistivité suffisante (*cf* section 2.3.5 page 131).
- Les faibles performances thermiques sont liées à la présence de la couche métamorphique d'une épaisseur de $1,5 \mu\text{m}$ dont la conductivité thermique est faible en raison de sa mauvaise qualité cristallographique. De plus, l'épaisseur de $2 \mu\text{m}$ de la couche photoconductrice n'est pas favorable à une évacuation efficace de la chaleur. En effet, rappelons que la conductivité thermique de l' $\text{In}_{.23}\text{Ga}_{.77}\text{As}$ est environ 5 fois plus faible que celle du GaAs, et que de surcroît elle est dégradée par l'épitaxie à basse température [96].

3.2.4.4 Vers une utilisation du GaAs-BT à $\lambda = 1,06 \mu\text{m}$

Nous venons de voir que les composants à base de d'InGaAs-BT sont moins performants que ceux à base de GaAs-BT. Une des solutions envisageable pour générer plus de puissance térahertz en utilisant le laser bi-fréquence Yb:CaF₂ consisterait à l'utiliser à des puissances optiques plus élevées avec un photoconducteur de GaAs-BT (bien que sa longueur d'onde d'absorption ne soit pas compatible avec celle de ce laser). Ce type de solution a déjà été envisagé avec une illumination à $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ [60, 198, 162]. Son utilisation à $\lambda = 1,06 \mu\text{m}$ devrait être plus performante.

En effet, au cours des caractérisations d'absorption IR (*cf* section 2.3.3 page 109), nous avons montré que le GaAs-BT même recuit est un peu absorbant à 1060 nm ($\alpha=450 \text{ cm}^{-1}$). En utilisant le laser Yb:CaF₂ amplifié, nous avons obtenu un photocourant de $71 \mu\text{A}$ pour $V_b = 20 \text{ V}$ et $P_o = 520 \text{ mW}$. L'utilisation d'un matériau épitaxié à plus basse température et moins recuit, pourrait permettre d'augmenter la densité de pièges, donc l'absorption à 1060 nm et par conséquent le photocourant généré.

Le calcul des performances théoriques d'un tel composant est délicat à réaliser car ce type d'illumination modifie le niveau de remplissage des pièges et donc la durée de vie des porteurs. De plus, la nature des porteurs photogénérés est inconnue. Cependant, compte tenu de la valeur peu élevée du photocourant, les performances attendues

seront probablement en dessous de celles obtenues avec un éclairage directe à $\lambda = 852$ nm. Il est cependant difficile de dire si un tel dispositif sera plus performant que les photomélangeurs à base d'InGaAs-BT.

Ceci illustre la possibilité d'utiliser le laser bi-fréquence avec des photomélangeurs GaAs-BT permettant éventuellement de générer un battement térahertz. Néanmoins, compte tenu de la faible absorption du GaAs-BT à ces longueurs d'onde, la puissance IR transmise est élevée (~ 250 mW). Il sera donc indispensable d'utiliser des filtre IR efficaces et transparents dans les térahertz afin d'éviter la focalisation du faisceau IR transmis sur le bolomètre.

3.2.4.5 Influence du substrat de la lentille hémisphérique

L'ensemble des résultats présentés précédemment a été réalisé en utilisant une lentille hémisphérique en saphir de 5 mm de diamètre. Le saphir présente l'avantage d'être transparent dans l'infrarouge. Le faisceau IR transmis à travers le photomélangeur constitue donc une aide pour centrer l'ensemble des optiques térahertz.

L'absorption du saphir devient relativement élevée au dessus de 1 THz. Quelles conséquences cela peut-il avoir sur les performances du système? Afin d'établir une comparaison, nous avons mesuré la puissance émise par un photomélangeur de GaAs-BT associé à une lentille hémisphérique de Silicium ultra résistif ($\rho > 2$ k Ω .cm) de 5 mm de diamètre. Les résultats sont présentés figure 3.34.

Entre 0 et 1 THz, la comparaison est difficile à faire au regard des incertitudes des mesures. Il semble cependant que la lentille hémisphérique en Silicium soit plus performante.

Au delà de 1 THz, la puissance détectée est toujours supérieure lorsque le photomélangeur est associé à la lentille hémisphérique de Silicium. Elle permet un gain d'un facteur 1,9 en moyenne (2.7 dB).

Ce gain ne peut s'expliquer à lui seul par des considérations géométriques liées à la différence d'indice entre les matériaux : les calculs géométriques de coefficients de collection effectués en section 3.1.6 (page 177) ayant montré que l'on pouvait espérer un gain d'un facteur 1,15. Cette différence entre le calcul et la mesure est donc interprété comme une plus grande transparence du Silicium à haute fréquence.

L'utilisation d'un Silicium plus résistif pourrait permettre d'augmenter la puissance rayonnée, notamment à basse fréquence.

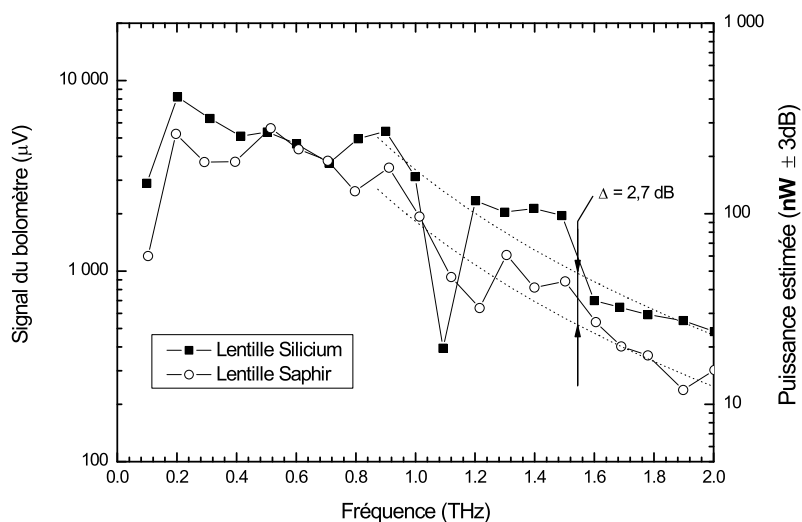


FIG. 3.34: Comparaison de la puissance détectée pour deux types de lentilles hémisphériques utilisées. Le photomélangeur est constitué d'un substrat de GaAs-BT et d'une antenne spirale. La tension appliquée est de 50 V et la puissance optique totale incidente à $\lambda = 852$ nm est de 15 mW.

3.2.5 Synthèse des résultats expérimentaux

Nous avons obtenu le fonctionnement d'un photomélangeur d'InGaAs-BT entre 0 et 2 THz. Entre 0 et 600 GHz les puissances générées sont de l'ordre de la dizaine de nW, puis décroissent selon une loi en $\sim 1/f^4$ pour atteindre quasiment nos limites de détection à 2 THz : 300 pW détectés.

Conformément aux prévisions théoriques, nous avons montré que l'antenne spirale présentait de meilleures performances que l'antenne dipôle à toutes les fréquences générées, en raison de son impédance de rayonnement plus élevée.

Nous avons testé deux types de lentilles hémisphériques, et nous avons montré que l'utilisation d'une lentille en saphir pouvait permettre de collecter le signal THz émis par le photomélangeur. Une meilleure transparence de la lentille en Silicium U.R., permet de gagner un facteur 2 sur la puissance rayonnée par rapport à une lentille en saphir.

La caractérisation de photomélangeurs sur InGaAsN n'a pas permis de détecter un signal térahertz, mais a mis en évidence un fort signal thermique lié à l'échauffement de la zone active. Ces expériences ont illustré la faible conductivité thermique de ce matériau, et donc l'impossibilité d'y conduire de fortes densités de courant. Ceci limite l'intérêt d'un tel matériau pour la génération de signaux THz continu.

Une des solutions pourrait consister à utiliser une couche photoconductrice moins épaisse (par exemple $0,5 \mu\text{m}$) de manière à favoriser l'évacuation de la chaleur produite vers le substrat. Ceci ne nuirait pas nécessairement à la réponse du composant puisque les porteurs créés en profondeur n'ont pas un temps de vie suffisant pour transiter jusqu'aux électrodes.

Nous avons comparé les performances du photomélangeur sur InGaAs-BT et celles obtenues avec le photomélangeur sur GaAs-BT (épitaxié et recuit dans les mêmes conditions). Le photomélangeur sur GaAs-BT présente des performances plus élevées de 10 à 13 dB en fonction de la fréquence générée.

Nous avons attribué les limitations du photomélangeur sur InGaAs-BT à une conductivité thermique inférieure et à un courant de trous plus élevé. Ceci limite le photocourant total pouvant circuler dans la structure et donc la puissance térahertz générée.

3.3 Conclusions du chapitre

Dans la première partie de ce chapitre, nous avons développé un modèle permettant de calculer la puissance CW rayonnée par le photomélangeur à partir de ses caractéristiques physiques et géométriques. Nous avons inclus notamment la participation des trous au photocourant et étudié leur influence sur la puissance térahertz générée. Compte tenu de leur temps de vie élevé, les simulations ont montré que **les trous participaient majoritairement au photocourant continu** mais dans une moindre mesure au photocourant modulé.

En nous basant sur des **limitations thermiques liées à la chaleur générée par le photocourant continu**, nous avons montré que le temps de vie optimum pour maximiser la puissance térahertz CW rayonnée n'était pas obligatoirement le plus court : à 1 THz nous avons estimé qu'une durée de vie d'environ 1 ps était adéquate. Ce résultat a été confirmé par l'expérience : bien qu'avec un temps de vie élevé pour nos échantillons de GaAs-BT (3 ps) nous avons obtenu des performances comparables à celles des autres équipes ($\sim 100 \text{ nW}$ à 1 THz).

Dans la deuxième partie de ce chapitre, nous avons mis en œuvre les matériaux photoconducteurs compatibles avec la longueur d'onde du laser bi-fréquence (1060 nm) présentés aux chapitres 1 et 2 : $\text{In}_{0.23}\text{Ga}_{0.77}\text{As}$ -BT et InGaAsN. Par ailleurs, nous avons

caractérisé des photomélangeurs à base de GaAs-BT afin de disposer d'une référence pour évaluer les performances des différents composants.

Nous n'avons pas obtenu de rayonnement térahertz avec les photoconducteurs d'InGaAsN. En effet, la trop faible conductivité thermique de ce matériau n'a pas permis d'engendrer des photocourants suffisants.

Nous avons constaté que le photomélangeur sur substrat d'InGaAs-BT était moins performant que celui sur substrat de GaAs-BT. Nous avons attribué cet écart à la présence d'un fort photocourant de trous dans le photoconducteur d'InGaAs (lié à un temps de vie des trous élevé) qui induit un échauffement important de la zone active. Ce composant est d'autant plus sensible à cet échauffement que la conductivité de l'InGaAs-BT est faible.

Afin d'améliorer les performances de ces photomélangeurs, plusieurs voies pourraient être explorées. **Un travail d'optimisation du matériau photoconducteur et de la couche métamorphique doit être effectué afin de réduire le temps de vie des trous** tout en conservant une résistivité élevée (voir la conclusion du chapitre 2).

D'autres améliorations portant sur l'architecture du photomélangeur pourraient permettre d'augmenter le photocourant collecté et donc la puissance rayonnée : citons par exemple l'utilisation de la technique de lithographie électronique afin de réaliser des photoconducteurs à électrodes interdigitées nanométriques.

Le modèle développé en première partie n'a pas permis de reproduire les comportements des échantillons étudiés, tant au niveau du photocourant mesuré, qu'au niveau de la puissance térahertz générée. En effet, celui-ci ne prend pas en compte les effets tri-dimensionnels de répartition du champ électrique ni les phénomènes d'écrantage.

Un modèle plus complet, utilisant les équations de transport couplées à l'équation de Poisson pour les 3 espèces chargées dans le photoconducteur (électrons, trous et pièges) associé à une technique 3D de résolution aux éléments finis permettrait de mieux modéliser le comportement du photomélangeur.

A ce jour et à notre connaissance, nous avons obtenu les meilleurs résultats en photomélange à $\lambda = 1 \mu\text{m}$ sur photoconducteur d'InGaAs-BT. D'autres groupes ont présenté des résultats avec des photomélangeurs large bande à électrodes interdigitées sur InGaAs-BT [10], mais ils n'ont pu générer un signal pour des fréquences supérieures à 1,2 THz. L'utilisation d'électrodes interdigitées sur nos structures pourrait permettre de gagner un facteur 4 ou 5 sur les puissances générées.

Chapitre 4

Vers un photomélangeur distribué

Ce sont les problèmes thermiques qui limitent les performances des photomélangeurs. En effet, compte tenu de la taille des photoconducteurs (quelques microns), les densités de puissance thermique à dissiper sont très élevées. La solution qui consiste simplement à augmenter la surface des composants n'est pas envisageable car elle entraîne une augmentation de la capacité inter-électrodes ainsi que des problèmes de déphasage des différentes contributions spatiales du photomélangeur.

Une solution consiste à mettre en phase ces contributions spatiales en jouant sur la phase spatiale de l'onde optique bi-fréquence générant le battement. Dans ce cas, on met en œuvre une structure dans laquelle l'onde térahertz et l'onde optique peuvent se propager dans la même direction avec la même vitesse de phase, ce qui évite les problèmes capacitifs. À l'extrémité du guide une antenne permet de rayonner en phase l'ensemble des contributions térahertz générées le long du guide.

De cette manière la surface d'interaction entre l'onde optique et le photoconducteur est bien plus grande, ce qui permet d'utiliser des puissances optiques plus élevées et donc de générer un photocourant modulé plus important.

Dans de telles structures [55, 182], le contrôle des vitesses de phase se fait en choisissant de manière adéquate les indices des matériaux composant les guides. La vitesse de phase de l'onde térahertz dépendant généralement de la fréquence, l'accord de phase ne peut être obtenu que sur une plage de fréquence relativement étroite. De plus, ce type d'accord nécessite une connaissance précise des indices de réfraction dans la gamme térahertz ainsi que la réalisation de structures guidantes complexes.

Une approche alternative consiste à dissocier l'onde optique de l'onde térahertz. Dans ce cas le photoconducteur guide est éclairé verticalement par un réseau de franges mobiles [134]. On accorde alors la vitesse de défilement des franges sur la vitesse de

phase de l'onde térahertz en faisant varier l'angle de recombinaison des faisceaux optiques [141, 176]. Cette technique permet un contrôle externe de l'accord de phase et sera détaillée en section 4.2.2.

4.1 Présentation de la technique de "distribution"

Notre photomélangeur distribué est constitué d'un guide d'onde (dont une partie est photoconductrice) relié à son extrémité à une antenne. Ce guide est éclairé sur l'ensemble de sa longueur (au niveau de la partie photoconductrice) par un faisceau modulé (faisceau bi-fréquence dans notre cas) ce qui permet d'exciter le mode fondamental du guide d'onde. Ce mode se propage le long du guide, charge l'antenne, ce qui conduit à un rayonnement THz continu en espace libre.

Dans cette section, nous allons présenter le principe physique qui permet d'exciter en phase le guide d'onde puis nous décrirons la structure que nous envisageons de mettre en œuvre.

4.1.1 Principe de fonctionnement

Considérons un éclairage ponctuel de la zone photoconductrice du guide entre deux électrodes polarisées. Ceci génère ponctuellement un courant de battement THz qui produit une perturbation périodique de la tension aux bornes des électrodes. Compte tenu de la structure du composant, la perturbation va se propager le long du guide THz jusqu'à son extrémité et exciter l'antenne.

Considérons maintenant une deuxième excitation liée à la focalisation d'un autre faisceau bi-fréquence. Afin d'obtenir une sommation en phase avec la première perturbation générée, la phase du battement réalisée en ce deuxième point doit compenser le temps que la première perturbation a mis pour s'y propager. On augmente ainsi l'amplitude totale de l'onde se propageant dans le guide. Ce principe est illustré sur la figure 4.1.

Afin de maximiser l'amplitude de cette onde, ce raisonnement peut être généralisé le long de l'ensemble du guide. Il convient donc, en chaque point, d'exciter le guide avec la même phase que celle de l'onde qui s'y propage : la vitesse de l'onde se propageant dans le guide doit être égale à celle qui crée la perturbation. C'est la condition d'accord de phase que nous formaliserons dans la section 4.2.3 (page 220).

Dans le cas d'un éclairage vertical de la structure à l'aide d'un réseau de franges mobiles et pour respecter la condition d'accord de phase, la vitesse de défilement des franges (*cf* section 4.2.2 page 218) doit être égale à celle de l'onde dans le guide. Les

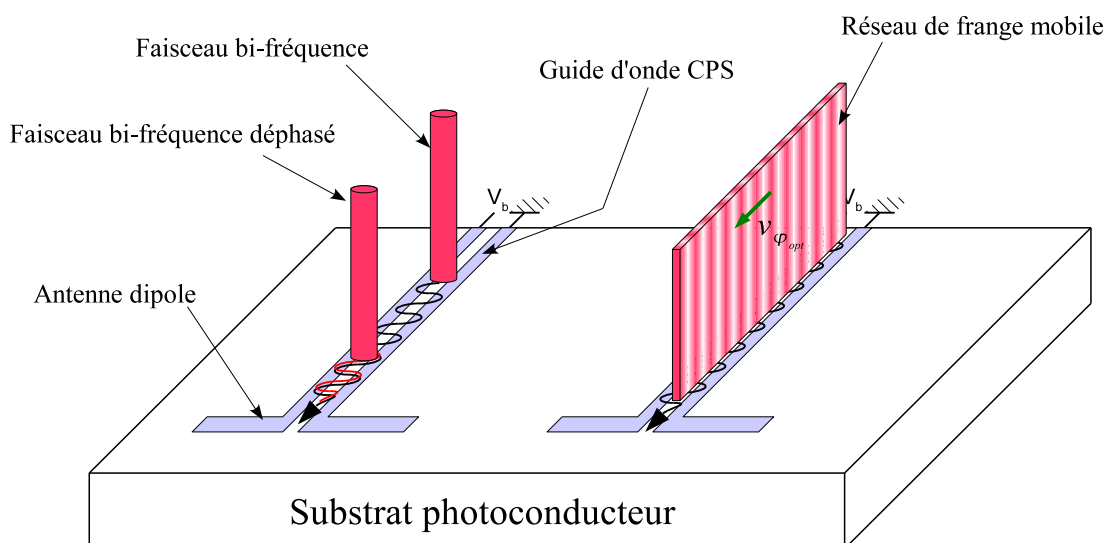


FIG. 4.1: Principe de fonctionnement d'un photomélangeur distribué. Dans ce cas le guide d'onde est formé par une ligne coplanaire chargeant une antenne dipôle. Les deux signaux générés par les deux points d'excitation s'additionnent en phase.

deux ondes "voyagent" alors ensemble le long de la structure, d'où le nom anglais de "Travelling wave photomixer" que l'on appelle en français photomélangeur distribué.

Un des aspects limitant les performances de ces structures provient des pertes de propagation de l'onde térahertz le long du guide. En effet, si celles-ci sont trop élevées, l'onde térahertz générée en début de guide n'atteint jamais l'antenne. Ce sont donc les pertes qui limitent la longueur utile du composant et donc la puissance optique totale que l'on peut focaliser sur celui-ci.

4.1.2 Structure envisagée

Les précédentes réalisations [134] avaient des pertes en ligne trop élevées ce qui a fortement limité leur intérêt. Ces pertes sont liées à un couplage rayonnant entre le mode guidé et les modes de substrat [162]. Afin d'éviter ces phénomènes, nous nous sommes orientés vers des structures pour lesquelles l'épaisseur du substrat est faible par rapport à la longueur d'onde térahertz. Parmi les différents guides classiques utilisés pour les circuits micro-ondes, L. Desplanque [49] a montré que les lignes microrubans présentaient les pertes les plus faibles aux fréquences térahertz (~ 3 dB/mm à 1 THz). Par ailleurs, ces guides possèdent une très forte analogie avec ceux à confinement par

double plasmon de surface utilisés dans les lasers à cascade quantique (QCL¹) térahertz [213].

C'est donc naturellement vers ce type de guide que nous nous sommes orientés. La structure envisagée est présentée sur la figure 4.2. Elle correspond à un guide micro-ruban dont le substrat a été gravé de part et d'autre de la structure pour les raisons suivantes :

- on diminue ainsi l'indice effectif du mode fondamental ce qui a pour effet d'augmenter l'impédance du guide et donc de faciliter le couplage du mode vers la structure rayonnante,
- la baisse de l'indice effectif permet d'augmenter les fréquences de coupures des modes d'ordres supérieurs, et donc d'augmenter la plage de fonctionnement monomode,
- à haute fréquence on évite les couplages vers les modes de substrat.

Dans la section 4.3 (page 222) nous dimensionnerons ce guide. Nous nous intéresserons en particulier aux pertes de propagation de ce type de structure, aux problèmes de couplage entre les modes ainsi qu'au calcul des vitesses de phase du mode fondamental pour s'assurer que l'on peut satisfaire la condition d'accord de phase.

Dans ce type de structure les 2 électrodes sont face à face. Pour des raisons pratiques, on peut envisager d'éclairer le photoconducteur à travers l'électrode supérieure en utilisant une ouverture métallique semi-transparente. Comparativement aux structures planaires, Peytavit et al. [163, 162] ont montré que le photocourant généré est plus important dans cette configuration. Les limitations liées à l'augmentation de la capacité inter-électrodes sont levées puisque l'on est en régime d'onde progressive.

Les antennes "patch" sont les antennes les plus faciles à coupler aux guides microrubans. Cependant, ces antennes fonctionnent à fréquence fixe et sont relativement peu directives. C'est pourquoi nous avons choisi une approche différente consistant à utiliser l'interruption du guide en fin de composant. Cette interruption est alors considérée comme une ouverture rayonnante, à la manière de ce qui est réalisé dans le cas des lasers QCL térahertz.

L'efficacité d'une telle antenne reste cependant très faible, notamment à basse fréquence où la longueur d'onde devient très grande par rapport aux dimensions de l'ouverture équivalente. La majorité du signal est alors réfléchi sur l'interface.

¹En anglais : Quantum Cascade Laser

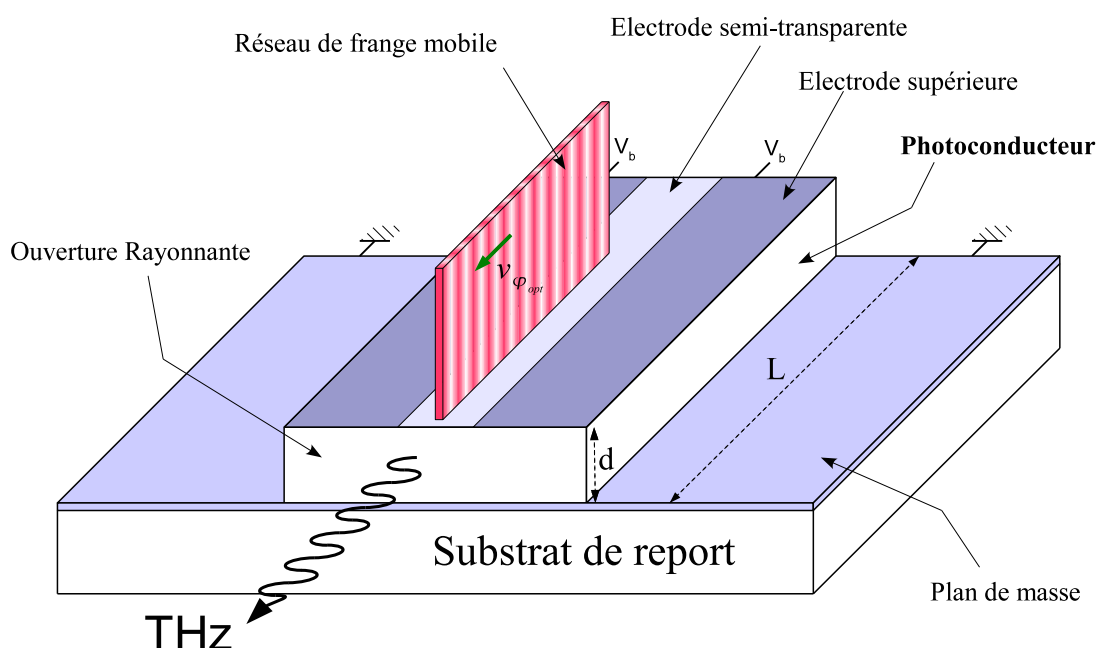


FIG. 4.2: Structure de guide térahertz envisagée : Le photoconducteur constitue le substrat du guide (du type microruban), il est éclairé au travers d'une électrode semi-transparente par un réseau de frange mobile. Afin d'exciter le guide en phase, la vitesse de défilement des franges est calée sur celle du mode fondamental du guide.

Cependant, dans un premier temps cette technique nous permettra d'étudier simplement les performances et la faisabilité du photomélangeur distribué.

4.2 Modélisation électrique du photomélangeur

Dans cette section, nous allons calculer les performances théoriques du photomélangeur distribué. Dans un premier temps, nous calculerons le photocourant unitaire généré par une section infinitésimale de guide éclairé. Puis, nous nous intéresserons au phénomène de franges mobiles ainsi qu'à la condition d'accord de phase. Enfin, nous calculerons la puissance totale rayonnée.

4.2.1 Calcul du photocourant unitaire

Considérons un élément du photomélangeur de longueur dx (*cf* figure 4.3), et intéressons nous au photocourant continu i_0 et modulé i_Ω .

Dans le cas des structures à électrodes verticales envisagées, contrairement aux configurations que nous avons étudiées jusqu'à présent (*cf* figure 3.3 page 149), le

déplacement des porteurs se fait dans la même direction que celle des photons incidents. Le modèle de continuité n'est donc plus applicable et nous avons utilisé le modèle itératif développé à cet effet (*cf* section 3.1.1.3 page 152).

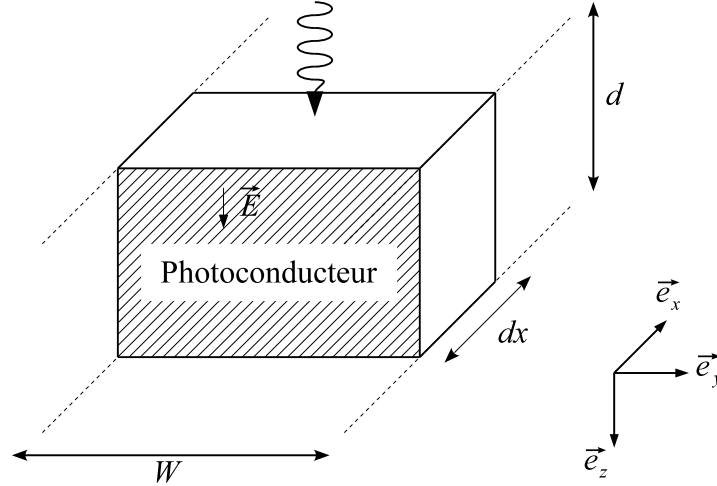


FIG. 4.3: Section de photoconducteur distribué de longueur infinitésimale dx . Les électrodes sont placées de part et d'autre de la structure. Le guidage de l'onde térahertz se fait dans la direction \vec{e}_x .

Composante continue du photocourant :

On s'intéresse aux électrons collectés au temps t au niveau de l'électrode supérieure c'est-à-dire à ceux qui ont été générés aux temps t' compris dans l'intervalle $t > t' > t - \tau_{tr_e}$.

τ_{tr_e} correspond au temps de transit des porteurs à travers la structure, soit $\tau_{tr_e} = d/v_e$ (avec v_e leur vitesse de dérive). À l'instant t' , ces électrons ont été créés en $z = v_e(t - t')$.

La densité d'électrons n au temps t au niveau de l'électrode collectrice est donc égale à :

$$n = \int_{t-\tau_{tr}}^t e^{-(t-t')/\tau_e} G_{opt}(t') dt' \quad (4.1)$$

où τ_e correspond au temps de vie des électrons, et $G_{opt}(t')$ au taux de génération de porteurs au point $z = v_e(t - t')$:

$$G_{opt}(t') = e^{-\alpha v_e(t-t')} G_{opt}(z = 0) \quad (4.2)$$

avec α le coefficient d'absorption optique dans le photoconducteur. La densité d'électrons n au niveau de l'électrode collectrice devient :

$$\begin{aligned} n &= \int_{t-\tau_{tr}}^t e^{-(t-t')/\tau_e} e^{-\alpha v_e(t-t')} G_{opt}(z=0) dt' \\ &= G_{opt}(z=0) \int_{t-\tau_{tr}}^t e^{-(t-t')/\tau_e^*} dt' \quad \text{avec} \quad \tau_e^* = \frac{\tau_e}{1 + \alpha v_e \tau_e} \end{aligned} \quad (4.3)$$

On obtient la même équation que dans le cas d'un photodétecteur à éclairage latéral (cf équation (3.22) page 153), à la différence que ce calcul s'effectue avec un temps de vie effectif τ_e^* plus petit que le temps de vie réel. Ceci traduit le fait que l'on ne crée pas de porteur sur toute l'épaisseur du composant mais sur une profondeur donnée, ce qui diminue le rendement du composant. Le calcul de cette intégrale nous donne :

$$n = G_{opt}(z=0) \tau_e^* (1 - e^{-\tau_{tr_e}/\tau_e^*}) \quad (4.4)$$

On en déduit le photocourant unitaire, c'est-à-dire le flux à travers l'électrode collectrice de longueur dx :

$$i_{0_e} = P_0 \eta_{opt} \frac{q}{h\nu} \alpha \frac{W}{S_{ecl}} \tau_e^* v_e (1 - e^{-\tau_{tr_e}/\tau_e^*}) \quad (4.5)$$

avec P_0 la puissance optique incidente considérée uniforme sur la surface éclairée S_{ecl} , η_{opt} le rendement quantique électron/photon (cf équation (3.3) page 149), W la largeur du guide, v_e la vitesse de dérive des électrons et $\tau_{tr_e} = d/v_e$ le temps de transit des électrons dans la structure de hauteur d .

Le calcul équivalent pour les trous nous donne :

$$i_{0_p} = P_0 \eta_{opt} \frac{q}{h\nu} \alpha \frac{W}{S_{ecl}} \tau_p^* v_p (1 - e^{-\tau_{tr_p}/\tau_p^*}) e^{-\alpha d} \quad (4.6)$$

$$\text{avec} \quad \tau_{tr_p} = d/v_p \quad \text{et} \quad \tau_p^* = \frac{\tau_p}{1 - \alpha v_p \tau_p} \quad (4.7)$$

On note que τ_p^* peut-être négatif sans que cela change le signe de i_{0_p} puisque dans ce cas $(1 - e^{-\tau_{tr_p}/\tau_p^*})$ change aussi de signe.

Le photocourant continu total est donc égal à :

$$I_0 = (i_{0_e} + i_{0_p})L \quad (4.8)$$

Composante modulée du photocourant :

Le calcul du photocourant modulé s'effectue de la même manière que pour le photocourant continu. Il faut cependant prendre en compte la dépendance temporelle du taux de génération en $\cos(\Omega t')$.

Le résultat des calculs est similaire à celui effectué dans le cas d'un photoconducteur à électrodes latérales (*cf* équation (3.30) page 154), mais il faut considérer les temps de vie effectifs τ_e^* et τ_p^* . Les amplitudes des photocourants modulés à la fréquence Ω sont égales à :

$$i_{\Omega_e} = P_0 \eta_{opt} \frac{q}{h\nu} \alpha \frac{W}{S_{ecl}} \frac{\tau_e^* v_e}{\sqrt{1 + (\Omega \tau_e^*)^2}} \Re(\Omega, \tau_e^*, \tau_{tr_e}) m \quad (4.9)$$

$$i_{\Omega_p} = P_0 \eta_{opt} \frac{q}{h\nu} \alpha \frac{W}{S_{ecl}} \frac{\tau_p^* v_p}{\sqrt{1 + (\Omega \tau_p^*)^2}} \Re(\Omega, \tau_p^*, \tau_{tr_p}) m e^{-\alpha d} \quad (4.10)$$

où m correspond à la profondeur de modulation. Pour les électrons et les trous \Re est donné par :

$$\Re(\Omega, \tau^*, \tau_{tr}) = e^{-\tau_{tr}/2\tau^*} 2\sqrt{\sinh^2\left(\frac{\tau_{tr}}{2\tau^*}\right) + \sin^2\left(\frac{\Omega\tau_{tr}}{2}\right)} \quad (4.11)$$

Le photocourant modulé généré par un élément de photoconducteur de longueur dx est égal à :

$$i_{\Omega} = i_{\Omega_e} + i_{\Omega_p} \quad (4.12)$$

On néglige ici les phases relatives des deux composantes puisque les simulations effectuées en section 3.1.5.2 (page 172) ont montré qu'elles avaient peu d'influence.

Il reste à calculer comment mettre en phase l'ensemble de ces photocourants en nous intéressant à l'interaction entre le réseau de franges mobiles et le photoconducteur guide.

4.2.2 Génération du réseau de franges mobiles

Au début du chapitre 1 (*cf* section 1.1 page 33) nous avons montré que la puissance optique en \vec{r}_0 au temps t vue par le photomélangeur éclairé par deux ondes planes TEM \vec{E}_1 et \vec{E}_2 de même polarisation est égale à :

$$P(\vec{r}_0, t) = P_0 \left\{ 1 + m \cos[(\omega_1 - \omega_2)t - (\vec{k}_1 - \vec{k}_2)\vec{r}_0 + (\phi_1 - \phi_2)] \right\} \quad (4.13)$$

$$\text{avec } m = 2\sqrt{x(1-x)} \quad \text{et} \quad x = P_1/P_0 \quad (4.14)$$

où P_0 est égal à la puissance optique totale, et m à la profondeur de modulation.

Nous avons vu que dans le cas de l'utilisation de deux faisceaux colinéaires ($\vec{k}_1 // \vec{k}_2$), le terme $(\vec{k}_1 - \vec{k}_2) \vec{r}_0$ n'entraîne plus qu'un déphasage dépendant de la position du photomélangeur.

Considérons maintenant le cas où les deux ondes ne sont plus colinéaires mais forment un angle θ entre elles. Elles sont incidentes sur la surface du détecteur avec un angle $\theta/2$. Les vecteurs d'onde sont donnés par :

$$\vec{k}_1 = \begin{pmatrix} -\frac{\omega_1}{c} \sin(\theta/2) \\ 0 \\ \frac{\omega_1}{c} \cos(\theta/2) \end{pmatrix} \quad \vec{k}_2 = \begin{pmatrix} \frac{\omega_2}{c} \sin(\theta/2) \\ 0 \\ \frac{\omega_2}{c} \cos(\theta/2) \end{pmatrix} \quad (4.15)$$

Le long du détecteur, c'est-à-dire en $\vec{r}_0 = (x \ 0 \ 0)$, l'équation (4.13) devient :

$$P(x, t) = P_0 \left\{ 1 + m \cos[(\omega_1 - \omega_2)t - (\frac{\omega_1 + \omega_2}{c})x \sin(\theta/2) + (\phi_1 - \phi_2)] \right\} \quad (4.16)$$

Si on considère que les deux ondes ont des fréquences optiques très proches ($\omega_1 \approx \omega_2 = 2\pi c/\lambda_{opt}$ où λ_{opt} correspond à la longueur d'onde optique des sources) cette équation devient :

$$P(x, t) = P_0 [1 + m \cos(\Omega t - K_{opt} x + \Phi)] \quad (4.17)$$

$$\text{avec } \Omega = (\omega_1 - \omega_2) \quad \Phi = (\phi_1 - \phi_2) \quad \text{et} \quad K_{opt} = \frac{4\pi}{\lambda_{opt}} \sin(\theta/2) \quad (4.18)$$

Dans la zone de recouvrement des faisceaux on a donc créé des franges d'interférences mobiles (cf figure 4.4) dont le pas est donné par :

$$\Lambda = \frac{2\pi}{K_{opt}} = \frac{\lambda_{opt}}{2 \sin(\theta/2)} \quad (4.19)$$

et la vitesse de phase (c'est-à-dire la vitesse de défilement de ces franges) est donnée par :

$$v_{\varphi_{opt}} = \frac{\Omega}{K_{opt}} = f_{thz} \Lambda = \frac{\lambda_{opt} f_{thz}}{2 \sin(\theta/2)} \quad (4.20)$$

En fonction de la fréquence de battement f_{thz} , on peut donc contrôler la vitesse de phase des franges en faisant varier l'angle de recombinaison θ entre les deux faisceaux.

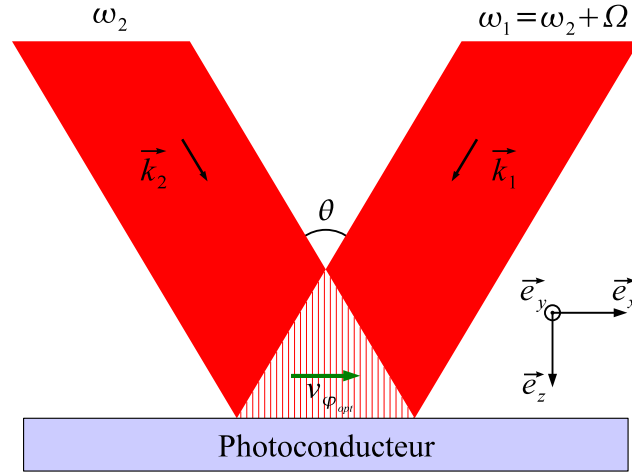


FIG. 4.4: Génération des franges mobiles. La vitesse de phase des franges est dépendante de la différence de fréquence entre les deux faisceaux ainsi que de leur angle de recombinaison.

4.2.3 Calcul de l'interaction lumière/guide : condition d'accord de phase

Considérons maintenant le photoconducteur guide de longueur L où une onde térahertz peut se propager avec une vitesse de phase $v_{\varphi_{thz}} = \Omega/\beta$ (avec β la constante de propagation du mode guidé) dans la direction des x croissants.

Soit $i_{\Omega}(x, t')$ le photocourant modulé, d'amplitude i_{Ω} , généré par une unité de longueur infinitésimale de guide éclairé par le réseau de franges mobiles au point x et au temps t' . On a alors :

$$i_{\Omega}(x, t') = i_{\Omega} \exp[j(\Omega t' - K_{opt}x)] \quad (4.21)$$

À l'instant t , à l'extrémité du guide (c'est-à-dire en L) le photocourant généré en x au temps :

$$t' = t - \frac{(L - x)}{v_{\varphi_{thz}}} \quad (4.22)$$

est donc égal à :

$$i_{\Omega,L}(x, t) = i_{\Omega} \exp[j(\Omega t - K_{thz}L)] \exp[j\Delta Kx] e^{-\alpha_g x/2} \quad (4.23)$$

avec $\Delta K = \beta - K_{opt}$, et α_g les pertes linéiques du mode (en intensité).

Le photocourant total en fin de guide est égal à la somme de toutes les contributions

le long du guide :

$$\begin{aligned}
 I_{\Omega}(t) &= \int_0^L i_{\Omega,L}(x, t) dx \\
 &= i_{\Omega} \exp(j \Omega t) \left[\frac{\exp[(j \Delta K - \alpha_g/2) x]}{j \Delta K - \alpha_g/2} \right]_0^L \\
 &= i_{\Omega} \exp(j \Omega t) \frac{\exp(j \Delta K L) e^{-\alpha_g L/2} - 1}{j \Delta K - \alpha_g/2}
 \end{aligned} \tag{4.24}$$

L'amplitude du photocourant total est donc égal à :

$$\begin{aligned}
 |I_{\Omega}(t)| &= i_{\Omega} \left| \frac{\exp(j \Delta K L) e^{-\alpha_g L/2} - 1}{j \Delta K - \alpha_g/2} \right| \\
 &= i_{\Omega} L e^{-\alpha_g L/4} \sqrt{\frac{\sinh^2\left(\frac{\alpha_g L}{4}\right) + \sin^2\left(\frac{\Delta K L}{2}\right)}{\left(\frac{\alpha_g L}{4}\right)^2 + \left(\frac{\Delta K L}{2}\right)^2}}
 \end{aligned} \tag{4.25}$$

Ainsi, pour maximiser le photocourant total il faut :

- minimiser les pertes de propagation α_g dans le guide,
- accorder la vitesse de phase du réseau de franges mobiles avec celle de déplacement de l'onde dans le guide afin d'obtenir $\Delta K = 0$: c'est la condition d'accord de phase.

4.2.4 Calcul de la puissance totale rayonnée

En fin de guide, l'onde térahertz charge l'antenne d'impédance Z_a . Le coefficient de couplage dans la charge η_Z dépend de la différence d'impédance entre celle du guide Z_g et celle de l'antenne Z_a :

$$\eta_Z = 1 - \left| \frac{Z_g - Z_a}{Z_g + Z_a} \right| \tag{4.26}$$

Dans notre cas, nous avons considéré dans un premier temps qu'il n'y a pas d'antenne en fin de guide, le mode étant alors directement couplé en espace libre ($Z_a = Z_0 = 377 \Omega$). Le calcul rigoureux du coefficient de couplage (équivalent au coefficient de réflexion) consiste à calculer l'intégrale de recouvrement entre le mode guidé et l'ensemble des modes possibles en espace libre [84].

Afin de simplifier ce calcul, nous avons utilisé une approximation en calculant l'impédance du guide à partir de celle d'une ligne microruban en milieu homogène. Dans ce

calcul, on substitue la constante diélectrique du milieu par le carré de l'indice effectif du mode guidé n^* :

$$Z_g \simeq \frac{Z_0/n^*}{W/d + 1.393 + 0.667 \ln(W/d + 1.444)} \quad (4.27)$$

Cette formule (*cf* référence [67]) n'est valable que pour $1 \leq W/d \leq 10$. Le coefficient de réflexion est ensuite calculé à partir de l'équation (4.26) en utilisant $Z_a = Z_0 = 377 \Omega$.

Le calcul de la puissance rayonnée s'apparente à celui de la puissance dissipée dans la charge Z_a :

$$P_{THz} = \frac{1}{2} \eta_Z |I_\omega|^2 Z_a \quad (4.28)$$

En utilisant l'équation (4.25), on obtient :

$$P_{THz} = \frac{1}{2} \eta_Z [(i\omega_e + i\omega_e)L]^2 Z_a e^{-\alpha_g L/2} \frac{\sinh^2\left(\frac{\alpha_g L}{4}\right) + \sin^2\left(\frac{\Delta K L}{2}\right)}{\left(\frac{\alpha_g L}{4}\right)^2 + \left(\frac{\Delta K L}{2}\right)^2} \quad (4.29)$$

Remarque : Lorsque les pertes de propagation sont nulles ($\alpha_g = 0$), on retrouve la dépendance en $\text{sinc}^2(\Delta K L/2)$ caractéristique d'une interaction avec accord de phase.

À terme, une amélioration du couplage pourrait permettre d'augmenter la puissance rayonnée ($\eta_Z = 1$ dans la formule précédente) mais surtout permettrait d'augmenter la qualité et la directivité du mode émis. Plusieurs configurations sont envisageables, citons notamment l'utilisation d'antennes à ondes évanescentes [150], celle d'antennes cornets pour les lignes de Goubau ou pour les lignes diélectriques [4, 164]. Enfin, on pourrait imaginer d'adapter les antennes "Taper" de type Vivaldi [72, 35] aux fréquences térahertz.

4.3 Calcul des caractéristiques modales du guide

Afin de résoudre les équations de Maxwell dans nos structures guidantes, nous avons utilisé le logiciel commercial aux éléments finis FemlabTM 2 et son module d'électromagnétisme. Ces simulations nous ont permis de calculer, entre 0 et 3 THz, les différents modes propres pour chaque guide et nous donnent accès :

- à la constante de propagation β ,
- à l'indice effectif $n_{eff} = \sqrt{\epsilon_{eff}}$,
- aux distributions de champ électrique et magnétique pour chaque mode.

²Qui s'appelle aujourd'hui Comsol MultiphysicsTM

Nous avons utilisé le "solveur" 2D pour les modes hybrides. En effet, dans ce type de structure la présence d'un milieu de propagation non homogène (air et diélectrique) implique l'existence de composantes dans la direction de propagation pour les champs électriques et magnétiques des modes propres (en particulier à basse fréquence). C'est ce que l'on appelle les modes hybrides, comme ceux qui se propagent dans les fibres optiques ou dans les lignes diélectriques utilisées en hyperfréquence.

A ce titre, nous reprendrons pour nos structures la dénomination utilisée pour numéroter les modes se propageant dans les guides microrubans.

4.3.1 Constante de propagation et pertes métalliques

Les dimensions optimales du guide sont celles pour lesquelles les pertes sont les plus faibles et pour lesquelles la plage de fonctionnement monomode est la plus élevée.

Les pertes métalliques sont liées à l'épaisseur du substrat. Pour une même impédance de guide Z_g , les pertes métalliques sont plus faibles lorsque que le substrat épaissit [178]. Ce sont donc les limites technologiques de croissance qui vont limiter *in fine* son épaisseur. Avec les techniques actuelles de croissance par EJM, 10 μm constituent une épaisseur raisonnable puisqu'elle implique une durée d'épitaxie d'environ 10 heures.

Nous avons donc effectué des simulations pour des guides d'épaisseur $d = 10 \mu\text{m}$ et de largeur $W = 10, 20, 30$ et $40 \mu\text{m}$. Dans une première approche et pour simplifier le calcul, nous avons considéré un métal parfait sans perte. L'indice de réfraction du substrat a été considéré comme constant et égal à 3,6, ce qui correspond à l'indice de réfraction du GaAs dans la gamme térahertz. Nous n'avons pas utilisé celui de l' $\text{In}_{.23}\text{Ga}_{.77}\text{As}$ -BT car il n'est pas connu, mais nous le supposons proche de celui du GaAs.

Des exemples de distribution de champ à 3 THz pour la structure de 40 μm de large sont représentés figure 4.5 pour les 3 modes hybrides pouvant se propager dans cette structure à cette fréquence.

Dans un deuxième temps, les pertes métalliques ont été évaluées pour chaque guide en utilisant l'indice complexe de l'Or en fonction de la fréquence [153] (ces données sont disponibles uniquement pour des fréquences supérieures à 1 THz). Ces simulations nécessitent un maillage dont les dimensions sont plus petites que l'épaisseur de peau δ dans le métal. Celle-ci est donnée par la relation suivante :

$$\delta = \frac{1}{\sqrt{\pi f \kappa \mu_o \mu_r}} \quad (4.30)$$

avec :

- f la fréquence,
- κ la conductivité du métal,
- et μ_r la perméabilité magnétique relative du métal.

À 1 THz, l'épaisseur de peau est donc de 78 nm dans l'Or ($\kappa = 4,1 \cdot 10^6$ S/m et $\mu_r = 1$). Le maillage dans les zones métalliques doit donc être très fin ce qui augmente considérablement les temps de calcul. C'est pourquoi les pertes métalliques de chaque guide ont été calculées uniquement pour 5 fréquences différentes.

Résultats :

Les figures 4.6 à 4.9 présentent les indices effectifs des modes ainsi que les pertes métalliques du mode HE0. Les pertes ont été calculées à partir de la partie complexe (symbolisé par l'opérateur \Im) de l'indice effectif du mode :

$$\alpha = \frac{4\pi f}{c} \Im(n_{eff}) \quad (\text{en m}^{-1})$$

ou

$$\alpha = \frac{4\pi f}{c} \Im(n_{eff}) \frac{1}{230,26} \quad (\text{en dB/mm}) \quad (4.31)$$

Nous constatons que l'indice effectif diminue lorsque la largeur du guide W diminue également. En effet, pour des guides plus étroits le recouvrement du mode avec l'air est plus important. D'autre part, les fréquences de coupure des modes d'ordre supérieur (mode HE1 et HE2) diminuent à mesure que la largeur du guide augmente. En théorie [86], la fréquence de coupure f_c du $\aleph^{\text{ème}}$ mode est donnée par :

$$f_{c,HE\aleph} = \frac{\aleph c}{2W_{eff}\sqrt{\epsilon_{eff}}} \approx \frac{\aleph a}{2W\sqrt{\epsilon_{eff}}} \quad (4.32)$$

Cette fréquence de coupure correspond à la taille minimum du guide pour laquelle $(\aleph + 1)$ demi-onde peut tenir dans la largeur du guide. La comparaison entre les valeurs théoriques et celles obtenues par simulation sont résumées dans le tableau 4.1.

L'accord entre la théorie et la simulation est meilleur pour les grandes largeurs de guide. En effet, pour le calcul, nous n'avons pas pris en compte l'épaisseur du conducteur supérieur e . Son influence est de moins en moins négligeable à mesure que le rapport e/W augmente.

Sur les 4 guides étudiés seuls les guides de largeur 10 et 20 μm permettent un fonctionnement monomode entre 0 et 2 THz.

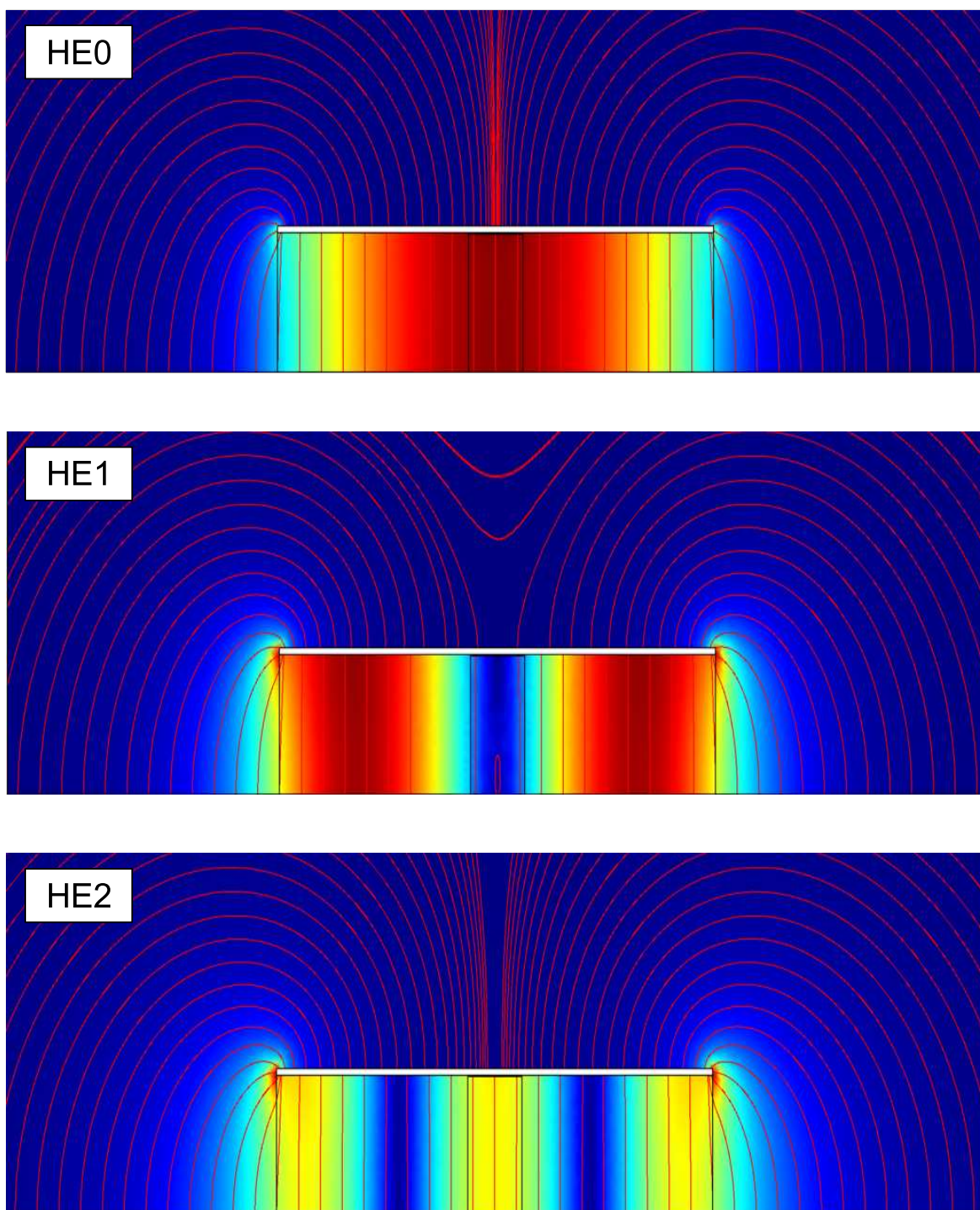


FIG. 4.5: Profils des modes HE0 HE1 et HE2 à 3 THz dans un guide de $40 \mu\text{m}$ de large et $10 \mu\text{m}$ de haut. La couleur représente l'amplitude (normalisée) du champ électrique et les lignes rouges les lignes de champ électrique (dans le plan normal à la direction de propagation).

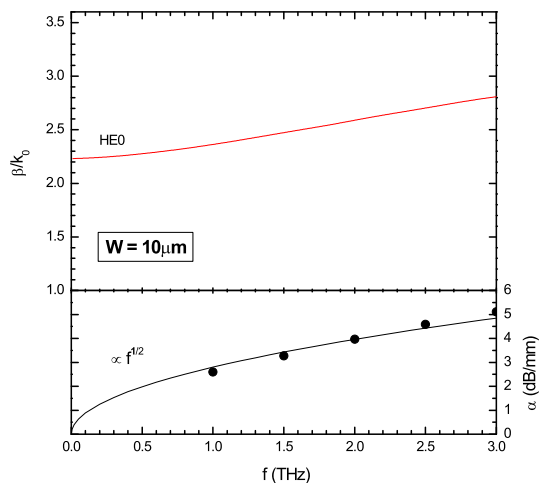


FIG. 4.6: Indices et pertes par conduction métallique calculés pour un guide de $10\ \mu\text{m}$ de large et $10\ \mu\text{m}$ d'épaisseur.

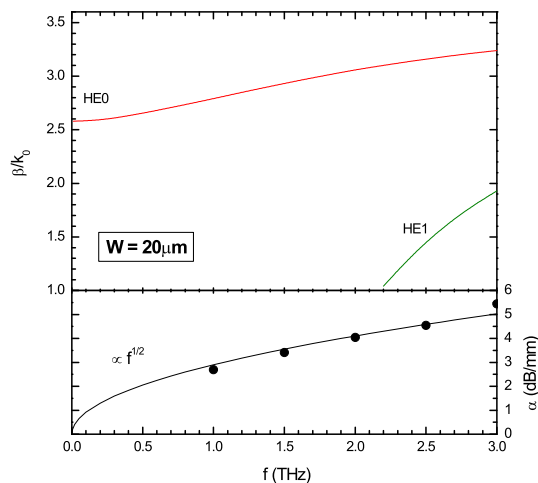


FIG. 4.7: Indices et pertes par conduction métallique calculés pour un guide de $20\ \mu\text{m}$ de large et $10\ \mu\text{m}$ d'épaisseur.

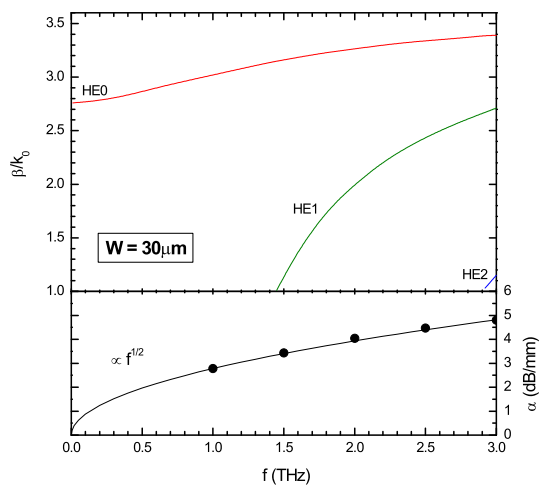


FIG. 4.8: Indices et pertes par conduction métallique calculés pour un guide de $30\ \mu\text{m}$ de large et $10\ \mu\text{m}$ d'épaisseur.

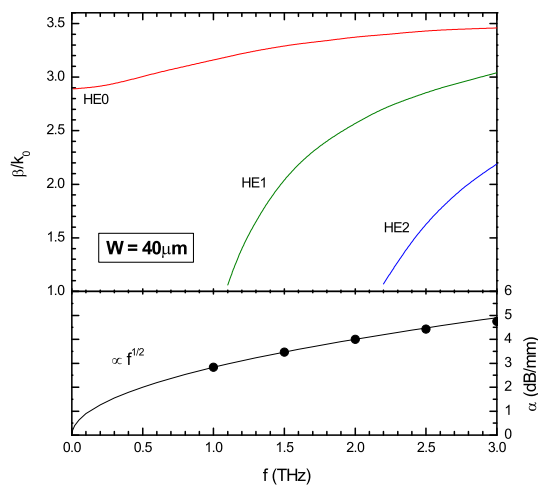


FIG. 4.9: Indices et pertes par conduction métallique calculés pour un guide de $40\ \mu\text{m}$ de large et $10\ \mu\text{m}$ d'épaisseur.

	W	10 μm	20 μm	30 μm	40 μm
Simulation	$f_{c,HE1}$	> 3 THz	2,20 THz	1,45 THz	1,10 THz
	$\sqrt{\varepsilon_{eff}}$	-	3,10	3,15	3,19
	$f_{c,HE2}$	> 3 THz	> 3 THz	2,92 THz	2,20 THz
	$\sqrt{\varepsilon_{eff}}$	-	-	3,38	3,40
Théorie	$f_{c,HE1}$	> 3 THz	2,41 THz	1,58 THz	1,17 THz
	$f_{c,HE2}$	> 3 THz	> 3 THz	2,95 THz	2,21 THz

TAB. 4.1: Comparaison entre les fréquences de coupure calculées avec la formule 4.32 et celles obtenues par simulation (*cf* figures 4.6 à 4.9).

Les pertes par conduction métallique sont quasiment identiques pour les 4 guides. Entre 1 et 3 THz, elles suivent une loi proportionnelle à \sqrt{f} qui traduit la diminution de l'épaisseur de peau avec la fréquence. Par la suite, pour ce type de perte nous utiliserons la formule suivante pour les 4 guides :

$$\alpha_c = 2,80\sqrt{f} \quad (\text{avec } f \text{ en THz et } \alpha_c \text{ en dB/mm}) \quad (4.33)$$

Ce résultat est comparable à celui mesuré expérimentalement par L. Desplanque [49].

4.3.2 Influence des porteurs libres sur les pertes

Dans le cas du photomélangeur distribué, le guide est éclairé et des porteurs sont générés dans le photoconducteur. On peut s'interroger sur l'influence des porteurs résiduels ainsi que celle des porteurs photogénérés sur les pertes du mode térahertz guidé. En effet, dans un milieu comportant des porteurs libres, une onde électromagnétique de pulsation ω ne peut pas se propager si cette fréquence est inférieure à la fréquence plasma. Dans le cas où un seul type de porteur est mobile (modèle de l'électron oscillant autour d'un ion lourd considéré comme fixe), la fréquence plasma est donnée par :

$$\omega_p = \sqrt{\frac{\rho_p q^2}{\varepsilon_0 \varepsilon_r m^*}} \quad (4.34)$$

avec :

- ρ_p la densité de porteurs,
- m^* la masse effective de ces porteurs,
- et ε_r la permittivité relative du milieu.

Si on considère la densité résiduelle de porteurs de type p de densité $\rho = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ de notre échantillon (InGaAs-BT6 dopé Béryllium recuit) et une masse effective de $m^* = 0,487 m_0$ (la densité d'état des trous lourds est nettement plus importante que celle des trous légers), on obtient une fréquence de coupure plasma $f_p = \omega_p/2\pi$ de 1,13 THz.

Ce matériau paraît donc inadapté pour une utilisation sur des structures distribuées. Par ailleurs, sous éclairage cette densité va augmenter sensiblement puisque le temps de vie des trous est très élevé.

Pour les composants distribués, il faudrait donc envisager la croissance d'autres échantillons ne présentant pas un résiduel aussi important. Pour la suite de l'étude, nous considérerons donc un photoconducteur d'InGaAs-BT dont les propriétés sont proches de celles que nous avons obtenues pour l'échantillon de GaAs-BT de référence ($\tau_e = 3 \text{ ps}$, $\tau_p = 80 \text{ ps}$ et une densité résiduelle de type n négligeable).

Considérons les flux optiques utilisés avec le dispositif à 1060 nm (*cf* section 3.2.2.1 page 185), sous la surface (c'est-à-dire en $z=0$) les fréquences plasma pour les deux types de porteurs sont indiquées dans le tableau 4.2.

	électrons	trous
τ_i	3 ps	80 ps
m^*	0,053 m_0	0,487 m_0
λ	1055 nm	
$\phi_0 \text{ (m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}\text{)}$	0,9 10^{27}	
α_{opt}	10^6 m^{-1}	
$\rho_p \text{ (cm}^{-3}\text{) en } z=0$	2,7 10^{15}	2,2 10^{17}
$f_p \text{ (THz)}$	0,56	1,66

TAB. 4.2: Fréquences de coupure plasma pour les électrons et les trous.

Les trous induisent donc une fréquence de coupure plus élevée que les électrons car leur densité est plus importante. Par ailleurs, les trous étant majoritaires, le gaz de porteurs libres équivalent est donc uniquement un gaz de trous oscillants autour d'ions immobiles (pièges ayant capturé un électron). Ce sont donc les trous qui vont être limitants aux fréquences inférieures à 1,6 THz.

Afin de calculer les pertes induites sur le mode guidé nous avons, dans un premier temps, calculé la distribution de porteurs photogénérés dans la structure. Pour chaque

guide, nous avons considéré une ouverture semi-transparente de $5 \mu\text{m}$ de large uniformément éclairé. Le recouvrement entre la zone éclairée et le mode guidé n'est donc pas total et le ratio dépend de la largeur du guide utilisé. Sous l'ouverture semi-transparente, la densité de trous est fonction de la profondeur :

$$\rho_p(z) = \phi_0 \tau_p \alpha_{opt} e^{-\alpha_{opt} z} \quad (4.35)$$

Dans un deuxième temps, nous avons utilisé le modèle de Drude [155] pour déterminer localement l'indice complexe $N = n - ik$ du semi-conducteur. Cet indice dépend de la fréquence plasma et donc de la densité locale de porteurs :

$$n = \sqrt{(\varepsilon + \varepsilon_1)/2} \quad (4.36)$$

$$k = \sqrt{(\varepsilon - \varepsilon_1)/2} \quad (4.37)$$

avec

$$\varepsilon = \sqrt{\varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2} \quad (4.38)$$

$$\varepsilon_1 = \varepsilon_r \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 \eta} \right) \quad \varepsilon_2 = \varepsilon_r \frac{\omega_p^2}{\omega^2 \eta} \frac{1}{\omega \tau_{sc}} \quad \eta = 1 + \frac{1}{\omega \tau_{sc}} \quad (4.39)$$

où τ_{sc} est le temps de diffusion des trous. Celui-ci peut être calculé à partir de la mobilité puisque l'on a :

$$\mu = q\tau_{sc}/m^* \quad (4.40)$$

Ce qui nous donne pour une mobilité des trous de $100 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ un temps de diffusion τ_{sc} de 33 fs.

Résultats :

Les résultats des simulations aux éléments finis pour les 4 guides sont présentés sur la figure 4.11. Nous n'avons pas pris en compte les pertes par conduction métallique. On remarque que les pertes liées à la présence de porteurs libres augmentent lorsque la largeur W du guide diminue. Ceci traduit le fait que le recouvrement entre le mode guidé et la zone éclairée augmente lorsque la largeur du guide diminue.

Entre 3 et 0,5 THz lorsque la fréquence diminue les pertes augmentent puisque l'on se rapproche de la fréquence de coupure plasma. En dessous de 500 GHz, c'est le phénomène inverse que l'on observe : les pertes diminuent avec la fréquence. Dans cette plage de fréquences, compte tenu de la densité de trous, la zone éclairée se comporte comme un métal. Les champs électromagnétiques sont alors repoussés en dehors de

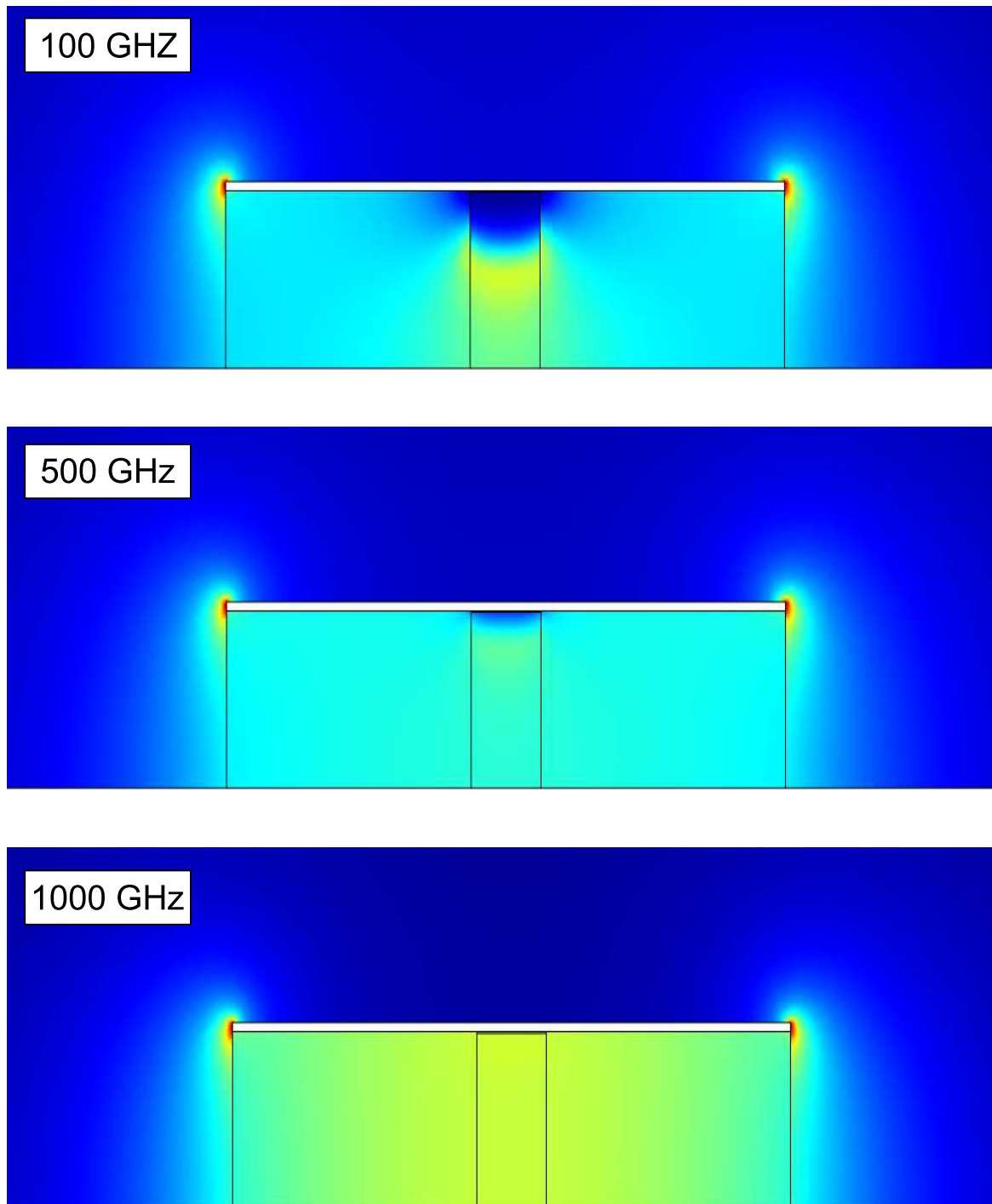


FIG. 4.10: Profils du mode HE₀ à 100 GHz, 500 GHz et 1 THz dans la structure de 40 μm de large. Le guide est éclairé au centre avec une puissance optique incidente de 1 W distribuée sur une surface de 5 μm × 2 mm.

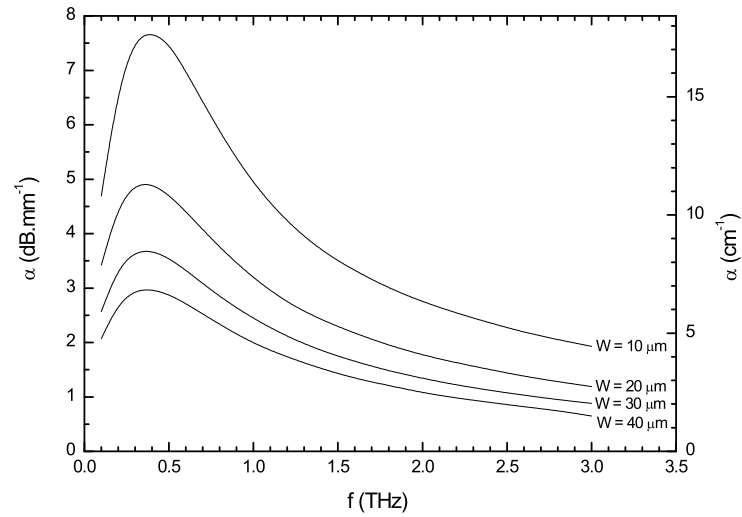


FIG. 4.11: Pertes α_p par effet plasma en fonction de la fréquence pour les 4 guides éclairés ($\phi_0 = 0,9 \text{ m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$).

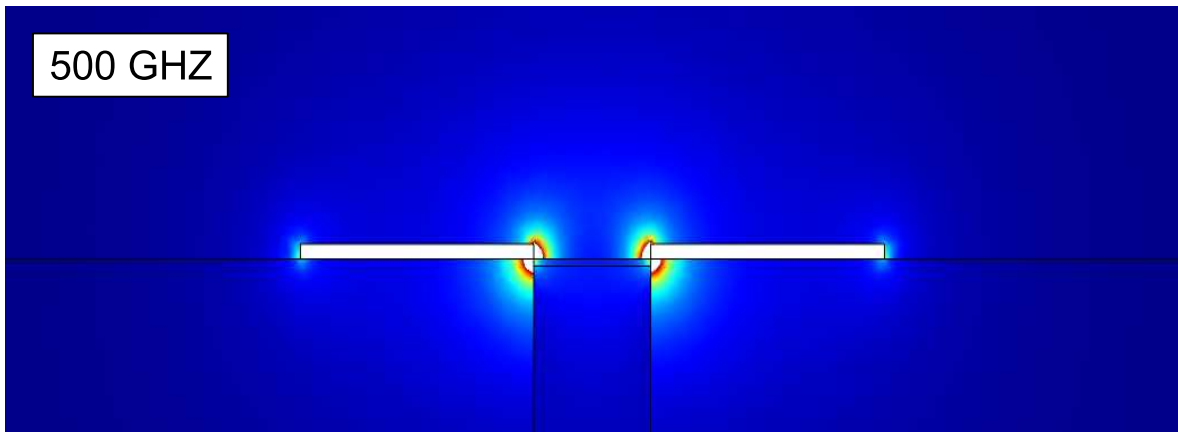


FIG. 4.12: Profil du mode fondamental d'une ligne CPS à 500 GHz. Les 2 conducteurs de $4 \mu\text{m}$ de large sont séparés par une distance de $2 \mu\text{m}$. Le guide est éclairé au centre avec une puissance optique incidente de 500 mW distribuée sur une surface de $2 \mu\text{m} \times 400 \mu\text{m}$.

cette zone (*cf* figure 4.10). Ainsi, le recouvrement entre cette zone à pertes et le mode se trouve limité, ce qui explique que l'on observe une diminution des pertes.

La figure 4.10 illustre la distribution de l'amplitude du champ électrique dans la structure de $40 \mu\text{m}$ de large et ceci pour les fréquences de 100 GHz, 500 GHz et 1 THz. À basse fréquence, on remarque clairement l'influence des porteurs libres photogénérés sur la distribution du mode dans la zone centrale.

Une simulation qui aurait pris en compte la diffusion des porteurs dans la structure aurait donné des résultats moins favorables à basse fréquence. En effet, il aurait subsisté une zone où la densité de porteurs n'aurait pas été suffisante pour engendrer un comportement métallique, mais suffisante pour générer des pertes.

Afin de valider cette approche de simulation, nous l'avons appliquée à la structure distribuée à ligne coplanaire (CPS³) utilisée par Matsuura et *al* [134]. Avec une puissance optique utilisée de 500 mW et de la surface éclairée de $2 \times 400 \mu\text{m}$, nous avons calculé des pertes d'environ 50 dB/mm à 500 GHz (*cf* 4.12).

La valeur très élevée de ces pertes permet d'apporter une possible explication aux résultats obtenus par Matsuura et *al*. En effet, à basse fréquence les résultats obtenus sont nettement en dessous de ce que laissaient espérer les simulations.

4.4 Application du Modèle : calcul de la puissance térahertz émise

Pour calculer la puissance rayonnée, nous avons utilisé l'équation (4.29) page 222, les indices effectifs du mode *HE0* (*cf* figures 4.6 à 4.9) ainsi que les pertes calculés pour les 4 guides ($\alpha_g = \alpha_c + \alpha_p$).

Afin d'utiliser un seuil de dommage thermique réaliste (qui limite intrinsèquement les performances du composant), nous avons considéré la même densité de puissance optique que celle mise en jeu dans les expériences de photomélange discret ($0,68 \times 20 \text{ mW}$ focalisé sur $130 \mu\text{m}^2$). Avec l'amplification optique du signal bi-fréquence (utilisation de l'YDFA), la puissance optique totale disponible est de 1 W. Si celle-ci est focalisée sur les $5 \mu\text{m}$ de large de l'ouverture semi-transparente, on peut alors éclairer un guide d'une longueur de 2 mm ce qui est pertinent compte tenu des pertes de propagation.

D'après les équations (4.5) (4.6) et (4.8) page 217, lorsque qu'une tension de polarisation de 10 V est appliquée entre les deux conducteurs du guide, le photocourant continu

³en anglais : Coplanar Strip Line

total est de 135 mA. La puissance thermique totale P_{therm} à dissiper est de 1,6 W : elle correspond à la somme de la puissance générée par effet joule en prenant en compte un rapport cyclique de 50 % et de la puissance optique absorbée (*cf* équation (3.75) page 203). Une régulation thermique efficace du composant est donc indispensable.

Cette valeur est comparable à la puissance thermique de 2 ou 3 W que l'on peut avoir à dissiper, non sans difficulté, sur une diode laser de pompe de dimensions voisines. Ainsi, une attention particulière devra être portée à l'environnement thermique du composant.

Les résultats des calculs sont représentés figure 4.13. Nous avons considéré que l'accord de phase était réalisé quelle que soit la fréquence de battement retenue.

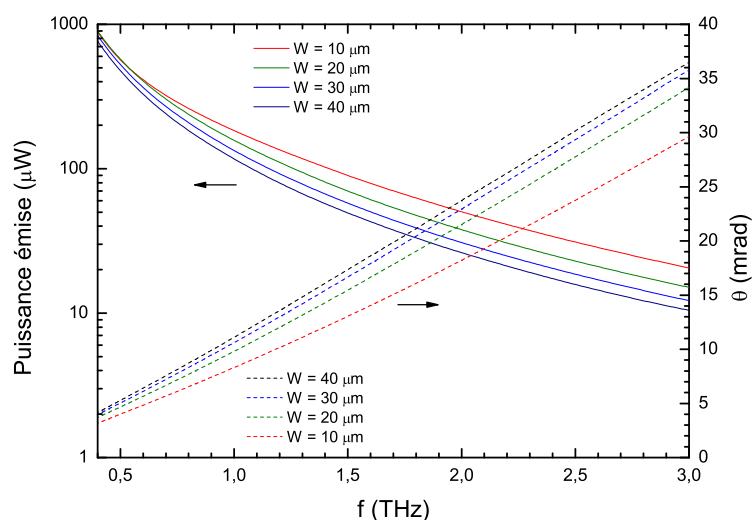


FIG. 4.13: Puissance générée pour les 4 guides lorsque l'accord de phase est réalisé. L'angle nécessaire entre les deux faisceaux pour obtenir l'accord de phase est représenté en pointillé.

Les résultats obtenus montrent une amélioration de plus de 4 ordres de grandeurs par rapport aux composants discrets : à 1 THz les simulations prévoient plus de 100 μW de puissance rayonnée qui sont à comparer avec les 10 nW obtenus précédemment.

Bien qu'ayant des pertes plus élevées, le guide de 10 μm de large permet de rayonner plus de puissance. Cette performance est due à une impédance plus élevée (45Ω à 1 THz) ce qui lui permet de coupler en espace libre environ 20 % de la puissance THz incidente en fin de guide. Ce couplage est probablement surestimé puisque les calculs effectués sur des structures de lasers à cascade quantique THz analogues ont montré un couplage compris entre 5 et 10 %.

Si la puissance émise est relativement élevée, la directivité de l'émission est vraisemblablement très faible, notamment dans la direction z . En effet, l'épaisseur du substrat ($10 \mu\text{m}$) comparée à la longueur d'onde émise ($\sim 300 \mu\text{m}$ à 1 THz) agit comme un élément diffractant. Ceci renforce la nécessité d'étudier à l'avenir le couplage via une antenne *ad hoc* connectée à l'extrémité du guide.

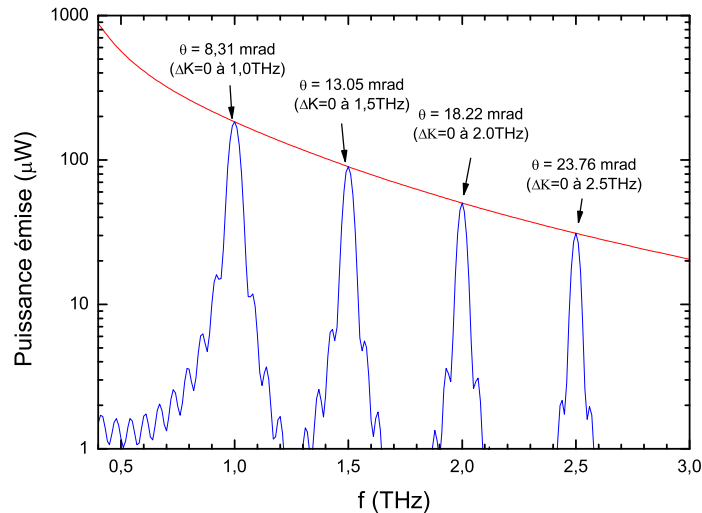


FIG. 4.14: Puissance émise pour quatre angles de recombinaison entre les faisceaux. Les caractéristiques du guide utilisé sont : $W = d = 10 \mu\text{m}$.

Finalement, la figure 4.14 représente la puissance émise en fonction de la fréquence pour quatre angles de recombinaison. Pour chaque angle, l'accord de phase est obtenu à une fréquence donnée. Cette figure illustre le fait qu'un fonctionnement large bande n'est pas possible sans un ajustement dynamique de l'angle de recombinaison des deux faisceaux optiques. Pour ce faire, le système d'injection optique achromatique mis en œuvre par Imai et *al* [92] pourrait être utilisé.

4.5 Conclusions

Les résultats des simulations effectuées sur des composants distribués ont montré que les puissances attendues sont supérieures de 4 ordres de grandeur par rapport aux photomélangeurs standards.

Pour obtenir ces performances il est indispensable d'utiliser des guides térahertz à faibles pertes de propagation. En utilisant des simulations par éléments finis, nous avons montré que les structures de type microruban étaient adaptées :

- la faible épaisseur du substrat évite les couplages radiatifs vers les modes de substrats,
- les pertes métalliques restent suffisamment faibles pour envisager la réalisation de composants d'une longueur de l'ordre du millimètre,
- la propagation demeure monomode entre 0 et 3 THz.

Nous avons mis en évidence à basse fréquence (autour de 500 GHz) des pertes métalliques induites par les trous photogénérés. Ces pertes limitent la densité de puissance que l'on peut utiliser, ce qui renforce le besoin d'utiliser des guides longs. Nous suspectons que les précédentes réalisations de photomélangeurs distribués aient été limitées par cet effet.

Plusieurs tests technologiques ont été réalisés pour valider différentes étapes de fabrication de ces composants : le report et l'amincissement des substrats afin d'isoler la couche photoconductrice et la gravure profonde par ICP⁴.

Des couches photoconductrices de 10 μm d'épaisseur d' $\text{In}_{0.23}\text{Ga}_{0.77}\text{As}$ -BT dopées au Béryllium ont été épitaxiées et un composant est en cours de réalisation. Cependant, avec ce matériau, les performances devraient être très fortement limitées par la présence d'une densité de trous trop élevée. À terme, il sera donc nécessaire d'optimiser l'épitaxie de la couche photoconductrice.

⁴En anglais : Inductively Coupled Plasma (Plasma à Couplage Inductif)

Synthèse, conclusions générales et perspectives

Au cours de cette thèse, nous avons étudié et réalisé une source THz continue, accordable, de grande pureté spectrale, compacte et potentiellement peu onéreuse. Cette étude s'inscrit dans un contexte de demande d'oscillateur local (OL) THz pour les systèmes de détection hétérodyne. En effet, aujourd'hui les principaux OL disponibles pour ce type d'application sont les lasers à cascade quantique (QCL), les chaînes électroniques de multiplication en fréquence et les photomélangeurs.

Les QCL souffrent d'un fonctionnement à des températures cryogéniques, d'une qualité optique du mode émis encore à optimiser, d'une très faible accordabilité et d'un fonctionnement difficile à des fréquences inférieures à 2 THz. Les chaînes de multiplication en fréquence ont donné de très bons résultats pour des fréquences inférieures à 2 THz mais la complexité de la réalisation ainsi que la faible accordabilité des systèmes obtenus sont encore un frein à leur généralisation. Par ailleurs, les photomélangeurs actuels nécessitent l'utilisation de lasers encombrants et onéreux ($\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$) afin d'obtenir les performances requises en terme de pureté spectrale pour des applications de détection hétérodyne ce qui limite l'utilisation de cette technique aux laboratoires spécialisés.

Ce sont ces deux derniers points (coût et encombrement) qui ont motivé les travaux de recherche faisant l'objet de cette thèse. Afin de résoudre ces problèmes, sans dégrader la pureté spectrale du signal généré, nous avons proposé l'utilisation de lasers compacts bi-fréquence à état solide émettant à une longueur d'onde autour de $\lambda = 1 \mu\text{m}$. Cette longueur d'onde de fonctionnement a rendu nécessaire le développement d'un nouveau matériau photoconducteur ultra-rapide.

Aspects optiques et lasers :

Dans la première partie de ce travail, nous avons étudié deux lasers bi-fréquence à état solide pompés par diodes utilisant des matrices cristallines (KGW et CaF_2) dopées à l'Ytterbium afin d'obtenir une émission laser autour de $1 \mu\text{m}$. Nous avons obtenu

différents écarts de fréquence optique entre les 2 modes allant de 0 à 3 THz pour le laser Yb:KGW et de 0 à 2 THz (accordable en quasi-continu) pour le laser Yb:CaF₂. Les niveaux de puissance optique, de l'ordre de 50 mW, sont compatibles avec une utilisation efficace en photomélangé. Nous avons montré que la pureté spectrale du battement obtenu à l'aide de ces deux lasers (inférieure à 30 kHz) était meilleure que celle obtenue en associant deux diodes lasers DFB indépendantes.

Enfin, afin d'augmenter la puissance optique pour les applications en photomélangé distribué (ou pour des applications en optique non-linéaire) nous avons amplifié le laser bi-fréquence Yb:CaF₂ à des niveaux supérieurs à 1 W.

D'un point de vue optique, le laser Yb:CaF₂ que nous avons développé possède actuellement les performances requises pour une application au photomélangé à 1 μ m. Cependant, la stabilité du battement térahertz pourrait être améliorée en s'inspirant des techniques classiques d'asservissement de cavité employées en métrologie optique (cavité Fabry-Pérot, cellule gazeuse, fréquence de battement des modes longitudinaux ou autres) car certaines applications, en radioastronomie notamment, nécessitent une stabilisation accrue.

D'autre part, on pourrait envisager le recours à des éléments électro-optiques intracavité (Tantalate de Lithium, Niobate de Lithium, céramique de PLZT⁵) afin d'obtenir une accordabilité électrique de la fréquence de battement.

Aspects matériaux et photoconducteurs :

Dans la deuxième partie de ce travail, nous avons mis au point un matériau photoconducteur, l'In_{0.23}Ga_{0.77}As épitaxié à basse température (BT) sur un substrat métamorphique, devant répondre à 3 critères principaux :

- une énergie de bande interdite inférieure à 1,1 eV pour assurer une compatibilité avec la longueur d'onde du laser bi-fréquence Yb:CaF₂ ou Yb:KGW,
- des durées de vie de porteurs de l'ordre de la picoseconde pour permettre une modulation du photocourant aux fréquences THz,
- une résistivité suffisante pour moduler efficacement la conductance du photoconducteur.

Nous avons développé un modèle permettant de calculer le temps de vie des électrons et des trous, ainsi que les densités résiduelles de porteurs dans les bandes de valence et de conduction. Ce modèle a permis de mettre en évidence la différence de temps de vie qui peut exister entre les électrons et les trous et d'expliquer la trop faible résistivité des composants d'In_{0.53}Ga_{0.47}As-BT (compatible avec une illumination à $\lambda =$

⁵PLZT : Titano-Zirconate de Plomb modifié au Lanthane

1,55 μm).

Nous avons étudié l'influence de la température de croissance, celle du dopage au Béryllium, ainsi que les effets du recuit sur les propriétés physiques des échantillons d' $\text{In}_{0.23}\text{Ga}_{0.77}\text{As}$ -BT. Nous avons comparé ces propriétés à celles d'un échantillon de GaAs-BT épitaxié dans les mêmes conditions (matériau standard en photomélangé qui a servi de référence dans cette étude). Nous avons ainsi montré que la densité de pièges incorporée dans l' InGaAs -BT était inférieure à celle incorporée dans le GaAs-BT conduisant à des temps de vie plus long dans l' InGaAs c'est à dire 23 ps au lieu de 3 ps.

D'autre part, le dopage au Béryllium de l' InGaAs -BT a permis de réduire ce temps de vie de 23 ps à 5 ps et de limiter les problèmes de résistivité liés au passage des porteurs dans le substrat métamorphique. Ce gain se fait toutefois au détriment du temps de vie des trous, ce qui est préjudiciable dans le cas d'un photoconducteur THz continu : on augmente alors la chaleur générée par le photocourant continu sans augmenter la puissance THz émise par le composant.

En ce qui concerne les matériaux, des expérimentations complémentaires sont nécessaires pour optimiser les conditions de croissance afin d'obtenir un temps de vie plus court pour les électrons et les trous, ce que nous n'avons pas eu le temps de faire dans le cadre de cette étude.

D'autre part, nous avons montré que le problème de conductivité de l' $\text{In}_{0.23}\text{Ga}_{0.77}\text{As}$ -BT est principalement lié au courant de fuite transitant dans la couche tampon métamorphique. La solution que nous avons mise en œuvre, c'est à dire le dopage au Béryllium de la couche photoconductrice, n'est pas satisfaisante car elle engendre un photocourant de trous important qui limite les performances du photomélangeur : une optimisation de la composition de la couche tampon est encore souhaitable. Une autre solution consisterait à reporter uniquement la couche photoconductrice sur un substrat de bonne conductivité thermique et transparent aux ondes THz (quartz ou saphir par exemple). Elle permettrait de résoudre le problème lié au courant de fuite tout en améliorant les performances thermiques du composant.

À l'image du travail que nous avons réalisé sur l' InGaAs -BT ou sur l' InGaAsN , d'autres matériaux photoconducteurs compatibles avec une illumination à $\lambda = 1 \mu\text{m}$ pourraient être étudiés. Nous pensons notamment aux composés comportant de l'Antimoine (GaAsNSb par exemple) dont la résistivité pourrait être plus élevée.

Aspects composants et photomélangé :

Dans la troisième partie de ce travail, nous avons développé un modèle permettant de calculer la puissance THz émise par un photomélangeur. Nous avons cherché, en

particulier, à mettre en évidence les erreurs de calcul liées à une modélisation trop simple. Nous avons montré que, compte tenu de leur temps de vie élevé, les trous participaient majoritairement au photocourant continu et que cela pouvait conduire à une surestimation de la puissance émise.

D'autre part, nous avons calculé le temps de vie optimum des électrons dans les photomélangeurs térahertz CW. Nous avons mis en évidence qu'il se situait autour de la picoseconde. En effet, un temps de vie plus court implique une croissance à plus basse température et donc une détérioration de la qualité cristalline du matériau photoconducteur, ce qui dégrade les performances thermiques du composant et donc *in fine* sa capacité à générer de la puissance.

Afin de valider ces calculs, nous avons mis au point des dispositifs expérimentaux permettant de caractériser et de comparer les composants d'InGaAs-BT et de GaAs-BT. Les résultats observés n'ont pas confirmé fidèlement notre modèle. Cependant, les niveaux de puissance obtenus pour les composants de GaAs-BT sont du même ordre de grandeur que ceux publiés par d'autres groupes et ce, malgré un temps de vie de porteurs beaucoup plus élevé. Ceci confirme notre démonstration relative à l'optimisation du temps de vie dans les photoconducteurs THz.

Nous avons interprété les désaccords entre les mesures et notre modèle par des facteurs géométriques du composant ainsi qu'à des effets physiques que nous n'avons pas pris en compte : les inhomogénéités du champ électrique, la saturation des pièges engendrant des écrantage de champs et des variations locales de temps de vie des porteurs.

Néanmoins, c'est la première fois qu'a été obtenu un fonctionnement CW entre 0 et 2 THz pour un composant d'InGaAs, bien que la puissance émise soit inférieure d'un facteur 10 par rapport à celle des photomélangeurs de GaAs-BT. Cet écart est probablement dû à la présence d'un fort courant de trous dans le composant d'InGaAs-BT (lié au dopage en béryllium du photoconducteur). En effet, le courant de trous entraîne une élévation de température par effet Joule qui limite d'un facteur 10 la tension maximale applicable au composant (50 V appliqué sur un photoconducteur de 5 μm de GaAs-BT, à comparer à 5 V sur le même composant d'InGaAs-BT). À 1 THz, nous estimons toutefois avoir généré un signal d'environ 10 nanowatts. Cette valeur pourrait être environ 10 fois plus élevée si le courant parasite n'était pas limitant permettant ainsi d'appliquer une tension de 50 V sur le composant.

Ce résultat pourra être notablement amélioré en ayant recours aux électrodes interdigitées ainsi qu'à un système de thermalisation du composant (on peut espérer une augmentation d'environ 1 ordre de grandeur pour les fréquences inférieures à 2 THz). De plus, comme nous l'avons mentionné précédemment, l'optimisation des conditions d'épi-

taxie de l' $\text{In}_{.23}\text{Ga}_{.77}\text{As}$ -BT permettra également une amélioration des performances.

Vers un photomélangeur distribué :

La puissance générée est encore trop faible pour permettre son utilisation dans une chaîne de détection hétérodyne. Nous avons donc proposé, dans la dernière partie de ce travail, une architecture innovante de photomélangeur distribué. Afin de pallier les différentes limitations des structures actuelles liées à des pertes radiatives vers le substrat, nous nous sommes inspirés des architectures guidantes à double plasmon de surface afin de confiner le mode.

La réalisation de structures guidantes à faibles pertes est d'autant plus importante qu'il est nécessaire de les éclairer sur des longueurs de quelques millimètres. En effet, nous avons montré qu'une trop forte densité de porteurs photo-générés pouvait engendrer des pertes liées à l'absorption de l'onde THz par les (photo)porteurs libres (écranage plasma). Il est donc nécessaire de répartir le flux optique incident le long du composant ce qui n'a d'intérêt que si les pertes dans le guide térahertz sont faibles. Nous avons montré par le calcul que la structure proposée présentait des pertes de l'ordre de 3 dB/mm à 1THz, ce qui ouvre la voie à la réalisation de structures d'un ou deux millimètres de long.

Ce type de structure est actuellement en cours de réalisation. Associée à une antenne adaptée en fin de guide (de type cornet) et à un éclairage adéquat, on devrait s'attendre à une amélioration des performances de 4 ordres de grandeur par rapport aux photomélangeurs standards. Ceci permettrait d'atteindre des niveaux de puissance de l'ordre de la centaine de microwatts à la fréquence de 1 térahertz, avec un mode optique propre et une émission directionnelle, ce qui en ferait la source THz la plus attractive du marché.

Conclusion :

À l'issue de ce travail, nous désirons insister sur le potentiel du photomélange aux longueurs d'onde proches de $1\ \mu\text{m}$. En effet, le développement de matériaux photoconducteurs à ces longueurs d'onde donne de meilleurs résultats qu'à $1,55\ \mu\text{m}$. De surcroît, les sources optiques compactes ainsi que leurs amplificateurs optiques fonctionnant à $\lambda \approx 1\ \mu\text{m}$ sont disponibles, efficaces, et peu onéreux. C'est ainsi que cette approche (laser à état solide émettant à $1\ \mu\text{m}$ associé à un photoconducteur de bande interdite d'environ 1,1 eV) a aussi été retenue par d'autres groupes [212].

Ainsi, pour notre application, l'intérêt de dispositifs fonctionnant à $1,55\ \mu\text{m}$ s'amoindrit progressivement car les composants optiques et les fibres adaptés à $1,06\ \mu\text{m}$ se

généralisent.

Enfin, soulignons que si le photomélangé est une technique qui peut sembler démodée, elle reste à ce jour la seule fonctionnant à température ambiante permettant la génération d'ondes continues de bonne pureté spectrale aux fréquences térahertz complètement accordables sur une très grande plage spectrale.

Annexe A

Techniques de filtrage spectral : applications aux lasers monomodes

Les techniques de filtrage de spectres optiques sont couramment utilisées à l'intérieur des cavités laser. Elles permettent, par exemple dans un oscillateur femto-seconde, de limiter la largeur du spectre de gain et donc la durée des impulsions délivrées. Dans notre cas, ces techniques ont été mises en œuvre afin d'obtenir un fonctionnement monomode longitudinal sur chacun des axes du laser bi-fréquence (*cf* section 1.3.2 page 47 et 1.3.3 page 61).

Les techniques de filtrage consistent à générer des pertes de part et d'autre de la longueur d'onde que l'on souhaite émettre. La difficulté principale est alors de réaliser des filtres suffisamment sélectifs afin qu'un seul mode puisse osciller à la longueur d'onde ciblée, sans que la périodicité de la fonction de filtrage permette à un autre mode de la courbe de gain d'osciller. Cette tâche est d'autant plus difficile que les milieux à gain utilisés (Yb:KGW et Yb:CaF₂) sont larges spectralement.

Dans cette annexe, nous détaillerons le principe de fonctionnement de deux types de filtres spectraux utilisant deux principes physique distincts : l'un interférométrique et l'autre lié à des effets de polarisation et de biréfringence dans la cavité laser.

A.1 Filtrage interférométrique : l'étalon

Cette technique est couramment utilisée dans les lasers à faible largeur de gain pour forcer le laser à osciller sur un seul état propre longitudinal. Elle consiste à insérer une lame à faces parallèles sur le trajet du faisceau dans la cavité. Cette lame est équivalente à un interféromètre de Fabry-Pérot et génère des pertes dont la périodicité spectrale et l'amplitude sont fonction de l'épaisseur de la lame ainsi que de la réflectivité de ses

faces. Cette lame est appelée étalon.

Dans cette section, nous présentons le calcul permettant de modéliser les pertes induites par un étalon en fonction de ses paramètres physiques (indice, épaisseur, réflectivité aux interfaces, inclinaison).

Après avoir défini les coefficients de réflexion et de transmission aux interfaces, nous calculerons le déphasage induit par la lame, puis les coefficients globaux de transmission et de réflexion. Enfin, nous illustrerons ce calcul par deux cas concrets d'étalon utilisés au cours de cette thèse.

A.1.1 Coefficients de réflexion et de transmission aux interfaces

Considérons le passage d'une onde lumineuse du milieu 1 d'indice n_1 au milieu 2 d'indice n_2 . Les coefficients de réflexion et de transmission en amplitude sous incidence normale sont donnés par les équations suivantes (voir par exemple [167]) :

$$r_{12} = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \quad \text{et} \quad t_{12} = \frac{2n_1}{n_1 + n_2} \quad (\text{A.1})$$

On a ainsi $r_{12} = -r_{21}$ et $t_{12} = (n_2/n_1)t_{21}$. Alors que t est toujours positif, r est négatif si $n_1 < n_2$, ce qui traduit un déphasage de π de l'onde réfléchie par rapport à l'onde incidente.

En intensité, puisque $I = n|E|^2$, on a :

$$R = (r_{12})^2 = (r_{21})^2 \quad \text{et} \quad T = \frac{n_2}{n_1}(t_{12})^2 = \frac{n_1}{n_2}(t_{21})^2 \quad (\text{A.2})$$

Remarque, on a bien $R + T = 1$

Pour les faibles incidences (typiquement inférieures à 20° pour des indices $n_1 = 1$ et $n_2 = 1,5$) nous considérerons que les coefficients de réflexion et de transmission ne sont pas dépendants de l'inclinaison.

Dans le cas où les faces de l'étalon sont traitées, les réflectivités des faces ne sont plus données par les formules (A.1) et (A.2) mais par le coefficient de réflexion lié au traitement.

A.1.2 Déphasage induit par la lame

Considérons le passage d'une onde lumineuse issue d'un milieu d'indice n_1 vers un milieu d'indice n_3 en passant au travers une lame à faces parallèles d'épaisseur L et d'indice n_2 . Dans la lame, le faisceau est incident sur les dioptres avec un angle θ .

Un passage à travers cette lame modifie la phase et l'amplitude d'un facteur $a e^{i\varphi}$: a correspond donc au facteur de transmission (ou de transparence) de la couche en amplitude. En intensité on a la relation suivante :

$$a^2 = A = e^{-\alpha L / \cos \theta} \quad (\text{A.3})$$

où α est le coefficient d'absorption linéique dans le milieu d'indice n_2 . Le déphasage φ' induit par la traversée de la lame est donné par la relation suivante :

$$\varphi' = 2\pi \frac{n_2}{\lambda} \frac{L}{\cos \theta} \quad (\text{A.4})$$

On peut montrer que le déphasage φ lié à la différence de marche optique introduit par le passage dans la lame est égal à :

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} n_2 L \cos \theta \quad (\text{A.5})$$

A.1.3 Calcul de la transmission totale

Pour le calcul de la transmission totale de l'étalon, il faut prendre en compte la somme des amplitudes et des phases de toute les réflexions et transmissions sur les deux dioptries. La figure A.1 illustre ces effets.

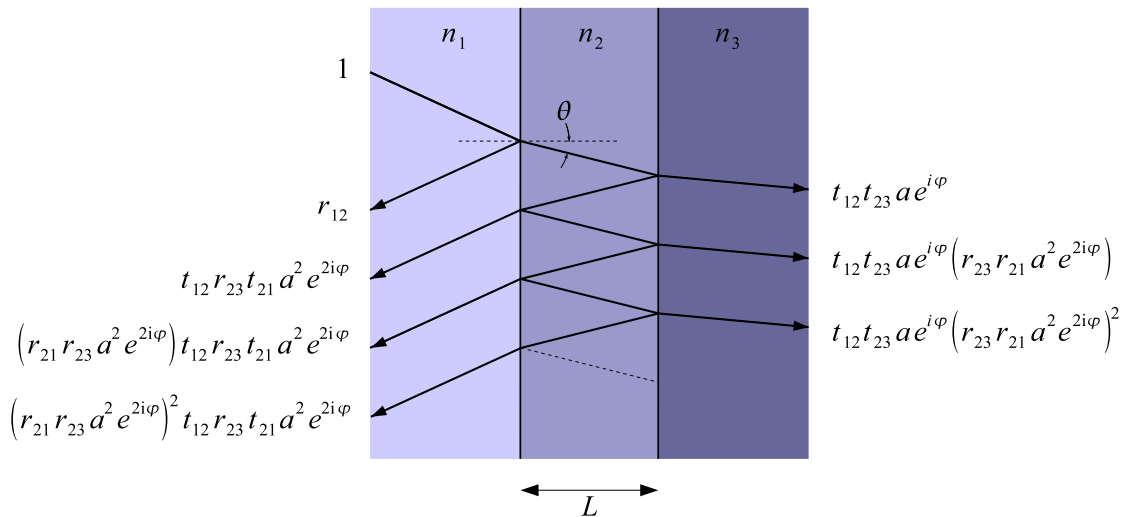


FIG. A.1: Multiples transmissions et réflexions générées par le passage d'une onde lumineuse à travers une lame d'épaisseur L avec $n_1 < n_2 < n_3$.

Si on considère un champ électrique incident E_{in} d'amplitude unitaire, l'amplitude totale t_{tot} du champ électrique transmis s'écrit :

$$\begin{aligned} t_{tot} &= t_{12} t_{23} a e^{i\varphi} + t_{12} t_{23} a e^{i\varphi} r_{23} r_{21} a^2 e^{i2\varphi} + t_{12} t_{23} a e^{i\varphi} r_{23}^2 r_{21}^2 a^4 e^{i4\varphi} + \dots \\ &= t_{12} t_{23} a e^{i\varphi} \sum_{n=0}^{\infty} (r_{23} r_{21} a^2 e^{i2\varphi})^n \\ &= \frac{t_{12} t_{23} a e^{i\varphi}}{1 - r_{23} r_{21} a^2 e^{i2\varphi}} \end{aligned} \quad (\text{A.6})$$

En intensité, on obtient :

$$T_{tot} = |t_{tot}|^2 = \left| \frac{t_{12} t_{23} a e^{i\varphi}}{1 - r_{23} r_{21} a^2 e^{i2\varphi}} \right|^2 = \frac{A(1 - R_1)(1 - R_2)}{|1 - r_{23} r_{21} a^2 e^{i2\varphi}|^2} \frac{n_1}{n_3} \quad (\text{A.7})$$

Le taux de transmission en intensité T_e s'exprime comme le rapport des intensités transmises, c'est-à-dire :

$$T_e = \frac{I_{out}}{I_{in}} = \frac{n_3 |E_{out}|^2}{n_1 |E_{in}|^2} = \frac{n_3}{n_1} |t_{tot}|^2 = \frac{n_3}{n_1} T_{tot} \quad (\text{A.8})$$

Sachant que l'on peut développer la partie complexe de l'équation (A.7) de la manière suivante :

$$\begin{aligned} |1 - r_{23} r_{21} a^2 e^{i2\varphi}|^2 &= (1 - r_{23} r_{21} a^2 e^{i2\varphi})(1 - r_{23} r_{21} a^2 e^{-i2\varphi}) \\ &= 1 + (r_{23} r_{21} a^2)^2 - r_{23} r_{21} a^2 (e^{i2\varphi} + e^{-i2\varphi}) \\ &= 1 + R_1 R_2 A - 2A \sqrt{R_1 R_2} \cos(2\varphi) \\ &= (1 - A \sqrt{R_1 R_2})^2 + 4A \sqrt{R_1 R_2} \sin(\varphi)^2 \end{aligned} \quad (\text{A.9})$$

le taux de transmission devient :

$$T_e = \frac{A(1 - R_1)(1 - R_2)}{(1 - A \sqrt{R_1 R_2})^2 + 4A \sqrt{R_1 R_2} \sin(\varphi)^2} \quad (\text{A.10})$$

Lorsque $A = 1$, on retrouve l'expression de la transmission d'un Fabry-Pérot lorsque la réflectivité des miroirs n'est pas identique. L'écart en fréquence $\Delta\nu$ entre deux maximums de transmission est lié à la période du $\sin(\varphi)^2$. Puisque que $\nu = c/\lambda$ on a donc :

$$\Delta\nu = \frac{c}{2n_2 L} \quad (\text{A.11})$$

Cette quantité est appelée intervalle spectral libre. Elle dépend donc de l'épaisseur de la couche ainsi que de son indice.

A.1.4 Calcul de la réflexion totale

D'après la figure A.1, l'amplitude totale r_{tot} du champ électrique réfléchi s'écrit :

$$\begin{aligned}
 r_{tot} &= r_{12} + t_{12} r_{23} t_{21} a^2 e^{i2\varphi} + t_{12} r_{23} t_{21} a^2 e^{i2\varphi} r_{21} r_{23} a^2 e^{i2\varphi} + \dots \\
 &= -r_{21} + t_{12} r_{23} t_{21} a^2 e^{i2\varphi} \sum_{n=0}^{\infty} (r_{21} r_{23} a^2 e^{i2\varphi})^n \\
 &= -r_{21} + \frac{t_{12} r_{23} t_{21} a^2 e^{i2\varphi}}{1 - r_{21} r_{23} a^2 e^{i2\varphi}}
 \end{aligned} \tag{A.12}$$

En intensité, on obtient :

$$\begin{aligned}
 R_{tot} = |r_{tot}|^2 &= \left| -r_{21} + \frac{t_{12} r_{23} t_{21} a^2 e^{i2\varphi}}{1 - r_{21} r_{23} a^2 e^{i2\varphi}} \right|^2 \\
 &= \left| \frac{-r_{21} + r_{21}^2 r_{23} a^2 e^{i2\varphi} + t_{12} r_{23} t_{21} a^2 e^{i2\varphi}}{1 - r_{21} r_{23} a^2 e^{i2\varphi}} \right|^2
 \end{aligned} \tag{A.13}$$

Le dénominateur est identique à celui de T_{tot} , et peut donc être mis sous la même forme que dans l'équation (A.9). Le numérateur peut être décomposé selon le même principe. Sachant que le taux de réflexion en intensité T_e est ici égal à R_{tot} (l'onde est réfléchie vers un milieu de même indice), on obtient alors :

$$R_e = \frac{(\sqrt{R_1} - A\sqrt{R_2})^2 + 4A\sqrt{R_1 R_2} \sin(\varphi)^2}{(1 - A\sqrt{R_1 R_2})^2 + 4A\sqrt{R_1 R_2} \sin(\varphi)^2} \tag{A.14}$$

Remarque : pour $A = 1$, $R_e + T_e = 1$ est vérifié.

A.1.5 Application

Nous avons appliqué ce calcul aux deux types d'étalons que nous avons utilisés dans cette thèse. La figure A.2 représente la transmission d'un étalon de silice ($n=1,45$) non traité de $50 \mu\text{m}$ d'épaisseur, ce qui correspond à un intervalle spectral libre (ISL) de 2,0 THz. Dans le cas d'une utilisation intra-cavité dans un laser Yb:KGW ou Yb:CaF₂, l'utilisation d'un tel étalon ne permet pas d'obtenir un fonctionnement monomode longitudinal du laser pour deux raisons :

- La sélectivité de l'étalon n'est pas suffisante par rapport à l'ISL de notre laser ($\sim 1,5$ GHz) pour que chaque maximum de transmission de l'étalon permette à un seul mode longitudinal du laser d'osciller.
- L'intervalle spectral libre de cet étalon est plus petit que la largeur du gain des milieux actifs. Ainsi le laser fonctionne sur plusieurs modes de l'étalon.

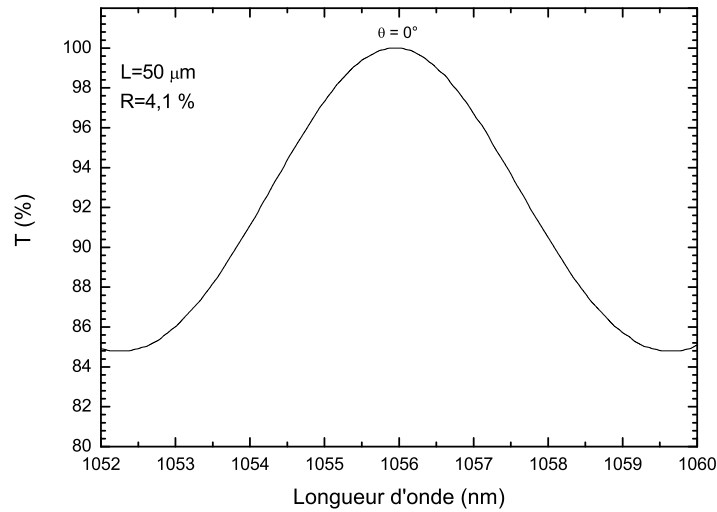


FIG. A.2: Transmission d'une lame étalon de $50 \mu\text{m}$ d'épaisseur dont les faces sont non traitées.

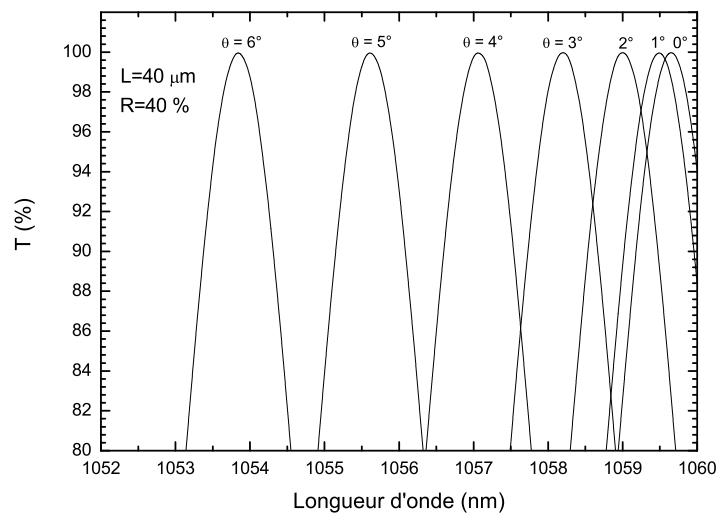


FIG. A.3: Transmission d'une lame étalon de $40 \mu\text{m}$ d'épaisseur dont les faces ont été traitées à $R = 40\%$. Les différentes courbes correspondent à différentes inclinaisons de la lame par rapport au faisceau.

L'utilisation d'un étalon dont les faces ont été traitées permet de résoudre le problème de la sélectivité de l'étalon. La figure A.3 représente la transmission d'un étalon de silice de $40 \mu\text{m}$ d'épaisseur dont les faces ont été traitées de manière à avoir une réflectivité de 40 %. On remarque que la sélectivité du filtre obtenue est bien meilleure que dans le cas de l'étalon non traité. Les différentes courbes correspondent à différents angles d'inclinaison θ dans la cavité et illustrent le principe d'accordabilité.

Cependant, l'utilisation d'un tel filtre ne permet pas d'obtenir un fonctionnement monomode du laser complet. En effet, comme pour le cas de la lame non traitée, l'ISL de l'étalon (ici de 2,5 THz) est toujours bien plus faible que la largeur de gain des milieux laser utilisés (> 20 THz). Or, une réduction de l'épaisseur de la lame étalon afin d'augmenter son ISL est très difficile à réaliser car l'épaisseur déjà très mince de lame la rend fragile. Nous avons donc eu recours à une technique de filtrage supplémentaire afin de limiter la largeur du gain. Cette technique est présentée dans la section suivante.

A.2 Filtrage biréfringent

Les techniques de filtrage biréfringent sont couramment utilisées dans les lasers $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$ afin de limiter la bande du gain. On utilise dans ce cas des filtres de Lyot [128] qui réalisent une succession de lames d'onde (d'ordre entier) associées à des polariseurs.

Dans le cadre de cette thèse, la technique que nous avons utilisée est légèrement différente puisqu'elle consiste à associer deux lames quart d'onde avec le miroir de fond de cavité et un polariseur (cristal de YVO_4 dans le cas de la cavité laser bi-fréquence). Le déphasage entre les deux états de polarisation est calculé sur un trajet aller-retour totalisant ainsi quatre passages dans une lame quart d'onde (*cf* figure A.4).

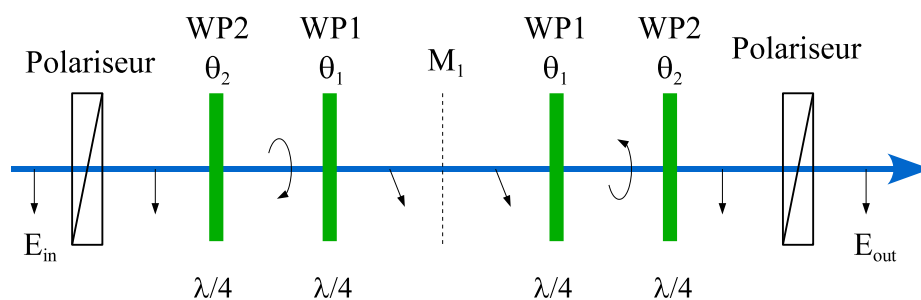


FIG. A.4: Évolution de la polarisation sur un trajet aller-retour du faisceau. Sur ce schéma, les lames d'onde sont orientées à $\theta_1 = \theta_2 = 45^\circ$.

La fonction de transfert du filtre dépend alors de l'ordre de la lame utilisée, de la longueur d'onde pour laquelle ces filtres ont été conçus et de leur orientation. Afin

de calculer la transmission de cet ensemble d'optiques, il est nécessaire de calculer l'évolution de la polarisation du faisceau au cours de la propagation. Les matrices de Jonnes constituent un outil particulièrement bien adapté pour ce type de calcul.

A.2.1 Calcul de la transmission globale du filtre

Pour obtenir le déphasage souhaité à la longueur d'onde λ_{WP} , l'épaisseur d'une lame d'onde est déterminée par l'ordre de la lame O et la différence entre les indices ordinaire et extraordinaire :

$$L = O(n_e - n_o)\lambda_{WP} \quad (\text{A.15})$$

Par exemple, pour une lame demi-onde d'ordre 2, $O = 2,5$. Pour des lames d'onde en quartz, les indices de réfraction ordinaire n_o et extraordinaire n_e sont donnés par les formules suivantes (pour des longueurs d'onde exprimées en nm et comprises entre 980 et 1064 nm) :

$$n_o = 1,53531 - [(\lambda - 980)1,4404762 \cdot 10^{-5}] \quad (\text{A.16})$$

$$n_e = 1,54409 - [(\lambda - 980)1,55119048 \cdot 10^{-5}] \quad (\text{A.17})$$

La matrice de Jonnes de la lame d'onde, dont les axes propres sont orientés avec un angle θ par rapport au polariseur, est égal à :

$$M_{WP}(\theta) = e^{i\frac{-2\pi nL}{\lambda}} \begin{pmatrix} -\cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & -\cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{-i\gamma} & 0 \\ 0 & e^{+i\gamma} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix}$$

avec

$$\gamma = \frac{\pi(n_e - n_o)L}{\lambda} \quad (\text{A.18})$$

Le champ transmis à travers l'ensemble des optiques du filtre est donc égal à :

$$E_{out} = M_p \times M_{WP1}(\theta_1) \times M_{WP2}(\theta_2) \times M_{WP2}(\theta_2) \times M_{WP1}(\theta_1) \times M_p \times E_{in} \quad (\text{A.19})$$

avec $E_{in} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$ le champ normalisé en entrée, et $M_p = \begin{pmatrix} 10 \\ 00 \end{pmatrix}$ la matrice de Jonnes du polariseur. La puissance transmise par l'ensemble du dispositif est finalement égale à :

$$P_{out} = E_{out} \times (E_{out}^*)' \quad (\text{A.20})$$

A.2.2 Application

Pour calculer la fonction de transfert du filtre, on évalue les matrices M_{WP} des deux lames d'onde pour chaque longueur d'onde puis on applique les formules (A.19) et (A.20). Les résultats de ce calcul sont présentés figure A.5 pour des lames quart d'onde d'ordre 6 ($O = 6,5$) à 1064 nm. Le calcul a été effectué pour différentes orientation de la lame WP_2 .

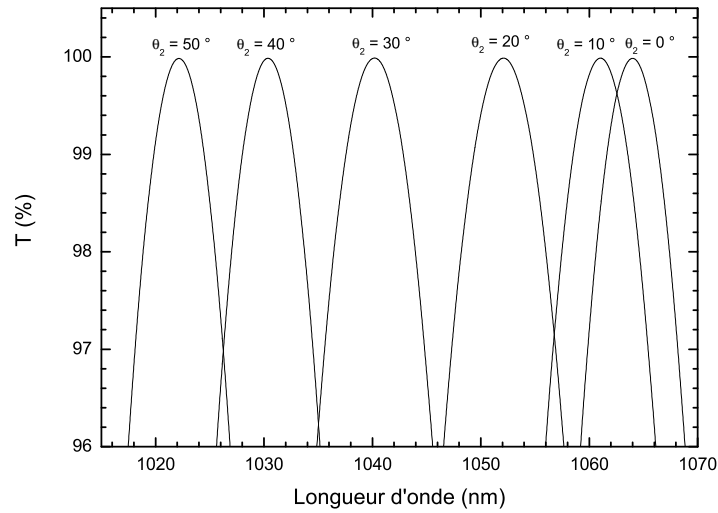


FIG. A.5: Transmission du filtre biréfringent en fonction de la longueur d'onde et de l'orientation θ_2 de la lame d'onde *WP2*. Avec : $\theta_1 = 45^\circ$, $O_1 = 6,25$, $O_2 = 6,25$.

A.3 Conclusions

Dans cette annexe, nous avons détaillé les calculs permettant d'obtenir les fonctions de transfert de deux filtres intra-cavité. Dans la pratique, la sélectivité de chacun des filtres réalisés avec cette technique s'est révélée insuffisante pour rendre le laser monomode.

Pour le laser Yb:KGW nous avons eu recours à l'association de plusieurs étalons de différentes épaisseurs afin de combiner les fonctions de transfert pour rendre le laser monomode.

Pour le laser Yb:CaF₂, l'isotropie du gain nous a permis d'utiliser des techniques de filtrage biréfringent afin de limiter le gain du laser sur une plage spectrale donnée. L'utilisation d'un étalon additionnel a permis de sélectionner un mode unique dans cette courbe de gain.

Annexe B

Paramètres de l' $\text{In}_x\text{Ga}_{x-1}\text{As}$

Dans cette annexe, nous détaillerons le calcul des différentes grandeurs physiques utilisées pour modéliser la dynamique des porteurs (*cf* section 2.2 page 87). Nous nous intéresserons plus particulièrement à la dépendance de ces dernières en fonction de la proportion en Indium dans l' $\text{In}_x\text{Ga}_{x-1}\text{As}$.

B.1 Énergie de la bande interdite et énergie d'ionisation

L'énergie de la bande interdite E_{gap} (en eV) est liée à la quantité d'Indium incorporée :

$$E_{gap}(x) = 1,424 - 1,501x + 0,436x^2 \quad (\text{B.1})$$

L'énergie d'ionisation des pièges E_{dd} du GaAs est évaluée à 0,72 eV [194]. Pour l' InGaAs-BT , nous utiliserons l'hypothèse suivante : quelle que soit la quantité d'Indium incorporée, la quantité $E_{gap} - E_{dd}$ reste constante et donc égale à 0,704 eV (la bande de pièges est liée à la bande de valence). Ainsi, à partir de l'équation précédente, on obtient :

$$\begin{aligned} E_{dd}(x) &= E_{gap} - 0,704 \\ &= 0,72 - 1,501x + 0,436x^2 \end{aligned} \quad (\text{B.2})$$

La figure B.1 représente E_{gap} et E_{dd} en fonction de la quantité d'Indium.

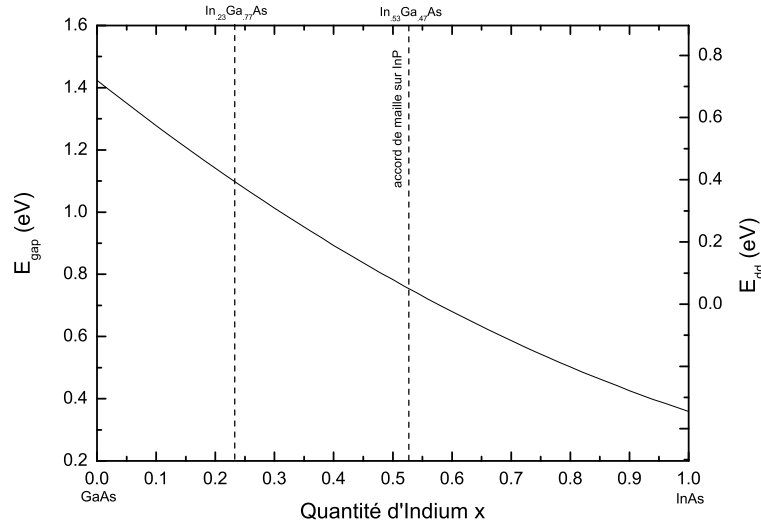


FIG. B.1: Énergie de la bande interdite E_{gap} et énergie d'ionisation des pièges E_{dd} en fonction de la quantité d'Indium x incorporée.

B.2 Densités effectives d'états

La densité effective d'états est un paramètre utilisé pour les calculs de transfert de porteurs depuis les pièges vers la bande de conduction ou de valence. En effet, la probabilité d'un tel transfert est liée au nombre d'états disponibles à l'arrivée. Les densités effectives d'états de la bande de conduction N_c ou de la bande de valence N_v sont données par l'équation suivante [115] :

$$N_{c,v} = 2 \left(\frac{2\pi m_{c,v}(x) k_b T}{h^2} \right)^{3/2} \quad (\text{B.3})$$

$m_{c,v}$ correspond à la masse de densité d'état de la bande de conduction ou de la bande de valence. Dans le cas du GaAs ou de l'InGaAs cette masse est égale à la masse effective des électrons pour le calcul de N_c et à la masse effective des trous lourds pour le calcul de N_v .

Ces masses dépendent de la quantité d'Indium x incorporée [70]. Pour les électrons nous avons :

$$m_e^*(x) = 0,023 + 0,037(1 - x) + 0,003(1 - x)^2 m_0 \quad (\text{B.4})$$

avec m_0 la masse d'un électron ($m_0 = 9,1 \cdot 10^{-31}$ kg).

Pour les trous, on distingue deux masses, celle des trous légers m_{lh}^* et celle des trous

lourds m_{hh}^* :

$$m_{lh}^*(x) = 0,026 + 0,056(1 - x) m_0 \quad (\text{B.5})$$

$$m_{hh}^*(x) = 0,41 + 0,1(1 - x) m_0 \quad (\text{B.6})$$

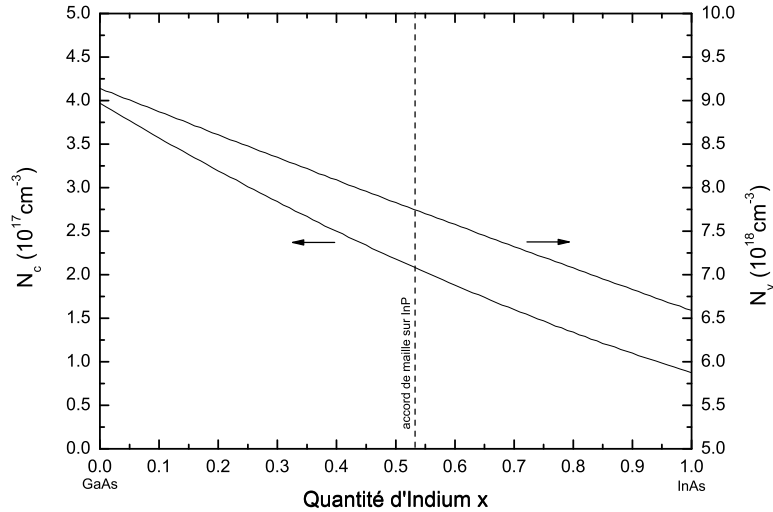


FIG. B.2: Densités effectives d'états N_c de la bande de conduction et N_v de la bande de valence en fonction de la quantité d'Indium x incorporée.

La figure B.2 représente les variations des densités effectives d'états de la bande de conduction et de la bande de valence en fonction de la quantité d'Indium.

B.3 Taux de recombinaison et temps de vie

Le taux de recombinaison des électrons ou des trous $\beta_{e,p}$ (exprimé en $\text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$) est égal au produit entre la section efficace de recombinaison σ et la vitesse thermique v_{th} des porteurs considérés :

$$\beta_i = \sigma_i * v_{thi} \quad (\text{B.7})$$

La section efficace de recombinaison située à une énergie E_{dd} par rapport à la bande de conduction est proportionnelle à [20] :

$$\langle \sigma \rangle \propto \frac{\varepsilon^{1/2} E_{dd}}{m_*^{5/2} v_{th}} \quad (\text{B.8})$$

On peut donc exprimer le taux de recombinaison de l'InGaAs en fonction de celui du GaAs :

$$\beta_{InGaAs} = R(x) \beta_{GaAs} \quad (\text{B.9})$$

pour les électrons on obtient :

$$R_e(x) = \left(\frac{\varepsilon(x)}{\varepsilon(0)} \right)^{1/2} \left(\frac{m_{e^*}(0)}{m_{e^*}(x)} \right)^{5/2} \frac{E_{dd}(x)}{E_{dd}(0)} \quad (\text{B.10})$$

pour les trous, l'énergie d'ionisation étant constante, on a :

$$R_p(x) = \left(\frac{\varepsilon(x)}{\varepsilon(0)} \right)^{1/2} \left(\frac{m_{lh^*}(0)}{m_{lh^*}(x)} \right)^{5/2} \quad (\text{B.11})$$

Dans les deux équations précédentes, ε représente la constante diélectrique du matériau. Son évolution en fonction du taux d'Indium est donnée par :

$$\varepsilon(x) = 15,1 - 2,87(1-x) + 0,67(1-x)^2 \quad (\text{B.12})$$

Sur la figure B.3 nous avons représenté la valeur de $1/R(x)$ pour les électrons et pour les trous.

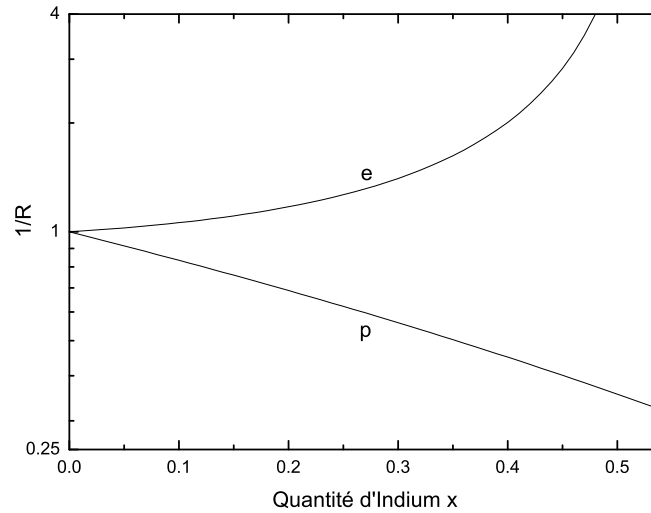


FIG. B.3: Inverse du rapport du taux de recombinaison en fonction de la quantité d'Indium x incorporée.

En effet, le temps de vie des porteurs est proportionnel à $1/\beta N$ où N est la densité de pièges pour le type de porteur considéré (*cf* équations (2.12) et (2.13) page 89). Ainsi, la quantité $1/R(x)$ est proportionnelle au rapport des temps de vie entre les porteurs du GaAs et ceux de l'InGaAs (pour une même densité de pièges). La figure B.3 illustre le fait que le temps de vie des électrons augmente avec l'incorporation d'Indium (pour une densité de pièges équivalente), alors que celui des trous diminue.

Annexe C

Technique de caractérisation des semi-conducteurs ultra-rapides

Dans cette annexe, nous détaillerons les techniques de caractérisation des semi-conducteurs que nous avons utilisées au cours de cette thèse. Nous présenterons les mesures de double diffraction aux rayons X (DDX), les mesures d'absorption infra-rouge des couches épitaxiées, et les mesures "pompe-sonde".

Pour chaque technique de caractérisation, après avoir discuté du principe physique de la mesure (et le cas échéant du formalisme mathématique associé), nous présenterons le dispositif expérimental utilisé.

C.1 Mesures de DDX

Les mesures de double diffraction de rayons X (DDX) permettent de sonder les propriétés structurales d'un matériau périodique. Cette technique de caractérisation permet notamment de mesurer le paramètre de maille des couches épitaxiées et d'avoir une idée qualitative de la qualité cristallographique des couches déposées.

C.1.1 Principe de la diffraction aux rayons X, loi de Bragg

Considérons un monocristal idéal, de qualité cristallographique parfaite. Soit un faisceau de rayons X (de longueur d'onde λ) incident avec un angle θ (défini par rapport au plan réticulaire) se réfléchissant sur les plans réticulaires (hkl) (*cf* figure C.1).

L'ensemble des faisceaux incidents interfèrent par construction lorsque la différence de marche entre l'ensemble des faisceaux réfléchis est un multiple de la longueur d'onde

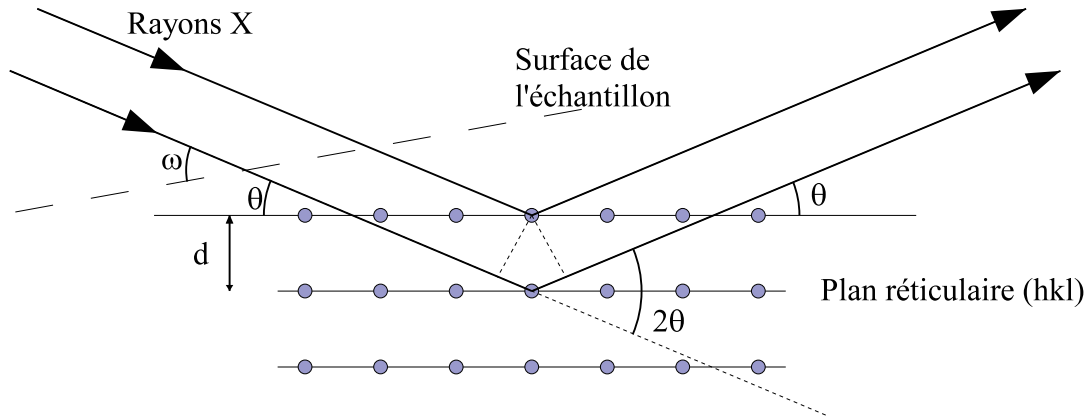


FIG. C.1: Diffraction d'une onde X incidente sur un plan réticulaire. θ définit l'angle entre les plans réticulaires et le faisceau incident, ω l'angle entre la surface de l'échantillon et le faisceau incident.

incidente. Cette condition se traduit par la formule suivante, dite relation de Bragg :

$$2d \sin \theta = n\lambda \tag{C.1}$$

où n est un nombre entier, et d la distance entre deux plans réticulaires (hkl) :

$$d = \frac{a}{\sqrt{h^2 + k^2 + l^2}}. \tag{C.2}$$

Plaçons un détecteur à un angle 2θ (défini par rapport au faisceau incident). Un signal est détecté si la distance inter-réticulaire est égale à :

$$d = \frac{n\lambda}{2 \sin \theta} \tag{C.3}$$

Ainsi, en balayant l'angle ω (tout en maintenant le détecteur à un angle 2θ par rapport au faisceau incident), on obtient un signal lorsque d satisfait la relation précédente.

Considérons maintenant un échantillon constitué de 2 cristaux ayant des paramètres de maille légèrement différents dans la direction normale au plan (hkl) a et $a + \Delta a$. En différenciant la formule C.1, on peut calculer l'écart angulaire entre les deux angles de diffraction :

$$\frac{\Delta a}{a} = -\frac{1}{\tan \theta} \Delta \theta \tag{C.4}$$

Si le plan (hkl) est parallèle à la surface, on a $\omega = \theta$

C.1.2 Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental pour mesurer les spectres de diffraction de rayons X est présenté figure C.2. Il est constitué d'une source de rayons X fixe qui est filtrée à l'aide d'un miroir parabolique et d'un monochromateur de type Bartels utilisant quatre réflexions sur les plans (220) de cristaux de Germanium. Le faisceau monochromatique ainsi obtenu présente une divergence de 12 secondes d'arc dans le plan d'incidence de l'échantillon. Ce dernier est orienté de manière à ce que la diffraction du faisceau incident avec un angle ω se fasse sur les plans cristallins (004). Enfin, un analyseur est placé à un angle 2θ par rapport au faisceau incident. L'analyseur est constitué de 2 cristaux de Germanium sur lesquels le faisceau diffracté vient se réfléchir à l'angle de Bragg sur les faces (220) lui conférant ainsi sa sélectivité angulaire.

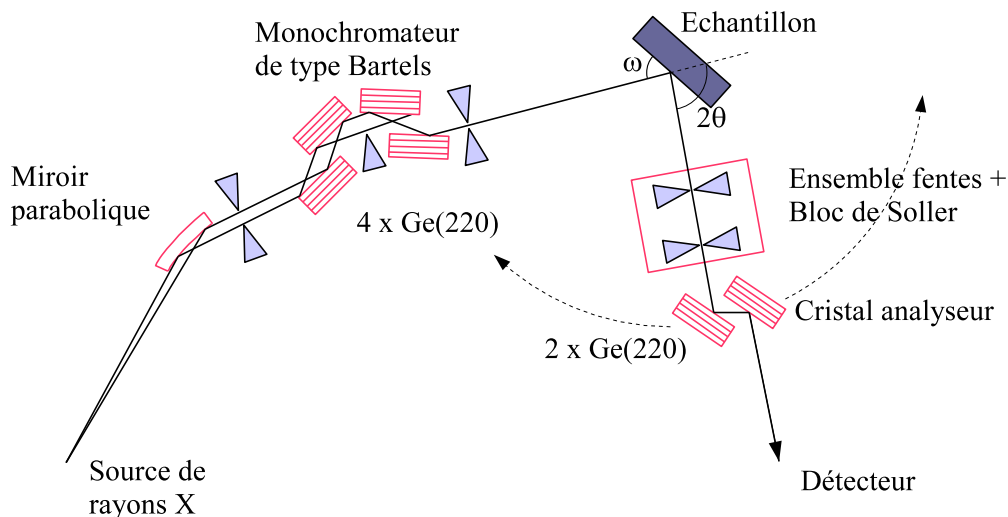


FIG. C.2: Schéma du dispositif expérimental de mesure d'angle de double diffraction X.

Le montage classique consiste à coupler les axes ω et 2θ . L'axe 2θ entraînant le détecteur se déplace deux fois plus vite que l'axe ω qui entraîne l'échantillon fixé sur sa tête goniométrique. Ainsi, lorsque l'échantillon tourne d'un angle α , le faisceau diffracté et donc le détecteur tournent d'un angle 2α . Ne seront observables que les diffractions sur les plans (004) satisfaisant à la loi de Bragg.

Ce montage n'est donc sensible qu'à la variation de la distance inter-réticulaire perpendiculairement aux plans (004).

C.1.3 Exemple de mesure

Afin d'étalonner la température de croissance des échantillons épitaxiés à basse température, on épitaxie sur un même substrat trois couches de GaAs-BT à trois températures de croissance différentes. Ceci permet d'obtenir la correspondance entre la température du thermocouple T_{tc} du porte échantillon et la densité d'Arsenic incorporée en antisite N_{dd} (cf section 2.1.1.4 page 80).

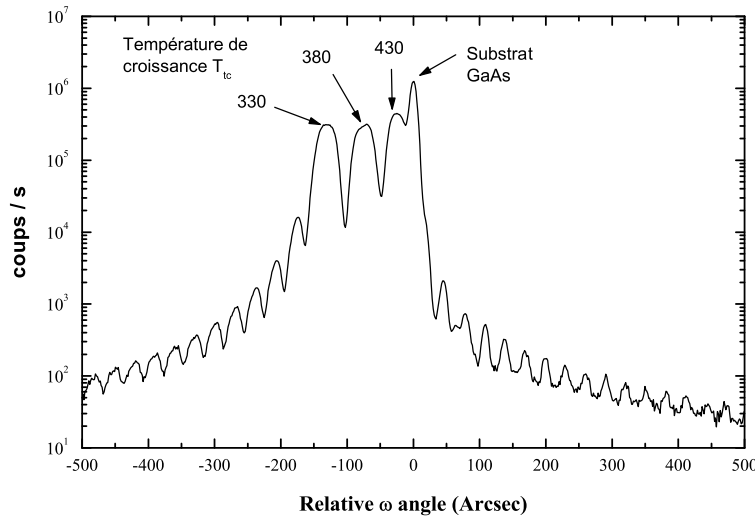


FIG. C.3: Spectre de diffraction DDX de l'échantillon de calibration 8-1921.

Le spectre de diffraction de cet échantillon de calibration est illustré figure C.3. On distingue le pic lié à la diffraction sur les plans réticulaires du substrat ainsi que les 3 pics liés à la diffraction sur les 3 couches épitaxiées aux trois températures différentes. Chacune de ces 3 couches possède donc un paramètre de maille différent.

C.2 Mesures de l'absorption infrarouge

Dans cette section, nous détaillerons les différentes étapes qui permettent de déduire l'absorption des couches épitaxiées à partir des mesures en transmission infrarouge des échantillons.

Dans un premier temps, nous nous intéresserons à la formulation mathématique de la transmission d'une couche mince déposée sur un substrat. Puis nous verrons comment déduire les caractéristiques de la couche épitaxiée à partir des mesures de transmission globale de l'échantillon.

C.2.1 Calcul de la transmission des échantillons

Dans l'annexe A.1 page 243 nous avons présenté les calculs permettant d'obtenir la transmission d'un étalon en fonction de ses différentes caractéristiques physiques. Dans le cas de la caractérisation des échantillons épitaxiés, le substrat est relativement épais (500 μm avec un indice de réfraction de 3,4). Par conséquent, l'intervalle spectral libre de l'étalon formé par le substrat est relativement faible.

Afin de caractériser la transmission infrarouge des échantillons, nous avons utilisé un spectromètre infrarouge dont la résolution ($\sim 1 \text{ nm}$) est insuffisante pour résoudre les différents pics de transmission liés à l'épaisseur du substrat. Par conséquent, les variations de transmissions (et de réflexions) dues aux effets interférométriques des multiples réflexions sont moyennées. Nous effectuerons donc le calcul de la transmission du substrat directement en intensité.

C.2.1.1 Transmission liée au substrat

Afin de calculer la transmission globale du substrat due aux multiples réflexions, on peut reprendre le calcul effectué pour obtenir l'équation (A.6) page 246 en raisonnant directement en intensité. On obtient alors :

$$\begin{aligned}
 T_{nc} &= A T_1 T_2 + A T_1 T_2 A^2 R_1 R_2 + A T_1 T_2 A^4 R_1^2 R_2^2 + \dots \\
 &= A T_1 T_2 \sum_{n=0}^{\infty} (A^2 R_1 R_2)^n \\
 &= \frac{A T_1 T_2}{1 - A^2 R_1 R_2} = \frac{A(1 - R_1)(1 - R_2)}{1 - A^2 R_1 R_2}
 \end{aligned} \tag{C.5}$$

où T_1 , T_2 sont les coefficients de transmission (en intensité) des deux faces, R_1 , R_2 les coefficients de réflexion associés, et A le coefficient de transmission du substrat.

Pour le taux de réflexion, le calcul nous donne :

$$\begin{aligned}
 R_{nc} &= R_1 + A^2 T_1 R_2 + A^2 T_1 R_2 A^2 R_1 R_2 + A^2 T_1 R_2 A^4 R_1^2 R_2^2 \dots \\
 &= R_1 + A^2 T_1 R_2 \sum_{n=0}^{\infty} (A^2 R_1 R_2)^n \\
 &= R_1 + \frac{A^2(1 - R_1)^2 R_2}{1 - A^2 R_1 R_2}
 \end{aligned} \tag{C.6}$$

Remarque : lorsque $A = 1$, la relation $T_{nc} + R_{nc} = 1$ est vérifiée.

C.2.1.2 Transmission globale de l'échantillon

Afin de calculer la transmission d'une couche fine d'indice n_e épitaxiée sur un substrat d'indice n_s , nous avons calculé la transmission de l'ensemble de l'échantillon en utilisant la formule (C.5). Pour prendre en compte les effets interférométriques dans la couche épitaxiée, nous avons utilisé les formules de transmission et de réflexion de l'étalon (*cf* sections A.1.3 et A.1.4 page 245) comme paramètre pour l'une des faces dans l'équation (C.5). Si l'analyse est effectuée face épitaxiée vers l'arrière, la transmission globale de l'échantillon s'écrit donc :

$$T_{ech} = \frac{A_s(1 - R_s)T_e}{1 - A_s^2 R_s R_e} \quad (C.7)$$

où A_s représente la transparence du substrat, et R_s est égal à la réflexion due au dioptre air/substrat. On a donc :

$$R_s = \left(\frac{n_s - 1}{n_s + 1} \right)^2 \quad (C.8)$$

les facteurs T_e et R_e représentent la transmission et la réflexion de la couche épitaxiée. Ils dépendent de son absorption A_e ainsi que des coefficients de réflexion à ses interfaces. Ces derniers sont données par les équations (A.10) et (A.14) page 246 en utilisant :

$$R_1 = \left(\frac{n_s - n_e}{n_s + n_e} \right)^2 \quad \text{et} \quad R_2 = \left(\frac{n_e - 1}{n_e + 1} \right)^2 \quad (C.9)$$

C.2.2 Application du modèle à la caractérisation des couches épitaxiées

C.2.2.1 Caractérisation des substrats

Dans un premier temps, il s'agit de mesurer l'absorption et l'indice de réfraction des substrats utilisés en fonction de la longueur d'onde. Nous avons utilisé un spectromètre pour mesurer la réflexion totale R_{nc} et la transmission totale T_{nc} d'un wafer 2" de GaAs semi-isolant. A partir des équations (C.5) et (C.6) ainsi que des mesures effectuées, on peut déduire l'absorption A_s du substrat et la réflectivité R_s d'une face :

$$A_s = \sqrt{\frac{R_{nc} - R_s}{R_s^2(R_{nc} - R_s) + R_s(1 - R_s)^2}} \quad (C.10)$$

R_s étant obtenu alors numériquement en utilisant l'équation précédente et en résolvant l'équation :

$$\frac{A_s(1 - R_s)^2}{1 - A_s^2 R_s^2} - T_{nc} = 0 \quad (C.11)$$

Cette équation a été obtenue à partir de la formule C.5. On déduit n_s (équation C.8) à partir de R_s .

Sur la figure C.4 nous avons représenté l'indice du substrat de GaAs issu des mesures. Nous y avons aussi représenté l'indice théorique du GaAs, que nous avons obtenu à partir des données de la référence [155]. Nos mesures sont relativement proches de l'indice théorique.

Sur la courbe d'indice, on remarque la présence de fortes oscillations autour de $\lambda = 1130, 1400, 1870$ et 2675 nm. Ces variations sont la conséquence de perturbations mesurées sur le spectre de transmission. Elles apparaissent de manière systématique et reproductible sur certains échantillons que nous avons analysés. Elles demeurent même après recuit.

Comme nous l'avons mentionné à la section 2.3.3, ces perturbations pourraient être dues au battement entre deux Fabry-Pérot légèrement désaccordés. Les interfaces des résonateurs étant alors formés par les dioptrés air/GaAs et air/oxyde de GaAs.

Pour la suite des caractérisations et afin de permettre une modélisation moins bruitée nous avons linéarisé l'indice et les pertes du substrat sur les plages concernées.

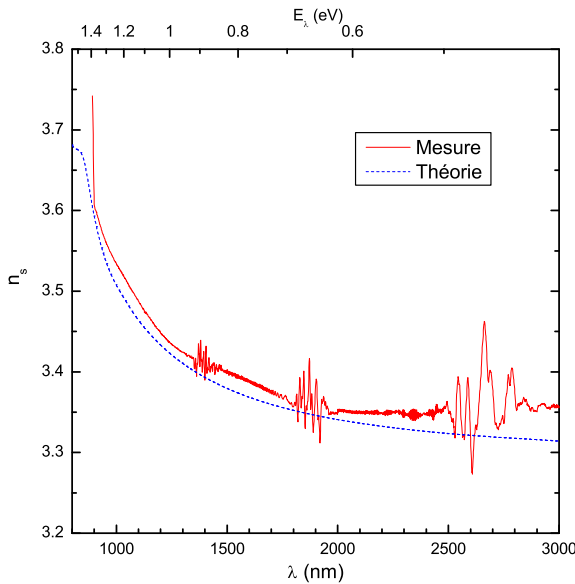


FIG. C.4: Indice de réfraction du substrat de GaAs semi-isolant calculé à partir de sa caractérisation en réflexion et en transmission.

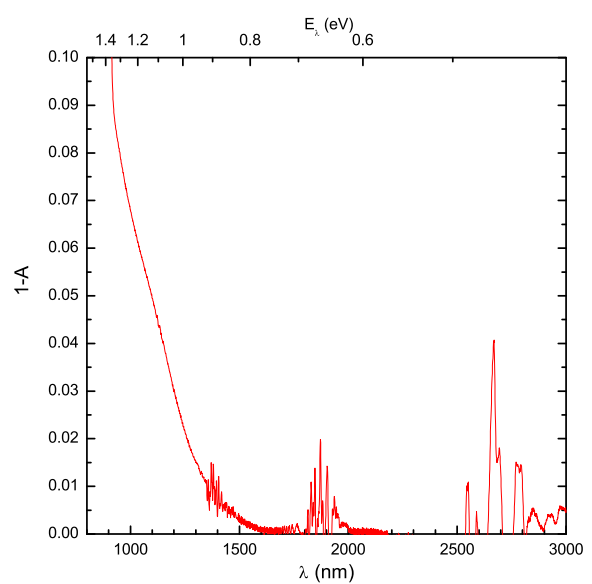


FIG. C.5: Absorption du substrat de GaAs semi-isolant calculée à partir de sa caractérisation en réflexion et en transmission.

La figure C.5 représente l'absorption $(1 - A_s)$ du substrat. On constate que celle-ci n'est pas nulle entre 900 et 1600 nm alors que la longueur d'onde d'absorption du GaAs se situe à 870 nm. Cette absorption est attribuable aux pièges de type EL2, qui confèrent au GaAs son caractère semi-isolant.

C.2.2.2 Caractérisation des couches épitaxiées

GaAs-BT

L'évaluation des paramètres optiques de la couche épitaxiée se fait en deux temps :

1. On cherche à obtenir les paramètres d'épaisseur et d'indice ($n_e = n_s + \Delta n$) de la couche. Nous chercherons ces valeurs autour de $L = 2 \mu\text{m}$ et $\Delta n = 0$, en utilisant l'équation (C.7) associée aux valeurs de n_s et A_s précédemment déterminées et en prenant $A_e = 1$. Puis on ajuste la valeur de L de manière à ce que les oscillations simulées soient en phase avec celles mesurées.

De la même manière, on ajuste l'indice n_e pour que l'amplitude des oscillations simulées corresponde à l'amplitude mesurée aux longueurs d'onde où l'absorption de la couche est faible (autour de 2400nm). Remarque : la valeur de Δn modifie aussi légèrement la période et la phase des oscillations.

2. On cherche à déterminer la transparence A_e de la couche épitaxiée. On utilise donc l'équation (C.7) associée aux différents paramètres préalablement déterminés (R_s , A_s , L et n_e). Pour chaque longueur d'onde on cherche la valeur de A_e qui permet d'obtenir la valeur de la transmission mesurée.

InGaAs-BT

Pour les mesures d'absorption des échantillons d'InGaAs-BT, la procédure est identique à celle utilisée précédemment. On s'est assuré au préalable que le substrat métamorphique n'induisait pas une absorption supplémentaire dans la bande 1200-3000 nm.

Cependant, dans le cas de l'InGaAs-BT, la modélisation de l'indice de la couche ne peut plus être approximée par un simple décalage d'indice par rapport à celui du substrat. En effet, les natures de ces deux couches sont différentes et la dispersion d'indice n'est pas la même. Nous avons donc utilisé les équations de Sellmeier pour prendre en compte cette variation différentielle d'indice. L'indice d'un composé d' $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ est donné par :

$$n(x) = \sqrt{A + \frac{B}{1 - \left(C \frac{E_{gap}(0)}{\lambda E_{gap}(x)}\right)^2}} \quad (\text{C.12})$$

où $E_{gap}(x)$ est l'énergie de la bande interdite en fonction de la quantité d'Indium (*cf* équation (B.1)), λ est la longueur d'onde exprimée en μm , $A = 8,950$, $B = 2,054$, et $C = 0,6245$. L'indice de la couche est alors modélisé par l'expression suivante :

$$n_e = n_s \frac{n(0.23)}{n(0)} + \Delta n \quad (\text{C.13})$$

La figure C.6 illustre la première opération qui consiste à déterminer L et Δn (en considérant la couche épitaxiée transparente avec $A_e = 1$). Les valeurs obtenues permettent de simuler fidèlement les phénomènes d'oscillation, tant au niveau de leur période que de leur amplitude. Les légères différences entre la simulation et l'expérience sont imputables à des problèmes de reproductibilité de mesure, ainsi qu'à une modélisation imparfaite de la dispersion d'indice de l'InGaAs.

Ces petites imperfections se traduisent par des incertitudes sur l'estimation de A_e , comme en témoigne la figure C.7 où l'absorption de la couche est globalement nulle entre 1250 et 3000 nm.

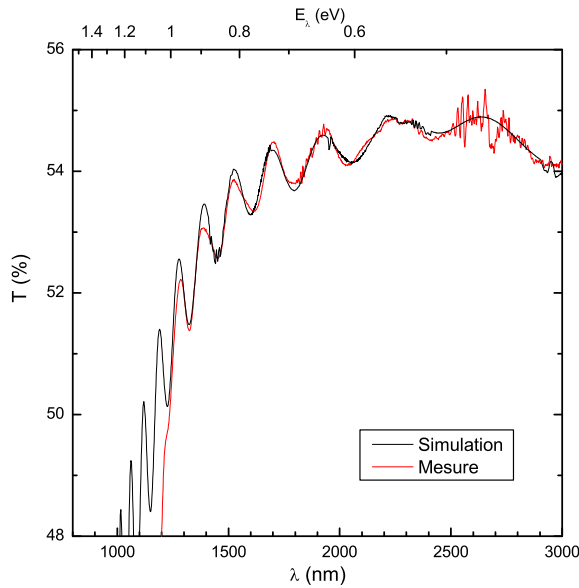


FIG. C.6: Comparaison entre la simulation (en prenant $A_e = 1$) et la mesure pour un échantillon d'InGaAs-BT (ici le BT3 recuit à 600°C). Les paramètres de simulation sont $L = 1.972 \mu\text{m}$ et $\Delta n = +0,022$.

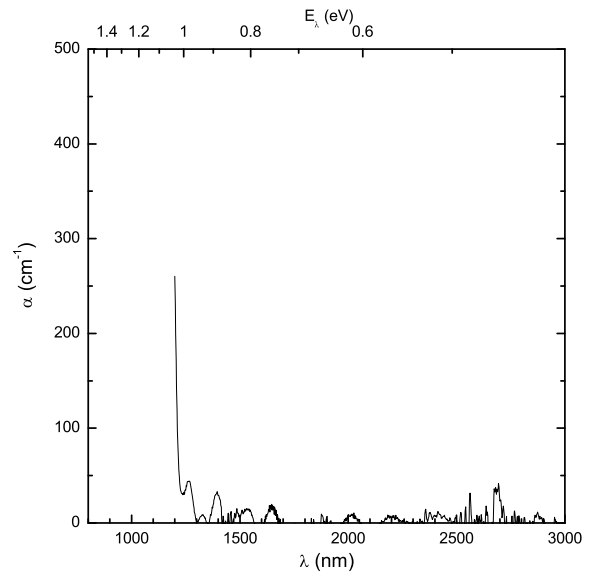


FIG. C.7: Absorption déduite à partir de la simulation pour un échantillon d'InGaAs-BT (ici le BT3 recuit à 600°C).

C.3 Caractérisation "pompe-sonde"

C.3.1 Principe

Lorsqu'une impulsion lumineuse de photons d'énergie $h\nu > E_{gap}$ est absorbée dans un semi-conducteur, des paires électrons/trous sont créées et on observe alors une modification de l'absorption.

Dans le cadre d'un modèle simple, on peut interpréter cette variation comme une conséquence de l'occupation de certains états dans la bande de valence et dans la bande de conduction. Ainsi, juste après l'excitation optique du matériau, un photon d'énergie $h\nu$ identique à celle de l'impulsion initiale, sera plus difficilement absorbée puisque les niveaux d'arrivée dans la bande de conduction sont déjà occupés. C'est le phénomène de saturation de l'absorption.

D'autres phénomènes liés à la présence de porteurs dans les bandes peuvent aussi influencer l'absorption optique des échantillons : citons notamment les effets de thermalisation de porteurs, ou l'absorption intra-bande par porteurs libres.

Dans le GaAs et l'InGaAs la densité d'état dans la bande de conduction est beaucoup plus faible que celle de la bande de valence (plus d'un ordre de grandeur, cf section B.2 page 254). Par conséquent, les niveaux de la bande de conduction sont saturés bien plus facilement. Les électrons sont donc principalement responsables de la variation d'absorption optique [119].

La mesure de l'évolution temporelle de la transmission optique après excitation permet donc, en première approximation, d'en déduire l'évolution temporelle de la population de la bande de conduction. À partir de ces données, on peut ainsi calculer la durée de vie des électrons dans la bande de conduction.

Compte tenu de la durée des phénomènes que l'on cherche à caractériser (\sim ps), les mesures utilisant des techniques dites "Pompe/Sonde" sont particulièrement adaptées. Elles consistent à générer des porteurs dans l'échantillon à l'aide d'un laser à impulsions ultra-brèves que l'on appelle pompe. Le faisceau de sonde est constitué d'une partie du faisceau de pompe. Cette partie est retardée temporellement d'une durée t (à l'aide d'un chemin optique plus long) et focalisée sur l'échantillon. Sa transmission va donc dépendre de la quantité de porteurs restante dans le semi-conducteur au temps t .

C'est la mesure de la puissance de sonde transmise pour différents retards t qui permet de reconstituer l'évolution temporelle de la transmission de l'échantillon.

C.3.2 Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental utilisé est décrit figure C.8. Les impulsions laser sont délivrées par un oscillateur paramétrique optique (OPO) utilisant un cristal non-linéaire de KTP pour générer un signal accordable entre 1100 et 1600 nm. La durée des impulsions en sortie d'OPO est estimée à 150 fs avec un taux de répétition de 76 MHz. C'est la longueur d'onde du laser Titane:Saphir de pompe qui définit la longueur d'onde de fonctionnement de l'OPO.

Le signal émis par l'OPO est filtré afin d'éliminer les longueurs d'onde parasites. Il est ensuite divisé en deux à l'aide d'une séparatrice. La pompe est constituée par le faisceau transmis, elle est focalisée à la surface de l'échantillon à l'aide d'une lentille de focale 50 mm. Le faisceau réfléchi par la séparatrice constitue le faisceau de sonde. Il traverse une ligne à retard programmable, puis est focalisé au même endroit que le faisceau pompe. Le résidu de sonde transmis est collecté avec une lentille de focale 100 mm et détecté à l'aide d'une photodiode InGaAs.

Afin d'augmenter la sensibilité de la détection, on effectue une détection synchrone en modulant la pompe à 1533 Hz à l'aide d'un hacheur.

Signalons que les mesures de type "pompe/sonde" ne sont pas tout à fait adaptées à la mesure de constante de temps >100 ps. En effet, de longs retards impliquent de grandes différences de longueur de trajet optique entre la pompe et la sonde. Or, la superposition optique de la pompe et de la sonde sur l'échantillon est critique et est difficile à obtenir quelle que soit la position de la ligne à retard. Les mesures sur de grandes échelles temporelles peuvent donc être entachées d'erreurs générées par des problèmes d'alignement.

Dans ce type d'expérience, plusieurs critères sont importants :

- on doit avoir $h\nu \geq E_{gap}$. Si $h\nu \gg E_{gap}$ on mesure alors le temps que mettent les électrons pour redescendre au minimum de la bande de conduction.
- La puissance de la sonde utilisée doit être suffisamment faible pour ne pas trop modifier la distribution des porteurs, et donc ne pas trop perturber la mesure.
- Le substrat doit être transparent à la longueur d'onde utilisée.

Pour l'analyse des échantillons d' $\text{In}_{.23}\text{Ga}_{.77}\text{As-BT}$, la longueur d'onde de l'OPO est de 1138 nm. La puissance moyenne de la pompe (avant hacheur) est de 10 mW, et celle de la sonde de $85 \mu\text{W}$.

Pour les échantillons d' InGaAsN , la plage de fonctionnement de l'OPO (1600 et 1100 nm) ne permet pas une utilisation compatible avec la longueur d'onde d'absorption

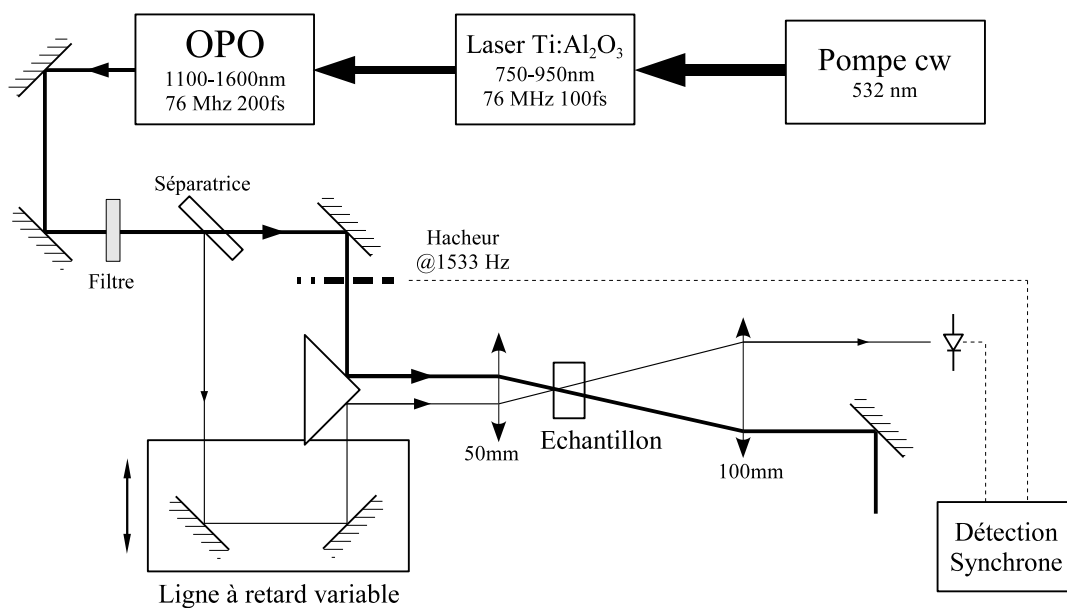


FIG. C.8: Schéma du dispositif expérimental de photo-transmittance résolue dans le temps. Ce banc permet de caractériser des échantillons avec $1600 > \lambda_{sonde} > 1100$ nm.

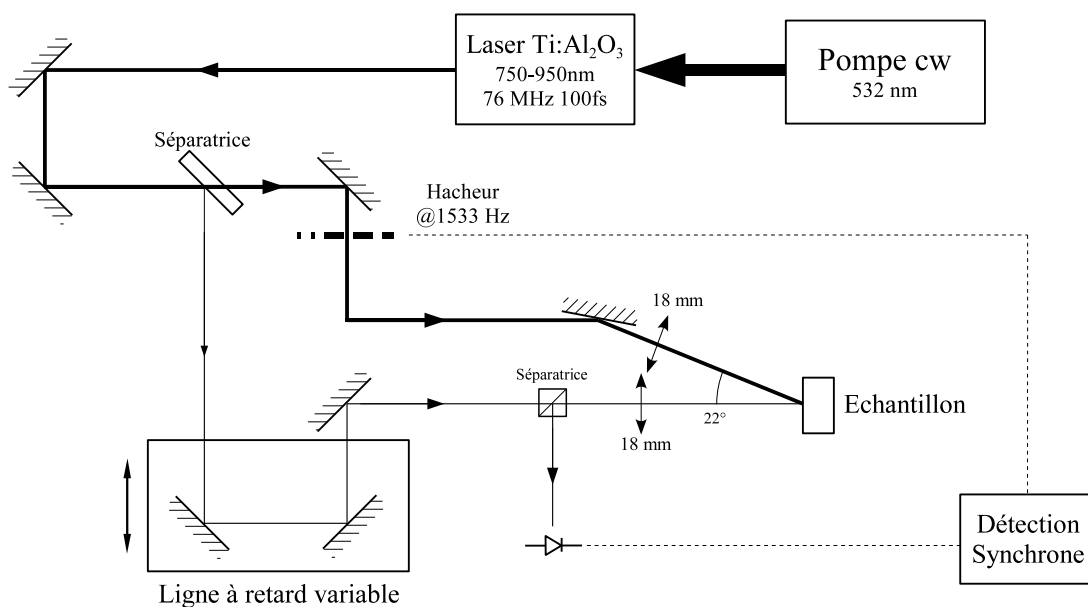


FIG. C.9: Schéma du dispositif expérimental de photo-réfectance résolue dans le temps. Ce banc permet de caractériser des échantillons avec $950 > \lambda_{sonde} > 750$ nm.

des échantillons (~ 1060 nm). Nous avons donc utilisé directement le laser Ti:Saphir en l'accordant à la longueur d'onde la plus grande possible c'est à dire $\lambda = 966$ nm. La puissance moyenne de la pompe (avant hacheur) est de 3,1 mW et celle de la sonde de 205 μ W. Cette moindre puissance de pompe disponible est due au fait que le laser Ti:Saphir fonctionne à une longueur d'onde où les traitements de ses miroirs ne sont plus parfaitement optimisés.

Pour l'échantillon de GaAs-BT, nous avons également utilisé le laser Ti:Saphir à $\lambda = 820$ nm, avec 9,7 mW de pompe et 34 μ W de sonde. Cependant, sur cet échantillon, le substrat de GaAs est lui aussi fortement absorbant. Aussi, un dispositif expérimental légèrement différent nous a permis d'effectuer des mesures de variation de réflexion résolues dans le temps (*cf* figure C.9).

Annexe D

Modèle de vitesse de dérive dans le GaAs

La vitesse de dérive des porteurs due au champ électrique est une donnée importante pour modéliser les courants dans une structure à semi-conducteur, en particulier lorsque les champs appliqués sont suffisamment forts pour que l'approximation linéaire $v = \mu E$ ne soit plus valable. Ce problème nous a amené à développer un modèle permettant de calculer la vitesse de dérive des électrons et des trous dans le GaAs (à 300K) pour tout champ électrique.

A partir de différentes publications, nous avons donc rassemblé un ensemble d'expressions analytiques permettant le calcul numérique de ces vitesses. Ces expressions sont issues d'interpolations effectuées sur des données expérimentales ou sur des résultats de simulations.

Bien souvent, leur domaine de validité est implicitement restreint, ce qui explique que nous avons utilisé des données de différentes sources de manière à obtenir des résultats vraisemblables sur notre domaine d'intérêts (champ et densité de défauts élevés). Il n'en demeure pas moins que notre modèle reste approximatif, il permet seulement d'obtenir une estimation des vitesses mises en jeu, et plus particulièrement il permet de comparer la vitesse des électrons avec celle des trous pour des champs électriques élevés.

Dans un premier temps nous calculerons les mobilités des électrons et des trous (à champ nul) en fonction de la densité de défauts présents dans le semi-conducteur. Puis, nous verrons comment la vitesse de chaque type de porteurs varie en fonction du champ et de la mobilité à champ nul. Nous en déduirons la dépendance de la vitesse des porteurs en fonction de la densité de défauts.

D.1 Calcul des mobilités (à champ faible)

Lorsque que l'on applique un champ électrique dans un semi-conducteur, les électrons de la bande de conduction et les trous de la bande de valence sont accélérés. Ils subissent alors des collisions avec la matrice du semi-conducteur et avec les impuretés présentes qui les ralentissent.

Le régime stationnaire est atteint lorsque la force accélératrice est égale à celle de ralentissement. Plus le champ électrique est fort et plus la vitesse atteinte à l'équilibre est élevée. La mobilité traduit l'aptitude des porteurs à se déplacer dans le semi-conducteur sous l'influence d'un champ électrique. C'est elle qui relie la vitesse atteinte à l'équilibre au champ électrique appliqué par la relation $v = \mu E$.

Cette aptitude dépend du semi-conducteur, de la température, et de la quantité de défauts présents dans le semi-conducteur. En effet, l'introduction de défauts, notamment sous la forme de dopants, augmente la probabilité de collision. L'expression suivante, obtenue à partir des travaux de McAlister [117], permet de calculer la mobilité des électrons et des trous (en $\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$) dans le GaAs à 300K pour une concentration de défauts totale N_d (exprimée en cm^{-3}) :

$$\mu = \frac{\mu_{max}}{1 + \left(\frac{N_d}{N_R}\right)^\alpha} \quad (\text{D.1})$$

avec :

	μ_{max} ($\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$)	N_R (cm^{-3})	α
Électrons	8500	$1,69 \cdot 10^{17}$	0,436
Trous	400	$2,75 \cdot 10^{17}$	0,395

D.2 Vitesse des électrons

La vitesse de dérive des électrons dans le GaAs est relativement complexe à modéliser. En effet, lorsqu'un champ électrique est appliqué les électrons sont redistribués dans la bande de conduction, notamment entre les différentes vallées X , L et Γ . Compte tenu des différences de masse effective des porteurs dans ces vallées, le profil de vitesse en fonction du champ présente un domaine où la vitesse diminue alors que le champ électrique appliqué augmente [21]. C'est la zone de mobilité négative.

Certains articles proposent des modèles analytiques pour décrire ce comportement [117, 13], cependant ceux-ci ne permettent pas de prendre en compte la variation de la vitesse de saturation ni celle du champ de saturation en fonction de la mobilité

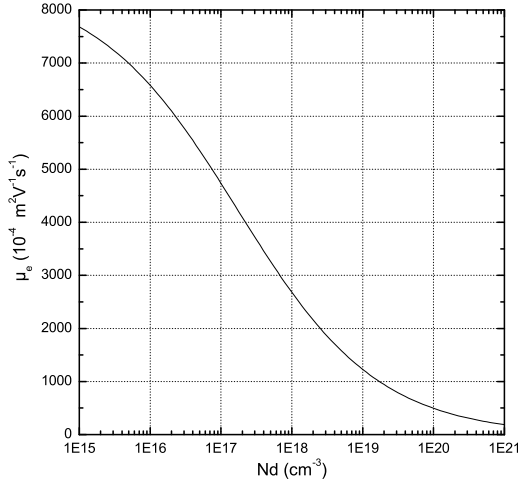


FIG. D.1: Mobilité calculée pour les électrons (eq. D.1).

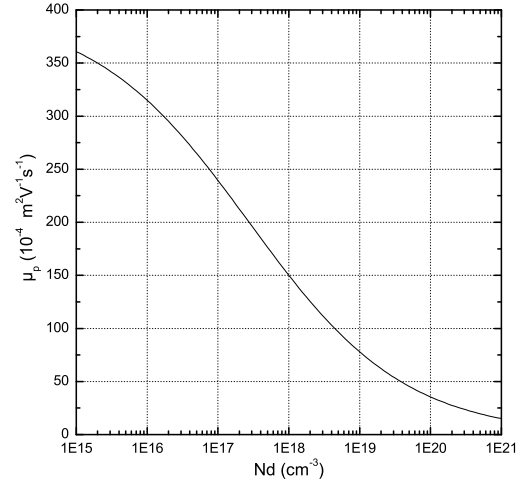


FIG. D.2: Mobilité calculée pour les trous (eq. D.1).

(à champ nul). Nous avons donc utilisé des expressions plus complètes issues des travaux de M. Shur [184] relatifs aux diodes Gunn à base de GaAs. Dans les équations suivantes, la mobilité est exprimée en $\text{m}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$, les champs en $\text{V} \cdot \text{m}^{-1}$ et les vitesses en $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$:

$$v_e(E) = v_{se} \left(1 + \frac{\frac{E}{E_s} - 1}{a \left(\frac{E}{E_s} \right)^\gamma + 1} \right) \quad (\text{D.2})$$

avec

$$a = \frac{0.6}{\exp(10(\mu_e - 0, 2)) + \exp(-35(\mu_e - 0, 2))} + 0,01 \quad (\text{D.3})$$

$$\gamma = 4 \left(1 + \frac{320}{\sinh(40\mu_e)} \right) \quad (\text{D.4})$$

v_{se} représente la vitesse de saturation des électrons, et E_s le champ pour lequel cette vitesse est atteinte. Ces valeurs sont calculées à partir des expressions suivantes :

$$v_{se}(\mu_e) = [0,6(1 + \mu_e) - 0,2\mu_e^2] \times 10^5 \quad (\text{D.5})$$

$$E_s(\mu_e) = v_s / \mu_e \quad (\text{D.6})$$

La figure D.3 représente la dépendance de la vitesse de dérive des électrons en fonction du champ obtenu à partir de l'équation (D.2), pour plusieurs valeurs de mobilité.

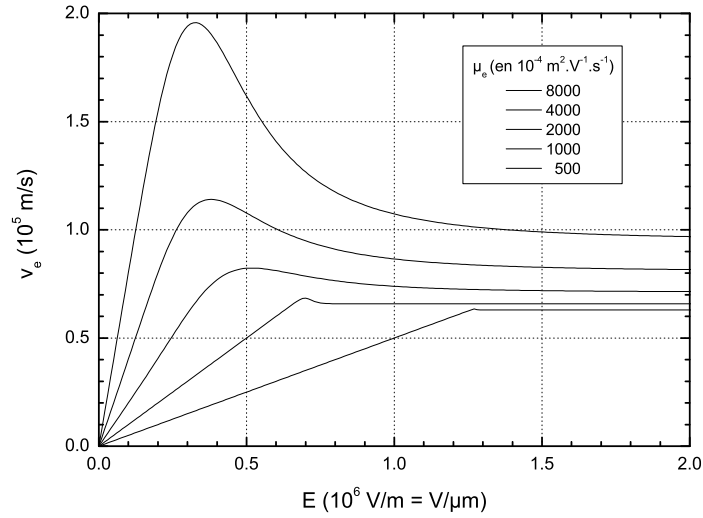


FIG. D.3: Vitesse de dérive des électrons calculée à partir de l'équation (eq. D.2) pour différentes valeurs de mobilité.

Lorsque celles-ci sont supérieures à $2000.\text{cm}^2.\text{V}^{-1}.\text{s}^{-1}$ le modèle semble relativement réaliste. Pour des valeurs de mobilité inférieures, la vitesse à faible champ ainsi que celle atteinte à la saturation semblent correctes. Cependant le passage de l'un à l'autre ne semble pas réaliste.

D.3 Vitesse des trous

Pour la vitesse des trous, la modélisation est plus simple car le profil de vitesse ne présente pas de domaine à mobilité négative. Nous avons utilisé l'expression fournie par McAlister [117].

$$v_p = \frac{\mu_p E}{\left(1 + \left(\frac{\mu_p E}{v_{s_p}}\right)^\beta\right)^{1/\beta}} \quad \text{avec} \quad \beta = 2,435 \quad (\text{D.7})$$

Concernant la vitesse de saturation des trous v_{s_p} , nous l'avons prise égale à v_{s_e} [117]. Aussi, nous avons supposé que v_{s_p} présentait la même dépendance à la concentration de défauts N_d que v_{s_e} . Ce qui permet de déduire $v_{s_p}(\mu_p)$ à partir des équations (D.2) et (D.5).

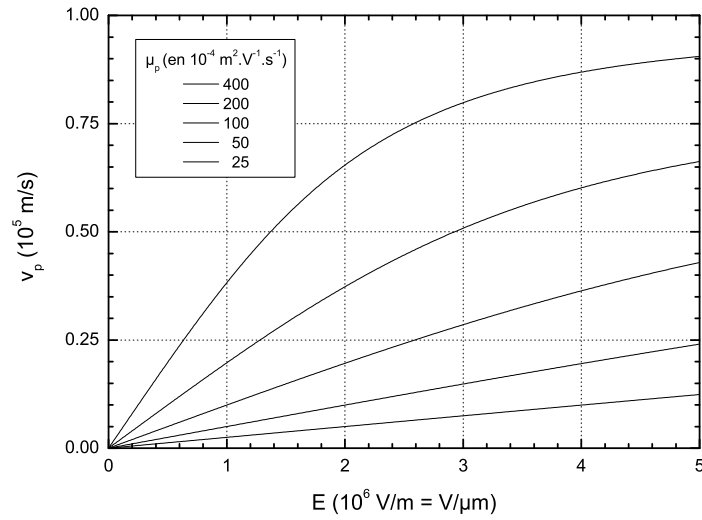


FIG. D.4: Vitesse de dérive des trous calculée à partir de l'équation (eq. D.7) pour différentes valeurs de mobilité.

D.4 Calcul des vitesses pour une concentration de défauts donnée

À partir des équations (D.1), on peut calculer la mobilité des trous et des électrons pour une concentration N_d donnée. On en déduit les profils de vitesse à partir de l'équation (D.2) pour les électrons, et (D.7) pour les trous. Nous avons effectué ces calculs pour 4 concentrations de défauts différentes (*cf* figures D.5, à D.8).

Nd (cm ⁻³)	1.10 ¹⁷	1.10 ¹⁸	1.10 ¹⁹	1.10 ²⁰
μ_e (10 ⁻⁴ m ² .V ⁻¹ .s ⁻¹)	4730	2680	1230	490
μ_p (10 ⁻⁴ m ² .V ⁻¹ .s ⁻¹)	240	150	80	35

D.5 Conclusions

Nous avons donc développé un modèle analytique permettant de calculer (à 300 K) les profils de vitesse de dérive des porteurs en fonction du champ électrique appliqué à partir d'un unique paramètre : la densité de défauts dans le semi-conducteur. Notons que la nature de ces défauts n'est pas abordée, les équations utilisées pour élaborer ce modèle étaient néanmoins prévues pour des défauts du type dopant. On peut alors s'interroger sur la validité de nos calculs pour du GaAs épitaxié à basse température, où la majorité des défauts rencontrés sont présents sous la forme de précipités d'Arsenic.

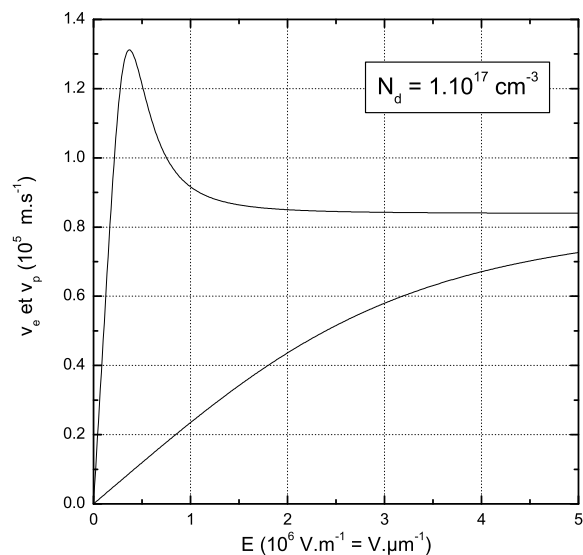


FIG. D.5: Vitesses de dérive des électrons et des trous calculées pour une densité de défauts de $1.10^{17} \text{ cm}^{-3}$.

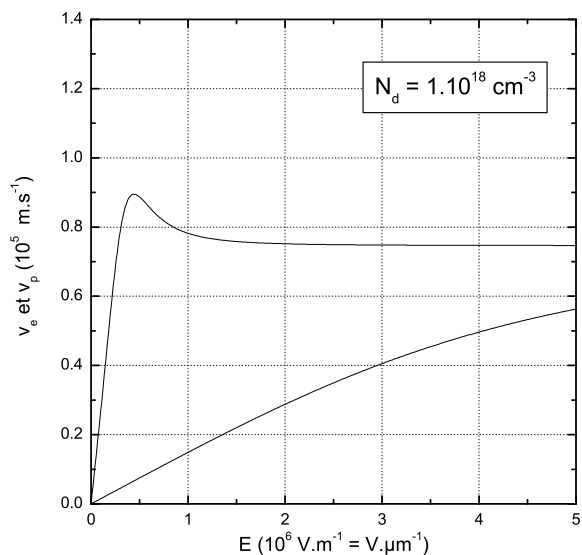


FIG. D.6: Vitesses de dérive des électrons et des trous calculées pour une densité de défauts de $1.10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

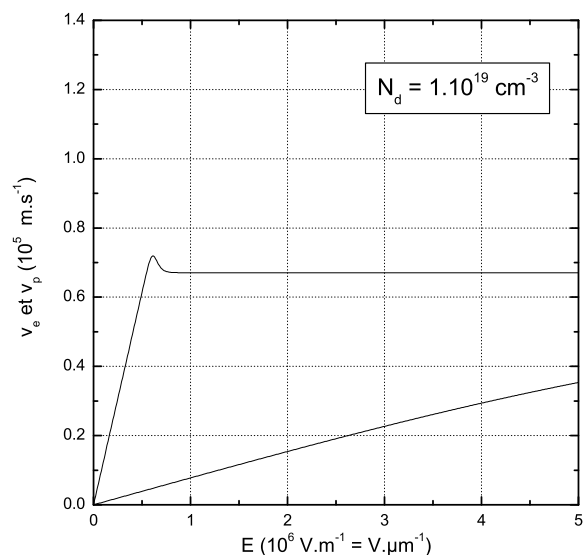


FIG. D.7: Vitesses de dérive des électrons et des trous calculées pour une densité de défauts de $1.10^{19} \text{ cm}^{-3}$.

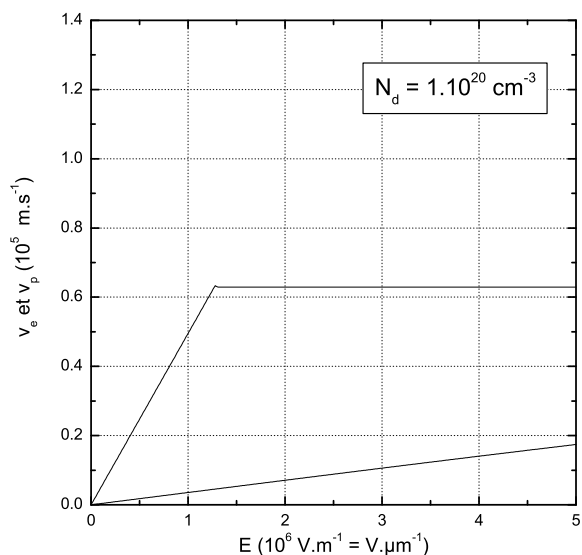


FIG. D.8: Vitesses de dérive des électrons et des trous calculées pour une densité de défauts de $1.10^{20} \text{ cm}^{-3}$.

D'autre part nous n'avons pas pris en compte les phénomènes de survitesse se produisant lorsque des électrons froids sont soumis brusquement à un champ électrique [180]. Dans certains cas, ces effets peuvent augmenter fortement (presque d'un ordre de grandeur) la vitesse des électrons au cours des premières centaines de femtosecondes de transport. Ce phénomène serait d'autant plus prépondérant que le temps de vie des porteurs est court. Certains articles [41, 175] ont d'ailleurs montré à l'aide de simulations Monte Carlo que ce régime transitoire pouvait avoir un effet important sur la bande passante des dispositifs MSM térahertz.

Les résultats obtenus à partir de notre modèle ne reflètent donc pas la complexité des phénomènes mis en jeu. Ils permettent néanmoins d'obtenir les ordres de grandeur des vitesses de transport, notamment en ce qui concerne celle des trous lorsque le régime de saturation est atteint pour les électrons ($E > 10^6 \text{V/m}$).

Annexe E

Calcul du taux de collection

Les différentes optiques permettant la collection du rayonnement térahertz émis par le photomélangeur ont une grande importance dans le calcul du bilan de liaison entre le photomélangeur et le détecteur. En effet, un mauvais dimensionnement de ces différents éléments peut conduire à de grosses pertes de signal.

La figure E.1 représente un schéma de collimation classique. Le rayonnement térahertz issu du photomélangeur est extrait du substrat à l'aide d'une lentille hémisphérique. Celui-ci est ensuite collecté à l'aide d'un miroir parabolique hors d'axe.

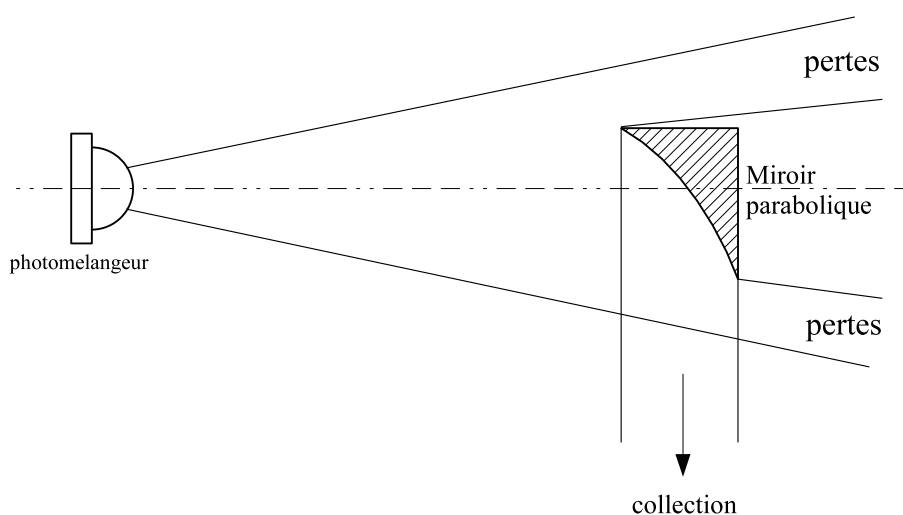


FIG. E.1: Schéma typique d'un dispositif de collimation d'ondes térahertz : le photomélangeur et sa lentille hémisphérique sont placés au niveau du point focal du miroir parabolique. La partie non interceptée du faisceau émis est considérée comme perdue.

Ce miroir joue un double rôle : celui de lentille puisqu'il permet de collecter le faisceau térahertz émis, et celui de miroir puisque que le faisceau intercepté est renvoyé

avec un angle de 90° . Aux fréquences térahertz ce type de miroir présente plusieurs avantages :

- à l'inverse d'une lentille classique, le champ collecté ne traverse pas de matériau, on évite ainsi les problèmes liés à l'absorption et à la dispersion qui peuvent être importants à ces fréquences,
- ils sont disponibles avec de grandes ouvertures,
- ils permettent une certaine facilité d'alignement optique puisqu'ils présentent les mêmes caractéristiques géométriques dans le visible et dans la gamme térahertz.

En contrepartie, ils sont très aberrants (particulièrement pour les miroirs à grandes ouvertures) et relativement complexes à mettre en œuvre (centrage et point focal difficiles à aligner).

Dans cette annexe, nous nous intéresserons au calcul du taux de collection géométrique, c'est-à-dire à la proportion du faisceau émis interceptée par le miroir parabolique. Dans un premier temps, nous calculerons ce taux pour des photomélangeurs de type dipôle et spirale déposés sur substrat de GaAs. Puis nous nous intéresserons à l'effet qu'une lentille hémisphérique peut apporter sur la directivité de l'émission. Enfin, nous examinerons comment cette optique affecte le bilan de collection.

E.1 Méthode de calcul

La méthode utilisée pour calculer le taux de collection consiste à évaluer le rapport entre la puissance incidente sur le miroir de collection et la puissance totale émise. Ce calcul se fait, d'une part en utilisant les diagrammes de directivité des antennes et d'autre part en évaluant comment ces diagrammes sont modifiés par les éléments placés entre le point d'émission et le miroir (dioptré et lentille hémisphérique par exemple). Ces transformations sont calculées en utilisant les lois de l'optique géométrique, la longueur d'onde térahertz considérée étant faible devant la taille des optiques utilisées.

E.1.1 Diagrammes de rayonnement

Nous avons considéré les deux types d'antenne les plus couramment utilisées en photomélangement continu, c'est-à-dire l'antenne dipôle et l'antenne spirale. Les figures (E.2) et (E.3) représentent les diagrammes de rayonnement de ces deux antennes déposées sur substrat semi-infini de GaAs ($\varepsilon_r \approx 12$). Ces courbes théoriques (normalisées) sont issues des travaux de C.R. Brewitt-Taylor [25] et de H. Nakano [149]. Nous avons tracé uniquement le rayonnement émis dans le substrat, la partie rayonnée dans l'air étant ici négligeable. La direction $\theta = 0$ correspond à la direction normale au plan du substrat.

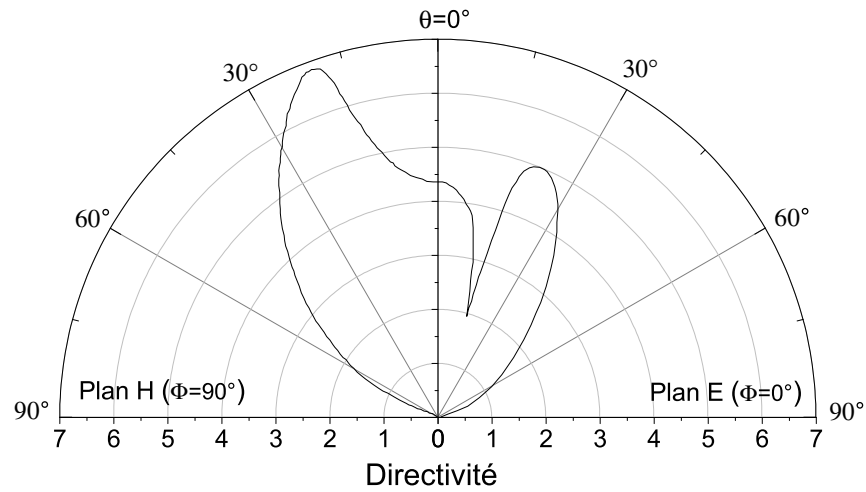


FIG. E.2: Diagramme de rayonnement en champ lointain d'une antenne dipôle sur substrat de GaAs.

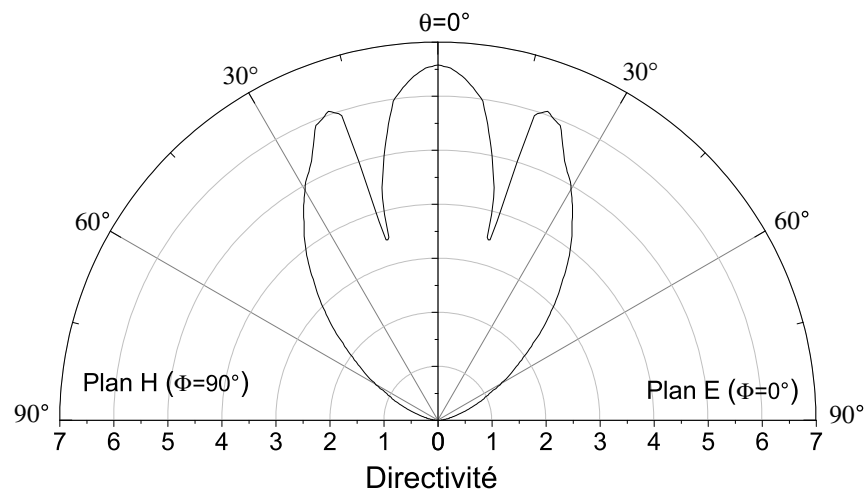


FIG. E.3: Diagramme de rayonnement en champ lointain d'une antenne spirale sur substrat de GaAs.

Afin d'effectuer les calculs de collection nous avons besoin de connaître la directivité des antennes pour tous θ et Φ . Pour ce faire, nous avons effectué l'approximation suivante :

$$G(\theta, \Phi) = \sqrt{(G(\theta, 0) \cos \Phi)^2 + (G(\theta, 90) \sin \Phi)^2} \quad (\text{E.1})$$

E.1.2 Calcul intégral

La puissance incidente sur une surface S est définie par la formule suivante.

$$P_s = \iint_S P_F \frac{G(\theta, \Phi)}{4\pi r^2} \vec{u}_r \cdot \vec{n} \, dS \quad (\text{E.2})$$

où :

- P_F est égal à la puissance fournie à l'antenne (voir équation (3.71) par exemple),
- r est la distance entre le point source et l'élément dS de la surface S ,
- \vec{n} est le vecteur unitaire normal à l'élément de surface dS ,
- et \vec{u}_r est le vecteur unitaire porté par le vecteur \vec{r} .

En coordonnées sphériques, dS s'exprime de la manière suivante :

$$dS = r^2 \sin \theta \, d\theta d\Phi \quad (\text{E.3})$$

Cette formule s'applique dans le cas où la surface S considérée se situe dans le même milieu que celui où G est défini.

Pour une surface M extérieure au substrat (le miroir par exemple), il faut prendre en compte les modifications apportées au gain de l'antenne par la présence des différents dioptrés (substrat, lentille, etc.). On appelle $G'(\theta, \Phi)$ ce nouveau gain. La formule précédente devient alors :

$$P_m = \iint_M P_F \frac{G'(\theta, \Phi)}{4\pi r^2} \vec{u}_r \cdot \vec{n} \, dS \quad (\text{E.4})$$

ici r est la distance entre le point d'émission virtuel (tel que vu par le miroir à travers les différents dioptrés) et l'élément de miroir de surface dS .

On en déduit l'expression du taux de collection (défini comme la quantité de puissance recueillie sur le miroir par rapport à la puissance émise) :

$$T_c = \frac{P_m}{P_F} = \frac{1}{4\pi} \iint_m G'(\theta, \Phi) \frac{1}{r^2} \vec{u}_r \cdot \vec{n} \, dS \quad (\text{E.5})$$

Le calcul du taux de collection s'apparente donc au calcul de l'angle solide formé par la surface du miroir vu depuis le point d'émission (placé au foyer du miroir). Il est pondéré par le gain de l'antenne, et normalisé à 4π sr.

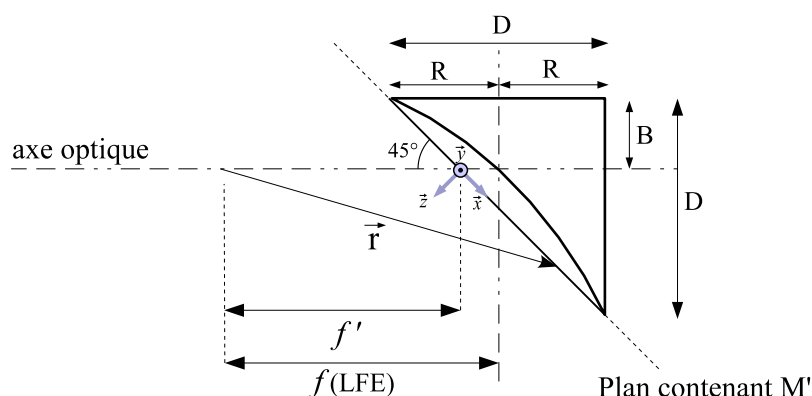


FIG. E.4: Référentiel de calcul et paramètres géométriques du miroir parabolique hors d'axe : D diamètre , R rayon , B position de l'axe optique, f longueur focale (aussi appelée Longueur Focale Effective), et f' longueur focale par rapport à la surface M' .

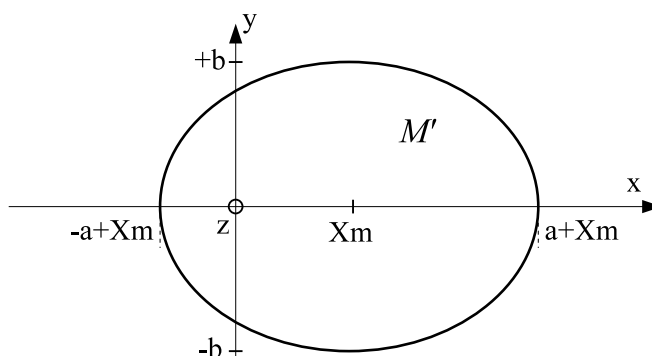


FIG. E.5: Surface M' (de même contour que M) contenue dans le plan à 45° d'incidence de l'axe optique. Il s'agit d'une ellipse centrée en $x = X_m$, de grand axe a et de petit axe b .

E.1.3 Miroir parabolique hors d'axe

La résolution de l'équation (E.5) nécessite de paramétrer la surface M en coordonnées sphériques, ce qui peut s'avérer délicat. Nous proposons de définir un nouveau référentiel (voir figure (E.4)) mieux adapté à une description mathématique de la surface du miroir, ou plus précisément d'une surface M' de contour équivalent. Le calcul d'angle solide formé par cette surface M' est alors équivalent à celui formé par la surface M . Dans ce nouveau référentiel, les paramètres de M' deviennent :

$$a = R \quad \text{et} \quad b = \sqrt{2}R \quad (\text{E.6})$$

$$Xm = \sqrt{2}(R - B) \quad (\text{E.7})$$

$$f' = f - (R - B) \quad (\text{E.8})$$

Les variables à intégrer pour le calcul du taux de collection (équation (E.5)) s'expriment alors de la manière suivante dans ce nouveau repère :

$$r(x, y) = \sqrt{\left(\left(x + f' \frac{\sqrt{2}}{2} \right)^2 + y^2 + \frac{f'^2}{2} \right)} \quad (\text{E.9})$$

et

$$\vec{u}_r \cdot \vec{n} = \frac{f'}{\sqrt{2} r(x, y)} \quad (\text{E.10})$$

Le passage des coordonnées sphériques au coordonnées cartésiennes du repère M' s'effectue en utilisant les relations suivantes :

$$\theta(x, y) = \arcsin \left(\frac{\sqrt{\frac{x^2}{2} + y^2}}{r(x, y)} \right) \quad (\text{E.11})$$

et

$$\Phi(x, y) = \begin{cases} \arctan \left(\frac{x}{\sqrt{2}y} \right) & \text{si } x > 0 \text{ et } y > 0, \\ \frac{\pi}{2} + \arctan \left(\frac{-\sqrt{2}y}{x} \right) & \text{si } x > 0 \text{ et } y < 0, \\ \pi + \arctan \left(\frac{x}{\sqrt{2}y} \right) & \text{si } x < 0 \text{ et } y < 0, \\ \frac{3\pi}{2} + \arctan \left(\frac{\sqrt{2}y}{-x} \right) & \text{si } x < 0 \text{ et } y > 0, \end{cases} \quad (\text{E.12})$$

Finalement, le calcul du taux de collection s'exprime donc de la manière suivante :

$$T_c = \frac{f'}{\sqrt{2}} \iint_{M'} G'(\theta(x, y), \Phi(x, y)) \frac{1}{r(x, y)^3} dy dx \quad (\text{E.13})$$

les bornes d'intégration sur M' étant définies par :

$$-\sqrt{1 - \left(\frac{x - Xm}{b} \right)^2} > y > \sqrt{1 - \left(\frac{x - Xm}{b} \right)^2} \quad (\text{E.14})$$

$$-a + Xm > x > a + Xm \quad (\text{E.15})$$

Afin de procéder à une évaluation numérique du taux de collection, nous avons considéré 4 miroirs paraboliques disponibles commercialement. Ce sont des miroirs de 2" de diamètre ($D=50.8$ mm) de focales différentes. Le tableau suivant récapitule leurs caractéristiques géométriques :

Ouverture	LFE (mm)	B (mm)	Xm (mm)	f' (mm)
f/1	50,80	19,05	8.98	44,45
f/1,5	76,20	21,08	6.11	71.88
f/2	101,60	22,10	4.67	98.30
f/3	152,40	23,37	2.87	150.37

Nous avons défini l'ouverture du miroir de la même manière que pour une lentille, c'est-à-dire en exprimant le rapport entre le rayon du miroir (R) et sa longueur focale effective. Compte tenu de leur géométrie, ces miroirs sont légèrement plus ouverts (en terme d'angle solide couvert) que des lentilles de même nombre de f .

E.2 Calcul du taux de collection sans lentille hémisphérique

Après avoir paramétré le calcul du taux de collection dans un repère approprié, il reste à déterminer l'effet des différents dioptries sur les diagrammes de rayonnement des antennes. Dans le cas où le photomélangeur est utilisé sur substrat nu, il s'agit de calculer l'effet du passage du substrat à l'air.

E.2.1 Calcul de $G'(\theta, \Phi)$

Soit θ_1 l'angle d'émission d'un rayon dans le substrat d'indice n_1 , et θ_0 l'angle avec lequel ce rayon émerge du substrat dans l'air d'indice n_0 . En optique géométrique, ces deux angles sont liés par la relation de Snell-Descartes :

$$n_1 \sin \theta_1 = n_0 \sin \theta_0 \quad (\text{E.16})$$

ce qui nous donne :

$$\theta_1 = \arcsin \left(\frac{n_0}{n_1} \sin \theta_0 \right) \quad (\text{E.17})$$

l'élément de calcul différentiel $d\theta_1$ devient alors :

$$d\theta_1 = \frac{n_0}{n_1} \cos \theta_0 \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{n_0}{n_1} \sin \theta_0 \right)^2}} d\theta_0 \quad (\text{E.18})$$

ainsi, un calcul intégral effectué sur θ_1 peut aussi se calculer sur θ_0 . En effectuant le changement de variable adéquat, on obtient alors l'égalité suivante :

$$\begin{aligned} \iint G(\theta_1, \Phi) \sin \theta_1 d\theta_1 d\Phi &= \\ \iint G\left(\arcsin\left[\frac{n_0}{n_1} \sin \theta_0\right], \Phi\right) \left(\frac{n_0}{n_1}\right)^2 \frac{\cos \theta_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{n_0}{n_1} \sin \theta_0\right)^2}} \sin \theta_0 d\theta_0 d\Phi & \\ = \iint G'(\theta_0, \Phi) \sin \theta_0 d\theta_0 d\Phi & \quad (\text{E.19}) \end{aligned}$$

On en déduit donc :

$$G'(\theta, \Phi) = G\left(\arcsin\left[\frac{n_0}{n_1} \sin \theta\right], \Phi\right) \left(\frac{n_0}{n_1}\right)^2 \frac{\cos \theta}{\sqrt{1 - \left(\frac{n_0}{n_1} \sin \theta\right)^2}} \quad (\text{E.20})$$

Pour $\theta = 0$ et $n_0 = 1$, le gain de l'antenne est donc réduit d'un facteur n_1^2 .

E.2.2 Résultats

Nous avons donc défini tous les éléments nécessaires au calcul du taux de collection T_c (équation (E.5)). L'intégration sur M' a été effectuée numériquement pour les deux types d'antenne et les 4 types de miroir parabolique définis précédemment. L'indice du substrat de GaAs a été fixé à $n_1 = 3,61$. Les résultats obtenus sont résumés dans le tableau suivant :

	f/1	f/1,5	f/2	f/3
Antenne dipôle	2,04 %	0,92 %	0,52 %	0,23 %
Antenne spirale	2,93 %	1,36 %	0,78 %	0,35 %

TAB. E.1: Taux de collection pour un photomélangeur sur substrat nu.

Ainsi, même avec un miroir de grande ouverture, le taux de collection demeure très faible. En effet, compte tenu de la différence d'indice entre le substrat et l'air, une majorité des rayons est piégée dans le substrat par réflexion totale à l'interface. L'angle limite d'incidence sur le dioptré peut être déduit de la formule (E.17) en prenant $\theta_0 = 90^\circ$. On obtient :

$$\theta_{max} = \arcsin\left(\frac{n_0}{n_1}\right) \quad (\text{E.21})$$

Pour un photomélangeur sur substrat de GaAs cela implique que tous les rayons émis avec un angle supérieur à $16,1^\circ$ restent piégés dans le substrat. Ceux émis avec un angle inférieur émergent et sont redistribués dans un cône d'angle solide de 2π sr. Ceci rend délicat une collection efficace et explique le faible rendement des taux calculés.

On remarque aussi que la collection est environ 1,5 fois plus efficace avec une antenne spirale qu'avec une antenne dipôle. Ceci s'explique par la directivité plus élevée de l'antenne spirale dans la direction normale au plan du substrat (voir figure (E.2) et (E.3)).

Dans tous les cas, pour ce type de configuration, l'efficacité de collection demeure largement insuffisante puisque dans le meilleur des cas plus de 97% de la puissance rayonnée est perdue. Dans la section suivante, nous allons étudier une autre configuration optique permettant une amélioration notable du taux de collection.

E.3 Calcul du taux de collection avec une lentille hémisphérique

L'utilisation d'une lentille hémisphérique (ou hyper-hémisphérique) a été proposée la première fois par D.B. Rutledge [174] dans le cadre de l'étude de matrice d'antennes. Elle permet, dans certaines conditions, à tous les rayons d'émerger du substrat et d'augmenter le gain de l'antenne. La figure (E.6) illustre la trajectoire d'un rayon issu du photomélangeur à travers le substrat d'indice n_1 d'épaisseur h et la lentille hémisphérique d'indice n_2 et de rayon de courbure R .

E.3.1 Calcul de $G'(\theta, \Phi)$

Soit x_1 l'abscisse du point source (photomélangeur) par rapport à l'interface substrat/lentille (nous avons $x_1 = -h$). La traversée de ce dioptre modifie la trajectoire des rayons. Dans le milieu d'indice n_2 tout se passe comme si ce rayon avait été émis du point x_2 . En utilisant la relation de Snell-Descartes, on peut en déduire la position x_2 de cette source sur l'axe optique :

$$x_2 = x_1 \frac{\cos \theta_2}{\cos \theta_1} \frac{n_2}{n_1} \quad (\text{E.22})$$

Pour une faible différence d'indice entre n_1 et n_2 (ou bien des rayons faiblement incidents) cette relation peut se mettre sous la forme :

$$x_2 = x_1 \frac{n_2}{n_1} \quad (\text{E.23})$$

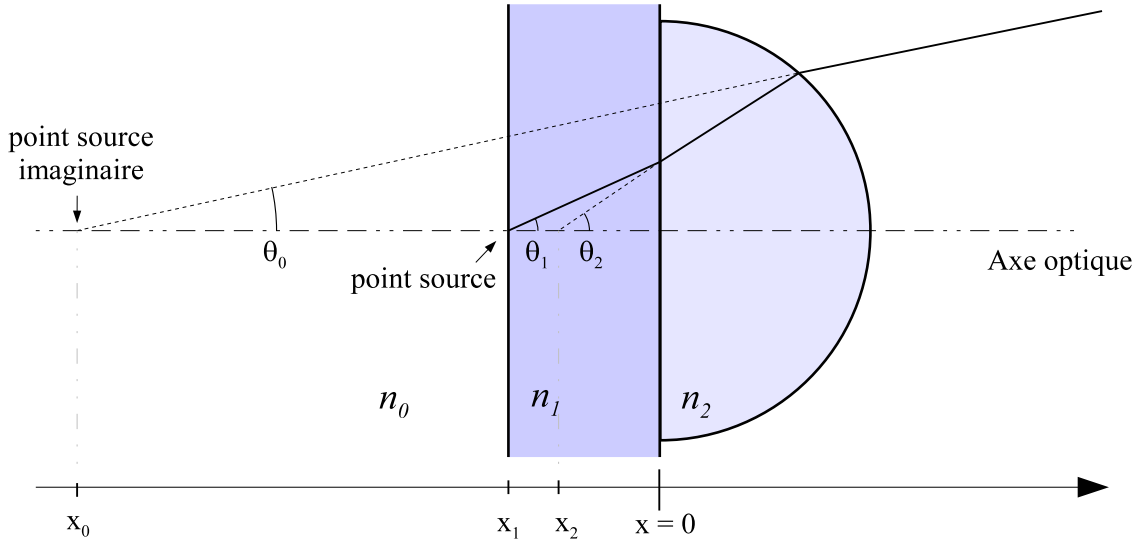


FIG. E.6: Trajet d'un faisceau émis depuis le photomélangeur à travers une lentille hémisphérique montée au dos du substrat. x_1 représente l'abscisse du point source, x_2 celle du point source imaginaire vue à travers le dioptré substrat lentille, et x_0 l'abscisse du point source imaginaire vue à travers l'ensemble du système optique.

Ainsi, du point de vue de la lentille hémisphérique, tous les rayons sont émis du point d'abscisse x_2 . Nous pouvons considérer une source (imaginaire) située en ce point.

Pour calculer l'effet de la lentille hémisphérique (de rayon R), on utilise les lois de passage d'un dioptré sphérique dans l'approximation de Gauss [168]. On en déduit la position imaginaire de la source pour le miroir parabolique :

$$x_0 = n_0 \left(\frac{n_2}{x_2 - R} + \frac{n_2 - n_0}{R} \right)^{-1} + R \quad (\text{E.24})$$

Afin de collimater efficacement le faisceau, le foyer du miroir parabolique est donc positionné en x_0 .

De nouveau, en utilisant la formule de Snell-Descartes ainsi que les différentes constantes géométriques du système optique, on peut déterminer la relation qui lie l'angle d'émission θ_1 à l'angle d'émission équivalent θ_0 depuis la source imaginaire :

$$\theta_1 = \arcsin \left(\frac{n_0}{n_2} \frac{x_0}{x_1} \sin \theta_0 \right) \quad (\text{E.25})$$

En procédant d'une manière équivalente à celle décrite en section E.3.1 (évaluation de

l'élément différentiel $d\theta_1$), on en déduit l'expression de G' :

$$G'(\theta, \Phi) = G \left(\arcsin \left[\frac{n_0}{n_2} \frac{x_0}{x_1} \sin \theta \right], \Phi \right) \left(\frac{n_0}{n_2} \frac{x_0}{x_1} \right)^2 \frac{\cos \theta}{\sqrt{1 - \left(\frac{n_0}{n_2} \frac{x_0}{x_1} \sin \theta \right)^2}} \quad (\text{E.26})$$

Pour augmenter le gain du système optique, il est nécessaire de mettre en œuvre :

- un rayon de courbure de lentille élevé,
- un indice de lentille élevé,
- un substrat épais.

E.3.2 Choix du substrat de la lentille

Le choix concernant le substrat de la lentille est principalement motivé par l'indice térahertz du matériau utilisé et sa transparence dans cette gamme de fréquence.

Les semi-conducteurs possèdent souvent des indices élevés mais leur transparence est très fortement liée à la densité de porteurs libres. Plus celle-ci est faible et plus le semi-conducteur est transparent (la fréquence de l'onde térahertz doit être supérieure à la fréquence plasma, cette dernière étant proportionnelle à la racine carrée de la densité de porteurs libres, *cf* équation 4.34). Cela impose l'utilisation de semi-conducteurs intrinsèques, semi-isolants ou ultra-résistants.

Citons par exemple le silicium ultra-résistant ($R > 10 \text{ k}\Omega\cdot\text{cm}$) qui bénéficie d'un indice térahertz de 3.41 (relativement proche de celui du GaAs) et d'une très grande transparence [46]. De plus, sa très faible dispersion entre 0 et 4 THz en fait le matériau idéal pour une utilisation en génération impulsionnelle. D'autres alternatives moins répandues sont envisageables : on pourrait par exemple utiliser des lentilles de GaAs semi-isolant, ou bien de Germanium intrinsèque très pur (ce dernier étant de moins en moins transparent pour des fréquences inférieures à 1 THz [79]).

On peut aussi envisager l'utilisation de cristaux (non métalliques). Ils peuvent parfois présenter des indices de réfraction importants (souvent plus importants que dans le visible ou dans l'infrarouge). Cependant, leur transparence dans le domaine térahertz peut être faible, et ces matériaux peuvent présenter des biréfringences très fortes. Citons notamment le saphir dont l'indice térahertz est élevé (3,41 pour l'indice extraordinaire) mais dont la transparence diminue fortement pour les fréquences supérieures à 1 THz, ou le quartz¹ qui possède une bonne transparence entre 0 et 3 THz mais dont l'indice de 2,13 peut se révéler insuffisant.

Les matériaux amorphes sont généralement très absorbants, la fréquence d'excitation de leurs phonons s'étendant souvent bien en dessous des fréquences térahertz. La

¹SiO₂ sous forme cristalline.

silice fondue par exemple possède un indice d'environ 1,95 et une absorption linéique de 8 cm^{-1} à 2 THz.

Certains polymères sont transparents (Teflon[®] (PTFE) et autres polyéthylènes, Mylar[®]...) mais d'indice trop faible (< 2) pour une utilisation comme substrat de lentille hémisphérique. Cependant, ils sont parfaitement indiqués pour des applications en optique sub-millimétrique classique (comme substrat de lentille, ou comme fenêtre par exemple).

Le tableau suivant récapitule les différents propriétés des matériaux pouvant être utilisés pour la fabrication de lentille hémisphérique térahertz :

	Ge I.	GaAs S.I.	Silicium U.R.	Saphir	Quartz
Indice à 1 THz	4.0	3,61	3,41	3,25	2,13
θ_{max} en degré	90.0	90,0	70,8	64,2	36,2
α en cm^{-1} (à 1 THz)	0.7	0.5	0.01	1.0	0.1
α en cm^{-1} (à 2 THz)	0.7	2.5	0.02	4.0	0.5
α en cm^{-1} (à 3 THz)			0.06		1,4

TAB. E.2: Indice et pertes des matériaux pouvant être utilisés comme substrat pour des lentilles hémisphériques d'après D. Grischkowsky [79, 46] et E. D. Palik [155]. Pour les matériaux biréfringents (tel que le Saphir et le Quartz), par souci de simplification, nous avons considéré la moyenne de l'indice ordinaire et de l'indice extraordinaire.

E.3.3 Résultats des calculs

Nous avons appliqué le modèle présenté précédemment (calcul de l'intégrale (E.5) associé à l'équation (E.25)) pour des lentilles hémisphériques de GaAs, de silicium, de saphir et de quartz. Nous avons considéré un substrat dont l'épaisseur correspond à celle des substrats 2" de GaAs semi-isolants sur lesquels sont réalisés nos photomélangeurs ($h = 450 \mu\text{m}$). Pour chaque type de lentille, nous avons effectué les calculs pour une antenne spirale et une antenne dipôle (telles que présentées en section E.1.1).

Les figures (E.7) (E.8) (E.9) et (E.10) représentent le taux de collection T_c en fonction du diamètre des lentilles utilisées. Ces résultats tiennent compte uniquement des considérations géométriques. Nous n'avons pas pris en compte les pertes dues au substrat des lentilles ou celles dues aux réflexions aux interfaces.

Comme nous l'avons indiqué précédemment en section E.3.1, on constate que plus l'indice de la lentille est élevé et plus le taux de collection est grand. La lentille de

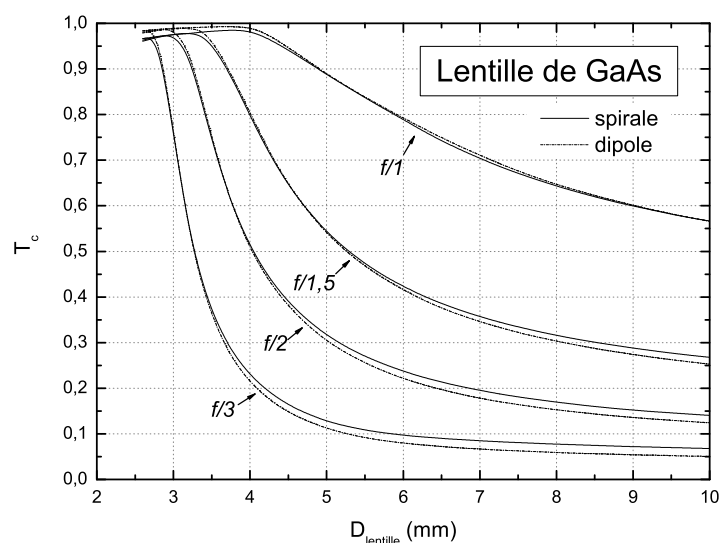


FIG. E.7: Taux de collection T_c calculé pour différents diamètres de lentille hémisphérique de **GaAs** ($n_2 = 3.61$) et différents miroirs de collection. Calculs effectués pour une antenne spirale et une antenne dipôle déposées sur un substrat de GaAs ($n_1 = 3.61$) d'épaisseur $h = 450 \mu\text{m}$.

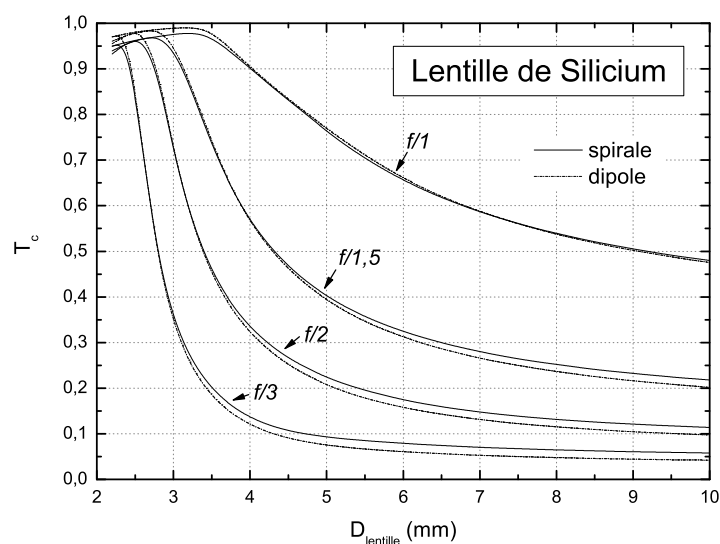


FIG. E.8: Taux de collection T_c calculé pour différents diamètres de lentille hémisphérique de **silicium** ($n_2 = 3.41$) et différents miroirs de collection. Calculs effectués pour une antenne spirale et une antenne dipôle déposées sur un substrat de GaAs ($n_1 = 3.61$) d'épaisseur $h = 450 \mu\text{m}$.

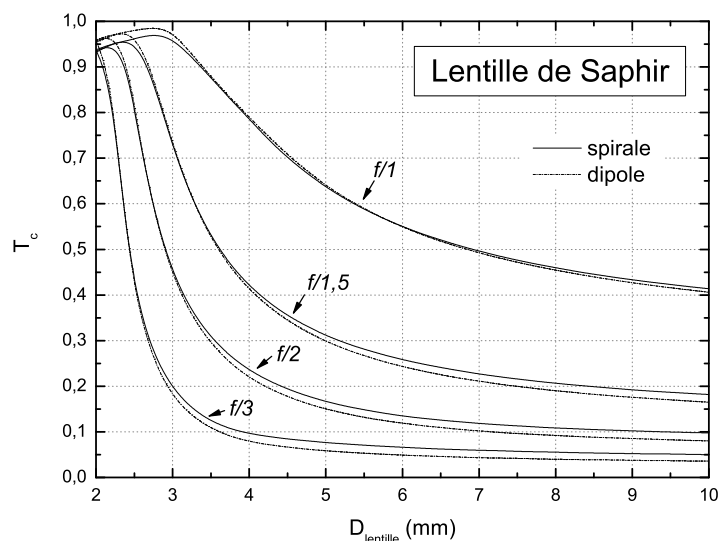


FIG. E.9: Taux de collection T_c calculé pour différents diamètres de lentille hémisphérique de **saphir** ($n_2 = 3.25$) et différents miroirs de collection. Calculs effectués pour une antenne spirale et une antenne dipôle déposées sur un substrat de GaAs ($n_1 = 3.61$) d'épaisseur $h = 450 \mu\text{m}$.

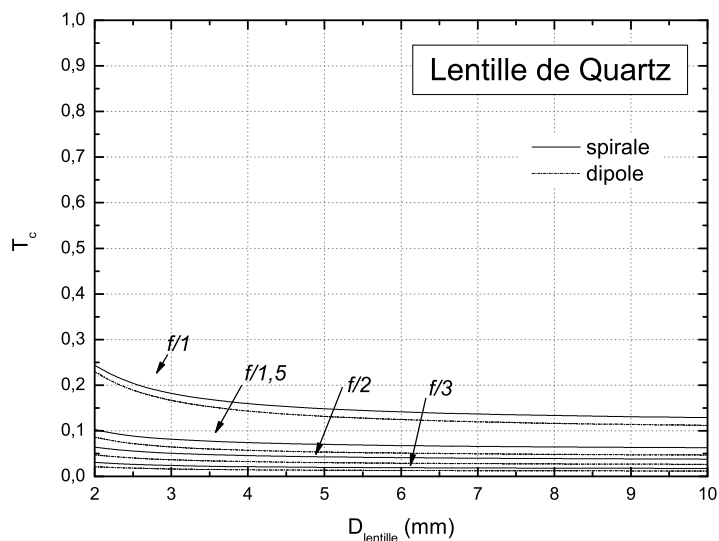


FIG. E.10: Taux de collection T_c calculé pour différents diamètres de lentille hémisphérique de **quartz** ($n_2 = 2.13$) et différents miroirs de collection. Calculs effectués pour une antenne spirale et une antenne dipôle déposées sur un substrat de GaAs ($n_1 = 3.61$) d'épaisseur $h = 450 \mu\text{m}$.

GaAs est la mieux adaptée, mais celles de silicium ou de saphir peuvent également être utilisées. Par contre, les lentilles de quartz sont inadaptées. Dans ce cas, compte tenu de la différence d'indice entre le substrat et la lentille, une partie de la puissance émise est réfléchi à l'interface (voir θ_{max} du quartz sur le tableau précédent). L'autre partie n'est pas suffisamment collimatée même avec des lentilles de petit diamètre. Dans le meilleur des cas, le taux de collection ne dépasse pas 23%.

Comme on pouvait s'y attendre, l'ouverture du miroir parabolique a une influence primordiale. Le miroir ouvert à $f/1$ est bien plus efficace que les autres. D'une manière assez surprenante, la nature de l'antenne utilisée ne semble pas avoir une grande influence sur le taux de collection.

Quelle que soit la lentille utilisée, on constate que la dépendance de T_c en fonction de D est fortement non-linéaire, d'autant plus que l'ouverture du miroir parabolique utilisée est petite. Il existe un seuil situé autour de $3 \sim 4$ mm, au delà duquel un trop grand diamètre de lentille hémisphérique dégrade très fortement le taux de collection. Ce seuil est plus faible et plus marqué pour des miroirs de petite ouverture.

A l'inverse, quand le diamètre de la lentille utilisée devient trop petit (< 3 mm), le taux de collection décroît de quelques pour cents. En effet l'ouverture de la lentille hémisphérique devient trop petit pour collecter tous les rayons émis.

L'utilisation de lentilles de faible diamètre est donc nécessaire pour obtenir un taux de collection élevé. Cependant, elles posent des problèmes de fabrication et de mise en œuvre. N'oublions pas en effet que la tolérance du centrage diminue avec la baisse du diamètre de la lentille et ceci d'autant plus que l'indice de la lentille utilisée est élevé. Un mauvais centrage de la lentille par rapport à l'axe optique peut modifier fortement la direction d'émission et la quantité de signal couplé hors du substrat : un faisceau décentré de plus de R/n_2 et émis parallèlement à l'axe optique n'émerge pas de la lentille. Or, il est déjà très délicat de réaliser un alignement correct avec des lentilles de taille raisonnable. Bien souvent, l'alignement doit être fait à l'aveugle car le substrat du photoconducteur et celui de la lentille sont opaques à la lumière visible. Ceci est donc incompatible avec un positionnement de la lentille à une centaine de microns près, tolérance nécessaire pour une lentille de 2 mm de diamètre.

Ainsi, si l'on veut utiliser une lentille de taille raisonnable (typiquement 5 mm de diamètre), l'utilisation d'un miroir $f/1$ est indispensable. Le silicium (ultra résistant) apparaît comme le matériau idéal pour les substrats de lentille : sa grande transparence aux longueurs d'onde sub-millimétriques et son indice élevé permettent d'obtenir

des taux de collection élevé. Le saphir peut aussi être envisagé pour des fréquences inférieures à 1 THz, son absorption augmentant rapidement au delà de cette fréquence.

E.4 Conclusions

Dans cette annexe, nous avons présenté un modèle permettant de calculer la puissance recueillie par le miroir parabolique de collection (taux de collection). Ce modèle, utilisant uniquement les lois de l'optique géométrique a permis de montrer que l'utilisation de lentilles hémisphériques au dos des substrats des photomélangeurs était indispensable. De plus, il nous a permis de quantifier ce que pouvait apporter l'utilisation de miroirs paraboliques de grande ouverture. Enfin, nous avons montré que l'utilisation de lentilles hémisphériques de trop faible indice n'était pas adaptée pour coupler le signal hors du substrat.

Une étude plus approfondie pourrait prendre en compte :

- l'absorption du substrat des lentilles,
- l'influence de la polarisation du rayonnement émis,
- les problèmes d'aberration qui sont probablement nombreux.

De plus, une autre approche que celle de l'optique géométrique qui montre certaines limites [71] pourrait être envisagée. Dans tous les cas, notre modèle semble suffisant, en première approximation, pour dimensionner les optiques nécessaires à une bonne collection du signal et éviter ainsi certaines erreurs qui peuvent rapidement se révéler pénalisantes.

Annexe F

Modélisation 2D d'un photoconducteur

Dans cette annexe, nous nous intéresserons au calcul du potentiel électrique dans un photoconducteur non-éclairé de type planaire, le but étant d'étudier la répartition des lignes de champ en profondeur dans le semi-conducteur. A cette fin, nous avons utilisé un logiciel commercial utilisant une méthode aux éléments finis pour résoudre l'équation de Laplace dans une structure bi-dimensionnelle :

$$-\vec{\nabla}(\varepsilon_0\varepsilon_r\vec{\nabla}U) = \rho = 0 \quad (\text{F.1})$$

On considère donc que les densités de porteurs sont nulles dans la structure.

Ceci permet d'obtenir le potentiel U dans toute la structure et ainsi d'en déduire les composantes du champ électrique \vec{E} :

$$E_x = -\frac{\partial U}{\partial x} \quad (\text{F.2})$$

$$E_y = -\frac{\partial U}{\partial y} \quad (\text{F.3})$$

Nous avons effectué ce type de simulation pour une structure planaire dont les électrodes sont séparées d'une distance de $5 \mu\text{m}$. Les résultats obtenus pour des tensions appliquées de 1, 5 et 10 V sont présentés sur les figures F.1, F.2 et F.3. Nous y avons représenté :

- les lignes équipotentielles tous les 0,5 V,
- les lignes de champ électrique qui décrivent donc les trajectoires des porteurs dans la structure,
- l'amplitude du champ électrique, en se limitant à une échelle variant de 0 à 5.10^5 V.m^{-1} .

Les zones en blanc correspondent aux zones pour lesquelles le champ est supérieur à $5.10^5.V.m^{-1}$, c'est à dire où la vitesse des électrons est saturée.

Par ailleurs, nous avons symbolisé la position des différentes couches présentes dans un échantillon d'InGaAs-BT épitaxié à basse température sur substrat métamorphique. Ceci permet de mettre en valeur l'intensité du champ électrique dans ces couches.

On remarque une forte augmentation de l'amplitude du champ électrique au voisinage du bord des électrodes dû à un effet de pointe. Cet effet est particulièrement visible sur la figure F.1 où l'amplitude de l'échelle permet de le mettre en évidence.

Lorsque la tension appliquée atteint 5 V, le champ électrique dans la zone active entre les deux électrodes est supérieur en tous points à $5.10^5.V.m^{-1}$. Tous les électrons présents y atteignent donc la vitesse de saturation. Le champ électrique dans les couches inférieures, bien que plus faible, est relativement important et peut permettre l'apparition de courants parasites de substrat.

Au delà de 10 V de différence de potentiel, le champ électrique devient très important dans toute la structure y compris dans les couches tampons et dans le substrat.

Ces simulations ont été effectuées dans des structures sans porteur. Sous illuminations, notamment parce que les électrons ne se déplacent pas dans le même sens que les trous, des phénomènes d'écrantage de champ sont susceptibles de modifier fortement la répartition des lignes de champ.

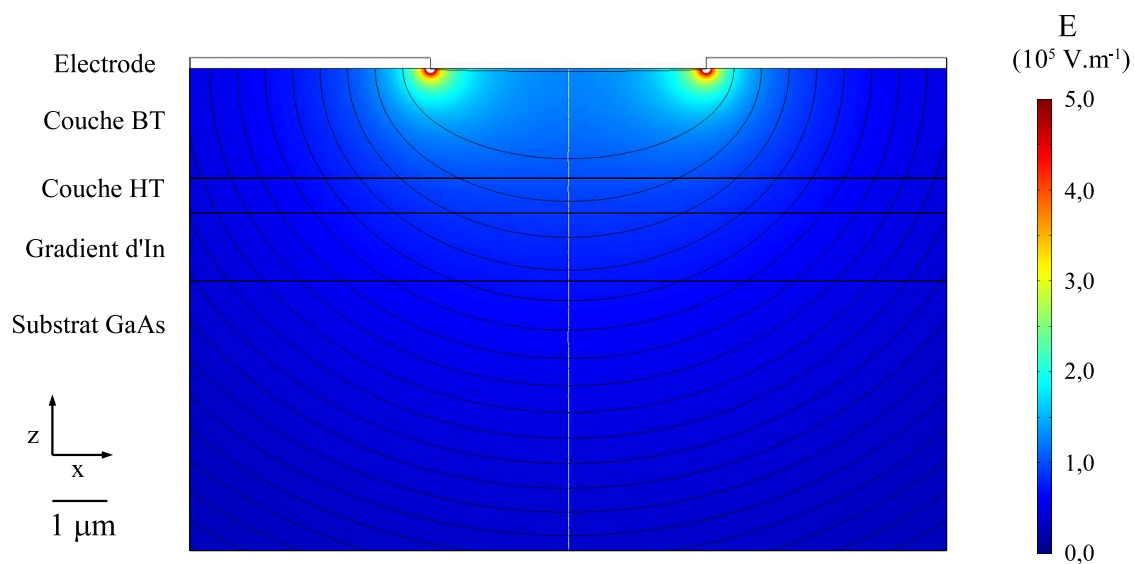


FIG. F.1: Lignes de champ électrique, lignes équipotentielles (tous les $0,5 \text{ V}$), et norme du champ électrique pour un photoconducteur planaire de $5 \mu\text{m}$ et une différence de potentiel de 1 V entre les 2 électrodes.

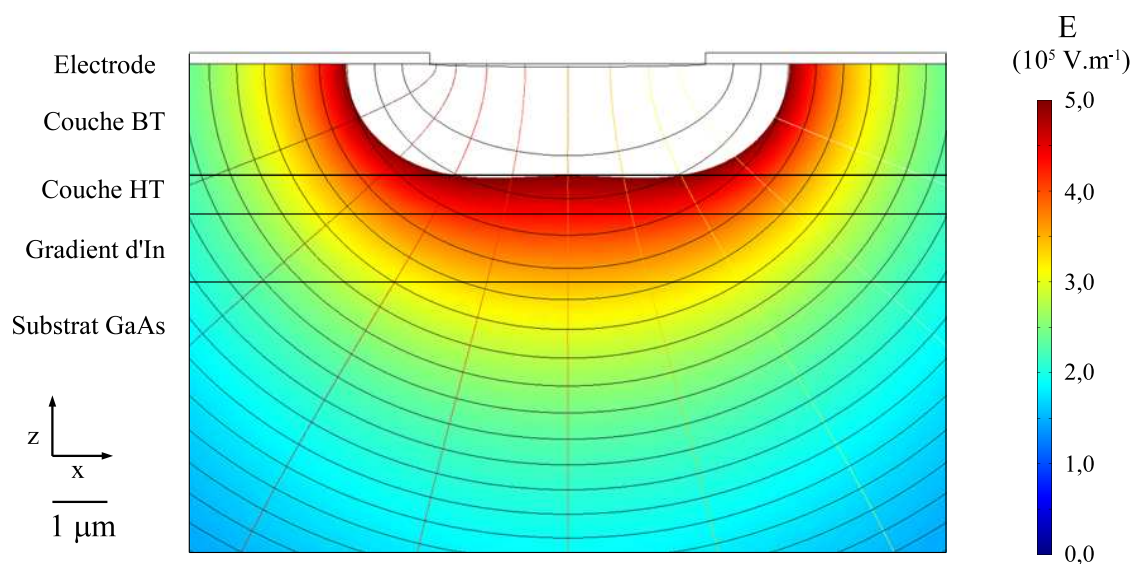


FIG. F.2: Lignes de champ électrique, lignes équipotentielles (tous les $0,5 \text{ V}$), et norme du champ électrique pour un photoconducteur planaire de $5 \mu\text{m}$ et une différence de potentiel de 5 V entre les 2 électrodes.

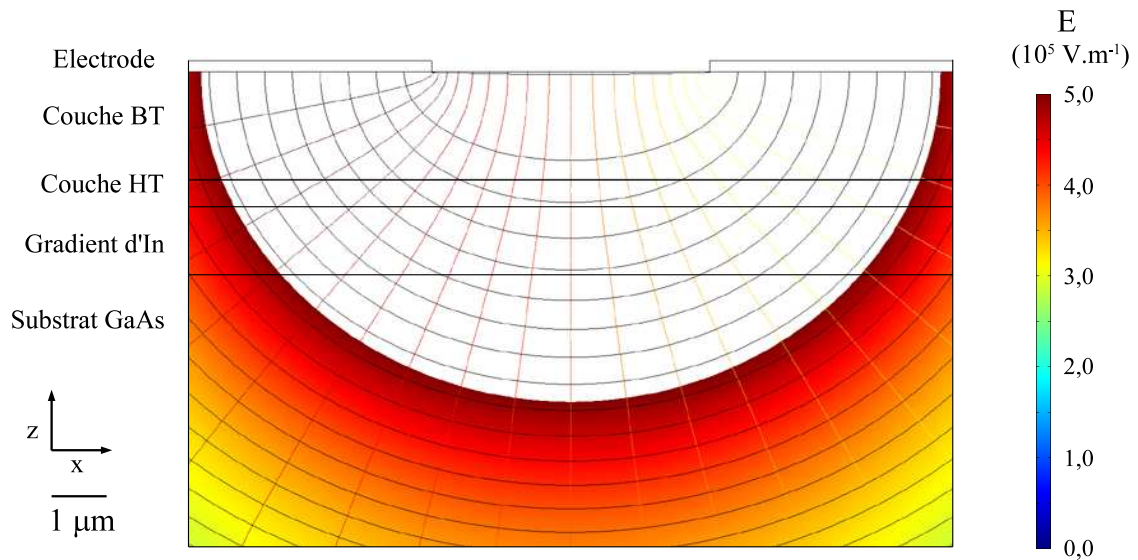


FIG. F.3: Lignes de champ électrique, lignes équipotentielles (tous les 0,5 V), et norme du champ électrique pour un photoconducteur planaire de $5 \mu\text{m}$ et une différence de potentiel de 10 V entre les 2 électrodes.

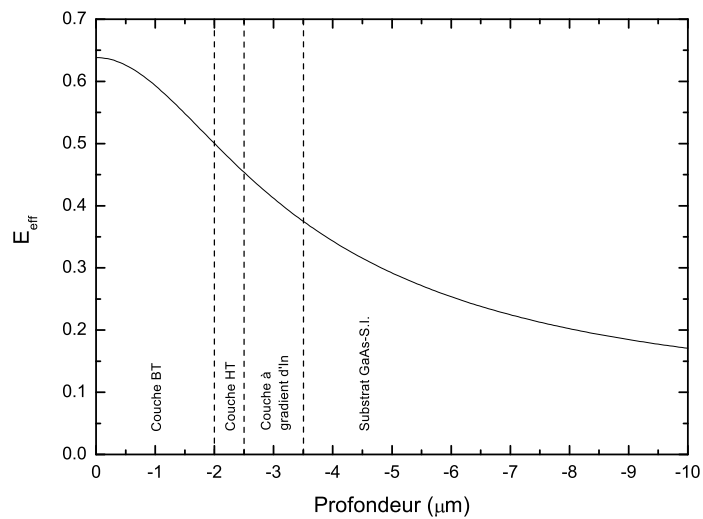


FIG. F.4: Norme du champ électrique en fonction de la profondeur z au centre de la structure.

Bibliographie

- [1] A. J. L. Adam, I. Kasalynas, J. N. Hovenier, T. O. Klaassen, J. R. Gao, B. S. Williams, S. Kumar, Q. Hu, and J. L. Reno. Beam patterns of terahertz quantum cascade lasers with subwavelength cavity dimensions. *Appl. Phys. Lett.*, 88 :151105, 2006.
- [2] R. Adomavičius, A. Krotkus, K. Bertulis, V. Sirutkaitis, R. Butkus, and A. Piskarskas. Hole trapping time measurement in low-temperature-grown gallium arsenide. *Appl. Phys. Lett.*, 83(25) :5304–5306, 2003.
- [3] M. Al-Mumin, X. Wang, W. Mao, S. A. Pappert, and G. Li. Optical generation and sideband injection locking of tunable 11-120 GHz microwave/millimetre signals. *Electronics Letters*, 36(18) :1547–1548, 2000.
- [4] K. Alonso and M. J. Hagmann. Comparison of three different methods for coupling of microwave and terahertz signals generated by resonant laser-assisted field emission. *J. Vac. Sci. Technol. B*, 19(1) :68–71, 2001.
- [5] M. Alouini. *Étude théorique et expérimentale des lasers solides Er^{3+} et Nd^{3+} : applications des lasers bi-fréquences aux télécommunications optiques et hyperfréquences*. PhD thesis, Université de Rennes I, 2001.
- [6] M. Alouini, M. Brunel, F. Bretenaker, M. Vallet, and A. Le Floch. Dual tunable wavelength Er:Yb:Glass laser for terahertz beat frequency generation. *IEEE Photonics Technology Letters*, 10(11) :1554–1556, 1998.
- [7] M. Alouini, M. Vallet, M. Brunel, F. Bretenaker, and A. Le Floch. Tunable absolute-fréquence laser at $1,5 \mu\text{m}$. *Electronics Letters*, 36(21) :1780–1782, 2000.
- [8] D. H. Auston, P. Lavallard, N. Sol, and D. Kaplan. An amorphous silicon photodetector for picosecond pulses. *Appl. Phys. Lett.*, 36(1) :66–68, 1980.
- [9] S.-C. Auzanneau, M. Krakowski, F. Berlie, M. Calligaro, Y. Robert, O. Parillaud, M. Lecomte, B. Boulant, and T. Fillardet. High power and high brightness laser diode structures at 980nm using an Al-free active region. In *Novel In-Plane Semiconductor Laser II*, volume 4995 of *Proceedings of SPIE, Photonics West*,, pages 184–195, 2003.

- [10] C. Baker, I. S. Gregory, M. J. Evans, W. R. Tribe, E. H. Linfield, and M. Misous. All-optoelectronic terahertz system using low-temperature-grown InGaAs photomixers. *Optics Express*, 13(23) :9639–9644, 2005.
- [11] J.M. Ballingall, P. Ho, J. Mazurowski, L. Lester, K.C. Hwang, J. Sutliff, S. Gupta, and J. Whitaker. $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($x=0.25-0.35$) grown at low-temperature. *J. Electron. Mat.*, 22(12) :1471–1475, 1993.
- [12] S. Barbieri, Jesse Alton, C. Baker, T. Lo, H. E. Beere, and D. Ritchie. Imaging with THz quantum cascade lasers using a schottky diode mixer. *Optics Express*, 13(17) :6497–6503, 2005.
- [13] John J. Barnes. Finit-element simulation of GaAs MESFET's with lateral doping profiles and submicron gates. In *IEEE transactions on electron device*, volume ED-23, 1976.
- [14] J. J. A. Baselmans, A. Baryshev, S. F. Reker, M. Hajenius, J. R. Gao, T. M. Klapwijk, Yu. Vachtomin, S. Maslennikov, S. Antipov, B. Voronov, and G. Goltsman. Direct detection effect in small volume hot electron bolometer mixers. *Appl. Phys. Lett.*, 86(16) :163503, 2005.
- [15] G. Beaudin and A. Maestrini. Terahertz instruments for radioastronomy and planetary remote sensing from space. *3^{mes} journées térahertz, Aussois*, pages 23–30, 2005.
- [16] V. Berger and C. Sirtori. Nonlinear phase matching in THz semiconductor waveguides. *Semicond. Sci. Technol.*, (7) :964–970, 2004.
- [17] P. Bhartia and I. J. Bahl. *Millimeter Wave Engineering and Applications*. John Wiley & Sons, New York, U.S.A, 1984.
- [18] W. G. Bi and C. W. Tu. Bowing parameter of the band-gap energy of $\text{GaN}_x\text{As}_{1-x}$. *Appl. Phys. Lett.*, 70(12) :1608–1610, 1997.
- [19] C. Bibeau, R. J. Beach, S. C. Mitchell, M. A. Emanuel, J. Skidmore, C. A. Ebberts, S. B. Sutton, and K. S. Jancaitis. High-average-power 1- μm performance and frequency conversion of a diode-end-pumped Yb :YAG laser. *IEEE J. of Quant. Elec.*, 34(10) :2010–2019, 1998.
- [20] J. S. Blakemore. *Semiconductor Statistics*. Pergamon Press, New York, U.S.A, 1962.
- [21] J. S. Blakemore. Semiconducting and other major properties of gallium arsenide. *J. of Applied Physics*, 53 :R123–R181, 1982.
- [22] D. E. Bliss, W. Walukiewicz, J. W. Ager, E. E. Haller, K. T. Chan, and S. Tanigawa. Annealing studies of low-temperature-grown gaas :be. *J. Appl. Phys.*, 71(4) :1699–1707, 1992.

- [23] H. G. Booker. Slot aerials and their relation to complementary wire aerials (babinet's principle). *J.I.E.E. (London)*, IIIA(4) :620–626, 1946.
- [24] F. Bretenaker and A. Le Floch. The dynamics of spatially-resolved laser eigenstates. *IEEE J. of Quant. Elec.*, 26(9) :1451–1454, 1990.
- [25] C. R. Brewitt-Taylor, D. J. Gunton, and H. D. Rees. Planar antennas on a dielectric surface. *Electron. Lett.*, 17 :729–731, October 1981.
- [26] 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.*, 66(3) :285–287, 1995.
- [27] E. R. Brown, K. A. McIntosh, F. W. Smith, K. B. Nichols, M. J. Manfra, C. L. Dennis, and J. P. Mattia. Milliwatt output levels and superquadratic bias dependence in a low-temperature-grown GaAs photomixer. *Appl. Phys. Lett.*, 64(24) :3311–3313, 1994.
- [28] E. R. Brown, J. R. Söderström, C. D. Parker, L. J. Mahoney, K. M. Molvar, and T. C. McGill. Oscillations up to 712 GHz in InAs/AlSb resonant-tunneling diodes. *Appl. Phys. Lett.*, 58(20) :2291–2293, 1991.
- [29] 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.*, 73(3) :1480–1484, 1993.
- [30] M. Brunel. *Étude théorique et expérimentale de quelques aspects nouveaux des lasers à un ou plusieurs axes de propagation. Applications.* PhD thesis, Université de Rennes I, 1997.
- [31] M. Brunel, F. Bretenaker, and A. Le Floch. Tunable optical microwave source using spacially resolved laser eigenstates. *Optics Letters*, 22(6) :384–386, 1997.
- [32] F. Brunner, G. J. Spühler, J. Aus der Au, L. Krainer, F. Morier-Genoud, R. Paschotta, N. Lichtenstein, S. Weiss, C. Harder, A. A. Lagatsky, A. Abdolvand, N. V. Kuleshov, and U. Keller. Diode-pumped femtosecond Yb :KGd(WO₄)₂ laser with 1.1-W average power. *Optics Letters*, 25(15) :1119–1121, 2000.
- [33] R.H. Bube. *Photoelectronic Properties of Semiconductors.* Cambridge University Press, Cambridge, U.K., 1992.
- [34] C. Carmody, H. H. Tan, C. Jagadish, A. Gaarder, and S. Marcinkevicius. Ion-implanted In_{0.53}Ga_{0.47}As for ultrafast optoelectronic applications. *Appl. Phys. Lett.*, 82(22) :3913–3915, 2003.
- [35] L-C. T. Chang and W. D. Burnside. An ultrawide-bandwidth tapered resistive TEM horn antenna. *IEEE Trans. on Antennas and Prop.*, 48(12) :1848–1857, 2000.

- [36] T. Y. Chang, T. J. Bridges, and E. G. Burkhardt. CW submillimeter laser action in optically pumped methyl fluoride, methyl alcohol and vinyl chloride gases. *Appl. Phys. Lett.*, 17(6) :249–251, 1970.
- [37] A. Chantre, G. Vincent, and D. Bois. Deep-level optical spectroscopy in GaAs. *Physical Rev. B.*, 23(10) :5335–5359, 1981.
- [38] 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 Microw. Wireless Compon. Lett.*, 12(4) :117–118, 2002.
- [39] Y.F. Chen, T.S. Liao, C.F. Kao, T.M. Huang, K.H. Lin, and S.C. Wang. Optimisation of fiber-coupled laser-diode end-pumped laser : influence of pump beam quality. *IEEE J. of Quant. Elec.*, 32(11) :2010–2016, 1996.
- [40] N. Chimot. *Génération et détection de rayonnement aux fréquences térahertz à partir d'antennes photo-conductrices en InGaAs sur InP*. PhD thesis, Université de Paris XI, UFR scientifique d'Orsay, 2006.
- [41] S. Y. Chou and M. Y. Liu. Nanoscale tera-hertz metal-semiconductor-metal photodetectors. *IEEE J. of Quant. Elec.*, 28(10) :2358–2368, 1992.
- [42] Y. Cordier, J.-M. Chauveau, D. Ferre, and J. Dipersio. Comparison of $\text{In}_{0.33}\text{Al}_{0.67}\text{As}$ / $\text{In}_{0.34}\text{Ga}_{0.66}\text{As}$ on GaAs metamorphic high electron mobility transistors grown by molecular beam epitaxy with normal and inverse step on linear graded buffer layers. *J. Vac. Sci. Technol. B*, 18(5) :2513–2517, 2000.
- [43] A. Courjaud. *Sources lasers femtosecondes pompées par diode basées sur l'ion Ytterbium*. PhD thesis, Université de Bordeaux I, 2001.
- [44] R. Czarny, M. Alouini, C. Larat, S. Dhillon, M. Krakowski, S. Bansropun, V. Ortiz, C. Sirtori, B. Gerard, and D. Dolfi. Continuous-wave THz generation through photomixing using a dual-frequency $\text{Yb}^{3+}:\text{KGd}(\text{WO}_4)_2$ laser. In *Passive Millimetre-Wave and Terahertz Imaging and Technology*, volume 5619 of *Proceedings of SPIE*, pages 198–207, 2004.
- [45] R. Czarny, M. Alouini, C. Larat, M. Krakowski, and D. Dolfi. THz-dual-frequency $\text{Yb}^{3+}:\text{KGd}(\text{WO}_4)_2$ laser for continuous wave thz generation through photomixing. *Electronics Letters*, 40(15) :942–943, 2004.
- [46] J. Dai, J. Zhang, W. Zhang, and D. Grischkowsky. Terahertz time-domain spectroscopy caractérisation of the far-infrared absorption and index of refraction of high-resistivity, float-zone silicon. *J. Opt. Soc. Am. B*, 21(7) :1379–1386, 2004.
- [47] S. U. Dankowski, P. Kiesel, B. Knüpfer, M. Kneissl, G. H. Döhler, U. D. Keil, D. R. Dykaar, and R. F. Kopf. Annealing induced refractive index and absorption

- changes of low-temperature grown GaAs. *Appl. Phys. Lett.*, 65(25) :3269–3271, 1994.
- [48] G. A. Deschamps. Impédance properties of complementary multiterminal planar structures. *IRE Trans. on Antennas and Propagation*, pages S371–S378, December 1959.
- [49] L. Desplanque. *Caractérisation électro-optique de composants térahertz par échantillonnage Franz-Keldysh subpicoseconde*. PhD thesis, Université des Science et Technologies de Lille, 2003.
- [50] L. Desplanque, J. F. Lampin, and F. Molot. Generation and detection of terahertz pulses using post-process bonding of low-temperature-grown GaAs and AlGaAs. *Appl. Phys. Lett.*, 84(12) :2049–2051, 2004.
- [51] S. S. Dhillon. *Terahertz intersubband electroluminescence from quantum cascade heterostructures*. PhD thesis, University of Cambridge, 2001.
- [52] M. DiDomenico, O. Svelto Jr. R. H. Pantell, and J. N. Weaver. Optical frequency mixing in bulk semiconductors. *Appl. Phys. Lett.*, 1(4) :77–79, 1962.
- [53] F. E. Doany, D. Grischkowsky, and C.-C. Chi. Carrier lifetime versus ion-implantation dose in silicon on sapphire. *Appl. Phys. Lett.*, 50(8) :460–462, 1987.
- [54] D. C. Driscoll, M. P. Hanson, A. C. Gossard, and E. R. Brown. Ultrafast photoresponse at 1.55 μm in ingaas with embedded semimetallic eras nanoparticles. *Appl. Phys. Lett.*, 86(5) :051908, 2005.
- [55] E. K. Duerr, K. A. McIntosh, S. M. Duffy, S. D. Calawa, S. Verghese, C.-Y. E. Tong, R. Kimberk, and R. Blundell. Demonstration of a 630-GHz photomixer used as a local oscillator. *IEEE*, 1 :127–130, 1999.
- [56] 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 and Tech.*, 49(6) :1032–1038, 2001.
- [57] N. Dyakonova, A. El Fatimy, J. Łusakowski, W. Knap, M. I. Dyakonov, M.-A. Poisson, E. Morvan, S. Bollaert, A. Shchepetov, Y. Roelens, Ch. Gaquiere, D. Theron, and A. Cappy. Room-temperature terahertz emission from nanometer field-effect transistors. *Appl. Phys. Lett.*, 88 :141906, 2006.
- [58] J. D. Dyson. The equiangular spiral antenna. *IRE Trans. on Antennas and Propagation*, AP-7(2) :181–189, 1959.
- [59] H. Eisele and G. I. Haddad. Two-terminal millimeter-wave sources. *IEEE Trans. Microwave Theory and Tech.*, 46(6) :739–746, 1998.

- [60] 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. *Electronics Letters*, 35(2) :173–174, 1999.
- [61] H. Eusèbe. *Étude théorique et expérimentale de la génération térahertz par photocommutation dans des composants en GaAs basse température*. PhD thesis, Institut National Polytechnique de Grenoble, 2004.
- [62] C. H. Fischer and P. Bhattacharya. Photoluminescence and deep levels in lattice-matched InGaAsN/GaAs. *J. of Appl. Phys.*, 96 :4176–4180, 2004.
- [63] B. N. Flanders, R. A. Cheville, D. Grischkowsky, and N. F. Scherer. Pulsed terahertz transmission spectroscopy of liquid CHCl_3 , CCl_4 , and their mixtures. *J. Phys. Chem.*, 100(29) :11824–11835, 1996.
- [64] M. Y. Frankel, J.F. Whitaker, G.A. Mourou, F.W. Smith, and A.R. Calawa. High-voltage picosecond photoconductor switch based on low-temperature-grown GaAs. *IEEE Trans. on Elec. Devices*, 37(12-2) :2493–2498, 1990.
- [65] M. Y. Frankel, J.F. Whitaker, G.A. Mourou, F.W. Smith, and A.R. Calawa. Does beryllium doping suppress the formation of Ga vacancies in nonstoichiometric GaAs layers grown at low temperatures? *Appl. Phys. Lett.*, 79(26) :4313–4315, 2001.
- [66] J. R. Gao, J. N. Hovenier, Z. Q. Yang, J. J. A. Baselmans, A. Baryshev, M. Hajenius, T. M. Klapwijk, A. J. L. Adam, T. O. Klaassen, B. S. Williams, S. Kumar, Q. Hu, and J. L. Reno. Terahertz heterodyne receiver based on a quantum cascade laser and a superconducting bolometer. *Appl. Phys. Lett.*, 86 :244104, 2005.
- [67] Fred E. Gardiol. *Lossy Transmission Lines*. Artech House, Inc., Norwood, U.S.A, 1987.
- [68] C. Gaubert, L. Chusseau, and D. Gasquet. Antennes plaquées fractales millimétriques et sub-millimétriques. In *13ème Journées Nationales Microondes - Lille*, volume 5D12, 2003.
- [69] J. F. Geisz, D. J. Friedman, J. M. Olson, S. R. Kurtz, and B. M. Keyes. Photocurrent of 1eV GaInNAs lattice-matched to GaAs. *J. of Crystal Growth*, 195(1) :401–408, 1998.
- [70] Y. A. Goldberg and N.M. Schmidt. *Handbook series on Semiconductor parameters, vol2*. World Scientific, London, U.K., 1999.
- [71] M. L. Gradziel, D. White, N. Trappe, R. J. Mahon, T. J. Finn, S. Withington, A. Murphy, and C. M. O’Sullivan. Modelling of millimetre-wave and terahertz imaging systems. In *Passive Millimetre-Wave and Terahertz Imaging and Technology*, volume 5619 of *Proc. of SPIE*, pages 154–165, 2004.

- [72] M. C. Greenberg, K. L. Virga, and C. L. Hammond. Performance characteristics of the dual exponentially tapered slot antenna (DETTSA) for wireless communications applications. *IEEE Trans. on Vehicular Tech.*, 52(2) :305–311, 2003.
- [73] I. S. Gregory, C. Baker, W. R. Tribe, I. V. Bradley, M. J. Evans, E. H. Linfield, A. G. Davies, and M. Missous. Optimization of photomixers and antennas for continuous-wave terahertz emission. *IEEE J. of Quant. Elec.*, 41(5) :717–728, 2005.
- [74] I. S. Gregory, C. Baker, W. R. Tribe, M. J. Evans, H. E. Beere, E. H. Linfield, A. G. Davies, and M. Missous. High resistivity annealed low-temperature GaAs with 100 fs lifetimes. *Appl. Phys. Lett.*, 83(20) :4199–4201, 2003.
- [75] I. S. Gregory, W. R. Tribe, B. E. Cole, C. Baker, M. J. Evans, I. V. Bradley, E. H. Linfield, A. G. Davies, and M. Missous. Continuous-wave terahertz imaging using diode lasers. In *Terahertz and Gigahertz Electronics and Photonics III*, volume 5354 of *Proc. of SPIE*, pages 139–150, 2004.
- [76] I. S. Gregory, W. R. Tribe, B. E. Cole, M. J. Evans, E. H. Linfield, A. G. Davies, and M. Missous. Resonant dipole antennas for continuous-wave terahertz photomixers. *Appl. Phys. Lett.*, 85(9) :1622–1624, 2004.
- [77] P. Grenier and J. F. Whitaker. Subband gap carrier dynamics in low-temperature-grown gaas. *Appl. Phys. Lett.*, 70(15) :1998–2000, 1997.
- [78] D. Grischkowsky. An ultrafast optoelectronic THz beam system : Applications to time-domain spectroscopy. *Optics and Photonics News*, 3 :21–28, 1992.
- [79] D. Grischkowsky, S. Keiding, M. Van Exter, and Ch. Fattinger. Far-infrared time-domain spectroscopy with terahertz beams of dielectrics and semiconductors. *J. Opt. Soc. Am. B*, 7(10) :2006–2015, 1990.
- [80] P. Gu, F. Chang, M. Tani, K. Sakai, and C. L. Pan. Generation of coherent cw-terahertz radiation using a tunable dual-wavelength external cavity laser diode. *Jpn. J Appl. Phys.*, 38(11A) :L1246–L1248, 1999.
- [81] S. Gupta, J. F. Whitaker, and G. A. Mourou. Ultrafast carrier dynamics in III-V semiconductors grown by molecular-beam epitaxy at very low substrate temperatures. *IEEE J. of Quant. Elec.*, 28(10) :2464–2472, 1992.
- [82] S. Gupta, J. F. Whitaker, S.L. Williamson, G. A. Mourou, L. Lester, K.C. Hwang, P. Ho, J. Mazurowski, and J.M. Ballingall. High-speed photodetector applications of gaas and $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ grown by low-temperature molecular-beam epitaxy. *J. Electron. Mat.*, 22(12) :1449–1455, 1993.
- [83] H. Harde, R. A. Cheville, and D. Grischkowsky. Terahertz studies of collision-broadened rotational lines. *J. Phys. Chem. A*, 101(20) :3646–3660, 1997.

- [84] C. M. Herzinger, C. C. Lu, T. A. DeTemple, and W. C. Chew. The semiconductor waveguide facet reflectivity problem. *IEEE J. of Quant. Elec.*, 29(8) :2273–2281, 1993.
- [85] C. Hönninger, R. Paschotta, M. Graf, F. Morier-Genoud, G. Zhang, M. Moser, S. Biswal, J. Nees, A. Braun, G. A. Mourou, I. Johannsen, A. Giesen, W. Seeber, and U. Keller. Ultrafast ytterbium-doped bulk lasers and laser amplifiers. *Appl. Phys. B*, 69 :3–17, 1999.
- [86] R. K. Hoffmann. *Handbook of microwave integrated circuits*. Artech House, Norwood, U.S.A., 1987.
- [87] J. B. Héroux, X. Yang, and W. I. Wang. GaInNAs resonant-cavity-enhanced photodetector operating at 1.3 μm . *Appl. Phys. Lett.*, 75(18) :2716–2718, 1999.
- [88] F. Huang, B. Schulkin, H. Altan, J. F. Federici, D. Gary, R. Barat, D. Zimdars, M. Chen, and D. B. Tanner. Terahertz study of 1,3,5-trinitro-s-triazine by time-domain and Fourier transform infrared spectroscopy. *Appl. Phys. Lett.*, 85(23) :5535–5537, 2004.
- [89] M. Hugues, B. Damilano, J. Barjon, J.-Y. Duboz, J. Massies, J.-M. Ulloa, M. Montes, and A. Hierro. Performance improvement of 1.52 μm (Ga,In)(N,As)/GaAs quantum well lasers on GaAs substrates. *Electron. Lett.*, 41(10) :595–596, 2005.
- [90] M. Hugues, B. Damilano, J.-Y. Duboz, and J. Massies. Optimum indium composition for (Ga,In)(N,As)/GaAs quantum wells emitting beyond 1.5 μm . *Appl. Phys. Lett.*, 88 :091111, 2006.
- [91] J.P. Ibbetson, J.S. Speck, A.C. Gossard, and U.K. Mishra. Observation of arsenic precipitates in GaInAs grown at low temperature on InP. *Appl. Phys. Lett.*, 62(18) :2209–2211, 1993.
- [92] K. Imai, K. Kawase, H. Minamide, and H. Ito. Achromatically injection-seeded terahertz-wave parametric generator. *Optics Letters*, 27(24) :2173–2175, 2002.
- [93] K. Imai, K. Kawase, J.-I. Schikata, H. Minamide, and H. Ito. Injection-seeded terahertz-wave parametric oscillator. *Appl. Phys. Lett.s*, 78(8) :1026–1028, 2001.
- [94] T. Ishibashi, T. Furuta, H. Fushimi, S. Kodama, H. Ito, T. Nagatsuma, N. Shimizu, and Y. Miyamoto. InP-InGaAs Uni-Traveling-Carrier photodiodes. *IEICE Trans. Elec.*, E83-C(6) :938–949, 2000.
- [95] H. Ito, S. Kodama, Y. Muramoto, T. Furuta, T. Nagatsuma, and T. Ishibashi. Y. muramoto. *IEEE J. of Sel. Top. in Quant. Elec.*, 10(4) :709–727, 2004.

- [96] A. W. Jackson, J. P. Ibbetson, A. C. Gossard, and U. K. Mishra. Reduced thermal conductivity in low-temperature-grown GaAs. *Appl. Phys. Lett.*, 74(16) :2325–2327, 1999.
- [97] M. B. Johnson, T. C. McGill, and N. G. Paulter. Carrier lifetimes in ion-damaged GaAs. *Appl. Phys. Lett.*, 54(24) :2424–2426, 1989.
- [98] L. Joulaud. *Echantillonnage électro-optique à 1,55 μm pour la mesure de circuits rapides sur InP*. PhD thesis, Univeristé Paris XI UFR scientifique d’Orsay, 2004.
- [99] P. W. Juodawlkis, D. T. McInturff, and S. E. Ralph. Ultrafast carrier dynamics and optical nonlinearities of low-temperature-grown InGaAs/InAlAs multiple quantum wells. *Appl. Phys. Lett.*, 69(26) :4062–4064, 1996.
- [100] M. Kaminska, Z. Liliental-Weber, E. R. Weber, T. George, J. B. Kortright, F. W. Smith, B-Y. Tsaur, and A. R. Calawa. Structural properties of As-rich GaAs grown by molecular beam epitaxy at low temperatures. *Appl. Phys. Lett.*, 54(19) :1881–1883, 1989.
- [101] M. Kaminska, E. R. Weber, Z. Liliental-Weber, R. Leon, and Z. U. Rek. Stoichiometry-related defects in GaAs grown by molecular-beam epitaxy at low temperatures. *J. Vac. Sci. Technol. B*, 7(4) :710–713, 1989.
- [102] R. Köhler, A. Tredicucci, F. Beltram, H. E. Beere, E. H. Linfield, A. G. Davies, D. A. Ritchie, R. C. Iotti, and F. Rossi. Terahertz semiconductor-heterostructure laser. *Nature*, 417 :156–159, 2002.
- [103] T. Kitatani, K. Nakahara, M. Kondow, K. Uomi, and T. Tanaka. A 1.3- μm GaInNAs/GaAs single-quantum-well laser diode with a high characteristic temperature over 200 K. *Jpn. J. Appl. Phys. Part 2*, 39(2A) :L86–L87, 1999.
- [104] M. Kominami, D. M. Pozar, and D. H. Schaubert. Dipole and slot elements and arrays on semi-infinite substrates. *IEEE Trans. on Antennas and Propagation*, AP-33(6) :600–607, 1985.
- [105] M. Kondow, K. Uomi, A. Niwa, T. Kitatani, S. Watahiki1, and Y. Yazawa1. GaInNAs/ : A novel material for long-wavelength-range laser diodes with excellent high-temperature performance. *Jpn. J. Appl. Phys. Part 1*, 35(2B) :1273–1275, 1996.
- [106] M. Kouroggi, B. Widiyatmoko, K. Imai, T. Shimizu, and M. Ohtsu. Accurate relative frequency cancellation between two independent lasers. *Optics Lett.*, 24(1) :16–18, 1989.

- [107] A. Krotkus, K. Bertulis, L. Dapkus, U. Olin, and S. Marcinkevičius. Ultrafast carrier trapping in Be-doped low-temperature-grown GaAs. *Appl. Phys. Lett.*, 75(21) :3336–3338, 1999.
- [108] A. Krotkus, K. Bertulis, M. Kaminska, K. Korona, A. Wolos, J. Siegert, S. Marcinkevičius, J.-F. Roux, and J.-L. Coutaz. Be-doped low-temperature-grown GaAs material for optoelectronic switches. *IEE Proc. Optoelectron*, 149 :111–115, 2002.
- [109] A. Krotkus, S. Marcinkevičius, J. Jasinski, M. Kaminska, H. H. Tan, and C. Jagdish. Picosecond carrier lifetime in GaAs implanted with high doses of As ions : An alternative material to low-temperature GaAs for optoelectronic applications. *Appl. Phys. Lett.*, 66(24) :3304–3306, 1995.
- [110] S. Kumar, B. S. Williams, Q. Hu, and J. L. Reno. 1.9 THz quantum-cascade lasers with one-well injector. *Appl. Phys. Lett.*, 88 :121123, 2006.
- [111] H. Künzel, J. Böttcher, R. Gibis, and G. Urmann. Material properties of Ga_{0.47}In_{0.53}As grown on InP by low-temperature molecular beam epitaxy. *Appl. Phys. Lett.*, 61(11) :1347–1349, 1992.
- [112] S. R. Kurtz, A. A. Allerman, E. D. Jones, J. M. Gee, J. J. Banas, and B. E. Hammons. InGaAsN solar cells with 1.0 eV band gap, lattice matched to GaAs. *Appl. Phys. Lett.*, 74(5) :729–731, 1999.
- [113] M. Lagadas, Z. Hatzopoulos, K. Tsagaraki, M. Calamiotou, C. Lioutas, and A. Christou. The effect of arsenic overpressure on the structural properties GaAs grown at low temperature. *J. Appl. Phys.*, 80(8) :4377–4383, 1996.
- [114] N. D. Lai. *Étude théorique et expérimentale des lasers solides bi-fréquences dans les domaines GHz à THz, en régime continu ou impulsif*. Applications micro-ondes. PhD thesis, Université de Rennes I, 2003.
- [115] P.T. Landsberg. *Recombination in Semiconductors*. Cambridge University Press, Cambridge, U.K., 1991.
- [116] P. Laporta, S. Taccheo, M. Marano, O. Svelto, E. Bava, G. Galzerano, and C. Svelto. Amplitude and frequency stabilized solid-state laser in the near infrared. *J. Phys. D*, 34 :2396–2407, 2001.
- [117] Z.-M. Li, K. M. Dzurko, A. Delâge, and S. P. McAlister. A self-consistent two-dimensional model of quantum-well semiconductor laser : Optimisation of a GRIN-SCH SQW laser structure. *IEEE J. of Quant. Elec.*, 28(4) :792–803, 1992.
- [118] V. Ligeret, F.-J. Vermersch, S. Bansropun, M. Lecomte, M. Calligaro, O. Parrillaud, and M. Krakowski. Al-free active region ($\lambda = 852\text{nm}$) DFB laser

- diodes for atomic clocks and interferometry applications. *Proceedings of SPIE*, 6184 :61840A, 2006.
- [119] W.-A. Lin, R. W. Schoenlein, J. G. Fujimoto, and E. P. Ippen. Femtosecond absorption saturation studies of hot carriers in GaAs and AlGaAs. *IEEE J. of Quant. Elec.*, 24(2) :267–275, 1988.
- [120] P.-L. Liu, J. Williams, M. Y. Frankel, and R. D. Esman. Saturation characteristics of fast photodetectors. *IEEE Trans. on Mirowaves Theory and Tech.*, 47(7) :1297–1303, 1999.
- [121] 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.*, 67(2) :279–281, 1995.
- [122] A. J. Lochtefeld, M. R. Melloch, J. C. P. Chang, and E. S. Harmon. The role of point defects and arsenic precipitates in carrier trapping and recombination in low-temperature grown GaAs. *Appl. Phys. Lett.*, 69(10) :1465–1467, 1996.
- [123] D.C. Look, D.C. Walters, M.O. Manasreh, 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*, 42(6) :3578–3581, 1990.
- [124] D.C. Look, D.C. Walters, M. Mier, C.E. Stutz, and S. K. Brierley. Native donors and acceptors in molecular-beam epitaxial GaAs grown at 200°C. *Appl. Phys. Lett.*, 60(23) :2900–2902, 1992.
- [125] D.C. Look, D.C. Walters, 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.*, 74(1) :306–310, 1993.
- [126] A. Lucca, F. Druon, F. Balembos, P. Georges, P. Camy, J.-L. Doualan, and Richard Moncorge. Diode-pumped cw and fs laser based on Yb:CaF₂. *Proceedings of SPIE*, 5714(1) :186–194, 2005.
- [127] J. K. Luo, H. Thomas, D. V. Morgan, and D. Westwood. Transport properties of GaAs layers grown by molecular beam epitaxy at low temperature and the effects of annealing. *J. Appl. Phys.*, 79(7) :3622–3629, 1996.
- [128] B. Lyot. Le filtre monochromatiques polarisant et ses applications en physique solaire (Annales d’astrophysique 1944). *Sel. paper on Instr. in Astronomy*, MS87 :331, 1993.
- [129] A. Maestrini, J. Ward, J. Gill, H. Javadi, E. Schlecht, G. Chattopadhyay, F. Maiwald, N. R. Erickson, and I. Mehdi. A 1.7–1.9 THz local oscillator source. *IEEE Microw. Wireless Compon. Lett.*, 14(6) :253–255, 2004.

- [130] A. Maestrini, J. Ward, H. Javadi, C. Tripon-Canseliet, J. Gill, G. Chattopadhyay, E. Schlecht, and I. Mehdi. Local oscillator chain for 1.55 to 1.75 THz with 100- μ W peak power. *IEEE Microw. Wireless Compon. Lett.*, 15(12) :871–873, 2005.
- [131] Lukas Mahler, Alessandro Tredicucci, Rudeger Kohler, Fabio Beltram, Harvey E. Beere, Edmund H. Linfield, and David A. Ritchie. High-performance operation of single-mode terahertz quantum cascade lasers with metallic gratings. *Appl. Phys. Lett.*, 87(18) :181101, 2005.
- [132] J. Mangeney, L. Joulaud, P. Crozat, J.-M. Lourtioz, and J. Decobert. Ultrafast response (~ 2.2 ps) of ion-irradiated InGaAs photoconductive switch at 1.55 μ m. *Appl. Phys. Lett.*, 83(26) :5551–5553, 2003.
- [133] Y. Matsui, M. D. Pelusi, S. Arahira, and Y. Ogawa. Beat frequency generation up to 3.4THz from simultaneous two-mode lasing operation of sampled-grating DBR laser. *Electronics Letters*, 35(6) :472–474, 1999.
- [134] S. Matsuura, G. A. Blake, A. A. Wyss, J. C. Pearson, C. Kadow, A. W. Jackson, and A. C. Gossard. Design and characterisation of optical-THz phase-matched traveling-wave photomixers. *Proc. SPIE*, 3795 :484–492, 1999.
- [135] S. Matsuura, P. Chen, G. A. Blake, J. C. Pearson, and H. M. Pickett. A tunable cavity-locked diode laser source for terahertz photomixing. *IEEE Trans. Microw. Theory and Tech.*, 48(3) :380–387, 2000.
- [136] S. Matsuura, M. Tani, and K. Sakai. Generation of coherent terahertz radiation by photomixing in dipole conductive antennas. *Appl. Phys. Lett.*, 70(5) :559–561, 1997.
- [137] 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.*, 67(26) :3844–3846, 1995.
- [138] 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.*, 70(3) :354–356, 1997.
- [139] M. R. Melloch, N. Otsuka, J. M. Woodall, A. C. Warren, and J. L. Freeouf. Formation of arsenic precipitates in GaAs buffer layers grown by molecular beam epitaxy at low substrate temperatures. *Appl. Phys. Lett.*, 57(15) :1531–1533, 1990.
- [140] R. Mendis, C. Sydlo, J. Sigmund, M. Feiginov, P. Meissner, and H. L. Hartnagel. Tunable CW-THz system with log-periodic photoconductive emitter. *Solid-State Electronics*, 48 :2041–2045, 2004.

- [141] T. Merlet. *Etude de photodétecteurs à ondes progressives adaptés à la détection hyperfréquence*. PhD thesis, Université Paris XI UFR scientifique d'Orsay, 1997.
- [142] R.A. Metzger, A. S. Brown, L.G. McCray, and J. A. Henige. Structural and electrical properties of low temperature GaInAs. *J. Vac. Technol. B*, 11(3) :798–801, 1993.
- [143] D. Mittleman. *Sensing with Terahertz Radiation*. Springer, 2003.
- [144] X. Mélique, A. Maestrini, R. Farré, P. Mounaix, M. Favreau, O. Vanbésien, J.-M. Goutoule, F. Mollot, G. Beaudin, T. Närhi, and D. Lippens. Fabrication and performance of InP-based heterostructure barrier varactors in a 250-GHz waveguide tripler. *IEEE Trans. Microw. Theory and Tech.*, 48(6) :1000–1006, 2000.
- [145] L. Morvan, M. Alouini, J. Bourderionet, J. Le Gouet, D. Dolfi, and J.-P. Huignard. Widely tunable two-frequency Nd :YAG laser. *Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO)*, 3 :2317–2319, 2005.
- [146] L. Morvan, D. Dolfi, J.-P. Huignard, S. Blanc, M. Brunel, M. Vallet, F. Bretenaker, and A. Le Floch. Dual-frequency laser at 1.53 μm for generating high-purity optically carried microwave signals up to 20 GHz. *Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO)*, 1 :2, 2004.
- [147] M. Naftaly, M. R. Stone, A. Malcoci, R. E. Miles, and I. Camara Mayorgai. Generation of CW terahertz radiation using two-colour laser with Fabry-Perot etalon. *Electron. Lett.*, 41(3) :128–129, 2005.
- [148] F. Nakajima, T. Furuta, and H. Ito. High-power terahertz-wave generation from a resonant-antenna-integrated uni-traveling-carrier photodiode. In *IEEE International Topical Meeting on Microwave Photonics*, pages 313–316, 2004.
- [149] H. Nakano, K. Hirose, I. Ohshima, and J. Yamauchi. An integral equation and its application to spiral antennas on semi-infinite dielectric materials. *IEEE Trans. on Antennas and Prop.*, 46(2) :267–274, 1998.
- [150] A. Neto, S. Bruni, G. Gerini, and M. Sabbadini. The leaky lens : A broadband fixed-beam leaky-wave antenna. *IEEE Trans. on Antennas and Prop.*, 53(10) :3240–3246, 2005.
- [151] V. A. Odnoblyudov, A. Y. Egorov, A. R. Kovsh, A. E. Zhukov, N. A. Maleev, E. S. Semenova, and V. M. Ustinov. Thermodynamic analysis of the MBE growth of GaInAsN. *Semicond. Sci. Technol.*, 16(10) :831–835, 2001.
- [152] P. Omling, P. Silverberg, and L. Samuelson. Identification of a second energy level of EL2 in n-type GaAs. *Phys. Rev. B*, 38(5) :3606–3609, 1988.

- [153] M. A. Ordal, R. J. Bell, R. W. Alexander, Jr. L. L. Long, and M. R. Query. Optical properties of Au, Ni, and Pb at submillimeter wavelengths. *Appl. Optics*, 26(4) :744–752, 1987.
- [154] V. Ortiz, M. cher, X. Marcadet, S. Formont, D. Adam, J. Nagle, J.-F. Lampin, and A. Alexandrou. Control of low-temperature-grown gaas for utltrafast switchning applications. In *Ultrafast Penomena in Semiconductors V*, volume 4280 of *Proc. of SPIE*, pages 202–210, 2001.
- [155] E. D. Palik. *Handbook of Optical Constants of Solids*. Academic Press, San Diego, USA, 1998.
- [156] Z. Pan, L. H. Li, W. Zhang, Y. W. Lin, and R. H. Wu. Kinetic modeling of N incorporation in GaInNas growth by plasma-assisted molecular-beam epitaxy. *Appl. Phys. Lett.*, 77(2) :214–216, 2000.
- [157] M. J. Papastamatiou and G. J. Papaioannou. Recombination mechanism and carrier lifetimes of semi-insulating GaAs:Cr. *Appl. Phys. Lett.*, 68(3) :1094–1098, 1990.
- [158] D. Pascal, F. Hobar-Boudebous, S. Laval, C. Bru, J. P. Vilcot, D. Decoster, R. Fayquembergue, and M. Constant. Photoconducteurs sur GaAs : gain, bruit, structure optimale. *Annales des Télécommunications*, 40(3-4) :98–104, 1985.
- [159] R. Paschotta, J. Nilsson, A. C. Tropper, and D. C. Hanna. Ytterbium-doped fiber amplifiers. *IEEE J. of Quant. Elec.*, 33(7) :1049–1056, 1997.
- [160] E.-M. Pavelescu, J. Wagner, H.-P. Komsa, T. T. Rantala, M. Dumitrescu, and M. Pessa. Nitrogen incorporation into GaInNAs lattice-matched to GaAs : The effects of growth temperature and thermal annealing. *J. of Appl. Phys.*, 98 :083524, 2005.
- [161] V. Petit, J. L. Doualan, P. Camy, V. Ménard, and R. Moncorgé. CW and tunable laser operation of Yb³⁺ doped CaF₂. *Appl. Phys. B*, 78 :681–684, 2004.
- [162] E. Peytavit. *Génération et propagation aux fréquences Térhertz*. PhD thesis, Univeristé des Sciences et Technologie de Lille, 2002.
- [163] E. Peytavit, S. Arscott, D. Lippens, G. Mouret, S. Matton, P. Masselin, R. Bocquet, J. F. Lampin, L. Desplanque, and F. Mollot. Terahertz frequency difference from vertically integrated low-temperature-grown GaAs photodetector. *Appl. Phys. Lett.*, 81(7) :1174–1176, 2002.
- [164] E. Peytavit, J.-F. Lampin, T. Akalin, and L. Desplanque. Integrated terahertz TEM horn antenna. *Elec. Letters*, 43(2) :73–75, 2007.

- [165] E. Peytavit, G. Mouret, J. F. Lampin, S. Arscott, P. Masselin, L. Desplanque, O. Vanbésien, R. Bocquet, F. Mollot, and D. Lippens. Terahertz electromagnetic generation via optical frequency difference. *IEE. Proc.-Optoelectron.*, 149(3) :82–87, 2002.
- [166] S. S. Prabhu, S. E. Ralph, M. R. Melloch, and E. S. Harmon. Carrier dynamics of low-temperature-grown GaAs observed via THz spectroscopy. *Appl. Phys. Lett.*, 70(18) :2419–2421, 1997.
- [167] J.-P. Pérez. *Optique, géométrie, ondulatoire et polarisation*. Masson, Paris, France, 3e edition, 1991.
- [168] J.-P. Pérez. *Optique, Fondements et applications*. Dunod, Paris, France, 6e edition, 2000.
- [169] Q. Quraishi, M. Griebel, T. Kleine-Ostmann, and R. Bratschitsch. Generation of phase-locked and tunable continuous-wave radiation in the terahertz regime. *Optics Letters*, 30(23) :3231–3233, 2005.
- [170] S. E. Ralph and D. Grischkowsky. Trap-enhanced electric field in semi-insulators : The role of electrical and optical carrier injection. *Appl. Phys. Lett.*, 59(16) :1972–1974, 1991.
- [171] G. M. Rebeiz. Millimeter-wave and terahertz intergrated circuit antennas. *Proceedings of the IEEE*, 80(11) :1748–1770, 1992.
- [172] A. Rice, Y. Jin, X. F. Ma, X.-C. Zhang, D. Bliss, J. Larkin, and M. Alexander. Terahertz optical rectification from $\langle 110 \rangle$ zinc-blende crystals. *Appl. Phys. Lett.*, 64(11) :1324–1326, 1994.
- [173] V. H. Rumsey. *Frequency independent Antennas*. Academic Press, San Diego, USA, 1966.
- [174] D. B. Rutledge and M. Muha. Imaging antenna arrays. *IEEE transactions on Antennas and Propagation*, 30(4) :535–540, 1982.
- [175] M. Ryzhii, M. Willander, I. Khmyrova, and V. Ryzhii. Terahertz response of metal-semiconductor-metal photodetectors. *J. of Applied Physics*, 84(11) :6419–6425, 1998.
- [176] D. Saeedkia, R. R. Mansour, and S. Safavi-Naeini. The interaction of laser and photoconductor in a continuous-wave terahertz photomixer. *IEEE J. of Quant. Elec.*, 41(9) :1188–1196, 2005.
- [177] Y. Sasaki, A. Yuri, K. Kawase, and H. Ito. Terahertz–wave surface–emitted difference frequency generation in slant–stripe–type periodically poled LiNbO₃ crystal. *Appl. Phys. Lett.*, 81(18) :3323–3325, 2002.

- [178] F. Schnieder and W. Heinrich. Model of thin-film microstrip line for circuit design. *IEEE Trans. on Mirowaves Theory and Tech.*, 49(1) :104–110, 2001.
- [179] S. M. Selby. *Standard Mathematical Tables*. Chemical Rubber CO., Cleveland, Ohio, USA, seventeenth edition edition, 1969.
- [180] C. V. Shank, R. L. Fork, B. I. Greene, F. K. Reinhart, and R.A. Logan. Picosecond nonequilibrium carrier transport in GaAs. *Appl. Phys. Lett.*, 38(2) :104–105, 1981.
- [181] Y. C. Shen, T. Lo, P. F. Taday, B. E. Cole, W. R. Tribe, and M. C. Kemp. Detection and identification of explosives using terahertz pulsed spectroscopic imaging. *Appl. Phys. Lett.*, 86 :241116, 2005.
- [182] J.-W. Shi, K.-G. Gan, Y.-J. Chiu, Y.-H. Chen, C.-K. Sun, Y.-J.-Yang, and J. E. Bower. Metal-Semiconductor-Metal traveling-wave photodetectors. *IEEE Photonics Technology Letters*, 16(6) :623–625, 2001.
- [183] W. Shi and Y. J. Ding. A monochromatic and high-power terahertz source tunable in the ranges of 2.7–38.4 and 58.2–3540 μm for variety of potential applications. *Appl. Phys. Lett.*, 84(10) :1635–1637, 2004.
- [184] M. Shur. *Physics of Semiconductor Devices*. Prentice hall edition, 1990.
- [185] P. H. Siegel. Terahertz technology. *IEEE Trans. on Mirowaves Theory and Tech.*, 50(3) :910–928, 2002.
- [186] A. E. Siegman and V. Evtuhov. Twisted-mode technique for obtaining axially uniform energy density in a laser cavity. *Appl. Opt.*, 4 :142, 1965.
- [187] U. Siegner, R. Fluck, G. Zhang, and U. Keller. Ultrafast high-intensity nonlinear absorption dynamics in low-temperature grown gallium arsenide. *Appl. Phys. Lett.*, 69(17) :2566–2568, 1996.
- [188] P. Silverberg, P. Omling, and L. Samuelson. Hole photoionization cross section of EL2 in GaAs. *Appl. Phys. Lett.*, 52(20) :1689–1691, 1988.
- [189] M. I. Skolnik, editor. *Radar Handbook*. Mc Graw Hill, second edition, 1990.
- [190] F.W. Smith, H.R. Calawa, C.L. Chen, M.J. Mantra, and L.J. Mahoney. New MBE buffer used to eliminate backgating in GaAs MESFETs. *IEEE Elect. Dev. Lett.*, 9(2) :77–80, 1988.
- [191] P.R. Smith, D. H. Auston, and M. C. Nuss. Subpicosecond photoconducting dipole antennas. *IEEE J. of Quant. Elec.*, 24(2) :255–260, 1988.
- [192] J. B. D. Soole and H. Schumacher. Transit-time frequency response of InGaAs MSM photodetectors. *J. of Applied Physics*, 37(11) :2285–2291, 1990.

- [193] T. S. Sosnowski, T. B. Norris, H. H. Wang, P. Grenier, and J. F. Whitaker. High-carrier-density electron dynamics in low-temperature-grown GaAs. *Appl. Phys. Lett.*, 70(24) :3245–3247, 1997.
- [194] M. Stellmacher. *Propriétés physique des matériaux III-V à non stœchiométrie contrôlée*. PhD thesis, École Polytechnique, 1999.
- [195] 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.*, 88(10) :6026–6031, 2000.
- [196] 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.*, 74(9) :1239–1241, 1999.
- [197] S. M. Sze. *Physics of semiconductors devices*. John Wiley & Sons Inc., New York, second edition, 1981.
- [198] 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 probe. *Appl. Phys. Lett.*, 77(9) :1396–1398, 2000.
- [199] B. Thomas, A. Maestrini, and G. Beaudin. A low-noise fixed-tuned 300-360-GHz sub-harmonic mixer using planar schottky diodes. *IEEE Microw. Wireless Compon. Lett.*, 15(12) :865–867, 2005.
- [200] M.-C. Tien, H.-H. Chang, J.-Y. Lu, L.-J. Chen, S.-Y. Chen, R.-B. Wu, W.-S. Liu, and J.-I. Chyi. Device saturation behavior of submillimeter-wave membrane photonic transmitters. *IEEE Photonics Tech. Lett.*, 16(3) :873–875, 2004.
- [201] S. Trudel. *Etude par double et triple diffraction des rayons X, et modélisation, de la relaxation des contraintes dans des hétérostructures semiconductrices GaInAs/GaAs et AlInAs/GaAs à rampe de composition graduelle linéaire*. PhD thesis, Université des science et technologie de Lille Flandres-Artois, 1997.
- [202] M. Van Exter, Ch. Fattinger, and D. Grischkowsky. Terahz time domain spectroscopy of water vapor. *Optics Letters*, 14(20) :1128–1130, 1989.
- [203] M. Van Exter and D. Grischkowsky. Characterisation of an optoelectronic terahertz beam system. *IEEE Trans. on Mirowaves Theory and Tech.*, 38(11) :1684–1691, 1990.
- [204] S. Verghese, E. K. Duerr, K. A. McIntosh, S. M. Duffy, S. D. Calawa, C.-Y. E. Tong, R. Kimberk, and R. Blundell. A photomixer local oscillator for a 630-GHz heterodyne receiver. *IEEE microwave and guided wave letters*, 9(6) :245–247, 1999.

- [205] S. Verghese, K. A. McIntosh, and E. R. Brown. Optical and terahertz power limits in the low-temperature-grown GaAs photomixers. *Appl. Phys. Lett.*, 71(19) :2743–2745, 1997.
- [206] D. Vignaud, J.F. Lampin, E. Lefebvre, M. Zaknounge, and F. Molloy. Electron lifetime of heavily Be-doped Ga_{0.47}In_{0.53}As as function of growth temperature and doping density. *Appl. Phys. Lett.*, 80(22) :4151–4153, 2002.
- [207] H.J. von Bardeleben, M.O. Manasreh, D.C. Look, K.R. Evans, and C.E. Stutz. Electron-paramagnetic-resonance study of GaAs grown by low-temperature molecular-beam epitaxy. *Phys. Rev. B*, 45(7) :3372–3375, 1992.
- [208] 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.*, 57(13) :1331–1333, 1990.
- [209] A. C. Warren, J. M. Woodall, P. D. Kirchner, X. Yin, F. Pollak, M.R. Melloch, N. Otsuka, and K. Mahalingam. Role of excess As in low-temperature-grown GaAs. *Phys. Review B*, 46(8) :4617–4620, 1992.
- [210] D. H. Werner and S. Ganguly. An overview of fractal antenna engineering research. *IEEE Antennas and Propagation Mag.*, 45(1) :38–57, 2003.
- [211] M. Weyers, M. Sato, and H. Ando. Red shift of photoluminescence and absorption in dilute GaAsN alloy layers. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 31(7A) :L853–L855, 1992.
- [212] U. Willer, R. Wilk, W. Schippers, S. Böttger, D. Nodop, T. Schossig, W. Schade, M. Mikulics, M. Koch, M. Walther, H. Niemann, and B. Güttler. A novel THz source based on a two-color Nd :LSB microchip-laser and a LT-GaAsSb photomixer. *Applied Physics B : Lasers and Optics*, 87(11) :13–16, 2006.
- [213] B. S. Williams, S. Kumar, H. Callebaut, and Q. Hu. Terahertz quantum-cascade laser at $\lambda = 100 \mu\text{m}$ using metal waveguide for mode confinement. *Appl. Phys. Lett.*, 83(11) :2124–2126, 2003.
- [214] S. B. Zhang and J. E. Northrup. Chemical potential dependence of defect formation energies in GaAs : Application to Ga self-diffusion. *Phys. Rev. Lett.*, 67(17) :2339–2342, 1991.

Etude et réalisation d'une source térahertz accordable de grande pureté spectrale.

La génération d'onde THz de grande pureté spectrale par photomélange est une technique très prometteuse afin de réaliser des oscillateurs locaux THz performants. Nous avons donc proposé une approche originale consistant à associer un laser bi-fréquence émettant autour de $1\ \mu\text{m}$ à un photomélangeur de bande interdite compatible. Le choix de cette longueur d'onde permet la réalisation de lasers pompés diodes compacts et peu onéreux ainsi que l'utilisation de photoconducteurs présentant les propriétés électriques requises.

Ainsi, nous avons développé 2 lasers bi-fréquence amplifiés utilisant des milieux actifs (KGW et CaF₂) dopés Yb dont l'utilisation permet de générer des puissances optiques supérieures à 1 W ainsi qu'un signal de battement électrique continu de bonne pureté spectrale (<30 kHz).

Nous avons ensuite étudié et caractérisé 2 matériaux photoconducteurs compatibles avec une illumination à $1\ \mu\text{m}$: l'InGaAsN et l'In_{0.23}Ga_{0.77}As-BT épitaxié à basse température (BT) sur substrat métamorphique et dopé Be. Les propriétés de ces deux matériaux ont été étudiées et comparées avec celles du GaAs-BT.

Après avoir modélisé le fonctionnement de photomélangeurs (en prenant en compte la participation des trous) nous avons effectué des expériences de photomélange : nous avons détecté un signal de quelques dizaines de nW dont la fréquence a pu être accordée jusqu'à 2 THz.

Enfin, nous avons proposé un nouveau type de photomélangeur guide vertical. Les modélisations ont montré que la puissance THz émise (0,2 mW à 1 THz), l'accordabilité (0-3 THz) et la pureté spectrale du signal généré (< 30 KHz) de cette source devraient en faire une des plus attractives dans cette gamme de fréquence.

Study and realisation of a CW high spectral purity tuneable THz Source.

Continuous high-purity THz generation through photomixing is a very promising technique for future THz local oscillators. Consequently, we have proposed an innovative photomixing architecture based on a dual frequency laser emitting around $1\ \mu\text{m}$ associated with a matched band gap photoconductor. Working with this wavelength allows the use of compact and low cost diode pumped solid state laser and also the use of photoconductive materials with the required electrical properties for a CW generation over a large frequency bandwidth.

Therefore, we have developed 2 dual-frequency lasers using Yb doped active mediums (KGW and CaF₂) emitting around $1\ \mu\text{m}$. They permit the generation of narrow line-width (<30 kHz) electrical beat-notes. With the use of Yb doped fiber amplifiers, we have been able to amplify the total optical output power up to 1W.

We then have studied and characterised 2 photoconductive materials compatible with an illumination around $1\ \mu\text{m}$: InGaAsN and LTG-In_{0.23}Ga_{0.77}As grown on metamorphic layer and Beryllium doped. Optical and electrical properties of those two materials have been tested and compared to the LTG-GaAs properties.

After a theoretical study of photomixers (including the hole participation), we have performed CW THz generation experiments using the LTG-InGaAs devices coupled to the dual-frequency laser: we have detected signals of few tens of nW, tunable up to 2 THz.

Finally, we have proposed a new travelling wave vertical photomixer architecture. Modelisation have shown that the expected generated power (0,2 mW at 1 THz), the tunability (0-3 THz) and spectral purity (< 30 KHz) of such a device would provide one of the best device in this frequency range.