

N° d'ordre : 40276

Université des Sciences et Technologies de Lille

École Doctorale Sciences Pour l'Ingénieur

Composants pour la génération et la détection d'impulsions térahertz

THÈSE

présentée à l'Université des Sciences et Technologies de Lille le 10/05/2010
pour obtenir le titre de

Docteur de l'Université

spécialité Micro et Nanotechnologie Acoustique et Télécommunication

par

Olivier OFFRANC

Composition du jury

<i>Président :</i>	M. Paul Crozat
<i>Directeur de thèse :</i>	M. Jean-François Lampin
<i>Rapporteurs :</i>	M. Guilhem Gallot
	M. Patrick Mounaix
<i>Examineurs :</i>	M. Didier Decoster
	M. Olivier Vanbésien

Remerciements

Ce travail a été effectué à l’Institut d’Électronique, de Microélectronique et de Nanotechnologie (IEMN) dirigé par Monsieur **Alain CAPPY**, Professeur à l’Université des Sciences et Technologies de Lille. Je tiens à le remercier de m’avoir accueilli dans son laboratoire durant cette période. Je souhaite également remercier la Direction Générale de l’Armement (DGA) pour leur soutien financier.

Je suis très reconnaissant à Monsieur **Paul Crozat**, Professeur à l’Université Paris-Sud, de m’avoir fait l’honneur d’accepter de présider cette commission d’examen. Je remercie également Monsieur **Guilhem Gallot**, Chargé de Recherche au Laboratoire d’Optique et de Biosciences, ainsi que Monsieur **Patrick Mounaix**, Professeur à l’Université de Bordeaux, pour avoir accepté de juger ce travail en qualité de rapporteurs. Je remercie également Monsieur **Didier Decoster**, Professeur à l’Université des Sciences et Technologie de Lille, ainsi que Monsieur **Olivier Vanbesien**, Professeur à l’Université des Sciences et Technologie de Lille, d’avoir bien voulu examiner ce travail.

Je remercie particulièrement Monsieur **Jean-François LAMPIN**, Chargé de Recherche à l’IEMN, pour m’avoir proposé ce sujet de thèse passionnant. Ses compétences scientifiques ainsi que sa rigueur ont largement contribué aux résultats obtenus pendant ce travail.

J’exprime toute ma reconnaissance à Monsieur **Francis MOLLOT**, ancien Directeur de Recherche à l’IEMN, d’avoir accepté de diriger ces travaux jusqu’à sa retraite. Je le remercie pour son expertise au niveau de l’épitaxie et je tiens à lui souhaiter un repos bien mérité.

Je remercie Monsieur **Xavier WALLART**, Directeur de Recherche à l’IEMN, pour m’avoir accueilli au sein de l’équipe Epiphy. Les résultats obtenus en croissance sont en grande partie dus à son implication.

Bien évidemment l’ensemble des résultats obtenus est le fruit d’une étroite collaboration

avec plusieurs personnes que j'ai eu la chance de côtoyer. Tout d'abord celles au sein de l'équipe Epiphy dans laquelle se sont déroulés ces travaux. Je remercie **Christophe Coinon** et **Jean-Louis Codron** pour la qualité des couches épitaxiées à basse température.

Je tiens à remercier plus particulièrement **Emilien Peytavit** pour son aide précieuse lors de la réalisation des antennes cornets. **Tahsin Akalin** qui a su m'éclairer lors de nos nombreuses discussions scientifiques et extra-scientifiques. **Guillaume Ducournau** pour la réalisation du banc de caractérisation à 1,55 μm et ses explications. **Sylvie Godey** et **Sébastien Plissard** pour les mesures en DDX, TDX et EDX pour la caractérisation des couches. Enfin je remercie les autres membres de l'équipe passés et présents : **Catherine, Djamila, Éléonore, Dominique, Gabriel, Ludovic, Philippe** et **Sélim**.

Une partie de ces travaux ont été réalisés à la salle blanche de l'IEMN. Je remercie tout le personnel et les utilisateurs qui participent à la bonne ambiance de cette salle. En particulier, **Marc, Michel** et **François** pour les écritures au masqueur et leur disponibilité ainsi que **Pascal** pour ses conseils en lithographie, **Annie** et **André** pour les métallisations, **Christophe** pour la réalisation des masques optiques, de belles images MEB et pour les mesures EDX, **David** pour la caractérisation des DTR avec le FIB et enfin **Didier** pour les microsoudures et la réalisation des petites inductances.

L'autre partie s'est déroulée en salle de caractérisation où je remercie **Élisabeth** et **Sylvie** pour la caractérisation électrique des composants et en salle AFM où je remercie également **Dominique** pour son aide précieuse pour la caractérisation des DTR et pour les mesures sur les couches de GaAsSb-BT.

Je tiens particulièrement à remercier les différents occupants du bureau 103 qui ont su contribuer et qui contribuent à sa bonne ambiance. Tout d'abord **Alexandre** avec qui les discussions scientifiques ou non ont toujours été passionnantes, **Sophie** *les bons tuyaux* qui nous a tenu au courant des faits saillants dans le laboratoire, **Javier** grand spécialiste espagnol de basket et aux deux nouveaux **Ophélie** et **Ibrahim**.

Enfin, je voudrais finir ces remerciements par ma famille pour leur soutien et leur réconfort. Mais surtout par ma femme, **Gaëlle**, pour m'avoir soutenu dans les moments difficiles et de partager ma vie au quotidien.

Table des matières

Remerciements	2
Introduction générale	12
Bibliographie	19
1 Génération et détection de térahertz	22
1.1 Génération d'ondes térahertz	23
1.1.1 Génération de térahertz par voie électronique	23
1.1.1.1 Diode à effet tunnel résonnant	24
1.1.1.2 Les oscillateurs à base de transistors	25
1.1.1.3 Multiplication de fréquence	28
1.1.2 Génération de térahertz par voie optique	31
1.1.2.1 Laser à cascade quantique	31
1.1.2.2 Génération de térahertz par l'optique non-linéaire	33
1.1.3 Génération de térahertz par voie optoélectronique	38
1.1.3.1 Le photomélange	38
1.1.3.2 Régime impulsionnel	41
1.2 Détection du rayonnement térahertz	44
1.2.1 Détecteurs thermiques	44
1.2.1.1 Le bolomètre	45
1.2.1.2 Cellule de Golay	49
1.2.1.3 Détecteur pyroélectrique	50
1.2.2 Détecteurs électroniques	52
1.2.2.1 La diode Schottky	52
1.2.2.2 Détecteur térahertz à gaz d'électrons bidimensionnel	56
1.2.3 Détecteurs quantiques et optoélectroniques	59
1.2.3.1 Germanium dopé gallium ou dopé antimoine	59
1.2.3.2 Le photodétecteur infrarouge à puits quantiques	60

1.2.3.3	Échantillonnage optique	62
1.3	Conclusion	65
	Bibliographie	69
2	Le GaAsSb-BT pour la génération d'impulsions térahertz	78
2.1	Matériaux à temps de vie court	81
2.1.1	Défauts et/ou impuretés dans les matériaux à temps de vie court	82
2.1.1.1	Défauts de type impuretés	83
2.1.1.2	Défauts de type cristallin	83
2.1.2	L'épitaxie à basse température	86
2.1.2.1	L'épitaxie par jets atomiques moléculaires	87
2.1.2.2	La croissance à basse température	89
2.1.3	Méthodes de caractérisation des couches épitaxiées	91
2.1.3.1	Double diffraction de rayons X	91
2.1.3.2	Triple diffraction de rayons X	94
2.1.3.3	Analyse dispersive en énergie	96
2.2	Croissance et caractérisation du GaAsSb épitaxié à basse température	100
2.2.1	Croissance du GaAsSb épitaxié à basse température	100
2.2.2	Caractérisation des couches épitaxiées de GaAsSb-BT	104
2.2.2.1	Résultat des mesures TDX	104
2.2.2.2	Étude de la morphologie des couches au MEB et à l'AFM	106
2.3	Caractérisation optique et électrique du GaAsSb-BT	111
2.3.1	Mesures en transmission dans le GaAsSb-BT	112
2.3.2	Temps de vie des porteurs dans le GaAsSb-BT	116
2.3.2.1	Détermination du temps de vie par mesure pompe-sonde	118
2.3.3	Caractérisation électrique	122
2.3.3.1	Mesure par effet Hall	123
2.3.3.2	Courant d'obscurité	126
2.3.3.3	Mesure du photocourant	128
2.4	Conclusion	129
	Bibliographie	133
3	Étude d'un détecteur pour la détection d'impulsions térahertz	138
3.1	La diode à effet tunnel résonnant	138
3.1.1	Principe de fonctionnement de la diode à effet tunnel résonnant	139
3.1.2	Modèle petit signal	144
3.1.2.1	Discussion sur le modèle petit signal	146

3.2	Circuit monostable	148
3.2.1	Schéma du circuit monostable	149
3.2.2	Étude du circuit monostable	151
3.2.2.1	Circuit monostable à attaque indirecte	155
3.2.2.2	Circuit monostable à attaque directe	156
3.2.2.3	Bilan sur les deux configurations du circuit monostable . . .	157
3.2.3	Bruit dans le circuit monostable	157
3.3	Réalisation des diodes à effet tunnel résonnant	161
3.3.1	Caractérisation statique des diodes à effet tunnel résonnant	164
3.3.1.1	Caractérisation statique à température ambiante	164
3.3.1.2	Caractérisation statique à 77K	166
3.3.1.3	Caractérisation statique au FIB et à l'AFM	168
3.3.1.4	Conclusion des mesures statiques	170
3.4	Composants passifs pour le monostable	174
3.4.1	Inductance	174
3.4.1.1	Inductance discrète	177
3.4.1.2	Inductance intégrée	179
3.5	Simulation du circuit monostable	183
3.5.1	Simulation du monostable à attaque directe et indirecte	184
3.5.1.1	Résolution numérique des équations du circuit monostable .	184
3.5.1.2	Résultats de simulation	185
3.5.2	Simulation du circuit monostable complet à attaque directe	193
3.6	Conclusion	199
	Bibliographie	201
4	Dispositifs pour la génération et la détection de térahertz	204
4.1	Réponse transitoire d'antennes large bande en émission et réception	204
4.2	Les photodiodes à transport unipolaire InGaAs/InP	209
4.2.1	Les photodiodes à transport unipolaire GaAsSb/InP	211
4.3	Réalisation d'un photomélangeur à base d'UTC-PD GaAsSb/InP	212
4.3.1	Réalisation de l'UTC-PD GaAsSb/InP	213
4.3.2	Réalisation du photomélangeur	216
4.4	Réalisation du circuit monostable	222
4.4.1	Réalisation des diodes à effet tunnel résonnant	222
4.4.2	Réalisation du circuit	224
4.5	Conception d'une antenne photoconductrice à base de GaAsSb-BT	228

4.5.1	Réalisation du photocommutateur	228
4.6	Caractérisation de photomélanges à base d'UTC-PD GaAsSb/InP	230
4.6.1	Dispositif expérimental	230
4.6.2	Mesure du photocourant	231
4.6.3	Mesure fréquentielle	232
4.6.4	Conclusion	233
4.7	Caractérisation d'antennes photoconductrices à base de GaAsSb-BT	233
4.7.1	Dispositif expérimental	234
4.7.2	Caractérisation statique et dynamique des antennes photoconductrices	234
4.7.3	Conclusion	239
4.8	Une tentative : la photodiode à émission interne	241
4.8.1	Réalisation des photodiodes à émission interne	242
4.8.2	Mesure statique de la réponse	244
4.8.3	Conclusion	246
4.9	Conclusion	246
	Bibliographie	248
Conclusion générale		252
Annexes		256
	Modèle petit signal de la DTR	256
	Résolution numérique des équations du circuit monostable	259
	Schéma numérique monostable courant et tension	262
	Schéma numérique monostable complet	264
	Interpolation par splines d'ordre 3	267
	Bibliographie	271

Introduction générale

L'étude des ondes térahertz (10^{12} Hz) est aujourd'hui en plein essor. Cette gamme d'ondes qui s'étend de 100 GHz à 10 THz¹(figure 1) couvre l'énergie de vibration de nombreuses molécules, ce qui est idéal pour la spectroscopie et l'imagerie. En effet, le rayonnement térahertz est fortement absorbé par les molécules polaires (eau, ammoniac) et les porteurs libres des matériaux (métal, semiconducteur dopé, ...), par contre, il interagit très peu avec les molécules apolaires (éthylène, CO₂, ...).

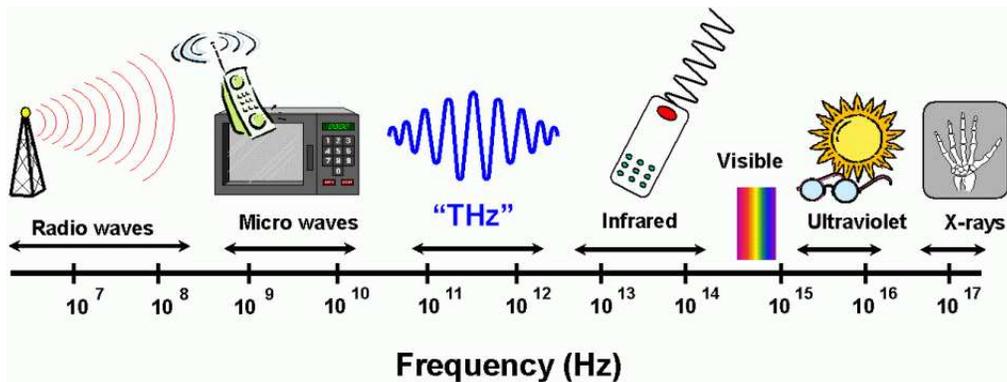


FIG. 1 – Spectre électromagnétique des ondes radios aux rayons X²

Toutes ces propriétés ont ouvert les portes vers de nombreuses applications, rendues possibles, grâce la mise au point de sources et de détecteurs de rayonnement térahertz. Ces éléments sont développés sur la base de sources lasers continues ou impulsionnelles puissantes et compactes, de transistors et de diodes Schottky avec des fréquences de coupure de plus en plus élevées (supérieures à la centaine de gigahertz). Dans le chapitre 1 nous aurons l'occasion de voir plus en détail les différentes sources et détecteurs.

Dans le domaine des télécommunications, une application possible des ondes térahertz est la communication à Ultra Large Bande (ULB ou UWB³ en anglais). La génération d'impul-

¹Ce domaine n'est pas officiellement défini, on peut trouver dans la littérature un intervalle de fréquence compris entre 300 GHz et 3 THz

²Extrait de <http://www.sp.phy.cam.ac.uk/SPWeb/research/thzcamera/WhatIsTHzImaging.htm>

³Ultra Wide Band

sions térahertz dont le spectre s'étend à des fréquences comprises dans la gamme térahertz permet d'atteindre une bande passante élevée avec une fréquence centrale supérieure à la centaine de gigahertz.

En augmentant la bande passante du signal, il est possible d'augmenter la capacité du canal de communication. D'après le théorème de Shannon la capacité C du canal en bit/s est donnée par la relation suivante :

$$C(B) = B \cdot \log \left(1 + \frac{P}{B \cdot N_0} \right) \quad (1)$$

où B est la bande passante du signal en Hertz, P la puissance du signal reçu en Watt et N_0 la densité spectrale de puissance d'un bruit blanc gaussien additif en W/Hz.

Cette propriété est déjà mise à profit à plus basse fréquence dans les communications ULB où le débit peut atteindre 200Mbits/s [1] avec une largeur de bande allant de 3,1 GHz jusqu'à 10,6 GHz dans le cadre de la norme en vigueur aux États-Unis. Un autre avantage est que la densité spectrale de puissance soit bien plus étalée, ce qui évite tout problème d'interférence avec d'autres systèmes de radiocommunication (figure 2). En effet, les systèmes conventionnels fonctionnent avec une porteuse et sont donc plutôt de type bande étroite. Avec la présence d'émetteur ULB, ils ne perçoivent qu'un faible bruit supplémentaire sur la largeur de bande qu'ils exploitent.

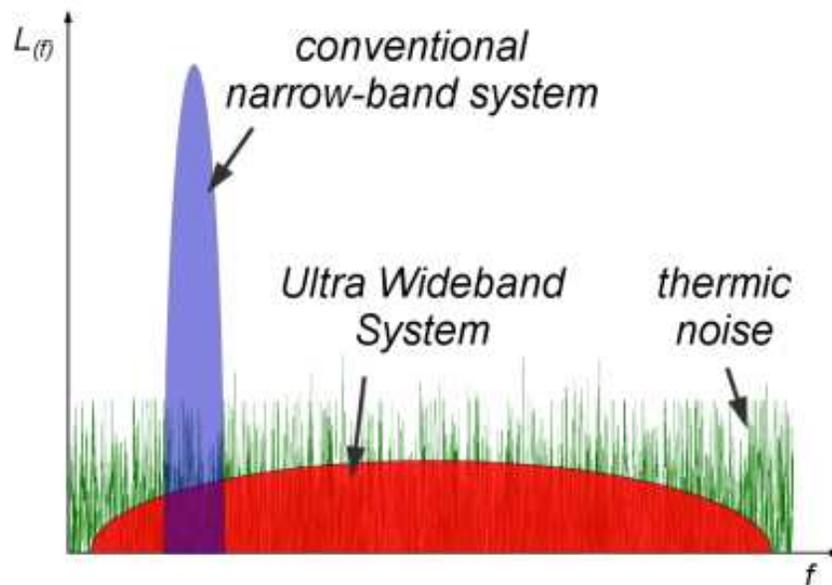


FIG. 2 – Densité spectrale de puissance en ULB

Cette technologie permet d'atteindre des débits très élevés mais sur de courtes distances

(typiquement la dizaine de mètres) du fait des faibles puissances mises en jeu. Au-delà, le débit s'écroule très rapidement et devient inférieur aux systèmes de type bande étroite. Le domaine de prédilection pour ce type de communication est le sans fil local, comme par exemple dans les applications multimédia entre un ordinateur de bureau et la télévision.

Toujours dans le domaine des télécommunications mais à des fréquences térahertz, les laboratoires de recherche de la société japonaise NTT⁴ ont mis au point une liaison sans fil de 10 GBits/s à une fréquence porteuse de 120 GHz[2]. Cette liaison de 3 km a permis la transmission de 6 chaînes télévisées hautes définitions sans compression des données. Une autre liaison à 250 GHz a également été réalisée mais avec un débit de 8 GBits/s sur une distance de 50 cm[3]. D'après les auteurs, le débit est principalement limité par la bande passante du détecteur. Pour ces deux liaisons, la modulation utilisée est une modulation par déplacement d'amplitude (MDA ou ASK⁵ en anglais) qui dans sa forme la plus simple est en *tout ou rien*. Elle est l'équivalent numérique de la modulation d'amplitude analogique : à partir d'un certain seuil le signal détecté est symbolisé par un '1' logique et en-dessous par un '0' logique.

Les térahertz trouvent également des applications en spectroscopie. Le principe de la mesure est illustré sur la figure 3. La source térahertz envoie l'onde électromagnétique sur

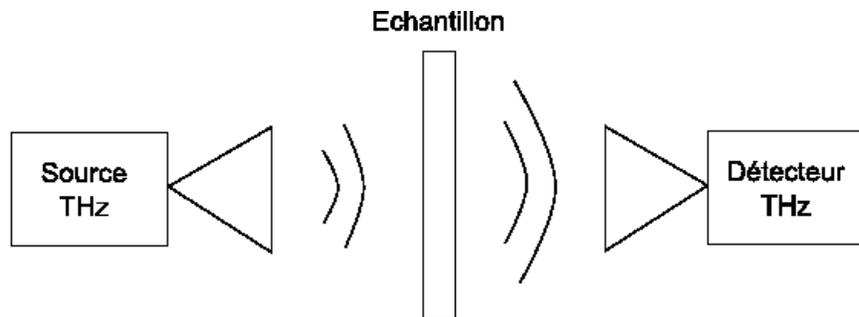


FIG. 3 – Schéma de principe d'un montage pour la spectroscopie

l'échantillon à étudier puis un détecteur situé derrière l'échantillon récupère le signal transmis. Il y a deux approches pour réaliser cette mesure. La première consiste à utiliser une source de rayonnement térahertz continue et la deuxième une source impulsionnelle. Nous ne parlerons ici que de l'approche optoélectronique pour générer ces ondes. Pour la génération continue nous utiliserons le battement de deux lasers de pulsation respective ω_1 et ω_2 pour générer une onde électromagnétique continue de fréquence égale à $\omega_2 - \omega_1$. Le rayonnement transmis par l'échantillon est mesuré à l'aide d'un bolomètre par exemple ou par tout autre dispositif sensible aux rayonnements térahertz. Dans cette configuration la résolution de la mesure est

⁴Nippon Telegraph and Telephone

⁵Amplitude Shift Keying

définie par la largeur spectrale de la raie des lasers utilisés pour le battement.

En ce qui concernent la mesure impulsionnelle, elle se fait à l'aide d'un laser impulsionnel avec un taux de répétition fixe d'environ 80 MHz pour un laser titane/saphire. Le détecteur est lui plus complexe que dans le cas de la source térahertz continue puisqu'il s'agit de reconstruire la forme temporelle de l'impulsion térahertz transmise par l'échantillon mesuré. Une fois cette impulsion reconstituée, l'application de la transformée de Fourier permet de passer dans le domaine fréquentiel. La résolution est cette fois ci donnée par la fenêtre temporelle de l'échantillonnage qui est au maximum l'inverse de la fréquence de répétition du laser impulsionnel.

Un exemple de mesure spectroscopique, avec un rayonnement térahertz continu, est illustré sur la figure 4. Sur cette figure sont présentés les résultats de la mesure de la fumée de cigarette effectuée par Bigourd *et al* [4]. La fumée de cigarette contient plusieurs molécules plus ou moins polaires comme le cyanure d'hydrogène (HCN), le monoxyde de carbone (CO), le formaldéhyde (H₂CO) et l'eau (H₂O). Au niveau expérimental, la cellule utilisée

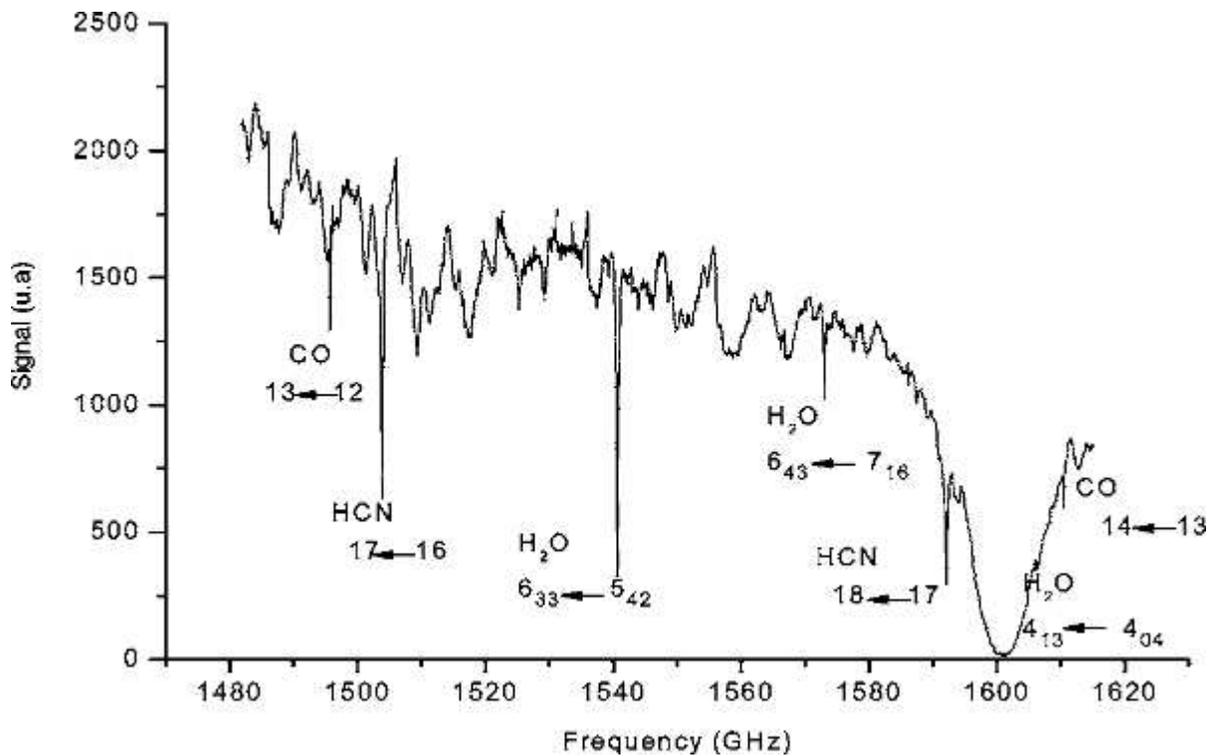


FIG. 4 – Spectre de la fumée de cigarette à 294K à une pression de 20hPa.

pour contenir la fumée de cigarette fait 1,28 mètre de long et la source térahertz est un photomélangeur en GaAs épitaxié à basse température.

L'intérêt supplémentaire d'utiliser des ondes térahertz pour cette mesure est la longueur d'onde de ce rayonnement (de l'ordre du millimètre) qui permet de traverser la fumée de

cigarette sans être diffusée. La diffusion a lieu quand la longueur d'onde du rayonnement est de l'ordre de la taille des grains composants la fumée.

Le même type de mesure peut être envisagé avec une photodiode à transport unipolaire qui permet de générer plus de puissance térahertz. Il a été démontré la possibilité de mesurer les raies d'absorption dans de la vapeur d'eau contenu sur un trajet de 25 cm dans l'air ambiant[5].

Après avoir vu des applications possibles dans les télécommunications et la spectroscopie, nous allons clore cette introduction par un dernier exemple d'application des térahertz : l'imagerie.

La faible interaction du rayonnement térahertz avec les molécules non-polaires (tissu, polymère, papier) permet d'obtenir des images jusque là impossibles à obtenir avec les méthodes classiques telles que l'imagerie infra-rouge ou avec les longueurs d'ondes du visible.

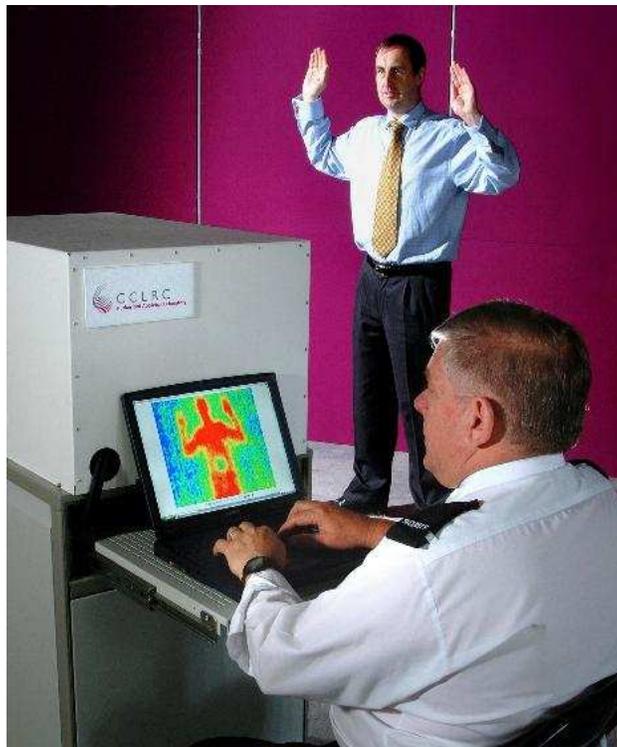
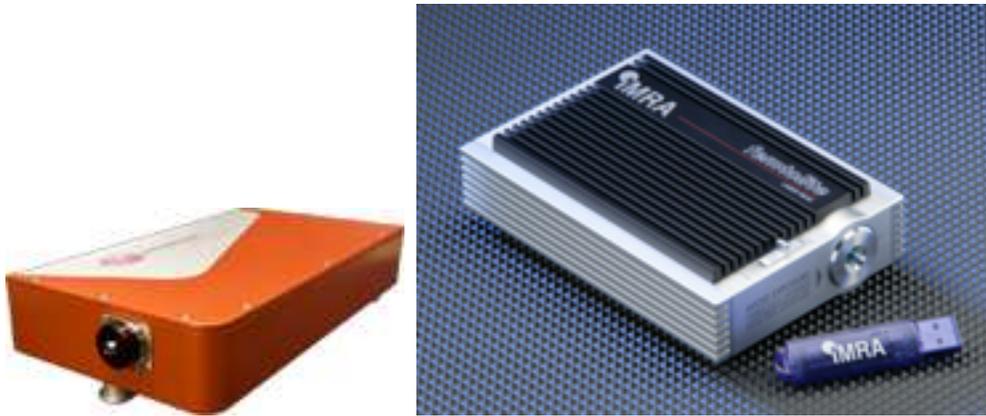


FIG. 5 – Exemple d'imagerie térahertz dans le domaine de la sécurité⁶

Les applications couvrent un très vaste domaine comme la sécurité dans les transports avec la possibilité de *voir* sous les vêtements des passagers pour détecter d'éventuels objets dangereux (figure 5) ou dans le médical pour détecter des cancers du derme par exemple.

⁶Extrait de <http://www.thznetwork.org/wordpress/index.php/thz-images>

Dans le cadre de cette thèse nous nous intéresserons surtout au développement de composants optoélectroniques sensibles aux longueurs d'ondes supérieures à un micron pour plusieurs raisons. La première est d'ordre économique puisque il existe déjà sur le marché l'optique adaptée à ces longueurs d'ondes issue des télécommunications optiques. Les sources lasers sont également disponibles avec des lasers solides à pompage direct par diodes lasers à $1,06\mu\text{m}$ et $1,55\mu\text{m}$. Par exemple sur la figure 6(a), il s'agit d'un laser impulsionnel compact fabriqué par la société Amplitude Systèmes⁷ émettant à 1030 nm pour une puissance moyenne supérieure à 1 W avec des impulsions à mi-hauteur inférieures à 200 fs et un taux de répétition de 50 MHz. Les dimensions sont de 585 x 194 x 102 mm pour respectivement la longueur, la largeur et la hauteur. Le laser présenté sur la figure 6(b) est un laser impulsionnel



(a) Laser impulsionnel à 1030 nm de la société Amplitude Systèmes (b) Laser impulsionnel à 1560 nm comparé à une clé USB de la société IMRA

FIG. 6 – Exemple de sources lasers puissantes et compactes

de la société IMRA⁸ émettant à une longueur d'onde de 1560 nm. La puissance moyenne de ce laser est de 60 mW avec des durées d'impulsions à mi-hauteur de 100 fs pour un taux de répétition de 50 MHz. Les dimensions de ce laser compact sont de 215 x 200 x 89 mm pour respectivement la longueur, la largeur et la hauteur.

La technologie des lasers compacts et puissants est suffisamment mature pour offrir des caractéristiques suffisantes permettant d'envisager des systèmes optoélectroniques d'émission d'impulsions térahertz.

La deuxième raison est plus théorique et concerne le rendement quantique du photodétecteur. En effet, pour une même puissance optique, le nombre de photons est plus important aux grandes longueurs d'onde qu'aux plus courtes. Cela se traduit, pour une même puissance optique, à plus d'électrons photo-générés et donc à un photocourant plus important.

⁷Site internet <http://www.amplitude-systemes.com>

⁸Site internet <http://www.imra.com>

Le premier chapitre fera l'objet d'un état de l'art sur les méthodes utilisées pour générer et détecter un rayonnement électromagnétique dans la gamme térahertz. Nous verrons uniquement les méthodes de génération et de détection les plus utilisées et les plus prometteuses.

Le deuxième chapitre sera consacré à la croissance du GaAsSb épitaxié à basse température pour la réalisation de photocommutateurs sensibles à $1,06\mu\text{m}$ pour la génération de térahertz. Nous aborderons dans un premier temps les conditions de croissance de ce matériau et la caractérisation cristallographique. Puis dans un deuxième temps, les différentes mesures électriques et optiques réalisées pour comprendre l'influence des paramètres de croissance et de recuit sur la résistivité ainsi que le temps de vie de ce matériau.

Dans le troisième chapitre, nous discuterons du développement d'un circuit monostable à base d'une diode à effet tunnel résonnant pour la détection d'impulsions térahertz. Une première partie portera sur l'étude, la réalisation et la caractérisation de la diode à effet tunnel résonnant. La deuxième partie consistera à l'étude et la simulation du circuit monostable pour estimer la valeur des composants nécessaires au bon fonctionnement du circuit. Pour cette simulation, une modélisation des différents composants du circuit sera faite.

Enfin, le quatrième et dernier chapitre traitera de la réalisation technologique de photocommutateurs à base de GaAsSb épitaxié à basse température, de photodiodes à transport unipolaire à couche d'absorption en GaAsSb pour la génération et finalement du circuit monostable pour la détection d'impulsions térahertz.

Bibliographie

- [1] D. Porcino and W. Hirt. Ultra-wideband radio technology : potential and challenges ahead. *Communications Magazine, IEEE*, 41(7) :66–74, July 2003.
- [2] T. Nagatsuma, A. Hirata, Y. Sato, R. Yamaguchi, H. Takahashi, T. Kosugi, M. Tokumitsu, H. Sugahara, T. Furuta, and H. Ito. Sub-terahertz wireless communications technologies. In *Applied Electromagnetics and Communications, 2005. ICECom 2005. 18th International Conference on*, pages 1–4, 2005.
- [3] H.-J. Song, K. Ajito, A. Hirata, A. Wakatsuki, T. Furuta, N. Kukutsu, and T. Nagatsuma. Multi-Gigabit Wireless Data Transmission at over 200-GHz. In *Infrared, Millimeter and Terahertz Waves, 2009. IRMMW-THz 2009. 34th International Conference on*, 2009.
- [4] D. Bigourd, A. Cuisset, F. Hindle, S. Matton, E. Fertein, R. Bocquet, and G. Mouret. Detection and quantification of multiple molecular species in mainstream cigarette smoke by continuous-wave terahertz spectroscopy. *Optics letters*, 31(15) :2356–2358, 2006.
- [5] A. Beck, G. Ducournau, M. Zaknoune, E. Peytavit, T. Akalin, J.F. Lampin, F. Mollot, F. Hindle, C. Yang, and G. Mouret. High-efficiency uni-travelling-carrier photomixer at 1.55 μm and spectroscopy application up to 1.4 THz. *Electronics Letters*, 44(22) :1320–1321, 23 2008.

Chapitre 1

Génération et détection de térahertz

La génération d'ondes électromagnétiques térahertz (10^{12} Hz) par des dispositifs portables, accordables et fonctionnant à température ambiante reste le principal frein au développement de nombreuses applications (imagerie médicale, spectroscopie, détection de gaz ou de polluants).

Pour la génération des ondes térahertz, trois approches se sont révélées prometteuses et font l'objet de travaux intensifs : les approches électronique, optique et optoélectronique.

L'approche électronique étudie les nouvelles techniques et méthodes pour repousser la fréquence de coupure des composants. Pour cela l'étude et l'utilisation de matériaux à forte mobilité comme l'InAs ou l'InSb avec des mobilités électroniques respectives de $\mu_e=30000\text{cm}^2/\text{Vs}$ et $\mu_e=80000\text{cm}^2/\text{Vs}$ permettent d'augmenter la fréquence de coupure des composants. D'autres techniques comme la multiplication de fréquences permettent également d'obtenir des résultats intéressants.

En optique, l'idée consiste à partir du domaine des infrarouges et à diminuer la fréquence des lasers. Pour cela il y a deux approches, la première consiste à réaliser directement des lasers rayonnant dans la gamme de fréquence térahertz. La deuxième est de partir des sources lasers infrarouges existantes et d'utiliser des phénomènes non-linéaires dans des cristaux pour diminuer la fréquence.

Enfin, l'optoélectronique combine les approches optique et électronique. Les lasers dans le domaine de l'infrarouge qu'ils soient continus ou impulsionnels permettent d'atteindre des fréquences dans la gamme du térahertz. Pour les lasers impulsionnels, l'enveloppe de cette impulsion est de forme gaussienne avec une largeur à mi-hauteur de l'ordre de la centaine de femtosecondes ce qui correspond à une fréquence de coupure à -3dB de l'ordre de 2 THz. Pour les lasers continus, à l'aide d'une non-linéarité dans la détection de deux faisceaux optiques issus de deux lasers continus infrarouges superposés spatialement, il est possible de créer un

battement de fréquence de l'ordre du térahertz ; cette technique est appelée photomélange.

Que le laser utilisé soit impulsionnel ou continu, un photodétecteur est nécessaire pour détecter l'enveloppe (phénomène non-linéaire) et la transformer en impulsion électrique dans le cas du laser impulsionnel ou de créer la non-linéarité nécessaire pour obtenir le battement de fréquence entre les deux lasers continus.

La détection du rayonnement térahertz peut être délicate en raison de l'énergie des photons compris entre 1,2 meV (300 GHz) et 12,4 meV (3 THz). En comparaison l'énergie thermique à température ambiante (300 K) est d'environ 26 meV. Elle est particulièrement plus délicate pour les détecteurs dont le fonctionnement est basé sur des transitions électroniques suite à l'absorption d'un photon térahertz.

Les détecteurs permettant d'accéder à la phase sont dit cohérents contrairement aux détecteurs incohérents qui ne mesurent que la puissance du rayonnement. Dans les détecteurs cohérents, les propriétés physiques modifiées par le rayonnement sont proportionnelles au champ électrique alors que dans le cas des détecteurs incohérents elles sont proportionnelles au module du carré du champ électrique.

Un détecteur est caractérisé par trois paramètres : sa réponse en V/W ou A/W, la puissance équivalente du bruit (PEB ou NEP¹ en anglais) en $W/\sqrt{\text{Hz}}$ et son temps de réponse. Les détecteurs peuvent se regrouper selon trois principes physiques de fonctionnement. Le premier est de type thermique, les photons térahertz sont convertis en chaleur. Les détecteurs basés sur ce principe sont larges bandes. Le deuxième est de type électronique, le signal térahertz est capté par une antenne et traité par de l'électronique par différentes techniques. Enfin le troisième principe est quantique, le rayonnement térahertz est absorbé par des électrons dans un semiconducteur.

Dans ce chapitre nous allons voir les différents principes physiques à la base des techniques mises en œuvre pour générer et détecter le rayonnement térahertz.

1.1 Génération d'ondes térahertz

1.1.1 Génération de térahertz par voie électronique

La génération de térahertz par voie électronique utilise des composants alimentés par une tension de polarisation continue qui sont capables à l'aide de composants extérieurs d'osciller à ces fréquences. La fréquence maximale d'oscillation est principalement fixée par le temps

¹Noise Equivalent Power

de transit des électrons dans la zone active et par les inévitables capacités parasites dues aux zones déplétées dans les composants.

Les moyens technologiques actuels permettent de miniaturiser les composants à l'échelle de la centaine de nanomètres et d'utiliser des matériaux à forte mobilité électronique. Le temps de transit des électrons est réduit, ainsi que les capacités parasites, grâce à la diminution de la section des zones actives que traverse la densité de courant.

1.1.1.1 Diode à effet tunnel résonnant

La diode à effet tunnel résonnant (DTR ou RTD² en anglais) est un composant largement étudié pour atteindre des fréquences de l'ordre du térahertz. Un tel composant peut être au cœur d'un nouveau type de réseau de communication sans fil, rapide et de courte portée (cette gamme de fréquence présente des raies d'absorption dans l'atmosphère) avec un très grand débit de données. Mis à part le domaine des télécommunications, la DTR peut être utilisée dans les circuits numériques tels que les convertisseurs analogiques-numériques, les mémoires et les bascules. Ce domaine d'application des DTR est couvert par la technologie MOBILE³ qui associe deux DTR montées en tête-bêche. Ces circuits mettent à profit la caractéristique $I(V)$ fortement non-linéaire des DTR et leurs très faible temps de commutation, inférieur à la picoseconde. Un autre avantage de ce composant est sa structure de base relativement simple (un puits de potentiel et deux barrières) qui permet de l'intégrer dans les circuits intégrés. Cette technologie est maintenant rendue possible en technologie silicium depuis les excellents résultats obtenus sur des hétérostructures Si/SiGe ($J_{pic}=282\text{kA/cm}^2$ et $J_{pic}/J_{vallee}=2,4$)[1].

C'est pour toutes ces raisons que l'on continue à étudier ce composant depuis plus de 20 ans, d'autant plus que le besoin de travailler à ces fréquences se fait sentir aussi bien dans le domaine des télécommunications que dans celui des circuits numériques.

Pour monter en fréquence, il faut minimiser la capacité parasite de jonction en diminuant la section de la zone active de la DTR. Cela nécessite des densités de courant élevées pour maintenir le courant au pic constant. Cette capacité est à l'origine de la limitation de la montée en fréquence de la plupart des composants par la constante de temps RC.

La plus haute fréquence d'oscillation atteinte par une DTR à base d'antimoine est de 712 GHz. Elle a été réalisée par Söderström *et al* avec le couple de matériau InAs/AlSb[2] et caractérisée par Brown *et al* en 1991[3]. Les derniers résultats sur les DTR montrent que la technologie GaInAs/AlAs présente des résultats à l'état de l'art. Il est à noter que cette structure a fait l'objet de beaucoup de publications pour optimiser la structure par rapport aux DTR à base d'antimoine. Les derniers résultats reportés présentent des fréquences d'os-

²Resonant Tunnelling Diode

³MOBILE : MONostable - BInstable Logic Element

cillation de 831 GHz[4] et 915 GHz[5] pour des diamètres de respectivement 1 μm et 0,9 μm . Le tableau 1.1 présente quelques résultats relevés dans la littérature. Les derniers résultats

Technologie Référence	Type d'oscillation	Fréquence (GHz)	Puissance de sortie (μW)	Densité de courant au pic (J_{pic}/J_{vallee})
GaInAs/AlAs[5]	Fondamentale	915	$\approx 0,01$	
GaInAs/AlAs[4]	Fondamentale	831	1	
InAs/AlSb[3]	Fondamentale	712	0,3	370kA/cm ² (≈ 3)
GaInAs/AlAs[6]	Fondamentale	587	8	400kA/cm ² (≈ 2)
GaInAs/AlAs[7]	Fondamentale Harmonique 3	342 1020	23 0,6	300kA/cm ² (≈ 2)

TAB. 1.1 – Puissance de sortie et fréquence d'oscillation de DTR reportées dans la littérature.

obtenus sur les DTR avec le couple GaInAs/AlAs remettent dans la course ces composants pour la génération de térahertz. À l'heure actuelle, le moyen le plus efficace pour atteindre le térahertz reste tout de même la génération d'harmoniques.

Nous avons vu dans l'introduction que la technique de télécommunication Ultra-Large Bande (ULB ou UWB⁴ en anglais) utilisait des impulsions pour communiquer. Dans cette technologie le récepteur est équipé d'un détecteur d'impulsion. Dans le brevet déposé par Ross[8], une diode tunnel est utilisée comme détecteur. La DTR sera étudiée plus largement dans le chapitre 3 lors de l'étude du détecteur d'impulsion térahertz.

1.1.1.2 Les oscillateurs à base de transistors

Le transistor a été découvert en 1947 par John Bardeen, William Shockley et Walter Brattain. Il fait parti des briques élémentaires de l'électronique moderne. Il existe différents types de transistor selon le principe physique sous-jacent à la commande de l'intensité du courant comme par exemple le transistor bipolaire ou le transistor à effet de champ.

Ce composant peut réaliser diverses fonctions allant des circuits logiques aux circuits analogiques. En statique, il est caractérisé par son gain en courant $\beta = I_C/I_B$ et en dynamique par la fréquence de transition (f_t) et la fréquence maximale d'oscillation (f_{max}). La fréquence de transition est la fréquence pour laquelle le gain en courant devient unitaire et la fréquence maximale d'oscillation délimite le fonctionnement actif du transistor (gain en puissance unitaire).

⁴Ultra Wideband

Pour atteindre le térahertz, deux types de transistors ont montré des résultats intéressants : le transistor à haute mobilité électronique (THME ou HEMT⁵ en anglais) et le transistor bipolaire à hétérojonction (TBH ou HBT⁶ en anglais).

Le transistor HEMT permet d'atteindre des fréquences de coupure dans la gamme du térahertz grâce à son astucieuse structure de bande, figure 1.1(a). Pour augmenter la conductivité d'un semiconducteur, il faut le doper en introduisant des impuretés. Malheureusement ces impuretés dégradent la mobilité des électrons dans le semiconducteur et diminue la fréquence de coupure du transistor. La structure du HEMT permet de résoudre ce problème

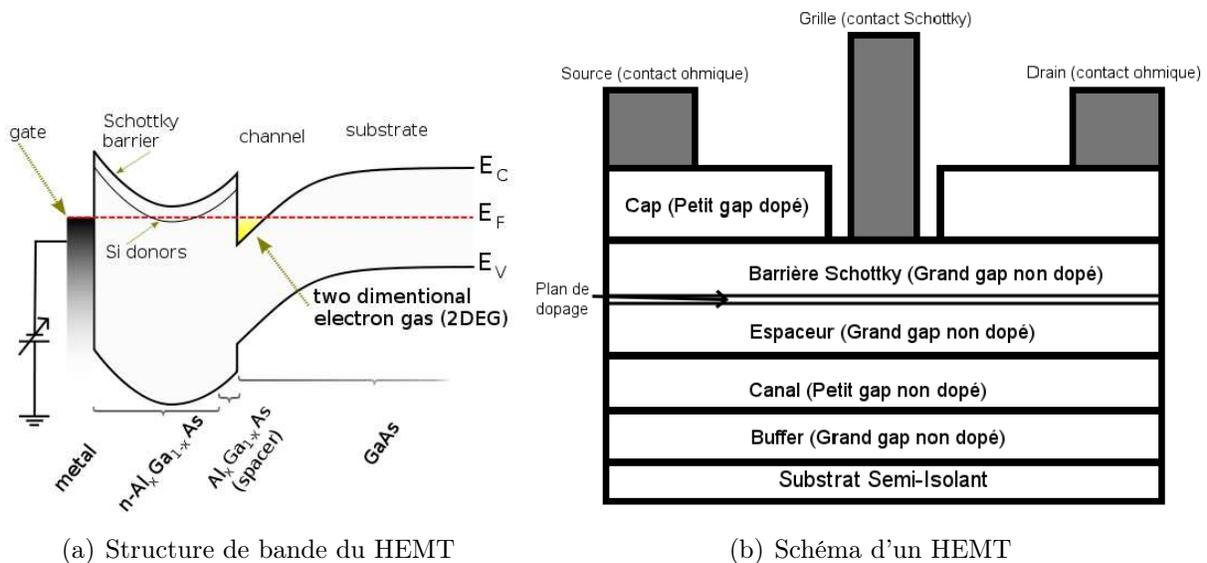


FIG. 1.1 – Transistor HEMT

en réalisant une hétérostructure dont un des semiconducteurs va être dopé pour servir de réservoir d'électrons tandis que l'autre servira de canal de transport, figure 1.1(b). Ainsi pour ce semiconducteur on choisira un matériau avec une excellente mobilité, généralement un matériau avec une petite bande interdite. L'espaceur permet de bloquer la diffusion des éléments utilisés pour le dopage dans le canal de conduction. La commande du courant se fait à l'aide d'un contact Schottky, réalisé à partir de la grille qui permet de moduler la densité d'électrons dans le canal et donc la conductivité de celui-ci.

Herbert Kroemer est à l'origine de la structure du HBT dont les germes sont apparus dans un article publié en 1957[9] puis qui a été développée dans une série d'autres

⁵High Electron Mobility Transistor

⁶Heterojunction Bipolar Transistor

articles[10][11][12]. Le transistor HBT est une amélioration du transistor bipolaire qui utilise une hétérojonction pour l'émetteur et la base, figure 1.2(a). Les matériaux sont choisis de manière à créer une barrière de potentiel dans la bande de valence pour bloquer les trous diffusant de la base vers l'émetteur. Par contre, la discontinuité d'énergie dans la bande de conduction est minimisée pour faciliter le transport des électrons de l'émetteur vers la base. Cette structure permet donc d'augmenter le dopage de la base et finalement de diminuer sa

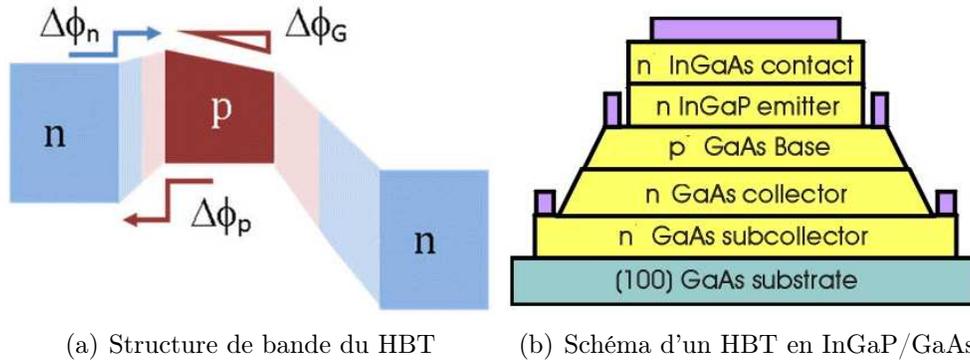


FIG. 1.2 – Transistor HBT

résistivité tout en conservant le gain en courant du transistor. Le dopage de la base est une des limitations du transistor bipolaire puisqu'il faut, pour optimiser le gain, que le dopage de l'émetteur soit plus important que celui de la base. Le HBT permet de s'affranchir de cette limitation.

Le tableau 1.2 regroupe quelques résultats publiés dans la littérature.

Type de transistor	Référence	Matériau	f_t/f_{max} (GHz)
HEMT	[13]	GaInAs/AlInAs	554/358
HEMT	[14]	InAs/AlSb	165/115
HBT	[15]	InGaAs/InGaAs	710/340

TAB. 1.2 – Résultats fréquentiels de transistors.

Pour la génération de fréquence au-delà de 100 GHz dans la gamme térahertz, la topologie *push-push*, proposé par Pavio *et al* [16] en 1985, est la plus utilisée. Elle présente un faible bruit de phase qui se traduit par un coefficient de qualité plus élevé. Ces caractéristiques sont nécessaires pour le développement de systèmes de communication numérique sans fil[17] à très haut-débit.

Cette topologie est composée de deux oscillateurs en opposition de phase dont le signal est combiné à l'aide d'un combinateur de puissance. Un schéma de principe est présenté sur

la figure 1.3. Le principe de cet oscillateur est d'additionner les harmoniques de rang pair des

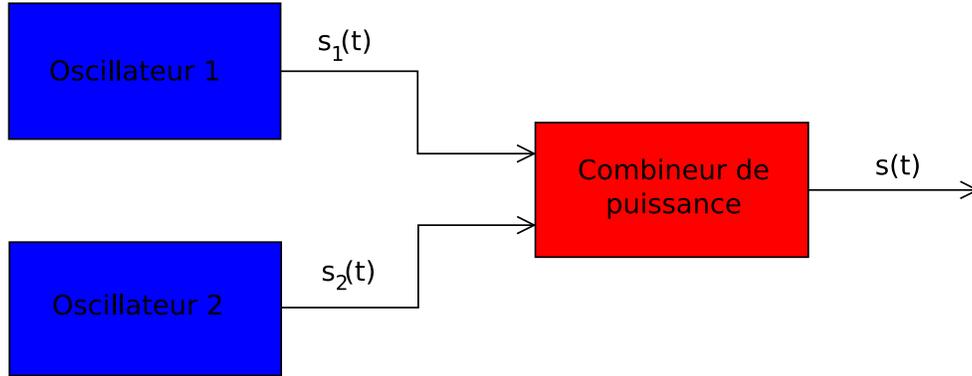


FIG. 1.3 – Schéma de principe d'un oscillateur *push-push*.

deux oscillateurs et de supprimer les harmoniques de rang impair. À la sortie, le signal est le double de la fréquence fondamentale des oscillateurs avec des harmoniques de rang pair. Le formalisme mathématique de cette oscillateur peut s'écrire simplement à partir des signaux $s_1(t)$ et $s_2(t)$ issus respectivement de l'oscillateur 1 et 2. Les signaux étant périodiques la décomposition en série de Fourier s'écrit :

$$s_1(t) = V_0 + \sum_{n=1}^{\infty} V_n \sin(\omega_n t + \phi)$$

$$s_2(t) = V_0 + \sum_{n=1}^{\infty} V_n \sin(\omega_n t + \phi + n\pi)$$

Le combineur de puissance permet d'additionner vectoriellement les signaux $s_1(t)$ et $s_2(t)$ d'où :

$$s(t) = s_1(t) + s_2(t) = 2V_0 + \sum_{n=2,4,..}^{\infty} 2V_n \sin(\omega_n t + \phi)$$

Pour obtenir de bons résultats, il est important que les deux oscillateurs soient stabilisés à la même fréquence et que la phase soit verrouillée. Le tableau 1.3 regroupe quelques résultats obtenus avec cette topologie.

1.1.1.3 Multiplication de fréquence

La multiplication de fréquence est une approche indirecte pour générer des ondes dans la gamme térahertz. En partant du constat que les approches directes (transistors, diodes) ne permettent pas encore de générer suffisamment de puissance au-delà de 300 GHz, l'idée est de

Technologie	f_t (GHz)	f_{max} (GHz)	Fréquence (GHz)	Puissance de sortie (μ W)
GaAs HEMT	90	160	135	631
InP HEMT	340	>400	155	10
			213	1
CMOS	-	-	192	10
CMOS[18]	-	-	410	0,02
SiGe HBT	200	>200	140	631
			150	316
SiGe HBT	200	275	180	316
SiGe HBT	200	275	192	355
InP HBT	320	280	184	1000
			215	63
InP HBT	405	335	210	>1500
			235	>1250
			285	>398

TAB. 1.3 – Résultats d’oscillateurs de type *push-push* fonctionnant au-delà de 100 GHz[19].

partir de sources puissantes disponibles à plus basse fréquence et de multiplier la fréquence autant de fois que nécessaire pour atteindre la fréquence désirée. La multiplication de fréquence est basée sur la génération d’harmoniques par une non-linéarité d’un composant. Ces dispositifs ont tout d’abord été utilisés dans les domaines de la radioastronomie et spatiale.

Le système est composé de plusieurs étages de multiplication, eux-mêmes constitués de plusieurs éléments. Il est généralement attaqué par une source d’environ 100mW à une fréquence de l’ordre de la centaine de gigahertz. Un étage de multiplication est constitué d’un guide d’onde d’entrée, d’un élément non-linéaire, d’une ligne de transmission et d’un guide d’onde de sortie avec une fréquence de coupure supérieure au guide d’onde d’entrée. Le dernier guide d’onde permet de supprimer la fréquence en entrée et ne laisse passer que la fréquence multipliée. L’inconvénient majeur de ce système, inhérent à la mise en cascade de plusieurs étages, est la faible puissance disponible en sortie, celle-ci étant d’autant plus faible que le nombre d’étages de multiplication est élevé.

La non-linéarité utilisée pour la multiplication de fréquence peut être d’origine résistive ou réactive. Dans le premier cas, c’est la variation de la résistance différentielle du composant qui va être mise à profit. Cependant cette technique est limitée par un rendement théorique variant en $1/n^2$ où n représente le rang d’harmonique. Dans le deuxième cas, c’est la non-linéarité de la réactance qui va permettre la multiplication de fréquence. Dans ce cas de figure, d’après les lois de Manley-Rowe, le rendement de conversion peut atteindre 100% en

l'absence de pertes résistives.

Les éléments non-linéaires les plus fréquemment utilisés dans l'étage de multiplication sont la diode Schottky varactor et la diode HBV⁷.

La diode Schottky varactor est une jonction métal-semiconducteur légèrement dopée. La tension appliquée aux bornes de la diode permet de moduler l'épaisseur de la zone désertée dans le semiconducteur. La capacité de jonction du composant est alors commandée en tension.

La diode HBV est composée d'une simple barrière de potentiel réalisée à partir d'une hétérostructure. Elle est constituée d'un empilement de trois couches de bande interdite différentes. La plus grande permet de réaliser la barrière. Cette structure a été proposée en 1989 par Kollberg *et al* [20]. La fonction reliant la capacité de jonction à la tension aux bornes de la diode HBV est paire. Cela permet d'éliminer naturellement les harmoniques de rang pair et de concevoir des multiplicateurs à plus haut rang harmonique (multiplication par 3 au lieu de 2). De plus ce composant peut être utilisé sans polarisation contrairement à la diode Schottky varactor.

Le tableau 1.4 présente quelques résultats obtenus par multiplication de fréquence avec diodes Schottky. Pour la plupart de ces résultats et en général, la puissance d'entrée est

Technologie Référence	Configuration	Fréquence (GHz) (Bande passante (%))	Puissance de sortie (mW)
Diode Schottky[21]	x2x2x2x2	1496 (8)	>10 μ W à T=120K
Diode Schottky[22]	x2x2x2	775 (8)	1,1 (crête)
	x2x2x3	1200 (6)	0,1 (crête)
	x2x2x2x2	1504 (6)	0,015 (crête)
	x2x3x3	1640 (4)	0,021 (crête)
Diode Schottky[23]	x2x3x3	1657,5 (2,25)	>5 μ W - 21 μ W _{crête}
	x2x3x3	1667,5 (4)	>10 μ W à T=120K 86 μ W _{crête}
	x2x3x3	1642,5 (5,6)	>10 μ W à T=120K 100 μ W _{crête}
Diode Schottky[24]	-	1850 (3)	1-3 μ W

TAB. 1.4 – Puissance térahertz générée par différents multiplicateurs de puissance.

limitée à la centaine de milliwatt pour des raisons de tenue en puissance de l'étage d'entrée et de durée de vie.

⁷Heterostructure Barrier Varactor

1.1.2 Génération de térahertz par voie optique

L'approche optique consiste à diminuer la fréquence ou augmenter la longueur d'onde des sources, ces deux valeurs étant liées par la relation $\nu = c/n\lambda$. En pratique les sources sont des lasers et les méthodes utilisées sont la réalisation de laser fonctionnant à des fréquences térahertz ou l'utilisation de phénomènes non-linéaires pour réduire la fréquence.

La principale difficulté rencontrée pour la conception de lasers térahertz est le faible niveau d'énergie des transitions radiatives comparé à l'énergie thermique à la température ambiante.

Les principaux phénomènes d'optique non-linéaires utilisés pour la génération de térahertz sont d'ordre 2. La conversion du signal de pompe en signal térahertz est limitée théoriquement par les lois de Manley-Rowe.

1.1.2.1 Laser à cascade quantique

Les lasers à cascade quantique (LCQ ou QCL⁸ en anglais) sont des lasers à semiconducteurs capables d'émettre dans l'infrarouge moyen ($3\mu\text{m} < \lambda < 24\mu\text{m}$ ou $12,5 \text{ THz} < f < 100 \text{ THz}$) et lointain ($60\mu\text{m} < \lambda < 250\mu\text{m}$ ou $1,2 \text{ THz} < f < 5 \text{ THz}$). Le QCL est basé sur l'idée proposée par Suris *et al* [25] qui consiste à désexciter un électron par une transition intra-bande d'un puits quantique et de répéter plusieurs fois cette opération. La structure a donc un meilleur rendement quantique puisque un électron est capable de générer plusieurs photons. Elle a également la particularité d'être unipolaire puisque un seul type de porteurs participe à la création de photons contrairement au laser à injection où les électrons et les trous sont mis en jeu. Il a fallu attendre les progrès technologiques de la croissance par épitaxie par jets moléculaires (EJM ou MBE⁹ en anglais) pour voir l'arrivée des super-réseaux permettant la réalisation d'une telle structure. C'est en 1994 que Faist *et al* [26] ont réalisé le premier QCL aux AT&T Bell *Laboratories* fonctionnant à une longueur d'onde de $4,3\mu\text{m}$ pour une puissance pic en mode pulsé de 8mW.

Le diagramme énergétique de la bande de conduction d'un QCL est présenté sur la figure 1.4. La structure est périodique, chaque partie est composée d'une zone d'injection et d'une région active où se déroule l'émission du rayonnement. La région active est constituée de plusieurs puits quantiques couplés de manière à obtenir 3 sous-bandes numérotées 1, 2 et 3 sur la figure. La sous-bande numéro 3 est remplie d'électrons par effet tunnel depuis la zone d'injection. Pour réaliser l'inversion de population entre les sous-bandes 2 et 3, il faut dépeupler la sous-bande numéro 2. Ceci est réalisé grâce à l'émission de phonons acoustiques et optiques et aux interactions électron-électrons ou électron-impureté. L'émission de phonons

⁸Quantum Cascade Laser

⁹Molecular Beam Epitaxy

optiques (d'énergie 36meV dans le GaAs) n'est possible que si la différence d'énergie entre le niveau 2 et 1 le permet. Dans le cas des QCL pour la génération de térahertz, la faible différence énergétique entre ces deux niveaux rend moins efficace la génération de phonons optiques (plus énergétique que les phonons acoustiques). Ce sont alors l'émission de phonons acoustiques et les interactions électron-électron ou électron-impureté qui sont les mécanismes prépondérants pour le dépeuplement du niveau 2. Ces mécanismes sont dépendants de la température tout comme la distribution de Fermi, ce qui nécessite de refroidir ces lasers. Les électrons du niveau 1 passent dans la zone d'injection suivante par effet tunnel ce qui permet de reproduire ce schéma plusieurs fois avec un seul électron. C'est ce qui explique que le rendement quantique de cette structure soit supérieur à 1.

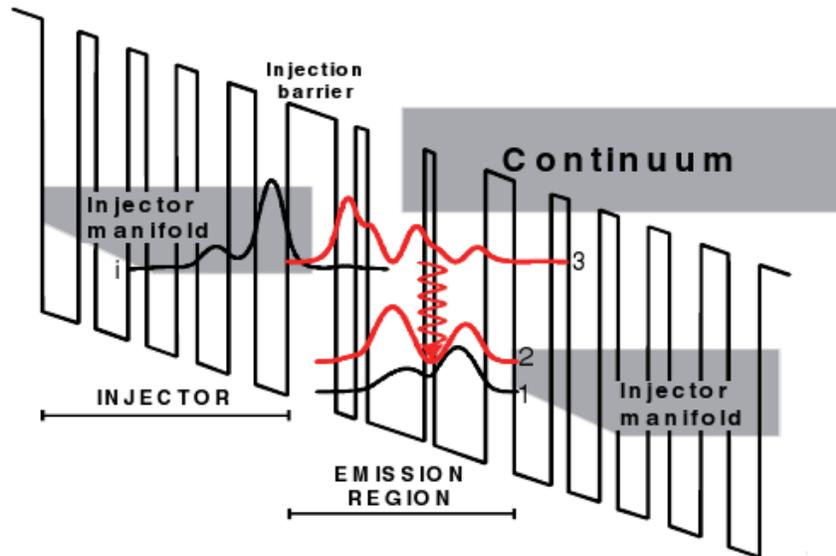


FIG. 1.4 – Diagramme énergétique du minimum de la bande de conduction d'un QCL[27].

Comme tout laser, les QCL sont munis d'une cavité optique permettant de confiner la lumière. Cette cavité de type Fabry-Perot est composée de 2 miroirs réalisés par la différence d'indice optique entre le semiconducteur et l'air. Ce contraste d'indice est réalisé par gravure ou alors en clivant l'échantillon.

À l'approche des fréquences térahertz, la longueur d'onde du rayonnement émis par les QCL térahertz augmente et il devient difficile d'utiliser le guidage diélectrique vu précédemment. En effet, cela nécessiterait la croissance d'une couche active de plusieurs dizaines de micron (pour que l'épaisseur de la zone active soit de l'ordre de la longueur d'onde pour maximiser l'émission stimulée de photons dans la cavité). Il est très difficile de réaliser un matériau d'une telle épaisseur et de qualité cristalline avec des méthodes de croissance conventionnelle comme l'épitaxie par jets moléculaires. Il faut donc réduire l'épaisseur de la couche active à

des dimensions inférieures à la longueur d’onde, ce qui provoque le chevauchement des zones dopées du semiconducteur avec le rayonnement du laser. Nous avons vu dans l’introduction que le rayonnement térahertz est fortement absorbé par les électrons libres, il faut donc minimiser ce chevauchement.

La solution est d’utiliser des plasmons de surface comme l’a proposé Sirtori[28]. Pour ce faire, une couche de métal est déposée sur la zone active du QCL ce qui permet d’exciter un mode plasmon à l’interface métal-semiconducteur. Cette couche de métal complétée d’une couche dopée enterrée sert également d’électrode pour polariser la structure comme présenté sur la figure 1.5(a). Une autre technique plus difficile consiste à faire un guide métal-métal ou la couche dopée enterrée est remplacée par une couche de métal comme le montre la figure 1.5(b). Le rayonnement est alors mieux confiné dans la couche active mais au prix d’une réalisation technologique beaucoup plus compliquée.

Dans le tableau 1.5 se trouve quelques valeurs publiées dans la littérature sur la puissance de sortie des QCL. Les puissances générées sont importantes à partir de 2 THz mais à

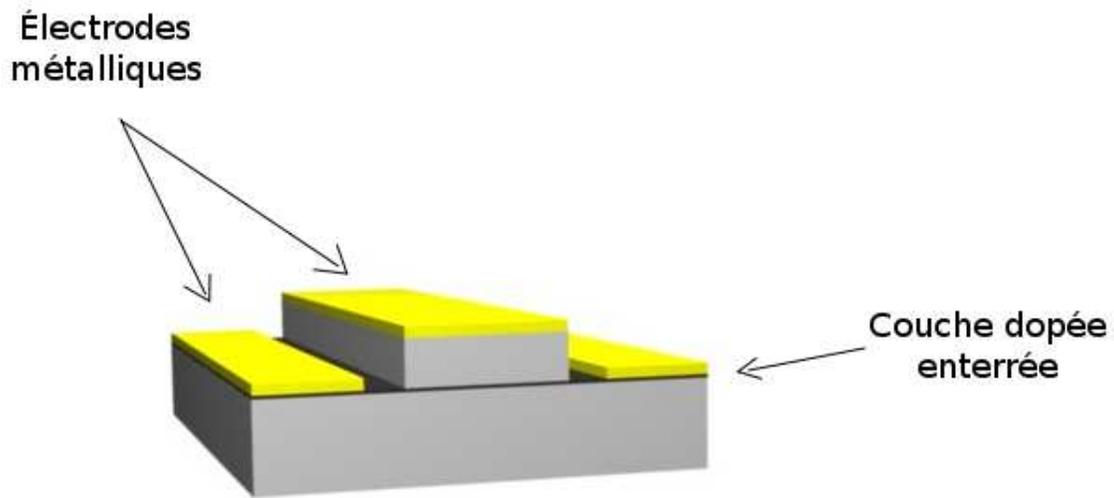
Technologie [Référence]	Continu/ Impulsionnel	Température maximale	J_{seuil} (A/cm ²)	Fréquence (THz)	Puissance
[29]	Impulsionnel	50K	290	4,4	2mW crête (4K) 120μW crête (50K)
[30]	Impulsionnel	77K	116	2	50mW crête (4K)
[30]	Continu	77K	116	2	17mW (4K)
[31]	Impulsionnel	95K	116 (10K)	1,6-1,8	0,48mW crête (10K)
[31]	Continu	75K	116 (10K)	1,6-1,8	0,36mW (10K)
[32]	Impulsionnel	110K	143 (5K)	1,9	-
[32]	Continu	95K	143 (5K)	1,9	0,5mW (5K)
[33]	Impulsionnel	164K	435 (5K)	≈3	
[33]	Continu	117K	440 (11K)	≈3	2,6 mW (11K)
[34]	Impulsionnel	186K	410 (10K)	3,9	63mW crête (5K)

TAB. 1.5 – Résultats de lasers à cascade quantique.

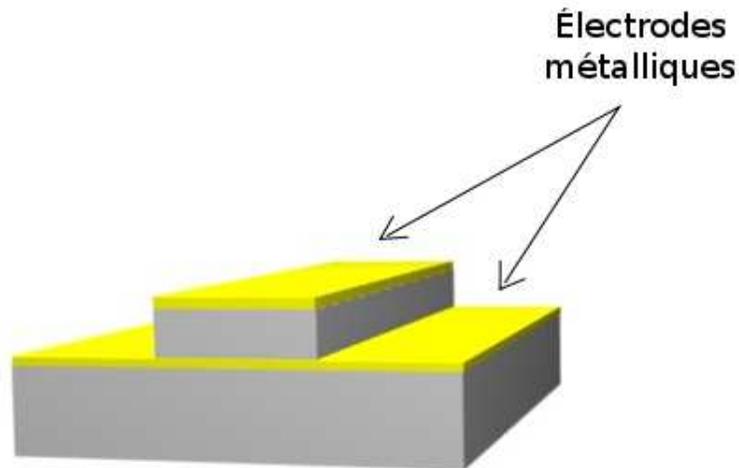
l’approche de 1 THz la puissance chute fortement.

1.1.2.2 Génération de térahertz par l’optique non-linéaire

L’optique non-linéaire est une branche de l’optique qui étudie les effets non-linéaires entre le champ électromagnétique et la matière. Cette non-linéarité permet d’obtenir des fréquences différentes à partir d’un ou plusieurs faisceau optique incident. Ce procédé est le pendant de la multiplication de fréquence à l’aide de la non-linéarité d’un composant en électronique.



(a) Guide à plasmon térahertz



(b) Guide double métal

FIG. 1.5 – Structure schématique des deux guides utilisés pour la réalisation de lasers QCL térahertz

Ces non-linéarités optiques dans les matériaux diélectriques ne deviennent notables qu'à partir d'une intensité suffisante du champ électrique. Il a donc fallu attendre l'arrivée du laser, avec sa puissance optique, pour pouvoir étudier ces phénomènes.

Dans la suite, nous allons nous intéresser à la non-linéarité dans les milieux diélectriques (isolant), non chargés et non magnétiques. Les équations de Maxwell s'écrivent dans ces

conditions :

$$\begin{aligned} \operatorname{div} \vec{D} &= 0 & \operatorname{rot} \vec{E} &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\ \operatorname{div} \vec{B} &= 0 & \operatorname{rot} \vec{H} &= \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \end{aligned} \quad (1.1)$$

Le champ de déplacement \vec{D} s'écrit également :

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \quad (1.2)$$

où \vec{P} est la densité de polarisation. La densité de polarisation est une grandeur qui mesure la densité de dipôles électriques au sein d'un diélectrique. Dans un diélectrique parfait il n'y a pas de charges mobiles cependant les nuages électroniques des atomes et/ou des ions sont susceptibles de se déplacer sous l'action d'un champ électrique extérieur par l'intermédiaire de la force de Lorentz ($\vec{F} = \pm e \vec{E}$). Le déplacement de ces charges est responsable de la création de moments dipolaires dont la densité volumique est la polarisation \vec{P} . En combinant les équations de Maxwell (équation 1.1) et la relation liant le champ de déplacement et la polarisation (équation 1.2), nous obtenons :

$$\begin{aligned} \operatorname{div} \vec{E} &= \frac{\rho_p}{\epsilon_0} & \operatorname{rot} \vec{E} &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\ \operatorname{div} \vec{B} &= 0 & \operatorname{rot} \vec{H} &= \vec{J}_p + \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \end{aligned} \quad (1.3)$$

où $\rho_p = -\operatorname{div} \vec{P}$ et $\vec{J}_p = \partial \vec{P} / \partial t$. En réécrivant les équations de Maxwell avec la densité de polarisation, il apparaît que les sources du champ électromagnétique au sein d'un diélectrique sont la densité de charges de polarisation ρ_p et le courant de polarisation \vec{J}_p . Il est alors possible, en combinant les équations de Maxwell-Gaus et Maxwell-Faraday, d'obtenir l'équation de propagation du champ électrique d'une onde électromagnétique dans un milieu non-linéaire :

$$\Delta \vec{E} - \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} - \operatorname{grad}(\operatorname{div} \vec{E}) = \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}}{\partial t^2}$$

Dans le cadre de l'optique non-linéaire, le terme $\operatorname{grad}(\operatorname{div} \vec{E})$ est souvent négligeable devant les autres d'où :

$$\Delta \vec{E} - \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}}{\partial t^2} \quad (1.4)$$

Le terme $\mu_0 \partial^2 \vec{P} / \partial t^2$ est une source de rayonnement dans un milieu diélectrique non-linéaire. Une approche similaire pour trouver l'équation différentielle régissant l'évolution de l'excitation magnétique, \vec{H} , indique que la source de ce champ est le terme $\text{rot} \vec{J}_p$.

Les deux quantités, ρ_p et \vec{J}_p , ont pour origine la densité de polarisation \vec{P} qui elle-même est une conséquence de l'application d'un champ électrique extérieur \vec{E} . Il existe donc un lien direct entre \vec{P} et \vec{E} qui est exprimé par la relation :

$$\vec{P}(\vec{r}, t) = \epsilon_0 \chi \otimes \vec{E}(\vec{r}, t) \quad (1.5)$$

où \otimes représente le produit tensoriel et χ le tenseur de susceptibilité. Dans la majorité des cas cette expression va être développée en série de Taylor jusqu'à l'ordre 3 ce qui permet de décrire les principaux phénomènes rencontrés dans l'optique non-linéaire. La i^{eme} composante du vecteur densité de polarisation P_i s'écrit :

$$P_i = \epsilon_0 \left(\sum_j \chi_{ij} E_j + \sum_{jk} \chi_{ijk} E_j E_k + \sum_{jkl} \chi_{ijkl} E_j E_k E_l \right)$$

Il est à noter que les milieux centro-symétriques ne possèdent pas de non-linéarité d'ordre 2, leur structure cristalline est invariante suite à la transformation $x \rightarrow -x$, $y \rightarrow -y$ et $z \rightarrow -z$.

Le fait que la densité de polarisation \vec{P} soit non-linéaire avec le champ électrique permet de générer des fréquences différentes de celle du champ incident. Cela conduit à des effets intéressants qui sont mis en œuvre dans les dispositifs de l'optique non-linéaire. Par la suite nous nous intéresserons plus particulièrement aux non-linéarités d'ordre 2 : $\sum_{jk} \chi_{ijk} E_j E_k$.

Pour simplifier l'analyse nous considérerons une densité de polarisation non-linéaire pouvant s'écrire :

$$P_{NL} = \alpha E^2 \quad (1.6)$$

où $P = P_L + P_{NL}$ avec P_L la partie linéaire de la polarisation et P_{NL} la partie non-linéaire. Intéressons nous maintenant au cas où le rayonnement optique envoyé est la somme de deux ondes monochromatiques de pulsations ω_1 et ω_2 :

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^2 \left(\vec{E}_i e^{j\omega_i t} + \vec{E}_i e^{-j\omega_i t} \right) \quad (1.7)$$

Le terme quadratique de la densité de polarisation va contenir les cinq pulsations suivantes : 0 , $2\omega_1$, $2\omega_2$, $\omega_1 + \omega_2$ et $|\omega_1 - \omega_2|$. Ainsi l'onde électromagnétique rayonnée par le diélectrique

de pulsation ω_3 peut prendre une des cinq pulsations dû à la non-linéarité de la réponse du diélectrique suite à une excitation extérieure. Plus précisément, c'est *l'accord de phase* qui va permettre de favoriser un des processus. Les différentes pulsations ω_3 et les effets associés sont résumés dans le tableau 1.6. Pour la génération de térahertz à partir d'un rayonnement

Pulsation générée	Nom du phénomène
0	Redressement optique
$\omega_1 + 0 = \omega_1$	Effet Pockels
$2\omega_1, 2\omega_2$	Génération de seconde harmonique
$\omega_1 + \omega_2$	Somme de fréquence
$\omega_1 - \omega_2$	Différence de fréquence

TAB. 1.6 – Effets non-linéaires d'ordre 2.

optique, c'est le processus de différence de fréquence $\omega_3 = \omega_1 - \omega_2$ qui nous intéresse. Le schéma de principe est présenté sur la figure 1.6. Les lasers 1 et 2 de pulsations respectives ω_1

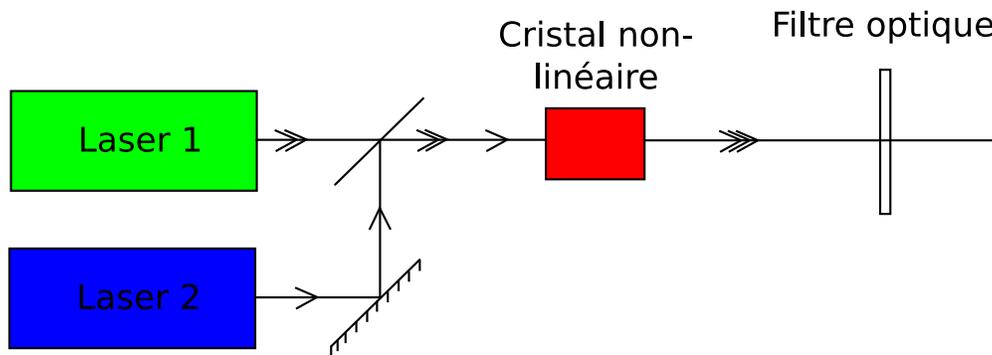


FIG. 1.6 – Schéma de principe pour la génération de térahertz par différence de fréquence.

et ω_2 sont dirigés et superposés sur un cristal non-linéaire où la non-linéarité va permettre de générer une fréquence $\omega_3 = \omega_1 - \omega_2$. Pour favoriser l'extraction de cette fréquence particulière parmi les cinq autres, il est nécessaire que la superposition des ondes à cette fréquence mène à des interférences constructives.

Il existe de nombreuses sources cohérentes et puissantes dans le domaine de l'infrarouge qui permettent de générer un rayonnement térahertz par cette méthode. Mais tout comme pour l'approche électronique, le rendement de cette conversion est une des limitations de la puissance atteignable en sortie.

Les lois de Manley-Rowe[35] traduisent la conservation du flux de photon dont l'interprétation corpusculaire consiste à considérer qu'un signal de pompe se scinde en un photon de signal et un photon complémentaire. Ainsi connaissant les conditions initiales et un des flux de photons, il est possible de déterminer les deux autres flux. En principe, un photon

de pompe ne donne qu'un photon térahertz, ce qui constitue une limitation du rendement de l'optique non-linéaire. À titre indicatif, le rendement avec un laser de pompe à 800nm est environ deux fois moins bon qu'avec un laser de pompe à 1,55 μ m.

1.1.3 Génération de térahertz par voie optoélectronique

L'objectif de la génération de térahertz par voie optoélectronique est de combiner les possibilités des *mondes* électronique et optique. Les composants électroniques ne permettent pas encore d'atteindre le térahertz ou avec des puissances relativement faibles. Les lasers approchent la gamme térahertz par les fréquences supérieures mais sont dépendants d'un refroidissement à l'azote ou à l'hélium liquide et la puissance s'effondre à l'approche de 1 THz.

Dans les systèmes optoélectroniques, le composant électronique sert de transducteur pour convertir le rayonnement optique en signal électrique qui va à son tour être rayonné par une antenne. Le rayonnement optique peut être continu ou impulsionnel. Le système est donc composé d'une source optique, d'un photodétecteur rapide et d'une antenne pour rayonner le signal électrique. La source optique impulsionnelle est un laser impulsionnel femtoseconde et la source continue est composée de deux lasers de longueurs d'ondes très proche afin de créer un battement de fréquence.

L'utilisation d'une source continue permet d'obtenir un rayonnement monochromatique et facilement accordable. La génération de fréquence par cette méthode s'appelle le photomélange.

La génération de térahertz à partir d'une source impulsionnelle nécessite l'utilisation d'un composant rapide afin de transformer cette impulsion optique de forme gaussienne en une impulsion électrique également de forme gaussienne. En pratique les composants électroniques ne sont pas suffisamment rapides et l'impulsion gaussienne est déformée par le temps de réponse du composant. Dans le domaine fréquentiel, cette impulsion s'étend sur une large gamme de fréquence et nécessite une antenne large bande pour le rayonnement.

1.1.3.1 Le photomélange

La technique du photomélange est utilisée pour générer un rayonnement monochromatique dans la gamme du térahertz. Les applications sont surtout dans le domaine de l'imagerie et de la spectroscopie. La faible largeur spectrale du signal émis permet d'obtenir une excellente résolution lors de l'analyse spectroscopique.

Le photomélangeur est un dispositif composé d'un photodétecteur et d'une antenne pour le rayonnement de l'onde térahertz. En amont du photomélangeur se trouvent deux lasers de

longueurs d'ondes très proches (figure 1.7). Le dispositif est conçu de manière à rayonner le battement de fréquence entre les 2 lasers.

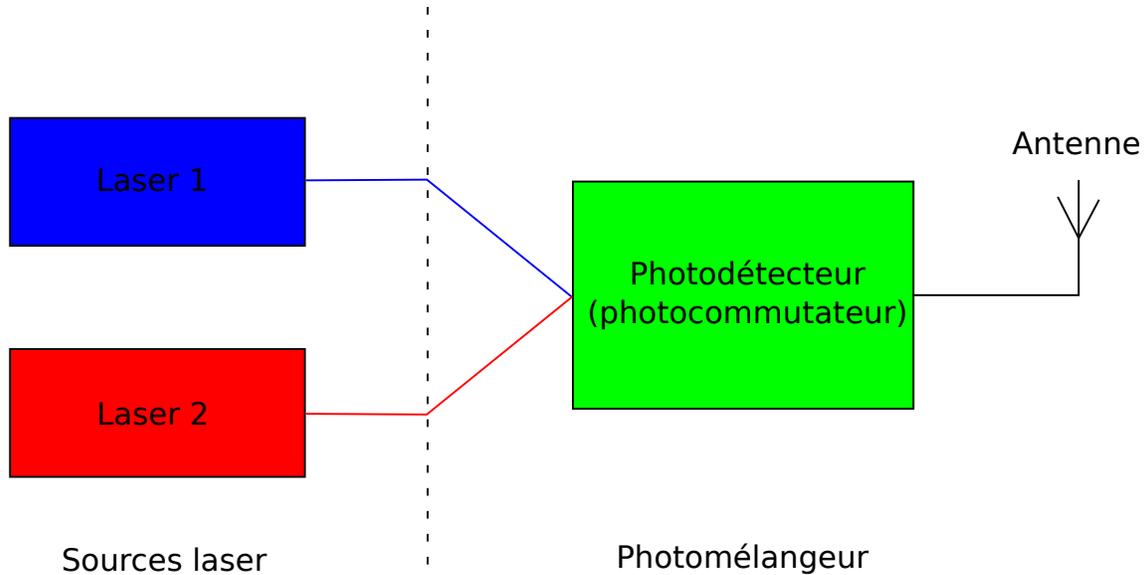


FIG. 1.7 – Schéma de principe d'une source térahertz par photomélangement.

Le premier laser émet à une pulsation $\omega_1 = \omega$ et le deuxième à $\omega_2 = \omega + \Delta\omega$. La condition nécessaire pour obtenir un battement de fréquence est que les deux faisceaux lasers aient la même polarisation et qu'ils soient parfaitement superposés. Nous écrirons les deux ondes respectives des lasers comme deux ondes TEM¹⁰ de polarisation identique :

$$\begin{aligned}\vec{E}_1(\vec{r}, t) &= E_1 \cos(\omega_1 t - \vec{k}_1 \cdot \vec{r} + \phi_1) \vec{u}_x \\ \vec{E}_2(\vec{r}, t) &= E_2 \cos(\omega_2 t - \vec{k}_2 \cdot \vec{r} + \phi_2) \vec{u}_x\end{aligned}\tag{1.8}$$

où E_1 et E_2 sont les amplitudes crêtes du champ électrique, ω_1 et ω_2 les pulsations, k_1 et k_2 sont les vecteurs d'onde et ϕ_1 et ϕ_2 les éventuels déphasages à l'origine du temps.

La clé du photomélangement se trouve dans la réponse du photodétecteur qui est proportionnelle à la puissance optique, elle-même proportionnelle au carré du champ électrique par l'intermédiaire du vecteur de Poynting¹¹. La puissance optique instantanée sur le photodé-

¹⁰Transverse électromagnétique

¹¹ $\vec{P} = \vec{E} \times \vec{H} = |\vec{E}|^2 / \eta_0$

tecteur à la position \vec{r}_0 et à l'instant t est donnée par :

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

avec $\eta_0 \approx 377\Omega$ l'impédance caractéristique du vide.

Le photoconducteur ayant un temps de réponse τ , il ne peut suivre les variations du signal optique ayant une pulsation supérieure à $\omega_0 = 1/\tau \gg \omega_2 - \omega_1$. Le photocourant ne peut être modulé qu'aux pulsations inférieures à ω_0 , les autres composantes fréquentielles, ω_1 , ω_2 , $\omega_1 + \omega_2$, sont intégrées et donc nulles. Toute la difficulté dans la réalisation du photoconducteur réside dans le temps de réponse τ du composant qui doit être le plus court possible afin de générer du térahertz.

Finalement, la puissance optique moyenne responsable de la modulation du photocourant dans le photodétecteur est donnée par l'expression suivante :

$$\begin{aligned}
\langle P(\vec{r}_0, t) \rangle &= \frac{1}{\tau} \int_0^\tau P(\vec{r}_0, t) dt \\
&= \frac{|\vec{E}_1(\vec{r}_0, t)|^2}{2\eta_0} + \frac{|\vec{E}_2(\vec{r}_0, t)|^2}{2\eta_0} + \frac{E_1 E_2}{\eta_0} \cos \left[(\omega_2 - \omega_1)t - (\vec{k}_2 - \vec{k}_1) \cdot \vec{r}_0 + (\phi_2 - \phi_1) \right] \\
&= P_0 + 2\sqrt{P_1 P_2} \cos \left[(\omega_2 - \omega_1)t - (\vec{k}_2 - \vec{k}_1) \cdot \vec{r}_0 + (\phi_2 - \phi_1) \right]
\end{aligned}$$

avec $P_0 = P_1 + P_2$, $P_1 = \frac{|\vec{E}_1(\vec{r}_0, t)|^2}{2\eta_0}$ et $P_2 = \frac{|\vec{E}_2(\vec{r}_0, t)|^2}{2\eta_0}$.

De cette équation, nous voyons tout l'intérêt du photomélange si au moins une deux sources lasers 1 et 2 est accordable : il est alors possible de générer un rayonnement balayant toute la gamme térahertz à une fréquence précise. La stabilité fréquentielle et la pureté spectrale de ce rayonnement sont directement liées à la stabilité des deux lasers en fréquence ($\omega_2 - \omega_1$) et en phase ($\phi_2 - \phi_1$). Les sources lasers bi-fréquences ont l'avantage de cette stabilité puisque les variations de fréquence ou de phase sont identiques sur les deux faisceaux contrairement à l'utilisation de deux sources indépendantes.

Le tableau 1.7 regroupe quelques résultats obtenus et publiés dans la littérature par la technique du photomélange.

Photodétecteur [Référence]	longueur d'onde (μm)	Fréquence (THz)	Puissance (μW)
GaAs-BT[36]	-	0,910	1,1
GaAsSb-BT[37]	1,06	0,7	$\approx 0,01$
UTC-PD[38]	1,55	1,04	2,3
InGaAs irradié[39]	1,55	1	0,01

TAB. 1.7 – Puissance de sortie obtenue par photomélangement.

1.1.3.2 Régime impulsionnel

La génération de térahertz par la méthode impulsionnelle permet de générer des impulsions électro-magnétiques très courtes de l'ordre de la picoseconde voire de la sub-picoseconde. La densité spectrale de puissance de ces impulsions s'étend jusqu'au térahertz.

La méthode impulsionnelle dans le cadre de la spectroscopie a l'avantage de donner très rapidement un résultat mais avec une moins bonne résolution que le photomélangement (résolution suffisante pour l'étude de solide). Le domaine d'application de l'impulsionnel se trouve plutôt dans l'imagerie, la télédétection et la télécommunication de type Ultra Large Bande (ULB ou UWB¹² en anglais).

La possibilité de créer des impulsions électriques très courtes à l'aide d'un laser picoseconde et d'un photocommutateur a été démontrée par Auston[40] en 1975. Dans son dispositif expérimental, il a pu commuter une centaine de volts en quelques picosecondes.

Le système utilisé pour la génération de ces impulsions est composé d'un laser picoseconde, d'un photodétecteur et d'une antenne large bande pour rayonner l'impulsion. Le spectre rayonné est fixé par la constante de temps du photodétecteur et la durée des impulsions.

Le photocommutateur utilisé est un semiconducteur à forte résistivité polarisé par une tension extérieure (figure 1.8). Le faisceau optique du laser femtoseconde crée des paires électron-trou dans le semiconducteur suite à l'absorption de photons par celui-ci. Les électrons et trous ainsi créés sont accélérés par le champ électrique de la polarisation extérieure, et ce mouvement de charges crée un courant transitoire (photocourant). Ce photocourant est tout simplement la conséquence de la création de ces porteurs libres qui vont augmenter la conductivité du semiconducteur et donc diminuer sa résistivité. La durée de ce courant transitoire est fixée soit par le temps de vie des porteurs, soit par leurs temps de transit à travers la zone de champ. Pour les matériaux à temps de vie court que nous verrons plus en détail dans le chapitre 2, la durée de vie des porteurs est de l'ordre de la picoseconde.

¹²Ultra Wide Band

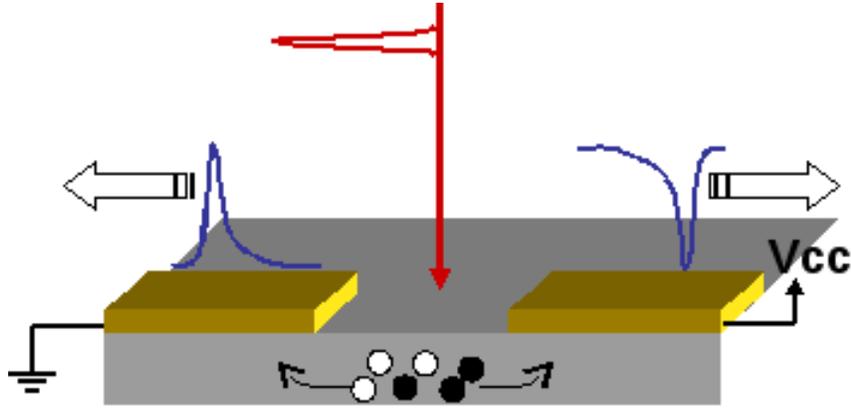


FIG. 1.8 – Photocommutateur.

Un modèle simple pour décrire la physique de la variation de la conductivité sous l'effet de l'illumination d'un semiconducteur par un laser femtoseconde est présenté ci-dessous. La conductivité du matériau en l'absence d'éclairement est donnée par la relation suivante :

$$\sigma_0 = n_0 e \mu_n + p_0 e \mu_p$$

Sous éclaircissement, la création de paires électron-trou modifie la densité de porteurs libres ($n = n_0 + \Delta n$ et $p = p_0 + \Delta p$) dans le semiconducteur et modifie sa conductivité de sorte que $\sigma = \sigma_0 + \Delta\sigma$. La variation de conductivité $\Delta\sigma$ suite à l'éclaircissement s'écrit :

$$\Delta\sigma = e(\Delta n \mu_n + \Delta p \mu_p) = e \mu_n \left(1 + \frac{\mu_p}{\mu_n}\right) \Delta n$$

La mobilité des électrons μ_n dans un semiconducteur est en général bien supérieure à la mobilité des trous μ_p ; la condition $\mu_p/\mu_n \ll 1$ est vérifiée d'où la variation de la conductivité suite à l'éclaircissement du semiconducteur :

$$\Delta\sigma \approx e \mu_n \Delta n$$

Cette augmentation de la conductivité (ou diminution de la résistivité) du semiconducteur va permettre, sous polarisation, l'augmentation du courant le traversant. La durée de ce courant transitoire est régi par l'équation de continuité par l'intermédiaire de Δn :

$$\frac{\partial \Delta n}{\partial t} = \frac{1}{e} \frac{\partial j_n}{\partial x} + G(t) - \frac{\partial \Delta n}{\tau} \quad (1.9)$$

Cette équation décrit l'évolution temporelle des électrons excédentaires dans le semiconduc-

teur avec j_n la densité de courant des électrons et $G(t)$ le taux de génération d'électrons. En l'absence d'éclairement, $G(t) = 0$, les électrons sont balayés par le champ extérieur afin d'être collectés, mais surtout, ils se recombinent très rapidement afin que le matériau retrouve sa faible conductivité σ_0 . Le temps de vie typique des porteurs libres τ dans un semiconducteur à temps de vie court est de l'ordre de la picoseconde (0,1ps - 10ps).

Le terme $G(t)$ dans le cas d'une illumination par un laser femtoseconde peut être modélisé par une gaussienne dont la largeur à mi-hauteur est de l'ordre de la centaine de femtosecondes :

$$G(t) = A \exp(-t^2/\sigma)$$

La variation brusque de la conductivité grâce à l'impulsion optique puis un retour rapide à l'état d'équilibre suite au temps de vie court des porteurs permettent de générer une impulsion très courte sur une ligne de transmission. Cette impulsion est rayonnée par une antenne large bande.

L'association d'un matériau à temps de vie court et d'une antenne s'appelle une antenne photoconductrice. Sur la figure 1.9, nous pouvons voir différentes topologies d'antennes photoconductrices. La technologie de fabrication et les résultats expérimentaux de ces dispositifs sont suffisamment matures pour être commercialisés. Le matériau utilisé est le GaAs épitaxié à basse température (GaAs-BT). Des exemples d'allures temporelles et fréquentielles des impulsions térahertz détectées par l'antenne sont présentés sur la figure 1.10. L'impulsion térahertz détectée est de l'ordre de la sub-picoseconde avec une fréquence de coupure d'environ 1 THz à -3dB. Le laser femtoseconde utilisé est un titane/saphir dont les impulsions optiques sont à une longueur d'onde de 780nm et possèdent une largeur à mi-hauteur de 80 fs.

Les derniers résultats obtenus par la génération large bande de fréquence térahertz sont regroupés dans le tableau 1.8. Les puissances moyennes atteintes par cette technique sont supérieures à ce que l'on obtient par photomélange.

Photodétecteur [Référence]	longueur d'onde (μm)	Bande passante (GHz)	Puissance moyenne (μW)
GaAs-BT[41]	0,780	750	11
GaAs-BT[42]	0,780	280	44

TAB. 1.8 – Puissance de sortie obtenue en impulsional.

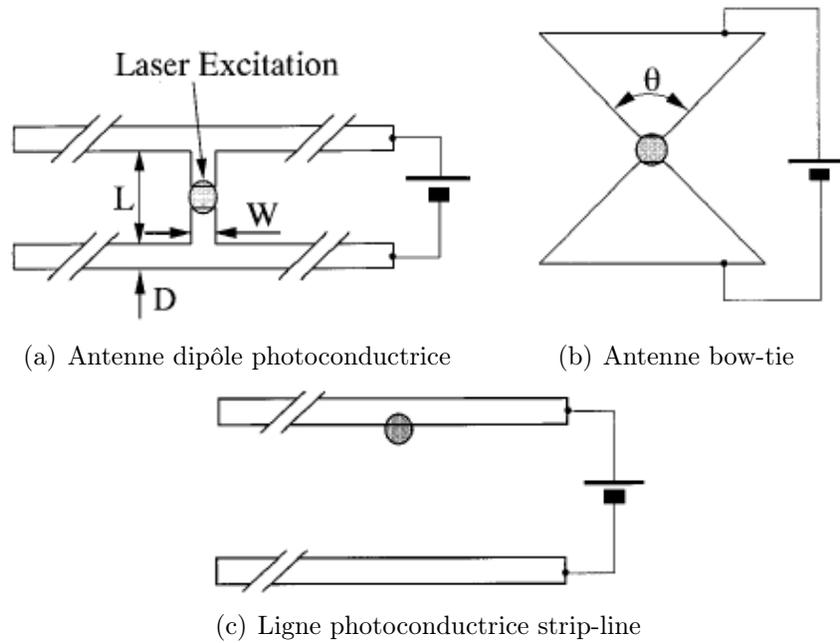
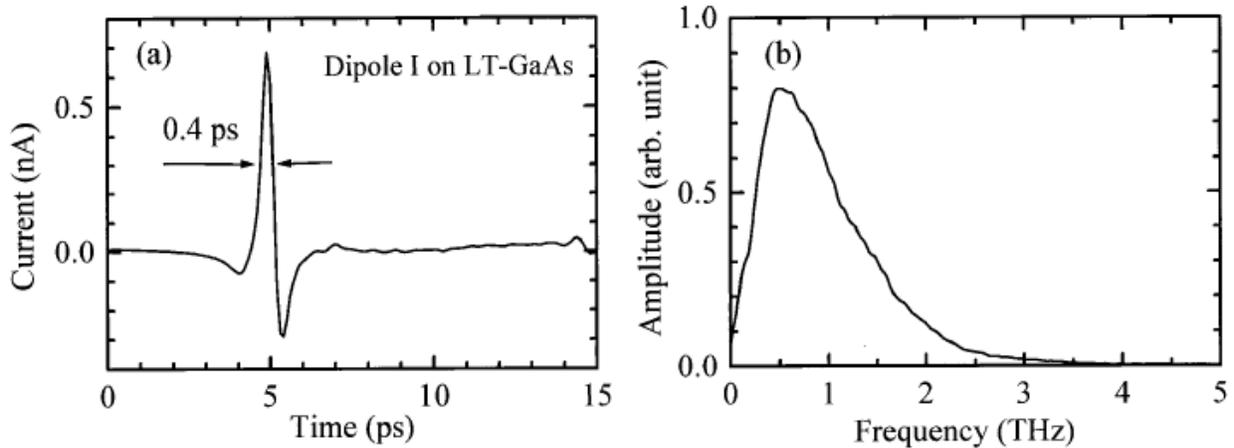


FIG. 1.9 – Vue schématique d’antennes photoconductrices[41].



(a) Impulsion térahertz générée par l’antenne dipôle et détectée par la ligne photoconductrice strip-line. (b) Transformée de Fourier de l’impulsion térahertz.

FIG. 1.10 – Impulsion térahertz détectée par l’antenne et sa transformée de Fourier[41].

1.2 Détection du rayonnement térahertz

1.2.1 Détecteurs thermiques

Les détecteurs thermiques convertissent le rayonnement térahertz à mesurer en énergie thermique. Ce mécanisme a l’avantage d’être large bande et de couvrir toute la gamme d’énergie des photons térahertz. Le temps de réponse est relativement lent puisque les constantes

de temps thermiques variant de la microseconde à la seconde selon le type de détecteur.

Il existe aujourd'hui plusieurs types de détecteurs thermiques comme les bolomètres, les cellules de Golay et les détecteurs pyroélectriques.

Les différents détecteurs thermiques mettent à profit différents phénomènes physiques pour mesurer l'énergie thermique issue du rayonnement térahertz. Nous présenterons dans ce qui suit les plus utilisés.

1.2.1.1 Le bolomètre

Le bolomètre fut inventé en 1880 par Samuel Langley dans le but de mesurer la densité spectrale du rayonnement solaire. Le principe de base de la mesure repose sur la variation de la résistance d'un matériau chauffé indirectement par le rayonnement térahertz. L'étude théorique du fonctionnement du bolomètre que nous présentons ici est largement inspirée de la thèse de Billot[43] et de l'article de Galeazzi[44].

Le bolomètre est composé de trois éléments de base : un matériau absorbant, un thermomètre et un pont thermique qui connecte l'absorbant à une source froide représentés sur la figure 1.11. La source froide est à la température T_0 , l'élément absorbant sous l'effet du

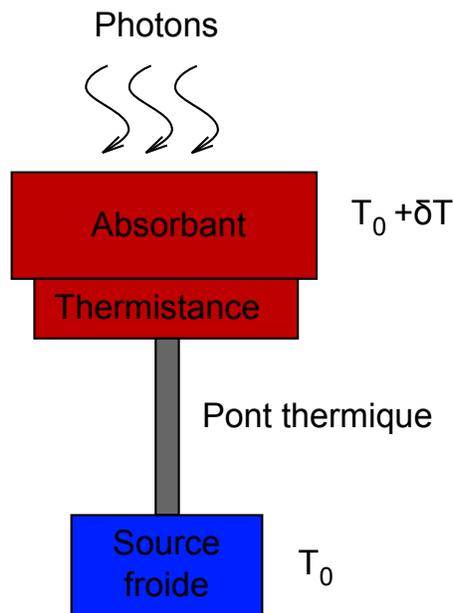


FIG. 1.11 – Schéma de principe d'un bolomètre.

rayonnement et de la puissance Joule Ri^2 dissipée par la thermistance est à la température $T_0 + \delta T$. La chaleur accumulée dans l'absorbant, de capacité thermique C_{th} , est évacuée par

le pont thermique, de conductivité thermique, G_{th} vers la source froide.

L'élément absorbant peut être une fine couche de métal mais il est plus généralement un cristal semiconducteur chauffé par le rayonnement à mesurer. Cet élément est caractérisé par sa capacité thermique C_{th} .

Le capteur thermique en contact avec l'absorbeur est généralement une thermistance $R(T)$ polarisée par une résistance de polarisation R_P . Le courant i de polarisation qui circule dans la thermistance $R(T)$ chauffe ce composant par effet Joule qui dissipe une puissance P_J . L'absorbant est également chauffé puisqu'il est en contact thermique avec la thermistance. Le rayonnement térahertz de puissance P_{THz} chauffe également l'absorbant et c'est cette contribution à l'élévation de la température de l'absorbant qui porte l'information de la puissance optique du rayonnement.

L'ensemble, absorbant et thermistance, est relié thermiquement et mécaniquement à une source froide de température T_0 par des ponts thermiques de conductivité thermique G_{th} . Elle permet d'évacuer la chaleur accumulée dans l'absorbant par l'intermédiaire du pont thermique.

La sensibilité d'un bolomètre est déterminée, entre autre, par la variation de la température δT de l'absorbant pour une variation d'énergie δQ absorbée. Ces variations sont reliées par la capacité thermique de l'absorbant C_{th} par la relation suivante :

$$\delta T = \frac{\delta Q}{C_{th}} \quad (1.10)$$

Pour augmenter la sensibilité du bolomètre, il faut minimiser la capacité thermique de l'absorbant qui est fonction du matériau et de sa masse. Il existe cependant des limites physiques à ne pas dépasser, comme la diffraction si la dimension de l'absorbant est inférieure à la longueur d'onde λ du rayonnement. La plus petite dimension possible de cet élément est donc de l'ordre de $\lambda \times \lambda$ avec une épaisseur de quelques microns imposée par les contraintes mécaniques. Pour diminuer encore la masse de cette couche absorbante, il est possible de la perforer de petits trous de dimension inférieure à λ de sorte que le rayonnement la voit comme une couche pleine.

La capacité thermique C_{th} peut aussi être diminuée en refroidissant la structure. Pour les semiconducteurs elle varie selon une loi en T^3 et pour les métaux en T . Ce refroidissement permet aussi de diminuer le rayonnement thermique du bolomètre lui même et le bruit électronique dans les composants utilisés pour la mesure de la température de l'absorbant.

Le pont thermique qui relie la couche absorbante à la source froide (qui est généralement le doigt froid d'un cryo-réfrigérateur) est également un paramètre critique pour la réalisation

d'un bolomètre. La conductivité thermique G_{th} du pont dépend de sa longueur et de son diamètre.

Nous allons maintenant mettre en équation le comportement thermique du bolomètre en fonction de la puissance térahertz incidente.

La conductivité thermique du pont se définit par :

$$G_{th} = dP/dT \quad (1.11)$$

avec P la puissance dissipée dans le détecteur et T sa température. À l'état d'équilibre où la seule puissance dissipée dans le détecteur est celle de la puissance Joule P_J dissipée par la thermistance, la température d'équilibre T_e du système se calcule en intégrant la relation 1.11 d'où :

$$\int_{T_0}^{T_e} G_{th}(T)dT = P_J(T) \quad (1.12)$$

Pour calculer la température d'équilibre T_e , il est possible d'effectuer cette intégrale en écrivant $G_{th}(T)$ sous la forme $G_{th}(T) = G_0 T^\beta$ ce qui est généralement le cas. Cette relation n'est pas suffisante à elle seule puisque la puissance $P_J(T)$ est également fonction de la température par l'intermédiaire de la thermistance $R(T)$. Il faut donc résoudre le système d'équations composé de cette équation et des relations $P_J(R)$ et $R(T)$. En règle général ce système se résout de façon numérique.

La température d'équilibre T_e du détecteur est un paramètre intéressant mais c'est surtout l'évolution de la température T suite à l'absorption du rayonnement térahertz de puissance P_{THz} qui nous intéresse. La puissance absorbée par la couche absorbante est la somme de la puissance Joule dissipée par la thermistance P_J et de la puissance du rayonnement P_{THz} . L'équation différentielle régissant l'évolution de la chaleur dans l'absorbant s'écrit :

$$\frac{dQ}{dt} = P_{THz} + P_J(T) - \int_{T_0}^T G_{th}(T')dT \quad (1.13)$$

La température T du détecteur peut s'écrire en fonction de la température d'équilibre T_e , $T = T_e + \Delta T$ où ΔT représente la variation de la température due à P_{THz} . De même la chaleur Q peut s'écrire en fonction de la température $Q = C_{th}T$.

La dernière simplification consiste à négliger la variation de température ΔT devant la température d'équilibre T_e . En substituant une partie de l'intégrale de l'équation précédente

par l'équation 1.12 et en calculant la deuxième partie de l'intégrale avec l'approximation $\Delta T \ll T_e$, nous obtenons :

$$C_{th} \frac{d\Delta T}{dt} + G_{th} \Delta T = P_{THz} + \Delta P_J(T) \quad (1.14)$$

avec $\Delta P_J(T) = P_J(T + \Delta T) - P_J(T)$.

Dans cette équation, le terme $\Delta P_J(T)$ est fonction de la température, il a pour origine les pertes par effet Joule dans le circuit électronique de mesure de la température. Nous allons calculer sa valeur en fonction des éléments du circuit électronique.

Le circuit électronique de mesure de la température est présenté figure 1.12 sous forme d'un modèle équivalent de Thévenin. Tout les circuits linéaires comme le pont de Wheaston par exemple peuvent se ramener à ce circuit.

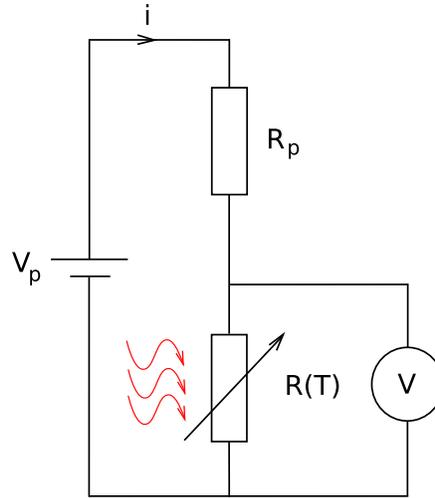


FIG. 1.12 – Schéma simplifié du circuit électronique de mesure de la température de l'absorbant

La puissance dissipée par la thermistance $R(T)$ peut s'écrire $P_J(T) = R(T)i^2$ avec $i = \frac{V_p}{R_p + R(T)}$. En différentiant cette expression nous obtenons :

$$\Delta P_J(T) = -\frac{P_J(T)}{T} \frac{R(T) - R_p}{R(T) + R_p} \alpha \Delta T \quad (1.15)$$

avec $\alpha = \frac{T}{R} \frac{dR}{dT}$.

Ce terme est appelé la contre réaction électro-thermique et joue un rôle important sur la réponse du bolomètre. L'équation précédente peut se réécrire sous la forme suivante :

$$\Delta P_J(T) = -G_{ETH} \Delta T$$

où l'on fait apparaître une conductivité thermique équivalente issue du circuit électronique. L'équation 1.14 peut se réécrire :

$$C_{th} \frac{d\Delta T}{dt} + G_{eff} \Delta T = P_{THz}$$

où $G_{eff} = G_{th} + G_{ETH}$. En utilisant la transformée de Fourier, l'équation précédente s'écrit dans le domaine fréquentiel :

$$\Delta T(\omega) = \frac{1}{G_{eff}} \frac{1}{1 + j\omega\tau_{eff}} P_{THz}(\omega) \quad (1.16)$$

où $\tau_{eff} = C_{th}/G_{eff}$.

La variation de la température se comporte comme un système passe-bas vis à vis de la puissance térahertz. La constante de temps de ce système est donnée par τ_{eff} . Elle peut être réduite par une contre réaction électro-thermique négative, équation 1.15, ou augmentée par une contre réaction positive. La contre réaction positive à l'avantage de réduire le bruit d'un éventuel amplificateur de signal mis en sortie alors que la contre réaction négative permet de linéariser le gain sur la bande passante.

Les différents résultats obtenus sur les bolomètres sont regroupés dans le tableau 1.9.

Type de bolomètre [Référence]	Domaine spectral (μm)	Temps de réponse	Réponse (V/W)	NEP (W/ $\sqrt{\text{Hz}}$)
HEB[45]	large bande	ns	-	10^{-12} - 10^{-14}
Silicium refroidi[45]	2-2000	1ms	$1,5 \cdot 10^4$	$2 \cdot 10^{-12}$

TAB. 1.9 – Performances des différents types de bolomètre.

1.2.1.2 Cellule de Golay

La cellule de Golay a été inventée par Marcel Golay en 1947[46]. Le rayonnement térahertz est tout d'abord filtré en passant par la fenêtre optique qui est composée d'un filtre infrarouge comme par exemple du polyéthylène (transparent jusqu'à 20 THz). Il chauffe alors un gaz contenu dans une enceinte de volume fixe par l'intermédiaire d'une membrane absorbant le rayonnement. La figure 1.13 montre le schéma de principe d'une cellule de Golay. En vertu de l'équation d'état d'un gaz parfait $PV = nRT$, l'élévation de température du gaz contenu dans l'enceinte provoque une augmentation de pression. Cette augmentation de pression va déformer la face arrière de l'enceinte également constituée d'une membrane. La déformation peut être mesurée par un système optique où un miroir réfléchissant est placé sur la face

arrière de l'enceinte ou par un système électrique où la face arrière métallisée constitue une des deux armatures métalliques d'un condensateur plan. Ces méthodes de mesure de la variation de pression rendent intrinsèquement la cellule de Golay sensible aux bruits du fait de l'utilisation de pièces mécaniques.

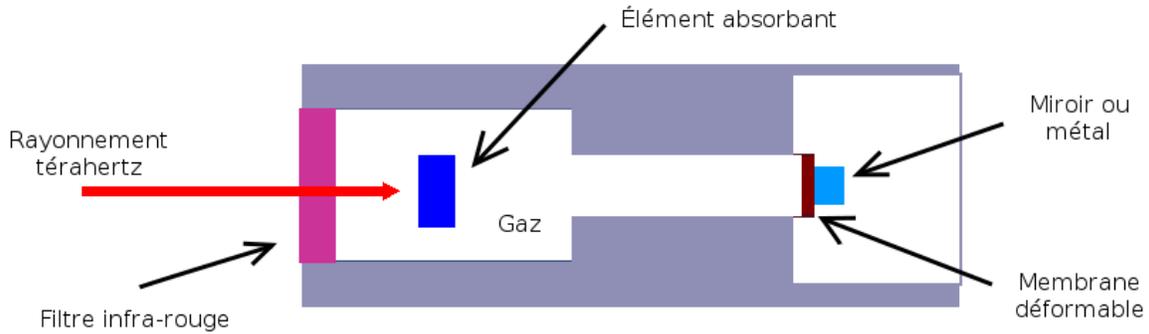


FIG. 1.13 – Schéma de principe de la cellule de Golay.

La réponse typique des cellules de Golay est relativement élevée, de l'ordre de 10^4 à 10^5V/W , ce qui leur permet d'être très sensibles pour détecter un rayonnement de faible intensité. Le NEP est de $10^{-10} \text{W}/\sqrt{\text{Hz}}$ et le temps de réponse de l'ordre de la dizaine de millisecondes du fait de la constante de temps thermique.

1.2.1.3 Détecteur pyroélectrique

C'est Yeou Ta en 1938 qui propose le premier détecteur pyroélectrique de rayonnement infra-rouge. Il est construit autour d'un matériau pyroélectrique généralement du tantalate de lithium (LiTaO_3) qui a la propriété de changer de polarisation électrique sous l'effet d'un gradient de température. Plus précisément, dans l'expression du déplacement électrique $\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}$, le vecteur de polarisation électrique \vec{P} est fonction de la température. En développant le vecteur de polarisation au premier ordre autour de la température T_0 , nous obtenons :

$$\vec{P}(T) \approx \vec{P}(T_0) + \frac{\partial \vec{P}}{\partial T} T \quad (1.17)$$

Cette variation de polarisation proportionnelle à la température au premier ordre donne lieu à un courant pyroélectrique qui s'écrit :

$$i_p = S \frac{\partial P}{\partial t} = \frac{\partial P}{\partial T} S \frac{\partial T}{\partial t} = pS \frac{\partial T}{\partial t} \quad (1.18)$$

où S est la surface traversée par le courant et p le coefficient pyroélectrique en $Cm^{-2}K^{-1}$. Cette variation de courant suite à une variation du moment dipolaire induit par la température fait de ce détecteur un détecteur de type capacitif. En l'absence d'éléments résistifs, le temps de relaxation du système est gouverné par la constante de temps diélectrique du matériau qui est de l'ordre de la picoseconde.

Le détecteur pyroélectrique est composé d'une fine couche de matériau pyroélectrique située entre deux électrodes. Le rayonnement térahertz est absorbé par une couche de capacité thermique C_{th} dont la température augmente et chauffe la couche pyroélectrique. Le système est refroidi à la température ambiante par les pertes thermiques de type rayonnement, convection et conduction, modélisées par la conductivité thermique G_{th} (figure 1.14).

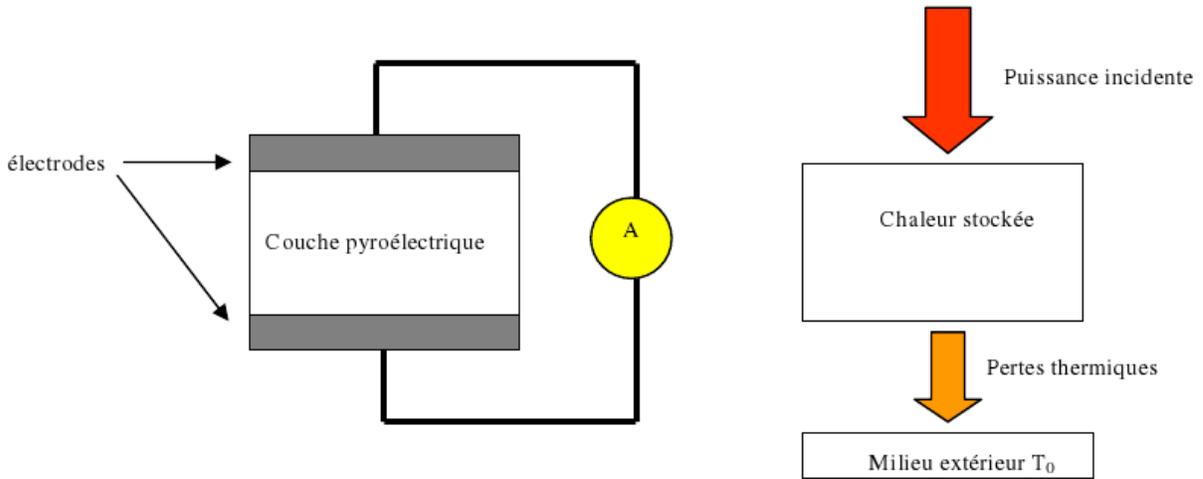


FIG. 1.14 – Modèle thermique du détecteur pyroélectrique

L'équation différentielle régissant la variation de température ΔT due à l'échauffement de l'absorbant s'écrit :

$$C_{th} \frac{d\Delta T}{dt} + G_{th} \Delta T = P_{THz}$$

La constante de temps thermique du système est définie par $\tau_{th} = C_{th}/G_{th}$. En utilisant la transformée de Fourier, il est possible de réécrire cette équation dans le domaine fréquentiel d'où :

$$\Delta T(\omega) = \frac{1}{G_{th}} \frac{1}{1 + j\omega\tau_{th}} P_{THz}(\omega) \quad (1.19)$$

Cette équation est similaire à la fonction de transfert du bolomètre (équation 1.16). En

la combinant avec l'équation 1.18 qui relie le courant pyroélectrique avec la température, nous obtenons l'expression du courant pyroélectrique en fonction de la puissance térahertz absorbée :

$$i_p = \frac{1}{G_{th}} \frac{j\omega pS}{1 + j\omega\tau_{th}} P_{THz}(\omega) \quad (1.20)$$

Le système se comporte comme un filtre passe-haut avec une réponse constante pour une fréquence supérieure à $f_0 > 1/2\pi\tau_{th}$. La valeur maximale de cette réponse est : $R_0 = pS/G_{th}\tau_{th}$.

Les détecteurs pyroélectriques concurrencent les cellules de Golay et les bolomètres dans la gamme térahertz même si leurs performances sont moins bonnes qu'en infrarouge. Les principales raisons sont le prix plus abordable, le fonctionnement à température ambiante, la robustesse et le temps de réponse de l'ordre de la microseconde. La société *Spectrum Detector*¹³ commercialise des détecteurs pyroélectriques avec une réponse de $1,5 \cdot 10^5 \text{V/W}$ et un NEP de $4 \cdot 10^{-10} \text{W}/\sqrt{\text{Hz}}$ à 30 THz.

1.2.2 Détecteurs électroniques

Les détecteurs électroniques sont des dispositifs qui traitent le signal électrique induit par le rayonnement térahertz via une antenne. Les techniques utilisées sont la détection hétérodyne ou la résonance d'un gaz d'électrons 2D.

Le temps de réponse de ces détecteurs est très petit puisqu'il est limité par des phénomènes électroniques beaucoup plus rapides que les constantes de temps thermiques.

1.2.2.1 La diode Schottky

Les détecteurs Schottky utilisent la non-linéarité de la caractéristique I(V) de la diode pour faire de la détection directe ou hétérodyne.

La détection directe, également appelée détection vidéo, a l'avantage d'être relativement simple à mettre en œuvre et ne nécessite pas de polarisation extérieure. Elle met à profit le terme quadratique de la non-linéarité de la caractéristique I(V) pour générer un courant ou une tension continue proportionnelle à l'amplitude du signal à détecter.

La détection hétérodyne utilise la diode Schottky comme mélangeur. Le principe est de translater la fréquence du signal à détecter f_S à une fréquence intermédiaire f_I tel que $f_I < f_S$. Pour cela il faut utiliser un oscillateur local de fréquence f_{OL} dont le signal est mélangé avec le signal à détecter. À la sortie du mélangeur, on retrouve la fréquence $f_I = |f_S - f_{OL}|$. Le

¹³<http://www.spectrumdetector.com/products/THZ/terahertzDetector.php>

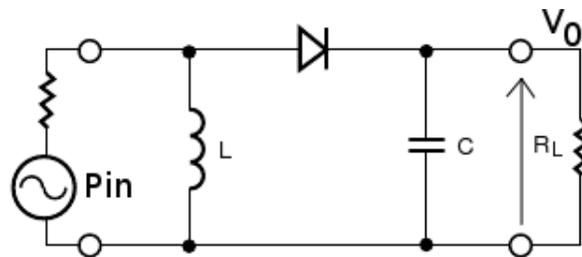
signal de plus basse fréquence f_I est alors traité par de l'électronique.

Le principe de fonctionnement de ces détecteurs est basé sur la non-linéarité de la caractéristique $I(V)$ de la diode Schottky. En effet pour une diode $I(V) = I_s [\exp(V/V_T) - 1]$ avec $V_T = 25,8\text{mV}$ à 300 K. Cette relation est d'autant plus vraie pour une diode Schottky puisqu'elle est valable au-delà de 100 GHz. Si l'on considère de petites variations de la tension V autour de 0V, il est possible d'effectuer un développement limité de $I(V)$:

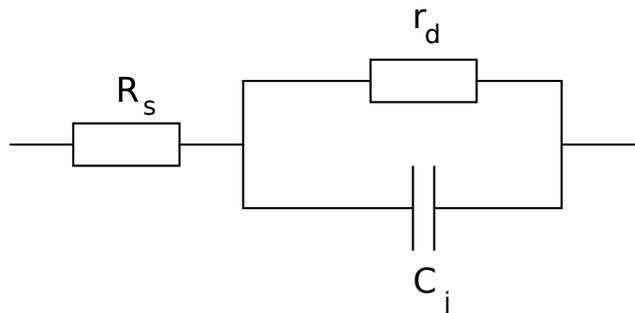
$$I(V) \approx I_s \left[\frac{V}{V_T} + \frac{1}{2} \left(\frac{V}{V_T} \right)^2 + \frac{1}{6} \left(\frac{V}{V_T} \right)^3 + \dots \right]$$

Le premier terme de cette équation est proportionnel à la tension d'entrée alors que le deuxième est proportionnel au carré de la tension.

Nous allons étudier un peu plus en détails la détection directe. Le schéma de principe est présenté sur la figure 1.15(a) ainsi que le modèle équivalent petit signal de la diode Schottky sur la figure 1.15(b). La tension de sortie continue V_0 du circuit est proportionnelle à la



(a) Schéma de principe de la détection directe



(b) Schéma équivalent diode Schottky

FIG. 1.15 – Schéma de la détection directe à base de diode Schottky

puissance d'entrée P_{IN} grâce à la diode et le circuit RC qui jouent le rôle de détecteur de

crête. La tension V_0 est reliée à P_{IN} par la réponse en tension γ en V/W :

$$V_0 = \gamma P_{IN}$$

avec $\gamma = \beta \cdot r_d$ où $r_d = \partial V / \partial I$ représente la résistance dynamique de la diode Schottky et β la réponse en courant exprimée en A/W qui a pour valeur théorique 20A/W[47]. Le coefficient de réponse en tension est maximum pour une tension de polarisation nulle et a pour valeur $\gamma \approx 0,52/I_s$ à 300K.

Cette analyse simplifiée est incomplète puisqu'elle ne tient pas compte des différents éléments parasites du circuit qui dégradent en pratique cette valeur de réponse en tension.

Tout d'abord les éléments parasites de la diode comme la capacité de jonction C_j et la résistance série R_s rendent la réponse en tension dépendante de la fréquence. En les incluant dans le calcul de la réponse en courant[48], la réponse en tension devient :

$$\gamma_1 = \frac{\gamma}{1 + R_s r_d C_j^2 \omega^2} \quad (1.21)$$

où ω est la pulsation, R_s la résistance série du modèle petit signal de la diode Schottky, C_j la capacité de jonction et r_d la résistance dynamique.

La résistance de charge R_L diminue également la réponse en formant un pont diviseur de tension avec la résistance r_d de la diode :

$$\gamma_2 = \gamma_1 \frac{R_L}{r_d + R_L}$$

À cela, il faut encore inclure les pertes en puissance suite aux problèmes d'adaptation dans le circuit.

Les performances de la détection directe peuvent se dégrader à basse et haute température. Comme nous l'avons vu, la réponse en tension est inversement proportionnelle au courant de saturation (par l'intermédiaire de r_d) qui est lui-même fortement dépend de la température. Il existe des techniques pour résoudre ce problème[49].

Enfin la sensibilité de ces détecteurs est d'autant plus importante que la diode est polarisée près de la tension de seuil. Cependant le courant de polarisation est la source de bruit supplémentaire de type bruit de grenaille qui dégrade les performances du détecteur. Pour résoudre ce problème, il existe des diodes Schottky spécifiques appelée diode à polarisation nulle (zero bias diode en anglais). Ces diodes ont une tension de seuil plus faible que les autres puisqu'elles sont réalisées avec des barrières Schottky de plus petite valeur.

Dans le tableau 1.10 est regroupé les différents résultats obtenus avec ce type de détecteur. Hesler *et al* [50] ont montré qu'un bruit supplémentaire de type bruit de scintillement (*flickers*

[Référence]	Domaine spectral (μm)	Temps de réponse	Réponse (V/W)	NEP ($\text{W}/\sqrt{\text{Hz}}$)
[50]	-	<1ns	4000 @ 100 GHz 400 @ 900 GHz	$1,5 \cdot 10^{-12}$ @ 150 GHz $20 \cdot 10^{-12}$ @ 800 GHz
[51]	-	-	1000 @ 300 GHz 125 @ 1,2 THz	-

TAB. 1.10 – Performances de différents types de détecteurs directs.

noise en anglais) en $1/f$ apparaît quand la puissance d'entrée augmente. Il est donc délicat de comparer les différents NEP sans connaître la puissance du signal d'entrée.

Il est à noter que la plupart des détecteurs directs sont à base de diode Schottky développée par *Virginia Diodes Inc*¹⁴.

Nous avons rapidement vu en début de paragraphe que la détection hétérodyne nécessite l'utilisation d'un mélangeur pour transposer à plus basse fréquence le signal à détecter. Il existe deux types de mélange : le mélange fondamental ($f_I = |f_s - f_{OL}|$) et le mélange sub-harmonique ou harmonique ($f_I = |f_s - n f_{OL}|$) avec n le rang de l'harmonique. Le mélange fondamental utilise le terme quadratique de la non-linéarité de la caractéristique $I(V)$ de la diode Schottky alors que le mélange sub-harmonique utilise les ordres supérieurs. Malheureusement la puissance décroît avec le rang de l'harmonique utilisé, ce qui est rédhibitoire pour la puissance en sortie si l'on doit utiliser des harmoniques de rang élevé. Pour palier ce problème, il est possible de multiplier la fréquence de l'oscillateur local avant de l'envoyer vers le mélangeur. Cela permet d'obtenir des fréquences intermédiaires de type $f_I = |f_s - mn f_{OL}|$ où m est le coefficient de multiplication du multiplieur.

Le mélangeur étant un composant passif aux fréquences térahertz, l'amplitude du signal de sortie de fréquence f_I est fonction de l'amplitude du signal d'entrée et de l'oscillateur local. Plus précisément il est proportionnel au produit de ces deux signaux. Il est bien évidemment possible d'amplifier le signal en sortie du mélangeur après un filtrage pour supprimer les composantes fréquentielles indésirables issues de la non linéarité de la diode.

Cependant ce filtrage ne permet pas de supprimer la fréquence image inhérente à la détection hétérodyne. Comme nous l'avons vu, la fréquence intermédiaire se calcule à l'aide de la relation $f_I = |f_s - mn f_{OL}|$. Pour des fréquences f_I et f_s fixées, il existe 2 fréquences $mn f_{OL}$ vérifiant cette relation. En pratique, avec l'utilisation d'un analyseur de réseau cela se traduit par l'apparition de deux raies séparées de $2f_I$.

Le tableau 1.11 présente un résultat publié dans la littérature sur la détection d'ondes térahertz à base de mélangeur à diode Schottky.

¹⁴<http://www.virginiadiodes.com/>

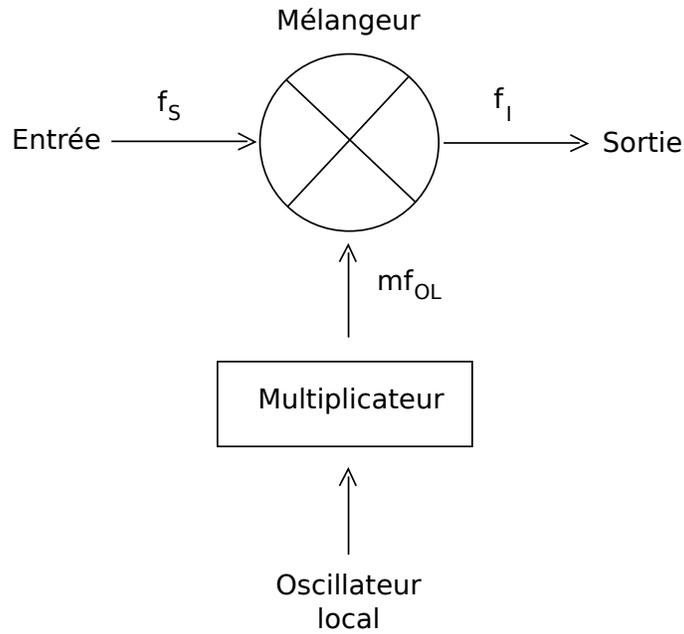


FIG. 1.16 – Schéma d'un mélangeur idéal avec un multiplicateur de fréquence.

[Référence]	Domaine fréquentiel (THz)	Temps de réponse	Réponse (V/W)	NEP (W/ $\sqrt{\text{Hz}}$)
[52]	1-7	-	0,1	-

TAB. 1.11 – Performances de différents mélangeurs.

1.2.2.2 Détecteur térahertz à gaz d'électrons bidimensionnel

Dyakonov et Shur ont montré en 1993 que sous certaines conditions les électrons contenus dans le canal d'un transistor à effet de champ peuvent être analysés comme un gaz d'électron 2D. Ce gaz d'électrons présente des propriétés intéressantes similaires aux phénomènes hydrodynamiques[53]. Il peut y avoir des modes d'oscillation de plasma permettant en outre de générer un rayonnement térahertz dont la fréquence d'émission est commandée par la tension de grille[54][55]. Par la suite, ils ont montré la possibilité de détecter un rayonnement térahertz à l'aide de ce gaz 2D d'électrons[56].

La théorie de Dyakonov et Shur sur les ondes plasmas dans le canal des transistors à effet de champ est basée sur l'équation hydrodynamique d'Euler et l'équation de continuité :

$$\begin{aligned} \frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{v}{\tau} + \frac{e}{m} \frac{\partial U}{\partial x} &= 0 \\ \frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial(nv)}{\partial x} &= 0 \end{aligned} \quad (1.22)$$

avec $n(x, t)$ la densité surfacique d'électrons, $v(x, t)$ la vitesse moyenne des porteurs de charge, $U(x, t)$ le potentiel électrique et τ le temps de relaxation des électrons. Ces deux équations locales décrivent la dynamique des porteurs au sein du canal. Le schéma de principe pour la détection de rayonnement térahertz est présenté sur la figure 1.17. La concentration d'électrons dans le canal et donc la résistivité du canal est modulée par la tension de grille. Dans l'expression de la densité de courant, $j = qnv$, la concentration et la vitesse des porteurs sont proportionnelles au premier ordre à l'amplitude de la tension de grille et sont modulées à la fréquence de la tension de grille. La valeur moyenne du courant est proportionnelle au carré de l'amplitude de la tension grille U_a et donc de la puissance du signal d'entrée. Le principe de détection est similaire à celui de la détection directe dans les diodes Schottky que nous avons vu dans le paragraphe précédent. Il se développe aux bornes du transistor une tension

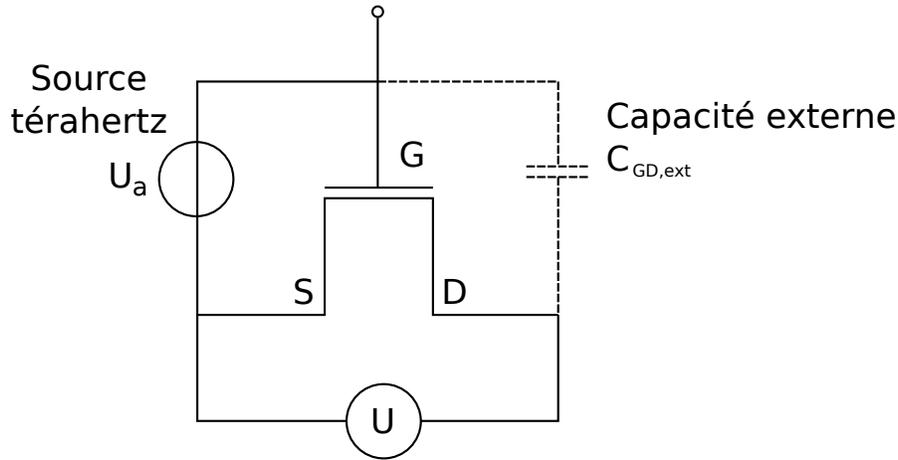


FIG. 1.17 – Schéma de principe de la détection de rayonnement térahertz par rectification dans le plasma. La tension U est proportionnelle à la puissance du signal térahertz. La capacité $C_{GD,ext}$ permet sous certaines conditions de favoriser le processus de rectification dans le canal.

U_d proportionnelle à la puissance du signal térahertz. Il est possible d'exprimer U_d par la relation suivante :

$$U_d = \frac{1}{4} \frac{U_a^2}{U_0} f(\omega) \quad (1.23)$$

avec $f(\omega)$ une fonction strictement positive dépendante de la pulsation du rayonnement incident térahertz et $U_0 = U_{GS} - U_T$ avec U_T la tension de seuil du transistor.

En fonction de la pulsation ω du signal térahertz, il est possible de distinguer deux régimes, $\omega\tau \ll 1$ et $\omega\tau \gg 1$. Chacun de ces deux régimes peut être subdivisé en deux catégories en fonction de la longueur de la grille L par rapport à une longueur caractéristique L_C ($L_C = s\tau$ avec s la vitesse de l'onde plasma). Il existe donc en tout quatre régimes de fonctionnement

pour la détection de rayonnement térahertz. Ces différents régimes et leurs propriétés sont développées dans l'article de Dyakonov et Shur[56].

Ici nous nous intéressons plus particulièrement aux régimes où la longueur de la grille est supérieure à L_C . Dans ce cas l'amplitude des oscillations amorties du plasma excitées à la source du transistor s'annule avant de parvenir au drain. La fonction $f(\omega)$ de l'équation 1.23 s'écrit alors[56] :

$$f(\omega) = 1 + \frac{2\omega\tau}{\sqrt{1 + \omega^2\tau^2}} \quad (1.24)$$

Il est intéressant de souligner que cette fonction est comprise entre 1 et 3 selon la valeur de $\omega\tau$. Cela fait de ce dispositif dans cette configuration ($L \gg L_C$) un détecteur large bande. L'équation 1.23 a été généralisée par Knap *et al* [57] pour tenir compte de la singularité qui apparaît pour $U_0 = 0V$. Elle reste valable pour des valeurs de $U_0 > \eta k_B T / e$ avec η le facteur d'idéalité.

Lisauskas *et al* [58] ont proposé une alternative au modèle proposé précédemment dans le cas où $\omega\tau \ll 1$. Ils ont montré théoriquement la possibilité de détecter un signal en utilisant la capacité externe $C_{GD,ext}$ de la figure 1.17. Cette capacité permet d'induire dans le canal le champ électrique dynamique nécessaire pour obtenir la rectification. Ce type de circuit est bien connu dans le monde de l'électronique haute-fréquence puisqu'il permet la détection de signaux radios à l'aide d'un transistor à effet de champ. Ce circuit inventé par Barrett en 1984[59] est similaire au circuit de la figure 1.17 avec un filtre passe-bas pour filtrer le courant i_{DS} et en extraire la valeur moyenne. Barrett a montré que sous certaines conditions le courant i_{DS} en sortie du transistor s'écrit :

$$i_{DS}(t) = kv_d^2(t) \quad (1.25)$$

avec $v_d(t)$ la tension appliquée au drain et k une constante dépendante des paramètres intrinsèques du transistor. Ainsi, comme pour la détection directe pour la diode Schottky, si le signal $v_d(t)$ est sinusoïdale alors la valeur moyenne de i_{DS} est proportionnelle à l'amplitude du signal $v_d(t)$.

Dans le régime où $\omega\tau \gg 1$, la capacité externe $C_{GD,ext}$ n'est plus nécessaire pour obtenir la rectification. Lisauskas *et al* expliquent cela par le fait qu'une partie du canal se comporte comme une capacité qui remplace la capacité externe.

Dans le tableau suivant se trouve un résultat publié dans la littérature sur ce type de détecteur.

[Référence]	Domaine spectral (μm)	Temps de réponse	Réponse (V/W)	NEP ($\text{W}/\sqrt{\text{Hz}}$)
[58]	-	-	70kV/W @ 650GHz	$300 \cdot 10^{-12}$ @ 650GHz

TAB. 1.12 – Performances de détecteur à plasma.

1.2.3 Détecteurs quantiques et optoélectroniques

Les détecteurs quantiques sont basés sur l'absorption d'un photon par un électron. Si l'énergie du photon est suffisante, l'électron acquiert suffisamment d'énergie pour passer au niveau énergétique supérieur. Dans le cas des semiconducteurs massifs la transition énergétique se fait de la bande de valence vers la bande de conduction. La différence entre ces deux niveaux d'énergie est la bande interdite. Pour qu'une transition soit possible il faut que l'énergie du photon soit au moins égale à l'énergie de la bande interdite. Ces transitions sont aussi appelées transitions interbandes puisque l'on passe de la bande de valence vers la bande de conduction à travers la bande interdite. Les transitions intrabandes ont lieu d'un niveau de la bande de conduction/valence vers un niveau supérieur de la bande de conduction/valence.

Dans le cas du rayonnement térahertz qui s'étend de 300 GHz à 3 THz, l'énergie des photons est comprise entre 1,2meV et 12,4meV. En comparaison la plus petite bande interdite parmi les semiconducteurs III-V courants est l'InSb avec 170meV. Les photons térahertz ne sont donc pas suffisamment énergétiques pour produire des transitions interbandes dans un semiconducteur standard.

Pour contourner cette limitation il y a deux possibilités. La première consiste à rajouter des impuretés dans le semiconducteur pour créer des niveaux dans la bande interdite (semiconducteur extrinsèque). L'écart énergétique entre ce nouveau niveau et la bande de conduction est suffisamment faible pour que le matériau absorbe des photons térahertz. La deuxième est d'utiliser les propriétés de la physique quantique et de réaliser des nano-structures où des effets de quantification énergétique apparaissent. Cela permet de créer des transitions intrabandes dont la différence énergétique entre les niveaux est fixée par les dimensions latérales de la nano-structure. Ce type de détecteur est appelé détecteur quantique.

Une autre technique de détection consiste à échantillonner optiquement le signal térahertz détecté par une antenne. La tension induite aux bornes de l'antenne est échantillonnée à l'aide d'un laser femtoseconde et d'un photocommutateur. Cette technique s'appelle l'échantillonnage photoconductif.

1.2.3.1 Germanium dopé gallium ou dopé antimoine

Le germanium dopé gallium (Ge :Ga) ou dopé antimoine (Ge :Sb) est un photodétecteur de type extrinsèque, c'est à dire que l'on introduit des impuretés dans le semiconducteur. Ces

impuretés ont pour effet de créer une bande de défauts dans la bande interdite ce qui permet de rendre le matériau sensible à un rayonnement de longueurs d'ondes plus grandes.

Le germanium dopé est très utilisé en astronomie pour mesurer le rayonnement infrarouge. Il s'utilise dans des dispositifs refroidis à l'hélium liquide pour minimiser le bruit. La détection du rayonnement se fait directement ou par une détection hétérodyne[60] où le temps de vie des porteurs (de l'ordre de 2ns[61] pour un dopage au gallium) doit être court pour augmenter la bande passante. L'absorption du rayonnement térahertz par le semiconducteur polarisé permet de moduler sa conductivité en fonction de l'intensité du rayonnement. La mesure du courant photogénéré permet de remonter à la puissance du rayonnement.

Le germanium dopé antimoine a quasiment les mêmes propriétés optiques et électriques que le germanium dopé gallium[62]. La seule différence notable c'est qu'il devient absorbant pour des longueurs d'ondes légèrement plus longues que $130\mu\text{m}$ (2,3 THz) pour Ge :Sb contre $120\mu\text{m}$ (2,5THz) pour Ge :Ga.

Pour ce genre de matériau, il y a un compromis à faire au niveau du dopage. Un dopage trop élevé augmente le courant d'obscurité alors qu'un dopage trop faible diminue l'efficacité d'absorption du matériau.

On trouve dans la littérature pour le Ge :Ga une réponse de $16,2\text{A/W}$ et un NEP de $2,6 \cdot 10^{-17}\text{W}/\sqrt{\text{Hz}}$ à 4,2K[63]

1.2.3.2 Le photodétecteur infrarouge à puits quantiques

Le photodétecteur infrarouge à puits quantiques (QWIP¹⁵ en anglais) a été démontré en 1987 par Levine *et al* [64] à AT&T et Bell *Laboratories* avec un superréseau en GaAs/AlGaAs. Les résultats obtenus pour ce détecteur optimisé à une longueur d'onde de détection de $10,8\mu\text{m}$ sont une bande passante de 10% autour de $\lambda = 10,8\mu\text{m}$ et une réponse de $0,52\text{A/W}$ avec un temps de réponse de 30ps. Ces résultats ont été obtenus pour une température de fonctionnement comprise entre 15K et 80K. Le mécanisme utilisé pour la détection du rayonnement térahertz est la transition d'électrons d'un niveau fondamental d'un puits quantique vers un continuum d'énergie. La structure est polarisée par un champ électrique extérieur ce qui permet d'accélérer les charges et de créer un photocourant. Ce photocourant est proportionnel à la densité d'électrons photogénérés donc à l'intensité du signal à détecter. Le rayonnement à détecter est de très faible énergie (12,4meV à 3 THz). Il en est de même pour les transitions électroniques dans le puits quantique. Cela signifie que ce genre de dispositif peut difficilement fonctionner à température ambiante et plus généralement lorsque $k_B T > \Delta E$.

¹⁵Quantum Well Infrared Photodetector

L'avantage de cette structure est sa facilité d'intégration pour la réalisation de matrices entières de plusieurs détecteurs. Cette capacité d'intégration couplée à un temps de réponse relativement court permet de concevoir des systèmes intégrés dans l'imagerie et de suivre l'évolution de phénomènes relativement rapides.

Ce dispositif couplé à un QCL a été utilisé pour réaliser une communication photonique à 3,8 THz[65]. Le signal de la porteuse détecté par le QWIP (GaAlAs/GaAs) était 100 fois supérieur au niveau du bruit, cette liaison a permis l'envoi d'un signal audio.

Le diagramme de bande d'un QWIP est présenté sur la figure 1.18. Un léger dopage de type n de l'ordre de 10^{16}cm^{-3} à 10^{17}cm^{-3} permet de remplir le fond des puits quantiques d'électrons. Le rayonnement térahertz incident excite les électrons du fond du puits et leur permet de sortir du puits quantique. En pratique, le dispositif est refroidi à l'azote liquide

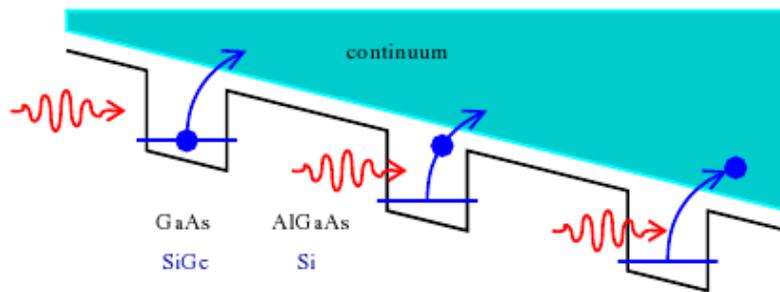


FIG. 1.18 – Mécanisme pour la détection du rayonnement térahertz dans un QWIP[66].

où la température n'est plus que de 77K (6,6meV). Le courant photogénéré proportionnel à l'intensité du rayonnement térahertz est ensuite mesuré par un circuit extérieur.

La principale limitation pour la détection est le courant d'obscurité qui a pour origine trois mécanismes. Le premier est l'effet tunnel à travers les barrières des différents puits qui est d'autant plus important qu'elles sont fines. Les deux autres sont d'origines thermiques : le premier est l'effet tunnel assisté thermiquement (c'est à dire que les électrons traversent la barrière de potentiel après avoir été excité thermiquement), et le deuxième est tout simplement le courant thermoionique classique.

La difficulté dans la réalisation de QWIP dans la gamme des térahertz ($\lambda > 50\mu\text{m}$) est la manifestation d'interactions normalement négligeables dans la réalisation de détecteurs dans l'infrarouge moyen[67]. En principe la structure des QWIP est conçue de manière à pouvoir exciter très facilement un électron au fond du puits. Cette énergie d'excitation dans le domaine des térahertz est équivalente à certaines interactions de type électron-phonon et électron-impureté. Ces interactions sont responsables de la différence entre les résultats

de simulation et les mesures expérimentales lors de la conception de détecteur térahertz en utilisant les modèles théoriques des détecteurs d'infrarouge moyen.

La réponse typique des QWIP est de l'ordre de la dizaine de mA/W.

1.2.3.3 Échantillonnage optique

Les premiers travaux sur l'échantillonnage optique de phénomènes transitoires ultra-rapides ont commencé en 1982 avec le système développé par Valdamis *et al* [68]. Le principe de mesure est basé sur l'échantillonnage en temps équivalent illustré sur la figure 1.19. Cette

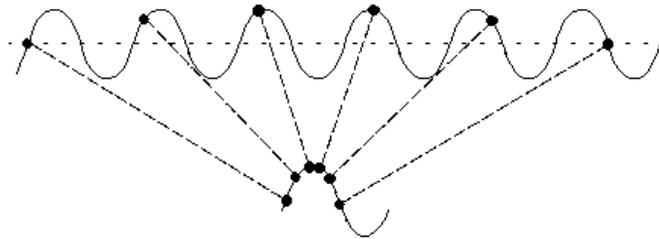


FIG. 1.19 – Principe de l'échantillonnage en temps équivalent.

méthode permet de reconstituer un signal ultra-rapide à partir d'un ensemble de points d'échantillonnage pris sur un signal périodique ou répétitif à différents instants.

Dans l'échantillonnage optique, l'amplitude de chaque échantillon est déterminée suite à l'interaction entre un faisceau optique et le signal électrique à mesurer, de sorte à faire varier une grandeur physique facilement mesurable. Le délai entre chaque prise d'échantillon est déterminé par une ligne à retard généralement mécanique.

Dans cette section, nous allons voir deux méthodes d'échantillonnage. La première est de type électro-optique et la deuxième est de type photoconductrice.

Échantillonnage électro-optique

L'échantillonnage électro-optique couramment utilisé est basé sur deux effets physiques : le premier, l'effet Pockels et le deuxième, l'effet Franz-Keldysh.

L'effet Pockels permet de changer la propriété de biréfringence de certains cristaux sous l'effet d'un champ électrique extérieur. Cela entraîne un changement de polarisation de l'onde électromagnétique qui traverse le cristal, proportionnel à l'intensité du champ électrique. Une mesure du changement de polarisation à l'aide de deux polariseurs croisés permet de déterminer l'intensité du champ électrique.

L'effet Franz-Keldysh permet de mesurer des variations ultra-rapides du champ électrique qui se propage sur une ligne de transmission[69]. Cet effet permet de faire varier le coefficient

d'absorption d'un semiconducteur en fonction du champ électrique appliqué. À fort champ électrique, la variation du coefficient d'absorption est linéaire.

L'avantage de cet effet par rapport à l'effet Pockels est que la mesure du champ électrique est directe. Le schéma de la figure 1.20 illustre le principe de mesure. Une première impulsion laser interagit avec un photodétecteur qui génère une impulsion très courte sur la ligne de transmission. Une deuxième impulsion issue du même laser mais retardée par une ligne à retard mécanique interagit avec le semiconducteur dont les propriétés optiques sont modifiées par l'impulsion électrique sur la ligne. Une mesure de l'intensité du signal réfléchi ou transmis

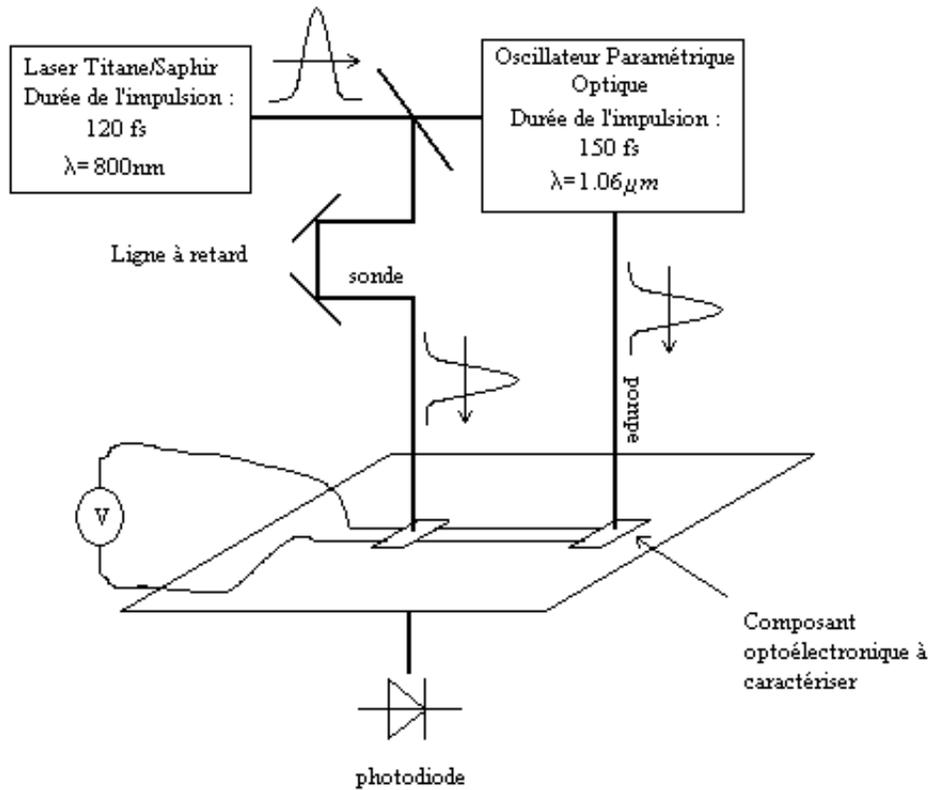


FIG. 1.20 – Schéma de principe pour la mesure par électroabsorption.

par le semiconducteur permet donc d'avoir directement l'image du champ électrique sur la ligne. L'échantillonnage étant réalisé par temps équivalent, une ligne à retard permet de différer la prise d'échantillon dans le temps. Le pas d'échantillonnage δt , fixé par la ligne à retard, a un pas minimum de déplacement d , la vitesse de la lumière c étant parfaitement connue, le pas d'échantillonnage s'exprime par la relation : $\delta t = 2d/c$. Le facteur 2 tient compte de l'aller-retour sur la ligne à retard. En pratique le pas d'échantillonnage est de l'ordre de 20 à 100 femtosecondes.

La résolution temporelle τ de cette technique est le produit de convolution de trois temps

caractéristiques τ_L , τ_O et τ_E . τ_L est la durée des impulsions du laser, τ_O est le temps de transit de l'impulsion optique à travers le semiconducteur et τ_E le temps de transit du signal électrique à mesurer à travers la tâche optique de sonde. Les deux derniers temps caractéristiques se calculent de la manière suivante :

$$\begin{aligned}\tau_O &= 2en_s/c \\ \tau_E &= dn_e/c\end{aligned}\tag{1.26}$$

avec e l'épaisseur du semiconducteur, n_s l'indice optique du semiconducteur, d le diamètre de la tâche optique, n_e l'indice effectif du mode térahertz et c la vitesse de lumière.

Au final la résolution temporelle de la mesure est donnée par :

$$\tau_O = \sqrt{\tau_L^2 + \tau_O^2 + \tau_E^2}\tag{1.27}$$

En pratique, elle est comprise entre 200fs (avec une ligne CPS sur du quartz) et 250fs (avec une ligne CPW sur de l'AlGaAs).

La résolution temporelle avec l'effet Pockels est plus importante. En effet, le cristal à traverser est plus épais ($\approx 200\mu\text{m}$) afin de pouvoir mesurer efficacement la différence de phase et ceci augmente le temps caractéristique τ_0 . Au contraire pour l'effet Franz-Keldysh, l'épaisseur du semi-conducteur est de l'ordre du micron. En contre partie la technique mise en œuvre pour l'effet Pockels permet de faire des mesures externes c'est à dire sans contact au niveau du composant sous test. Cette technique permet également de déterminer le sens de propagation de l'impulsion[70].

Échantillonnage photoconductif

L'échantillonnage photoconductif permet de détecter un signal térahertz qui se propage en espace libre ou sur une ligne. Le dispositif est composé d'une antenne photoconductrice et d'une partie du faisceau optique ayant servie à générer l'impulsion térahertz. L'antenne photoconductrice est constituée d'un semiconducteur isolant et d'une métallisation dont la géométrie permet de capter le rayonnement térahertz.

Le principe de la détection est illustré sur la figure 1.21. En présence d'un rayonnement térahertz, la tension aux bornes de l'antenne V_{THz} est non nulle mais du fait du caractère isolant du semiconducteur aucun courant ne circule. En éclairant le semiconducteur, les charges photogénérées vont être accélérées par la tension V_{THz} induite par le rayonnement térahertz, ce qui va créer un courant. Ce courant étant proportionnel à l'intensité du rayonnement térahertz, la mesure de celui-ci permet de déterminer la présence du rayonnement et son am-

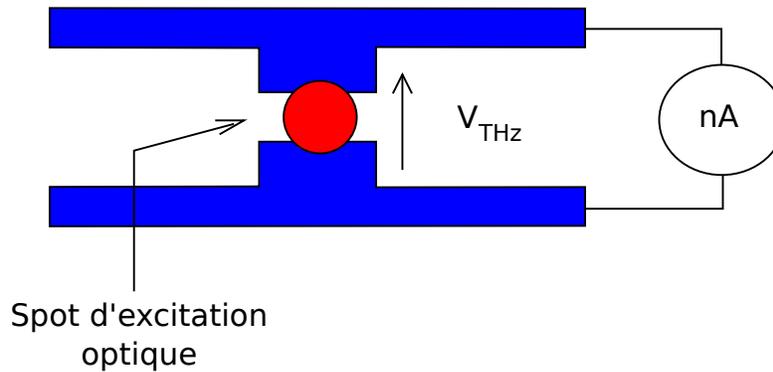


FIG. 1.21 – Détection photoconductrice.

plitude. Le matériau semiconducteur est en général un matériau à temps de vie court pour obtenir un temps de conduction (d'échantillonnage) très court.

La bande passante de cette technique de mesure est importante puisque les fréquences *basses* détectées sont de l'ordre de 200 à 300GHz[71] avec une antenne en forme de T. La fréquence supérieure, fixée par la durée des impulsions optiques et la durée de vie des porteurs, est de 60 THz[72].

1.3 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les différents composants et techniques pour la génération et la détection de térahertz.

Pour la génération, la figure 1.22 illustre bien la notion de *gap térahertz*. En effet, quelque soit l'approche, la puissance térahertz générée par les sources diminue fortement aux environs du térahertz. Pour des fréquences inférieures à 1 THz, les composants optoélectroniques comme les photomélangeurs à base d'UTC-PD offrent de bons résultats. Certains de ces dispositifs ont l'avantage d'utiliser des lasers à des longueurs d'ondes de $1,55\mu\text{m}$. Au-delà de 1 THz, les lasers à cascade quantique sont très bien positionnés avec de bonnes performances en terme de puissance générée. Cependant, ils ne fonctionnent pas à l'heure actuelle à température ambiante.

Le tableau 1.13 permet de comparer les différentes sources térahertz vues dans ce chapitre.

Pour la détection de rayonnement térahertz, les détecteurs thermique ont l'avantage d'être large bande mais avec un temps de réponse relativement long dû aux constantes de temps thermiques. Les détecteurs électroniques sont compacts et ont des temps de réponse relativement courts puisque uniquement limités par des phénomènes électroniques. Les détecteurs à diodes Schottky sont aujourd'hui les plus utilisés avec des circuits de détection relative-

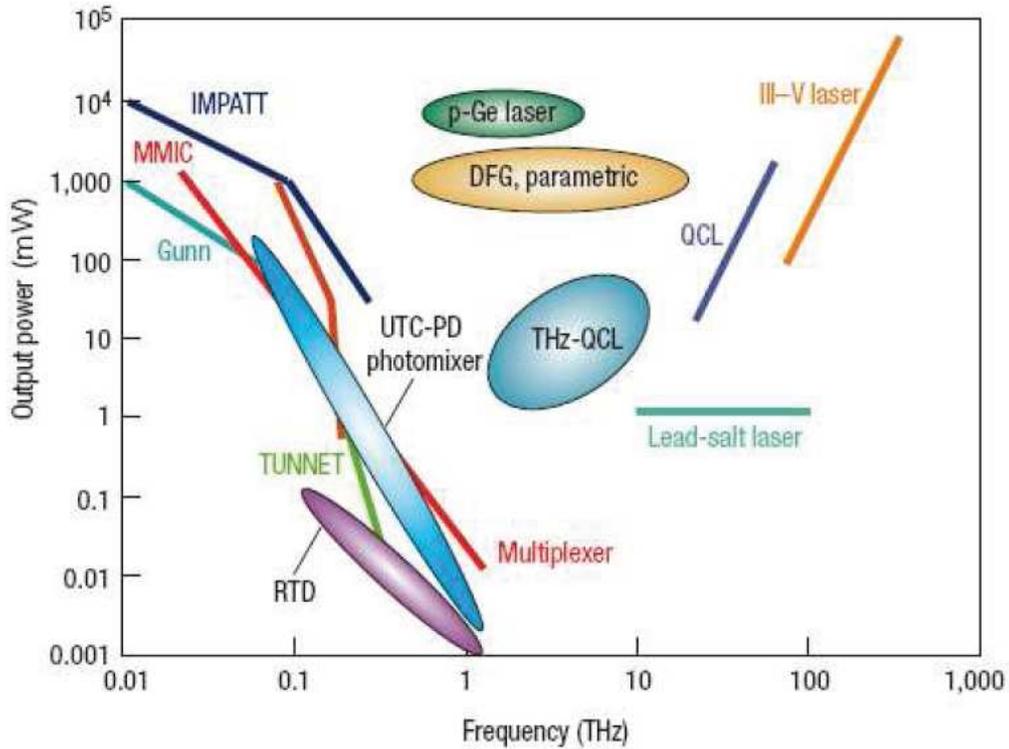


FIG. 1.22 – État de l’art des sources térahertz, les puissances pour le laser p-Germanium et l’optique non-linéaire (DFG, paramétrique) correspondent à des puissances crêtes[73]

ment simple. Enfin, les détecteurs quantiques et optoélectroniques utilisent les transitions électroniques des électrons suite à l’absorption d’un photon et ont un temps de réponse relativement court. L’échantillonnage optique a l’avantage de fonctionner à température ambiante et de pouvoir reconstituer temporellement le signal térahertz.

Le tableau 1.14 regroupe les différents types de détecteurs que nous avons présenté dans ce chapitre.

Source	Gamme spectrale (THz)	Puissance	Avantages	Inconvénients
Électronique				
Diode à effet tunnel résonnant	< 1THz	~10 μ W	compact compacité	faible puissance, fréquence limitée
Source à base de transistors	< 0,3THz	μ W - mW	puissance, compacité	fréquence limitée
Multiplication de fréquence	< 2THz	quelques μ W →1mW	relativement compacte, rendement, puissance	coût, complexité, bande étroite
Optique				
Laser à cascade quantique	> 1THz	~mW	compact, puissance	fonctionnement cryogénique, peu accordable
Optique non-linéaire	> 1THz	~ μ W	largeur de bande, puissance	encombrement (forte puissance de pompe), rendement
Optoélectronique				
Photo-mélangeurs en GaAs-BT	quelques THz	nW - μ W	très largement accordable, pureté spectrale	puissance limitée
Photo-mélangeurs à base d'UTC-PD	< 1THz	quelques μ W	très largement accordable, $\lambda_{optique} = 1,55\mu\text{m}$	puissance limitée
Photo-commutateurs en GaAs-BT	quelques 0,1 →10THz	nW - μ W	spectre large, cohérence temporelle	puissance limitée, résolution spectrale

TAB. 1.13 – Comparaison des différentes sources térahertz présentées

Type	Domaine spectrale (μm)	Temps de réponse	Réponse (V/W)	NEP ($\text{W}/\sqrt{\text{Hz}}$)
Thermique				
Bolomètre				
Si 4,2K	2 - 2000	1ms	$1,5 \cdot 10^{-4}$	$2 \cdot 10^{-12}$
HEB	large bande	ns	-	$10^{-12} - 10^{-14}$
Cellule de Golay	large bande	ms - s	10^{-4}	10^{-10}
Détecteur pyroélectrique	large bande	-	$1,5 \cdot 10^5$	$4 \cdot 10^{-10}$
Électronique				
Diode Schottky	-	< 1ns	4000@100GHz 400@900GHz	$1,5 \cdot 10^{-12}$ @150GHz $20 \cdot 10^{-12}$ @800GHz
Détecteur gaz d'électrons 2D	-	-	$7 \cdot 10^4$ @650GHz	$3 \cdot 10^{-10}$ @650GHz
Quantique et optoélectronique				
Ge :Ga 4,2K	large bande	\sim ns	16	$2,6 \cdot 10^{-17}$
QWIP	-	\sim ps	$\sim 10^{-2}$ A/W	-
Photo-commutateur	large bande \rightarrow 30THz	sub-ps	$0,5 - 1 \cdot 10^3$	$\sim 3 \cdot 10^{-10}$

TAB. 1.14 – Comparaison des différents détecteurs térahertz présentés

Bibliographie

- [1] D.J. Paul, P. See, I.V. Zozoulenko, K.-F. Berggren, B. Hollander, S. Mantl, N. Griffin, B.P. Coonan, G. Redmond, and G.M. Crean. n-type Si/SiGe resonant tunnelling diodes. *Materials Science and Engineering B*, 89(14) :26–29, February 2002.
- [2] JR Söderström, ER Brown, CD Parker, LJ Mahoney, JY Yao, TG Andersson, and TC McGill. Growth and characterization of high current density, high-speed InAs/AlSb resonant tunneling diodes. *Applied Physics Letters*, 58 :275, 1991.
- [3] ER Brown, CD Parker, LJ Mahoney, KM Molvar, and JR Soderstrom. Oscillations up to 712 GHz in InAs/AlSb resonant-tunneling diodes. *Applied Physics Letters*, 58(20) :2291, 1991.
- [4] Safumi Suzuki, Atsushi Teranishi, Kensuke Hinata, Masahiro Asada, Hiroki Sugiyama, and Haruki Yokoyama. Fundamental Oscillation of up to 831 GHz in GaInAs/AlAs Resonant Tunneling Diode. *Applied Physics Express*, 2(5) :054501, 2009.
- [5] M. Shiraishi, S. Suzuki, A. Teranishi, M. Asada, H. Sugiyama, and H. Yokoyama. Fundamental Oscillations up to 915GHz in InGaAs/AlAs Resonant Tunneling Diodes Integrated with Slot Antennas. In *Infrared, Millimeter and Terahertz Waves, 2009. IRMMW-THz 2009. 34th International Conference on*, 2009.
- [6] N. Orihashi, S. Hattori, S. Suzuki, and M. Asada. Experimental and theoretical characteristics of sub-terahertz and terahertz oscillations of resonant tunneling diodes integrated with slot antennas. *Japanese Journal of Applied Physics*, 44(11) :7809–7815, 2005.
- [7] N. Orihashi, S. Suzuki, and M. Asada. One THz harmonic oscillation of resonant tunneling diodes. *Applied Physics Letters*, 87 :233501, 2005.
- [8] G.F. Ross, Lexington, and Mass. Transmission and reception system for generating and receiving base-band duration pulse signals without distortion for short base-band pulse communication system. United States Patent 3,728,632, Avril 1973.
- [9] H. Kroemer. Theory of a wide-gap emitter for transistors. *Proceedings of the IRE*, 45(11) :1535–1537, 1957.
- [10] H. Kroemer. Heterostructure bipolar transistors and integrated circuits. *Proceedings of the IEEE*, 70(1) :13–25, 1982.
- [11] H. Kroemer. Heterostructure bipolar transistors : What should we build? *Journal of Vacuum Science & Technology B : Microelectronics and Nanometer Structures*, 1 :126, 1983.

- [12] H. Kroemer. Two integral relations pertaining to the electron transport through a bipolar transistor with a nonuniform energy gap in the base region. *Solid-state electronics*, 28(11) :1101–1103, 1985.
- [13] K. Shinohara, Wonill Ha, M.J.W. Rodwell, and B. Brar. Extremely High $g_m > 2.2$ S/mm and $f_T > 550$ GHz in 30-nm Enhancement-Mode InP-HEMTs with Pt/Mo/Ti/Pt/Au Buried Gate. *Indium Phosphide & Related Materials, 2007. IPRM '07. IEEE 19th International Conference on*, pages 18–21, May 2007.
- [14] M. Borg, E. Lefebvre, M. Malmkvist, L. Desplanque, X. Wallart, Y. Roelens, G. Dambriane, A. Cappy, S. Bollaert, and J. Grahn. DC and RF Performance of 0.2-0.4 μm Gate Length InAs/AlSb HEMTs. *Indium Phosphide & Related Materials, 2007. IPRM '07. IEEE 19th International Conference on*, pages 67–70, May 2007.
- [15] Walid Hafez, William Snodgrass, and Milton Feng. 12.5 nm base pseudomorphic heterojunction bipolar transistors achieving $f_T = 710$ GHz and $f_{MAX} = 340$ GHz. *Applied Physics Letters*, 87(25) :252109, 2005.
- [16] AM Pavio and MA Smith. A 20-40 GHz Push-Push Dielectric Resonator Oscillator. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 33(12) :1346–1349, 1985.
- [17] K. Tsukamoto, S. Komaki, K. Takanashi, A. Kanazawa, Y. Shoji, H. Ogawa, M. Yoshikawa, S. Asami, M. Kaneta, Y. Suzuki, et al. Development of gigabit millimeter-wave broadband wireless access system-system overview. In *Proc. Asia-Pacific Microwave Conf*, pages 957–960, 2003.
- [18] Eunyoung Seok, Changhua Cao, Dongha Shim, D.J. Arenas, D.B. Tanner, Chin-Ming Hung, and K.K. O. A 410ghz cmos push-push oscillator with an on-chip patch antenna. In *Solid-State Circuits Conference, 2008. ISSCC 2008. Digest of Technical Papers. IEEE International*, pages 472–629, Feb. 2008.
- [19] Y. Baeyens, N. Weimann, V. Houtsma, J. Weiner, Y. Yang, J. Frackoviak, P. Roux, A. Tate, YK Chen, and M.H. Alcatel-Lucent. Highly efficient harmonically tuned InP D-HBT push-push oscillators operating up to 287 GHz. In *IEEE/MTT-S International Microwave Symposium, 2007*, pages 341–344, 2007.
- [20] E. Kollberg and A. Rydberg. Quantum-barrier-varactor diodes for high-efficiency millimetre-wave multipliers. *Electronics Letters*, 25(25) :1696–1698, 1989.
- [21] G. Chattopadhyay, E. Schlecht, JS Ward, JJ Gill, HHS Javadi, F. Maiwald, and I. Mehdi. An all-solid-state broad-band frequency multiplier chain at 1500 GHz. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 52(5) :1538–1547, 2004.

- [22] I. Mehdi, G. Chattopadhyay, E. Schlecht, J. Ward, J. Gill, F. Maiwald, and A. Maestrini. Terahertz multiplier circuits. In *IEEE MTT-S International Microwave Symposium*, pages 341–344, 2006.
- [23] A. Maestrini, JS 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 Microwave and Wireless Components Letters*, 15(12) :871–873, 2005.
- [24] TW Crowe, JL Hesler, DW Porterfield, DS Kurtz, and K. Hui. Development of multiplier based sources for up to 2 THz. In *Infrared and Millimeter Waves, 2007 and the 2007 15th International Conference on Terahertz Electronics. IRMMW-THz. Joint 32nd International Conference on*, pages 621–622, 2007.
- [25] RA Suris and RF Kazarinov. Possibility of the amplification of electromagnetic waves in a semiconductor with a superlattice. *Soviet Physics : Semiconductors*, 5 :707–709, 1971.
- [26] Jerome Faist, Federico Capasso, Deborah L. Sivco, Carlo Sirtori, Albert L. Hutchinson, and Alfred Y. Cho. Quantum Cascade Laser. *Science*, 264(5158) :553–556, 1994.
- [27] C. Sirtori, S. Dhillon, C. Faugeras, A. Vasanelli, and X. Marcadet. Quantum cascade lasers : The semiconductor solution for lasers in the mid-and far-infrared spectral regions. *physica status solidi (a)*, 203(14), 2006.
- [28] C. Sirtori, C. Gmachl, F. Capasso, J. Faist, D.L. Sivco, A.L. Hutchinson, and A.Y. Cho. Long wavelength (8–11.5 μ m) semiconductor lasers with waveguides based on surface plasmons. *Opt. Lett*, 24 :1366–1368, 1998.
- [29] R. Kohler, 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(6885) :156–159, 2002.
- [30] C. Worrall, J. Alton, M. Houghton, S. Barbieri, HE Beere, D. Ritchie, and C. Sirtori. Continuous wave operation of a superlattice quantum cascade laser emitting at 2 THz. *Optics express*, 14(1) :171, 2006.
- [31] C. Walther, M. Fischer, G. Scalari, R. Terazzi, N. Hoyler, and J. Faist. Quantum cascade lasers operating from 1.2 to 1.6 THz. *Applied Physics Letters*, 91 :131122, 2007.
- [32] S. Kumar, B.S. Williams, Q. Hu, and J.L. Reno. 1.9 THz quantum-cascade lasers with one-well injector. *Applied Physics Letters*, 88 :121123, 2006.
- [33] B.S. Williams, S. Kumar, Q. Hu, and J.L. Reno. Operation of terahertz quantum-cascade lasers at 164 K in pulsed mode and at 117 K in continuous-wave mode. *Appl. Phys. Lett*, 13 :3331, 2005.

- [34] S. Kumar, Q. Hu, and J.L. Reno. 186 K operation of terahertz quantum-cascade lasers based on a diagonal design. *Applied Physics Letters*, 94 :131105, 2009.
- [35] JM Manley and HE Rowe. Some general properties of nonlinear elements-Part I. General energy relations. *Proceedings of the IRE*, 44(7) :904–913, 1956.
- [36] E. A. Michael, B. Vowinkel, R. Schieder, M. Mikulics, M. Marso, and P. Kordoš. Large-area traveling-wave photonic mixers for increased continuous terahertz power. *Applied Physics Letters*, 86(11) :111120, 2005.
- [37] U. Willer, R. Wilk, W. Schippers, S. Böttger, D. Nodop, T. Schossig, W. Schade, M. Mikulics, M. Koch, M. Walther, et al. 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(1) :13–16, 2007.
- [38] H. Ito, T. Furuta, F. Nakajima, K. Yoshino, and T. Ishibashi. Photonic generation of continuous THz wave using uni-traveling-carrier photodiode. *Journal of lightwave technology*, 23(12) :4016, 2005.
- [39] J. Mangeney, A. Merigault, N. Zerounian, P. Crozat, K. Blary, and JF Lampin. Continuous wave terahertz generation up to 2 THz by photomixing on ion-irradiated InGaAs at 1.55 μm wavelengths. *Applied Physics Letters*, 91 :241102, 2007.
- [40] D. H. Auston. Picosecond optoelectronic switching and gating in silicon. *Applied Physics Letters*, 26(3) :101–103, 1975.
- [41] M. Tani, S. Matsuura, K. Sakai, and S. Nakashima. Emission characteristics of photoconductive antennas based on low-temperature-grown GaAs and semi-insulating GaAs. *Applied optics*, 36(30) :7853–7859, 1997.
- [42] Z. D. Taylor, E. R. Brown, J. E. Bjarnason, M. P. Hanson, and A. C. Gossard. Resonant-optical-cavity photoconductive switch with 0.5% conversion efficiency and 1.0w peak power. *Opt. Lett.*, 31(11) :1729–1731, 2006.
- [43] Nicolas Billot. *Étalonnage d'un nouveau type de détecteur bolométrique pour l'instrument PACS de l'Observatoire spatiale de Herschel*. PhD thesis, Université Paris-Sud 11, 2007.
- [44] M. Galeazzi and D. McCammon. Microcalorimeter and bolometer model. *Journal of Applied Physics*, 93(8) :4856–4869, 2003.
- [45] *Optoélectronique térahertz*. 2008.
- [46] Marcel J. E. Golay. A pneumatic infra-red detector. *Review of Scientific Instruments*, 18(5) :357–362, 1947.
- [47] H.A. Watson and M.R. Barber. *Microwave semiconductor devices and their circuit applications*. McGraw-Hill New York, 1969.

- [48] H.C. Torrey, C.A. Whitmer, and S.A. Goudsmit. *Crystal rectifiers*, volume 15. McGraw-Hill Book Co., 1948.
- [49] R.W. Waugh and R.R. Buted. The Zero Bias Schottky Diode Detector at Temperature Extremes-Problems and Solutions. In *Proceedings of the WIRELESS Symposium*, pages 175–183, 1996.
- [50] J.L. Hesler and T.W. Crowe. Responsivity and noise measurements of zero-bias Schottky diode detectors. In *18th Intl. Symp. Space Terahertz Techn., Pasadena*, 2007.
- [51] Hiroshi Ito, Fumito Nakajima, Tetsuichiro Ohno, Tomofumi Furuta, Tadao Nagatsuma, and Tadao Ishibashi. InP-Based Planar-Antenna-Integrated Schottky-Barrier Diode for Millimeter- and Sub-Millimeter-Wave Detection. *Japanese Journal of Applied Physics*, 47(8) :6256–6261, 2008.
- [52] T. Yasui, A. Nishimura, T. Suzuki, K. Nakayama, and S. Okajima. Detection system operating at up to 7 THz using quasi-optics and Schottky barrier diodes. *Review of Scientific Instruments*, 77(6) :066102, 2006.
- [53] Michael Dyakonov and Michael Shur. Shallow water analogy for a ballistic field effect transistor : New mechanism of plasma wave generation by dc current. *Phys. Rev. Lett.*, 71(15) :2465–2468, Oct 1993.
- [54] W. Knap, J. Lusakowski, T. Parenty, S. Bollaert, A. Cappy, VV Popov, and MS Shur. Terahertz emission by plasma waves in 60 nm gate high electron mobility transistors. *Applied Physics Letters*, 84 :2331, 2004.
- [55] N. Dyakonova, A. El Fatimy, J. Łusakowski, W. Knap, MI Dyakonov, M.A. Poisson, E. Morvan, S. Bollaert, A. Shchepetov, Y. Roelens, et al. Room-temperature terahertz emission from nanometer field-effect transistors. *Applied Physics Letters*, 88 :141906, 2006.
- [56] M. Dyakonov and M. Shur. Detection, mixing, and frequency multiplication of terahertz radiation by two-dimensional electronic fluid. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 43(3) :380–387, 1996.
- [57] W. Knap, V. Kachorovskii, Y. Deng, S. Rumyantsev, J.Q. Lü, R. Gaska, MS Shur, G. Simin, X. Hu, M.A. Khan, et al. Nonresonant detection of terahertz radiation in field effect transistors. *Journal of Applied Physics*, 91 :9346, 2002.
- [58] A. LISAUSKAS, U. Pfeiffer, E. Öjefors, P.H. Bolívar, D. Glaab, and H.G. Roskos. Rational design of high-responsivity detectors of terahertz radiation based on distributed self-mixing in silicon field-effect transistors. *Journal of Applied Physics*, 105 :114511, 2009.
- [59] R.A. Barrett. Broadband RF power detector using FET, 1987. US Patent 4,647,848.

- [60] I. S. Park, E. E. Haller, E. N. Grossman, and Dan M. Watson. Germanium :gallium photoconductors for far infrared heterodyne detection. *Appl. Opt.*, 27(19) :4143–4150, 1988.
- [61] F. A. Hegmann, J. B. Williams, B. Cole, M. S. Sherwin, J. W. Beeman, and E. E. Haller. Time-resolved photoresponse of a gallium-doped germanium photoconductor using a variable pulse-width terahertz source. *Applied Physics Letters*, 76(3) :262–264, 2000.
- [62] J. W. Beeman, W. L. Hansen, O. D. Dubon, and E. E. Haller. High performance antimony-doped germanium photoconductors. *Infrared Physics & Technology*, 37(7) :715 – 721, 1996.
- [63] M. Fujiwara. Development of far-infrared Ge :Ga photoconductor having a longitudinal configuration. *Applied Physics Letters*, 77 :3099, 2000.
- [64] B. F. Levine, K. K. Choi, C. G. Bethea, J. Walker, and R. J. Malik. New 10 μ m infrared detector using intersubband absorption in resonant tunneling gaalas superlattices. *Applied Physics Letters*, 50(16) :1092–1094, 1987.
- [65] P. D. Grant, S. R. Laframboise, R. Dudek, M. Graf, A. Bezinger, and H. C. Liu. Terahertz quantum well devices and their potential for free space communication. volume 7467, page 74670P. SPIE, 2009.
- [66] P. Harrison, MA Gadir, NEI Etteh, and RA Soref. The physics of THz QWIPs. In *Ninth international conference on terahertz electronics*, pages 101–105, 2000.
- [67] M. Graf, E. Dupont, H. Luo, S. Haffouz, Z.R. Wasilewski, A.J. Spring Thorpe, D. Ban, and HC Liu. Terahertz quantum well infrared detectors. *Infrared Physics and Technology*, 2009.
- [68] JA Valdmanis, G. Mourou, and CW Gabel. Picosecond electro-optic sampling system. *Applied Physics Letters*, 41 :211, 1982.
- [69] JF Lampin, L. Desplanque, and F. Mollot. Detection of picosecond electrical pulses using the intrinsic Franz-Keldysh effect. *Applied Physics Letters*, 78 :4103, 2001.
- [70] L. Meignien, J. Mangeney, P. Crozat, L. Duvillaret, and M. Hanna. Two-port vectorial terahertz electro-optic sampling system. *Applied Physics Letters*, 92 :131103, 2008.
- [71] PR Smith, DH Auston, and MC Nuss. Subpicosecond photoconducting dipole antennas. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 24(2) :255–260, 1988.
- [72] Y. C. Shen, P. C. Upadhyaya, E. H. Linfield, H. E. Beere, and A. G. Davies. Ultrabroadband terahertz radiation from low-temperature-grown GaAs photoconductive emitters. *Applied Physics Letters*, 83(15) :3117–3119, 2003.

[73] M. Tonouchi. Cutting-edge terahertz technology. *Nature photonics*, 1(2) :97–105, 2007.

Chapitre 2

Le GaAsSb-BT pour la génération d'impulsions térahertz

Le GaAs épitaxié à basse température (GaAs-BT) est le matériau de référence parmi les matériaux à temps de vie court. Il offre après recuit une très grande résistivité de l'ordre de 10^6 à $10^7 \Omega \cdot \text{cm}$ [1], une mobilité de 100 à $150 \text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ et un temps de vie de l'ordre de la picoseconde voir sub-picoseconde. L'inconvénient majeur de ce matériau est sa bande interdite de $1,42 \text{eV}$ qui le rend sensible en-dessous de 870nm , soit en dehors des longueurs d'ondes des télécommunications à $1,3 \mu\text{m}$ et surtout à $1,55 \mu\text{m}$.

À l'heure actuelle, les deux matériaux à temps de vie court sensibles à des longueurs d'ondes supérieures à $1 \mu\text{m}$ et capables de générer des ondes térahertz sont l' $\text{In}_x \text{Ga}_{1-x} \text{As}$ et le $\text{GaAs}_{1-x} \text{Sb}_x$. Les longueurs d'ondes auxquelles ces matériaux sont sensibles en fonction du paramètre de maille sont représentées sur la figure 2.1. En ajustant la composition en indium pour l' In-GaAs et en antimoine pour le GaAsSb , il est possible de rendre ces matériaux sensibles à des longueurs d'ondes supérieures à $1 \mu\text{m}$. Les longueurs d'ondes intéressantes sont $1,06 \mu\text{m}$, $1,3 \mu\text{m}$ et $1,55 \mu\text{m}$ puisque à ces longueurs d'ondes des lasers compacts sont disponibles. Dans cette thèse nous nous intéresserons principalement au GaAsSb-BT sensible à $1,06 \mu\text{m}$.

Le principal problème rencontré avec l' InGaAs-BT est la baisse de résistivité avec l'augmentation du pourcentage d'indium dans la composition. Cette chute de résistivité par rapport au GaAs-BT s'explique en faisant l'hypothèse que le niveau de défauts donneurs dans la bande interdite de l' InGaAs-BT est fixe par rapport à la bande de valence[2]. La figure 2.2 représente la valeur de la bande interdite en fonction du pourcentage d'indium. Pour un faible pourcentage d'indium, on retrouve le modèle de compensation expliquant la haute résistivité du GaAs-BT . En ajoutant de l'indium, la bande interdite diminue, ce qui rapproche le bas de la bande de conduction vers le niveau donneur dans la bande interdite. Ce niveau est par-

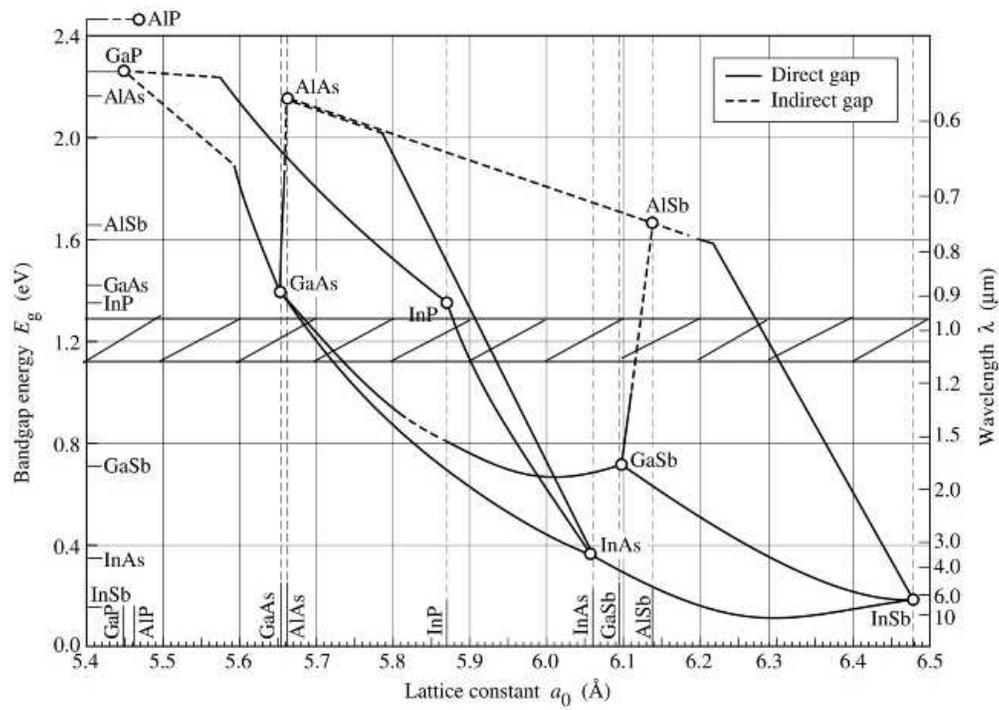


FIG. 2.1 – Paramètre de maille des matériaux en fonction de la bande interdite

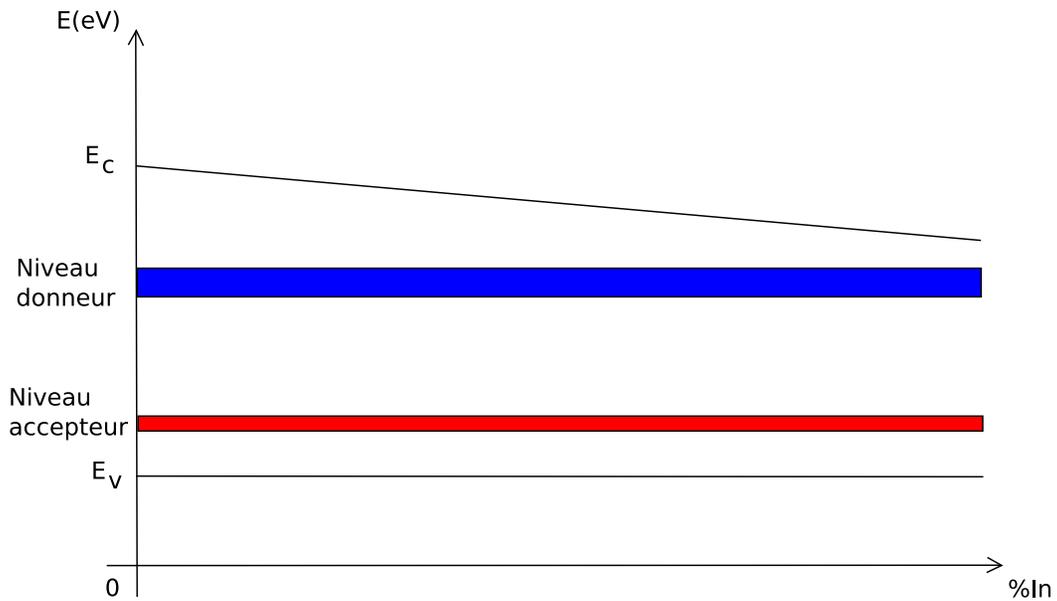
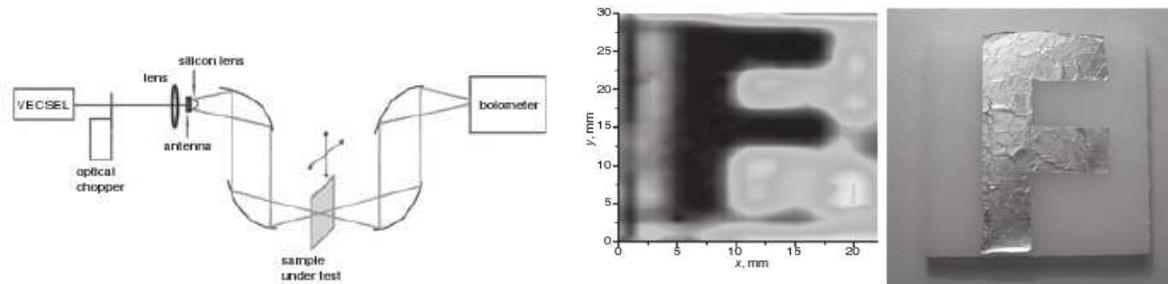


FIG. 2.2 – Bande interdite en fonction du pourcentage d'indium

tiellement ionisé à température ambiante et libre des électrons dans la bande de conduction. Cela a pour effet de diminuer la résistivité du matériau et de le rendre trop conducteur pour la réalisation de photocommutateurs.

Les premiers travaux sur la croissance de GaAsSb-BT publiés dans la littérature sont de Sigmund *et al* [3]. Avant de voir de la croissance du GaAsSb-BT proprement dite, nous allons dresser un état de l’art sur les applications à $1,06\mu\text{m}$. La plupart des résultats publiés sur les possibilités du GaAsSb-BT sont issus des couches réalisées par Sigmund.

Des résultats en imagerie à l’aide de laser à $1,04\mu\text{m}$ ont été obtenus avec une couche de GaAsSb-BT avec 40% d’antimoine[4] par Wilcox *et al* [5], figure 2.3. Le photocommutateur à base d’un peigne interdigité composé de six doigts avec un espacement de $1\mu\text{m}$ est éclairé par une diode laser à cavité verticale externe émettant par la surface (VECSEL¹). Le VECSEL



(a) Diagramme du montage expérimental.

(b) Image térahertz d’une feuille d’aluminium posé sur du polyéthylène avec une photographie pour comparaison.

FIG. 2.3 – Imagerie térahertz réalisée par Wilcox[5].

émet à $1,04\mu\text{m}$ avec un taux de répétition de 10GHz et une largeur à mi-hauteur des impulsions de 480fs . L’impulsion térahertz est émise par une antenne log-périodique polarisée sous 15V . La détection se fait par un bolomètre après que le rayonnement ait traversé l’échantillon à analyser.

Dans le domaine du photomélange, des résultats ont également été obtenus avec ce matériaux avec une composition de 19% d’antimoine. Willer *et al* [6] ont utilisé une couche de $2\mu\text{m}$ d’épaisseur avec une température de croissance de 217°C . Les lasers microchips utilisés émettent à $1061,3\text{nm}$ et $1063,9\text{nm}$ avec une puissance optique de 60mW . La puissance térahertz générée par le photocommutateur est de l’ordre du nW , ce qui est tout de même suffisant pour faire de l’imagerie térahertz comme démontré dans cette publication.

Kleher *et al* [7] ont également utilisé du GaAsSb-BT avec 19% d’antimoine mais cette fois avec une température de croissance de 490°C pour réaliser du photomélange. Ils ne fournissent pas de résultat concernant la puissance générée. Le but était avant tout de démontrer la possibilité de générer du térahertz par photomélange à partir d’une diode laser DFB² monolithique à 2 modes.

¹Vertical External Cavity Surface Emitting Laser

²Distributed Feedback Laser

Une étude intéressante comparant plusieurs modes de générations de térahertz avec des matériaux épitaxiés à basse température a été réalisée par Hargreaves *et al* [8]. Elle compare le GaAs-BT et le GaAsSb-BT avec une composition de 40% et 85% d'antimoine. La première partie de l'analyse est une mesure en réflectance de 5 THz à 18 THz puis une étude de différents modes de génération térahertz comme l'effet photoconductif et l'émission par champ de surface.

La plupart de ces publications, à l'exception de celles publiées par Sigmund, font l'impasse sur les aspects matériaux. Il n'y a pas de réelle étude sur les propriétés du GaAsSb-BT (temps de vie des porteurs, résistivité, morphologie...) en fonction des conditions de croissance.

Dans ce chapitre, nous allons présenter les différents résultats que nous avons obtenu sur des couches de GaAsSb-BT. L'étude portera sur la morphologie, le temps de vie des porteurs et la résistivité en fonction de la température de croissance et de la température de recuit après croissance, l'objectif étant d'optimiser la croissance du GaAsSb-BT pour la réalisation de photocommutateur sensible à $1,06\mu\text{m}$.

2.1 Matériaux à temps de vie court

Le temps de vie des porteurs dans un matériau caractérise la dynamique de recombinaison des porteurs. La recombinaison d'un électron avec un trou peut se produire de deux manières : soit directement (figure 2.4) par la rencontre entre un électron et un trou, soit indirectement par l'intermédiaire d'un niveau dans la bande interdite. Dans ce dernier cas, l'impureté permet d'assister la recombinaison de la paire électron-trou.

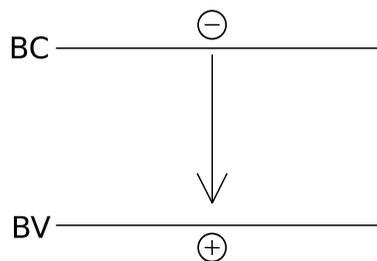


FIG. 2.4 – Mécanisme de recombinaison directe.

Les recombinaisons directes (généralement radiatives) sont proportionnelles au nombre d'électrons et au nombre de trous. Dans le cas particulier du régime de faible injection (la densité de porteurs créée par une excitation extérieure est inférieure à la densité de porteurs à l'équilibre thermodynamique que nous appellerons n_0 pour les électrons et p_0 pour les trous), on montre que le temps de vie des porteurs est inversement proportionnel à la densité de porteur $p_0(n_0)$ dans le cas d'un semiconducteur de type n(p).

Pour obtenir un matériau à grande résistivité le nombre de porteurs libres doit être le plus faible possible ce qui implique une durée de vie très élevée pour les porteurs minoritaires. En pratique, il n'en est rien puisqu'un autre processus devient alors dominant : la recombinaison assistée par des centres de recombinaison.

Ce processus est indirect puisque la recombinaison entre une paire électron-trou se fait par l'intermédiaire d'un de ces centres. Ils ont principalement pour origine des défauts ou des impuretés dans la maille cristalline du semiconducteur et font l'objet de la théorie de Shockley-Hall-Read. D'après cette théorie, le temps de vie des porteurs est inversement pro-

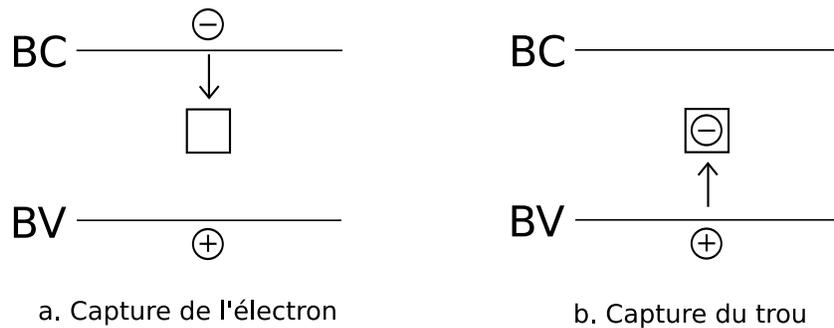


FIG. 2.5 – Mécanisme de recombinaison assistée par un centre de recombinaison. a) Le centre de recombinaison capture un électron de la bande de conduction. b) Le centre de recombinaison capture un trou ce qui permet de recombiner une paire d'électron-trou.

portionnel à la densité des centres de recombinaison. Ainsi, plus le matériau aura de défauts et plus le temps de vie des porteurs sera court. Le mécanisme de recombinaison se fait en deux temps. Dans un premier temps, un centre capture un électron de la bande de conduction. Dans un deuxième temps, il capture un trou de la bande de valence, ce qui conduit à la recombinaison d'une paire électron-trou (figure 2.5). C'est ce processus de recombinaison qui sera mis à profit dans les matériaux à temps de vie court.

2.1.1 Défauts et/ou impuretés dans les matériaux à temps de vie court

Nous avons vu dans la section précédente que pour obtenir un matériau à temps de vie court, il faut introduire des centres de recombinaisons dans la bande interdite pour augmenter le nombre de recombinaisons.

Dans cette section, nous allons voir les deux méthodes principalement utilisées pour créer ces centres. La première consiste à introduire des impuretés dans la maille cristalline alors que la deuxième consiste à créer des défauts au sein du réseau cristallin. Dans les deux cas, les défauts/impuretés peuvent être introduits pendant la croissance du matériau ou après, par

implantation (impuretés) ou irradiation (défauts cristallins).

2.1.1.1 Défauts de type impuretés

Dans le cas de l'InGaAs, les impuretés utilisées sont généralement des métaux de transition qui se comportent comme des accepteurs, ce qui permet de compenser la concentration de donneurs intrinsèquement présente. En pratique, on utilise des atomes de fer qui est un élément très peu utilisé dans les bâtis de croissance. C'est pour cela que cette technique d'introduction des impuretés pendant la croissance est peu utilisée, contrairement à l'implantation pour la réalisation de matériaux à temps de vie court.

Dans le cas de l'implantation, le semiconducteur est bombardé par des ions qui entrent en collision avec les atomes du réseau cristallin[9]. Si l'ion a une énergie supérieure à une énergie seuil E_0 , l'atome percuté quitte son emplacement dans la maille cristalline et laisse derrière lui un site vacant appelé *lacune*. Ce mécanisme se reproduira avec un autre ion/atome tant que son énergie cinétique sera supérieure à E_0 . Au final, nous retrouverons 3 types de défauts (figure 2.6) dans le réseau cristallin :

- un site vacant appelé *lacune*
- un atome remplaçant un autre atome dans la maille cristalline appelé *site substitutionnel*
- un atome entre deux autres atomes de la maille : *défaut interstitiel*

Les ions s'arrêtent dans le matériau à une certaine profondeur une fois que toute l'énergie cinétique de départ est dissipée et constituent des impuretés dans le matériau. Un recuit est généralement nécessaire pour recristalliser le matériau.

L'implantation d'ion fer permet de compenser les niveaux donneurs (puisqu'ils constituent des niveaux accepteurs) et donc d'augmenter la résistance d'obscurité. On obtient ainsi des temps de vie de l'ordre de 0,3ps et une résistance d'obscurité de l'ordre de la centaine Ωcm [10] après recuit à 600°C.

2.1.1.2 Défauts de type cristallin

L'irradiation permet de créer des défauts cristallins ponctuels dans le semiconducteur après croissance. Ces défauts introduisent également des niveaux dans la bande interdite qui permettent de compenser le dopage intrinsèque du matériau. Contrairement à l'implantation, les ions utilisés pour le bombardement (Br^+ ou Au^+) sont suffisamment énergiques pour traverser entièrement le matériau. La nature chimique des éléments n'a alors que très peu d'importance contrairement à leur masse. Plus leur masse est importante et plus on verra apparaître des amas de défauts.

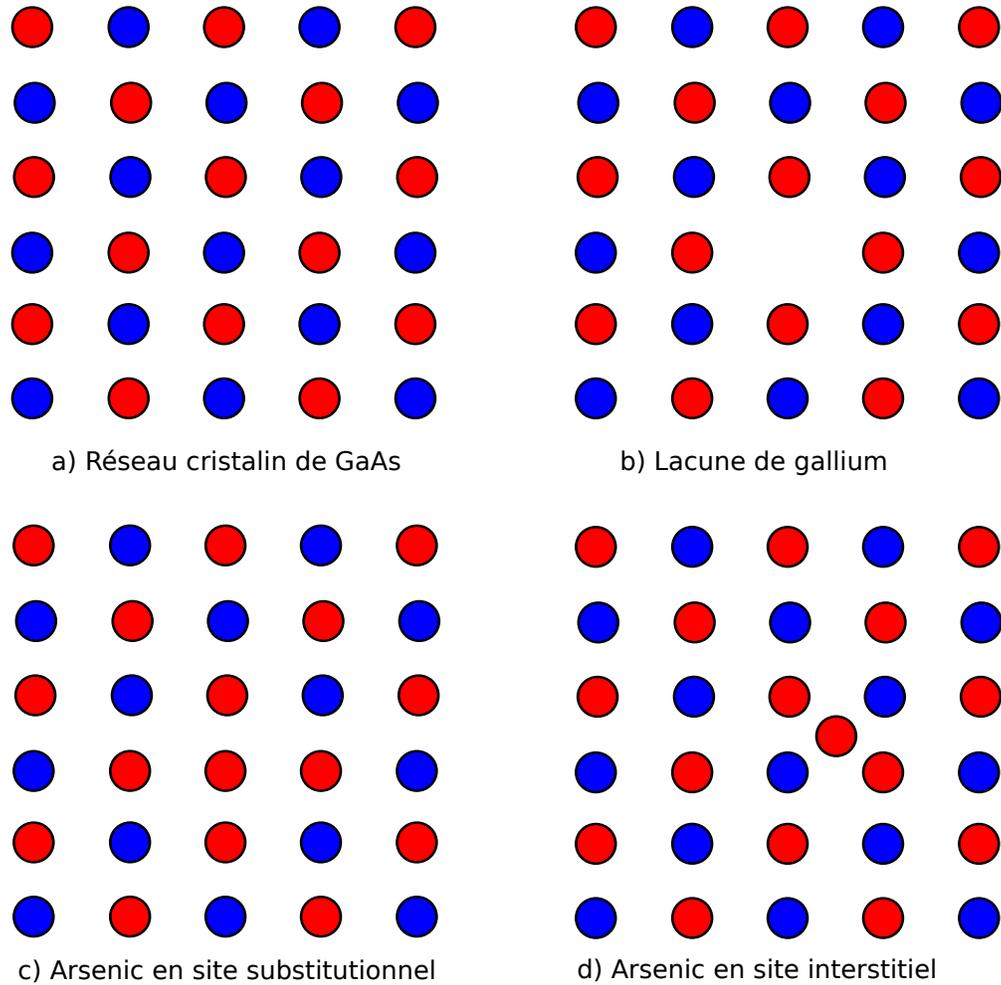


FIG. 2.6 – Défauts dans la maille cristalline de GaAs. En bleu, atomes de gallium, en rouge atomes d'arsenic.

L'InGaAs irradié, par rapport à l'InGaAs implanté, a l'avantage d'avoir une meilleure mobilité de porteurs puisque seuls les défauts de structures cristallines sont présents. Avec cette technique il est possible d'atteindre des temps de vie de 200fs avec une résistance d'obscurité de $5 \Omega \cdot \text{cm}$ [11]

L'autre possibilité est d'introduire des défauts cristallins pendant la croissance. Dans le cas du GaAs-BT, ces défauts sont sous la forme de lacunes de gallium, d'arsenic en sites interstitiels et d'arsenic en sites substitutionnels (figure 2.6).

Look *et al* [12] ont développé un modèle présenté sur la figure 2.7 pour expliquer la haute résistivité du GaAs-BT. D'après ce modèle, les défauts liés aux atomes d'arsenic en sites substitutionnels de concentration N_{dd} sont des donneurs profonds situés au milieu de la bande interdite. Ces donneurs vont être partiellement ionisés par un mécanisme de compensation

qui intervient avec les accepteurs. Ces accepteurs sont des lacunes de gallium de concentration N_{da} en plus des accepteurs naturels de GaAs comme le carbone. Ainsi les porteurs résiduels

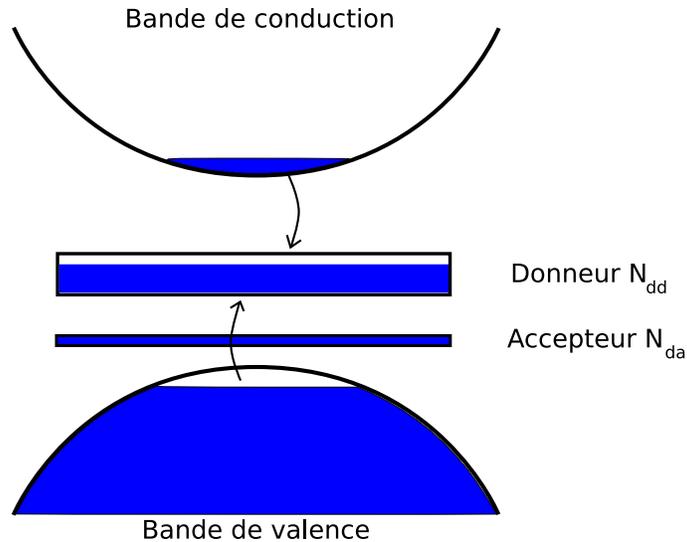


FIG. 2.7 – Diagramme de dispersion $E(k)$ du GaAs-BT avec les niveaux énergétiques des défauts.

dans la bande de conduction se recombinent avec les donneurs ionisés. Le niveau de Fermi est donc pratiquement bloqué au milieu de la bande interdite. La concentration des porteurs libres est alors très faible ce qui expliquerait la haute résistivité du GaAs-BT.

Les défauts introduits par la croissance à basse température ne sont thermiquement pas stables. Pour stabiliser la couche, un recuit après croissance est effectué. Dans le cas du GaAs-BT, ce recuit met en jeu plusieurs processus.

Dans un premier temps, les atomes d'arsenic interstitiels plus mobiles à ces températures diffusent dans la maille du cristal pour former des précipités d'arsenic[13]. Ce processus se poursuit jusqu'à épuisement des atomes d'arsenic en sites interstitiels. Enfin, les derniers A_{Si} se recombinent avec les lacunes de gallium.

Le temps de vie des matériaux épitaxiés à basse température est typiquement de l'ordre de la picoseconde. Dans le paragraphe précédent, nous avons vu le mécanisme de compensation qui permet d'obtenir une grande résistivité. Nous allons maintenant voir que les centres de recombinaison sont aussi responsables du temps de vie court que nous mesurons dans ce type de matériau. La dynamique de recombinaison est illustrée sur la figure 2.8.

Un photon est absorbé par un électron de la bande de valence et lui cède suffisamment d'énergie pour que l'électron se retrouve dans la bande de conduction. Plus l'énergie du photon est importante et plus l'électron va se retrouver haut dans la bande de conduction. Un mécanisme

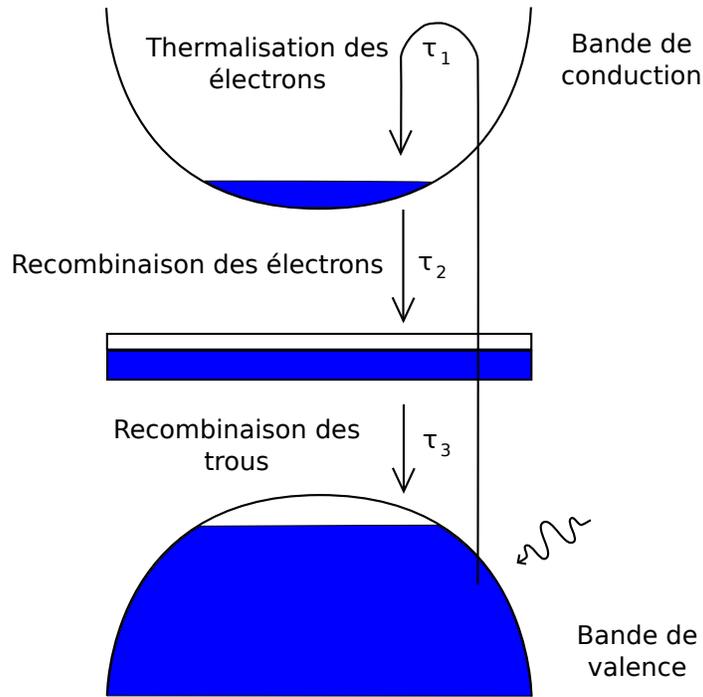


FIG. 2.8 – Mécanisme de la dynamique de recombinaison des électrons.

de thermalisation de constante de temps τ_1 se met alors en place via l'émission de phonons pour que l'électron redescende dans le bas de la bande de conduction. Une fois arrivée au bas de la bande de conduction cet électron va être piégé par les centres de recombinaison situés au milieu de la bande interdite. Ce mécanisme de piégeage est caractérisé par une constante de temps τ_2 . Pour finir, les pièges vont se vider en se recombinant avec les trous de la bande de valence avec une constante de temps τ_3 .

En pratique, les courbes expérimentales de la dynamique de recombinaison des porteurs peuvent être modélisées par une somme d'exponentielles décroissantes :

$$T(t) = \sum_i^N A_i e^{-t/\tau_i} \quad (2.1)$$

2.1.2 L'épitaxie à basse température

Le premier matériau à temps de vie court et à haute résistivité fut le silicium irradié sensible à $1,06\mu\text{m}$ [14]. Plus tard, il fut remplacé par le GaAs-BT ce dernier donnant de meilleurs résultats dans la génération de térahertz. À l'origine ce matériau était utilisé comme substrat semi-isolant pour la réalisation de composants électroniques. Le temps de vie court des porteurs dans ce matériau, en plus de sa résistivité élevée, en font le matériau idéal pour

des applications dans le domaine de l'optoélectronique.

2.1.2.1 L'épitaxie par jets atomiques moléculaires

L'épitaxie par jets atomiques moléculaires (EJM ou MBE³ en anglais) consiste à faire croître sur un substrat un matériau de très grande qualité cristalline. Cette technique permet d'obtenir des couches d'une épaisseur typique de quelques microns à la vitesse moyenne de 1 μ m/heure. La réalisation des couches se fait dans une enceinte sous ultra-vide dont la structure schématique est présentée sur la figure 2.9. Ce vide est nécessaire pour éviter les pollutions pendant la croissance et augmenter le libre parcours moyen des molécules avant collision. Les éléments atomiques qui vont permettre de réaliser la couche sont contenus dans des cellules. Dans chacune de ces cellules, on trouve l'élément à déposer (Al, Ga, In pour les

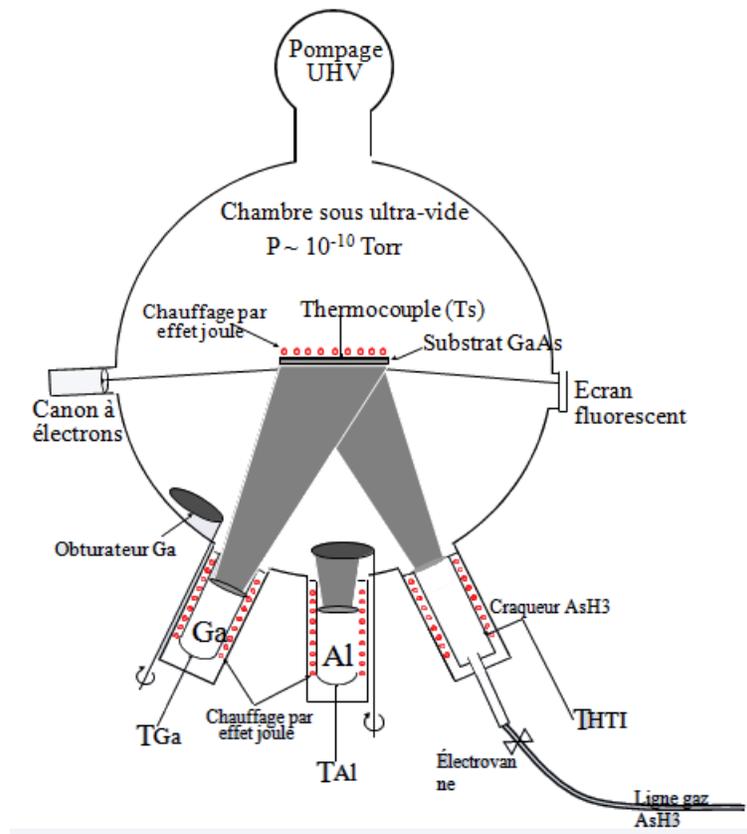


FIG. 2.9 – Schéma simplifié de l'intérieur d'un bâti d'EJM à sources gazeuses.

éléments III et P, As, Sb pour les éléments V), un système de chauffage par effet joule et un obturateur. Les éléments V peuvent être sous forme solide ou gazeuse sauf l'antimoine qui est uniquement sous forme solide. Nous parlerons alors de bâti à sources solides ou bâti à sources

³Molecular Beam Epitaxy

gazeuses. Les bâtis à sources gazeuses permettent un meilleur contrôle du flux d'élément V car celui-ci se fait par l'intermédiaire d'une électrovanne permettant d'ajuster le débit de gaz. À l'intérieur du bâti se trouve le substrat monocristallin porté à la température T_S . Les différents flux d'atomes ou de molécules issus des cellules se condensent sur le substrat. L'intensité du flux des éléments est ajustée par la température de la cellule (T_{III} pour une cellule d'éléments III et T_V pour une cellule d'éléments V) et l'obturateur permet de couper le flux à tout instant. En règle générale, les éléments V sont plus volatiles que les éléments III ce qui impose $T_{III} > T_V$ pour avoir un flux identique d'élément III et V. Pendant la croissance les éléments III se déposent sur le substrat par condensation lorsque $T_S < T_{III}$, puis les éléments V viennent se coller sur les éléments III. Pour chaque atome d'élément III, il faut un atome d'élément V pour réaliser la maille cristalline. L'excédant d'atomes d'élément V doit s'évaporer de la surface et pour cela il faut $T_S > T_V$. Ces conditions sur les températures de croissance définissent la règle des trois températures : $T_V < T_S < T_{III}$ et permettent la croissance du matériau, tout en respectant la stœchiométrie, si le flux des éléments V est supérieur à celui des éléments III.

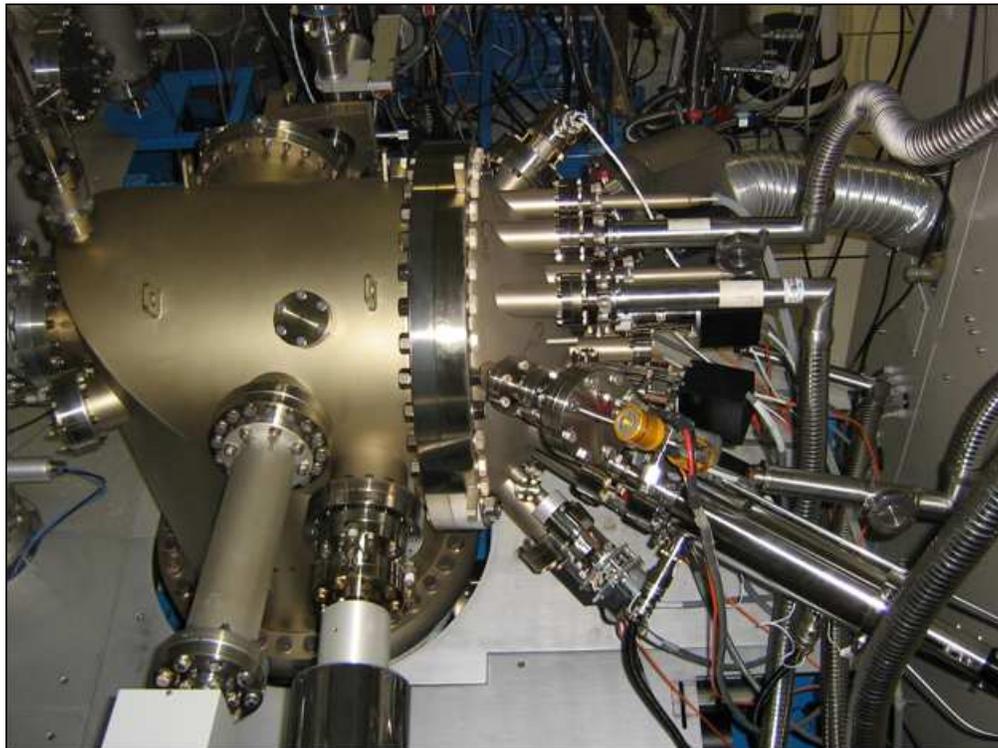


FIG. 2.10 – Photographie du bâti à sources gazeuses de l'IEMN avec les différentes cellules à droite. La cellule d'antimoine est en premier plan.

Un contrôle in-situ de la qualité cristallographique de la surface de la couche pendant la croissance est possible par mesure de diffraction d'électrons de haute énergie en incidence

rasante (RHEED⁴ en anglais). Cette technique de mesure nécessite un canon à électrons et un écran fluorescent. Les électrons, en provenance du canon, arrivent avec une incidence rasante sur l'échantillon et sont alors diffractés par les atomes de la surface vers l'écran fluorescent. L'énergie des électrons issus du canon est typiquement de l'ordre de 10keV à 35keV.

2.1.2.2 La croissance à basse température

Nous avons vu que pour raccourcir le temps de vie des porteurs dans un semiconducteur, la manière la plus efficace était d'introduire des centres de recombinaison. L'épitaxie à basse température permet d'introduire des défauts qui vont se révéler être des centres de recombinaison non-radiatifs. En effet, en abaissant la température du substrat T_S , les atomes d'éléments V ne vont plus pouvoir s'évaporer aussi facilement et nous allons les retrouver en excès dans la couche. Le composé n'est plus stœchiométrique. Pour le GaAs-BT, la température du substrat T_S se situe entre 200°C et 300°C. Plus cette température est proche de 200°C et plus le temps de vie est court (la concentration de défauts augmente) mais au dépend d'une mobilité très faible. En-dessous d'une certaine température qui dépend du flux d'éléments V, la croissance devient tridimensionnelle et en général les analyses montrent que le matériau est polycristallin. Au contraire, plus la température sera proche de 300°C, plus la densité de défauts sera faible et donc le temps de vie des porteurs plus long mais avec une mobilité en générale plus importante.

La température de croissance pour les matériaux épitaxiés à basse température est un paramètre très sensible. Lors d'une croissance à basse température, il y a plusieurs sources de chaleur à l'intérieur du bâti. La première est la résistance chauffante par effet Joule à laquelle est appliquée la consigne de température de croissance. Les autres sources sont les cellules d'éléments III et V (figure 2.9 page 87) utilisées pendant la croissance du matériau. Dans des conditions standards de croissance ($\approx 600^\circ\text{C}$), la chaleur émise par ces cellules est négligeable devant celle émise par la résistance chauffante. Mais dans une croissance à basse température, la chaleur émise par ces cellules n'est plus négligeable et contribue à l'échauffement du substrat. Il est important de noter qu'étant donné le vide poussé dans le bâti, les échanges de chaleurs se font principalement par rayonnement.

Pour l'asservissement de la température du substrat pendant la croissance, un thermocouple est utilisé pour mesurer la température de la résistance chauffante. Il est placé sur la face arrière du substrat près du chauffage à effet joule (figure 2.11). Pour homogénéiser le flux de chaleur émis par le chauffage, une plaque de nitrure de bore pyrolithique (NPB ou PBN⁵ en anglais) est insérée entre la résistance chauffante et le substrat. Cette plaque, en plus

⁴Reflection High Energy Electron Diffraction

⁵Pyrolitic Boron Nitride

du substrat, absorbe les radiations émises par les cellules (l'absorption se fait principalement dans le substrat) ce qui fausse la mesure de la température du chauffage par le thermocouple. Pour obtenir une mesure plus fiable de la température de croissance du substrat, les bâtis à sources solides et gazeuses que nous utilisons à l'IEMN sont équipés du système BandiT de la société k-Space Associates⁶. Le principe de mesure repose sur la variation de la bande

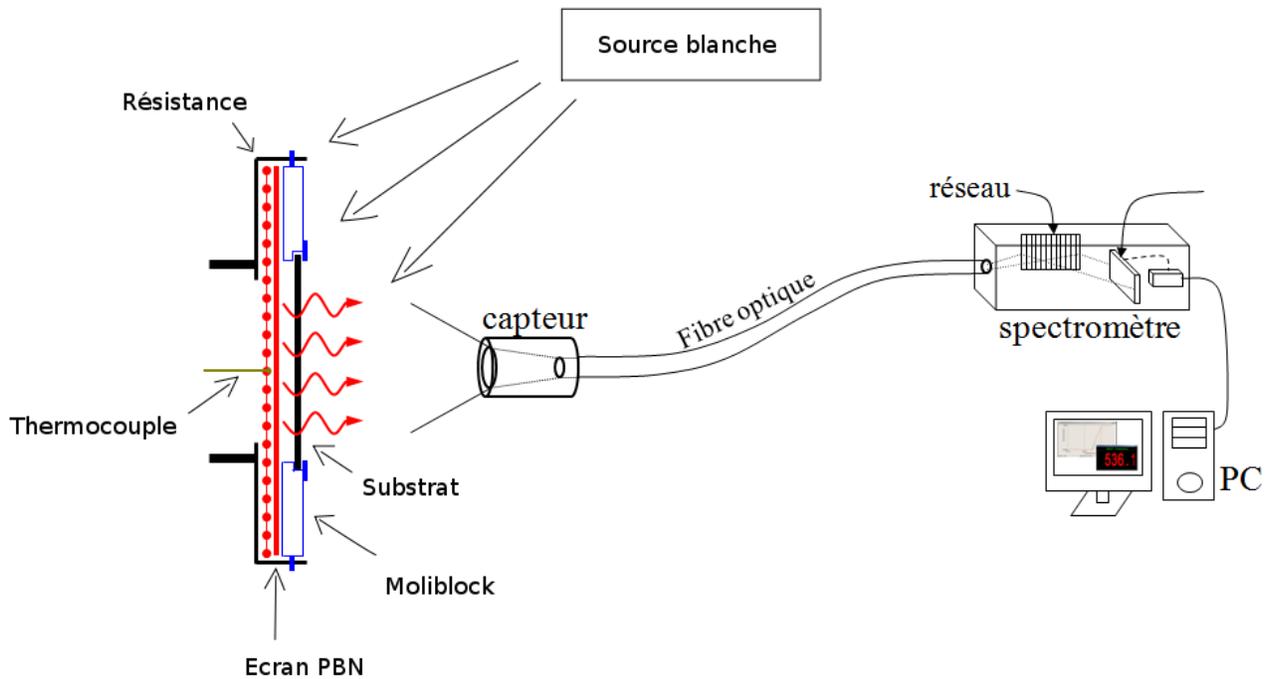


FIG. 2.11 – Mesure de la température du substrat avec le système BandiT.

interdite du substrat avec la température. Le système de mesure est présenté schématiquement sur la figure 2.11. Le rayonnement infra-rouge en provenance du four ou de la lampe est capté puis analysé par un spectromètre. Les données sont alors traitées par un ordinateur qui va comparer les mesures de la bande interdite à une base de données pour déterminer la température du substrat. La gamme de mesure s'étend de 300°C (ou l'ambient avec la lampe blanche) à 800°C contre 450°C à 700°C pour le pyromètre optique.

Caractéristiques du bâti à sources solides et à sources gazeuses

Les bâtis à sources gazeuses (Riber 32B) et solides (Riber Compact 21 TM) sont équipés de plusieurs éléments dont l'arsenic, le gallium et plus récemment l'antimoine. Le bâti à sources solides est équipé d'une cellule d'antimoine depuis 2004. Le bâti à sources gazeuses a été équipé fin 2008 d'une cellule d'antimoine munie d'un craqueur à vanne Veeco RB200. Pour

⁶<http://www.k-space.com/>

la caractérisation des matériaux en temps réel, les bâtis sont munis d'un canon à électron de la société Staib utilisé pour le RHEED. La mesure de la température de croissance se fait par thermocouple et par le système BandiT.

Le bâti à sources gazeuses est optimisé pour la croissance à basse température. Il dispose d'une lampe blanche qui éclaire l'échantillon, ce qui permet d'étendre la gamme de mesure de 20°C à 800°C. L'autre bâti ne dispose pas de lampe puisque tous les ports sont utilisés.

2.1.3 Méthodes de caractérisation des couches épitaxiées

Dans ce paragraphe, nous allons passer en revue les différentes méthodes de caractérisation cristallographique que nous avons utilisées pour étudier les couches de GaAsSb-BT.

2.1.3.1 Double diffraction de rayons X

La technique de double diffraction de rayons X (DDX) est un outil destiné à l'étude des couches épitaxiées. Elle permet de caractériser la structure cristallographique de la couche : la qualité cristalline, le paramètre de maille, les contraintes, la composition etc... Cette technique de mesure repose sur la loi de Bragg :

$$n\lambda = 2d\sin(\theta) \quad (2.2)$$

avec :

n : l'ordre de l'interférence constructive

θ : l'angle du rayon incident par rapport au plan

λ : la longueur d'onde (période spatiale du signal)

d : la distance interréticulaire (distance entre deux plans cristallographiques)

À chaque fois que cette équation est vérifiée, un pic se manifeste sur la courbe de l'intensité mesurée en fonction de l'incidence du faisceau (mesurée par l'angle θ). Pour comprendre l'origine de ce pic, nous allons redémontrer cette formule dans un cas simple. Sur la figure 2.12, deux ondes planes incidentes, en rouge, arrivent sur un plan atomique avec un angle rasant θ . Le premier rayon est réfléchi sur le premier plan alors que le deuxième rayon est réfléchi sur le deuxième plan. Ces deux rayons réfléchis qui étaient en phase au départ ne le sont plus car le deuxième rayon aura parcouru un chemin optique plus long que le premier (en vert). Pour que les deux rayons soient à nouveau en phase (pic), il faut que le chemin optique supplémentaire parcouru par le deuxième rayon soit un multiple de la longueur d'onde λ du rayon. Cette distance parcourue en plus par le deuxième rayon vaut exactement $2d\sin(\theta)$, d'où la loi de Bragg pour que les rayons réfléchis par les différents plans atomiques soient

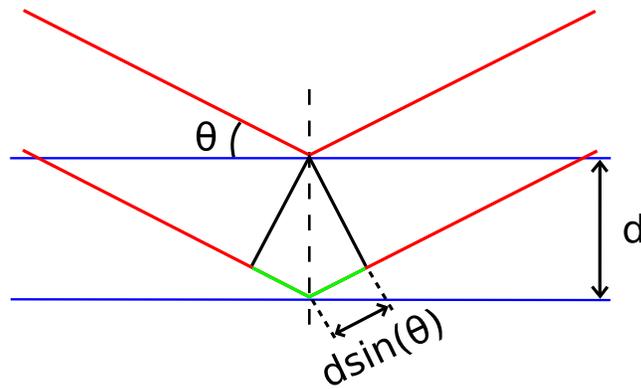


FIG. 2.12 – Illustration de la diffraction de rayons X

en phase les uns avec les autres. Dans ces conditions, le signal réfléchi mesuré est maximum pour l'angle de Bragg θ_B . La réflexion de Bragg ne s'observe que pour des longueurs d'onde $\lambda \leq 2d$, c'est pour cela que l'on utilise des rayons X ($5 \cdot 10^{-12}m \leq \lambda \leq 10 \cdot 10^{-9}m$) pour ce genre de mesure.

À partir de la loi de Bragg, il est possible d'évaluer la sensibilité d'un tel dispositif en la différenciant d'où :

$$\frac{\Delta d}{d} = \frac{\Delta \lambda}{\lambda} - \frac{\Delta \theta_B}{\tan \theta_B}$$

La précision sur la détermination de l'angle θ est limitée par le goniomètre, la collimation et la pureté spectrale du rayonnement incident.

C'est pour cela qu'en pratique, la simple diffraction de rayon X n'est pas utilisée car le faisceau de rayon X est de nature polychromatique, ce qui diminue la précision de la mesure. Pour s'affranchir en partie de ce problème, on utilise le dispositif expérimental présenté sur

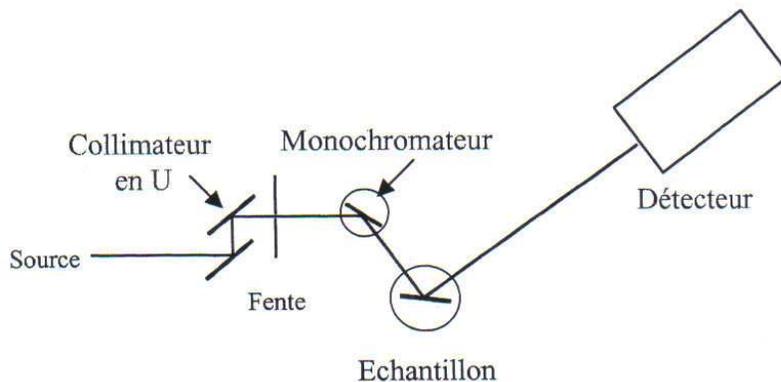


FIG. 2.13 – Schéma de principe du montage expérimental de double diffraction des rayons X

la figure 2.13. Le rayon incident est d'abord collimaté par un collimateur en forme de U puis

diffraité une première fois par un cristal de référence (monochromateur) et enfin diffraité une deuxième fois sur l'échantillon pour la mesure.

Sur les mesures expérimentales de courbes de diffraction, on essaye, dans la mesure du possible, de faire apparaître le pic provenant du substrat pour qu'il puisse servir de référence. Cependant, il arrive que le paramètre de maille du substrat soit très différent du paramètre de maille de la couche. Dans ces conditions, on utilise une couche métamorphique (située entre le substrat et la couche) qui va servir de référence dont le paramètre de maille est compris entre celui du substrat et de la couche.

Le pic du substrat est généralement de grande amplitude et relativement étroit. La position angulaire des pics dépend du paramètre de maille du matériau dans la direction perpendiculaire aux couches. Une mesure de l'écart angulaire par rapport au pic du substrat permet de remonter au paramètre de maille et à la bande interdite du matériau. La composition du matériau peut alors être déterminée à partir de la courbe donnant le paramètre de maille en fonction de la composition basée sur la loi de Vegard.

Il est à noter que la détermination de la composition de la couche par DDX rencontre des difficultés. La couche de GaAsSb-BT subit des contraintes du substrat en GaAs qui a un paramètre de maille plus petit. Dans le cas où l'épaisseur critique a été atteinte et que la couche a fini par se relaxer, il existe à l'interface (GaAs/GaAsSb) un réseau de dislocations qui va induire une erreur sur la mesure de l'angle par le goniomètre. Pour s'affranchir de cette erreur, il faut donc faire des mesures DDX selon plusieurs directions cristallographiques pour évaluer les contraintes et les éventuelles relaxations. Sans cette étape, le paramètre de maille extrait des mesures de diffraction est faussé ainsi que la composition qui en est déduite. Pour finir, la croissance se faisant à basse température, la stœchiométrie n'est pas respectée et les éléments V en excès, à l'origine des défauts, déforment la maille cristalline. Sur la figure 2.14 est représentée la courbe de diffraction obtenue pour l'échantillon de GaAsSb-BT S070309. Nous voyons clairement les deux pics ayant pour origine le substrat de GaAs et la couche de GaAsSb-BT. Ces mesures ont été faites sans recuit de la couche. Sur le GaAs-BT, le recuit a pour effet de faire précipiter une partie de l'arsenic qui n'est pas stable thermiquement et ainsi d'augmenter la résistivité (mais avec une diminution du temps de vie). Cette relaxation a pour effet de translater le pic vers celui du substrat de GaAs.

Dans le cas du GaAs-BT, il est possible d'estimer la concentration d'atomes d'arsenic en sites substitutionnels dans la couche à partir de la relation empirique proposée par Liu[15] :

$$\frac{\Delta a}{a_0} = 1,24 \cdot 10^{-23} [As_{Ga}] \quad (2.3)$$

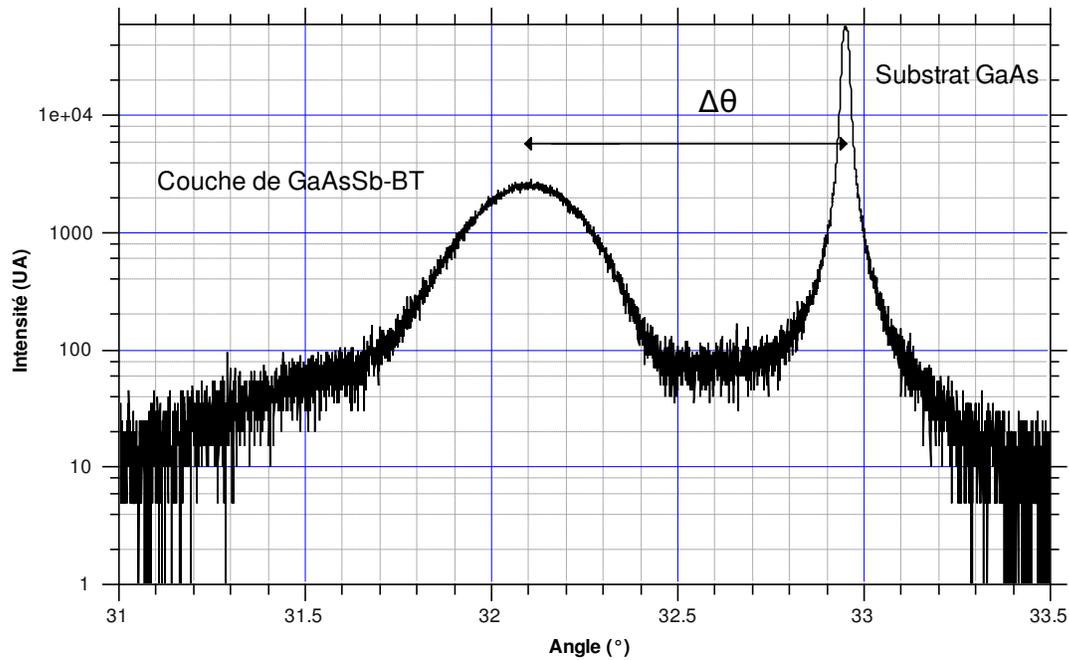


FIG. 2.14 – Mesure de double diffraction de rayons X sur l'échantillon de GaAsSb-BT S070309 selon l'orientation 004

Le désaccord de maille $\Delta a/a_0$ est déduit des mesures DDX en prenant pour référence le substrat en GaAs. Dans le cas du GaAsSb-BT, il n'est pas possible de connaître la concentration d'élément V en sites substitutionnels puisque nous ne disposons pas de référence.

2.1.3.2 Triple diffraction de rayons X

La double diffraction de rayons X est un outil efficace pour étudier la cristallographie d'un matériau. Cependant, elle souffre de limitations quand les couches épitaxiées sont complexes comme par exemple dans le cas d'un gradient de composition ou d'une croissance métamorphique (gradient de relaxation). La triple diffraction de rayons X (TDX) permet de s'affranchir de ces limitations. Elle permet d'obtenir une cartographie du réseau réciproque et de séparer les différents effets qui limitent la mesure dans le cas de la double diffraction de rayon X.

Le dispositif expérimental pour la mesure en TDX diffère du dispositif utilisé en DDX par l'ajout d'un cristal analyseur (figure 2.15) avant le détecteur, ce qui permet d'améliorer la résolution angulaire. Cette modification permet d'augmenter la sensibilité de la mesure sur le paramètre de maille et de discriminer deux pics très proches l'un de l'autre, ce qui n'est pas possible dans la configuration DDX.

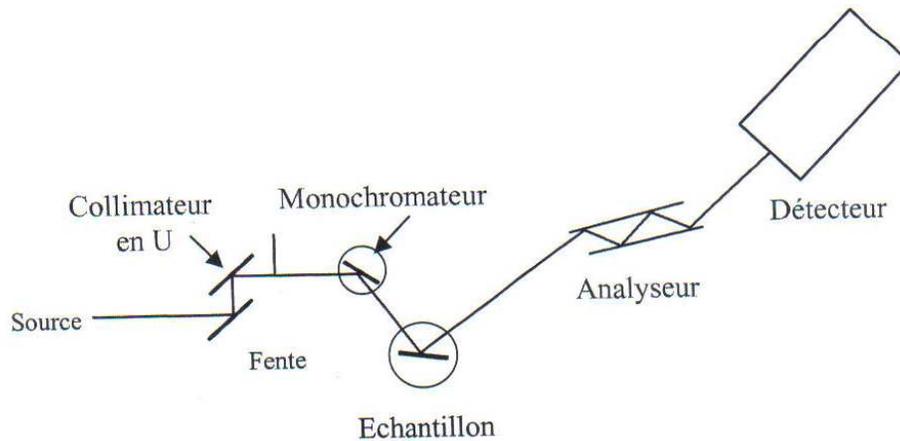
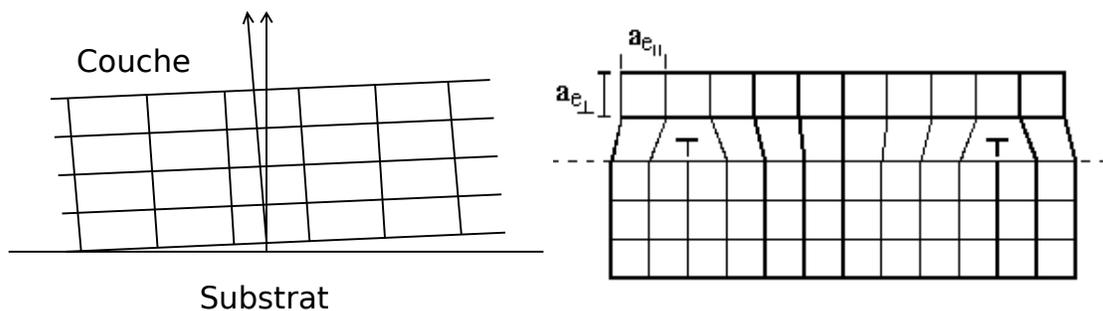


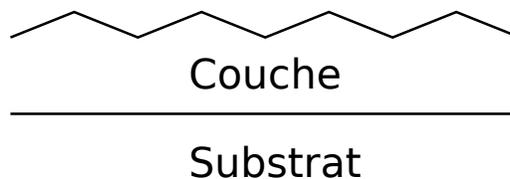
FIG. 2.15 – Schéma de principe du montage expérimental de triple diffraction des rayons X.

Les informations que l'on retire des cartographies TDX sont entre autre le *tilt*, le désaccord de maille par rapport à une couche de référence et la mosaïcité de la couche.

Le *tilt* est l'angle entre la direction de croissance de la couche et la direction normale à la surface du substrat. Il est illustré schématiquement sur la figure 2.16(a). Le désaccord de



(a) Présentation schématique du *tilt* d'une couche épitaxiée (b) Illustration du désaccord de maille dans une couche



(c) La mosaïcité est caractérisée par la formation de plans cristallographiques d'orientations différentes

FIG. 2.16 – Illustration des différentes caractéristiques cristallographiques mesurées par la TDX

maille traduit la différence de paramètres de maille entre deux couches différentes. Il permet de remonter à la contrainte dans la couche (figure 2.16(b)). Enfin la mosaïcité traduit la formation de plans cristallographiques d'orientations différentes (figure 2.16(c)).

Sur la figure 2.17 est représentée une vue schématique d'une cartographie TDX. La tache bleue au centre du repère est généralement le pic de réflexion du substrat utilisé comme référence tout comme pour les mesures DDX. La tache verte est la réflexion de la couche épitaxiée que l'on cherche à caractériser. En fonction de la position de cette tache par rapport au substrat et de sa forme géométrique, il est possible de déduire (à l'aide de considérations géométriques bien détaillées dans la thèse de Stéphane Trudel[16]) le *tilt*, le désaccord de maille et la mosaïcité de la couche.

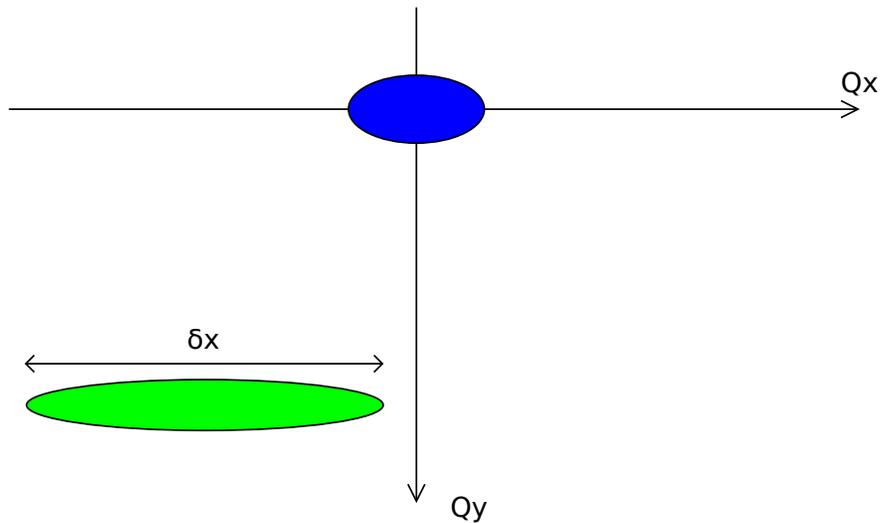


FIG. 2.17 – Cartographie TDX

Le *tilt* peut être visualisé sur la cartographie TDX par le décalage horizontal entre le centre de la tache de la couche et le centre de la tache du substrat. Le désaccord de maille est quand à lui visualisé par le décalage vertical entre le centre des couches. Enfin la mosaïcité se visualise par l'étalement horizontale δx de la tache de la couche.

Un exemple de mesure en DDX et TDX d'une couche avec *tilt* est présenté sur la figure 2.18. En présence de *tilt*, la mesure DDX ne montre que le pic du substrat mais ne montre pas le pic de la couche.

2.1.3.3 Analyse dispersive en énergie

L'IEMN dispose d'un microscope électronique à balayage (MEB) équipé d'un capteur permettant de faire de l'analyse dispersive en énergie (EDX⁷ en anglais). Cette technique de mesure permet de déterminer la composition d'un matériau. Un faisceau d'électrons primaires d'énergie comprise entre 10 et 20 keV est focalisé sur l'échantillon à analyser et pénètre dans

⁷Energy Dispersive X-ray spectroscopy

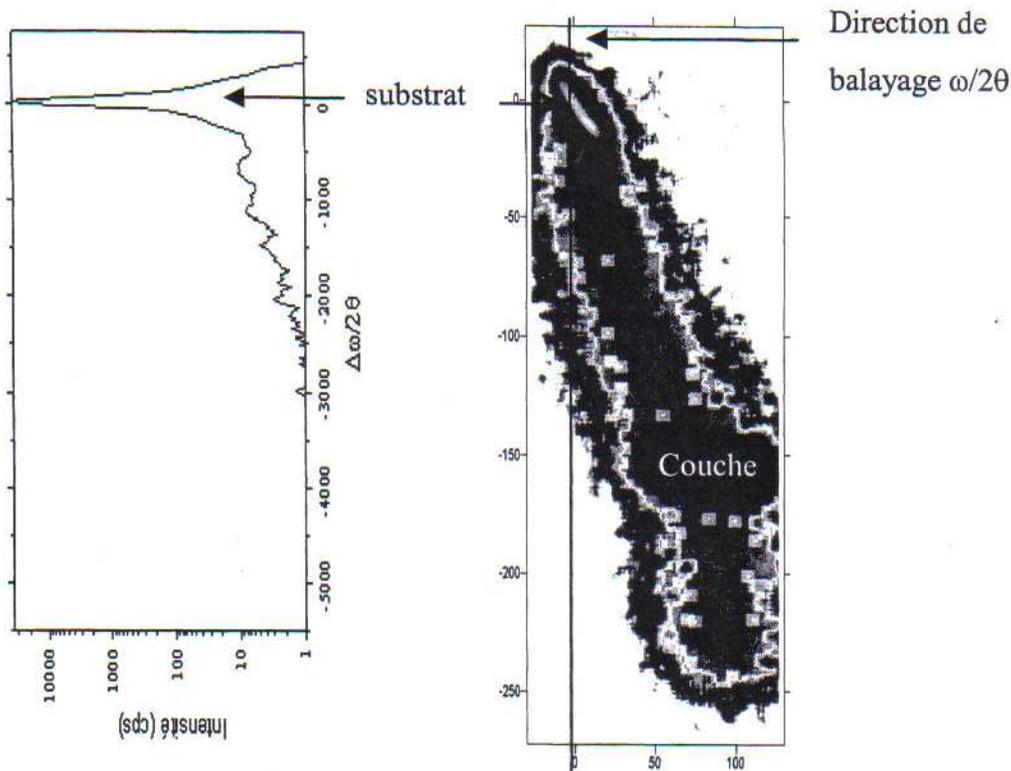


FIG. 2.18 – Mise en évidence de l'effet d'un *tilt* sur la couche. a) Spectre de DDX b) Cartographie de réseau réciproque correspondante. La ligne verticale continue sur la cartographie (b) représente la trajectoire dans l'espace réciproque du balayage $\omega/2\theta$ du spectre de DDX[17].

celui-ci sur une profondeur de 1 à 2 μm . Suite à l'interaction avec les électrons primaires, les atomes de l'échantillon émettent des électrons ou des photons dus à la transition d'électrons entre niveaux d'énergie de l'atome. Les électrons émis sont des électrons secondaires, des électrons rétrodiffusés et des électrons Auger. Les photons émis sont principalement des rayons X (figure 2.19).

Les électrons secondaires (figure 2.19.a) sont issus des chocs entre les électrons primaires et les électrons des atomes de l'échantillon. Le nombre d'électrons secondaires créés dépend fortement de la distance entre le détecteur et l'échantillon. Du fait de leur faible énergie cinétique, il est très facile de les collecter et d'avoir une information précise sur la topographie de l'échantillon. Ce principe est à la base de l'imagerie par MEB.

Les électrons rétrodiffusés (figure 2.19.b) ont une très grande énergie cinétique par rapport aux électrons secondaires du fait que les collisions sont principalement quasi-élastiques. Les atomes avec un numéro atomique élevé sont plus propices à générer des électrons rétrodiffusés.

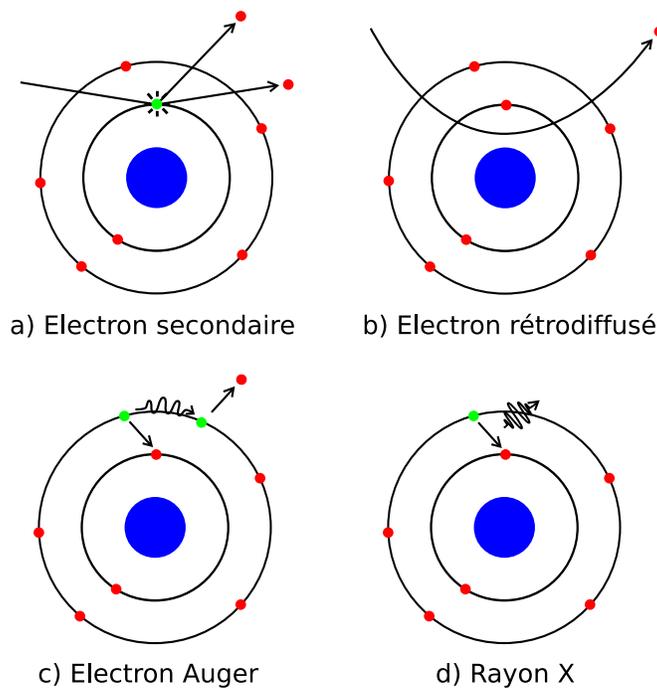


FIG. 2.19 – Particules émises par l'échantillon. a) Électron issu d'un atome ionisé par un électron primaire. b) Électron ayant subi un choc quasi-élastique. c) Électron expulsé de l'atome suite à l'énergie récupérée par la transition d'un électron vers une place vacante. d) Un photon X est émis suite à la transition radiative d'un électron vers une place vacante.

Cette propriété va permettre de faire une cartographie de l'échantillon où les atomes plus lourds vont être plus contrastés.

Les électrons Auger sont le résultat du phénomène suivant : un électron primaire arrache un électron d'une couche profonde. Un électron d'une couche supérieure va transiter vers cette place laissée vide libérant ainsi de l'énergie qui va être absorbée par un électron périphérique de l'atome. Cet électron appelé *électron Auger* va pouvoir quitter l'atome avec une très faible énergie caractéristique de l'atome qu'il a quitté. Ces électrons permettent d'extraire des informations sur le type de liaisons chimiques à condition de pouvoir les analyser finement en fonction de leur énergie.

Les rayons X proviennent d'une transition radiative suite à l'extraction d'un électron d'une couche profonde par un électron primaire. Le rayonnement étant caractéristique de l'atome, l'analyse de ce rayonnement permet de déduire la nature chimique de l'échantillon. Cette technique s'appelle l'analyse dispersive en énergie (EDX). C'est la méthode que nous avons utilisée pour déterminer le pourcentage d'antimoine dans les couches de GaAsSb-BT.

Le volume de l'échantillon analysé par EDX va être limité par les interactions des électrons avec le matériau. Ces interactions vont être responsables de l'élargissement du faisceau dans

l'échantillon et de la profondeur d'analyse. Le volume d'interaction peut être déterminé par des simulations de type Monte-Carlo. Sur la figure 2.20, nous pouvons voir le volume d'interaction en forme de poire. Ce volume se décompose principalement en deux parties. Dans la

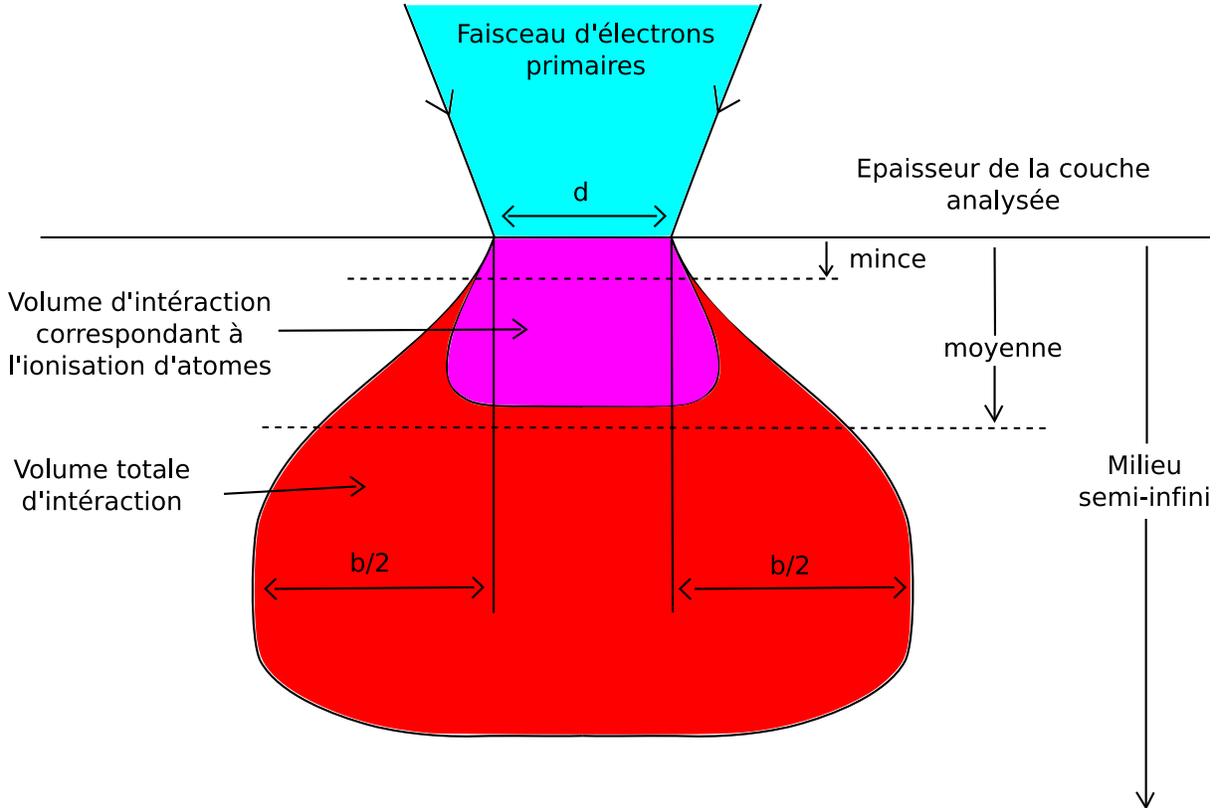


FIG. 2.20 – Volume d'interaction du faisceau d'électrons

première, en violet, les électrons primaires ont suffisamment d'énergie pour ioniser les atomes de l'échantillon. Dans la deuxième partie, en rouge, ce sont toutes les autres interactions que nous avons vues précédemment.

Pour des couches minces (épaisseur plus petite que la longueur de pénétration des électrons), l'élargissement du faisceau dans la couche peut être négligé dans le calcul du volume analysé. Pour des couches de tailles moyennes, l'élargissement du faisceau n'est plus négligeable et il faudra en tenir compte lors de l'analyse des résultats via le paramètre b (figure 2.20). Enfin pour des échantillons dont l'épaisseur est supérieure à la longueur de pénétration des électrons, le volume analysé est bien supérieure au cylindre de diamètre d . Un exemple de résultat d'analyse est présenté sur la figure 2.21. Les différents pics représentent le nombre d'électrons dont la signature correspond à un élément particulier.

Pour la mesure de la composition des couches de GaAsSb-BT par EDX, la mesure est effectuée sur un morceau de la couche sortie du bâti sans aucune étape intermédiaire pour

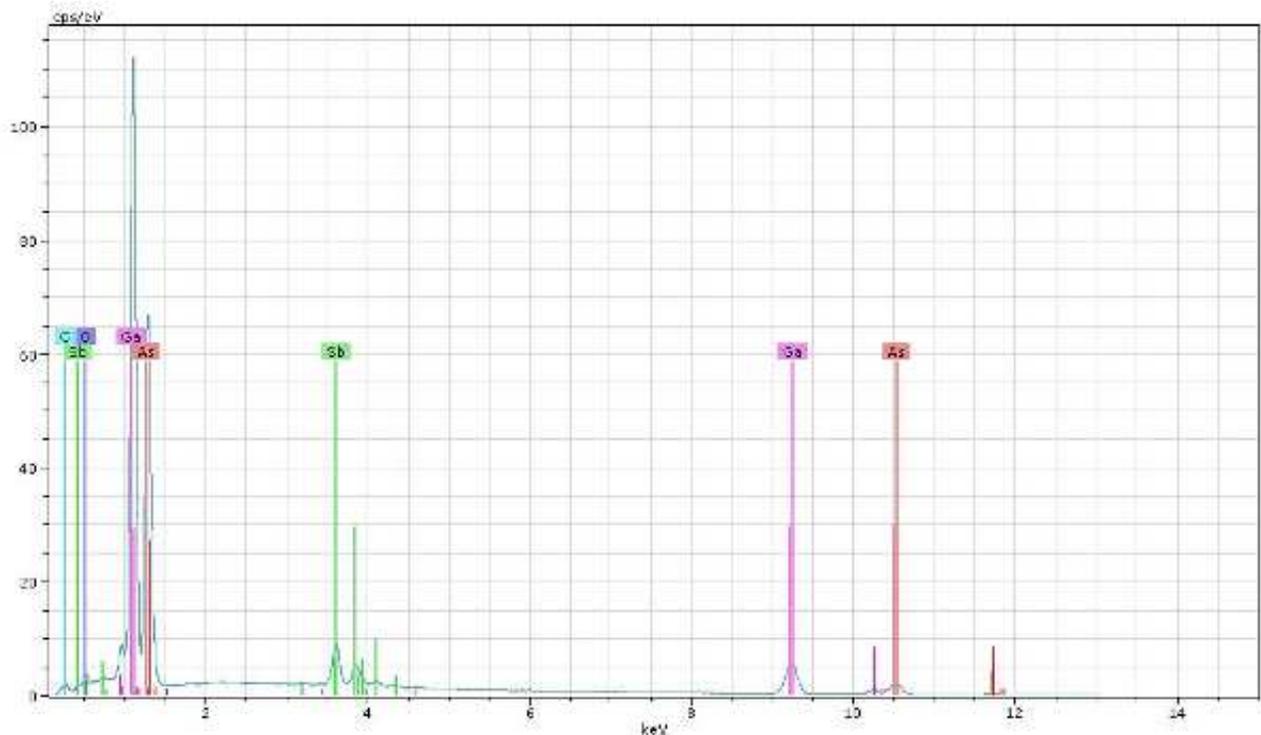


FIG. 2.21 – Spectre d’analyse EDX de la couche G090415 - non-recuite

éviter les pollutions. En effet, sur la première couche nous avons procédé au polissage de la face arrière, pour des mesures optiques, ce qui nécessite un résinage pour protéger la couche. Les mesures EDX ont révélé une forte concentration de carbone dans la couche probablement due à la résine.

Pour déterminer le pourcentage d’antimoine, nous avons fait l’hypothèse que les atomes de gallium représentent 50% de la composition et que le reste est partagé entre l’arsenic et l’antimoine.

2.2 Croissance et caractérisation du GaAsSb épitaxié à basse température

2.2.1 Croissance du GaAsSb épitaxié à basse température

Plusieurs couches avec des températures de croissance différentes ont été réalisées. Une première série de couches a été épitaxiée sur le bâti à sources solides (tableau 2.1) puis une deuxième série sur le bâti à sources gazeuses (tableau 2.2). Pour désigner les couches nous utiliserons la numérotation suivante : la première lettre S ou G désigne le type de sources qui a réalisé la couche (solides ou gazeuses) suivi de six numéros. Ils désignent l’année de

l'épitaxie, le mois et le numéro de la couche dans le mois. Par exemple la couche S070309 est la neuvième couche du mois de mars pour l'année 2007, épitaxiée sur le bâti à sources solides.

La croissance de GaAsSb-BT se fait directement sur un substrat de 2 pouces de GaAs semi-insolant d'orientation 001 après croissance d'une couche tampon (*buffer* en anglais) de GaAs pour les bâtis à sources solides et gazeuses. Sur le bâti à sources gazeuses, le flux d'arsenic est obtenu à partir de l'arsine (AsH_3). Pour la croissance c'est principalement la molécule d' As_2 et de Sb_2 que nous utilisons. Plus de détails sur les conditions de croissance sont disponibles dans l'article de Wallart *et al* [18].

Lors de la croissance, la température du substrat augmente en début de croissance suite à l'ouverture des cellules. Les cellules sont à une température bien plus élevée que la température du substrat. Une fois les caches enlevés, la chaleur émise par les cellules chauffe le substrat en plus du chauffage. Il est donc nécessaire de diminuer la température du chauffage pour maintenir la température du substrat constante pendant la croissance et éviter les dérives. Les échantillons dont la température de consigne du chauffage a été ajustée pour compenser la chaleur émise par les cellules sont identifiés par l'adjectif *compensée* dans la colonne de température de croissance (tableau 2.2). En pratique, la compensation se fait en corrigeant

Numéro de la couche	Température de croissance (°C)	Pourcentage d'antimoine	Bande interdite ($\mu\text{m}/\text{eV}$)
S070309	215°C BandiT	23	1,27 $\mu\text{m}/0,98\text{eV}$
S071201	215°C BandiT	17	1,16 $\mu\text{m}/1,07\text{eV}$
S080612	200°C Thermocouple	18	1,19 $\mu\text{m}/1,04\text{eV}$
S080613	250°C Thermocouple	16	1,12 $\mu\text{m}/1,11\text{eV}$
S080614	225°C Thermocouple	20	1,23 $\mu\text{m}/1,01\text{eV}$

TAB. 2.1 – Paramètres des différentes couches épitaxiées sur le bâti solide

Numéro de la couche	Température de croissance (°C)	Pourcentage d'antimoine	Bande interdite ($\mu\text{m}/\text{eV}$)
G090414	280°C BandiT	19	1,16 $\mu\text{m}/1,07\text{eV}$
G090415	250°C BandiT compensée	14	Non mesurable
G090431	250°C BandiT compensée	18	Non mesurable
G090503	280°C BandiT compensée	17	Non mesurable
G090618	310°C BandiT compensée	15	1,09 $\mu\text{m}/1,14\text{eV}$
G090702	330°C BandiT compensée	15	1,09 $\mu\text{m}/1,14\text{eV}$

TAB. 2.2 – Paramètres des différentes couches épitaxiées sur le bâti gaz

manuellement, en temps réel, l'évolution de la température mesurée au BandiT ou avec des rampes de température. L'inconvénient des rampes de température c'est qu'elles nécessitent

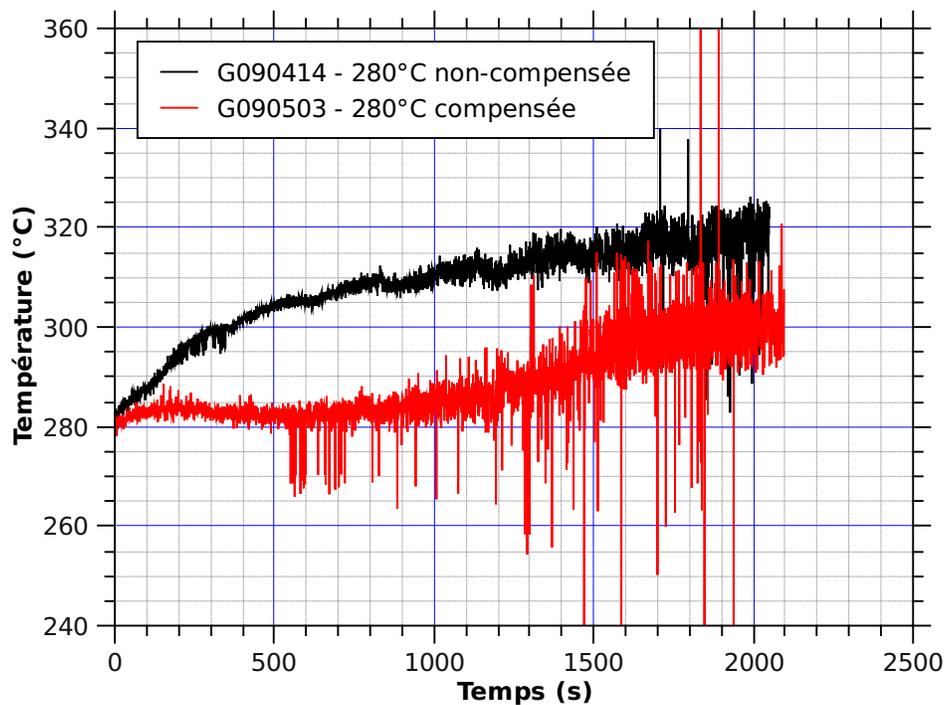
de réaliser une première couche test pour déterminer la dérive en température en fonction du temps. Sur la figure 2.22(a), nous avons tracé l'évolution de la température du substrat mesurée au BandiT en fonction du temps pour la couche G090414 (280°C non-compensée) et G090503 (280°C compensée). L'évolution de la température de la couche G090414 est représentée en noir. Sur cette courbe, il apparaît clairement que l'ouverture des cellules augmente la température de la couche qui commence à 280°C avant de se stabiliser à 320°C.

La mesure de la température servant à l'asservissement du chauffage se fait par un thermocouple placé derrière l'échantillon. Malheureusement, la température mesurée par le thermocouple est écartée par l'échantillon et est donc sous estimée. L'idéal serait de pouvoir utiliser la mesure du BandiT pour asservir la température du chauffage. En pratique, cela est difficilement réalisable puisqu'en cours de croissance la couche absorbe de plus en plus de signal (elle est plus épaisse). À partir d'une certaine épaisseur, le rapport signal sur bruit ne permet plus d'utiliser ce signal pour faire de l'asservissement.

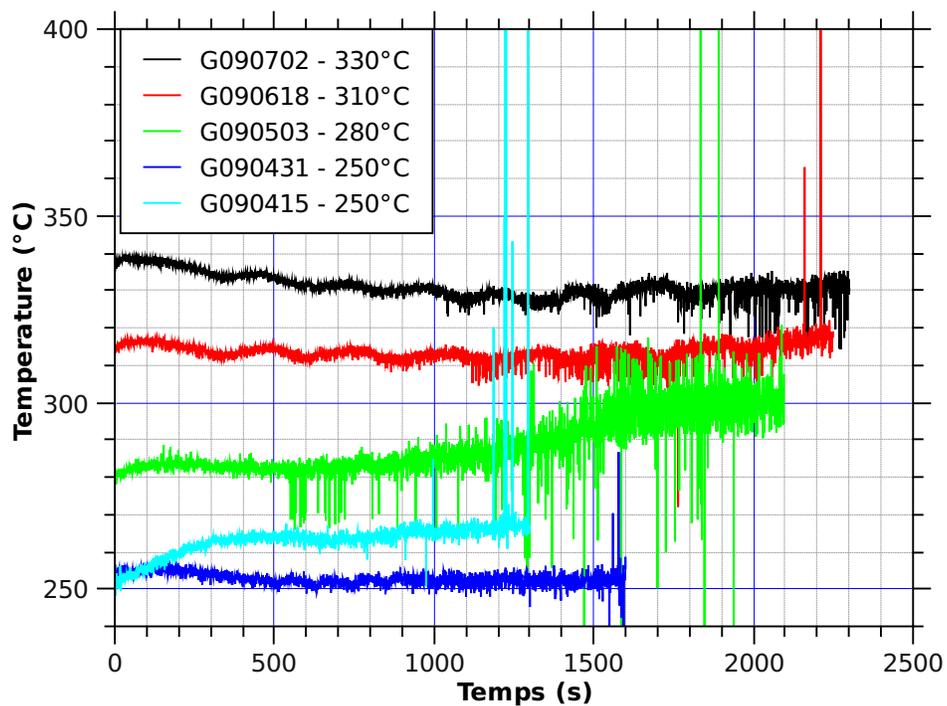
La courbe de l'évolution de la température après compensation est représentée en rouge où l'effet de la compensation maintient la température à 280°C pendant les 1000 premières secondes. Après, la température augmente d'une dizaine de degré avant de se stabiliser.

L'évolution de la température du substrat pour l'ensemble des couches compensées en température est présentée sur la figure 2.22(b). La variation de la température autour de la valeur souhaitée est de l'ordre de la dizaine de degrés ce qui est tout à fait acceptable par rapport à la quarantaine de degrés sans compensation.

Les pourcentages d'antimoine indiqués dans les tableaux 2.1 et 2.2 ont été mesurés par EDX pour les couches épitaxiées sur le bâti à sources solides et par TDX sur celles épitaxiées sur le bâti à sources gazeuses. Le passage de l'EDX vers la TDX pour la détermination de la composition de la couche se justifie pour plusieurs raisons. La première est d'ordre pratique, le bâti du MEB qui sert également à la mesure EDX est une ressource commune au laboratoire et elle est régulièrement utilisée pour de l'imagerie. L'appareil pour les mesures TDX est à usage restreint et les mesures TDX donnent en une seule mesure toutes les informations dont nous avons besoin. Lors du passage de l'EDX vers la TDX des mesures sur plusieurs échantillons ont retourné le même résultat en EDX et en TDX. Pour l'ensemble de ces mesures la précision est de l'ordre du pourcent bien que les résultats soient plus précis avec la TDX. La mesure de la bande interdite a été réalisée par des mesures en transmission optique. Les valeurs indiquées sont celles obtenues pour les couches non-recuites après croissance. Nous verrons dans le paragraphe 2.3.1 que pour les couches épitaxiées à trop basse température la présence d'une queue d'Urbach dans les mesures en transmission empêche de déterminer la bande interdite du matériau.



(a) Évolution de la température de croissance avec et sans compensation.



(b) Évolution de la température de croissance sur les échantillons compensés en température.

FIG. 2.22 – Évolution de la température de croissance sur les couches épitaxiées à basse température.

Après croissance, les échantillons de GaAsSb-BT ont été recuit à différentes températures afin de pouvoir mener une étude sur l'évolution des propriétés du GaAsSb-BT en fonction de la température de recuit. Des recuits très courts, de l'ordre de la minute, ont été réalisés à des températures de 500°C, 540°C, 580°C et 620°C pour la majorité des échantillons.

2.2.2 Caractérisation des couches épitaxiées de GaAsSb-BT

Pour l'étude des différentes couches réalisées, nous avons fait des mesures en EDX et TDX afin d'évaluer la qualité cristallographique des couches et leur composition en antimoine. En complément, des images au microscope électronique à balayage (MEB) ont été réalisées sur les couches afin d'avoir une information visuelle sur la morphologie.

2.2.2.1 Résultat des mesures TDX

Les cartographies du réseau réciproque en réflexion symétrique 004 présentées ici ont été réalisées sur des couches dont la température de croissance est compensée.

Pour l'ensemble des cartographies TDX, le substrat est matérialisé par la tâche ronde de forte intensité dans la partie supérieure. Dans les cartographies en réflexion symétrique 004, elle sert de référence par rapport à la position de la couche dans le réseau réciproque.

La cartographie présentée sur la figure 2.23(a) a été réalisée sur la couche G090415 épitaxiée à 250°C. Sur cette couche, le pourcentage d'antimoine est de 14% et la relaxation de 12% selon le plan 110 et de 1,8% selon le plan $1\bar{1}0$. Ces résultats témoignent d'une très forte contrainte de la couche à cette température de croissance. De plus, la croissance du GaAsSb-BT démarre directement sur le GaAs sans couche tampon pour adapter le paramètre de maille. Les atomes d'arsenic et probablement d'antimoine en antisite sont également responsables de cette contrainte dans la couche.

Cette relaxation après recuit a déjà été observée sur des couches de GaAsSb-BT par Sigmund *et al* [3]. La relaxation mesurée sur une couche avec 40% d'antimoine est plus importante que sur une couche de GaAs-BT. L'explication proposée dans l'article est la présence importante d'atomes d'élément V en antisite et la formation plus efficace d'agrégats (*clusters* en anglais) d'éléments V. D'autant plus que les atomes d'antimoines en antisite contraignent plus la couche que les atomes d'arsenic puisqu'ils sont plus gros. D'après Bert *et al* [19], l'antimoine agirait comme un précurseur pour la formation d'agrégats dans le GaAs-BT tout comme l'indium mais de manière plus efficace. Ils ont observé la formation de petits agrégats à partir d'un recuit à 400°C alors que rien n'a été observé à cette température sur du GaAs-BT dopé à l'indium ou non dopé. La taille de ces agrégats est également plus importante avec

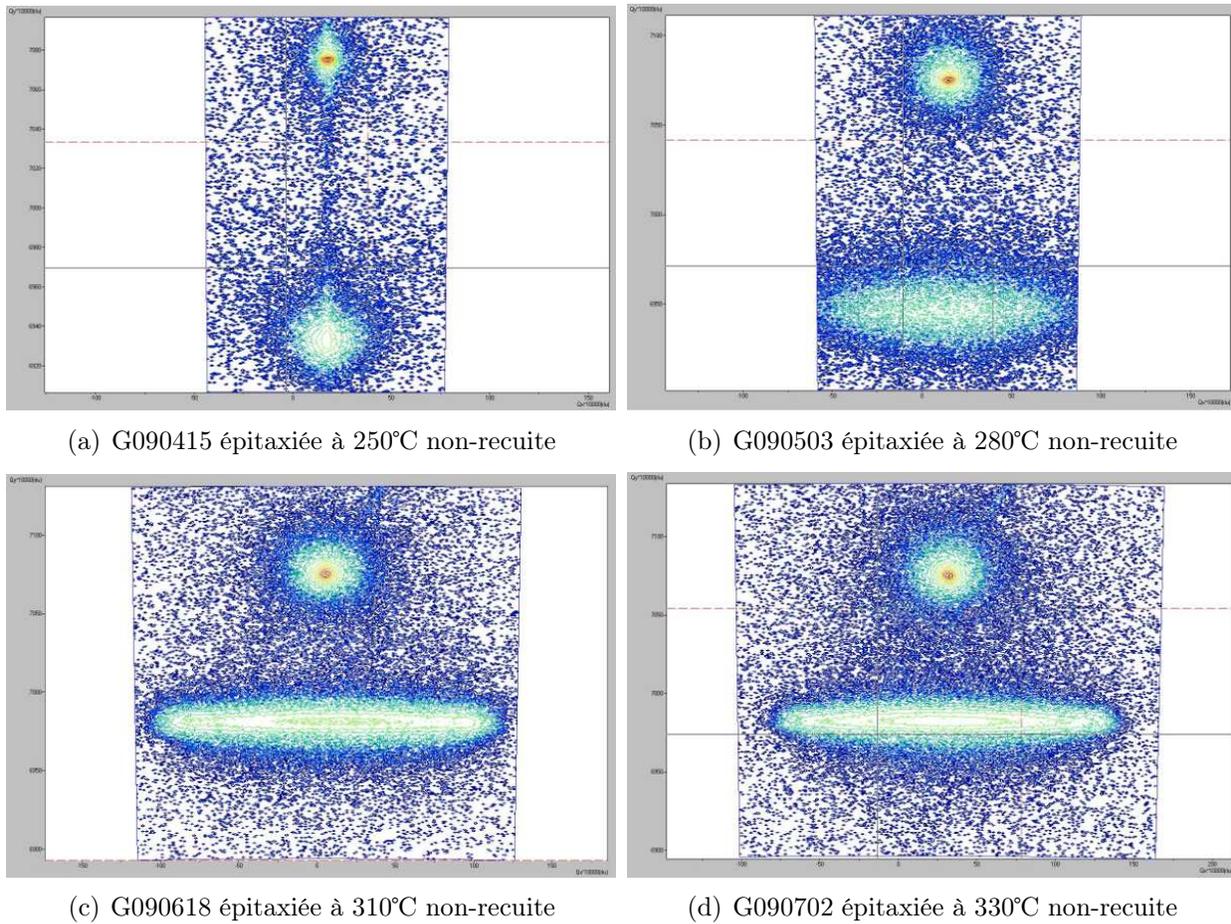


FIG. 2.23 – Cartographies TDX des différentes couches de GaAsSb-BT

de l'antimoine.

Des mesures complémentaires de Sigmund *et al* par microscopie par transmission d'électrons à haute résolution⁸ sur la couche de GaAsSb-BT avec 40% d'antimoine ont révélé la présence d'agrégats après recuit[4][20].

Dans le cas de la couche de GaAsSb-BT avec 85% d'antimoine, le décalage du paramètre de maille dû au recuit est beaucoup plus faible que ce qui a été constaté pour le GaAs-BT. Et contrairement au GaAs-BT et au GaAsSb-BT avec 40% d'antimoine, la résistivité a chuté avec le recuit. Il semblerait que le pourcentage d'antimoine joue un rôle important dans la formation d'agrégats et sur les caractéristiques électriques.

La cartographie de la couche G090503 épitaxiée à 280°C est présentée sur la figure 2.23(b). Le pourcentage d'antimoine est de 17%. Contrairement aux couches précédentes, une forte mosaïcité est présente qui se déduit de l'étalement horizontal de la tâche de la couche. Cette

⁸HRTEM : High Resolution Transmission Electron Microscopy

mosaïcité est due à la présence de *crosshatch* sur la couche que nous verrons en détails à l'aide d'image AFM par la suite. La relaxation de la couche est de l'ordre de 50% selon les deux directions. La croissance étant à température plus élevée, il était prévisible que cette couche soit moins contrainte.

Les couches G090618 et G090702 dont la cartographie est présentée sur les figures 2.23(c) et 2.23(d) ont la même composition en antimoine (15% de Sb). Pour ces couches la relaxation est d'environ 80% selon les deux plans et nous pouvons constater une forte mosaïcité similaire à la couche G090503.

L'ensemble des résultats de mesure TDX est regroupé dans le tableau 2.3.

Nom de la couche	Température de croissance (°C)	Pourcentage d'antimoine	Relaxation (plan/pourcentage)	Bande interdite ($\mu\text{m}/\text{eV}$)
G090414	280°C BandiT	19	110/83,9% $1\bar{1}0/89,5\%$	1,16 $\mu\text{m}/1,07\text{eV}$
G090415	250°C BandiT compensée	14	110/12% $1\bar{1}0/1,8\%$	Non mesurable
G090431	250°C BandiT compensée	18	110/31,5% $1\bar{1}0/22,5\%$	Non mesurable
G090503	280°C BandiT compensée	17	110/51,9% $1\bar{1}0/55,7\%$	Non mesurable
G090618	310°C BandiT compensée	15	110/84,6% $1\bar{1}0/79,5\%$	1,09 $\mu\text{m}/1,14\text{eV}$
G090702	330°C BandiT compensée	15	110/81,1% $1\bar{1}0/85,1\%$	1,09 $\mu\text{m}/1,14\text{eV}$

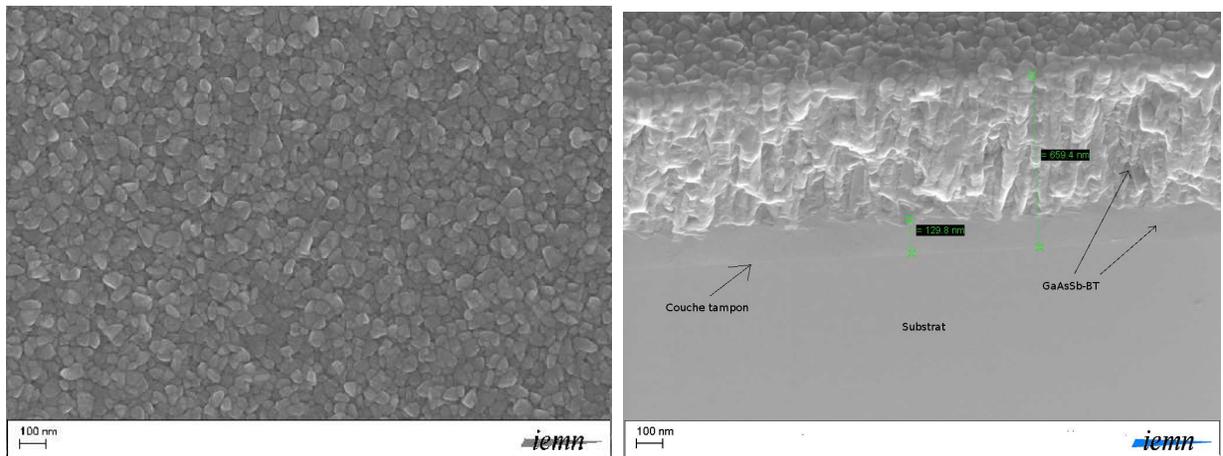
TAB. 2.3 – Paramètres des différentes couches épitaxiées sur le bâti gaz

2.2.2.2 Étude de la morphologie des couches au MEB et à l'AFM

Pendant la croissance des différentes couches, les informations issues du RHEED⁹ ont révélé que les couches épitaxiées à plus basse température avaient une structure polycristalline. Ceci a été confirmé par les images MEB (figure 2.24) des différentes couches réalisées. Sur les couches réalisées à plus basse température, nous pouvons voir que la surface est granuleuse avec des grains de l'ordre de 50nm pour les couches épitaxiées à 250°C et d'environ 100nm pour les couches épitaxiées à 280°C avec compensation en température.

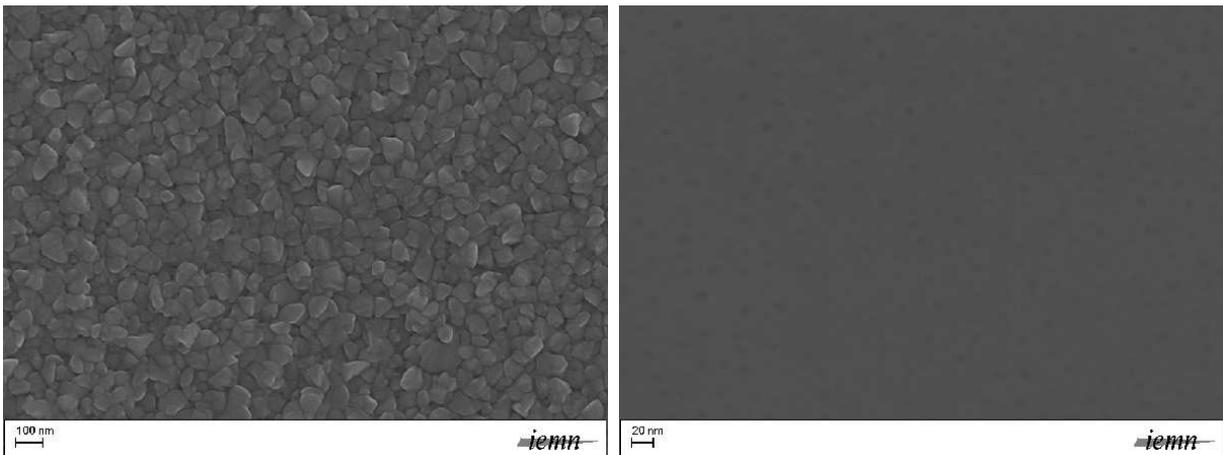
La vue en coupe au MEB de la couche G090415 (figure 2.24(b)) permet d'expliquer la tâche de la couche et sa faible mosaïcité que nous avons pu voir sur l'analyse TDX. Sur cette

⁹Reflection High Energy Electron Diffraction



(a) G090415 - 250°C compensée

(b) G090415 - 250°C compensée vue en coupe inclinée de 30°. Les dimensions affichées sont à multiplier par 2



(c) G090503 - 280°C compensée

(d) G090414 - 280°C non compensée

FIG. 2.24 – Images MEB des couches de GaAsSb-BT

image, on peut voir le substrat, la couche tampon et la couche de GaAsSb-BT. À partir d'une certaine épaisseur, la croissance n'est plus mono-cristalline mais polycristalline avec la formation de grains. Les dimensions sont à multiplier par 2 puisque la vue est inclinée de 30°. Ainsi on retrouve les 1,5 μm de croissance de GaAsSb-BT (260nm de qualité mono-cristalline et 1,32 μm polycristallin). Ces différentes épaisseurs sont confirmées par les mesures in-situ faites au RHEED pendant la croissance. Au bout de 20 minutes de croissance (330nm d'épaisseur), on peut apercevoir la formation de cercles sur l'écran, caractéristiques de la croissance d'un matériau polycristallin. La durée de la croissance est d'une heure et demi, soit une vitesse de croissance de un micron par heure.

La tâche de la couche de GaAsSb-BT sur la cartographie TDX est en fait due à la couche mono-cristalline de 260nm. La couche polycristalline diffracte les rayons X dans toutes les

directions et n'est pas détectée (elle participe au bruit de fond).

Pour des couches de $1,5\mu\text{m}$ d'épaisseur la transition mono→poly-cristallin se fait à une température de croissance située entre 280°C et 310°C . Cette transition est confirmée par les mesures faites en TDX et les images MEB. La couche G090414 non-compensée, figure 2.24(d), a démarré la croissance avec une température de substrat à 280°C pour finir à 310°C . Sur cette image MEB, il est possible de voir des petits points noirs (peu visible sur l'image reproduite) qui sont sans doute dûs à la formation d'une couche granuleuse pendant la croissance.

La relaxation des différentes couches en fonction de la température de croissance mesurée en TDX est donnée dans le tableau 2.3. Dans ce tableau, il apparaît clairement que la relaxation des couches augmente avec la température de croissance à pourcentage d'antimoine constant. Pour une température de croissance de 280°C compensée, la relaxation moyenne est d'environ 54%. Alors que pour la couche G090414 (température de croissance de 280°C non-compensée), la relaxation moyenne mesurée est d'environ 87%.

L'analyse des images MEB et de la mesure de la relaxation des différentes couches en TDX nous montre que la transition d'une couche mono→poly-cristallin se fait entre 280°C et 310°C . Cependant, récemment une couche épitaxiée à 280°C compensée a été réalisée avec un flux d'arsenic inférieur à la couche G090503 et les premiers résultats obtenus au RHEED semblent indiquer que la transition mono→poly-cristallin ait eu lieu après 20 minutes de croissance pour la même vitesse de croissance. Le flux d'arsenic, en plus de la température de croissance, est un paramètre important et très sensible pour la réalisation de couches monocristallines.

Une étude complémentaire a été menée au microscope optique pour observer ou non la présence de *cross-hatch* sur les couches. Pour des températures de croissance trop basses, nous observons bien la surface granuleuse (figure 2.25). Par contre, pour les couches dont la température de croissance est supérieure à 310°C , nous observons la présence de *cross-hatch* dans les deux directions cristallines sous lumière polarisée.

Pour confirmer cela et afin de pouvoir déterminer s'il y avait une quelconque périodicité dans les motifs observés, nous avons mesuré les couches G090618 et G090702 à l'AFM .

Les images AFM présentées sur les figures 2.26 et 2.27 confirment bien la présence de *cross-hatch* selon les deux directions cristallographiques. Elles ont été réalisées avec un balayage à 45° par rapport aux directions du *cross-hatch* pour renforcer le contraste de l'image. Malheureusement elles ont été réalisées sur des échantillons où les méplats ne sont plus visibles et il n'est donc pas possible d'indiquer l'orientation cristalline des motifs.

Sur la figure 2.26(a), on peut voir l'image AFM de la couche G090618. La transformée de



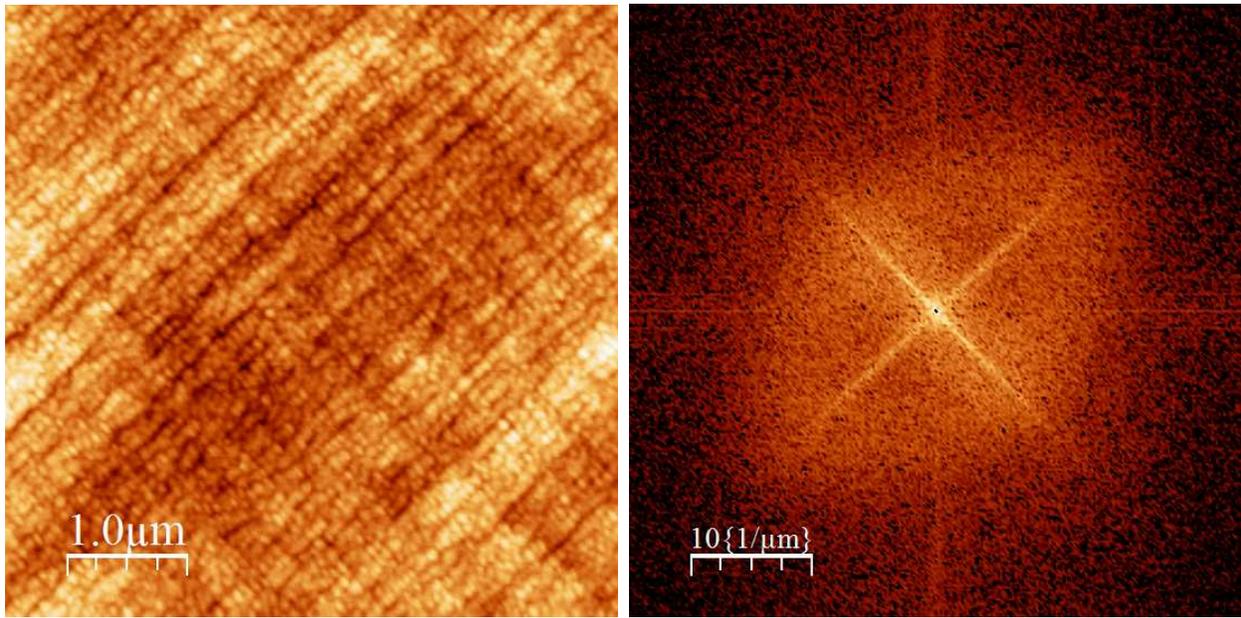
FIG. 2.25 – Image réalisée au microscope optique x20 de la couche G090415 - 250°C compensée

Fourier de cette image, figure 2.26(b), met en évidence qu'elle est principalement composée de deux motifs. Ces motifs sont orientés à 45° et 135° pour former un quadrillage. La périodicité est d'environ 90nm dans une direction alors qu'elle est d'environ 100nm dans l'autre direction. Pour bien mettre cette différence en évidence, l'image AFM a été filtrée à l'aide d'un filtre différentiel orienté à 45° sur la figure 2.26(c) et à 135° sur la figure 2.26(d). On peut maintenant voir clairement la différence de période. Une analyse plus fine des motifs orientés à 135° montre que la période n'est pas homogène puisque par endroit elle est de 130nm.

L'image AFM de la couche G090702 est présentée sur la figure 2.27(a). D'après la transformée de Fourier de l'image (figure 2.27(b)) la fréquence de répétition des motifs orientés à 135° est plus élevée que ceux orientés à 45° . La périodicité est d'environ 150nm dans la direction orientée à 45° (figure 2.27(c)) alors qu'elle est d'environ 120nm dans l'autre direction (figure 2.27(d)).

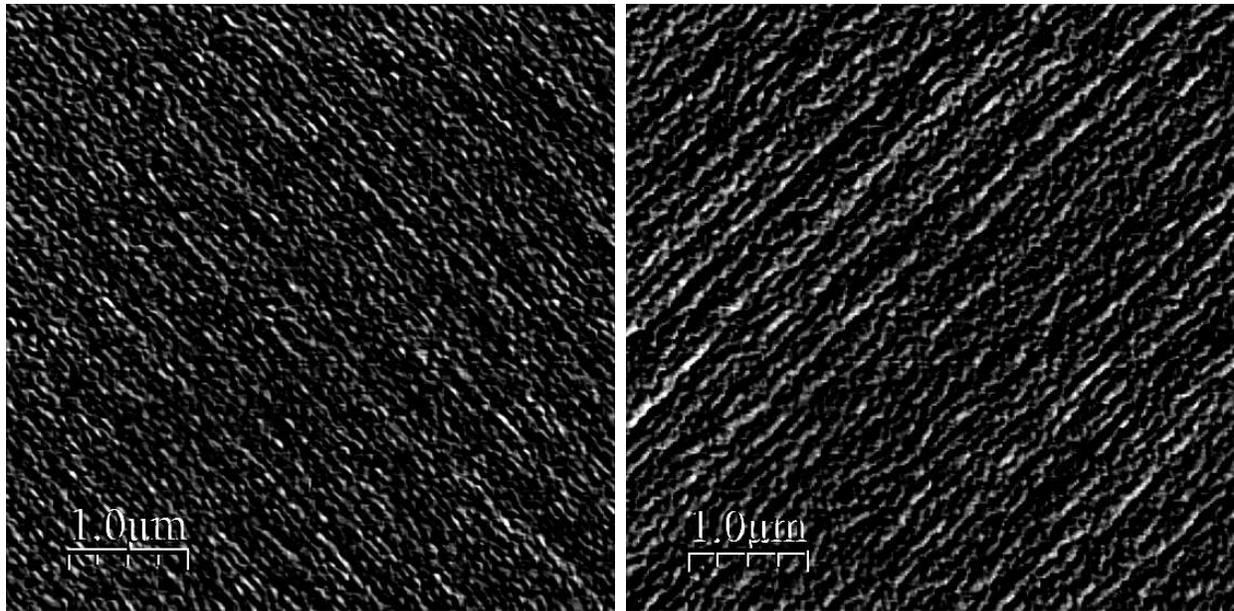
Cette étude de la morphologie des couches nous a appris qu'une température de croissance inférieure à environ 300°C ne permet pas d'obtenir un matériau mono-cristallin. En cours de croissance, le GaAsSb-BT passe d'une reconstruction 2D à 3D puis à la forme polycristalline (grains). Au-delà de cette température, nous observons la présence de *crosshatch* sur les couches épitaxiées à 310°C et 330°C , ce qui explique la présence de mosaïcité sur les mesures TDX.

Dans le paragraphe suivant, nous allons caractériser optiquement et électriquement les diffé-



(a) Image AFM sur G090618 - 310°C compensée

(b) Transformée de Fourier de l'image AFM

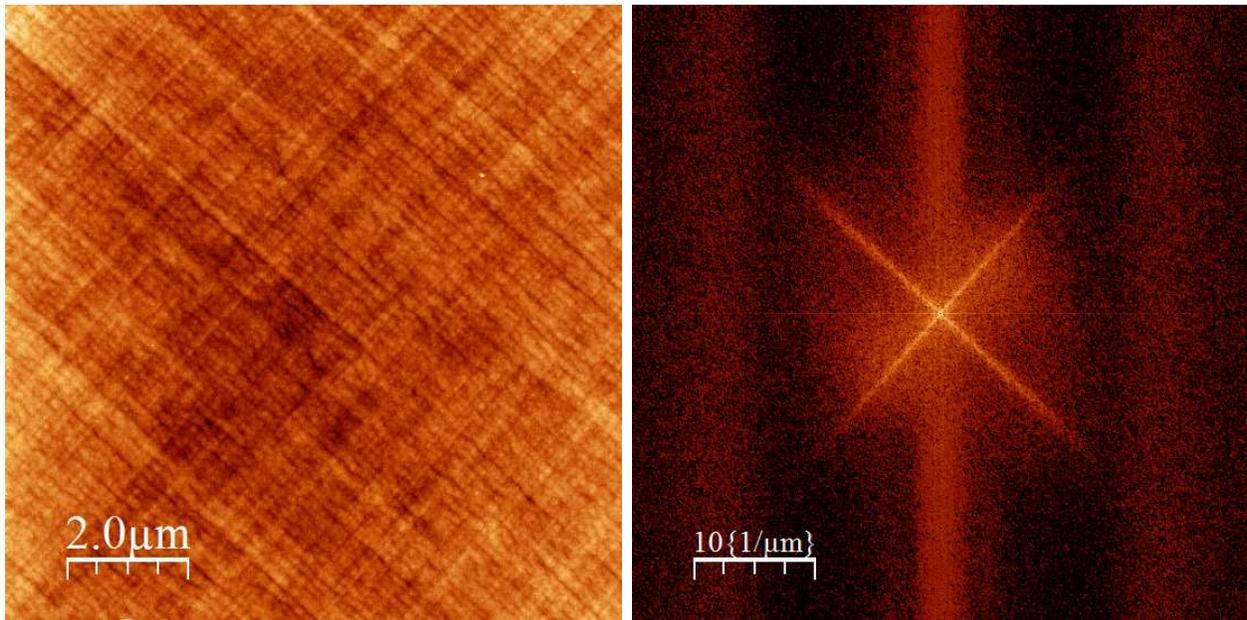


(c) Image AFM filtrée à 45°

(d) Image AFM filtrée à 135°

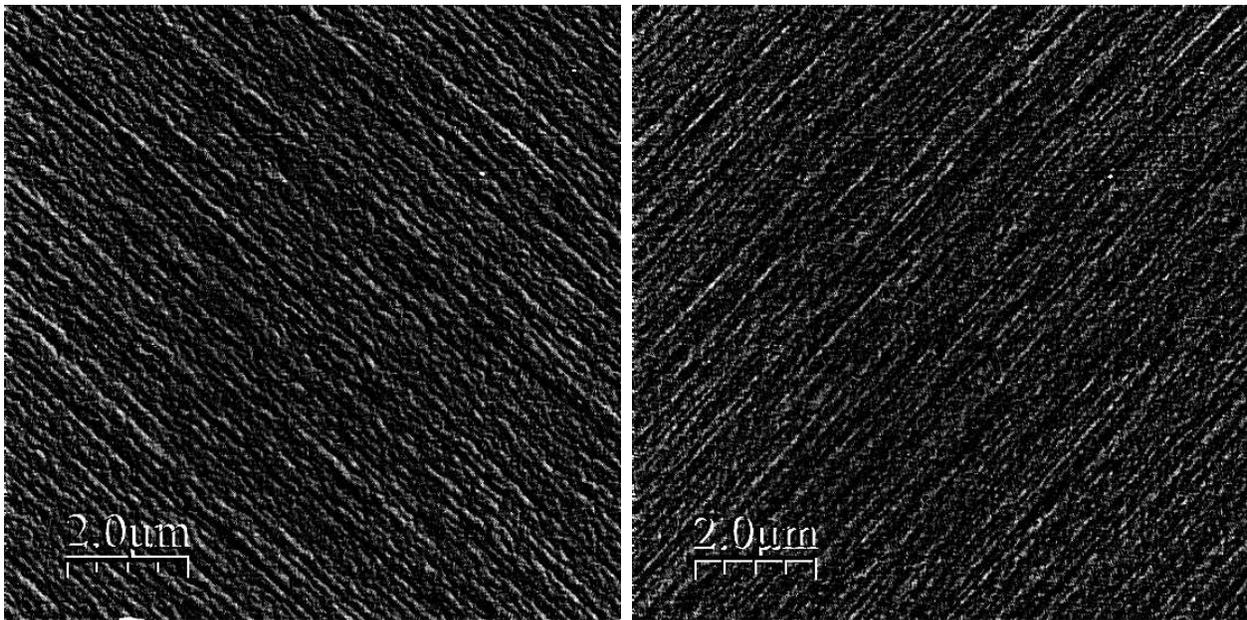
FIG. 2.26 – Images AFM de la couche G090618

rentes couches réalisées afin de déterminer la température de croissance idéale.



(a) Image AFM sur G090702 - 330°C compensée

(b) Transformée de Fourier de l'image AFM



(c) Image AFM filtrée à 45°

(d) Image AFM filtrée à 135°

FIG. 2.27 – Images AFM de la couche G090702

2.3 Caractérisation optique et électrique du GaAsSb-BT

Après avoir étudié les conditions de croissance pour obtenir un matériau épitaxié à basse température de bonne qualité cristalline, nous allons maintenant regarder les propriétés optiques et électriques de ce matériau pour la génération de térahertz.

Les principales caractéristiques à étudier sont la bande interdite, le temps de vie des porteurs,

la résistance d'obscurité et une mobilité acceptable pour obtenir un photocourant élevé. Un bon matériau à temps de vie court pour la génération de térahertz doit avoir un temps de vie des porteurs de l'ordre de la picoseconde, une résistance d'obscurité élevée afin de polariser suffisamment le dispositif et une mobilité acceptable pour obtenir un photocourant élevé. Nous procéderons donc à des mesures en transmission pour déterminer la bande interdite du matériau, à des mesures pompe-sonde pour le temps de vie des différents échantillons et enfin à des mesures par effet Hall pour les propriétés électriques du matériau.

Pour réaliser les mesures optiques, nous avons poli la face arrière de tous les échantillons après croissance pour éviter d'avoir de la diffusion par la face arrière qui est normalement non-polie.

2.3.1 Mesures en transmission dans le GaAsSb-BT

L'ensemble des mesures en transmission sur les échantillons épitaxiés dans le bâti à sources solides ont été réalisées grâce à une lampe blanche et un spectromètre à réseaux, alors que les mesures sur les couches épitaxiées dans le bâti à sources gazeuses l'ont été grâce à un spectromètre FTIR¹⁰. Ces mesures ont été réalisées sur le modèle Spectrum GX de la société Perkin-Elmer dont la gamme de mesure s'arrête à 1 μ m. Cette limite reste convenable pour les bandes interdites que nous voulons mesurer. En effet, la bande interdite du GaAsSb pour une composition en antimoine variant de 15% à 20% varie de 1,1 μ m à 1,15 μ m.

Les résultats de mesures pour les différentes températures de croissance sont données sur la figure 2.28. Sur les couches épitaxiées à très basse température (250°C et 280°C), nous pouvons observer la présence d'une queue d'absorption très prononcée sous la bande interdite de forme exponentielle. Cette queue d'absorption peut être extrapolée en utilisant le modèle phénoménologique d'Urbach :

$$\alpha(E) = A \exp\left(\sigma \frac{E - E_0}{k_B T}\right) \quad (2.4)$$

où A et σ sont des paramètres dépendants du matériau étudié, k_B et T sont respectivement la constante de Boltzmann et la température en Kelvin. L'origine de cette queue d'absorption sont les impuretés dans le matériau, les phonons optiques et les défauts ponctuels ou étendus (dislocations). Il n'est donc pas étonnant de retrouver ce phénomène sur les couches épitaxiées à basse température puisque les défauts sont plus nombreux.

Les mesures en transmission pour différentes températures de croissance et de recuit sont présentées sur la figure 2.29. Nous avons déjà évoqué la présence d'une queue d'absorption

¹⁰Fourier Transform InfraRed

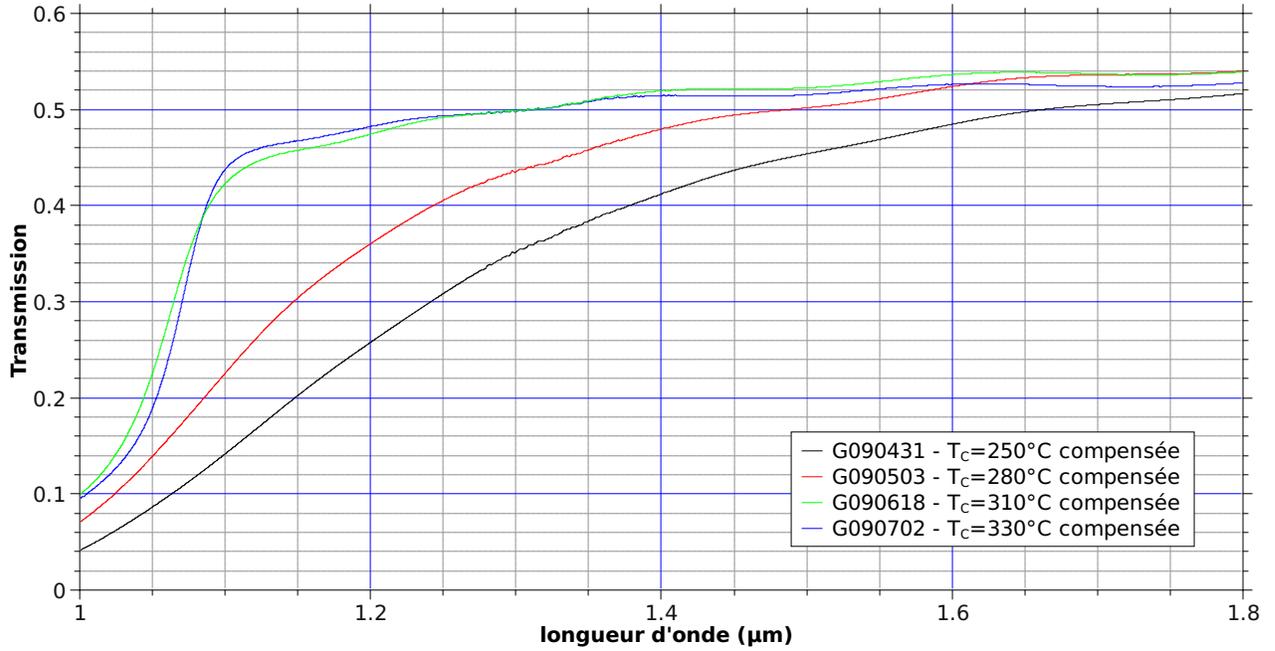


FIG. 2.28 – Mesure en transmission dans le GaAsSb-BT épitaxié à différentes températures de croissance grâce à un spectromètre FTIR

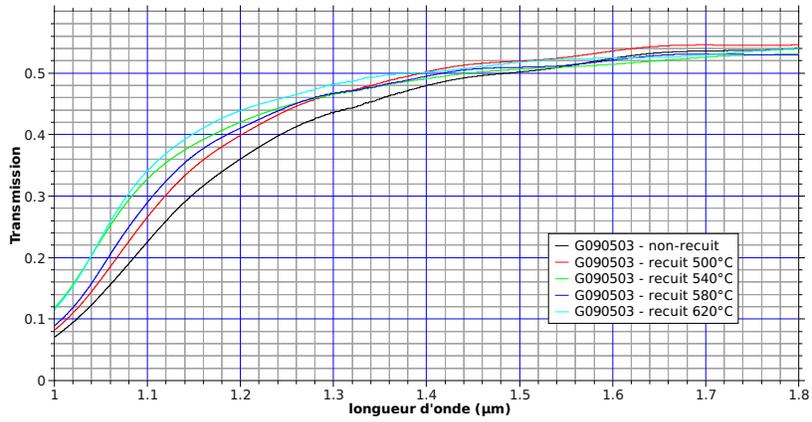
d'Urbach sous la bande interdite très prononcée pour les couches épitaxiées à basse température (figure 2.29(a)). Cette queue d'absorption est moins importante avec des températures de croissance plus élevées (figure 2.29(b) et 2.29(c)), ce qui laisse penser que les défauts dus à la croissance à basse température sont effectivement responsables de ce phénomène.

Cette queue d'absorption et les ondulations dues à la cavité Fabry-Perot de la couche de GaAsSb-BT de 1,5μm d'épaisseur rendent très difficile la mesure de la bande interdite pour les couches épitaxiées à plus basse température (250°C et 280°C). Elle peut tout de même être déduite approximativement avec les mesures pompe-sonde que nous présenterons dans le paragraphe suivant. Pour l'ensemble des couches épitaxiées sur le bâti à sources gazeuses à une température de croissance supérieure ou égale à 280°C, la bande interdite se situe entre 1,16eV (1,07μm) et 1,2eV (1,03μm).

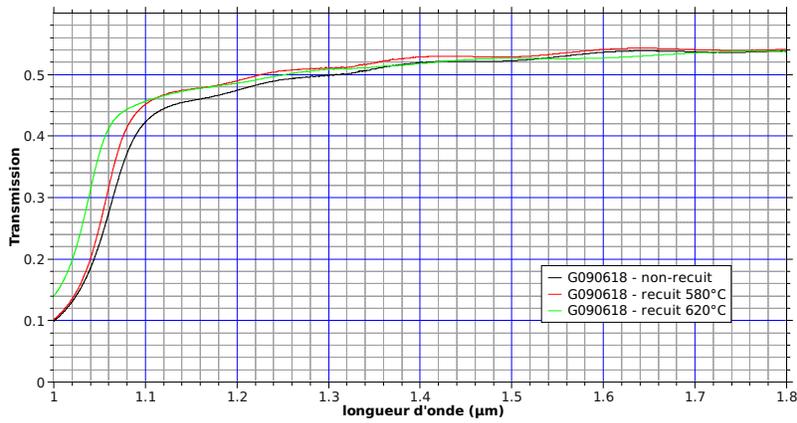
L'ensemble des mesures en transmission couplé aux mesures de composition des couches, nous permet de tracer la courbe de la bande interdite en fonction du pourcentage d'antimoine mesuré (en EDX ou en TDX) (figure 2.30) et de la comparer à la loi de variation de la bande interdite en fonction du pourcentage d'antimoine[21] :

$$E_g(GaAs_{1-x}Sb_x) = 0,727x + 1,422(1 - x) - 1,43x(1 - x) \quad (2.5)$$

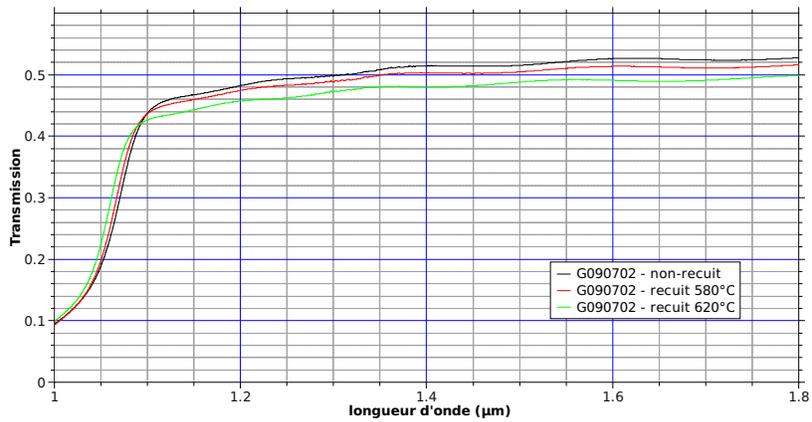
où x représente la fraction d'antimoine dans la composition. Les paramètres de cette loi ont



(a) Mesure en transmission de l'échantillon G090503 - température de croissance 280°C compensée



(b) Mesure en transmission de l'échantillon G090618 - température de croissance 310°C compensée



(c) Mesure en transmission de l'échantillon G090702 - température de croissance 330°C compensée

FIG. 2.29 – Mesures en transmission en fonction de la température de croissance et de recuit

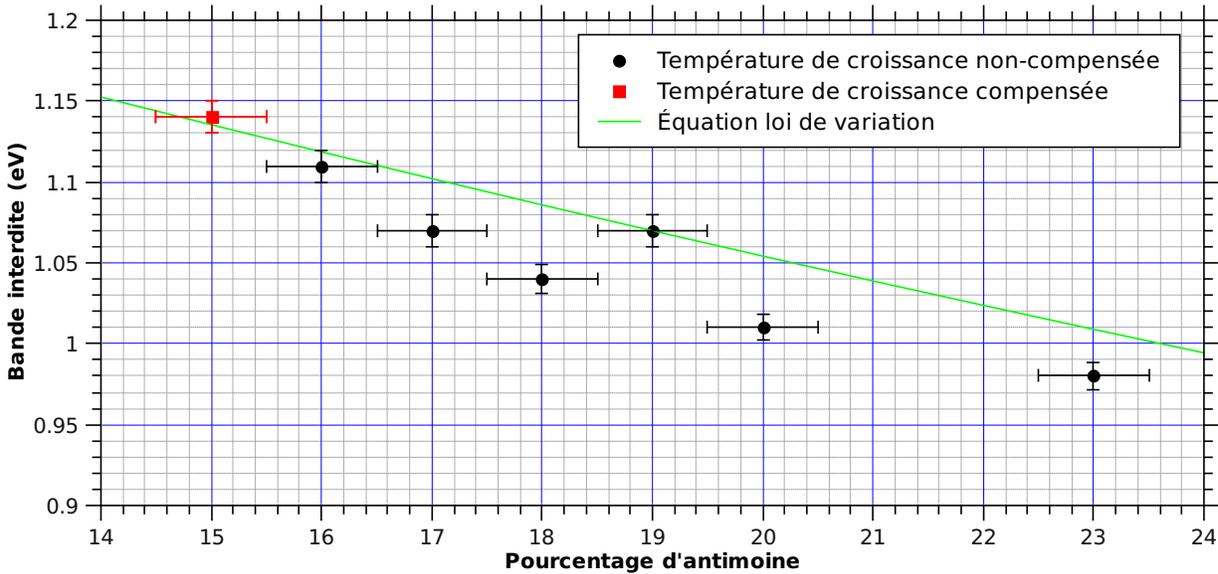


FIG. 2.30 – Bande interdite dans le GaAsSb-BT en fonction du pourcentage d’antimoine sur des couches non-recuites

été déterminés pour des conditions standards de croissance où la stœchiométrie du matériau est respectée. Ce qui n’est évidemment pas le cas pour le GaAsSb-BT qui ne respecte aucune des deux conditions.

Les barres d’erreurs horizontales ont été déterminées en fixant l’erreur sur les mesures de concentration d’antimoine à $\pm 0,5\%$. Pour les barres d’erreurs verticales, nous avons fixé l’erreur sur la mesure de la bande interdite sur les courbes en transmission à $\pm 0,01\mu\text{m}$. La bande interdite des couches épitaxiées sur le bâti à sources solides est légèrement inférieure à la loi de variation. Pour les autres couches épitaxiées sur le bâti à sources gazeuses nous n’avons pas assez de points pour conclure. D’après nos résultats, la bande interdite du GaAsSb en fonction du pourcentage d’antimoine est légèrement sur-évaluée par la loi de variation dans la gamme explorée (de 14% à 24% d’antimoine).

En utilisant la loi de variation donnée par l’équation 2.5, nous avons déduit la fraction d’antimoine pour les courbes en transmission de la figure 2.29(b). Le pourcentage d’antimoine est de 15,3% pour la couche non-recuite, de 14,7% pour la couche recuite à 580°C et de 13,6% pour la couche recuite à 620°C.

Le recuit décale les courbes de transmission vers les plus petites longueurs d’onde. Ce décalage est d’autant plus important que la croissance a été faite à basse température. Ceci peut être interprété comme une diminution du pourcentage d’antimoine dans l’alliage. Cependant, ce phénomène tend à diminuer lorsque l’on augmente la température de croissance, ce qui

pourrait correspondre à la formation de précipités d'antimoine avec le recuit. Il est possible que la mobilité des atomes d'antimoine varie avec la concentration en défauts (et donc de la température). Plus la température de croissance est basse et plus la formation de précipités d'antimoine serait rapide.

2.3.2 Temps de vie des porteurs dans le GaAsSb-BT

Le temps de vie dans le GaAsSb-BT a été déduit de mesures pompe-sondes que nous avons réalisées à l'IEMN. Pour ces mesures, nous utilisons un laser femtoseconde titane/saphir couplé avec un oscillateur paramétrique optique (OPO) pour pouvoir générer des impulsions femtosecondes. L'OPO permet de couvrir des longueurs d'ondes comprises entre $1\mu\text{m}$ et $1,6\mu\text{m}$ adaptées à la bande interdite du GaAsSb-BT contrairement au titane/saphir qui est limité aux longueurs d'ondes inférieures à $1\mu\text{m}$.

Nous avons vu à la fin du paragraphe 2.1.1.2 page 83 que la dynamique de recombinaison des porteurs après une excitation optique pouvait se modéliser à l'aide de 3 constantes de temps. Pour comparer les temps de vie des différentes couches, nous utilisons une constante de temps τ_0 obtenue par pondération des τ_i par les A_i normalisées ($\sum_i^N A_i = 1$) ainsi $\tau_0 = \sum_i^N A_i \cdot \tau_i$.

Extraction des constantes de temps des mesures pompe-sonde

De nombreux phénomènes physiques sont modélisés par des équations différentielles linéaires du 1^{er} ordre. La solution est une somme d'exponentielles décroissantes qui modélise plusieurs constantes de temps du système. Malgré l'apparente simplicité de la solution, il n'est pas du tout trivial d'extraire les différentes constantes de temps et amplitudes de cette somme d'exponentielle. Une des raisons principales est que la fonction exponentielle ne constitue pas une base orthogonale, contrairement à la fonction sinus, munie d'un produit scalaire permettant de faire des projections sur cette base. Cependant, il existe de nombreuses méthodes d'analyse qui sont très bien résumées par Istratov *et al* [22].

À partir du modèle retenu pour la recombinaison des porteurs, il y a au maximum 3 constantes de temps. Ces constantes de temps, de part leurs origines physiques, répondent à la contrainte suivante : $\tau_1 \leq \tau_2 \leq \tau_3$. À partir de l'ensemble des outils d'analyse résumés dans l'article de Istratov, la méthode du *peeling* est la plus adaptée, dans notre cas, pour extraire les constantes de temps et les amplitudes des exponentielles. Cette méthode consiste à approximer la fonction $T(t)$ par une seule décroissance exponentielle de constante de temps τ_3 et d'amplitude A_3 pour t suffisamment grand. En fait, on considère que t est suffisamment

grand pour négliger les autres constantes de temps. Il suffit alors de prendre la fonction réciproque de l'exponentielle ie le logarithme, d'extraire l'amplitude et la constante de temps puis de soustraire ce résultat à la fonction $T(t)$. Ce processus est répété jusqu'à obtenir $T(t) - T'(t) = 0$ avec $T'(t)$ la fonction obtenue en sommant les exponentielles décroissantes déduites des extractions de constantes de temps et d'amplitudes précédentes.

Dans le cas particulier où l'acquisition du temps de vie des porteurs n'est pas terminée, il est difficile d'extraire la valeur continue A_0 incluse dans le signal ($T(t) = A_0 + \sum_i^N A_i e^{-t/\tau_i}$). En effet, seul l'opérateur dérivée permet de supprimer cette composante continue tout en conservant l'argument des exponentielles. Le problème est que dans certains cas la dérivée numérique augmente le bruit jusqu'à noyer le signal.

Nous avons été confronté à ce problème pour les couches S080612, S080613 et S080614. Pour extraire les constantes de temps nous avons effectué un produit de convolution du signal $T(t)$ avec la fonction sinus sur une période :

$$T_0(n) = (T * h)(n) = \sum_{k=0}^q \left(\left(A_0 + \sum_i^N A_i e^{-(n-k)T_e/\tau_i} \right) \sin(\omega T_e k) \right) \quad (2.6)$$

avec :

$$q = n \text{ pour } n \leq p$$

$$q = p \text{ pour } n > p$$

$$p = 2\pi/\omega T_e$$

Cette méthode permet de supprimer la composante continue par dérivation sans trop augmenter le bruit grâce à un effet intégrateur en haute fréquence, ce qui correspond à un filtre sélectif. Il existe des filtres bien plus efficaces mais celui-ci a l'avantage d'être très simple à mettre en oeuvre. Le calcul analytique pour une fonction exponentielle donne :

$$\begin{aligned} A \sum_{k=0}^p e^{-(n-k)T_e/\tau} \sin(\omega T_e k) &= A \frac{(1 - e^{-pT_e/\tau})e^{-T_e/\tau} \sin(\omega T_e)}{1 - 2e^{-T_e/\tau} \cos(\omega T_e) + e^{-2T_e/\tau}} e^{-nT_e/\tau} \\ &= A(\tau) e^{-nT_e/\tau} \end{aligned}$$

Nous constatons que la constante A devient une fonction de τ ce qui signifie que cette méthode ne permet pas de remonter directement aux amplitudes des exponentielles du signal d'origine. Mais une fois la méthode du *peeling* appliquée, nous pouvons déterminer la valeur de τ et de $A(\tau)$, puis, connaissant ω , T_e et p , il est possible de calculer la valeur de A.

2.3.2.1 Détermination du temps de vie par mesure pompe-sonde

Les mesures de type pompe-sonde reposent sur la variation du coefficient de transmission (ou de réflexion) suite à une excitation optique. En effet, pour qu'un électron puisse absorber un photon dans un matériau massif, il faut tout d'abord que ce photon ait une énergie supérieure à la bande interdite du matériau. Dans ce cas, l'énergie apportée à l'électron est suffisante pour le faire passer de la bande de valence à la bande de conduction. Il faut également que cet électron dispose d'un état vide dans la bande de conduction (principe d'exclusion de Pauli). La conséquence immédiate est que plus le nombre d'électrons excités dans la bande de conduction est important et plus la probabilité d'obtenir un état disponible diminue. Les électrons ne sont plus en mesure d'absorber des photons et le coefficient de transmission du matériau augmente. Il suffit de mesurer le signal optique transmis à travers la couche en fonction du temps pour connaître la dynamique de recombinaison dans le matériau.

Dispositif expérimental pour les mesures pompe-sonde

Le dispositif expérimental utilisé pour réaliser les mesures pompe-sonde est présenté sur la figure 2.31. Il a été développé à l'origine pour la caractérisation du GaInAs dopé p[23]. Il est constitué d'un laser titane/saphir accordable de 690nm à 1050nm qui émet des impulsions gaussiennes de largeur à mi-hauteur de 120fs avec un taux de répétition de 80MHz. La puissance moyenne de sortie de ce laser est de 3W autour de 830nm. En pratique, nous utilisons une lame séparatrice 50/50 en sortie du laser, nous avons donc deux faisceaux lasers d'environ 1,5W chacun. Un des faisceau est utilisé pour des mesures comprises dans la plage d'accordabilité du laser et l'autre est injecté dans l'OPO de marque Coherent-APE basé sur un cristal non-linéaire de PPLN (Periodically Poled Lithium Niobate) qui est lui accordable de 1000nm à 1600nm. Ainsi avec le laser et l'OPO nous pouvons couvrir une gamme de longueur d'onde de 690nm à 1600nm.

En sortie de l'OPO, nous trouvons un filtre pour supprimer les longueurs d'ondes indésirables. La puissance du faisceau en sortie de filtre est de l'ordre de 300mW à 1050nm. Le faisceau est ensuite divisé en deux grâce à un *wedge beam splitter* (lame séparatrice à faces non-parallèles pour éviter les réflexions parasites). Un des faisceaux (la sonde) va passer par une ligne à retard alors que l'autre (la pompe) va être modulé à la fréquence d'environ 1500Hz par un hacheur mécanique. Le rapport de puissance entre la pompe et la sonde est de l'ordre de 100. En effet, le faisceau de pompe a pour but d'exciter les électrons de la bande de valence vers la bande de conduction alors que la sonde ne fait que traverser le matériau en excitant le minimum d'électron possible pour ne pas fausser le résultat de la mesure. Les deux faisceaux rencontrent un prisme métallisé, en sortie duquel ils sont parallèles, puis une lentille convergente pour focaliser ces deux faisceaux en un même point sur la surface de

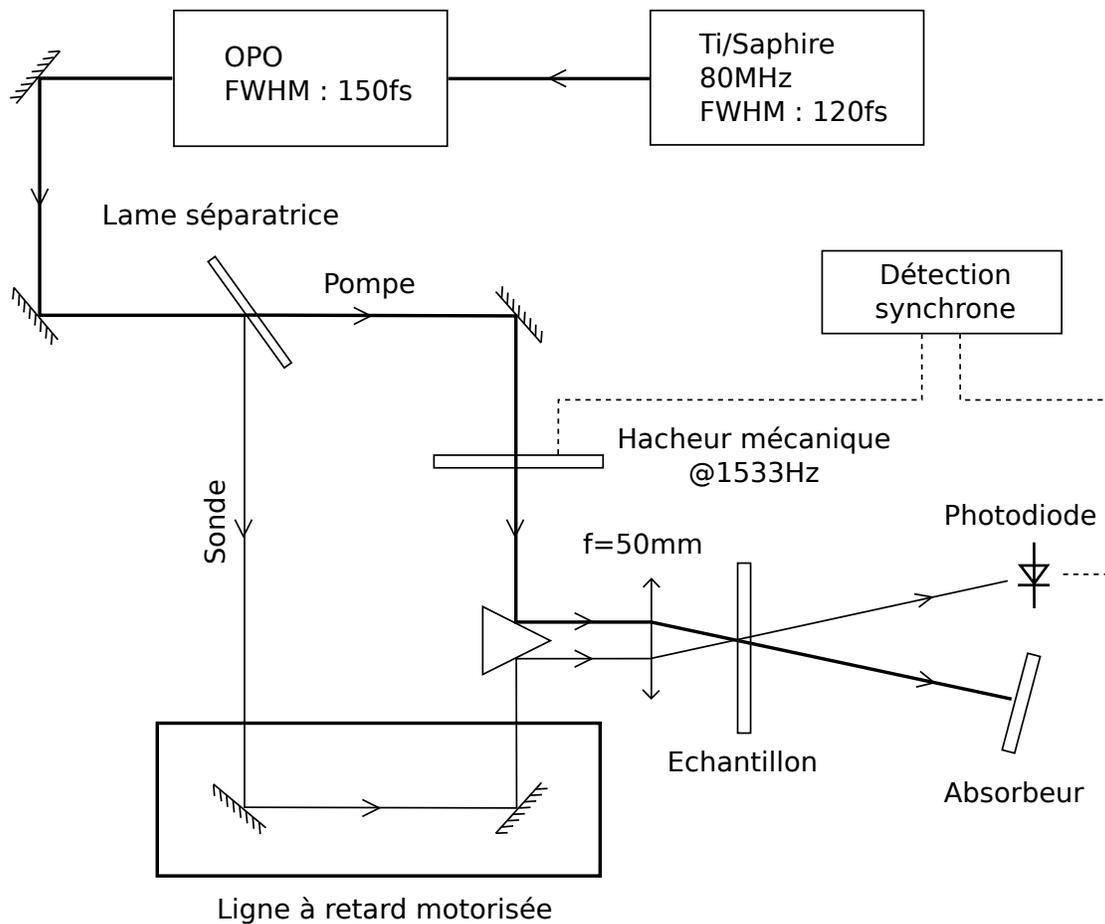


FIG. 2.31 – Dispositif expérimental pour les mesures pompe-sonde

l'échantillon étudié. En sortie de l'échantillon, les deux faisceaux sont divergents, le faisceau de sonde est capté par une photodiode couplée à une résistance dont la tension à ses bornes est mesurée à l'aide d'une détection synchrone. Quant au faisceau de pompe, il est bloqué par un absorbeur.

Résultats des mesures pompe-sonde

Nous avons réalisé des mesures pompe-sonde sur l'ensemble des couches épitaxiées présentées dans les tableaux 2.1 et 2.2 page 101. La plupart des couches ont été recuites à 500°C, 540°C, 580°C et 620°C, d'autres uniquement à 580°C et 620°C dans un souci de conserver suffisamment de matériau pour réaliser des structures permettant de générer des térahertz. Nous focaliserons notre étude sur les couches épitaxiées dans le bâti à sources gazeuses car elles ont été compensées en température et nous avons vu que le GaAsSb-BT est très sensible à la température de croissance.

Les résultats de temps de vie que nous avons obtenus sur les couches réalisées avec compen-

sation de température sont présentées sur la figure 2.32. La composition en antimoine varie entre 15% et 20% sur l'ensemble de ces couches.

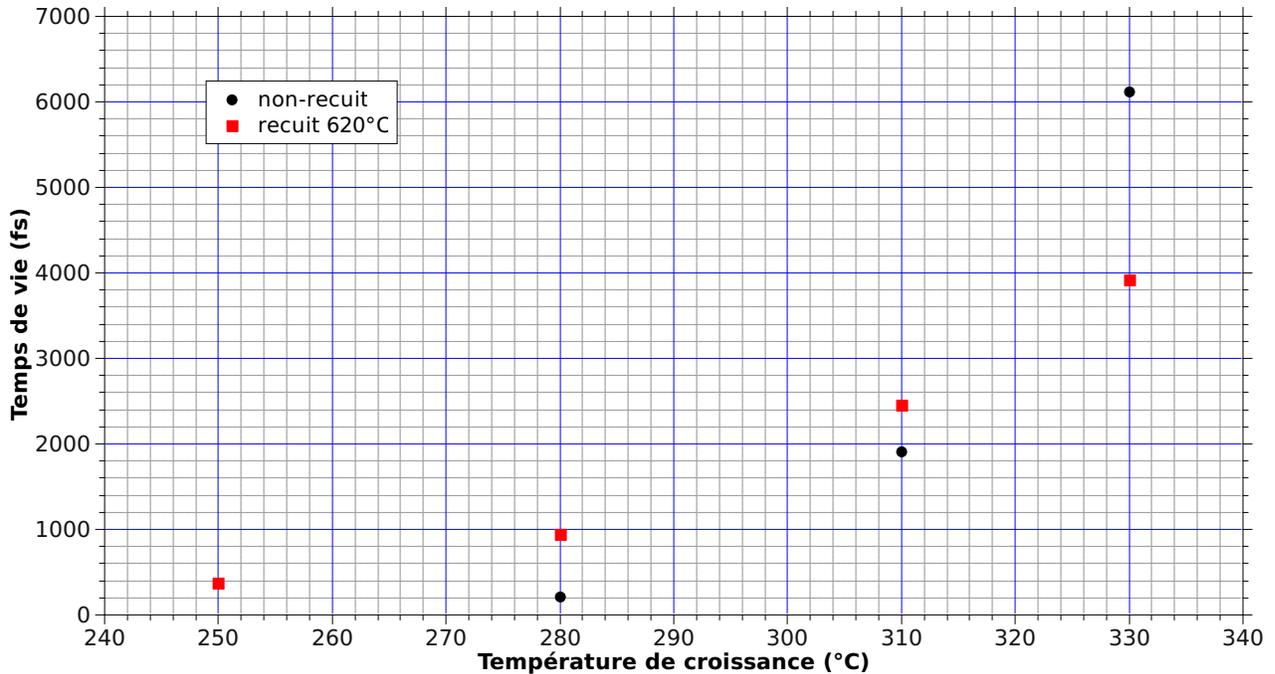
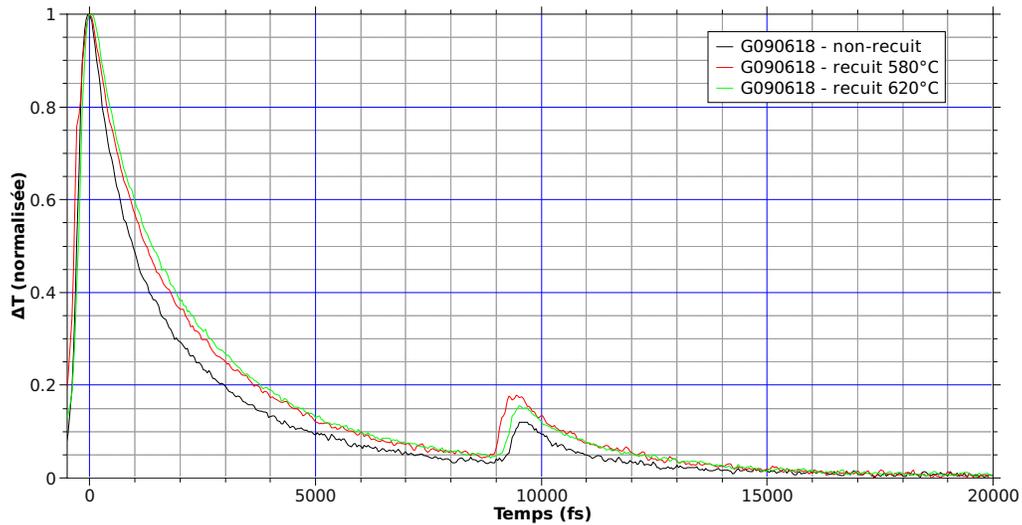


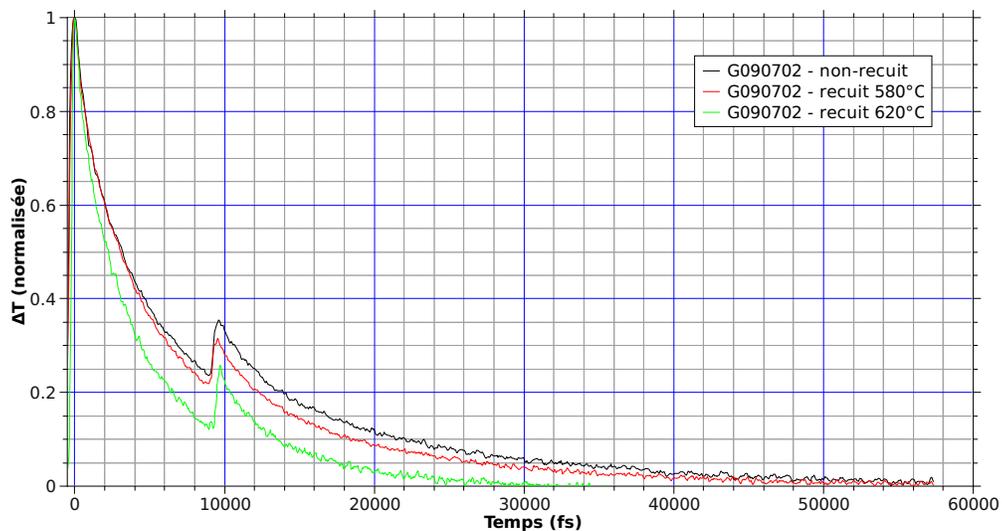
FIG. 2.32 – Temps de vie des porteurs dans le GaAsSb-BT en fonction de la température de croissance

Le temps de vie des porteurs augmente clairement avec la température de croissance. Ce résultat était prévisible puisque en augmentant la température de croissance, nous nous éloignons d'une croissance de type basse température avec les propriétés de temps de vie court qui s'y rapportent (diminution de la concentration de défauts comme dans le GaAs-BT). Cependant les températures de croissance que nous avons utilisées pour réaliser ces couches sont bien au-dessus des températures de croissance du GaAs-BT qui sont aux alentours de 200°C-230°C. La deuxième observation que nous pouvons faire concerne l'effet de la température de recuit sur le temps de vie. Dans le cas du GaAs-BT, le temps de vie a tendance à s'allonger avec le recuit. C'est également le cas pour le GaAsSb-BT pour des températures de croissance inférieures à 310°C - 320°C. Au delà, le temps de vie des porteurs diminue avec le recuit comme nous pouvons le voir sur les courbes de la figure 2.33. Sur ces deux courbes à environ 9ps, nous pouvons voir des échos sur le signal mesuré. L'impulsion de pompe traverse la couche de GaAsSb-BT mais n'est pas entièrement absorbée. L'indice optique entre le GaAsSb-BT (avec 15% à 20% d'antimoine) et le GaAs n'est pas très différent, ce qui ne provoque pas de réflexion importante à cette interface. Par contre l'interface suivante GaAs/air a un coefficient de réflexion de l'ordre de 30%. Le signal de pompe réfléchi par cette interface va

recréer des paires électrons-trous et se traduire par la forme temporelle que nous observons.



(a) Temps de vie de l'échantillon G090618 - température de croissance 310°C compensée



(b) Temps de vie de l'échantillon G090702 - température de croissance 330°C compensée

FIG. 2.33 – Mesure pompe-sonde en fonction de la température de croissance et de recuit

Nous avons fait le même constat sur les couches épitaxiées sur le bâti à sources solides : le temps de vie augmente avec la température de croissance. Pour les couches les plus froides, nous avons mesuré un temps de vie de l'ordre de 2ps (température de croissance de 215°C non-compensée mesurée au BandiT) et pour les plus chaudes un temps de vie de 70ps (température de croissance de 250°C non-compensée mesurée au thermocouple). Pour toutes les couches réalisées dans le bâti à sources solides, le temps de vie a diminué avec le recuit.

Les résultats obtenus par l'extraction des différentes constantes de temps des mesures pompe-sonde sont réunis dans les tableaux 2.4 et 2.5. De l'ensemble de ces résultats, nous pouvons

Nom de la couche	A ₁	τ ₁ (ps)	A ₂	τ ₂ (ps)	A ₃	τ ₃ (ps)	τ ₀ (ps)
S070309 T _c =215°C BandiT	0,66	2,3	0,34	7,72	-	-	4,14
S071201 T _c =215°C BandiT	0,12	0,44	0,22	1,66	0,66	13,08	9,05
S080612 T _c =200°C Thermocouple	0,14	1,89	0,86	8,04	-	-	7,18
S080614 T _c =225°C Thermocouple	0,25	15,1	0,75	87,46	-	-	69,37
G090503 T _c =280°C BandiT compensée	1	0,21	-	-	-	-	0,21
G090618 T _c =310°C BandiT compensée	0,11	0,26	0,49	0,92	0,4	3,36	1,82
G090702 T _c =330°C BandiT compensée	0,08	0,34	0,26	1,37	0,66	8,41	5,93

TAB. 2.4 – Temps de vie des différentes couches de GaAsSb-BT non-recuites

Nom de la couche	A ₁	τ ₁ (ps)	A ₂	τ ₂ (ps)	A ₃	τ ₃ (ps)	τ ₀ (ps)
S070309 T _c =215°C BandiT	0,63	1,3	0,37	4,96	-	-	2,65
S071201 T _c =215°C BandiT	0,07	0,17	0,47	1,33	0,46	5,34	3,09
S080612 T _c =200°C Thermocouple	0,46	13,23	0,54	87,11	-	-	53,13
S080614 T _c =225°C Thermocouple	0,17	9,01	0,83	79,97	-	-	67,91
G090503 T _c =280°C BandiT compensée	0,44	0,37	0,56	1,08	-	-	0,77
G090618 T _c =310°C BandiT compensée	0,09	0,28	0,42	1,16	0,49	3,56	2,26
G090702 T _c =330°C BandiT compensée	0,14	0,31	0,2	1,56	0,66	5,21	3,8

TAB. 2.5 – Temps de vie des différentes couches de GaAsSb-BT recuites à 620°C

conclure que le temps de vie dans le GaAsSb-BT augmente avec la température de croissance. Ce résultat est cohérent avec l'idée que les défauts dus à l'épitéxie à basse température sont responsables du temps de vie court dans ce type de matériau. Le recuit a des effets différents selon la température de croissance. En dessous d'une certaine température, estimée à 320°C sur le bâti à sources gazeuses, le recuit augmente légèrement le temps de vie des porteurs dans le GaAsSb-BT. Par contre au delà de cette température le temps de vie des porteurs diminue avec la température de recuit. Cela a déjà été observé dans le GaAs-BT pour certaines températures de recuit[24].

2.3.3 Caractérisation électrique

La résistance d'obscurité est un autre paramètre important pour la réalisation d'un photocommutateur. En effet, une résistivité élevée permet de réduire le courant d'obscurité responsable de l'échauffement du dispositif, voire de sa destruction sous polarisation. L'autre paramètre important est la mobilité des électrons qui doit être élevée afin de générer un photocourant important à tension de polarisation égale.

Pour la caractérisation électrique du GaAsSb-BT, des caractérisations par effet Hall ont été réalisées sur l'ensemble des couches recuites issues du bâti à sources solides ainsi que des mesures I(V) sur divers motifs. Pour les couches issues du bâti à sources gazeuses, les mesures

par effet Hall n'ont été faites que sur les couches non-recuites.

La préparation des échantillons pour les caractérisations par effet Hall est similaire sur l'ensemble des couches. Elle est composée d'une étape de lithographie optique suivie d'une gravure pour isoler un "trèfle" et d'une étape de désoxydation dans une solution de HCl/H₂O ou de HF 1% selon l'état d'oxydation de la couche. Pour réaliser les contacts ohmiques, nous avons utilisé des billes d'indium que nous avons fait diffuser à l'aide d'un recuit à 300°C pendant 10 minutes sous atmosphère d'argon hydrogéné dans un four dédié.

Afin de préserver du matériau, dans certains cas nous n'avons pas réalisé de trèfles mais des motifs de lignes coplanaires et d'antennes dipôles pour tracer la caractéristique I(V) de la couche et en extraire la résistivité. Mais alors on ne sépare plus l'effet de la concentration en porteurs et de la mobilité sur la résistivité.

2.3.3.1 Mesure par effet Hall

La mesure par effet Hall est basée sur l'apparition d'une tension transverse au courant I quand l'échantillon est soumis à un champ magnétique B . Cette tension, appelée tension de Hall V_H , permet de remonter à la concentration de porteurs libres n et au type de porteurs (électrons ou trous) et elle a pour expression :

$$V_H = -\frac{IB}{nde} \quad (2.7)$$

avec I le courant traversant l'échantillon, B le champ magnétique, n la concentration de porteur (par convention, positive pour les trous et négatives pour les électrons), $-e$ la charge de l'électron et d l'épaisseur de la couche.

La résistivité ρ est quant à elle mesurée par la méthode 4 pointes de Van der Pauw. À l'aide de la relation $\rho = 1/ne\mu$, il est possible de calculer la mobilité des porteurs connaissant la résistivité et la concentration de porteurs, $-e$ étant la charge élémentaire de l'électron.

De cette relation, nous voyons clairement que pour avoir un matériau résistif, il faut minimiser le produit $n\mu$.

Résultats des mesures par effet Hall

L'ensemble des mesures par effet Hall est réuni dans le tableau 2.6 pour les échantillons non-recuits et dans le tableau 2.7 pour les échantillons recuits. Nous n'avons pas réalisé de trèfles sur les échantillons G090618 et G090702 recuit à 620°C suite aux problèmes d'adhérences des billes d'indium après le recuit. Nous avons préféré utiliser le matériau pour réaliser d'autres motifs. La couche S080613 n'apparaît pas dans le tableau car sa forte résistivité sortait de la gamme de mesure de l'appareil que nous utilisons pour les mesures par effet Hall.

Nom de la couche	ρ ($\Omega\cdot\text{cm}$)	n (cm^{-2})	μ (cm^2/Vs)
S070309 $T_c=215^\circ\text{C}$ BandiT	520	$2,4\cdot 10^9$	742
S071201 $T_c=215^\circ\text{C}$ BandiT	982	$13,5\cdot 10^9$	77
S080612 $T_c=200^\circ\text{C}$ Thermocouple	344	$8,6\cdot 10^8$	3170
S080614 $T_c=225^\circ\text{C}$ Thermocouple	377	$7,2\cdot 10^8$	3490
G090618 $T_c=310^\circ\text{C}$ BandiT compensée	192	$4,4\cdot 10^9$	1120
G090702 $T_c=330^\circ\text{C}$ BandiT compensée	68	$7,8\cdot 10^9$	1770

TAB. 2.6 – Résistivités des différentes couches de GaAsSb-BT non-recuites.

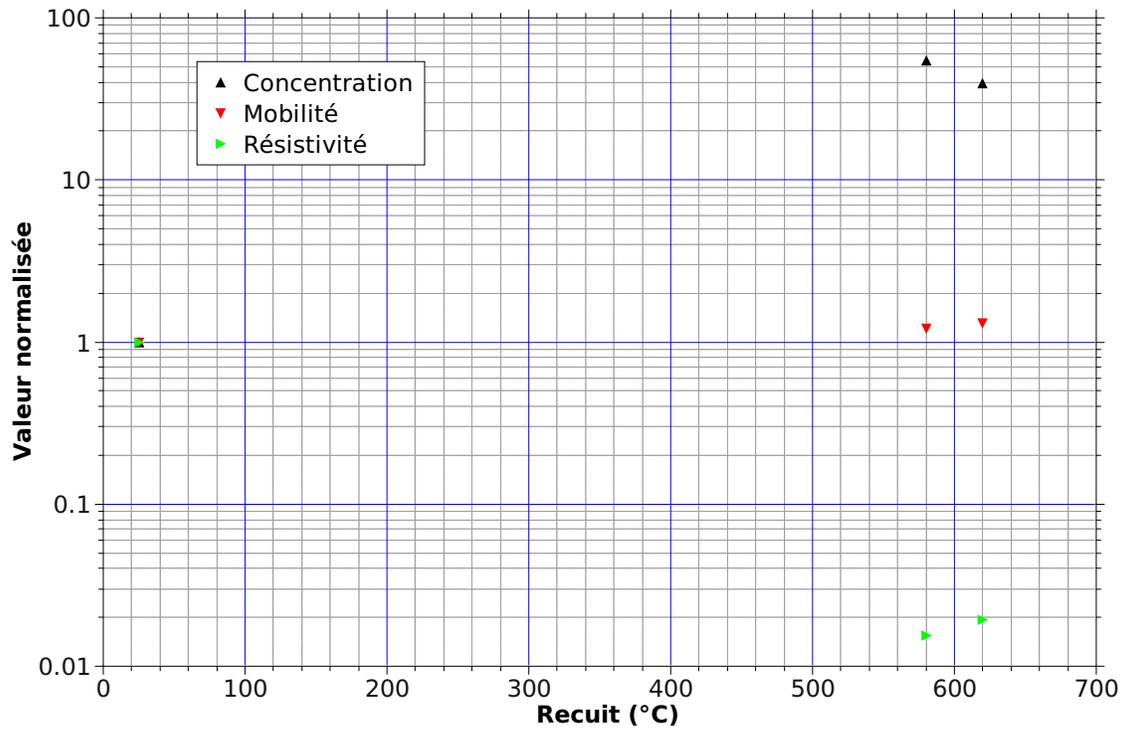
Nom de la couche	ρ ($\Omega\cdot\text{cm}$)	n (cm^{-2})	μ (cm^2/Vs)
S070309 $T_c=215^\circ\text{C}$ BandiT	10	$9,6\cdot 10^{10}$	970
S071201 $T_c=215^\circ\text{C}$ BandiT	27	$3,5\cdot 10^{10}$	987
S080612 $T_c=200^\circ\text{C}$ Thermocouple	0,3	$9,6\cdot 10^{11}$	2880
S080614 $T_c=225^\circ\text{C}$ Thermocouple	203	$2,4\cdot 10^9$	2650

TAB. 2.7 – Résistivités des différentes couches de GaAsSb-BT recuites à 620°C .

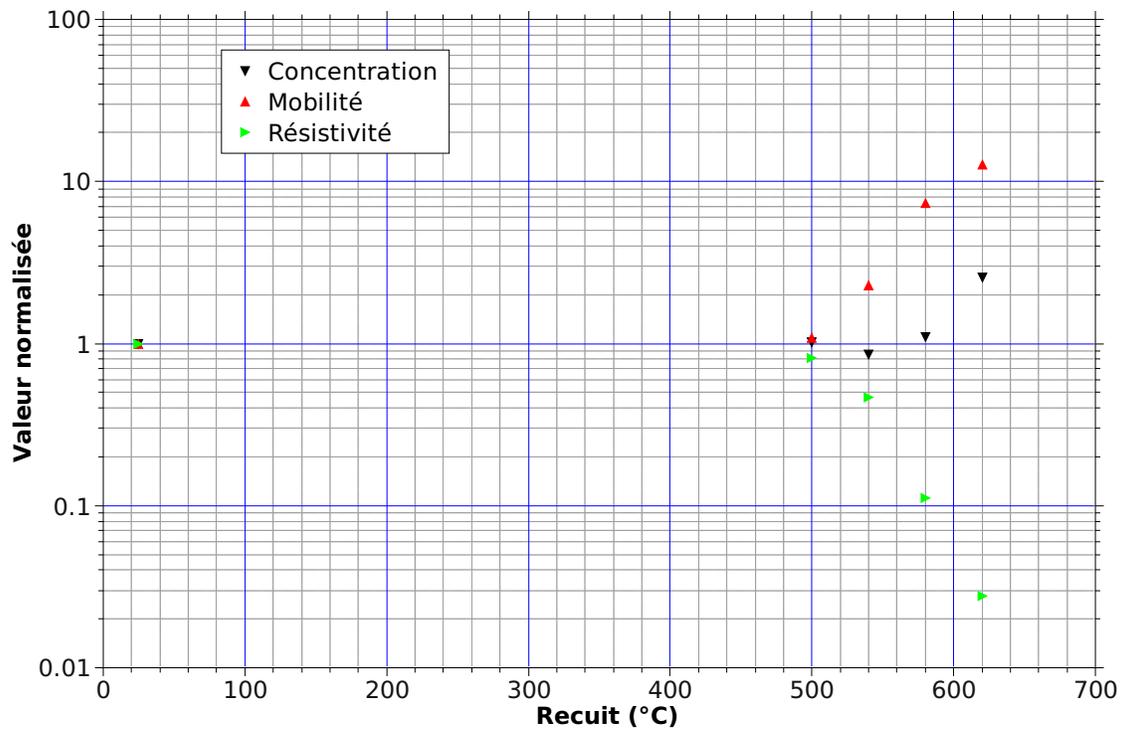
Cette résistivité importante a été cependant confirmé par des mesures I(V). Nous expliquons cette forte résistivité par la diminution de la concentration de porteurs avec la température de croissance. En effet, le GaAsSb-BT est de type n alors que le GaAsSb épitaxié dans des conditions normales de température est de type p. En partant du GaAsSb-BT et en augmentant la température de croissance, il semble possible d'obtenir un matériau très résistif mais au dépend d'un temps de vie des porteurs beaucoup trop long pour l'application visée.

Pour la majorité des couches, le recuit après croissance a pour effet de diminuer la résistivité du matériau. Sigmund *et al* [3] ont observé la même tendance pour une couche de GaAsSb-BT avec 85% d'antimoine. Les mesures par effet Hall ont montré un changement du type de porteurs majoritaires. Pour la couche non-recuite et recuite à 400°C les porteurs sont de type n par contre pour des recuits de 550°C et 600°C les porteurs sont de type p . Nous n'avons pas observé ce changement de type de porteurs suite au recuit sur les couches caractérisées qui sont toutes de type n . Pour des couches avec 40% d'antimoine, ils trouvent un comportement similaire à celui du GaAs-BT c'est à dire une augmentation de la résistivité avec le recuit.

Nous présenterons les résultats obtenus par effet Hall sur les couches S070309 et S071201 où nous pouvons voir les effets du recuit sur les paramètres électriques. Afin de synthétiser les résultats sous formes graphiques, nous avons tracé sur la figure 2.34 l'évolution des différents paramètres électriques (résistivité, concentration de porteurs et mobilité) en fonction du recuit mais normalisés par rapport à leur valeur sans recuit. Ces courbes mettent en évidence deux phénomènes responsables de la chute de résistivité du matériau avec le recuit. Sur la figure 2.34(a), la concentration de porteurs libres augmente avec le recuit ce qui a pour



(a) Mesure effet Hall de l'échantillon S070309 - $T_C=215^\circ\text{C}$ non-compensée



(b) Mesure effet Hall de l'échantillon S071201 - $T_C=215^\circ\text{C}$ non-compensée

FIG. 2.34 – Mesure par effet Hall

conséquence de diminuer la résistivité. Ce comportement a été rencontré sur toutes les couches à l'exception de la couche S080614, où la résistivité est restée quasiment constante avec le recuit.

Dans le cas de la couche S071201 (figure 2.34(b)) la résistivité a chuté à cause de l'augmentation de la mobilité avec le recuit ainsi que de la concentration de porteurs mais de manière moins importante. L'augmentation de la mobilité et de la concentration de porteurs ont bien sûr contribué à l'écroulement de la résistivité.

L'augmentation de porteurs libres peut s'expliquer par l'apparition d'un niveau donneur dans la bande interdite avec le recuit. Ce niveau pourrait être un antimoine en antisite Sb_{Ga} . Nous discuterons de cette hypothèse lors des mesures $I(V)$ et dans la conclusion.

En faisant l'hypothèse que la mobilité augmente de manière monotone avec la température de croissance pour un matériau non-recuit, il est possible de classer les couches issues du bâti à sources solides par température de croissance (tableau 2.6). Au regard des différentes valeurs, cette hypothèse semble valable. Cela signifierai que pour obtenir une couche résistive avec un temps de vie court, la température de croissance devrait se situer autour de 300°C. Pour un pourcentage d'antimoine compris entre 15% et 20%, le recuit n'est pas souhaitable puisqu'il a tendance à diminuer fortement la résistivité.

2.3.3.2 Courant d'obscurité

Les mesures de courant d'obscurité ont été réalisées sur l'ensemble des couches sur des électrodes de 4 μ m de large avec un espacement de 5 μ m. Sur la figure 2.35 est représentée la courbe $I(V)$ pour différentes températures de recuit pour la couche G080702 épitaxiée à $T_C=330^\circ\text{C}$ compensée.

La plupart des couches non-recuites ont un comportement ohmique qui se dégrade vers un contact de type redresseur avec le recuit. Dans le cas des couches non-recuites, il est raisonnable de penser que la conduction se fait principalement dans des niveaux de défauts profonds comme pour le GaAs-BT[25]. Ce niveau de défaut est représenté par le niveau E_d sur la figure 2.36(a). Ces défauts sont des atomes d'arsenic en antisite As_{Ga} où le mécanisme de conduction dominant se fait par sauts dans cette bande de défauts profonds. Toujours dans le cas du GaAs-BT, la concentration de ces défauts est de 10^{20}cm^{-3} avant recuit. Pour le GaAsSb-BT, des atomes d'antimoine sont probablement en antisite Sb_{Ga} , ce qui créerait un niveau supplémentaire donneur plus proche de la bande de conduction[26] (figure 2.36(b)). Le niveau accepteur profond dû aux lacunes de Gallium V_{Ga} ne permet pas de compenser ce niveau donneur. Il reste encore à déterminer quel mécanisme serait mis en jeu pour obtenir des atomes d'antimoine en antisite pendant le recuit. Les précipités d'antimoine sont au

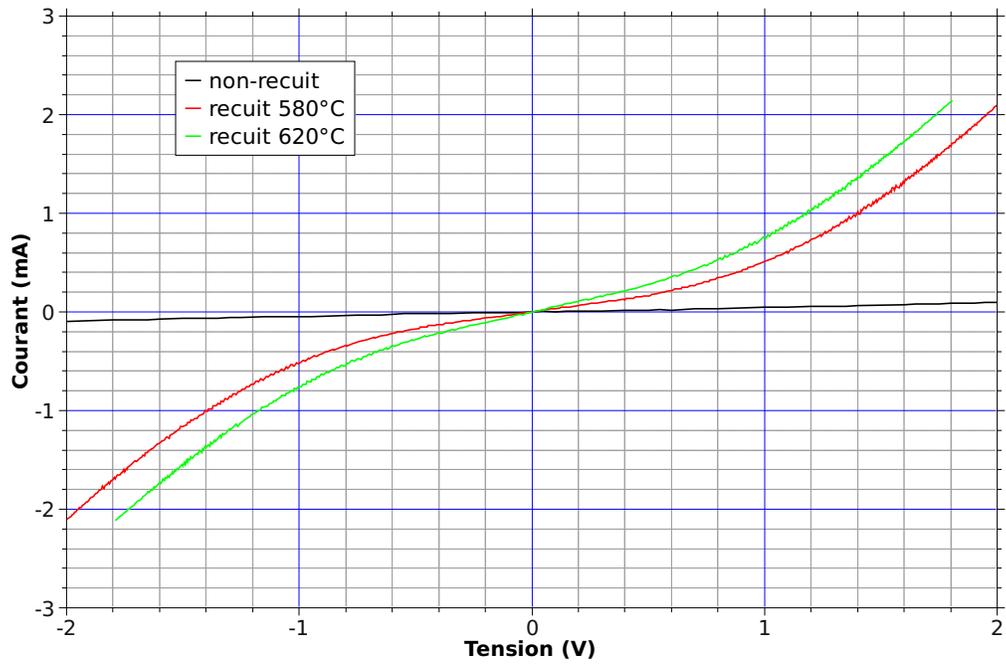


FIG. 2.35 – Mesure I(V) sur G090702 - $T_C=330^\circ\text{C}$ compensée

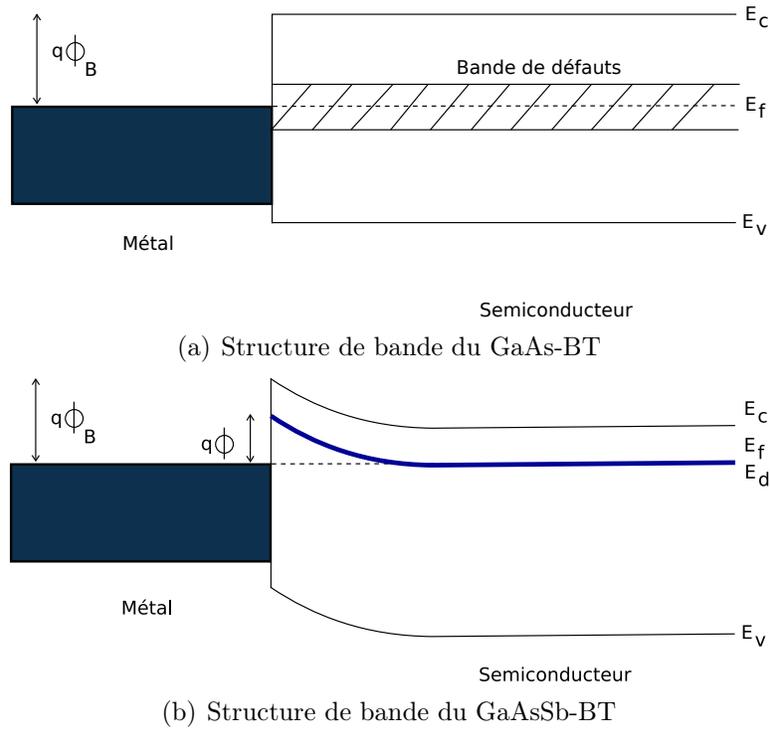


FIG. 2.36 – Mécanisme de conduction dans le GaAs-BT et dans le GaAsSb-BT. En bleu, le niveau de défaut responsable de la conduction des électrons.

même titre que les précipités d’Arsenic quasi métalliques. Ils ont donc les mêmes propriétés que dans le GaAs-BT.

Ce mécanisme expliquerait l’augmentation de la concentration de porteurs avec le recuit observée dans les mesures à effet Hall. Enfin, ce niveau étant plus haut par rapport au niveau de Fermi du métal que le niveau As_{Ga} , la barrière de potentiel vue par les électrons issus du métal est plus élevée, ce qui explique l’allure des $I(V)$ de type redresseur.

2.3.3.3 Mesure du photocourant

Nous avons réalisé des mesures de photocourant sur les couches G090618 et G090702 non-recuites. Le motif utilisé est un dipôle dont la géométrie est présentée sur la figure 2.37. La

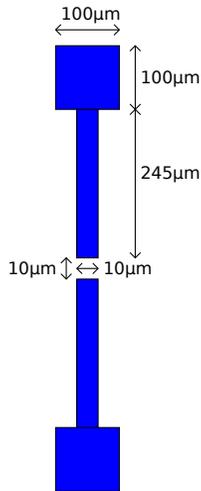
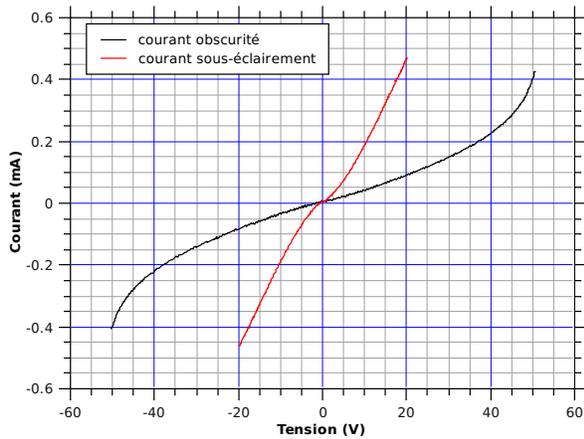
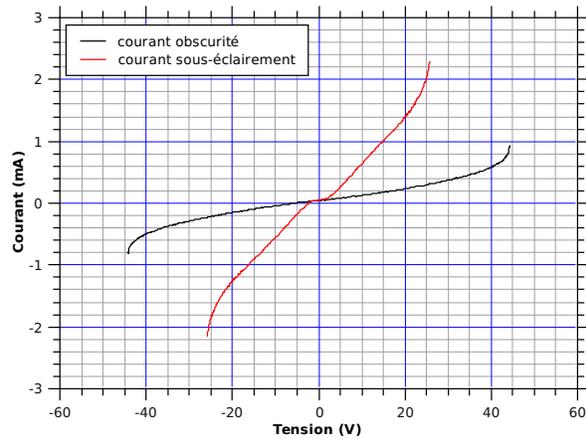


FIG. 2.37 – Motif utilisé pour la mesure du photocourant

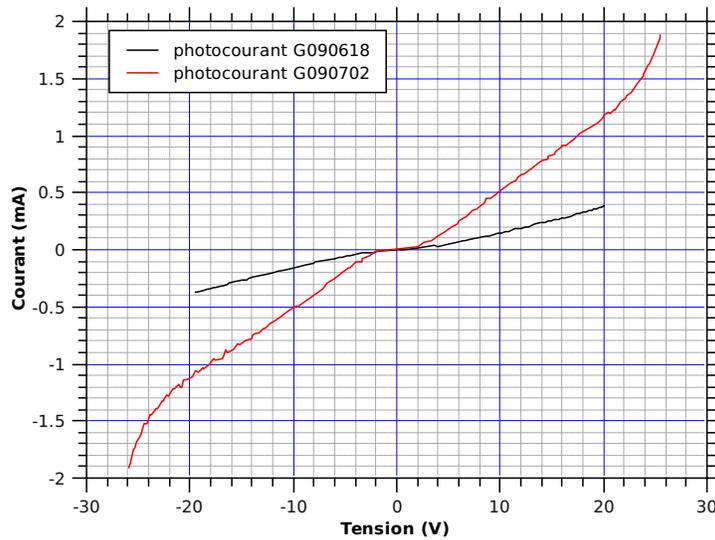
polarisation se fait avec une source de tension avec une résistance en série de $1k\Omega$. Le faisceau optique incident fait $18mW$ (puissance moyenne) à une longueur d’onde de $\lambda=1,05\mu m$ avec un taux de répétition de $80MHz$. Les mesures de courant d’obscurité sur les figures 2.38(a) et 2.38(b) confirment bien que la couche G090702 est moins résistive que la couche G090618. La tension a pu être montée jusqu’à environ $40V$, ce qui représente un champ électrique d’environ $80kV/cm$. Au-delà, un effet d’avalanche commence à se manifester, ce qui augmente le courant de manière non-linéaire. Sur la figure 2.38(c) est tracée la différence de courant entre la mesure sous-éclairage et la mesure du courant d’obscurité en fonction de la tension. La couche G090702 permet d’avoir plus de photocourant à tension identique, ce qui s’explique par un temps de vie des porteurs environ 3 fois plus long.



(a) Courant d'obscurité et sous-éclairage pour la couche G090618.



(b) Courant d'obscurité et sous-éclairage pour la couche G090702.



(c) Photocourant extrait sur les couches G090618 et G090702.

FIG. 2.38 – Courant obscurité - sous-éclairage - photocourant.

2.4 Conclusion

Le contrôle de la température de croissance est important pour la réalisation de matériaux épitaxiés à basse température. Nous avons pu le constater avec les couches S070309 et S071201 épitaxiées dans le bâti à sources solides dont la température de croissance était de 215°C sans compensation. Les résultats en termes de temps de vie et de résistivité sont différents, ce qui signifie que la reproductibilité n'est pas assurée si on ne contrôle pas précisément la température pendant la croissance. Il faut tout de même rappeler que la composition en antimoine est différente avec 6% d'antimoine en moins pour la couche S071201.

L'effet de la compensation sur la morphologie de la couche est très bien mis en évidence sur la figure 2.24 page 107 où l'on peut voir une image MEB d'une couche épitaxiée à 280°C sans compensation et la même épitaxiée à 280°C avec compensation. La couche avec compensation est polycristalline alors que la couche sans compensation est cristalline avec quelques défauts. La différence de température en fin de croissance entre ces deux couches est de 30°C. Cette différence de température dépend de nombreux paramètres comme la température du substrat en début de croissance, la température des cellules etc...

Les courbes en transmission pour différentes températures de recuit ont mis en évidence une réduction de la bande interdite qui s'est traduite par un décalage des courbes vers les plus petites longueurs d'onde. Cette réduction de la bande interdite peut s'expliquer par la formation de précipités d'antimoine, déjà observée par Sigmund *et al* [20] ou par l'évaporation de l'antimoine pendant le recuit. Ces deux phénomènes se traduisent par une légère diminution en concentration de l'antimoine qui a été confirmée par des mesures en TDX et en EDX en plus des mesures en transmission. Cependant, ce type de mesure ne permet pas de conclure sur l'origine de la diminution d'antimoine.

Le temps de vie des porteurs augmente avec la température de croissance ce qui s'explique facilement si on considère que les défauts dans le matériau sont responsables du temps de vie court. En augmentant la température de croissance, la densité de défauts diminue. Le recuit augmente le temps de vie des porteurs pour un matériau dont la température de croissance est inférieure à environ 320°C. Au delà de cette température, le temps de vie diminue avec le recuit.

Les mesures I(V) ont fait apparaître un changement du mécanisme de conduction avec le recuit. Ce changement de mécanisme est responsable de la forte chute de résistivité dans le matériau. Les mesures par effet Hall ont montré que le matériau restait de type n après recuit. Cela indiquerait l'apparition d'un niveau donneur proche de la bande de conduction partiellement ionisé. Pour connaître le niveau énergétique de ce niveau, on pourrait faire des mesures I(V) à différentes températures pour extraire la valeur de ce niveau. Cette méthode a été utilisée par Yamamoto *et al* [25] pour expliquer le comportement ohmique du GaAs-BT. L'apparition de cette bande de donneurs dans la bande interdite avec le recuit pourrait avoir deux origines. La première serait la migration des atomes d'antimoine vers les lacunes de gallium avec l'énergie thermique du recuit. Cette migration créerait des atomes d'antimoine en antisites Sb_{Ga} dont le niveau énergétique est plus proche de la bande de conduction que le niveau créé par les atomes d'arsenic en antisites As_{Ga} . La présence de Sb_{Ga} pourrait être confirmée ou infirmée par des mesures STM.

Enfin, la deuxième origine pourrait être l'évaporation des atomes d'antimoine pendant le recuit. Les recuits se faisant dans une atmosphère d'argon hydrogéné, il est possible qu'une

partie des atomes d'antimoine quittent la couche pendant le recuit laissant des défauts derrière eux, responsables de l'apparition du niveau.

Pour la réalisation de photocommutateurs sensibles à $1,06\mu\text{m}$, la température de croissance idéale du GaAsSb-BT semble se situer autour de 300°C . Contrairement au GaAs-BT le recuit après croissance n'est pas recommandé puisqu'il diminue fortement la résistivité du matériau. Pour cette température de croissance la résistivité serait un peu plus élevée que les $192\Omega\cdot\text{cm}$ et le temps de vie des porteurs légèrement inférieur à $1,8\text{ps}$, tout en conservant un matériau de qualité mono-cristallin.

Les tableaux 2.8 et 2.9 regroupent les différents résultats que nous avons obtenus sur les couches dont la température de croissance est compensée. Les autres couches réalisées

Nom de la couche	Température de croissance ($^\circ\text{C}$)	Bande interdite ($\mu\text{m}/\text{eV}$)	τ (ps)	ρ ($\Omega\cdot\text{cm}$)	μ (cm^2/Vs)
G090415	250°C BandiT Compensée	Non mesurable	-	-	-
G090431	250°C BandiT Compensée	Non mesurable	-	-	-
G090503	280°C BandiT Compensée	Non mesurable	0,21	-	-
G090618	310°C BandiT Compensée	$1,09\mu\text{m}/1,14\text{eV}$	1,8	192	1120
G090702	330°C BandiT Compensée	$1,09\mu\text{m}/1,14\text{eV}$	5,9	68	1770

TAB. 2.8 – Synthèse des différentes couches de GaAsSb-BT non-recuites

Nom de la couche	Température de croissance ($^\circ\text{C}$)	τ (ps)
G090503	280°C BandiT Compensée	0,77
G090618	310°C BandiT Compensée	2,3
G090702	330°C BandiT Compensée	3,8

TAB. 2.9 – Synthèse des différentes couches de GaAsSb-BT recuites à 620°C

dans le bâti à sources solides ne sont pas présentées car pas reproductibles du fait de la méconnaissance de l'évolution de la température de croissance pendant la croissance. Les couches dont la bande interdite n'est pas indiquée sont polycristallines ce qui nous empêche de la déterminer.

Le tableau 2.10 présente un comparatif entre les différents matériaux à temps de vie des porteurs court pour situer les résultats obtenus avec le GaAsSb-BT.

Matériau	$\lambda(\mu\text{m})$	τ (ps)	ρ ($\Omega\cdot\text{cm}$)	μ (cm^2/Vs)
GaAs-BT	830nm	200fs - 2ps	$10^6 - 10^7$	~ 200
InGaAs-BT[2]	1,06	3 - 8	-	-
GaAsSb-BT	1,06	200fs - 6ps	70 - 980	80 - 1770
InGaAs irradié	1,55	\sim ps	5 - 10	-
Multi-couches AlInAs/InGaAs :Be[27]	1,55	-	$10^6\Omega/\square$	-

TAB. 2.10 – Comparatif de différents matériaux à temps de vie des porteurs court

Les résultats obtenus sur les couches G090618 et G090702 nous ont permis d'envisager la réalisation de dispositifs pour la génération de térahertz dont la réalisation technologique et les résultats seront présentés dans le chapitre 4.

Bibliographie

- [1] 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. *Journal of Applied Physics*, 79(7) :3622–3629, 1996.
- [2] R. Czarny. *Étude et réalisation d'une source térahertz accordable de grande pureté spectrale*. PhD thesis, Université des sciences et technologies de Lille, 2007.
- [3] J. Sigmund and H.L. Hartnagel. Low-temperature growth and post-growth annealing of GaAsSb. *Journal of Crystal Growth*, 278 :209–213, 2005.
- [4] J. Sigmund, C. Sydlo, H. L. Hartnagel, N. Benker, H. Fuess, F. Rutz, T. Kleine-Ostmann, and M. Koch. Structure investigation of low-temperature-grown GaAsSb, a material for photoconductive terahertz antennas. *Applied Physics Letters*, 87(25) :252103, 2005.
- [5] KG Wilcox, F. Rutz, R. Wilk, HD Foreman, JS Roberts, J. Sigmund, HL Hartnagel, M. Koch, and AC Tropper. Terahertz imaging system based on LT-GaAsSb antenna driven by all-semiconductor femtosecond source. *Electronics Letters*, 42(20) :1159–1160, 2006.
- [6] U. Willer, R. Wilk, W. Schippers, S. Bottger, D. Nodop, T. Schossig, W. Schade, M. Mikulics, M. Koch, M. Walther, H. Niemann, and B. Guttler. A novel THz source based on a two-color Nd :LSB microchip-laser and a LT-GaAsSb photomixer. *Applied Physics B*, 87 :13–16(4), 2007.
- [7] A. Klehr, J. Fricke, A. Knauer, G. Erbert, M. Walther, R. Wilk, M. Mikulics, and M. Koch. High-Power Monolithic Two-Mode DFB Laser Diodes for the Generation of THz Radiation. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 14(2) :289, 2008.
- [8] S. Hargreaves, LJ Bignell, RA Lewis, J. Sigmund, and HL Hartnagel. New modes of THz generation by low-temperature-grown GaAsSb. *Solid State Electronics*, 53(2) :160–165, 2009.
- [9] D. Pons and JC Bourgoïn. Irradiation-induced defects in GaAs. *J. Phys. C, Solid State Phys.*, 18(20) :3839–3871, 1985.
- [10] C. Carmody, H. H. Tan, C. Jagadish, A. Gaarder, and S. Marcinkevičius. Ion-implanted In_{0.53}Ga_{0.47}As for ultrafast optoelectronic applications. *Applied Physics Letters*, 82(22) :3913–3915, 2003.
- [11] N. Chimot, J. Mangeney, L. Joulaud, P. Crozat, H. Bernas, K. Blary, and JF Lampin. Terahertz radiation from heavy-ion-irradiated InGaAs photoconductive antenna excited at 1.55 μm . *Applied Physics Letters*, 87 :193510, 2005.

- [12] 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, Aug 1990.
- [13] 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. *Applied Physics Letters*, 57(15) :1531–1533, 1990.
- [14] T. Nakano and Y. Inuishi. Effects of Dosage and Impurities on Radiation Damage of Carrier Life Time in Si. *Journal of the Physical Society of Japan*, 19(6), 1964.
- [15] X. Liu, A. Prasad, J. Nishio, ER Weber, Z. Liliental-Weber, and W. Walukiewicz. Native point defects in low-temperature-grown GaAs. *Applied Physics Letters*, 67 :279, 1995.
- [16] S. Trudel. *Étude par double et triple diffraction des rayons X et modélisation, de la relaxation des contraintes dans des hétérostructures semiconductrices GaInAs/GaAs à rampe de composition graduelle linéaire*. PhD thesis, Université des Sciences et Technologie de Lille, 1997.
- [17] J.-M. Chauveau. *Influence des conditions de croissance sur la qualité structurale et la morphologie de surface de rampes à composition graduelle InAlAs sur GaAs : Application aux HEMTs métamorphiques*. PhD thesis, Université de sciences et technologies de Lille, 2001.
- [18] X. Wallart, C. Coinon, S. Plissard, S. Godey, O. Offranc, V. Magnin, and J.F. Lampin. Low temperature grown GaAsSb as photoconductive material near 1.06 μ m. In *Publication soumise à l'IPRM 2010*.
- [19] N. A. Bert, V. V. Chaldyshev, A. A. Suvorova, V. V. Preobrazhenskii, M. A. Putyato, B. R. Semyagin, and P. Werner. Enhanced precipitation of excess As on antimony delta layers in low-temperature-grown GaAs. *Applied Physics Letters*, 74(11) :1588–1590, 1999.
- [20] J. Sigmund, D. Pavlidis, H. L. Hartnagel, N. Benker, and H. Fuess. Nonstoichiometric growth and cluster formation in low temperature grown GaAsSb for terahertz-applications. volume 24, pages 1556–1558. AVS, 2006.
- [21] I. Vurgaftman, J. R. Meyer, and L. R. Ram-Mohan. Band parameters for III–V compound semiconductors and their alloys. *Journal of Applied Physics*, 89(11) :5815–5875, 2001.
- [22] Andrei A. Istratov and Oleg F. Vyvenko. Exponential analysis in physical phenomena. *Review of Scientific Instruments*, 70(2) :1233–1257, 1999.

- [23] D. Vignaud, JF Lampin, E. Lefebvre, M. Zaknoune, and F. Mollot. Electron lifetime of heavily Be-doped In_{0.53}Ga_{0.47}As as a function of growth temperature and doping density. *Applied Physics Letters*, 80(22) :4151–4153, 2002.
- [24] 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. *Journal of Applied Physics*, 88(10) :6026–6031, 2000.
- [25] H. Yamamoto, Z-Q. Fang, and D. C. Look. Nonalloyed ohmic contacts on low-temperature molecular beam epitaxial GaAs : Influence of deep donor band. *Applied Physics Letters*, 57(15) :1537–1539, 1990.
- [26] P. Omling, B. H. Yang, L. Samuelson, R. Yakimova, J.-O. Fornell, and L. Ledebro. Electronic properties of the SbGa heteroantisite defect in GaAs :Sb. *Phys. Rev. B*, 44(24) :13398–13403, 1991.
- [27] B. Sartorius, H. Roehle, H. Künzel, J. Böttcher, M. Schlak, D. Stanze, H. Venghaus, and M. Schell. All-fiber terahertz time-domain spectrometer operating at 1.5 μm telecom wavelengths. *Opt. Express*, 16 :9565–9570, 2008.

Chapitre 3

Étude d'un détecteur pour la détection d'impulsions térahertz

3.1 La diode à effet tunnel résonnant

La diode à effet tunnel résonnant (DTR) est le composant à l'état solide le plus rapide. La caractéristique $I(V)$ fortement non-linéaire de la DTR contient une zone de résistance différentielle négative (RDN). La RDN est mise à profit pour la réalisation d'oscillateurs alors que la forte non-linéarité peut servir dans la réalisation de circuits logiques. Là où plusieurs transistors sont nécessaires pour réaliser une fonction logique nous n'avons besoin que d'une seule RTD.

Ce composant a déjà démontré des fréquences d'oscillation pouvant aller jusqu'à 712GHz[1]. Il peut également être utilisé dans les circuits numériques tels que les convertisseurs analogiques-numériques, les mémoires et les bascules. Ce domaine d'application des DTR est couvert par la technologie MOBILE¹ qui associe deux DTR montées en tête-bêche. Ces circuits mettent à profit la caractéristique non-linéaire des DTR et leur très faible temps de commutation de l'ordre de la picoseconde[2]. Un autre avantage de ce composant est sa structure de base relativement simple, c'est à dire un puits de potentiel et deux barrières, ce qui permet de l'intégrer dans les circuits intégrés. Cette technologie est maintenant possible en technologie silicium depuis les bons résultats obtenus sur Si/Ge[3].

Il est clair que la DTR est un composant rapide mais en terme de puissance térahertz générée, l'approche optoélectronique obtient de bien meilleurs résultats. Dans le cadre de cette thèse nous nous intéressons surtout à la DTR pour réaliser un circuit monostable. En effet, nous avons vu dans le chapitre 2 que les matériaux à temps de vie court étaient idéaux

¹MOBILE : MOnostable - BIstable Logic Element

pour la génération d'impulsions térahertz. Cependant, il n'existe pas de moyen simple pour détecter ces impulsions. Dans l'état actuel des choses, ces impulsions sont détectées par un échantillonnage électro-optique comme par exemple l'effet Frantz-Keldysh ou plus couramment l'échantillonnage photoconductif. Ces méthodes nécessitent "l'envoi" d'un faisceau laser supplémentaire synchrone avec l'émetteur en plus du rayonnement térahertz. L'autre possibilité est de détecter la valeur moyenne de ces impulsions avec des détecteurs lents comme les bolomètres.

Un tel dispositif à base de DTR serait une brique élémentaire pour la réalisation d'applications de télécommunication ultra large bande (ULB) dont nous avons brièvement parlé dans l'introduction. À l'aide de la DTR et de quelques composants passifs, il est possible de réaliser un circuit monostable permettant de transformer une impulsion de largeur à mi-hauteur de l'ordre de la picoseconde en une impulsion temporellement plus large et accessible à de l'électronique classique pour traiter cette impulsion.

Ce monostable pourrait être un des éléments nécessaires à la réalisation d'un système de communication ULB avec des impulsions térahertz.

3.1.1 Principe de fonctionnement de la diode à effet tunnel résonnant

La DTR est un composant qui possède une structure de bande d'énergie relativement simple. Elle est composée d'un puits quantique délimité par deux barrières fines de potentiel, le tout compris entre deux zones (émetteur et collecteur) dopées n. Les barrières sont suffisamment fines pour permettre aux électrons de les traverser par effet tunnel. La distance entre les barrières est choisie de manière à faire apparaître des niveaux discrets d'énergie dans le puits suffisamment espacés (devant l'énergie thermique à 300K soit environ 26meV), typiquement de l'ordre de la dizaine de nanomètres. Ces niveaux discrets d'énergie (le nombre de niveaux d'énergie dépend de la *profondeur* du puits et de l'espacement entre les barrières) sont au cœur du fonctionnement de la DTR. Le courant issu de l'émetteur dopé n traverse les deux barrières par l'intermédiaire d'un des niveaux discrets du puits. Le maximum du courant est atteint lors de l'alignement entre le bas de la bande de conduction de l'émetteur et le niveau discret d'énergie dans le puits. Cet alignement est lui fonction de la tension de polarisation comme illustré sur la figure 3.1.

Il existe principalement deux modèles pour expliquer l'allure du courant traversant la DTR en fonction de la tension appliquée : l'effet tunnel résonnant[4] et l'effet tunnel séquentiel[5]. Il est important de faire une distinction entre modèle et régime de transport qui peuvent être qualifiés tout les deux de résonnant ou séquentiel. Le modèle est une description des

mécanismes régissant le fonctionnement de la DTR, alors que le régime de transport, défini par le libre parcours moyen l des électrons, décrit les interactions des électrons avec le réseau cristallin. Pour $l \rightarrow +\infty$, le transport est entièrement cohérent (aucune collision inélastique). Dans le cas contraire, $l \rightarrow 0$, il est entièrement incohérent (le taux de collisions est très important et supprime les effets quantiques dans le puits). Ces deux modèles ont été unifiés par Iannaccone [6] en montrant qu'ils donnaient le même résultat quel que soit le régime de transport.

En fait, la différence fondamentale entre ces deux modèles est le fait que le régime de transport soit implicitement intégré au modèle. Le modèle d'effet tunnel résonnant est intrinsèquement cohérent ($l \rightarrow +\infty$) alors que l'effet tunnel séquentiel est incohérent ($l \rightarrow 0$). Ces modèles sont alors modifiés pour prendre en compte les régimes de transport qui ne sont pas intrinsèquement inclus.

Dans l'approche effet tunnel résonnant, le mécanisme de fonctionnement de la DTR peut être simplement expliqué à l'aide de l'analogie avec une cavité Fabry-Perot. L'électron décrit par sa fonction d'onde permet de calculer un coefficient de réflexion et de transmission à partir de la densité de probabilité.

En l'absence de polarisation ($V = 0V$), les électrons incidents sur la barrière, en provenance de l'émetteur ou du collecteur, ont la même probabilité de traverser les deux barrières. Le courant résultant est donc nul (figure 3.1.a).

Pour la tension $V = V_P$, le bas de la bande de conduction de l'émetteur est aligné avec le niveau d'énergie quantifié du puits (figure 3.1.b). Pour cette tension particulière, le puits est en résonance avec l'émetteur et le collecteur. Cela permet aux électrons en provenance de l'émetteur de traverser les doubles barrières jusqu'au collecteur via le niveau quantifié du puits. À l'image d'une cavité Fabry-Perot, la fonction d'ondes des électrons dans le puits effectue plusieurs allers-retours entre les deux barrières. Les barrières étant très fines une partie de l'onde est transmise par effet tunnel. Les fonctions d'ondes des électrons en sortie du puits sont en phases les unes avec les autres. Ainsi nous obtenons un pic dans la courbe de transmission qui se traduit par un pic de courant I_P .

Une fois le courant I_P atteint, l'augmentation de la tension de polarisation V va désaligner, en terme d'énergie, le haut de la bande de conduction de l'émetteur et le niveau quantifié d'énergie du puits. Dans un processus entièrement cohérent, le courant devrait être nul mais par divers mécanismes les électrons parviennent à traverser la barrière par un processus de relaxation (collision électrons-électrons, électrons-phonons etc...). Ils perdent alors suffisamment d'énergie pour s'aligner avec le niveau quantifié du puits et passent à travers. Ces phénomènes de relaxation en plus d'un courant thermoionique sont responsables du courant

de vallée I_V que l'on observe pour une tension appliquée ($V = V_V$) (figure 3.1.c).

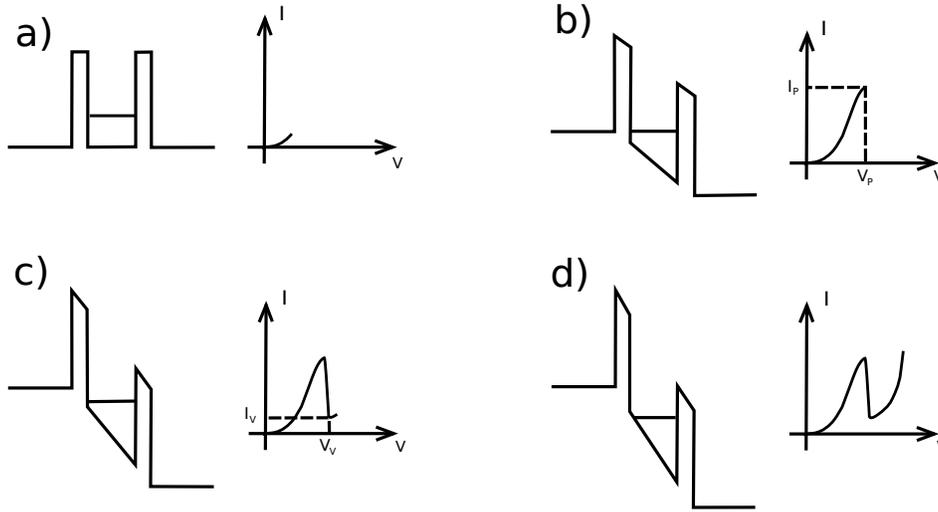


FIG. 3.1 – Principe de fonctionnement de la DTR. a) La tension appliquée est proche de 0V, le courant traversant la DTR est quasi nul. b) La tension appliquée permet d’aligner la bande de conduction avec le niveau quantifié du puits, le courant est maximum. c) La bande de conduction n’est plus alignée avec le niveau du puits et le courant atteint un minimum. d) La tension appliquée permet un tel désalignement que la deuxième barrière ne bloque plus les électrons. Le courant est principalement dû à l’effet tunnel dans la première barrière.

Enfin, pour une tension appliquée supérieure à V_V le courant augmente principalement par deux mécanismes : le courant tunnel à travers une barrière et le courant thermoïonique. Le courant tunnel est le résultat d’un champ électrique dans la structure suffisamment élevé pour que la deuxième barrière ne soit plus suffisamment efficace pour bloquer les électrons. Ainsi l’électron ne fait face qu’à une seule barrière qu’il franchit par effet tunnel. Le courant thermoïonique permet à l’électron de passer au-dessus de la barrière par l’apport d’énergie thermique. Ces deux phénomènes combinés contribuent à l’augmentation de courant que l’on observe quand la tension appliquée est supérieure à V_V (figure 3.1.d).

Dans l’approche effet tunnel séquentiel, les électrons traversent les deux barrières en deux étapes : de l’électrode de l’émetteur vers le puits et du puits vers l’électrode du collecteur. Ces deux étapes sont incohérentes puisque ce modèle considère implicitement des collisions inélastiques dans le puits. La description du mécanisme est la suivante : en l’absence d’impuretés aux interfaces des barrières, le vecteur d’ondes des électrons selon k_x et k_y , perpendiculaire à la direction de croissance z , se conserve. Cette hypothèse se justifie par le fait que le potentiel reste constant dans cette direction, seul le potentiel selon la direction de croissance z change avec la présence des barrières et du puits. Nous définirons donc $k_{||} = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$ le module de ce vecteur d’onde. La conservation de $k_{||}$ est responsable de la résistance différentielle

négative. En effet, l'énergie des électrons dans l'émetteur s'écrit :

$$E_{3D} = E_C + \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m^*} + \frac{\hbar^2 k_{\parallel}^2}{2m^*} \quad (3.1)$$

avec E_C le bas de la bande de conduction et m^* la masse effective des électrons dans les différentes couches. Dans le puits, l'énergie des électrons est quantifiée du fait du confinement et s'écrit :

$$E_{2D} = E_n + \frac{\hbar^2 k_{\parallel}^2}{2m^*} \quad (3.2)$$

avec E_n l'énergie d'un niveau discret dans le puits. À partir de ces deux équations et de la conservation de l'énergie, la traversée de la première barrière n'est possible que lorsque la condition $k_z = k_0$ est remplie avec $k_0 = 2m^*(E_0 - E_C)/\hbar^2$. Le nombre d'électrons remplissant cette condition est proportionnel à la surface du disque hachuré dans la sphère de Fermi où $k_z = k_0$ (figure 3.2). Quand la tension appliquée est suffisante ($V=V_P$), k_0 est nulle et la

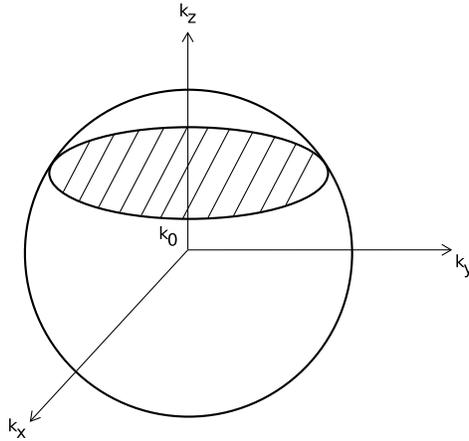


FIG. 3.2 – Sphère de Fermi

surface du disque est maximale ainsi que le nombre d'électrons remplissant la condition, le courant est alors maximum.

En augmentant la tension ($V=V_V$), le niveau E_C passe au-dessus de E_0 et plus aucun électron ne peut traverser la barrière tout en conservant k_{\parallel} , le courant diminue alors fortement. Au delà de cette tension, le courant augmente grâce à l'apparition d'un courant thermoïonique et de la traversée des électrons par effet tunnel au sommet de la barrière.

Ce mécanisme est bien séquentiel puisque les électrons traversent la première barrière avec conservation de k_{\parallel} puis perdent leur cohérence de phase suite aux collisions inélastiques, ce qui les empêche d'entrer en résonance comme dans une cavité Fabry-Perot. Après un temps

très court dans le puits, ils traversent la deuxième barrière par effet tunnel. Toutes ces étapes sont indépendantes les unes des autres.

À partir de ce que nous venons de voir et en faisant l'hypothèse de zone complètement déplétée de chaque côté du puits, il est possible par une simple règle de trois d'approximer la tension V_P . Pour cela, il faut connaître les différentes épaisseurs de la structure et le niveau

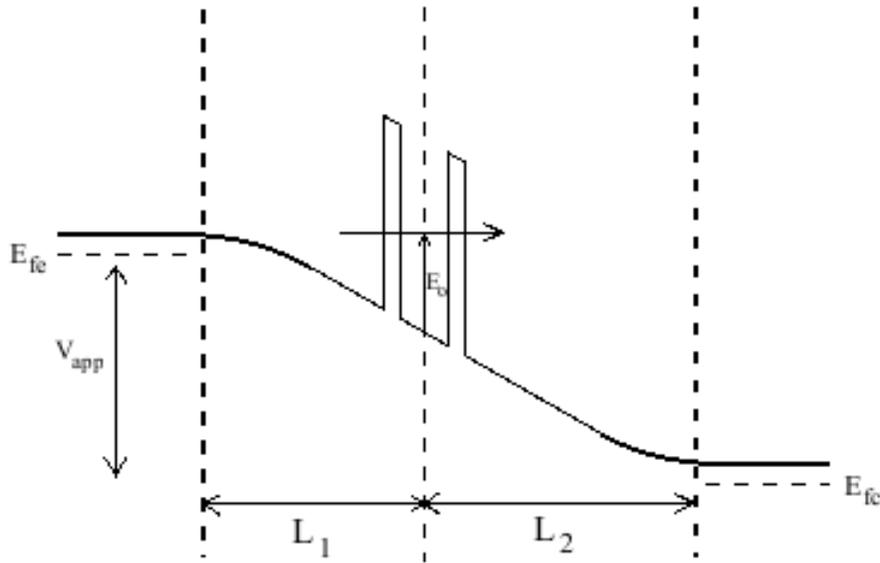


FIG. 3.3 – Structure de bande de la diode à effet tunnel résonnant.

quantifié dans le puits, figure 3.3. Il s'en suit que le champ électrique F dans la structure est donné par :

$$F = \frac{V_{app}}{L_1 + L_2} \quad (3.3)$$

Le niveau d'énergie dans le puits E_0 est relié au champ électrique F_p permettant l'apparition du courant pic par la relation suivante :

$$E_0 = eL_1F_p$$

d'où :

$$V_P = \frac{L_1 + L_2}{eL_1} E_0 \quad (3.4)$$

L'équation 3.4 va permettre de nous guider lors du choix de l'épaisseur des espaceurs dans la structure épitaxiale de la DTR pour des dimensions de puits et barrières données. Cette analyse nous a permis de dégrossir le fonctionnement statique de la diode à effet tunnel résonnant, ce qui n'est pas suffisant si nous voulons travailler avec ce composant en dynamique. C'est pour cela que nous allons maintenant nous intéresser aux aspects dynamiques pour aboutir à un modèle petit signal de la DTR.

3.1.2 Modèle petit signal

Pour pouvoir simuler des circuits électroniques à base de DTR, il est important de disposer d'un modèle équivalent de la DTR composé d'éléments électriques classiques (résistance, condensateur et inductance). En effet, il serait bien trop couteux en terme de calcul de résoudre les équations qui régissent ce composant pour chaque variation de tension à ses bornes.

Dans le paragraphe précédent, nous avons vu le principe de fonctionnement statique de la DTR pour comprendre l'évolution du courant en fonction de la tension. Mais malgré la structure relativement simple de ce composant, il est très difficile de prédire sa courbe $I(V)$.

La première difficulté de modélisation réside dans le fait que la DTR est un système quantique non isolé car en interaction constante (échange permanent d'électrons et de trous) avec l'alimentation qui sert à la polariser. Cela rend la mise en équation du composant beaucoup plus difficile que pour un système quantique isolé.

La deuxième a pour origine la nature ondulatoire de l'électron qui nécessite des méthodes de calcul très lourdes tel que les fonctions de Wigner ou de Green, les matrices densités, des modèles multi-bandes... Ces outils se justifient de part la difficulté supplémentaire à modéliser les collisions des électrons qui peuvent être de plusieurs types comme par exemple électron-électron, électron-phonon et avec conservation ou non de la phase (choc élastique ou inélastique). Les différentes interactions des électrons jouent un rôle non négligeable dans les courants pic et vallée. En effet, un électron n'ayant pas suffisamment d'énergie pour traverser les doubles barrières par effet tunnel résonnant peut très bien absorber un phonon pour acquérir l'énergie nécessaire. A contrario, un électron avec trop d'énergie peut très bien transférer de l'énergie au réseau atomique par émission d'un phonon ou tout simplement passer par dessus les barrières. Il y a une probabilité non nulle pour les électrons de traverser les doubles barrières sans passer par le niveau discret du puits.

Enfin il existe une accumulation de charges devant la barrière du puits qui, en fonction de la tension appliquée, peut être suffisante pour former un puits de potentiel de forme triangulaire en parti responsable du courant de vallée non nul. Le puits formé par les deux barrières de potentiel accumule également des charges. Ces deux zones d'accumulation mo-

difient la structure de bande du composant et elles doivent être prises en compte de manière auto-consistante lors de la résolution des équations.

Pour diminuer le temps de calcul, il est possible de coupler une approche semi-classique (équations de Boltzmann) du transport électronique avec un transport quantique (fonctions de Wigner). Par cette méthode, des résultats intéressants ont été obtenus par Querlioz[7].

Le développement d'un modèle petit signal est donc nécessaire pour la simulation de systèmes électroniques à base de DTR via les logiciels de simulation électronique classique comme SPICE².

Le premier modèle de circuit équivalent de DTR ne comportait qu'une résistance commandée en tension modélisant la caractéristique statique I(V) de ce composant, la résistance série des contacts ohmiques et la capacité de jonction. Par la suite Brown *et al* [8] ont proposé d'ajouter une inductance quantique modélisant le retard de la variation de la densité de charges dans le puits suite à une variation de charges dans l'émetteur. Un autre modèle a été développé par Lake *et al* [9] où ce phénomène de durée de vie est modélisée par une capacité quantique. Cette capacité modélise la variation de charges dans le puits suite à une variation de tension appliquée à la DTR.

Cependant aucun des deux modèles précédents n'aborderent la capacité quantique et l'inductance quantique en même temps.

Feiginov[10] a développé un modèle complet petit signal de la DTR avec l'inductance quantique et la capacité quantique. Il apparait que la capacité quantique est une approximation haute fréquence de la DTR. Ce modèle développé par Feiginov a par la suite été dérivé par Zheng et Lake[11] en tenant compte de la dérive des électrons dans le collecteur.

Modèle petit signal de la DTR

Le modèle petit signal développé par Feiginov[10] est dérivé en se basant sur l'hypothèse de l'effet tunnel séquentiel que nous avons présenté dans le paragraphe précédent et en négligeant le temps de transit des électrons dans le collecteur qui est relativement court en pratique.

Les différentes hypothèses et étapes pour arriver à l'impédance petit signal de ce modèle sont présentées en annexes. Tout calcul fait, l'impédance de la DTR s'écrit :

$$G_{RTD} = \frac{e\delta J_{RTD}}{\delta E_{fc}} = j\omega C_{ec} + G_{RTD}^{\infty} + \frac{G_{RTD}^0 - G_{RTD}^{\infty}}{1 + j\omega\tau_{resp}} \quad (3.5)$$

²Simulation Program with Integrated Circuit Emphasis

avec :

$$\begin{aligned}
C_{ec} &= \frac{\epsilon}{l+d} \\
G_{RTD}^{\infty} &= \frac{d}{l+d} C_{wc} \left(\frac{1}{\tau_{resp}} - \frac{1}{\tau_{dwell}} \right) + \frac{l-d}{l+d} e^2 N_{2D} \nu'_c \\
\frac{1}{\tau_{dwell}} &= \nu_e + \nu_c \\
C_{wc} &= \frac{\epsilon}{l} \\
G_{RTD}^0 &= \nu_c C_{wc} \left(1 - \frac{\tau_{resp}}{\tau_{dwell}} \right) + e^2 N_{2D} \nu'_c \left(1 - \tau_{resp} \nu_c - \frac{d}{l+d} \frac{\tau_{resp}}{\tau_{dwell}} - \frac{e^2}{C} N_{2D} \nu'_c \tau_{resp} \right)
\end{aligned}$$

De l'expression analytique de l'admittance G_{RTD} petit signal de la DTR donnée par l'équation 3.5, nous pouvons déduire le schéma électrique figure 4.33 petit signal de la DTR.

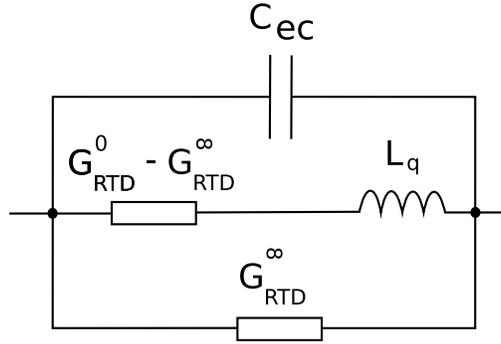


FIG. 3.4 – Circuit équivalent petit signal de la DTR

Dans ce circuit équivalent, l'inductance quantique L_q a pour valeur $L_q = \tau_{resp} / (G_{RTD}^0 - G_{RTD}^{\infty})$.

3.1.2.1 Discussion sur le modèle petit signal

Dans cette partie nous discuterons du modèle petit signal dérivé par Feiginov et nous le comparerons avec les modèles de Brown et Lake. Le modèle de Brown propose une inductance quantique pour modéliser les effets du puits alors que le modèle de Lake utilise une capacité quantique.

L'équivalence entre le modèle de Feiginov et le modèle de Lake (figure 3.5) se fait de façon quasi immédiate puisque l'équation 3.5 en basse fréquence peut s'écrire :

$$G_{RTD}(\omega \sim 0) = j\omega (C_{ec} + C_Q) + G_{RTD}^0 \quad (3.6)$$

avec :

$$C_Q = \tau_{resp}(G_{RTD}^\infty - G_{RTD}^0)$$

Le modèle de Feiginov en basse fréquence est donc équivalent à celui proposé par Lake. Dans son article, Lake définit cette capacité par $C_Q = dQ_W/dV = |g|\tau_C$ où τ_C représente le nombre d'électrons par seconde collectés par le collecteur. Elle n'existe que dans la zone de résistance

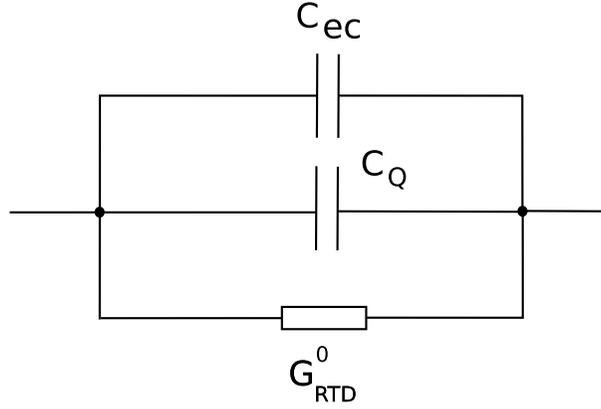


FIG. 3.5 – Circuit équivalent petit signal de la DTR proposé par Lake

différentielle négative tout comme la capacité quantique de Feiginov. Plus précisément dans les régions où la résistance différentielle est positive, C_Q est une capacité géométrique. Dans ce régime, le puits quantique se comporte comme une extension électrostatique de l'émetteur ce qui peut augmenter ou diminuer la capacité (déplétion de la zone active variable).

Le modèle petit signal de la DTR proposé par Brown est présenté sur la figure 3.6. L'équivalence avec le modèle de Feiginov n'est pas immédiat. En fait ce modèle tend vers le modèle de Lake en basse fréquence. En effet, l'admittance du circuit présentée sur la figure 3.6 s'écrit :

$$G_{RTD} = jC_{ec}\omega + \frac{1}{1/G_{RTD}^0 + jL_Q\omega}$$

En basse fréquence cette équation devient :

$$G_{RTD} = G_{RTD}^0 + j(C_{ec} + C_Q)\omega$$

avec

$$C_Q = -L_Q G_{RTD}^{0\ 2}$$

Dans le modèle de Brown l'inductance quantique est définie par : $L_Q = \tau_N / G_{RTD}^0$ avec τ_N le temps de vie des électrons dans le puits. Ce résultat est identique à celui de Feiginov si on

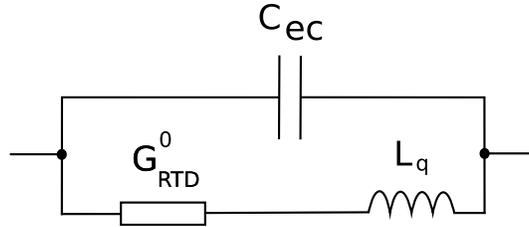


FIG. 3.6 – Circuit équivalent petit signal de la DTR proposé par Brown

néglige la conductance en haute fréquence G_{RTD}^∞ qui a pour origine le courant de déplacement dans la structure et qui n'est pas pris en compte dans le modèle de Brown.

Le coefficient β dans le modèle de Feiginov est issu de l'interaction de Coulomb des électrons dans le puits avec l'émetteur et le collecteur. Sa valeur modifie considérablement le temps de vie des électrons τ_{resp} dans le puits. Ce temps de vie est minimum dans la zone de résistance différentielle positive et le plus élevé dans la zone de résistance différentielle négative.

En pratique pour utiliser ces modèles, il faut bien comprendre que chaque élément est dépendant de la tension appliquée aux bornes de la DTR. Cela signifie qu'il faut extraire la valeur des composants du modèle équivalent petit signal pour chaque tension. Il est possible d'interpoler la courbe obtenue pour chaque composant pour l'intégrer dans une simulation.

3.2 Circuit monostable

Après avoir étudié la DTR, nous allons, dans cette section, mettre à profit sa caractéristique $I(V)$ pour la réalisation d'un circuit monostable permettant de détecter des impulsions térahertz. Comme nous l'avons déjà évoqué, ce type de circuit pourrait servir de brique élémentaire pour la réalisation d'un système de télécommunication de type ULB. La figure 3.7 en illustre le principe de fonctionnement. L'impulsion térahertz issue de l'antenne est trop rapide pour être traitée par de l'électronique classique. Le monostable permet d'allonger ces impulsions afin qu'elles soient exploitables par un système électronique. Cette méthode de détection d'une impulsion large bande a déjà fait l'objet d'un brevet par Robbins[12].

Le circuit monostable à base de diode tunnel, composant développé par Esaki *et al* [13] présentant une résistance différentielle négative, a été proposé par Lewin[14][15]. Une étude complète d'une des versions du circuit a été menée par Ortel[16].

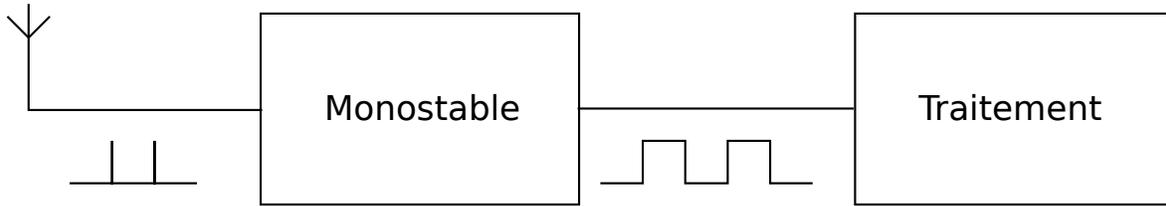


FIG. 3.7 – Schéma de principe d'un système de télécommunication avec des impulsions térahertz

Nous allons dans cette section étudier deux versions du circuit monostable à base de DTR qui diffèrent de par l'arrivée de l'impulsion térahertz dans le circuit.

3.2.1 Schéma du circuit monostable

Le circuit le plus simple pour la réalisation d'un monostable est composé d'une résistance pour la polarisation, d'une inductance et d'un générateur de courant (figure 3.8(a)) ou tension (figure 3.8(b)). Nous allons voir dans la suite les avantages et inconvénients de ces deux topologies de circuit.

Nous emploierons le terme de circuit à attaque direct ou indirect pour distinguer les deux structures. Il est toujours possible en utilisant le modèle équivalent de Thévenin ou de Norton de transformer la source de courant en source de tension et inversement pour polariser le cœur du circuit qui est composé de l'inductance et de la DTR en série. La principale différence est la position de l'entrée dans le circuit.

Le principe de fonctionnement de ce circuit monostable est relativement simple. À l'aide de la résistance et de la source de courant ou de tension, la diode à effet tunnel résonnant est polarisée près de sa tension pic (point numéro 1 sur la figure 3.9(a)). Le système est dans l'état stable. Dans cet état, les courants et tensions sont continus (l'inductance se comporte comme un simple fil) et le point de polarisation est défini par l'intersection de la droite de charge du circuit et de la caractéristique $I(V)$ de la DTR.

L'impulsion générée par l'antenne suite à la réception d'une impulsion térahertz va faire basculer le système de son état stable vers un état instable qui se situe après le passage de la tension pic. Le courant et la tension vont alors parcourir un chemin défini par la valeur des composants du circuit. Ce chemin commence du point stable 1 vers le point instable 2 où l'inductance se comporte comme une source de courant ce qui permet d'effectuer cette transition à courant constant. Lors de la transition de 2 vers 3, l'inductance va par contre s'opposer à la variation de courant ce qui a pour effet d'augmenter la durée de cette transition. C'est d'ailleurs cette transition qui va définir l'état haut de l'impulsion du monostable puisque pendant celle-ci la tension aux bornes de la DTR est maximale. Pour le passage de 3 vers 4, la

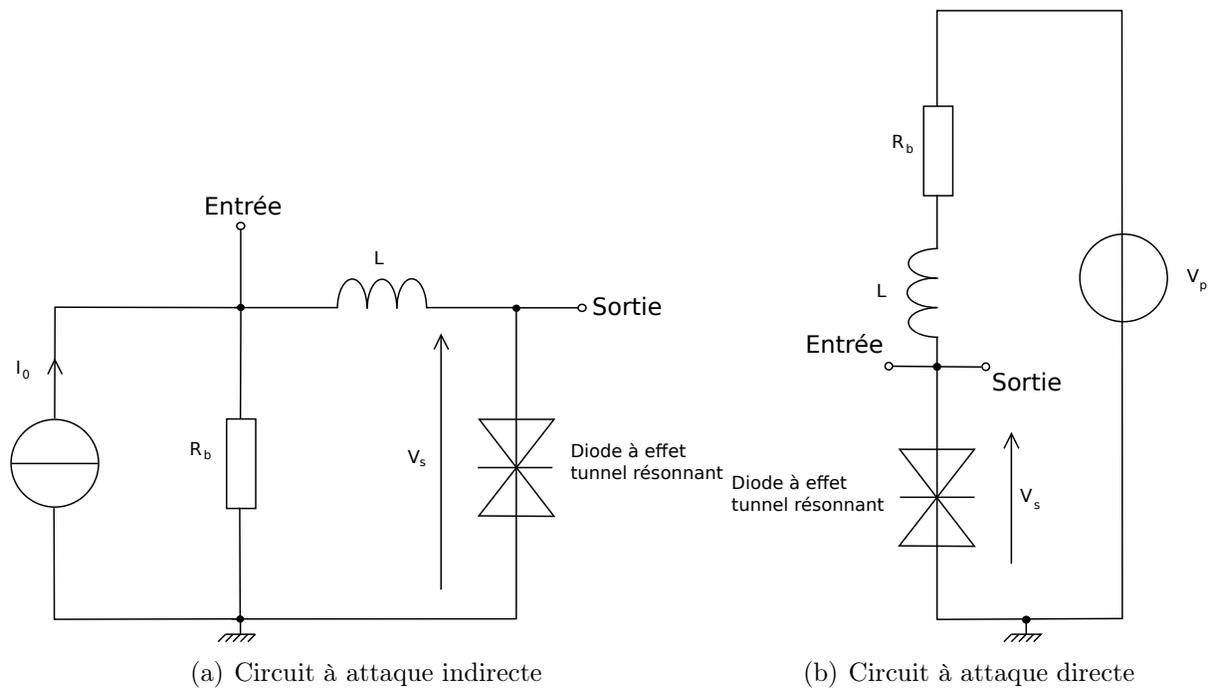


FIG. 3.8 – Circuit monostable

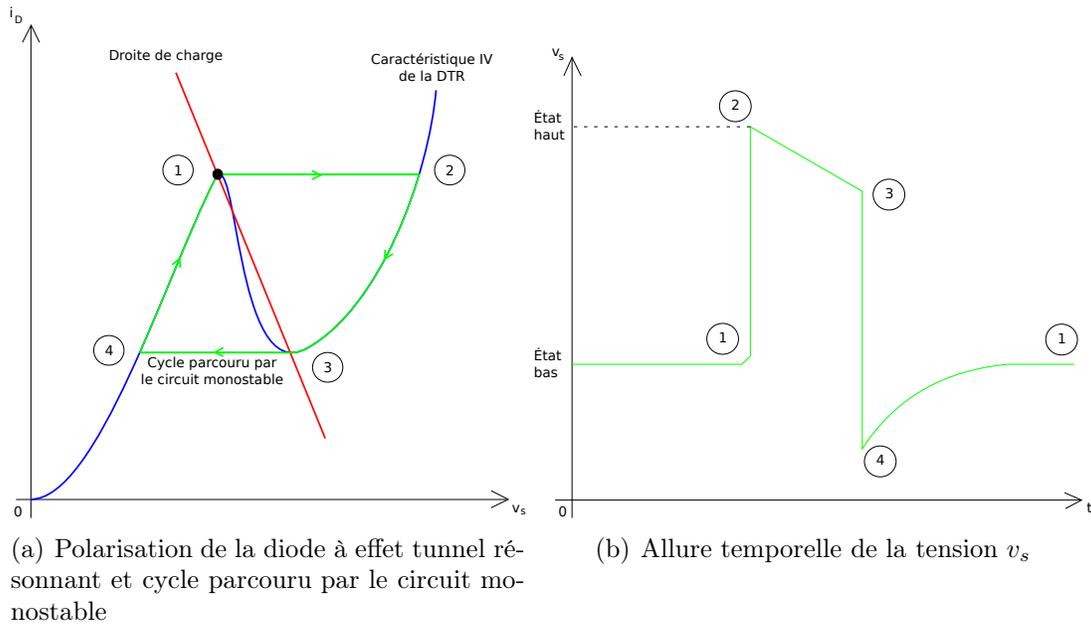


FIG. 3.9 – Allure du courant et de la tension dans le circuit monostable

DTR est polarisée dans sa zone de résistance différentielle négative qui est fortement instable ce qui permet de passer très rapidement au point 4. De plus, l'inductance se comporte comme une source de courant ce qui fixe le courant traversant la DTR pendant cette transition. Enfin, le système retourne à son état stable en suivant la transition du point 4 vers le point de départ

1.

Ce cycle, ainsi parcouru, permet de générer une impulsion en tension avec des temps de montée et de descente relativement courts (de l'ordre de la picoseconde) pour un temps à l'état haut (figure 3.9(b)) défini par la valeur des composants du circuit. Nous allons choisir la valeur de ces composants de manière à avoir une impulsion à l'état haut d'une durée de plusieurs dizaines de picosecondes.

3.2.2 Étude du circuit monostable

Pour comprendre le rôle de chaque composant du circuit, nous allons résoudre analytiquement l'évolution du courant et de la tension dans le circuit. Le modèle équivalent de la DTR retenu pour cette étude est le modèle basse fréquence sans la capacité quantique. Dans le cas du monostable, seules les transitions sont rapides et ne durent que 2 à 3ps par rapport aux 50ps du temps à l'état haut. Les équations régissant le courant i et la tension v_s dans les deux circuits présentés figure 3.10 sont obtenues en écrivant la loi des nœuds et la loi des mailles. Après manipulations algébriques de ces équations, nous obtenons le système

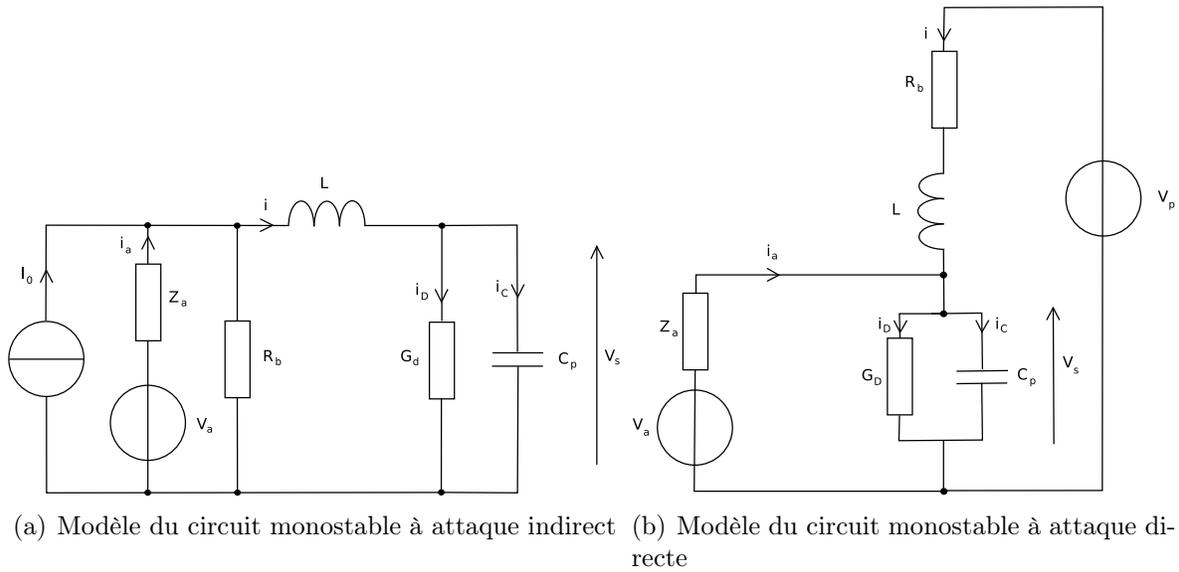


FIG. 3.10 – Modèle petits signaux des composants du circuit monostable

d'équations différentielles suivant pour le circuit à attaque indirecte :

$$\begin{aligned} C_P \frac{dv_s}{dt} &= i - i_D \\ L \frac{di}{dt} &= -v_s + R_B(I_0 + i_a - i) \end{aligned} \quad (3.7)$$

et le système suivant pour le circuit à attaque directe :

$$\begin{aligned}
C_P \frac{dv_s}{dt} &= i + i_a - i_D \\
L \frac{di}{dt} &= -v_s - R_B i + V_p
\end{aligned}
\tag{3.8}$$

Ces deux systèmes d'équations différentielles sont non-linéaires à cause de i_D qui est une fonction non-linéaire de v_s . Afin d'obtenir une solution analytique de ces équations, nous allons linéariser la caractéristique $I(V)$ de la DTR comme sur la figure 3.11 en écrivant $i_D(v_s) = g_D \cdot v_s + i_0$. Pour clarifier les choses par rapport aux équations, dans la zone 1 et 3, $g_D \geq 0$ et dans la zone 2, $g_D \leq 0$. Nous avons donc maintenant à résoudre un

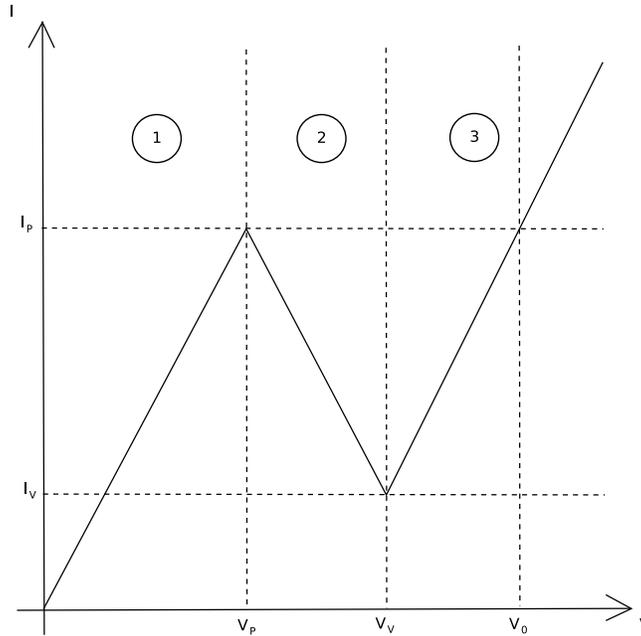


FIG. 3.11 – Caractéristique $i_D(v_s)$ linéarisée de la diode à effet tunnel résonnant

système d'équations différentielles linéaires du 1^{er} ordre pour chaque circuit. Dans un souci de simplicité, nous allons également linéariser i_a qui est le courant issu de l'antenne suite à la réception de l'impulsion térahertz d'où $i_a = \alpha I_a t + I_{a0}$. Finalement, les deux systèmes

s'écrivent respectivement pour le circuit à attaque indirecte et le circuit à attaque directe :

$$\begin{aligned} C_P \frac{dv_s}{dt} + g_D v_s &= i - i_0 \\ L \frac{di}{dt} + R_B i &= -v_s + R_B I_0 + R_B (\alpha I_a t + I_{a0}) \end{aligned} \quad (3.9)$$

$$\begin{aligned} C_P \frac{dv_s}{dt} + g_D v_s &= i - i_0 + \alpha I_a t + I_{a0} \\ L \frac{di}{dt} + R_B i &= -v_s + V_p \end{aligned} \quad (3.10)$$

Nous pouvons déjà faire deux remarques à la vue de ces deux systèmes d'équations différentielles linéaires. La première est que seul le second membre change d'un système à l'autre, cela veut dire que les constantes de temps sont identiques dans les deux configurations du circuit monostable. La deuxième concerne le courant i_a issu de l'antenne. Dans le cas du circuit à attaque indirecte, ce courant agit indirectement sur la tension v_s par l'intermédiaire de i et directement sur l'évolution temporelle du courant i . Alors que pour le circuit à attaque directe, il agit directement sur l'évolution temporelle de v_s . Nous verrons en détails, dans le paragraphe 3.5.1.2 page 185, l'impact que cela va avoir sur la sensibilité de déclenchement du monostable.

Nous allons maintenant nous intéresser aux constantes de temps qui régissent la dynamique du circuit. En écrivant le système d'équations différentielles linéaires sous la forme matricielle suivante : $\dot{X} = AX + B$, les constantes de temps du circuit monostable se déduisent des valeurs propres de la matrice A d'où :

$$\begin{aligned} \tau_1 &= \frac{2LC_p}{g_D L + R_B C_p + \sqrt{(R_B C_p - g_D L)^2 - 4LC_p}} \\ \tau_2 &= \frac{2LC_p}{g_D L + R_B C_p - \sqrt{(R_B C_p - g_D L)^2 - 4LC_p}} \end{aligned} \quad (3.11)$$

Les constantes de temps τ_1 et τ_2 sont réelles pour des valeurs de g_D en dehors de l'intervalle $[(R_B C_p - 2\sqrt{LC_p})/L; (R_B C_p + 2\sqrt{LC_p})/L]$. Dans cet intervalle, la forme temporelle du courant et de la tension est une sinusoïde dont l'amplitude est amortie exponentiellement. Par la suite, nous choisirons un point de polarisation tel que $g_D > g_{D \min} = (R_B C_p + 2\sqrt{LC_p})/L > 0$ pour éviter d'avoir à traiter des solutions sinusoïdales qui ne sont pas intéressantes pour l'application visée.

Les constantes de temps sont positives tant que $g_D > -R_B C_p/L$, dans le cas contraire les constantes de temps sont négatives et la croissance de la tension est exponentielle. La

conductance différentielle est inférieure à cette valeur dans la zone de conductance différentielle négative de la DTR. Dans cette zone les temps de montée et de descente de la tension de sortie sont très rapides.

À partir de la caractéristique $I(V)$ de la DTR linéarisée en 3 portions de droite (figure 3.11), nous pouvons déduire l'impact de chacune des 3 zones sur la dynamique de l'impulsion. La zone 1 va principalement déterminer le temps de retour au point stable du monostable après l'impulsion, la zone 2 va correspondre au temps de montée/descente de l'impulsion du monostable et la zone 3 à la durée de l'impulsion. Il est intéressant de noter que la durée de l'impulsion est indépendante de la configuration du circuit (à attaque indirecte ou directe). En effet, les équations 3.9 et 3.10 sont identiques une fois que l'impulsion de déclenchement est terminée ($I_a = I_{a0} = 0$).

Les expressions des constantes de temps τ_1 et τ_2 ne sont pas vraiment exploitables en l'état, il est difficile de voir l'influence de chaque paramètre. Par contre, il est clair que pour augmenter la largeur de l'impulsion de sortie, il faut maximiser les constantes de temps dans la région 3.

Ces expressions peuvent se simplifier si $R_B C_p / g_D L \ll 1$ et $4C_p / g_D^2 L \ll 1$, conditions qui seront vérifiées par la suite (paragraphe 3.5.1.2) d'où :

$$\tau_1 \approx \frac{C_p}{g_D} \quad (3.12)$$

$$\tau_2 \approx \frac{g_D L}{1 + g_D R_B / 2} \quad (3.13)$$

La valeur de τ_1 est fixée par les caractéristiques de la DTR (capacité de jonction et $I(V)$). Pour maximiser τ_2 à l'état haut, il faut minimiser la valeur de R_B ce qui a également pour effet de diminuer la sensibilité du circuit comme nous le verrons par la suite ou augmenter L .

Pour le monostable, les autres critères importants sont la sensibilité du circuit que nous définissons par le rapport v_s / i_a ainsi que la tension de seuil v_s de déclenchement du circuit. Dans ce circuit, la tension de seuil dépend de la forme temporelle du signal i_a issu de l'antenne. Ce signal est de valeur moyenne nulle (puisque une antenne ne peut transmettre ou recevoir du continu) mais il est surtout composé d'un front montant et d'un front descendant. Le front montant contribue à augmenter la tension v_s alors que le front descendant la diminue.

Dans la suite, nous allons calculer le rapport v_s / i_a pour les deux configurations afin de voir quelle structure est la plus sensible.

3.2.2.1 Circuit monostable à attaque indirecte

Avant de calculer le rapport v_s/i_a , nous allons donner les expressions analytiques de la tension v_s et du courant i pour le circuit monostable à attaque indirecte.

La résolution du système d'équations différentielles linéaires 3.9 page 153 aboutit aux expressions suivantes :

$$\begin{aligned}
 v_s(t) &= V_1 e^{-t/\tau_1} + V_2 e^{-t/\tau_2} + \frac{\alpha I_a R_B}{1 + g_D R_B} \left(t - \frac{g_D L + R_B C_p}{1 + g_D R_B} \right) \\
 &\quad + \frac{R_B (I_0 + I_{a0} - i_0)}{1 + g_D R_B} \\
 i(t) &= I_1 e^{-t/\tau_1} + I_2 e^{-t/\tau_2} + \frac{R_B g_D}{1 + g_D R_B} \left[\alpha I_a \left(t - \frac{g_D L + R_B C_p}{1 + g_D R_B} \right) + I_0 + I_{a0} - i_0 \right] \\
 &\quad + \frac{\alpha I_a R_B C_p}{1 + g_D R_B} + i_0 - \alpha I_a t - I_{a0}
 \end{aligned} \tag{3.14}$$

À ces équations, nous pouvons ajouter l'équation de la droite de charge du circuit qui combinée avec la caractéristique $i_D(v_s)$ de la DTR va permettre de déterminer le point de polarisation du circuit.

$$i = -\frac{v_s}{R_B} + I_0 \tag{3.15}$$

Pour calculer le rapport v_s/i_a , il suffit de réécrire le système différentiel du circuit à attaque indirecte (équation 3.7 page 151) dans le formalisme de Laplace et de calculer littéralement v_s en fonction de i_a et I_0 puis de regarder la contribution de i_a sur v_s . Pour mener à bien ce calcul, nous allons linéariser la caractéristique I(V) de la DTR, $i_D(v_s) = g_D v_s$ d'où :

$$v_s(p) = \frac{R_B}{1 + g_D R_B} \cdot \frac{1}{(1 + \tau_1 p)(1 + \tau_2 p)} I_0(p) + \frac{R_B}{1 + g_D R_B} \cdot \frac{1}{(1 + \tau_1 p)(1 + \tau_2 p)} i_a(p) \tag{3.16}$$

Le premier terme de cette équation est la contribution de la source de courant de polarisation I_0 du circuit sur la tension de sortie. Pour une polarisation continue $p = 0$, $v_s = R_B/(1 + g_D R_B) I_0$, expression que l'on retrouve en résolvant l'équation 3.15 pour $i = i_D(v_s) = g_D v_s$.

Il est possible de mener le calcul précédent en linéarisant la caractéristique I(V) de la DTR de la façon suivante : $i_D(v_s) = g_D v_s + i_0$. Cela rajoute une contribution en i_0 qui ne change pas le résultat du calcul de sensibilité.

La sensibilité définie par v_s/i_a s'écrit alors :

$$S_i = \frac{v_s(p)}{i_a(p)} = \frac{R_B}{1 + g_D R_B} \cdot \frac{1}{(1 + \tau_1 p)(1 + \tau_2 p)} \quad (3.17)$$

Le circuit se comporte comme un filtre passe-bas du second ordre pour le courant de polarisation I_0 et l'entrée i_a . Cela signifie que des impulsions très rapides en entrée via i_a vont se retrouver atténuées en sortie, ce qui va nécessiter une grande amplitude de i_a pour permettre à v_s d'augmenter suffisamment pour faire basculer le circuit dans son état astable.

3.2.2.2 Circuit monostable à attaque directe

Dans le cas du monostable à attaque directe, la résolution du système d'équations 3.10 page 153 aboutit à :

$$\begin{aligned} v_s(t) &= V_1 e^{-t/\tau_1} + V_2 e^{-t/\tau_2} + \frac{\alpha I_a R_B}{1 + g_D R_B} \left(t + \frac{g_D L + R_B C_p}{1 + g_D R_B} \right) - \frac{\alpha I_a L}{1 + g_D R_B} \\ &\quad + \frac{V_p + R_B(I_{a0} - i_0)}{1 + g_D R_B} \\ i(t) &= I_1 e^{-t/\tau_1} + I_2 e^{-t/\tau_2} + \frac{\alpha I_a g_D R_B t}{1 + g_D R_B} + \frac{\alpha I_a (R_B C_p - g_D L) + g_D R_B (I_{a0} - i_0) + g_D V_p}{1 + g_D R_B} \\ &\quad + \frac{\alpha I_a R_B g_D}{(1 + g_D R_B)^2} (g_D L + R_B C_p) \end{aligned} \quad (3.18)$$

L'équation de la droite de charge est quasiment similaire à la configuration avec une source de courant où par identification $V_p = R_B I_0$:

$$i = -\frac{v_s}{R_B} + \frac{V_p}{R_B} \quad (3.19)$$

De la même manière que précédemment, à partir du système d'équations 3.8 page 152, l'expression de v_s en fonction de V_p et i_a s'écrit :

$$v_s(p) = \frac{1}{1 + g_D R_B} \cdot \frac{1}{(1 + \tau_1 p)(1 + \tau_2 p)} V_p(p) + \frac{R_B}{1 + g_D R_B} \cdot \frac{1 + \tau_0 p}{(1 + \tau_1 p)(1 + \tau_2 p)} i_a(p) \quad (3.20)$$

avec $\tau_0 = L/R_B$.

Comme précédemment, le premier terme de cette expression est la contribution de la tension de polarisation V_p sur la sortie. Pour une polarisation continue $v_s = V_p/(1 + g_D R_B)$. La

sensibilité pour le circuit à attaque directe s'écrit :

$$S_v = \frac{v_s(p)}{i_a(p)} = \frac{R_B}{1 + g_D R_B} \cdot \frac{1 + \tau_0 p}{(1 + \tau_1 p)(1 + \tau_2 p)} \quad (3.21)$$

L'expression est similaire à celle que nous avons trouvée précédemment à l'exception d'un zéro dans la fonction de transfert. Il permet d'avoir une plus grande sensibilité du circuit monostable à attaque directe, soit en maximisant L , soit en minimisant R_B . Mais d'autre part, la valeur de L est fixée par la durée de l'impulsion souhaitée en sortie du monostable et R_B en fonction du point de polarisation.

3.2.2.3 Bilan sur les deux configurations du circuit monostable

Le principe de fonctionnement de ces deux circuits est identique. Cependant, la configuration du circuit à attaque directe est plus sensible que celle à attaque indirecte. Une analyse des schémas électriques des deux circuits figure 3.8 page 150 permet d'en comprendre la raison. Dans la configuration à attaque indirecte, l'impulsion térahertz issue de l'antenne va augmenter la tension de la DTR par l'intermédiaire de R_B puisque l'inductance L se comporte comme un circuit ouvert. Pour la configuration à attaque directe, l'impulsion térahertz va charger la capacité de jonction de la DTR grâce à l'inductance L .

Cette différence de sensibilité est avant tout dynamique, la sensibilité *statique* des deux circuits est identique et donnée par l'équation :

$$S = \frac{R_B}{1 + g_D R_B} \quad (3.22)$$

Le circuit est d'autant plus sensible que la résistance de polarisation, R_B , est élevée et que la conductance de la DTR, g_D , est faible. La sensibilité $S(g_D, R_B)$ est tracée sur la figure 3.12 pour quelques valeurs de g_D et R_B . Si la condition $g_D \ll R_B$ est remplie, la sensibilité devient $S \approx R_B$. Pour maximiser la sensibilité du circuit, il faut polariser la DTR le plus près possible de la tension pic où la conductance g_D est la plus faible.

3.2.3 Bruit dans le circuit monostable

Le bruit issu des différents éléments électroniques composant le circuit monostable est responsable de la fluctuation aléatoire du délai entre l'impulsion d'entrée et celle de sortie. Ce problème est souvent rencontré dans le domaine des transferts de données en série où il est qualifié de gigue ou *jitter* en anglais.

Dans le cas du monostable à base de diode tunnel (composant différent des diodes à effet

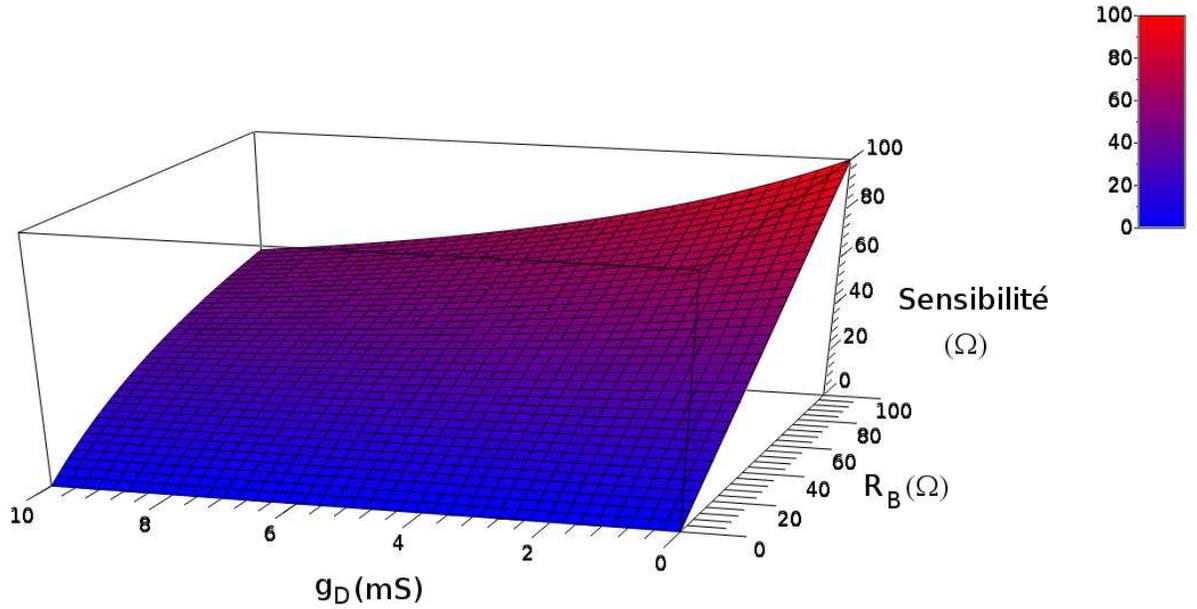


FIG. 3.12 – Sensibilité du circuit monostable en fonction de la résistance de polarisation R_B et la conductance g_D de la DTR.

tunnel résonnant), la première étude publiée sur ce phénomène est de Martini *et al* [17] en 1968.

Le principal bruit dans les diodes à effet tunnel résonnant est le bruit de grenaille. Il a pour origine la non continuité du courant électrique puisque celui-ci est composé du mouvement d'électrons de sorte que $I = eN/\Delta t$. Le nombre N d'électrons dénombrés dans l'intervalle de temps Δt fluctue dans le temps, cette fluctuation est à l'origine du bruit de grenaille. C'est un bruit blanc dans la bande de fréquences qui nous concerne.

W. Schottky propose en 1918[18] un modèle pour caractériser la variation du nombre d'électrons N en calculant la variance de I en se basant sur une probabilité suivant une loi de Poisson. La densité spectrale de puissance de ce bruit en A^2/Hz est donnée par la relation :

$$D_I = 2eI \quad (3.23)$$

où I est le courant continu traversant la DTR.

En réalité, le processus ne suit pas exactement une loi de Poisson comme l'a démontré Fano. Un facteur γ correctif doit être ajouté, appelé facteur de Fano[19], qui est le rapport entre la variance mesurée et la variance calculée suivant la loi de Poisson. La densité de puissance

s'écrit alors :

$$D_I = 2eI\gamma$$

L'expression de γ a été dérivée de manière analytique par Brown[20] pour les DTR. Ce facteur est dépendant de la tension et a pour origine la charge et la décharge du puits quantique. Il est maximum dans la zone de résistance différentielle négative.

Les schémas équivalents en bruit des circuits monostables polarisés en courant et en tension sont présentés respectivement sur les figures 3.13 et 3.14. Dans ces circuits, la résistance de polarisation R_B est également une source de bruit mais d'origine thermique. L'expression de la densité spectrale de puissance de ce bruit en V^2/Hz s'écrit :

$$D_v(f) = 4k_BTR \frac{f/f_0}{\exp(f/f_0) - 1} \quad (3.24)$$

avec $f_0 = k_B T/h$ où h est la constante de Planck, k_B la constante de Boltzmann et T la température en Kelvin.

La valeur de f_0 à température ambiante ($T=300K$) est d'environ 6,2 THz. Nous admettrons que la fréquence maximale du circuit monostable est bien inférieure à cette valeur de sorte que $f/f_0 \ll 1$. L'expression de la densité spectrale de puissance se réduit alors à :

$$D_v \approx 4k_BTR \quad (3.25)$$

On retrouve l'expression classique de la densité spectrale de puissance du bruit thermique aux bornes d'une résistance. C'est également un bruit blanc dans la bande de fréquences considérée.

Les schémas équivalents en bruits pour le circuit à attaque indirecte et directe, figures 3.13(b) et 3.14(b), sont identiques. Cela signifie que le *jitter* est identique dans les deux configurations de polarisation.

La tension moyenne quadratique du bruit E_S en sortie du monostable est la somme des moyennes quadratiques du bruit thermique de la résistance R_B et du bruit de grenaille de la DTR. En utilisant un modèle petit signal au point de polarisation, le principe de superposition s'applique et l'expression de la valeur moyenne quadratique de E_S s'écrit :

$$\overline{E_S^2} = I_G \int_0^\infty |Z|^2 df + E_T \int_0^\infty |H|^2 df \quad (3.26)$$

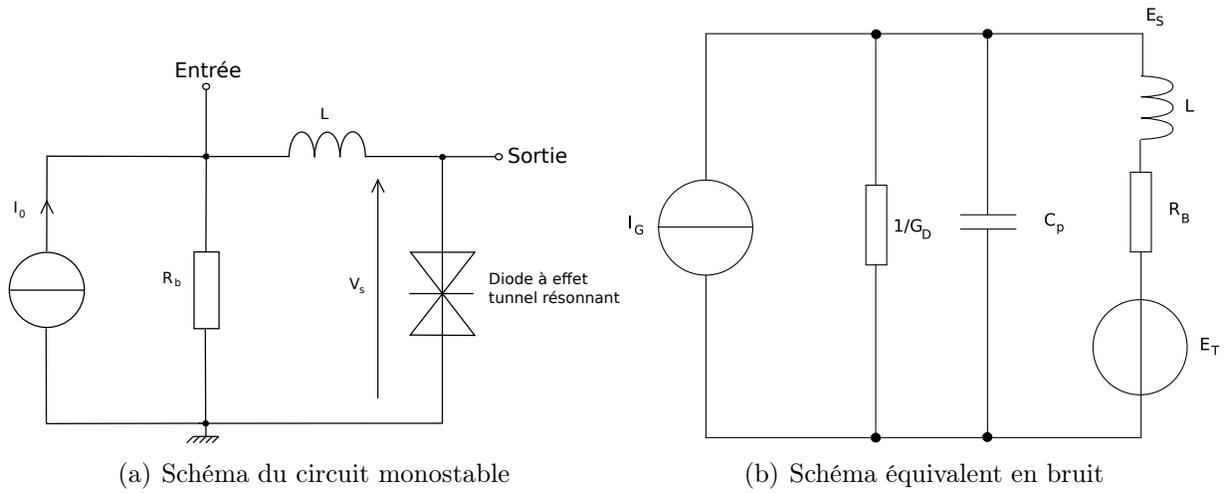


FIG. 3.13 – Bruit dans le circuit monostable à attaque indirecte

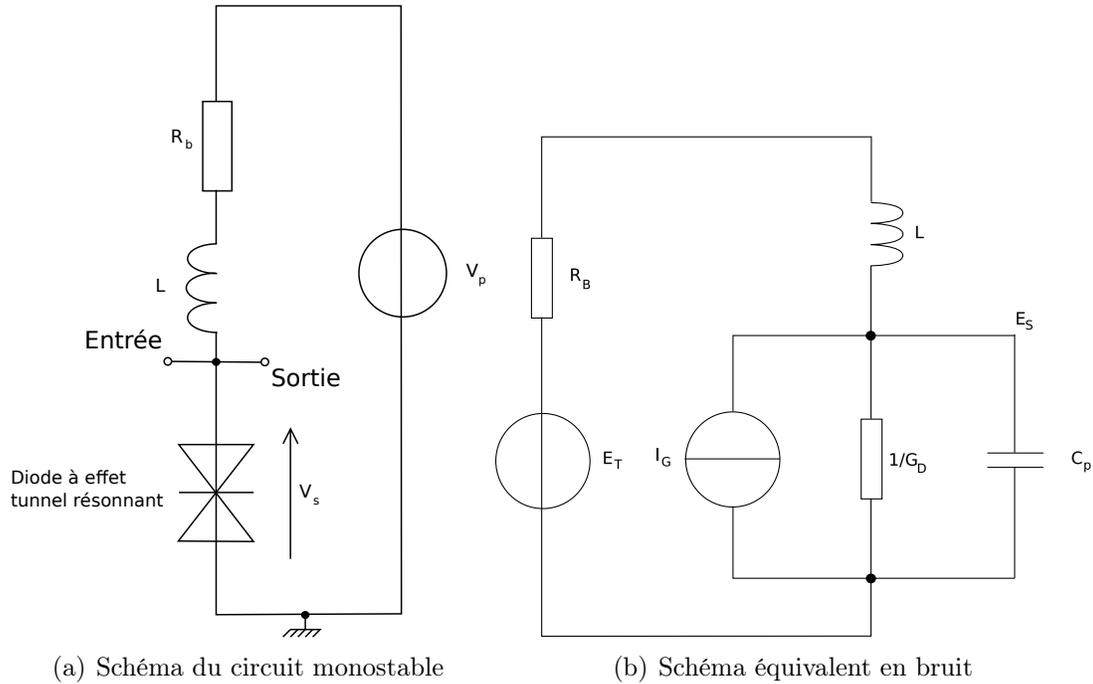


FIG. 3.14 – Bruit dans le circuit monostable à attaque directe

où Z est l'impédance vue par la source de courant I_G et H la fonction de transfert qui relie la tension de bruit thermique E_T et la tension de sortie E_S . Z et H peuvent s'écrire en fonction de τ_0 , τ_1 et τ_2 :

$$|Z|^2 = \frac{R_B^2}{(1 + g_D R_B)^2} \cdot \frac{1 + \tau_0^2 \omega^2}{1 + (\tau_1^2 + \tau_2^2) \omega^2 + (\tau_1 \tau_2)^2 \omega^4} = |S_v|^2 \quad (3.27)$$

$$|H|^2 = \frac{1}{(1 + g_D R_B)^2} \cdot \frac{1}{1 + (\tau_1^2 + \tau_2^2) \omega^2 + (\tau_1 \tau_2)^2 \omega^4} = \frac{|S_i|^2}{R_B^2} \quad (3.28)$$

Il est intéressant de remarquer que la sensibilité en tension S_v est égale à l'impédance Z et que la sensibilité en courant S_i est proportionnelle à H . Les remarques que nous avons faites précédemment sur l'expression de la sensibilité en courant et en tension s'appliquent également ici.

À cause du terme $1 + \tau_0^2 \omega^2$, le bruit thermique de la résistance R_B est bien mieux filtré que le bruit de grenaille de la DTR qui est donc prépondérant. Le calcul de l'intégrale de l'équation 3.26 conduit à :

$$\begin{aligned} \overline{E_S^2} = & I_G \frac{R_B^2}{4(1 + g_D R_B)^2 \sqrt{(\tau_1^2 - \tau_2^2)^2 / \tau_1 \tau_2}} \times \\ & \left[\frac{\frac{\tau_0^2}{\tau_1 \tau_2} \left(\frac{\tau_1^2 + \tau_2^2}{2\tau_1 \tau_2} + \sqrt{\frac{(\tau_1^2 + \tau_2^2)^2}{4\tau_1^2 \tau_2^2} - 1} \right) - 1}{\sqrt{\frac{\tau_1^2 + \tau_2^2}{2\tau_1 \tau_2} + \sqrt{\frac{(\tau_1^2 + \tau_2^2)^2}{4\tau_1^2 \tau_2^2} - 1}}} - \frac{\frac{\tau_0^2}{\tau_1 \tau_2} \left(\frac{\tau_1^2 + \tau_2^2}{2\tau_1 \tau_2} - \sqrt{\frac{(\tau_1^2 + \tau_2^2)^2}{4\tau_1^2 \tau_2^2} - 1} \right) - 1}{\sqrt{\frac{\tau_1^2 + \tau_2^2}{2\tau_1 \tau_2} - \sqrt{\frac{(\tau_1^2 + \tau_2^2)^2}{4\tau_1^2 \tau_2^2} - 1}}} \right] \\ & + E_T \frac{1}{4(1 + g_D R_B)^2 \sqrt{(\tau_1^2 - \tau_2^2)^2 / \tau_1 \tau_2}} \times \\ & \left[\frac{1}{\sqrt{\frac{\tau_1^2 + \tau_2^2}{2\tau_1 \tau_2} - \sqrt{\frac{(\tau_1^2 + \tau_2^2)^2}{4\tau_1^2 \tau_2^2} - 1}}} - \frac{1}{\sqrt{\frac{\tau_1^2 + \tau_2^2}{2\tau_1 \tau_2} + \sqrt{\frac{(\tau_1^2 + \tau_2^2)^2}{4\tau_1^2 \tau_2^2} - 1}}} \right] \end{aligned}$$

Ce résultat n'est pas directement exploitable en l'état puisque nous cherchons à évaluer le point de polarisation qui va minimiser le *jitter*. Pour cela, nous allons calculer la limite de cette équation pour g_D tendant vers $g_{D \min}$ puis vers l'infini. Cela correspond à une polarisation très proche du pic ou dans la zone de résistance différentielle fortement positive.

Pour $g_D \rightarrow g_{D \min}$, $\overline{E_S^2}$ tend vers l'infini ce qui signifie que le *jitter* est maximum pour une polarisation proche de la tension pic. Ce résultat est identique à celui trouvé par Martini *et al* [17]. Par contre pour $g_D \rightarrow \infty$, $\overline{E_S^2}$ tend vers 0.

Pour minimiser le *jitter*, le point de polarisation doit être à l'endroit où la résistance différentielle positive est la plus élevée.

3.3 Réalisation des diodes à effet tunnel résonnant

La zone active des couches que nous avons épitaxiées est fortement inspirée des DTR réalisées par Orihashi *et al* [21] qui ont obtenu en configuration oscillateur 23 μ W à 342GHz et 0,59 μ W à 1,02THz (oscillation de la troisième harmonique)[22].

Nous avons réalisé deux couches : une symétrique et l'autre asymétrique par rapport au centre du puits. Cette dissymétrie va nous permettre de déplacer la tension pour laquelle

le courant est maximum et d'étudier la sensibilité de déclenchement du monostable. Les structures réalisées sont présentées dans les tableaux 3.1 et 3.2.

	Matériau	Epaisseur (Å)	Dopage (cm^{-3})
Substrat InP semi-isolant	InP		
Buffer	InP	175	nid
Couche d'arrêt de gravure	$\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$	200	nid
Sous-collecteur	InP	3000	$n=3 \cdot 10^{19}$
Collecteur	$\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$	600	$n=1 \cdot 10^{19}$
	$\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$	500	$n=1 \cdot 10^{17}$
Espaceur	$\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$	50	nid
Barrière	AlAs	15	nid
Puits	$\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$	45	nid
Barrière	AlAs	15	nid
Espaceur	$\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$	50	nid
	$\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$	500	$n=1 \cdot 10^{17}$
Contact ohmique	$\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$	500	$n=3 \cdot 10^{19}$

TAB. 3.1 – Structure épitaxiale des couches G080102 et S080508

	Matériau	Epaisseur (Å)	Dopage (cm^{-3})
Substrat InP semi-isolant	InP		
Buffer	InP	175	nid
Couche d'arrêt de gravure	$\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$	200	nid
Sous-collecteur	InP	3000	$n=3 \cdot 10^{19}$
Collecteur	$\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$	600	$n=1 \cdot 10^{19}$
	$\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$	300	$n=1 \cdot 10^{17}$
Espaceur	$\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$	50	nid
Barrière	AlAs	15	nid
Puits	$\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$	45	nid
Barrière	AlAs	15	nid
Espaceur	$\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$	50	nid
	$\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$	700	$n=1 \cdot 10^{17}$
Contact ohmique	$\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$	500	$n=3 \cdot 10^{19}$

TAB. 3.2 – Structure épitaxiale de la couche G080103

Nous avons réalisé des diodes de différents diamètres pour vérifier le bon fonctionnement de celles-ci. Dans un premier temps, nous avons réalisé des DTR de diamètres importants (de $5\mu\text{m}$ à $50\mu\text{m}$) par lithographie optique puis des diamètres plus petits (de 500nm à $10\mu\text{m}$) par lithographie électronique pour résoudre des problèmes de caractérisation que nous verrons dans la section suivante.

Pour ces deux types de lithographie, les étapes de technologie sont similaires mise à part les étapes de masquage et de révélation. La première série de diodes avec des diamètres importants (de $5\mu\text{m}$ à $50\mu\text{m}$) a été caractérisée sous pointes classiques alors que la deuxième série avec des diamètres beaucoup plus petits (de 500nm à $10\mu\text{m}$) a été caractérisée par AFM³ et FIB⁴ comme nous le verrons par la suite.

La réalisation des DTR se fait en plusieurs étapes présentées schématiquement sur la figure 3.15. La première étape consiste à déposer le contact ohmique supérieur par une métallisation de type Ti/Au d'épaisseur de dépôt $1000\text{\AA}/4000\text{\AA}$ pour les DTR de grands diamètres et $200\text{\AA}/2000\text{\AA}$ pour les plus petits diamètres (figure 3.15.b). La deuxième est une gravure de la structure pour pouvoir déposer par métallisation les contacts ohmiques inférieurs. La gravure

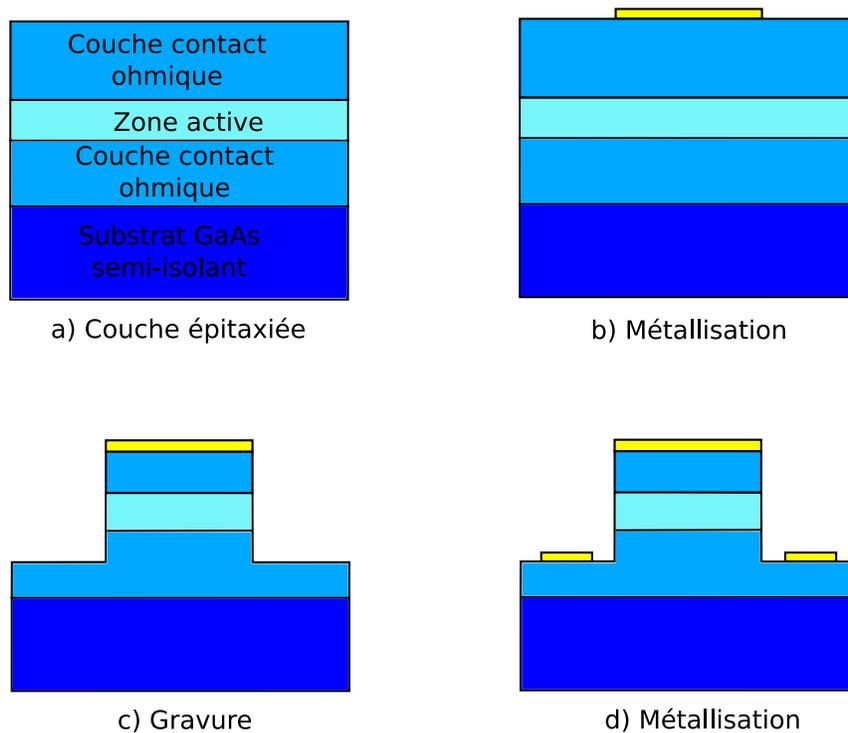


FIG. 3.15 – Étapes schématiques de fabrication des DTR

est de type humide avec la solution $\text{H}_3\text{PO}_4/\text{H}_2\text{O}_2/\text{H}_2\text{O}$ dans les proportions 5/1/40 (figure 3.15.c). Enfin pour la dernière étape, le contact ohmique est déposé sur la structure par la même séquence de métallisation que pour le contact ohmique supérieur (figure 3.15.d).

La dernière étape technologique consisterait à réaliser l'isolation électrique des DTR avec une dernière étape de gravure. Pour la caractérisation des DTR, nous allons mesurer une seule

³Microscope à Force Atomique (Atomic Force Microscope en anglais)

⁴Sonde Ionique Focalisée (Focused Ion Beam en anglais)

DTR à la fois, ce qui ne nécessite pas cette étape supplémentaire d'isolation.

L'étape la plus délicate est la gravure pour accéder à la couche de contact ohmique. En pratique, pour obtenir un bon contact ohmique, la métallisation doit se faire sur un semiconducteur avec la bande interdite la plus petite possible. Ici, nous déposons le contact métallique sur une fine couche de GaInAs de 600Å. L'arrêt de la gravure doit se faire dans le meilleur des cas sur cette couche et dans le pire des cas dans cette couche. L'épaisseur épitaxiée n'étant pas uniforme (plus épais au centre d'environ 20%), le plus simple est de graver le matériau pour arriver au milieu de cette couche. Connaissant la vitesse de gravure de l'attaque chimique utilisée et l'épaisseur des couches épitaxiées, il est possible de déterminer le temps de gravure.

3.3.1 Caractérisation statique des diodes à effet tunnel résonnant

Une fois les composants réalisées, il faut vérifier le bon fonctionnement des DTR. Pour cela une mesure de la caractéristique $I(V)$ des composants est un bon indicateur de la qualité de la couche et donne des renseignements indispensables à la conception d'un circuit à base de DTR.

Pour la mesure de la caractéristique $I(V)$ de la diode nous avons eu recours à différentes méthodes de mesures avant d'obtenir des résultats.

3.3.1.1 Caractérisation statique à température ambiante

Pour les mesures de $I(V)$ à température ambiante, nous avons dans un premier temps réalisé des diodes de diamètres importants, par rapport à l'application visée, afin de pouvoir les caractériser rapidement à l'aide d'un système de mesure classique sous pointes. Le masque utilisé pour réaliser nos structures comporte des diamètres de diodes compris entre 5 μm et 50 μm .

Les mesures à température ambiante présentées sur la figure 3.16 ne nous ont pas permis de valider le bon fonctionnement des diodes. Sur ces mesures de caractéristique $I(V)$ la résonance n'est pas atteinte ou elle est trop faible pour la détecter dans nos conditions de mesure. De ces mesures, nous pouvons déduire la présence d'une barrière par la présence d'un plateau autour de 0V. Cette observation est confirmée par l'allure des courbes en fonction de la position de mesure sur l'échantillon. En effet, l'épaisseur des barrières des diodes n'est pas uniforme sur l'ensemble de la couche. Elles sont sensiblement de 15Å au centre de la couche et deviennent de plus en plus fines en s'éloignant du centre de 15% à 20% (de 12Å à 12,8Å). Ainsi pour une tension donnée, le courant augmente quand on s'éloigne du centre de l'épitaxie. C'est ce que nous observons sur la figure 3.16 où le courant tend à être limité par

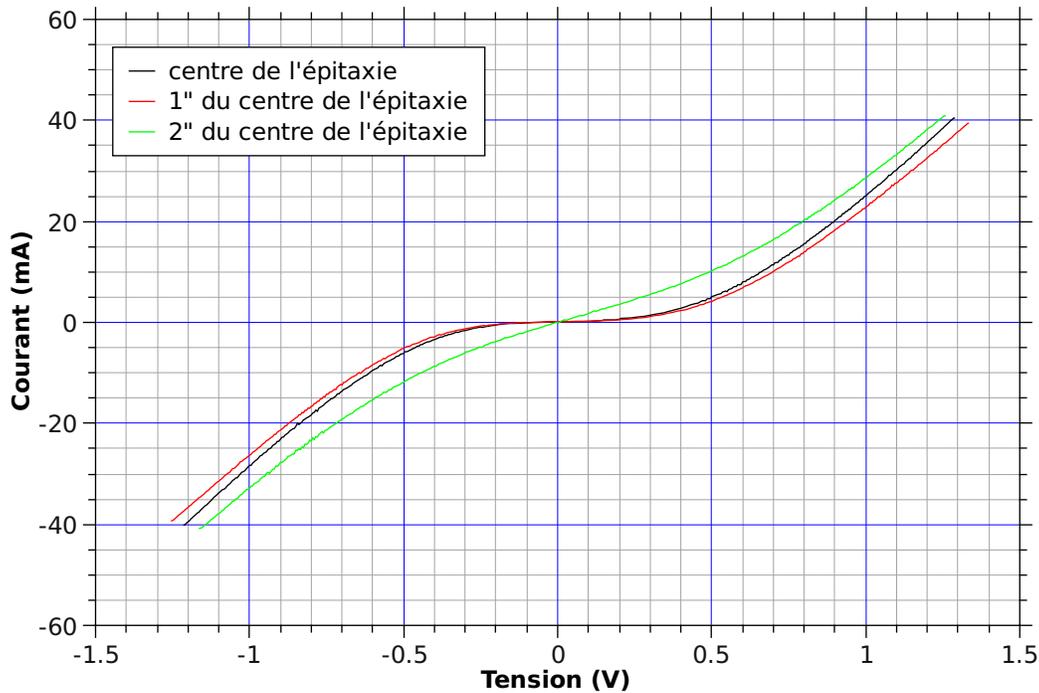


FIG. 3.16 – Mesures statiques $I(V)$ d’une diode de $10\mu\text{m}$ de diamètre à température ambiante sur la couche G080102.

la résistance série de la DTR et la résistance de contact des pointes.

En augmentant la tension, les diodes se détériorent sans que nous puissions voir le pic et la zone de résistance différentielle négative et cela sur tous les diamètres mesurés. Nous avons tout d’abord pensé que la zone de résistance différentielle négative était très petite et ne se manifestait que par une légère inflexion (rapport pic/vallée ≈ 1). Pour la mettre en évidence, on peut dans un premier temps dériver la courbe si la mesure n’est pas trop bruitée ou effectuer la mesure $I(V)$ à basse température. À basse température, la résistance différentielle négative est beaucoup plus marquée car le courant de vallée est plus faible. Ce courant a pour origine l’agitation thermique par l’intermédiaire de $k_B T$ et les interactions entre phonons et électrons. Ces phénomènes tendent à diminuer voir à disparaître à basse température.

L’autre cas de figure que nous avons envisagé pour expliquer le fait que nous n’avons pas observé de résonance est tout simplement que nous n’avons pas atteint la tension pic malgré la destruction du composant.

Pour des diodes déjà réalisées à l’IEMN[23] avec des zones actives quasiment similaires à la notre, la tension pic est d’environ $1,2\text{V}$. Les tensions mesurées avant destruction du

composant sont de l'ordre de 1,5V. Cette tension est normalement suffisante pour observer la résonance. Nous avons donc procédé à des mesures $I(V)$ dans une station cryogénique refroidie à l'azote liquide (77K) afin d'augmenter les effets de la résonance sur la caractéristique $I(V)$.

3.3.1.2 Caractérisation statique à 77K

Les mesures à basse température ont été réalisées dans une station de caractérisation sous pointes spécialement développée pour des températures cryogéniques. Le refroidissement se fait avec de l'hélium liquide avec lequel on peut descendre jusqu'à 4K ou de l'azote pour atteindre les 77K. Les températures intermédiaires sont possibles grâce à une résistance chauffante. Nous avons effectué nos mesures avec de l'azote liquide à la température de 77K. Le schéma synoptique de la station⁵ est représenté sur la figure 3.17.

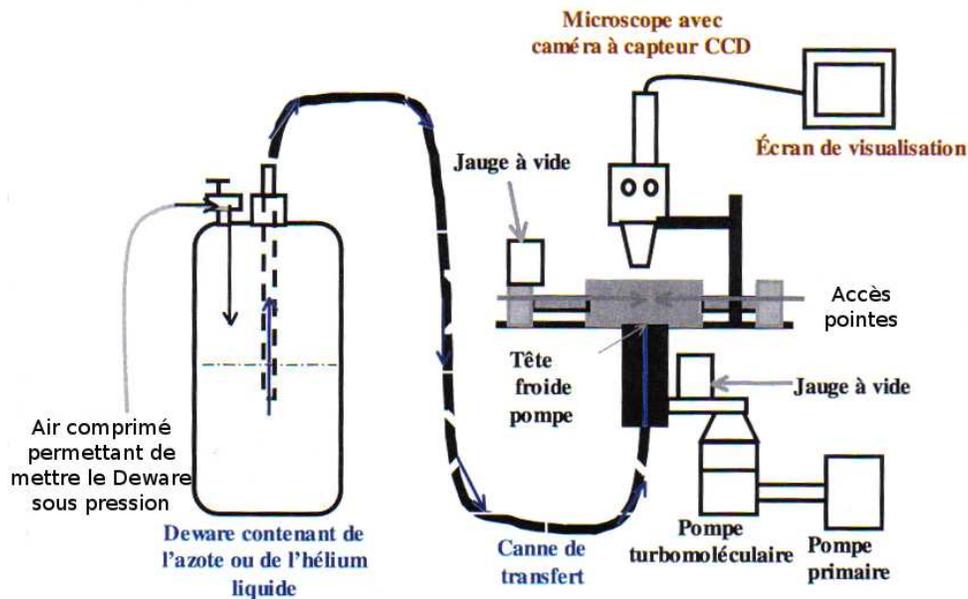


FIG. 3.17 – Schéma synoptique de la station cryogénique pour les mesures à 77K.

La station est équipée d'une pompe primaire et d'une pompe turbomoléculaire permettant d'atteindre un vide de l'ordre de 10^{-6} mBar. Ce vide permet une isolation thermique de la tête froide avec l'extérieur et d'éviter la formation de givre qui dégrade la qualité des contacts électriques avec les composants.

La taille des pointes et le système de visualisation nous ont limité à la caractérisation de diode de $20\mu\text{m}$ de diamètre pour les plus petites diodes mesurées.

⁵Ce schéma est tiré de la thèse, *Caractérisation de composants et dispositifs actifs en basse température en bande Ka et Q : application à la filière métamorphique*, de Sébastien DELCOURT soutenue en 2007 à l'USTL.

Les résultats de mesure sont présentés sur la figure 3.18 pour une diode de $50\mu\text{m}$ de diamètre à une température de 77K . La tension a été augmentée de 2V à $2,6\text{V}$ jusqu'à destruction du composant. Le composant s'est détruit lors de la deuxième mesure pour une tension de $2,25\text{V}$ et un courant de 350mA , soit une puissance non négligeable à dissiper de 788mW .

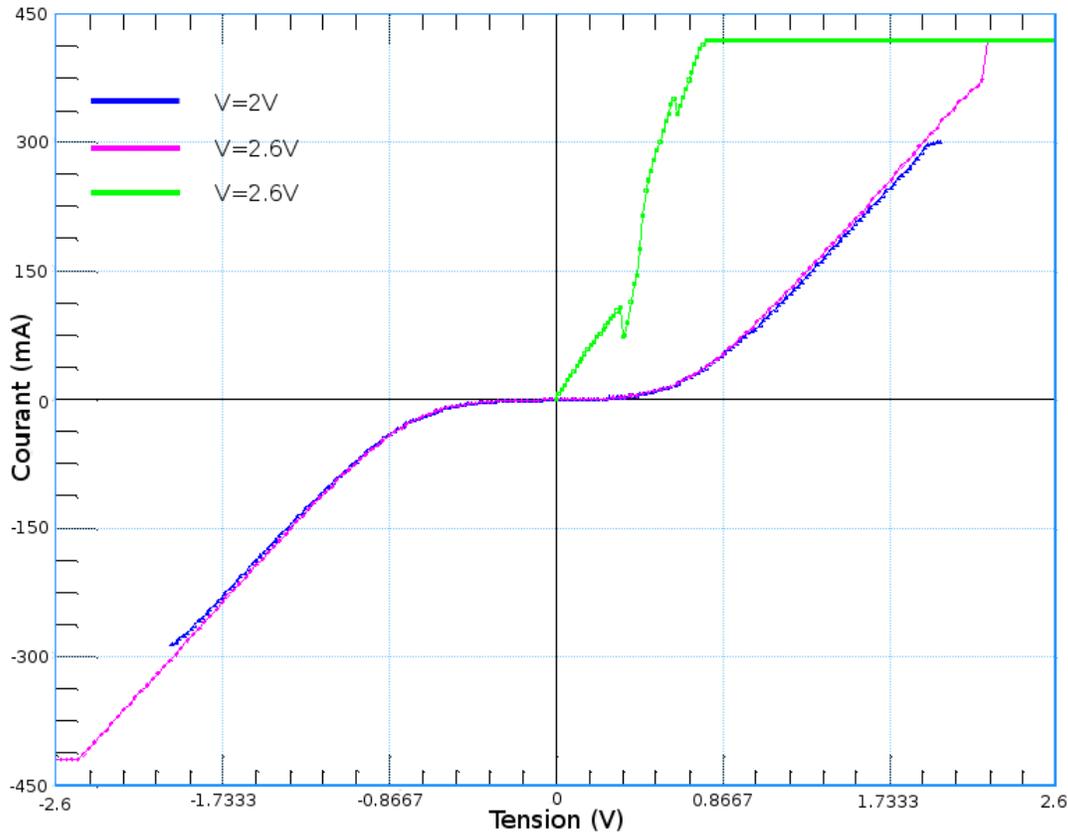


FIG. 3.18 – Mesures statiques $I(V)$ d'une diode de $50\mu\text{m}$ de diamètre à 77K sur la couche G080102. Cette mesure, sur le même composant, a été réalisée sans bouger les pointes et en augmentant progressivement la tension maximale jusqu'à destruction (courbe verte).

Nous avons également mesuré des diodes de diamètre de $20\mu\text{m}$ jusqu'à $1,5\text{V}$ pour un courant d'environ 100mA , toujours à 77K , sans obtenir de résonance.

L'observation des DTR au microscope a révélé une destruction du composant par effet thermique. La première hypothèse (rapport pic/vallée très faible) ne semble pas être vérifiée. Il semblerait plutôt que, comme à 300K , les diodes soient détruites par la dissipation thermique avant d'atteindre la tension pic. Même si nous n'avons pas observé de résonance lors de nos mesures il est difficile de conclure que les composants ne fonctionnent pas puisque les courants atteints sont conséquents et peuvent être la cause de la non résonance des diodes. En effet, il n'est pas impossible que les électrons traversant la structure produisent, suite à des collisions

avec le réseau, suffisamment de phonons pour empêcher l'apparition d'un courant pic.

3.3.1.3 Caractérisation statique au FIB et à l'AFM

Suite aux résultats obtenus par les mesures à basse température, nous avons décidé de réaliser des DTR de plus petits diamètres (de 500nm à 10 μ m). Pour les caractériser nous avons utilisé le FIB et l'AFM afin de disposer de pointes suffisamment fines pour les contacter directement.

Le FIB est un appareil utilisé pour faire du micro-usinage à l'aide d'une source d'ions focalisés. Il est également équipé d'un MEB permettant de faire de l'imagerie in-situ. Il peut par exemple servir à retailler des pointes AFM usées, ajouter ou supprimer une connexion dans un circuit intégré, etc... Le FIB de l'IEMN est également équipé de pointe en tungstène montée sur *piezo* permettant le déplacement fin pour la manipulation de fines lames préparées pour des mesures en TEM.

L'AFM est un instrument qui rentre dans la catégorie des microscopes. Il permet de mesurer la topographie de la surface d'un matériau grâce à l'interaction de la pointe avec la surface. Le rayon de courbure de la pointe en platine/iridium est de l'ordre de la dizaine de nanomètres ce qui rend l'analyse très localisée.

Les premières mesures des DTR de petits diamètres sur la couche S080508 (identique dans sa structure à la couche G080102 mais épitaxiée dans le bâti à sources solides) ont été réalisées dans le FIB avec David Troadec à l'IEMN.

Des résultats ont été obtenus sur des diodes de 1 μ m et 2 μ m de diamètre (figure 3.19). Sur cette figure on voit clairement la résistance différentielle négative et le courant pic à 850 μ A et 4,2mA ainsi que le courant vallée à 500 μ A et 1,4mA pour les DTR de respectivement 1 μ m et 2 μ m de diamètre. Entre le courant pic et le courant vallée, la diode polarisée dans la zone de résistance différentielle négative s'est mise à osciller. Les mesures étant en statiques, les valeurs de courant sont des valeurs moyennes dont la valeur varie en fonction de la forme temporelle de l'oscillation. À partir de ces mesures, nous avons pu évaluer la densité de courant pic de ces diodes à environ 200kA/cm² en tenant compte de la sous gravure. Cette densité de courant élevée est nécessaire pour des applications rapides puisque ce courant va permettre de charger rapidement la capacité parasite de jonction de la DTR. Le ratio courant pic/vallée est de 3 et 1,7 pour les diodes de respectivement 2 μ m et 1 μ m de diamètre.

Par contre au niveau de la caractérisation, cette densité de courant pose quelques problèmes. À l'aide du MEB situé à l'intérieur du bâti du FIB, il est possible d'observer la pointe pendant la mesure. Nous avons pu remarquer que la pointe bougeait à cause de la dilatation thermique pendant la mesure et plus particulièrement à l'approche du courant pic dans la

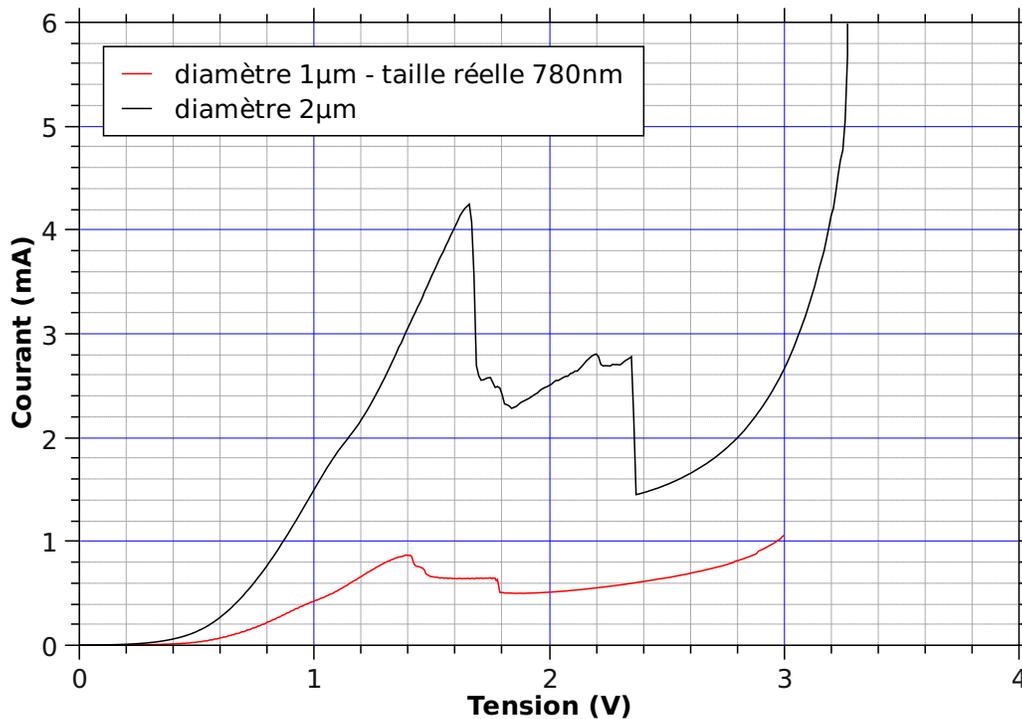


FIG. 3.19 – Mesure de la caractéristique I(V) au FIB sur des DTR de 1μm et 2μm sur la couche S080508.

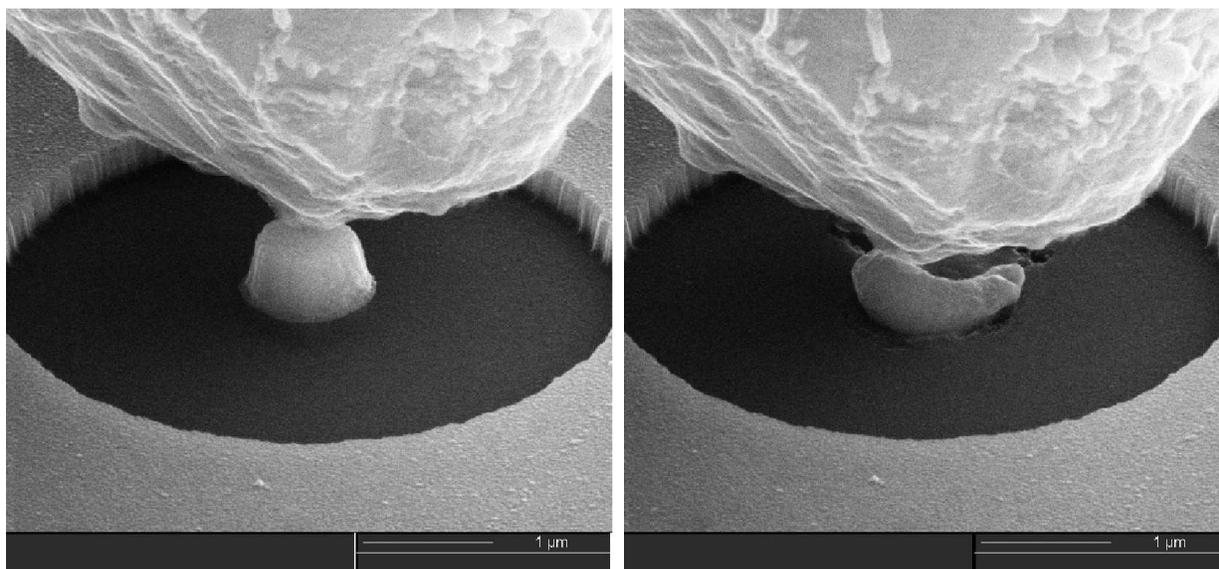
caractéristique I(V) de la DTR. Sur certaines mesures, la pointe s’est suffisamment déplacée pour quitter le contact métallique supérieur. Dans d’autres cas, la dilatation de la pointe était suffisante pour aplatir la DTR (figure 3.20).

Pour les diodes de 4μm de diamètre, nous n’avons pas observé de résonance. La tension maximale atteinte avant destruction du composant est de 2,1V avec un courant de 33mA, ce qui représente une puissance d’environ 70mW.

Enfin, pour les diodes de 500nm (350nm avec la sous gravure) de diamètre, nous n’avons pas observé de résonance dans la gamme de mesure effectuée de 0V à 3V avec un courant maximum à 3V de 750μA (2,3mW) sans destruction du composant. Mais pour cette dernière mesure, le contact entre la pointe et le composant n’était pas d’une très grande qualité puisque la pointe était beaucoup trop grande pour contacter ce composant.

Les mêmes mesures ont été réalisées à l’AFM avec Dominique Deresmes à l’IEMN afin de caractériser ces diodes de 500nm de diamètre.

Malheureusement nous n’avons pas eu plus de résultats à l’AFM bien que la pointe soit plus petite. Il semblerait que la dilatation thermique de la pointe nous empêche de rester sur le contact ohmique supérieur pendant la mesure. Cela a pour conséquence la non reproductibilité de la mesure I(V) ou le passage brutal en circuit ouvert. La tension maximale atteinte



(a) Image MEB de la DTR avant mesure

(b) Image MEB de la DTR après mesure

FIG. 3.20 – Image MEB dans le FIB d’une diode de $1\mu\text{m}$ de diamètre avant et après mesure

sur une diode de 500nm de diamètre est de $1,5\text{V}$ sous un courant d’environ $250\mu\text{A}$, soit une puissance de $375\mu\text{W}$. La pointe étant plus fine, les effets de dilatation thermique apparaissent pour une puissance beaucoup plus faible.

Sur la figure 3.21, nous pouvons voir une image MEB de la pointe après les mesures à l’AFM. Les contacts métalliques ont été arrachés par la pointe et certains contacts ont même probablement fondu sur la pointe...

3.3.1.4 Conclusion des mesures statiques

Pour la caractérisation des DTR, nous avons eu recours à plusieurs techniques de mesure afin de valider les couches épitaxiées. L’importante densité de courant de ces DTR ($200\text{kA}/\text{cm}^2$) est à l’origine des nombreux problèmes rencontrés.

Pour des diodes de $4\mu\text{m}$ de diamètre, nous pouvons estimer le courant pic à environ 25mA , malheureusement la DTR s’est détruite à 33mA avant d’atteindre le courant pic. L’autre problème rencontré est la dilatation thermique de la pointe utilisée pendant la mesure ce qui rajoute du bruit sur la courbe $I(V)$ dû aux frottements de la pointe sur le contact métallique. Il semblerait que $4\mu\text{m}$ de diamètre pour ce type de mesure sur les couches épitaxiales réalisées soit une limitation pour la caractérisation. Au-delà de cette dimension, le composant n’arrive pas à dissiper suffisamment de puissance et se détériore. Il est donc impératif de réduire le diamètre des composants afin de diminuer le courant pour que les DTR puissent dissiper la puissance au pic.

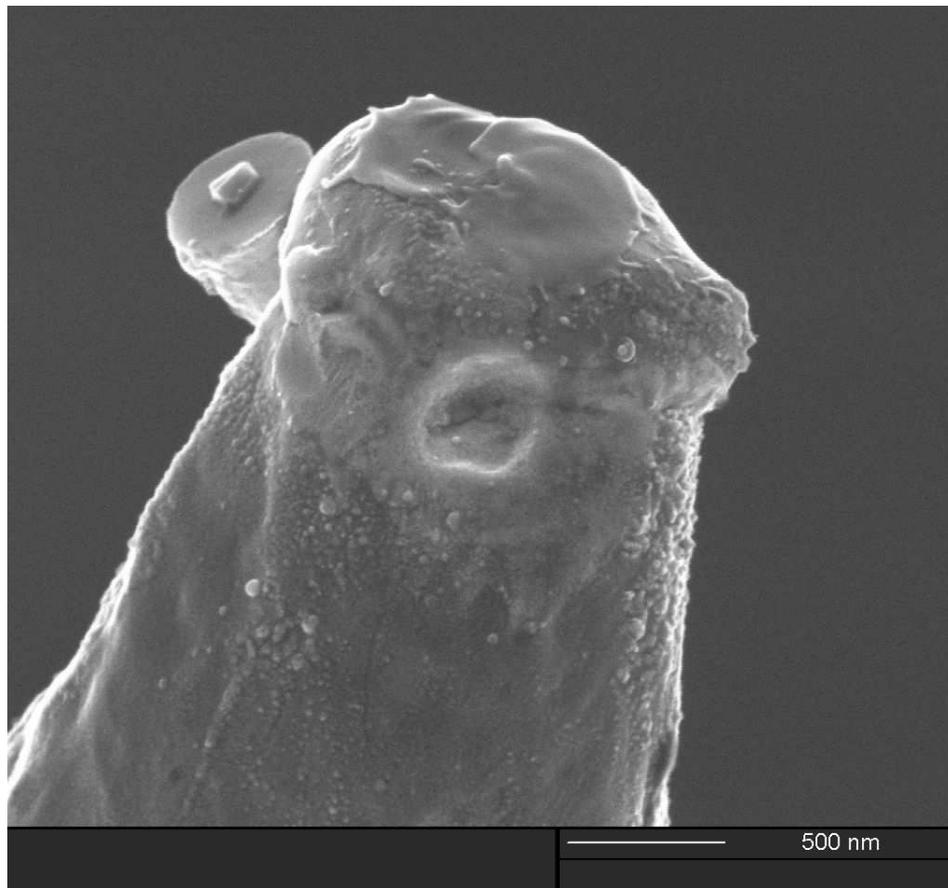


FIG. 3.21 – Image MEB de la pointe AFM après mesure des DTR de 500nm et 1 μ m de diamètre

La caractérisation directe de petits dispositifs de diamètres inférieurs à 5 μ m avec des pointes est également limitée. Dans le FIB, la limitation rencontrée était due à la taille de la pointe par rapport aux plus petites diodes. Le contact est très difficile voire aléatoire car il faut éviter d'abîmer le composant en posant la pointe. Pour des courants approchant la dizaine de milliampères sous 1V, des effets de dilatation thermique de la pointe apparaissent et peuvent endommager le composant en l'écrasant. Pour des courants plus faibles, il est possible de réaliser des mesures dans de bonnes conditions.

Pour les diodes de 500nm de diamètre, nous avons essayé de les caractériser avec un AFM. Les résultats n'ont pas été concluants car les effets thermiques sont prépondérants et la pointe se dilate suffisamment pour quitter le plot de contact pendant la mesure. Les mesures statiques de caractéristique I(V) à l'AFM sont envisageables pour des courants plus faibles que ceux que nous avons mesurés ie inférieurs à 100 μ A.

À partir de ces différents éléments expérimentaux, nous avons développé un modèle élec-

trique et thermique simplifié de la DTR, figure 3.22. Ce modèle n'a que pour objectif de comprendre les effets électriques et thermiques prépondérants au premier ordre. Pour cela,

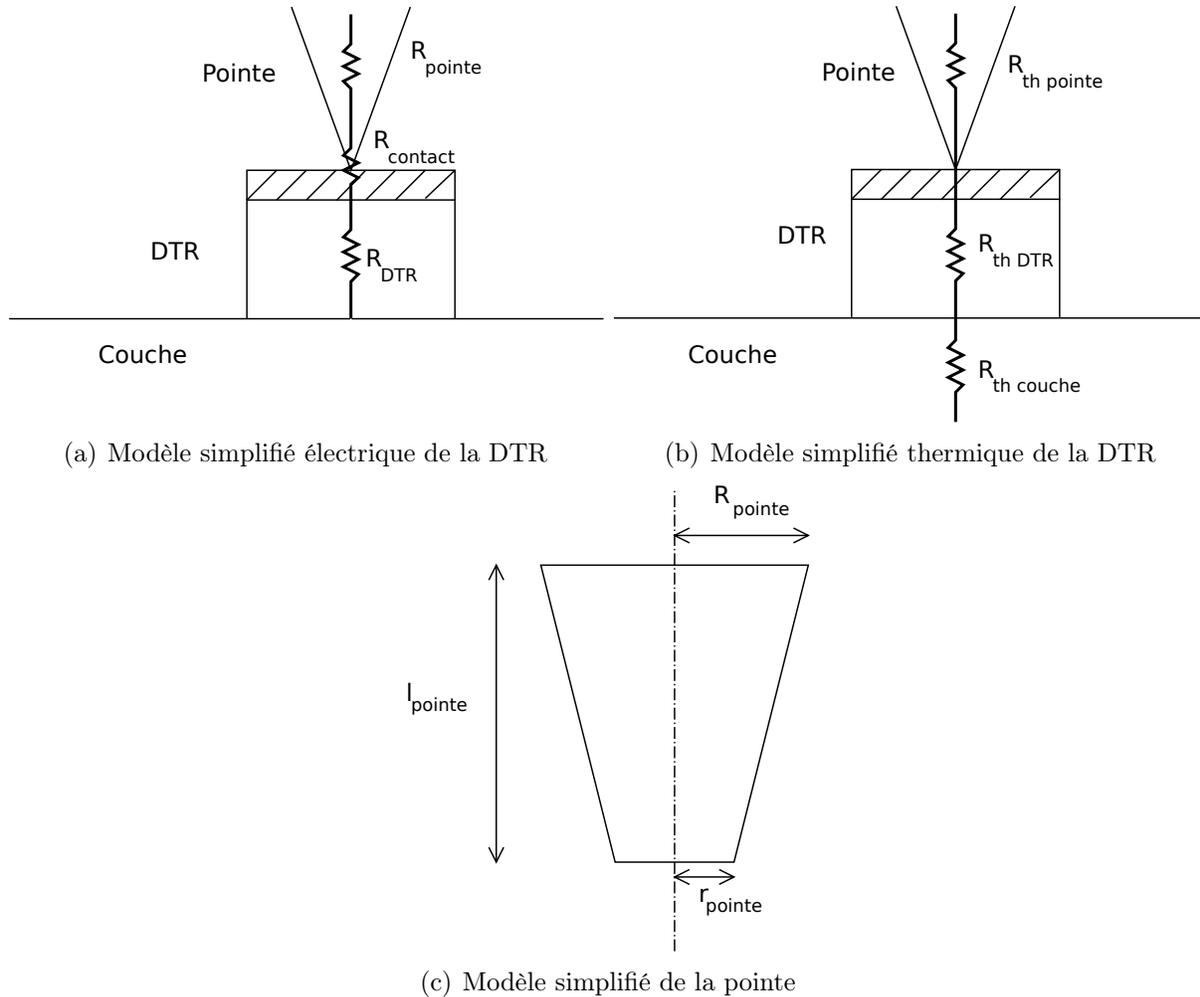


FIG. 3.22 – Modèle simplifié électrique et thermique de la DTR

nous considérerons que le transfert de chaleur ne se fait que par conduction, que la résistance thermique entre le bout de la pointe (modélisée par un cône) et la métallisation de la DTR est nulle et que la résistance ohmique de la couche est nulle. Ainsi toutes les sources de chaleur (bout de la pointe, contact pointe-métallisation et zone active de la DTR) sont situées au dessus de la couche qui sert alors de radiateur thermique. Enfin, la couche est suffisamment épaisse pour que la température loin du composant soit à la température ambiante T_a . Toutes ces hypothèses reviennent à considérer une source de chaleur circulaire posée sur un plan semi-infini avec un contact thermique parfait entre les deux surfaces.

Les différentes résistances électriques et thermiques définies sur la figure 3.22 se calculent

à l'aide des relations suivantes :

$$R_{\Omega \text{ pointe}} = \rho_{\text{pointe}} \frac{l_{\text{pointe}}}{\pi R_{\text{pointe}} r_{\text{pointe}} (l_{\text{pointe}})} \quad (3.29)$$

$$R_{\Omega \text{ DTR}} = \rho_{\text{DTR}} \frac{l_{\text{DTR}}}{\pi R_{\text{DTR}}^2} \quad (3.30)$$

$$R_{\Omega \text{ contact}} = \text{constante} \quad (3.31)$$

$$R_{\text{th pointe}} = \frac{l_{\text{pointe}}}{\lambda_{\text{pointe}} \pi R_{\text{pointe}} r_{\text{pointe}} (l_{\text{pointe}})} \quad (3.32)$$

$$R_{\text{th DTR}} = \frac{l_{\text{DTR}}}{\lambda_{\text{DTR}} \pi R_{\text{DTR}}^2} \quad (3.33)$$

$$R_{\text{th couche}} = \frac{1}{\lambda_{\text{couche}} \pi R_{\text{DTR}}} \quad (3.34)$$

avec ρ_{pointe} et ρ_{DTR} , les résistivités respectives de la pointe et de la DTR, λ_{pointe} , λ_{DTR} et λ_{couche} , les conductivités thermiques respectives de la pointe, de la DTR et de la couche, R_{pointe} et R_{DTR} les rayons respectifs de la base du cône modélisant la pointe et de la DTR, l_{pointe} , $H_{\text{cône}}$ et l_{DTR} les longueurs respectives de la pointe, de la hauteur du cône modélisant la pointe et de l'épaisseur de la zone active de la DTR.

La puissance Joule dissipée par la structure s'écrit :

$$\begin{aligned} P_J &= (R_{\Omega \text{ pointe}} + R_{\Omega \text{ DTR}} + R_{\Omega \text{ contact}}) I_{\text{DTR}}^2 \\ &= \left(\frac{\alpha l_{\text{pointe}}}{r_{\text{pointe}} (l_{\text{pointe}})} + \frac{\beta}{R_{\text{DTR}}^2} + R_{\Omega \text{ contact}} \right) (\pi R_{\text{DTR}}^2 J_{\text{DTR}})^2 \\ &= \left[\left(\frac{\alpha' l_{\text{pointe}}}{r_{\text{pointe}} (l_{\text{pointe}})} + \gamma R_{\Omega \text{ contact}} \right) R_{\text{DTR}}^4 + \beta' R_{\text{DTR}}^2 \right] J_{\text{DTR}}^2 \end{aligned}$$

Dans cette expression où α' , β' et γ sont des constantes, la puissance Joule dissipée est fonction du rayon de la DTR et du rayon du bout de la pointe.

La variation de température $\Delta T = T - T_a$ s'écrit alors :

$$\begin{aligned} \Delta T &= (R_{\text{th pointe}} + R_{\text{th DTR}} + R_{\text{th couche}}) P_J \\ &= \left(\frac{A \cdot l_{\text{pointe}}}{r_{\text{pointe}} (l_{\text{pointe}})} + \frac{B}{R_{\text{DTR}}^2} + \frac{C}{R_{\text{DTR}}} \right) P_J \\ &= \left[\frac{A \cdot l_{\text{pointe}}}{r_{\text{pointe}} (l_{\text{pointe}})} + \frac{B}{R_{\text{DTR}}^2} + \frac{C}{R_{\text{DTR}}} \right] \left[\left(\frac{\alpha' l_{\text{pointe}}}{r_{\text{pointe}} (l_{\text{pointe}})} + \gamma R_{\Omega \text{ contact}} \right) R_{\text{DTR}}^4 + \beta' R_{\text{DTR}}^2 \right] J_{\text{DTR}}^2 \\ &\approx B \beta' J_{\text{DTR}}^2 \\ &\quad + C \beta' R_{\text{DTR}} J_{\text{DTR}}^2 \\ &\quad + \left[\frac{A \cdot l_{\text{pointe}}}{r_{\text{pointe}} (l_{\text{pointe}})} \beta' + \left(\frac{\alpha' l_{\text{pointe}}}{r_{\text{pointe}} (l_{\text{pointe}})} + \gamma R_{\Omega \text{ contact}} \right) B \right] R_{\text{DTR}}^2 J_{\text{DTR}}^2 \end{aligned}$$

où A,B et C sont des constantes et les termes en R_{DTR}^3 et R_{DTR}^4 ont été négligés.

À partir de cette équation, nous allons discuter des différents cas de figure. Pour des diamètres de la DTR trop grands ($2R_{DTR}$), la température atteinte par le composant est supérieure à la température T_{max} qu'il ne peut supporter. C'est ce que nous avons constaté avec les DTR de $5\mu\text{m}$ à $50\mu\text{m}$ de diamètre. En diminuant le diamètre de la DTR, la température du composant T diminue et permet son fonctionnement. C'est ce qui a permis de caractériser les DTR dans le FIB ($1\mu\text{m}$ et $2\mu\text{m}$ de diamètre), même si les pointes du FIB ont un rayon en bout de pointe, r_{pointe} , plus petit que les pointes *classiques* utilisées lors de la première caractérisation. Enfin pour les mesures à l'AFM où la pointe a un rayon beaucoup plus petit, les termes en $1/r_{pointe}(l_{pointe})$ sont responsables de l'élévation de la température qui a eu pour conséquence ce que l'on observe sur la figure 3.21. Pour pouvoir caractériser ce type de composant, il faudrait diminuer la densité de courant J_{DTR} .

En résumé, pour des mesures statiques de courant sur des composants de petit diamètre à forte densité de courant, nous avons été confronté à deux limitations. La première est la puissance que le composant est capable de dissiper avant destruction, cette valeur est fonction du diamètre du composant. La deuxième est la dilatation de la pointe qui est fonction de la température et donc des dimensions de la pointe. Pour les mesures au FIB, la pointe était bien plus grosse que pour les mesures à l'AFM, ce qui a permis une meilleure tenue en température de celle-ci pendant les mesures. Les images MEB de la pointe AFM ont révélé que les mesures de DTR avec une pointe aussi fine étaient trop destructrices pour les composants mais également pour la pointe.

3.4 Composants passifs pour le monostable

Pour la réalisation du monostable, nous avons vu qu'il fallait des composants annexes à la DTR tels qu'une résistance de polarisation, une inductance pour augmenter la durée de l'impulsion et une antenne large bande pour capter l'impulsion térahertz.

Dans la suite, nous allons voir les différents composants utilisés pour la réalisation du circuit monostable.

3.4.1 Inductance

L'inductance est un élément clé dans le circuit monostable. Afin de comprendre l'impact de celle-ci sur le circuit, il faut disposer d'un modèle complet qui va nous permettre de la caractériser au mieux. Pour cela, nous avons retenu le modèle de Oh *et al* [24] qui prend

en compte la capacité parasite liée aux faces en regard du bobinage, l'effet de peau et le couplage avec le substrat. Pour notre analyse, nous omettrons la contribution du substrat dans un souci de simplicité et nous considérerons l'inductance comme un élément localisé. Le circuit équivalent de l'inductance est constitué de 3 éléments en série, le tout en parallèle avec un condensateur (figure 3.23). La résistance R_{L1} modélise la résistance ohmique basse

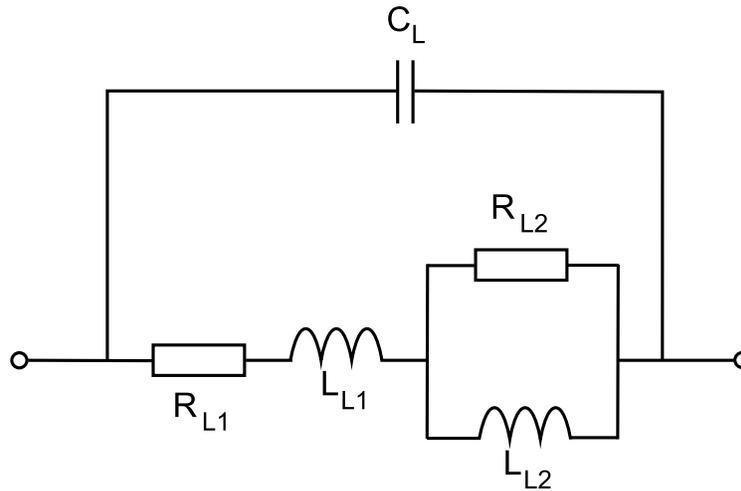


FIG. 3.23 – Circuit équivalent d'une inductance

fréquence des spires, l'inductance L_{L1} , l'inductance de la bobine, l'ensemble R_{L2} et L_{L2} permet de modéliser l'effet de peau en haute fréquence et enfin la capacité C_L représente la capacité parasite due aux faces en regard du bobinage.

À partir du modèle équivalent de l'inductance, nous pouvons calculer son impédance en fonction des éléments discrets, ce qui permet d'aboutir à l'expression suivante :

$$Z_{ind}(\omega) = \frac{(R_{L1} + jL_{L1}\omega)(R_{L2} + jL_{L2}\omega) + jR_{L2}L_{L2}\omega}{R_{L2} + jL_{L2}\omega + jC_L\omega [(R_{L2} + jL_{L2}\omega)(R_{L1} + jL_{L1}\omega) + jR_{L2}L_{L2}\omega]} \quad (3.35)$$

De cette équation, nous pouvons déduire plusieurs choses intéressantes. Tout d'abord en très basse fréquence l'impédance se réduit à $Z_0 = R_{L1}$ ce qui correspond à la résistance ohmique du bobinage. Par contre en très haute fréquence, elle tend vers $Z_\infty = \frac{1}{jC_L\omega}$, l'inductance se comporte comme un élément capacitif. Il existe donc une fréquence particulière, appelée fréquence de résonance de l'inductance SRF⁶ en anglais, au delà de laquelle l'inductance se comporte comme une capacité. Cette capacité est la capacité parasite due aux faces en regard des enroulements créant le flux magnétique. En supprimant cette capacité dans le modèle, l'impédance du circuit en haute fréquence tend vers $Z_\infty = jL_{L1}\omega$ ce qui représente l'inductance idéale du bobinage.

⁶Self Resonance Frequency

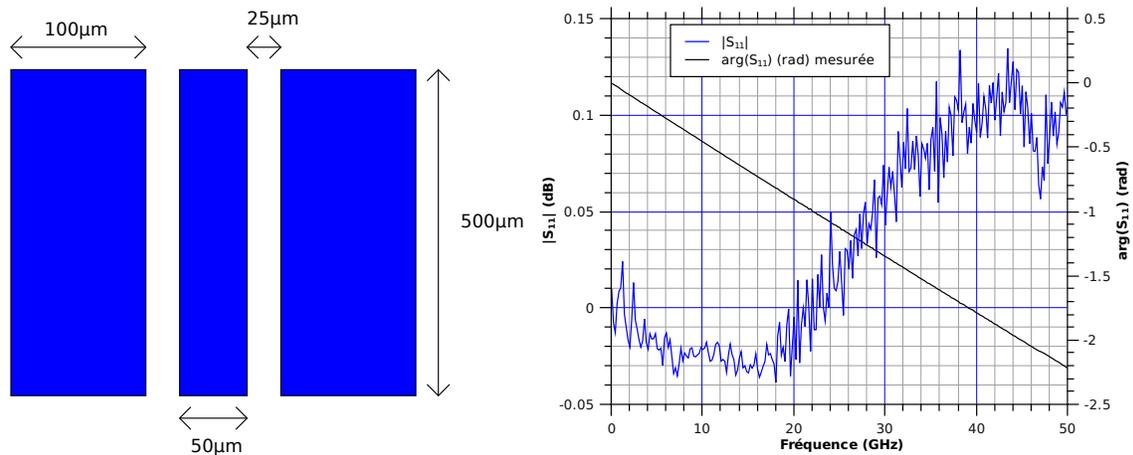
En étudiant plus finement cette équation et en omettant la capacité C_L , on montre que la partie réelle augmente avec la fréquence et passe de $\Re(Z_0) = R_{L1}$ à $\Re(Z_\infty) = R_{L1} + R_{L2}$ en haute fréquence, ce qui modélise assez bien l'effet de peau.

Protocole d'extraction des valeurs du modèle

L'avantage de ce modèle d'inductance est que les différents éléments du circuit sont indépendants de la fréquence. Il suffit donc de procéder à une interpolation non-linéaire de ce modèle avec les résultats expérimentaux ou de simulation. La caractérisation de ces inductances va se faire dans le domaine des hyperfréquences à l'aide d'un analyseur de réseaux. C'est donc naturellement que nous utiliserons le paramètre S_{11} . Pour faire ces mesures sous pointes, il est nécessaire d'ajouter un tronçon de ligne pour connecter l'inductance. Le coefficient de réflexion à l'entrée de la ligne s'écrit :

$$S_{11}(d) = \frac{Z_{ind} - Z_0}{Z_{ind} + Z_0} \quad (3.36)$$

où d représente la distance entre le début de la ligne et l'inductance. La géométrie de la ligne, sur substrat d'alumine de $250\mu\text{m}$ d'épaisseur, est donnée figure 3.24(a). La face arrière du substrat est entièrement recouverte d'une couche d'or. La mesure du coefficient de réflexion de la ligne en circuit ouvert est présentée sur la figure 3.24(b). Au delà de 20GHz, le coefficient de réflexion est légèrement supérieur à 0dB, ceci est un artefact de mesure dû à la calibration. Les mesures confirment bien que la ligne a très peu de pertes dans cette gamme de fréquences. Dans ce cas particulier, le module du coefficient de réflexion S_{11} est quasiment constant sur



(a) Ligne utilisée pour caractériser les inductances (b) Mesure du coefficient de réflexion en circuit ouvert de la ligne

FIG. 3.24 – Mesure du coefficient de réflexion sur les inductances bobinées.

la ligne seule la phase change. Il suffit donc de soustraire le déphasage dû à la ligne pour

remonter au coefficient de réflexion de l'inductance.

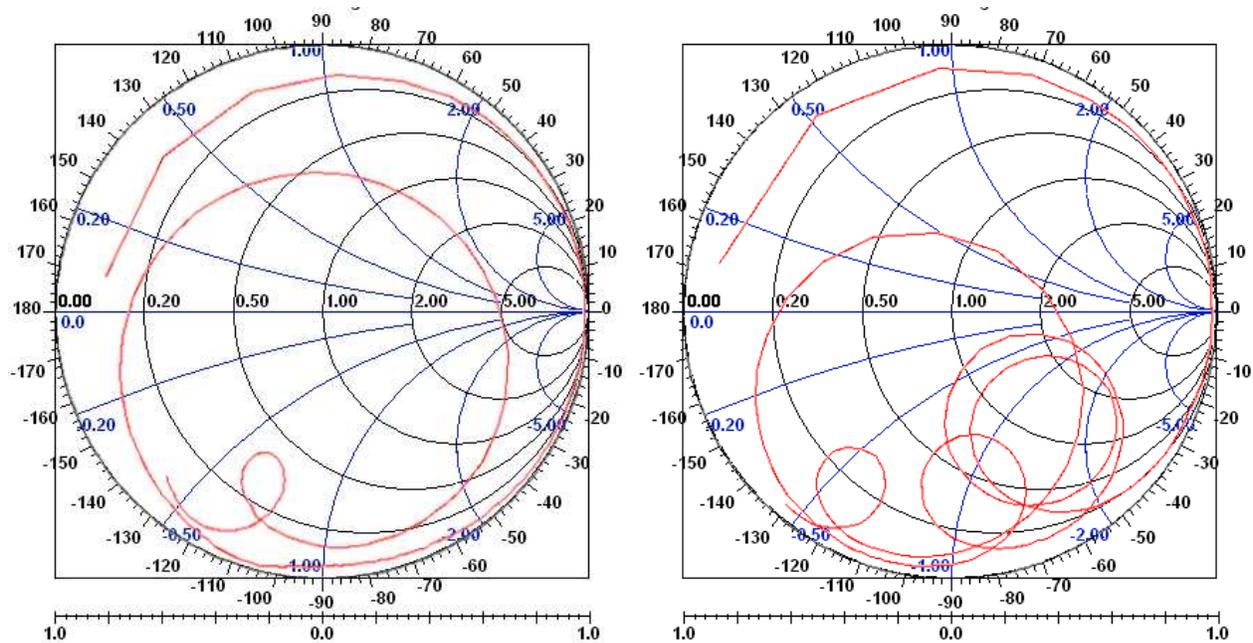
À partir des équations 3.35 et 3.36, il est possible d'exprimer le coefficient S_{11} en fonction des différents paramètres du modèle de l'inductance. Pour cela, il suffit de tracer le coefficient S_{11} en fonction de la fréquence puis de réaliser une régression non-linéaire avec pour paramètres de régression : R_{L1} , R_{L2} , L_{L1} , L_{L2} , C_L . Z_0 est fixée constante à 50Ω .

3.4.1.1 Inductance discrète

Dans un premier temps, nous allons utiliser une inductance discrète dans le circuit mono-stable. Cela va nous permettre de changer facilement la valeur de l'inductance et d'obtenir la durée d'impulsion désirée en sortie.

Pour réaliser ces inductances, nous avons fait quelques spires de fil d'or de $25\mu\text{m}$ de diamètre autour d'un mandrin de $0,8\text{mm}$ de diamètre. Des inductances de 2 et 5 spires ont été réalisées et soudées sur des lignes coplanaires sur le support en alumine.

Nous avons mesuré le paramètre S_{11} de cette inductance de 50MHz à 50GHz avec un pas de 200MHz. Les résultats de la mesure sont présentés sur les figures 3.25(a) et 3.25(b). Sur les



(a) Abaque de Smith pour l'inductance de 2 tours. (b) Abaque de Smith pour l'inductance de 5 tours.

FIG. 3.25 – Mesure du coefficient de réflexion sur les inductances bobinées.

2 abaques de Smith, il est possible d'estimer la fréquence de résonance des 2 bobines quand la courbe traverse l'axe horizontal de la partie réelle. Pour la bobine de 2 tours la fréquence de résonance est de 8,2GHz et pour la bobine de 5 tours elle est de 5,9GHz.

Les mesures du coefficient de réflexion à l'entrée de la ligne et de la ligne en circuit ouvert permettent de tracer le coefficient de réflexion aux bornes de l'inductance en fonction de la fréquence. Il suffit alors de faire une régression non-linéaire des résultats de mesures avec l'équation 3.36.

Pour la bobine avec 2 spires, les résultats sont présentés sur les figures 3.26(a) et 3.26(b). La régression non-linéaire reste valable jusqu'à 10GHz. Au-delà de cette fréquence, des résonances apparaissent que le modèle n'inclut pas. L'impédance de la bobine devient capacitive après la fréquence de résonance, c'est à dire 8,2GHz, cela se voit sur la courbe de phase (figure 3.26(b)). Les valeurs extraites sont regroupées dans le tableau 3.3. La valeur de l'inductance de la bobine est de 17nH, la résistance du bobinage R_{L1} est de $1,8\Omega$ ce qui peut paraître relativement élevé si l'on considère la résistivité de l'or : $2,2 \cdot 10^{-6}\Omega\text{cm}$. Cependant, l'analyseur de réseau vectoriel n'est pas un appareil destiné à mesurer des résistances en continu. Il y a donc une forte barre d'erreur sur cette valeur.

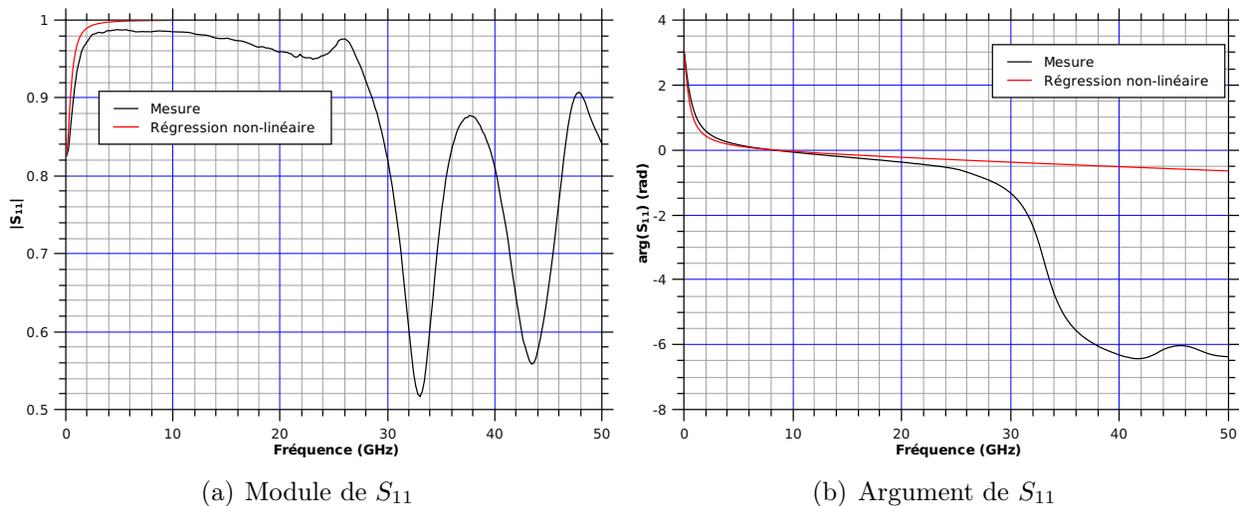
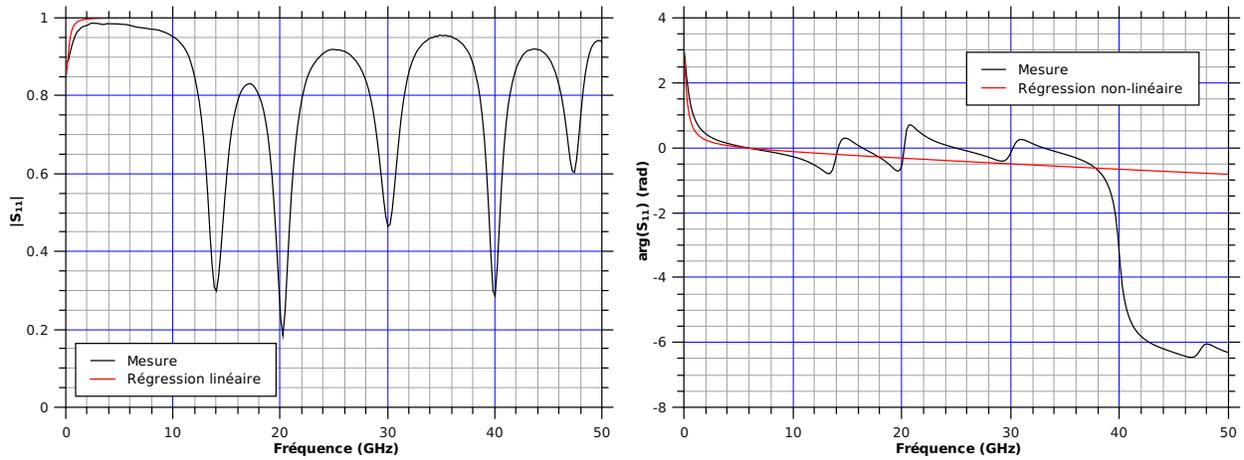


FIG. 3.26 – Mesure expérimentale et régression non-linéaire du coefficient de réflexion de la bobine à 2 spires.

Les mesures de la bobine de 5 spires sont présentées sur les figures 3.27(a) et 3.27(b). La fréquence de résonance de cette bobine est de 5,8GHz. Cette valeur est inférieure à la précédente, ce qui était prévisible puisque l'inductance de la bobine a augmenté. La valeur de l'inductance est d'environ 29nH. Il est difficile de comparer les deux bobines puisque leurs géométries ne sont pas rigoureusement identiques. L'espacement entre les spires n'est pas constant, ce qui est d'autant plus vrai pour la bobine à 5 spires. La résistance du bobinage R_{L1} est de $1,2\Omega$.

Le modèle choisi s'adapte assez bien en basses fréquences aux mesures expérimentales du coefficient de réflexion des bobines. La résistance du fil d'or augmente avec la fréquence



(a) Module du coefficient de réflexion de l'inductance de 5 tours. (b) Argument du coefficient de réflexion de l'inductance de 5 tours.

FIG. 3.27 – Mesure expérimentale et régression non-linéaire du coefficient de réflexion de la bobine à 5 spires.

ce que le modèle met bien en évidence avec R_{L2} (effet de peau). La capacité parasite C_L augmente bien avec le nombre de spires.

Nombre de spires	$R_{L1}(\Omega)$	$R_{L2}(\Omega)$	$L_{L1}(\text{nH})$	$L_{L2}(\text{nH})$	$C_L(\text{fF})$	$Z_0(\Omega)$
2	1,8	3	17	125	22	50
5	1,2	4,2	29	100	28	50

TAB. 3.3 – Inductances

À partir des valeurs de ce tableau, il est possible de calculer la fréquence de résonance de l'inductance par $f_0 = 1/2\pi\sqrt{L_{L1}C_L}$. Cette fréquence est respectivement de 8,2GHz et 5,6GHz pour les inductances de 2 tours et 5 tours. Cette valeur est quasiment identique à celle que nous avons estimée précédemment.

3.4.1.2 Inductance intégrée

Pour la réalisation d'inductances intégrées au circuit monostable, il existe principalement trois types d'inductances : les méandres, les spirales et les solénoïdes (figure 3.28). La gamme de valeur d'inductance couverte par ces différentes topologies est inférieure à 1nH pour la méandre, entre 1nH et 100nH pour la spirale et supérieure à 100nH pour le solénoïde. Les difficultés de réalisation technologiques sont bien évidemment plus grandes quand on cherche à obtenir des valeurs élevées d'inductance.

Pour le circuit monostable, l'inductance que nous cherchons à réaliser est de l'ordre de la dizaine de nanohenry pour obtenir une durée à mi-hauteur de l'impulsion de sortie de l'ordre de

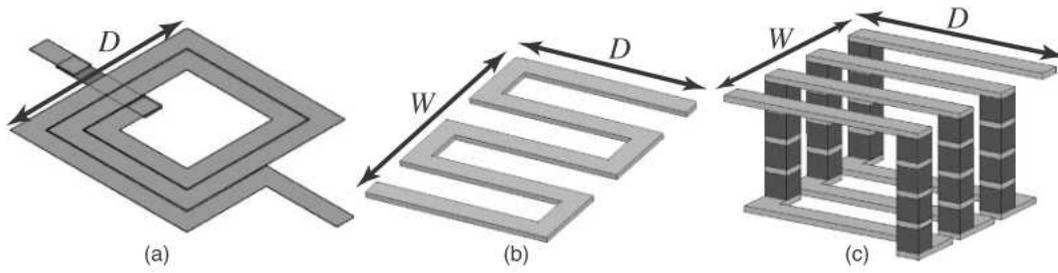


FIG. 3.28 – a. Inductance spirale, b. inductance méandre et c. solénoïde

60ps. L'inductance spirale permet d'atteindre ces valeurs et est réalisable technologiquement avec les moyens dont nous disposons à l'IEMN.

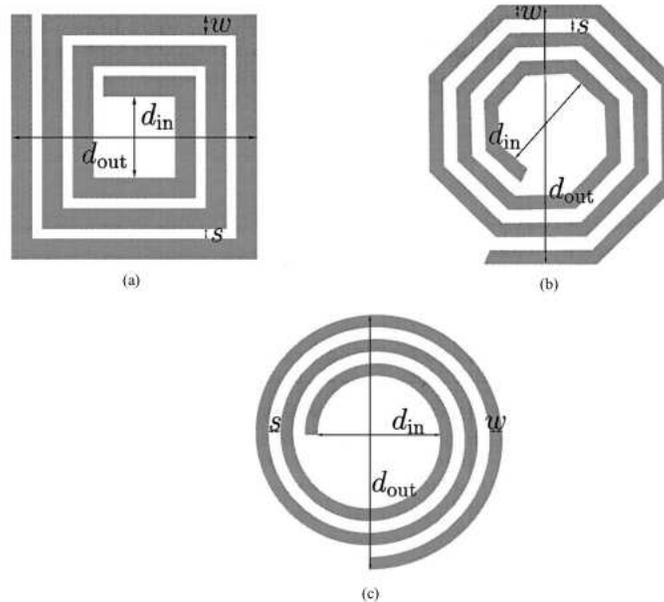


FIG. 3.29 – a. Inductance carré, b. inductance octogonale et c. inductance spirale

La valeur de l'inductance n'est pas le seul critère de sélection dans le choix de l'inductance puisque comme tout composant, elle a un comportement dynamique. Les différentes topologies d'inductance spirale sont présentées sur la figure 3.29. Chacune de ces topologies a ses avantages et inconvénients. De part sa forme géométrique, pour un même nombre de tours, la valeur de l'inductance ne sera pas la même. Les inductances carrés permettent d'avoir un flux propre plus important et donc une valeur d'inductance plus élevée, alors qu'au contraire les inductances spirales embrassent un flux plus faible et ont donc une valeur d'inductance plus faible. L'inductance octogonale se situe entre les deux avec sa structure hybride. En dynamique, les mesures de Chaki *et al* [25] ont montré qu'à fréquence égale, l'inductance

carré a une plus grande résistance que les deux autres structures qui ont d'ailleurs sensiblement la même valeur de résistance. Cette dépendance de la résistance avec la fréquence est due à l'effet de peau.

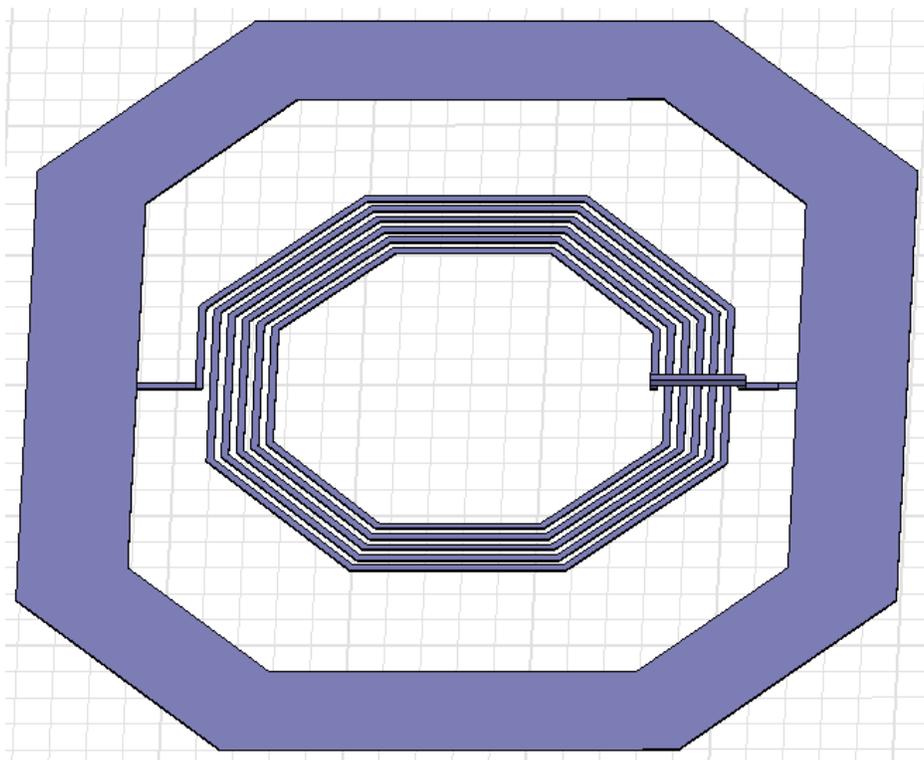
Pour la réalisation d'un circuit intégré, nous nous sommes intéressés à l'étude d'inductance intégrée. Nous avons réalisé des simulations avec le logiciel HFSS⁷ d'une inductance octogonale de 5,5 tours (figure 3.30(a)). Les dimensions de cette spirale (avec les annotations de la figure 3.29) sont un espacement entre spires s de $2\mu\text{m}$, une largeur de métallisation w de $2\mu\text{m}$, un diamètre intérieur d_{in} de $100\mu\text{m}$, un diamètre extérieur d_{out} de $150\mu\text{m}$ et une épaisseur e de métal de $0,5\mu\text{m}$. Le métal en question est de l'or avec une résistivité de $2,2 \cdot 10^{-6}\Omega\cdot\text{cm}$. Le principal compromis rencontré pour la réalisation d'une telle inductance est la valeur de cette dernière et sa fréquence de résonance propre. Ces deux paramètres sont intimement liés, car la capacité parasite est fonction de la longueur totale de la spirale. Le pont qui permet de reprendre le contact au centre de la spirale est également un élément capacitif mais sa contribution est généralement négligeable. La longueur de la spirale augmente de manière quasi exponentielle avec le nombre de tours, ce qui augmente dans les mêmes proportions la surface S avec pour conséquence la diminution la fréquence de résonance. Il y a donc un compromis entre la valeur de l'inductance et la fréquence de résonance de l'inductance. L'abaque de Smith (figure 3.30(b)) montre clairement le comportement inductif de l'inductance spirale. La fréquence de résonance peut être estimée avec l'intersection de la courbe avec l'axe horizontal à 9 GHz.

Les résultats de simulation du coefficient de réflexion avec le logiciel HFSS et de la régression non-linéaire sont présentés sur la figure 3.31.

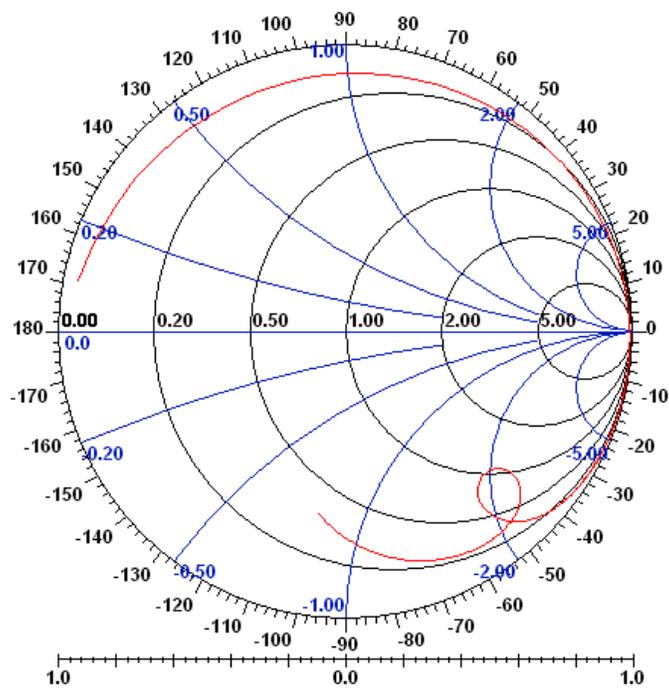
En utilisant la méthode de Levenberg-Marquardt pour faire la régression non-linéaire des résultats de simulation avec le modèle d'inductance proposé, nous avons trouvé une valeur d'inductance de $3,4\text{nH}$ avec une fréquence de résonance de $11,5\text{GHz}$. La permittivité du substrat joue fortement sur cette fréquence de coupure puisque la moitié des lignes de champ électrique sont dans le substrat. Le modèle de l'inductance reproduit le comportement fréquentiel de l'inductance spirale aussi bien au niveau du module que de la phase jusqu'à 20GHz . Au-delà de cette fréquence, nous observons un décalage entre le modèle et la simulation qui est plus marqué sur le module. L'approximation d'inductance localisée n'est plus tout à fait valable à cette fréquence.

Les paramètres de la régression non-linéaire sont regroupés dans le tableau 3.4. À partir de ces résultats, nous pouvons dire que la résistance R de l'inductance passe de $1,2\Omega$ à $3,5\Omega$ avec l'effet de peau. Ce phénomène a un effet négatif sur le coefficient de qualité de l'inductance

⁷High Frequency Structural Simulation



(a) Inductance spirale simulée avec HFSS



(b) Abaque de Smith du résultat de la simulation

FIG. 3.30 – Simulation de l'inductance spirale avec HFSS.

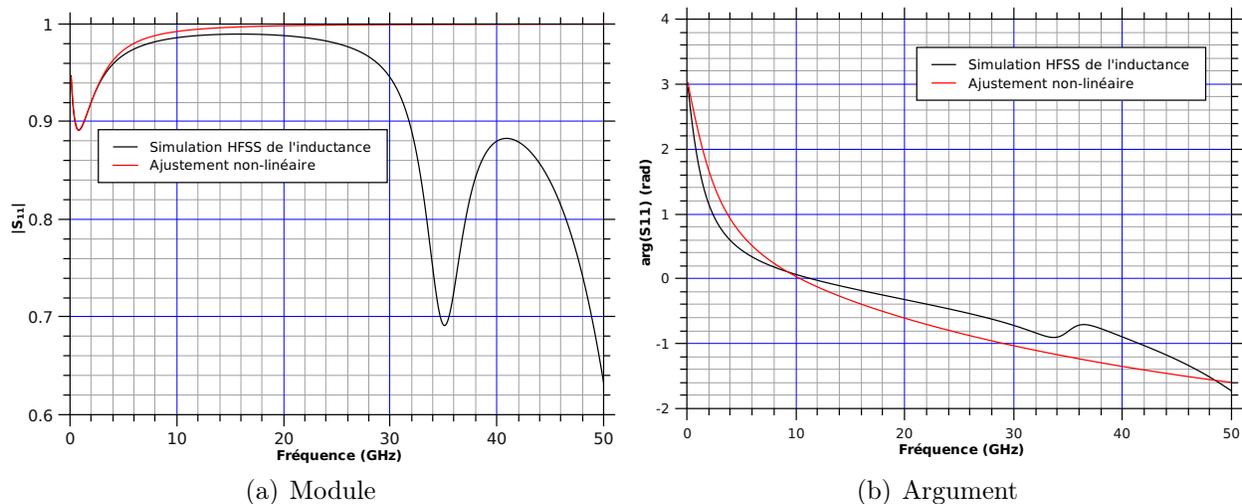


FIG. 3.31 – Module et argument du coefficient de réflexion de l'inductance simulée avec HFSS

$R_{L1}(\Omega)$	$R_{L2}(\Omega)$	$L_{L1}(\text{nH})$	$L_{L2}(\mu\text{H})$	$C_L(\text{fF})$	$Z_0(\Omega)$
1,2	2,3	3,4	1,2	68,4	50

TAB. 3.4 – Paramètres de régression non-linéaire de l'inductance simulée

puisque ce dernier est défini par la tangente de la phase ou en première approximation par $L_{L1}\omega/R$. Ainsi une augmentation de la résistance des spires dégrade le coefficient de qualité de l'inductance. C'est d'ailleurs pour cela que la phase ne monte pas à la valeur théorique de $\pi/2$ comme c'est le cas pour un élément purement inductif.

La capacité due aux faces en regard du bobinage et au pont est de 68fF ce qui n'est pas vraiment négligeable sur le comportement du circuit comme nous le verrons sur les simulations du circuit monostable. La fréquence de résonance de l'inductance à partir des valeurs du tableau est de 10,4GHz.

3.5 Simulation du circuit monostable

Dans cette partie, nous allons simuler le circuit monostable. Dans un premier temps nous comparerons les deux structures à attaque directe et indirecte. Puis nous réaliserons une simulation plus fine avec le modèle de l'inductance utilisée dans le paragraphe précédent.

3.5.1 Simulation du monostable à attaque directe et indirecte

Nous avons tout d'abord simulé le circuit monostable à partir des schémas électriques (figure 3.10 page 151) à l'aide du logiciel SPICE⁸. Pour modéliser la caractéristique $i_D(v_s)$ de la DTR nous avons utilisé l'équation proposée par Schulman *et al* [26] :

$$J(V) = A \cdot \ln \left[\frac{1 + \exp(B - C + n_1 V)e/kT}{1 + \exp(B - C - n_1 V)e/kT} \right] \left[\frac{\pi}{2} + \operatorname{atan} \left(\frac{C - n_1 V}{D} \right) \right] + H \cdot [\exp(n_2 eV/kT) - 1] \quad (3.37)$$

Les paramètres utilisés pour la régression non-linéaire sont A , B , C , D , H , n_1 et n_2 . Ce modèle est dérivé à l'aide de considérations physiques et également de termes phénoménologiques.

Quelques résultats ont été obtenus par cette approche mais de nombreuses simulations n'ont pas convergé. Ce problème de convergence temporelle dans les régimes transitoires est bien connu[27][28] et a pour origine la résistance différentielle négative (forte non-linéarité) et les exponentielles contenues dans les modèles de la DTR.

Finalement pour la simulation du circuit monostable à attaque directe et indirecte, nous avons résolu numériquement les équations 3.9 et 3.10 page 153 par la méthode de Runge-Kutta d'ordre 4 (RK4). Bien que nous disposons de la solution analytique de ces équations (équations 3.14 page 155 et 3.18 page 156), nous utiliserons cette méthode numérique pour éviter le calcul des conditions initiales pour raccorder les différentes solutions.

3.5.1.1 Résolution numérique des équations du circuit monostable

La méthode de RK4 est détaillée en annexes page 259 ainsi que le schéma numérique employé pour résoudre le système d'équations différentielles pour le circuit monostable à attaque indirecte :

$$\begin{aligned} \frac{dv_s}{dt} &= -\frac{g_D}{C_P} v_s + \frac{i}{C_P} - \frac{i_0}{C_P} \\ \frac{di}{dt} &= -\frac{v_s}{L} - \frac{R_B}{L} i + \frac{R_B}{L} I_0 + \frac{R_B}{L} (\alpha I_a t + I_{a0}) \end{aligned} \quad (3.38)$$

et le système d'équations différentielles pour le circuit monostable à attaque directe :

$$\begin{aligned} \frac{dv_s}{dt} &= -\frac{g_D}{C_P} v_s + \frac{i}{C_P} - \frac{i_0}{C_P} + \frac{\alpha I_a t + I_{a0}}{C_P} \\ \frac{di}{dt} &= -\frac{v_s}{L} - \frac{R_B}{L} i + \frac{V_p}{L} \end{aligned} \quad (3.39)$$

⁸Simulation Program with Integrated Circuit Emphasis

Les conditions initiales v_{s_0} et i_0 sont généralement nulles mais peuvent être égales à la tension v_{s_p} et au courant i_p du régime établi afin d'éviter de simuler le régime transitoire. Dans l'approximation linéaire de la caractéristique $i_D(v_s)$ le point de polarisation pour le circuit à attaque indirecte $v_{s_{pi}}$ et directe $v_{s_{pv}}$ est donné respectivement par :

$$\begin{aligned} v_{s_{pi}} &= \frac{R_B I_0}{1 + g_D R_B} \\ v_{s_{pv}} &= \frac{V_P}{1 + g_D R_B} \end{aligned} \quad (3.40)$$

Le courant $i_{Dp}(v_s)$ de polarisation traversant la diode est quand à lui donné par la relation $i_{Dp}(v_s) = g_D v_s$.

Maintenant que nous disposons des schémas numériques pour la résolution des équations, nous allons pouvoir simuler les deux circuits monostables.

3.5.1.2 Résultats de simulation

Dans ce sous-paragraphe nous allons étudier les résultats de simulation du circuit monostable dans ces deux configurations de polarisation. Mais avant cela, nous allons nous intéresser à la forme temporelle de l'impulsion térahertz détectée par l'antenne cornet et sa modélisation.

Modélisation de l'impulsion térahertz détectée par l'antenne

Pour modéliser la forme temporelle de l'impulsion de déclenchement du monostable nous allons tout d'abord nous pencher sur la modélisation de l'impulsion térahertz générée par le photocommutateur à base de GaAsSb-BT. À la fin du paragraphe 2.1.1.2 page 83 nous avons modélisé la dynamique de recombinaison des porteurs par une somme d'exponentielles décroissantes.

Sur la figure 3.32, nous avons tracé en bleu le signal mesuré avec l'écho dû à l'interface air-substrat et en vert le modèle retenu pour la modélisation. Ce modèle est composé d'une gaussienne pour la montée et de la somme d'exponentielles décroissantes pour la descente. La fonction gaussienne pour la montée de l'impulsion n'a pas de sens physique mais reste une bonne approximation. L'impulsion laser issue de l'OPO est une gaussienne de largeur à

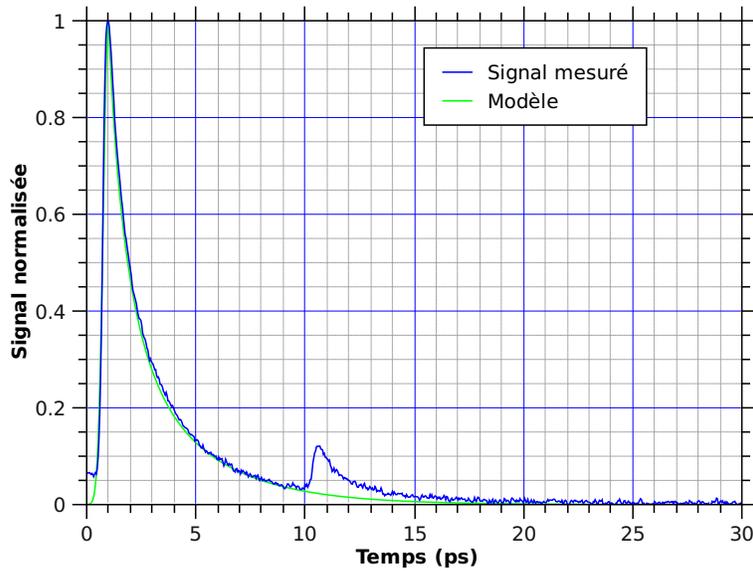


FIG. 3.32 – Mesure pompe-sonde de la couche G090618 avec le modèle d’extrapolation

mi-hauteur FWHM⁹ ≈ 150 fs. Le signal est donc modélisé par l’expression suivante :

$$\begin{aligned}
 T(t) &= \exp \left[- \left(\frac{t - t_0}{\sigma} \right)^2 \right] & t \leq t_0 \\
 &= \sum_{i=1}^N A_i e^{-(t-t_0)/\tau_i} & t > t_0
 \end{aligned}
 \tag{3.41}$$

avec :

$$\sigma = \frac{FWHM}{2\sqrt{\ln 2}} \approx 0,6FWHM$$

L’antenne se comporte comme un filtre passe-haut, elle ne laisse pas passer la composante continue du signal. Elle dérive donc le signal électrique à rayonner. Cela signifie que l’allure temporelle du signal émis est la dérivée du signal que nous avons modélisé précédemment. La figure 3.33 montre en bleu le signal expérimental dérivé numériquement. Le rapport signal sur bruit étant très bon, la dérivée du signal reste de bonne qualité.

Pour notre simulation nous allons modéliser ce signal, dans un premier temps, par des portions de droite comme nous l’avons fait dans le calcul analytique. Cette approximation reste satisfaisante comme le confirme la courbe verte. Cette courbe est caractérisée par la largeur

⁹Full Width at Half Maximum

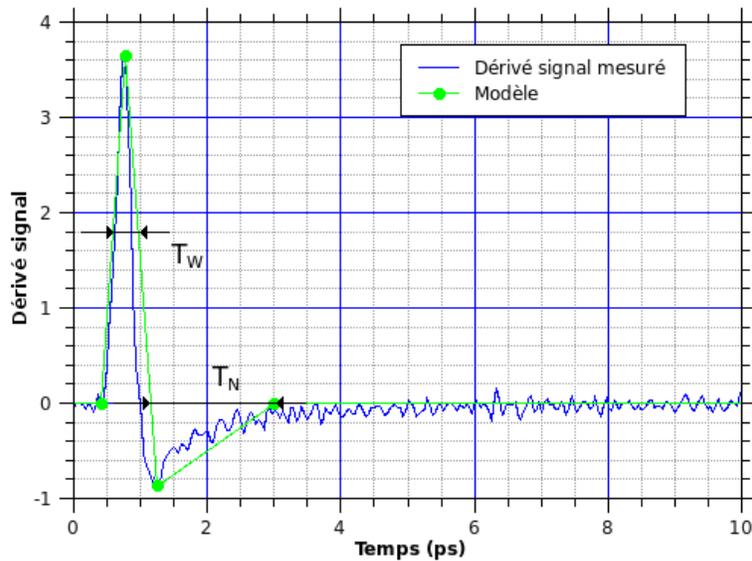


FIG. 3.33 – Impulsion détectée par l’antenne avec le modèle d’extrapolation

à mi-hauteur de l’impulsion positive T_W , l’amplitude de cette impulsion I_a et la durée de la composante négative T_N .

Nous avons à présent tous les éléments pour réaliser la simulation des deux configurations du circuit monostable.

Simulation du circuit monostable à attaque directe et indirecte

Pour cette simulation, la caractéristique $I(V)$ de la DTR est présentée sur la figure 3.34 en bleu avec l’approximation par des portions de droites en vert. Cette approximation est plus que grossière mais elle va nous permettre de nous appuyer sur le modèle analytique. Un modèle plus précis sera utilisé par la suite.

Les paramètres utilisés pour cette simulation sont présentés dans les tableaux 3.5 pour la caractéristique $I(V)$ de la DTR, 3.6 pour la valeur des composants du circuit et 3.7 pour la forme temporelle de l’impulsion térahertz. La valeur de la capacité C_p est la somme de la capacité de jonction de la DTR et de la capacité parasite due au pont à air. Pour les autres

$V_P(V)$	$I_p(mA)$	$V_v(V)$	$I_v(mA)$	$V_0(V)$
1,6	4,2	2,4	1,4	3,2

TAB. 3.5 – Caractéristique $I(V)$ linéarisée de la DTR. V_P , I_P , V_V et I_V représentent respectivement la tension et le courant pic et vallée. La tension V_0 est la deuxième tension pour laquelle $I = I_P$

paramètres (inductance, résistance, point de polarisation) la valeur a été ajustée de manière

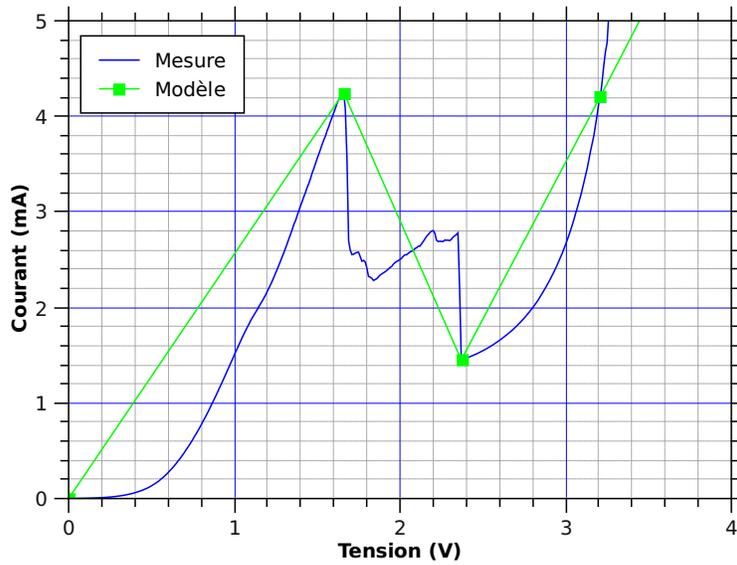


FIG. 3.34 – Caractéristique d’une DTR de $2\mu\text{m}$ de diamètre approximée par des portions de droite

Polarisation		$R_B(\Omega)$	$L(\text{nH})$	$C_p(\text{fF})$
$I_0(\text{mA})$	$V_P(\text{V})$			
13	2,34	180	10	4

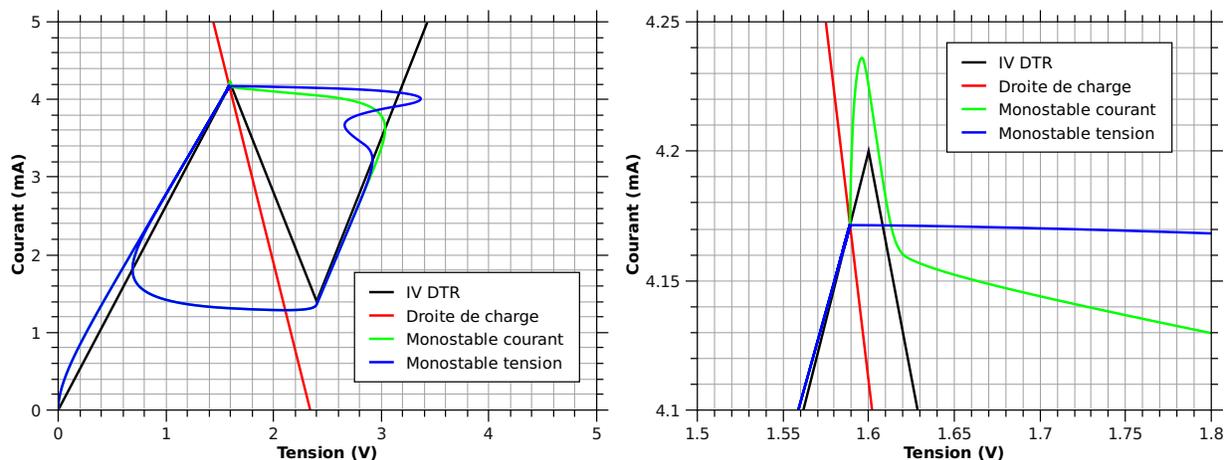
TAB. 3.6 – Valeur des composants du circuit avec le courant/la tension de polarisation. Le courant I_0 et la tension V_P permettent de polariser le circuit monostable dans la configuration correspondante.

$I_a(\text{mA})$	$T_W(\text{fs})$	$T_N(\text{ps})$
6,5	560	5

TAB. 3.7 – Paramètres de modélisation de l’impulsion. L’amplitude de l’impulsion est donnée par I_a et sa largeur à mi-hauteur par T_W

à être proche de 50ps à l’état haut, à l’exception de la caractéristique statique de la DTR qui est issue des mesures expérimentales de la caractéristique I(V) des DTR.

Sur la figure 3.35(a) est présentée en noir la caractéristique I(V) linéarisée de la DTR, la droite de charge pour la polarisation de la DTR en rouge et le cycle parcouru par le monostable en vert. Pour plus de clarté, la région du point de polarisation est agrandie sur la figure 3.35(b). Ces résultats de simulation sont identiques à l’étude théorique présentée sur la figure 3.9(a) page 150. Le cycle attendu est bien le même avec les différentes transitions rapides dues à la résistance différentielle négative de la DTR. L’impulsion de déclenchement est provoquée à 200ps avec une amplitude de 6,5mA et une largeur à mi-hauteur de 560fs. Il est à noter que pour une amplitude de 6,4mA le circuit à attaque indirecte ne se déclenche



(a) Cycle du circuit monostable à attaque directe et indirecte

(b) Zoom au point de polarisation

FIG. 3.35 – Simulation du circuit monostable

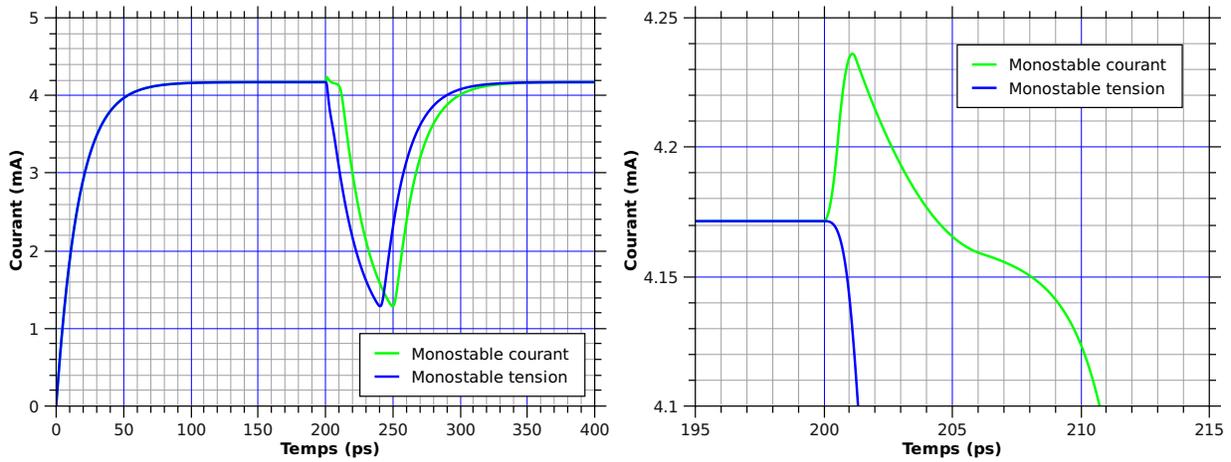
pas.

La figure 3.35(b) montre clairement comment l’impulsion de déclenchement fait basculer le circuit. Pour le circuit à attaque indirecte, cette impulsion va augmenter le courant traversant la diode ce qui va progressivement augmenter la tension, courbe en vert, jusqu’au basculement. C’est tout le contraire pour le circuit à attaque directe puisque l’impulsion est directement répercutée en sortie, ce qui se voit clairement avec la courbe en bleue.

Au niveau de la sensibilité telle que définie précédemment, il est clair que le circuit à attaque directe est plus sensible. Sur la figure 3.35(a), nous pouvons voir sur la courbe bleue un dépassement, *overshoot*, contrairement à la courbe verte au passage vers le point stable. Cela signifie que l’impulsion d’entrée a une amplitude trop importante ce qui va dégrader le signal de sortie comme nous le verrons par la suite.

La forme temporelle du courant traversant l’inductance est présentée sur les figures 3.36(a) et 3.36(b). Le régime transitoire dure environ 125ps pour atteindre le courant de polarisation du circuit pouvant être calculé avec l’équation 3.40 page 185. Le déclenchement du monostable à attaque directe est plus rapide que dans l’autre configuration d’environ 10ps pour cette simulation. La figure 3.36(b) montre clairement la différence de l’allure temporelle du courant entre les deux configurations suite à l’arrivée de l’impulsion de déclenchement. Cette valeur est propre aux éléments du circuit tels que la résistance de polarisation R_B , l’inductance L ou la caractéristique $I(V)$ de la DTR.

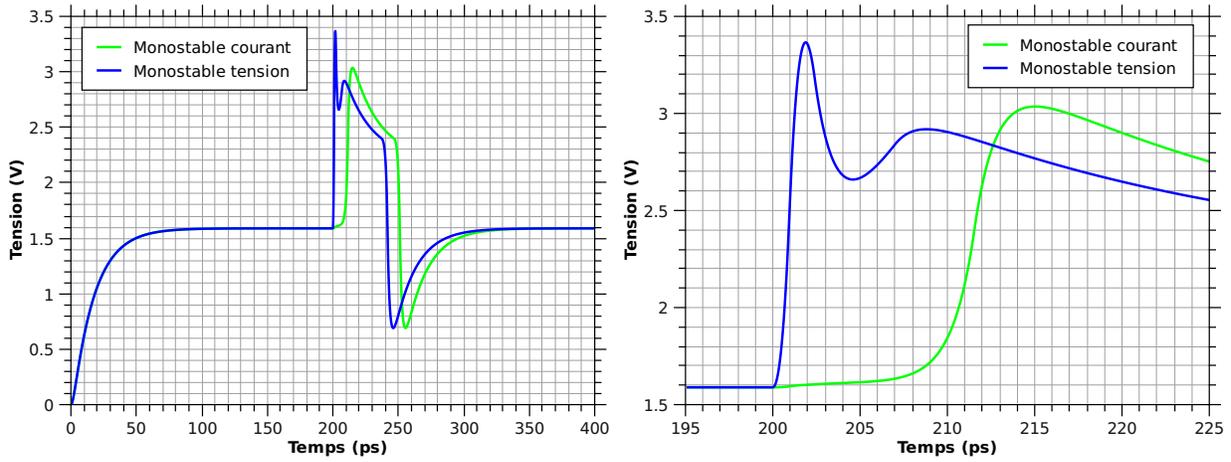
L’allure temporelle de la tension aux bornes de la DTR est présentée sur les figures 3.37(a) et 3.37(b). Cette tension est le signal de sortie du monostable. Tout comme le courant, le



(a) Courant dans le circuit monostable à attaque directe et indirecte (b) Zoom au point de polarisation

FIG. 3.36 – Simulation du circuit monostable

régime transitoire est d'environ 125ps avant de se stabiliser à la tension de polarisation qui peut être calculée avec l'équation 3.41 page 185. La largeur de l'impulsion à mi-hauteur est



(a) Tension dans le circuit monostable à attaque directe et indirecte (b) Zoom au point de déclenchement

FIG. 3.37 – Simulation de la tension du circuit monostable

de l'ordre de 40ps pour les deux configurations. Ce résultat n'est pas surprenant puisque nous avons vu que les constantes de temps du circuit sont les mêmes pour les deux polarisations. Le front montant du circuit à attaque directe est beaucoup plus raide.

Le dépassement que nous avons observé sur le cycle monostable est ici clairement identifiable avec la légère oscillation sur la courbe en bleue.

L'objectif visé est de 50ps cependant cette simulation n'est que très approximative et ne permet que de dégager des tendances sur la dynamique du monostable dans ces deux versions de

polarisation. La version plus complète dans la section suivante va nous permettre d'ajuster la valeur des composants.

Nous allons maintenant nous intéresser à la sensibilité du circuit définie par le rapport v_s/i_a . Cette sensibilité a déjà été calculée avec l'équation 3.17 page 156 pour le circuit à attaque indirecte et l'équation 3.21 page 157 pour le circuit à attaque directe. Avec la valeur des composants choisis, les différentes constantes de temps valent : $\tau_0 = 55,6\text{ps}$, $\tau_1 = 1,74\text{ps}$ et $\tau_2 = 16,6\text{ps}$ et la sensibilité statique $S=42\text{dB}\Omega$.

La sensibilité en fonction de la fréquence peut maintenant être tracée pour les deux configurations du circuit monostable. Les courbes sont présentées sur la figure 3.38 pour une fréquence variant de 100MHz à 10THz. La sensibilité a été tracée en décibels afin de faciliter la lecture.

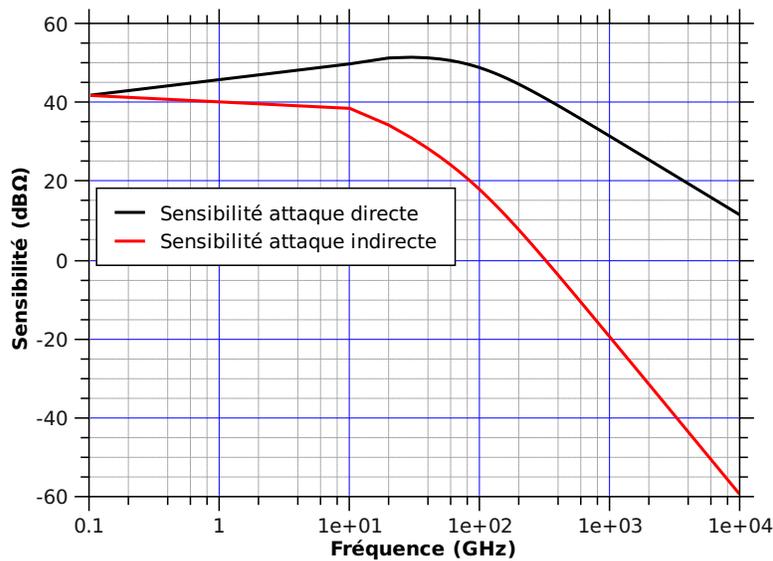
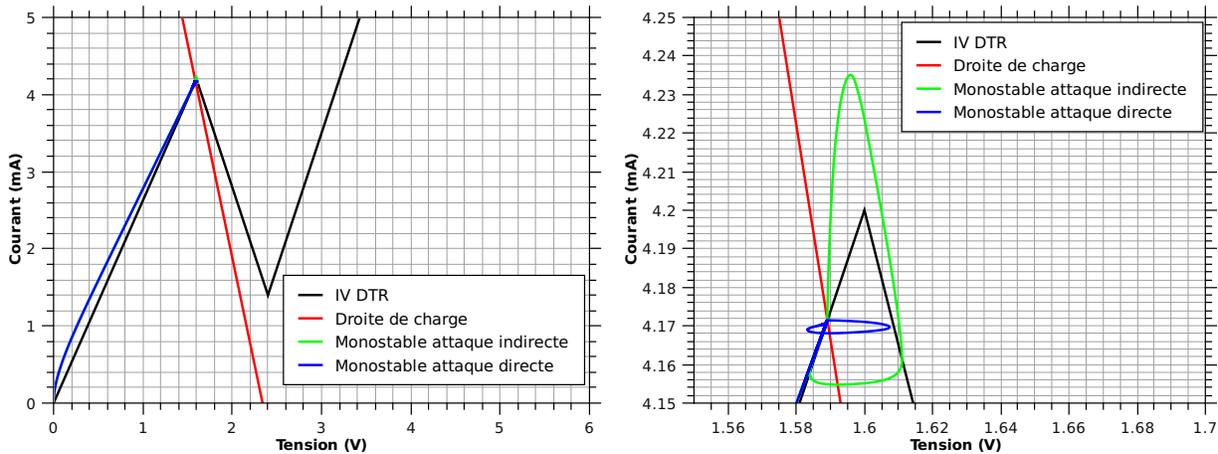


FIG. 3.38 – Sensibilité en décibels en fonction de la fréquence pour le circuit monostable dans la configuration polarisation à attaque directe ou indirecte.

Le circuit à attaque directe est plus sensible sur toute la gamme de fréquences du fait de son zéro dans la fonction de transfert. Cela lui permet de se comporter comme un système du premier ordre avec une pente de -20dB par décade contre -40dB par décade pour l'attaque indirecte. De plus, ce zéro caractérisé par τ_0 est actif en basse fréquence ce qui permet d'avoir une *résonance* et d'augmenter la sensibilité jusqu'à 400GHz.

Pour bien mettre en évidence la variation de tension en sortie v_s suite à une variation de courant en entrée i_a , nous allons simuler dans les deux configurations le cas de figure où l'impulsion d'entrée est trop faible pour déclencher le circuit. Ceci est réalisé en prenant une amplitude de $I_a = 6,4\text{mA}$ pour le circuit à attaque indirecte et $I_a = 100\mu\text{A}$ pour le

circuit à attaque directe. Dans le cas de l'attaque directe, l'amplitude est 64 fois plus faible que dans l'autre configuration, cela donne déjà une idée de la différence de sensibilité. Les figures 3.39(a) et 3.39(b) montrent la forme du cycle quand l'impulsion d'entrée n'est pas suffisante pour le déclenchement. Plus particulièrement sur la figure 3.39(b), où les trajec-



(a) Cycle du circuit monostable à attaque directe et indirecte

(b) Zoom au point de polarisation

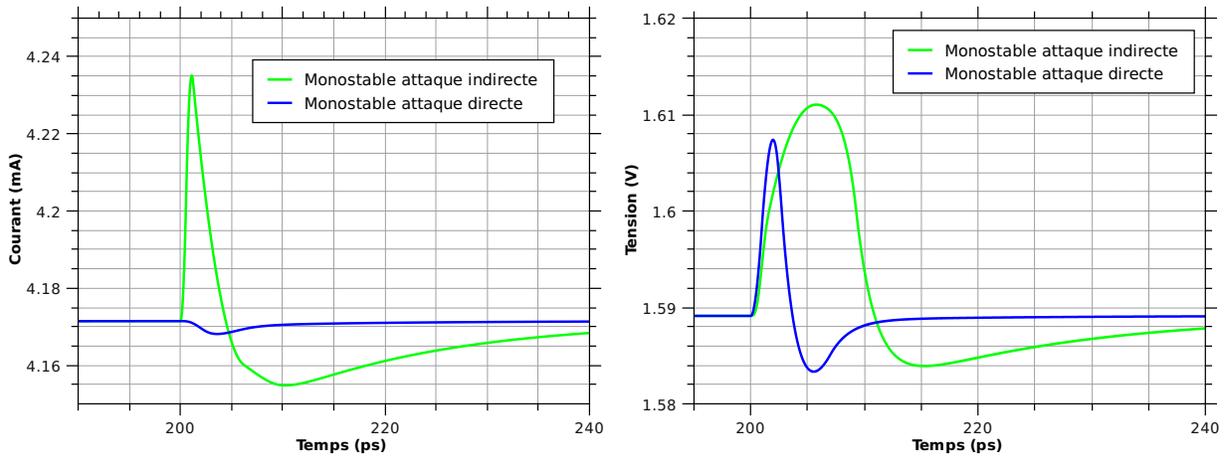
FIG. 3.39 – Mise en évidence du processus de déclenchement du monostable à attaque directe et indirecte par simulation

toires autour du point de polarisation sont agrandies. Il est clair que l'augmentation de la tension de sortie est une conséquence indirecte de l'impulsion d'entrée dans le cas de l'attaque indirecte. Puisque l'augmentation de courant entraîne une augmentation de tension, il faut donc augmenter de manière conséquente le courant pour atteindre la tension de seuil du déclenchement. Dans le cas du circuit à attaque directe, l'impulsion est directement convertie en tension sans augmentation du courant.

L'allure temporelle du courant sur la figure 3.40(a) permet de mettre en évidence la différence de mécanisme de variation du courant dans les deux configurations. Sur la figure 3.40(a), la forme temporelle du courant (en vert) sur la montée est quasiment identique à l'impulsion d'entrée de forme triangulaire. Par contre pour la courbe en bleue, cette variation est négative et en retard par rapport à l'impulsion de déclenchement à 200ps.

Le même constat peut être fait pour la forme temporelle en tension sur la figure 3.40(b) mais en faveur de la configuration à attaque directe.

En terme de sensibilité, la variation de la tension de sortie v_s est d'environ 17,5mV suite à une impulsion d'entrée I_a de 100 μ A pour le circuit à attaque directe. Cela représente une sensibilité de 45dB Ω qui est supérieure à la valeur de la sensibilité statique de 41,7dB Ω . Pour le circuit à attaque indirecte, la variation de la tension de sortie v_s est d'environ 21,9mV pour



(a) Zoom au point de polarisation (courant) pour le circuit à attaque direct et indirecte (b) Zoom au point de polarisation (tension) pour le circuit à attaque direct et indirecte

FIG. 3.40 – Allure du courant et de la tension avant déclenchement du circuit monostable

une impulsion I_a de 6,4mA. La sensibilité est donc de 10,7dBΩ. Ces valeurs sont cohérentes avec la courbe de sensibilité en fonction de la fréquence de la figure 3.38.

La courbe de sensibilité (obtenue avec le modèle petit signal) n'est valable qu'en régime harmonique et doit être utilisée avec la transformée de Fourier du signal d'entrée.

Bilan de la simulation

Cette simulation nous a permis de comparer le comportement des deux configurations du circuit monostable. De part sa conception, le circuit monostable à attaque indirecte est beaucoup moins sensible que à attaque directe. Ce constat peut être fait à partir de la fonction de transfert de la sensibilité ou des résultats de simulation.

Dans la section suivante nous allons simuler en détails le circuit monostable à attaque directe afin de déterminer la valeur des composants nécessaires pour obtenir une impulsion en sortie d'environ 50ps.

3.5.2 Simulation du circuit monostable complet à attaque directe

Les résultats de simulation des différentes configuration du circuit monostable confirment la meilleure sensibilité du circuit à attaque directe. Dans cette section, la simulation de ce circuit va être affinée en intégrant le modèle d'inductance vu dans le paragraphe 3.4.1.2 page 179. Le modèle est ajusté pour correspondre aux mesures expérimentales des inductances bobinées, les mêmes que nous allons utiliser pour réaliser le circuit. La caractéristique $i_D(v_s)$ est approchée en utilisant des splines d'ordre 3 dont les coefficients sont obtenus en interpolant la caractéristique statique des I(V) mesurés dans le paragraphe 3.3.1.3 page 168. L'impulsion

de déclenchement du monostable est modélisée par une expression analytique décomposée en deux parties. La première partie est la dérivée de l'impulsion gaussienne et la deuxième partie la dérivée de la somme des exponentielles décroissantes. Cette modélisation permet d'obtenir un résultat très proche de la forme d'onde temporelle expérimentale.

À partir de toutes ces considérations, le circuit complet qui va être simulé est présenté sur la figure 3.41 ainsi que les notations utilisées pour écrire les équations de ce circuit. En

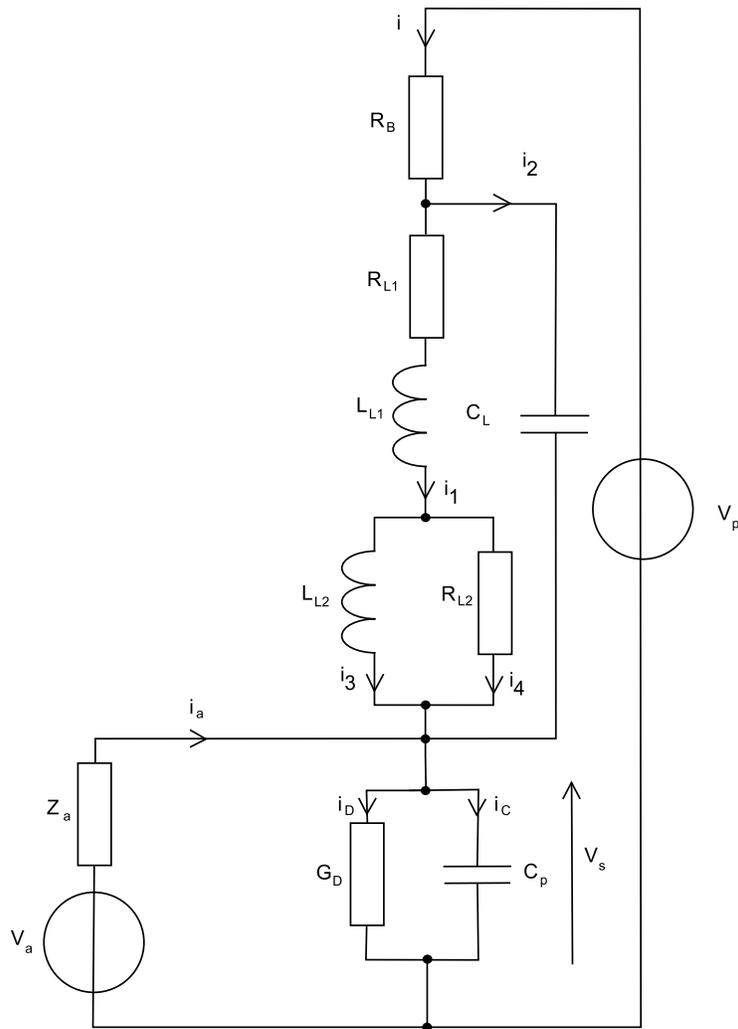


FIG. 3.41 – Schéma équivalent complet petit signal du circuit monostable à attaque directe
 appliquant la loi d'Ohm, la loi des mailles et la loi des nœuds, nous aboutissons à un système

d'équations différentielles linéaires couplées régissant la dynamique de v_s , i_1 , i_2 et i_3 :

$$\begin{aligned}
C_P \frac{dv_s}{dt} &= i_1 + i_2 + i_a - i_D & (3.42) \\
L_{L1} \frac{di_1}{dt} &= -(R_B + R_{L1} + R_{L2}) i_1 - R_B i_2 + R_{L2} i_3 - v_s + V_P \\
L_{L1} \frac{di_2}{dt} &= \left(R_B + R_{L1} + R_{L2} - \frac{L_{L1}}{R_B C_P} \right) i_1 + \left(R_B - \frac{L_{L1}}{R_B C_P} - \frac{L_{L1}}{R_B C_L} \right) i_2 - R_{L2} i_3 \\
&\quad + v_s - \frac{L_{L1}}{R_B C_P} (i_a - i_D) - V_P \\
L_{L2} \frac{di_3}{dt} &= R_{L2} i_1 - R_{L2} i_3
\end{aligned}$$

Ce système d'équations différentielles n'a pas de solution analytique du fait de la non-linéarité de certaines variables comme la caractéristique $I(V)$ de la DTR ou l'impulsion d'entrée i_a . Les constantes de temps régissant la dynamique du monostable ne peuvent être calculées pour les mêmes raisons, il faut donc résoudre ce système numériquement. Pour la résolution numérique, la méthode RK4 a été utilisée. Le schéma numérique utilisé est donné en annexes page 264.

Pour dériver ce système d'équations différentielles, nous avons considéré que la tension de polarisation V_P du circuit est constante. Cette simplification ne permet plus de simuler le régime transitoire suite à la mise sous tension du circuit. En effet avec cette simplification, le terme dV_P/dt dans l'expression de $L_{L1} di_2/dt$ est nul. Ce terme est responsable d'un pic de courant positif traversant le condensateur C_L à la mise en route. En l'absence de celui-ci, le terme $-R_B/L_{L1} V_P$ fait que le courant i_2 est négatif dans le régime transitoire avec les conditions initiales nulles au départ de la simulation.

Pour la modélisation de l'impulsion, nous allons nous servir du modèle proposé précédemment avec le début de l'impulsion modélisée par une gaussienne et la fin par une somme d'exponentielles décroissantes. Le modèle est bien décrit par l'équation 3.41 page 186. Pour l'impulsion térahertz, nous avons dérivé le signal issu des mesures pompe-sondes sur la couche G090618. Sur la figure 3.42, nous pouvons voir que le modèle correspond bien à la dérivée du signal expérimental. La fonction utilisée pour modéliser l'impulsion n'étant pas dérivable, il y a une cassure au niveau du raccordement entre les deux fonctions. Cela explique la différence entre les deux modèles pour l'impulsion négative du signal.

La caractéristique statique $I(V)$ de la DTR a été modélisée par des splines d'ordre 3. L'algorithme mis en œuvre pour déterminer les coefficients des polynômes est décrit en annexes page 267. Le résultat de cette interpolation est présenté sur la figure 3.43. La zone de résistance différentielle négative est modélisée par un seul polynôme d'ordre 3 qui permet de

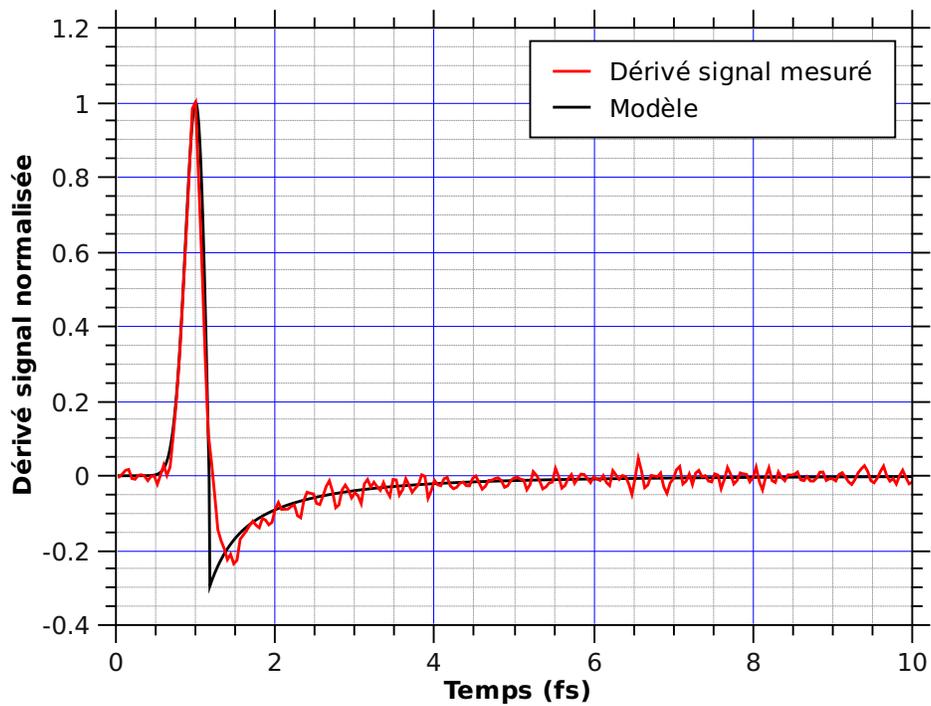


FIG. 3.42 – Impulsion détectée par l’antenne avec le modèle d’extrapolation

relier le courant pic et le courant de vallée.

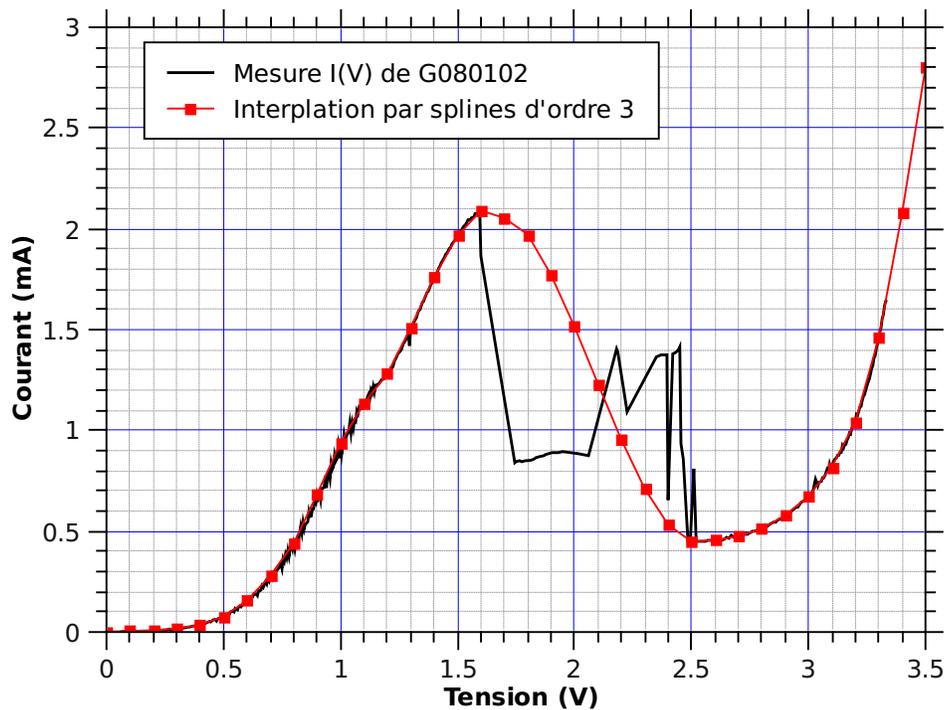


FIG. 3.43 – Mesure I(V) de la DTR et courbe d’extrapolation avec des splines d’ordre 3

Les modèles utilisés pour la modélisation de l'impulsion térahertz, la caractéristique statique $I(V)$ de la DTR et de l'inductance permettent d'avoir un modèle relativement complet du circuit monostable.

Nous allons maintenant simuler le circuit monostable à l'aide des trois modèles d'inductance i.e. les deux inductances discrètes bobinées manuellement et l'inductance intégrée simulée avec HFSS. La valeur crête de l'impulsion térahertz est de 8mA dont les caractéristiques temporelles sont identiques à celle de l'impulsion de la figure 3.42.

La tension de polarisation V_P est de 2,5V et la résistance de polarisation R_B de 450Ω.

Le modèle d'inductance utilisé comporte une capacité C_L de 22fF en parallèle avec l'inductance *pure* pour modéliser la capacité parasite. Cette capacité parasite est à l'origine de la fréquence de résonance des inductances. D'après les résultats de simulation présentés sur la figure 3.44(b), l'inductance se comporte comme une capacité à l'arrivée de l'impulsion térahertz. Cela a pour conséquence de court-circuiter l'inductance en haute fréquence et ainsi de

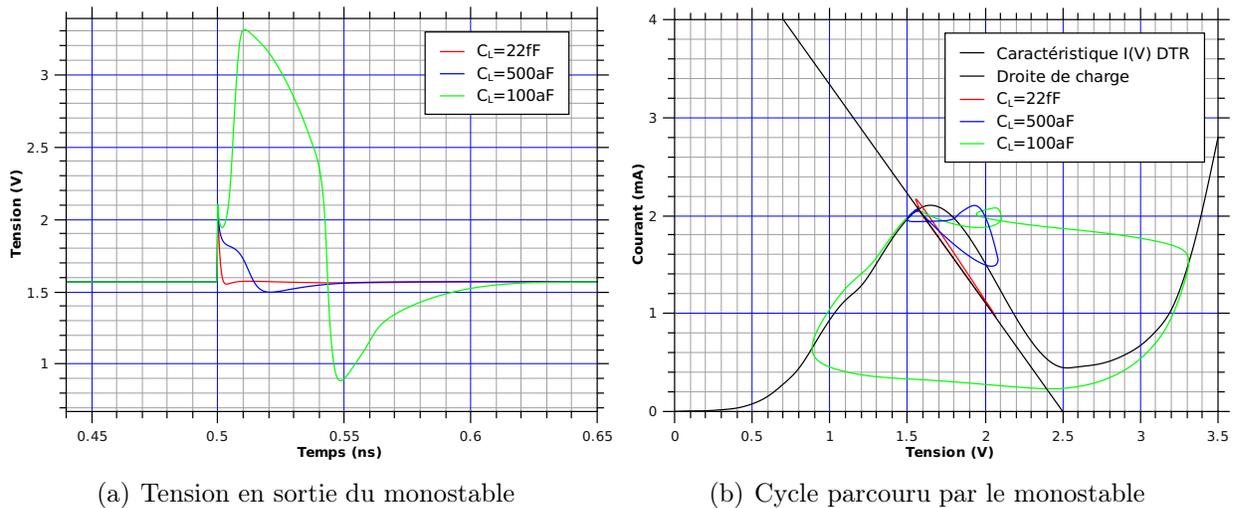


FIG. 3.44 – Simulation du circuit monostable en fonction de la capacité parasite C_L de l'inductance à 2 tours

modifier le cycle parcouru par le courant en fonction de la tension de sortie. En effet, le cycle parcouru suit exactement la droite de charge. En diminuant la valeur de C_L , il est possible de déclencher le monostable mais les valeurs atteintes par C_L ne sont pas très réalistes. Le circuit se déclenche pour une inductance qui aurait une fréquence de résonance de 122GHz, soit un ordre de grandeur supérieur à celles que nous avons caractérisées.

Pour comparer les différentes inductances nous avons tout simplement supprimé la ca-

capacité C_L dans le modèle de l'inductance. Les résultats de simulation sont présentés sur la figure 3.45 où l'on peut voir l'impulsion de sortie obtenue avec les différentes inductances. La durée de l'impulsion de sortie pour l'inductance simulée avec HFSS et les inductances

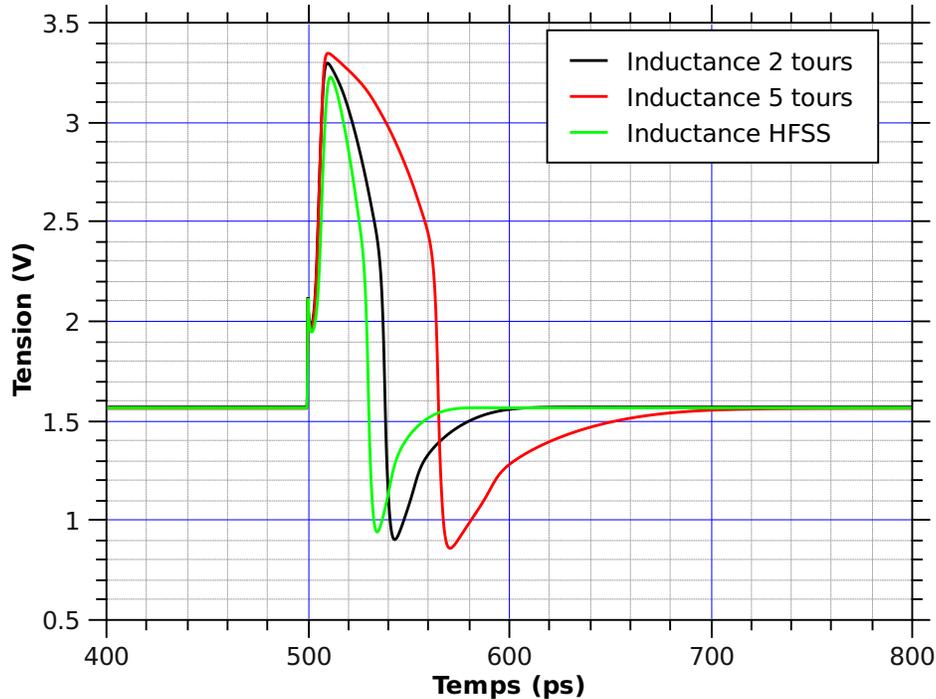


FIG. 3.45 – Simulation de la tension de sortie du monostable avec les 3 inductances sans la capacité parasite de l'inductance

artisanales de 2 tours et 5 tours sont respectivement de 30ps, 38ps et 64ps.

Pour cette caractéristique $I(V)$ et sous ces conditions de polarisation, l'inductance devrait avoir une valeur de 20nH pour atteindre les 50ps en sortie.

Dans les modèles d'inductance utilisés, la capacité parasite est trop importante et court-circuite l'inductance *pur* en haute fréquence. Cependant, il ne faut pas oublier que le modèle que nous utilisons ne tient pas compte de l'effet inductif qui se manifeste en haute fréquence après le passage de la fréquence de résonance.

Seules des mesures expérimentales peuvent confirmer si la conception de l'inductance intégrée en particulier doit être revue pour minimiser la capacité parasite. En utilisant par exemple, un substrat avec une permittivité plus faible ou avec un plus grand espacement entre les spires.

Pour l'inductance artisanale, il est plus facile d'espacer les spires et d'en augmenter le nombre pour obtenir la valeur d'inductance souhaitée ou encore d'utiliser un matériau ferromagné-

tique (avec des pertes non-négligeables à hautes fréquences).

3.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons étudié la faisabilité d'un monostable pour détecter des impulsions térahertz. L'étude théorique a montré que la durée de l'impulsion de sortie du monostable est fonction de la valeur de l'inductance et de la conductance de la DTR. Il faut maximiser ces deux valeurs pour augmenter la durée de l'impulsion. La résistance de polarisation R_B doit être maximisée pour augmenter la sensibilité du circuit pour la détection.

Une étude sur le bruit a révélé en première approximation que pour minimiser le *jitter*, il est préférable de polariser la diode où la conductance est élevée. Cela est un compromis avec le seuil de détection du circuit puisque celui-ci est d'autant plus faible que la diode est polarisée près de la tension pic.

La simulation du circuit complet montre que la capacité parasite C_L de l'inductance peut empêcher le circuit de fonctionner normalement. Cette capacité court-circuite l'inductance en haute fréquence et modifie l'évolution du courant dans la DTR en fonction de la tension. Cependant, comme dans toute simulation, les résultats obtenus sont fonction du degrés de modélisation de chaque élément. Dans notre cas, le modèle de l'inductance ne modélise le comportement de l'inductance que sur 10 GHz. Au delà le modèle se comporte comme une capacité. Les mesures expérimentales ont montré que l'inductance pouvait redevenir inductive au-delà de la fréquence de résonance. C'est pour cela que dans le chapitre 4, nous allons réaliser et caractériser le circuit monostable puis le comparer aux résultats de simulation que nous avons obtenus.

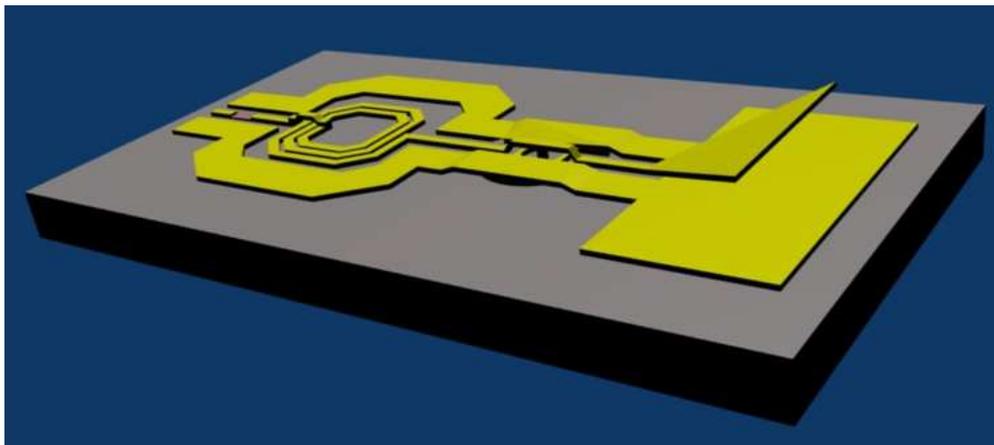


FIG. 3.46 – Circuit monostable intégré

Une autre possibilité est de diminuer la durée des impulsions en sortie (environ 10ps), ce qui

permettrait d'augmenter la fréquence de résonance des inductances.

Nous avons également étudié de manière théorique la possibilité de réaliser un circuit monostable intégré. Une représentation schématique est donnée sur la figure 3.46. À l'extrémité de la ligne se trouve la résistance de polarisation sur le ruban central. Le fait que cette résistance soit en série facilite la conception puisque la valeur peut être facilement ajustée en fonction de la longueur.

L'inductance utilisée est une inductance octogonale qui permet d'atteindre la dizaine de nH.

Dans cette topologie la capacité parasite C_L est due aux faces en regard des spires.

La suite du circuit intégré est similaire à ce qui a été réalisé et à ce que nous allons étudier en détails dans le chapitre 4 : une DTR et l'antenne cornet.

Bibliographie

- [1] 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. *Applied Physics Letters*, 58(20) :2291–2293, 1991.
- [2] Ozbay E., Bloom D.M., Chow D.H., and Schulman J.N. 1.7-ps, microwave, integrated-circuit-compatible InAs/AlSb resonant tunneling diodes. *Electron Device Letters, IEEE*, 14(8) :400–402, Aug 1993.
- [3] D. J. Paul, P. See, I. V. Zozoulenko, K. F. Berggren, B. Hollander, S. Mantl, N. Griffin, B. P. Coonan, G. Redmond, and G. M. Crean. n-type Si/SiGe resonant tunnelling diodes. *Materials Science and Engineering B*, 89(14) :26–29, February 2002.
- [4] R. Tsu and L. Esaki. Tunneling in a finite superlattice. *Applied Physics Letters*, 22(11) :562–564, 1973.
- [5] Serge Luryi. Frequency limit of double-barrier resonant-tunneling oscillators. *Applied Physics Letters*, 47(5) :490–492, 1985.
- [6] G. Iannaccone and B. Pellegrini. Unified approach to electron transport in double-barrier structures. *Physical Review B*, 52(24) :17406–17412, 1995.
- [7] D. Querlioz, P. Dollfus, V.N. Do, A. Bournel, and V.L. Nguyen. An improved Wigner Monte-Carlo technique for the self-consistent simulation of RTDs. *Journal of Computational Electronics*, 5(4) :443–446, 2006.
- [8] E. R. Brown, C. D. Parker, and T. C. L. G. Sollner. Effect of quasibound-state lifetime on the oscillation power of resonant tunneling diodes. *Applied Physics Letters*, 54(10) :934–936, 1989.
- [9] R. Lake and Junjie Yang. A physics based model for the RTD quantum capacitance. *Electron Devices, IEEE Transactions on*, 50(3) :785–789, March 2003.
- [10] Michael N Feiginov. Does the quasibound-state lifetime restrict the high-frequency operation of resonant-tunnelling diodes? *Nanotechnology*, 11(4) :359–364, 2000.
- [11] Yun Zheng and R. Lake. Self-consistent transit-time model for a resonant tunnel diode. *Electron Devices, IEEE Transactions on*, 51(4) :535–541, April 2004.
- [12] K.W. Robbins. Short base-band pulse receiver, 1972. US Patent 3,662,316.
- [13] L. Esaki and R. Tsu. Superlattice and negative differential conductivity in semiconductors. *I B M J RES DEVELOP*, 14(1) :61–65, 1970.
- [14] M.H. Lewin. Negative-resistance elements as digital computer components. *AFIPS Joint Computer Conferences*, pages 15–27, 1959.

- [15] M. Lewin, A. Samusenko, and A. Lo. The tunnel diode as a logic element. In *1960 IEEE International Solid-State Circuits Conference. Digest of Technical Papers*, volume 3, 1960.
- [16] W.C.G. Ortel. The monostable tunnel diode trigger circuit. *Proceedings of the IEEE*, 54(7) :936–946, 1966.
- [17] M. Martini and G. Ottaviani. Noise in tunnel diode monostable circuits. *Proceedings of the IEEE*, 56(2) :224–225, 1968.
- [18] W. Schottky. Über spontane Stromschwankungen in verschiedenen Elektrizitätsleitern. *Annalen der Physik*, 57 :541–567, 1918.
- [19] U. Fano. Ionization yield of radiations. II. The fluctuations of the number of ions. *Physical Review*, 72(1) :26–29, 1947.
- [20] ER Brown. Analytical model of shot noise in double-barrier resonant-tunneling diodes. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 39(12) :2686–2693, 1992.
- [21] Naoyuki Orihashi, Shinnosuke Hattori, Safumi Suzuki, and Masahiro Asada. Experimental and theoretical characteristics of sub-terahertz and terahertz oscillations of resonant tunneling diodes integrated with slot antennas. *Japanese Journal of Applied Physics*, 44(11) :7809–7815, 2005.
- [22] N. Orihashi, S. Suzuki, and M. Asada. One THz harmonic oscillation of resonant tunneling diodes. *Applied Physics Letters*, 87(23) :233501, 2005.
- [23] E Lheurette. *Composants non linéaires à hétérostructures pour la génération aux longueurs d’onde millimétrique et submillimétrique*. PhD thesis, Université des Sciences et Technologies de Lille, 1996.
- [24] Nam-Jin Oh and Sang-Gug Lee. A simple model parameter extraction methodology for an on-chip spiral inductor. *ETRI Journal*, 28(1) :115–118, 2006.
- [25] S. Chaki, S. Aono, N. Andoh, Y. Sasaki, N. Tanino, and O. Ishihara. Experimental study on spiral inductors. *Microwave Symposium Digest, 1995., IEEE MTT-S International*, pages 753–756 vol.2, May 1995.
- [26] J.N. Schulman, H.J. De Los Santos, and D.H. Chow. Physics-based RTD current-voltage equation. *Electron Device Letters, IEEE*, 17(5) :220–222, May 1996.
- [27] Mayukh Bhattacharya and Pinaki Mazumder. Convergence issues in resonant tunneling diode circuit simulation. *VLSI Design, International Conference on*, 0 :499, 2000.
- [28] M. Bhattacharya and P. Mazumder. Augmentation of SPICE for simulation of circuits containing resonant tunneling diodes. *Computer-Aided Design of Integrated Circuits and Systems, IEEE Transactions on*, 20(1) :39–50, Jan 2001.

Chapitre 4

Dispositifs pour la génération et la détection de térahertz

Dans le chapitre 2 nous avons étudié la croissance du GaAsSb-BT comme matériau sensible à $1,06\mu\text{m}$ pour la génération de térahertz. Dans le troisième chapitre nous avons fait l'étude théorique du monostable à base de la diode à effet tunnel résonnant (DTR) pour la détection d'impulsions térahertz. Dans ce même chapitre, les DTR ont été caractérisées par des mesures statiques de $I(V)$ par diverses méthodes.

Dans ce chapitre, nous allons réaliser et caractériser des dispositifs à base de GaAsSb-BT pour la génération de térahertz. En parallèle, nous réaliserons des photodiodes à transport unipolaire (UTC-PD¹) à base d'antimoine dans la continuité des travaux de A. Beck en collaboration avec M. Zaknour.

Et pour finir, nous réaliserons et caractériserons le monostable dont les étapes technologiques sont similaires à celles utilisées par A. Beck pour la réalisation des UTC-PD.

Nous commencerons par introduire brièvement la réponse transitoire en émission et en réception d'antennes large bande. Cela va nous permettre de discuter de la forme temporelle des signaux détectés par l'antenne cornet TEM que nous allons utiliser.

4.1 Réponse transitoire d'antennes large bande en émission et réception

Le principe bien connu de réciprocité entre l'antenne d'émission et de réception qui stipule :

"Si une tension est appliquée aux bornes d'une antenna A et que le courant est

¹Uni-Travelling Carrier Photodiode

mesuré sur une autre antenne B, alors un courant de même valeur (amplitude et phase) apparaîtra aux bornes de A si la même tension est appliquée aux bornes de B[1]."

n'est pas tout à fait exact dans le domaine temporel. En effet, à l'aide de la théorie de diffraction d'ondes planes[2], Kanda[3] a montré que la réponse transitoire en transmission d'une antenne est proportionnelle à la dérivée de la réponse transitoire en réception de cette même antenne. Pour cela, la fonction de transfert en émission $T_t(f)$ est définie comme le rapport entre le champ électrique rayonné $E^{ray}(f, r)$ et une onde incidente $a_0(f)$ sur les bornes de l'antenne. Cette fonction de transfert est donnée par la relation suivante :

$$T_t(f) = \frac{E^{ray}(f, r)}{a_0(f)} = jkS_{10}(K = 0) \frac{e^{-jkr}}{r} \quad (4.1)$$

où $S_{10}(K = 0)$ est la transmission caractéristique d'une matrice de diffusion d'une antenne avec K la composante transverse de k , et r la distance entre l'antenne et le point de l'espace considéré.

La fonction de transfert en réception $T_r(f)$ définie par le rapport entre l'onde émergent des bornes de l'antenne $b_0(f)$ et le champ électrique $E^{inc}(f, r)$ incident sur l'antenne est donnée par l'équation suivante :

$$T_r(f) = \frac{b_0(f)}{E^{inc}(f, r)} = 2\pi S_{01}(K = 0) \frac{e^{-jkr}}{r} \quad (4.2)$$

où $S_{01}(K = 0)$ est la réception caractéristique d'une matrice de diffusion d'une antenne.

Les éléments de la matrice diffusion, $S_{10}(K = 0)$ et $S_{01}(K = 0)$, d'une antenne sont reliés par le théorème de réciprocité par la relation suivante :

$$\eta_L S_{01}(K = 0) = -\eta_0 S_{10}(K = 0) \quad (4.3)$$

où η_L est l'admittance de charge de l'antenne, η_0 l'admittance caractéristique du vide.

Nous pouvons maintenant calculer le rapport entre la fonction de transfert en transmission et en réception d'une même antenne :

$$\frac{T_t(f)}{T_r(f)} = -\frac{jk\eta_L}{2\pi\eta_0} \frac{e^{-jkr}}{r} \quad (4.4)$$

De cette équation, nous pouvons voir que la réponse transitoire en transmission est proportionnelle à la dérivée de la réponse en réception ($jk = j\omega/c$) quand η_L est réelle et indépendante de la fréquence.

Dans le cadre des télécommunications à bande étroite cette dérivée n'introduit qu'un déphasage de 90° ce qui transforme les sinus en cosinus. Par contre dans le cadre des télécommunications à large bande cela a des conséquences intéressantes sur les antennes comme nous allons le voir par la suite.

Signaux transitoires obtenus avec différents types d'antennes en émission et en réception

Les géométries ainsi que les propriétés temporelles de quelques antennes sont présentées respectivement sur la figure 4.1 et le tableau 4.1. Dans le cas du monopole ultra-court, l'expression analytique du champ électrique rayonné en champ lointain est proportionnelle à di/dt . De plus l'impédance du monopole ultra-court tend à être purement capacitive ce qui

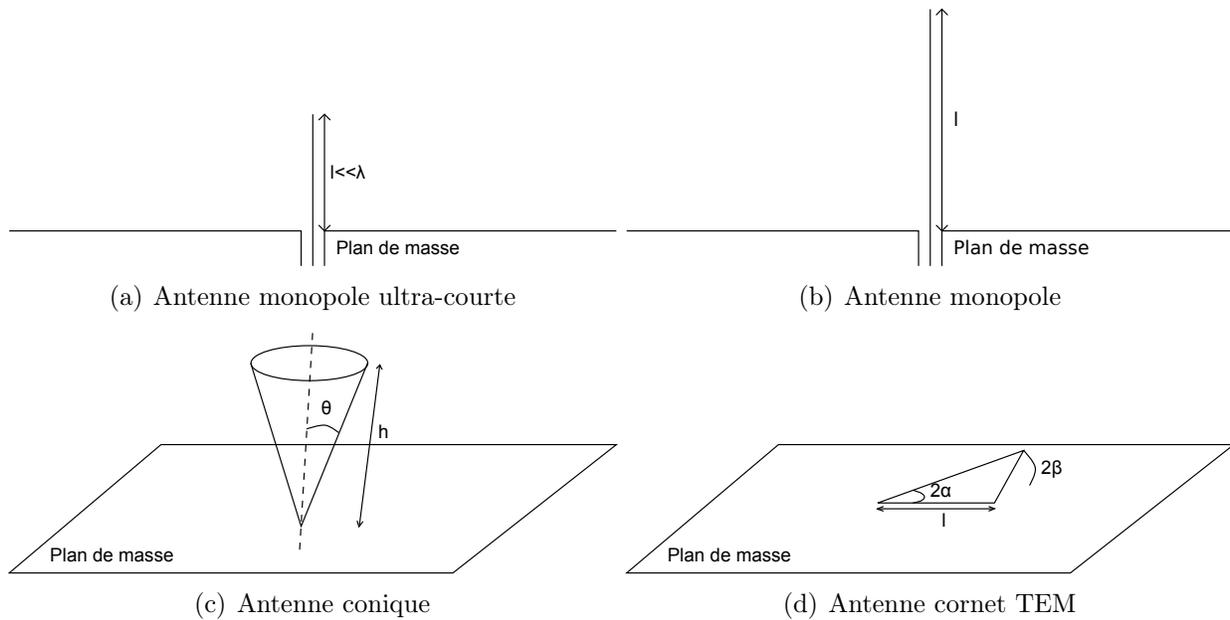


FIG. 4.1 – Géométrie de quelques antennes

relie le courant et la tension par la relation $i = Cdu/dt$. Ainsi le champ électrique rayonné est proportionnel à la dérivée seconde de la tension. Pour les antennes large bande l'impédance de l'antenne est réelle, le courant est directement proportionnel à la tension. Pour mettre en

Antenne	Émission	Réception
Monopole ultra-court ($l \ll \lambda$)	$\frac{\partial^2}{\partial t^2}$	$\frac{\partial}{\partial t}$
Monopole	1	\int
Conique	1	\int
Cornet TEM	$\frac{\partial}{\partial t}$	1

TAB. 4.1 – Propriétés de différentes antennes large bande

évidence ces propriétés Andrews[4] a mesuré la réponse temporelle de différentes antennes suite à leur excitation par un échelon de tension ayant un temps de montée de 9ps. Quelques résultats obtenus avec la combinaison de plusieurs antennes sont présentés sur la figure 4.2. La figure 4.2(a) présente la réponse transitoire avec des antennes coniques en réception et en

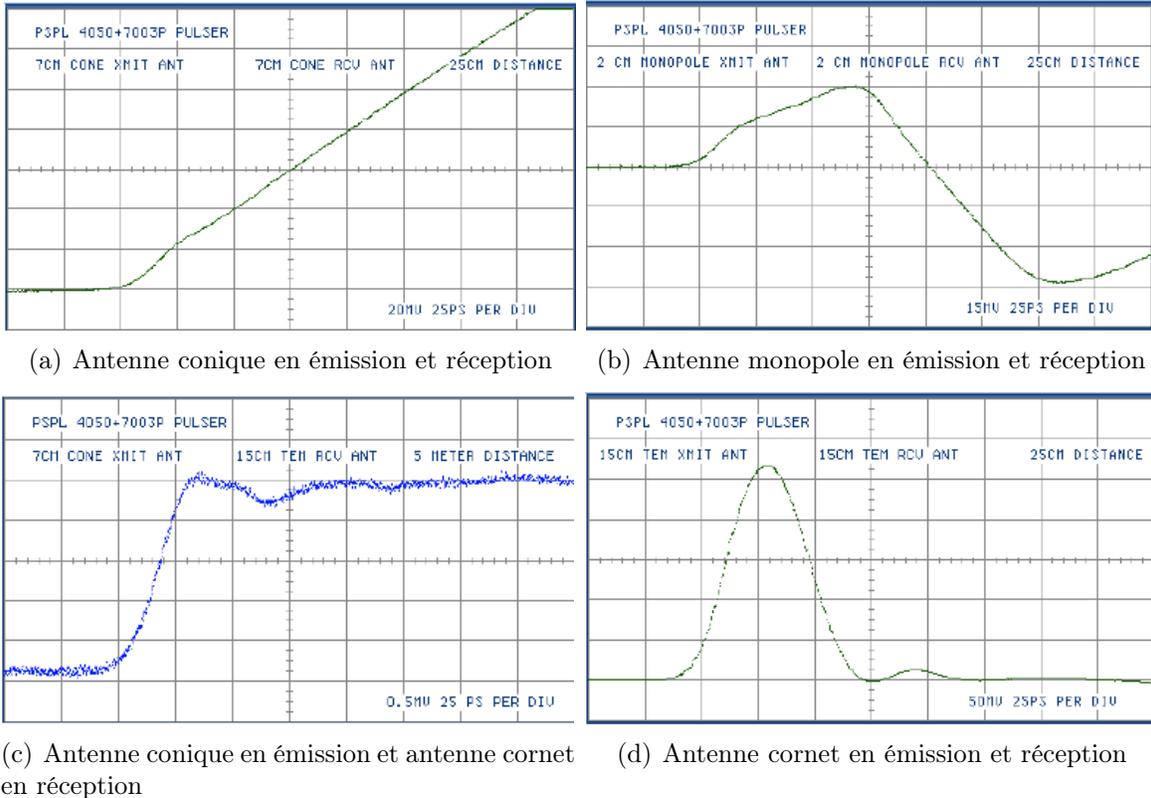


FIG. 4.2 – Forme temporelle des signaux en réception suite à l'émission d'un échelon[4]

émission. Nous observons bien une rampe de tension suite à l'intégration de l'échelon. Afin de mettre en évidence l'aspect transitoire de cette réponse, la figure 4.2(b) représente le résultat obtenu avec deux antennes monopoles ayant les mêmes propriétés qu'une antenne conique en émission et en réception. Au bout d'un certain temps la tension mesurée en fonction du temps n'est plus une rampe de tension à cause des réflexions multiples au sein de l'antenne. Cela montre bien l'aspect transitoire de ces propriétés. Ainsi avec la combinaison d'une antenne conique en émission et d'une antenne cornet en réception, il est possible de préserver la forme temporelle de l'impulsion. Enfin, sur la figure 4.2(d), nous pouvons voir la forme temporelle en réception (antenne cornet TEM) suite à l'excitation par un échelon d'une antenne cornet en émission. L'échelon est dérivé à l'émission ce qui se traduit par une impulsion à la réception. C'est la configuration que nous allons utiliser pour l'émission et la réception d'impulsions terahertz.

Antenne cornet TEM large bande

Dans ce paragraphe nous allons présenter succinctement l'antenne cornet TEM que nous allons utiliser pour la réalisation des différents dispositifs. L'antenne cornet utilise le principe d'ouverture rayonnante ce qui lui permet d'adapter progressivement l'onde électromagnétique du mode guidé vers le mode de propagation en espace libre. L'impédance caractéristique d'une antenne cornet est entièrement définie à partir des angles α et β . Les dimensions de l'antenne sont choisies de manière à avoir une impédance caractéristique d'environ 50Ω . Le coefficient de réflexion S_{11} est inférieur à -10dB de 100GHz à 1THz ce qui va nous permettre d'émettre des impulsions térahertz sans trop de distorsions.

La figure 4.3 représente différents diagrammes de rayonnement simulés par T. Akalin avec CST Microwave Studio en fonction de la fréquence. Les paramètres géométriques de l'antenne

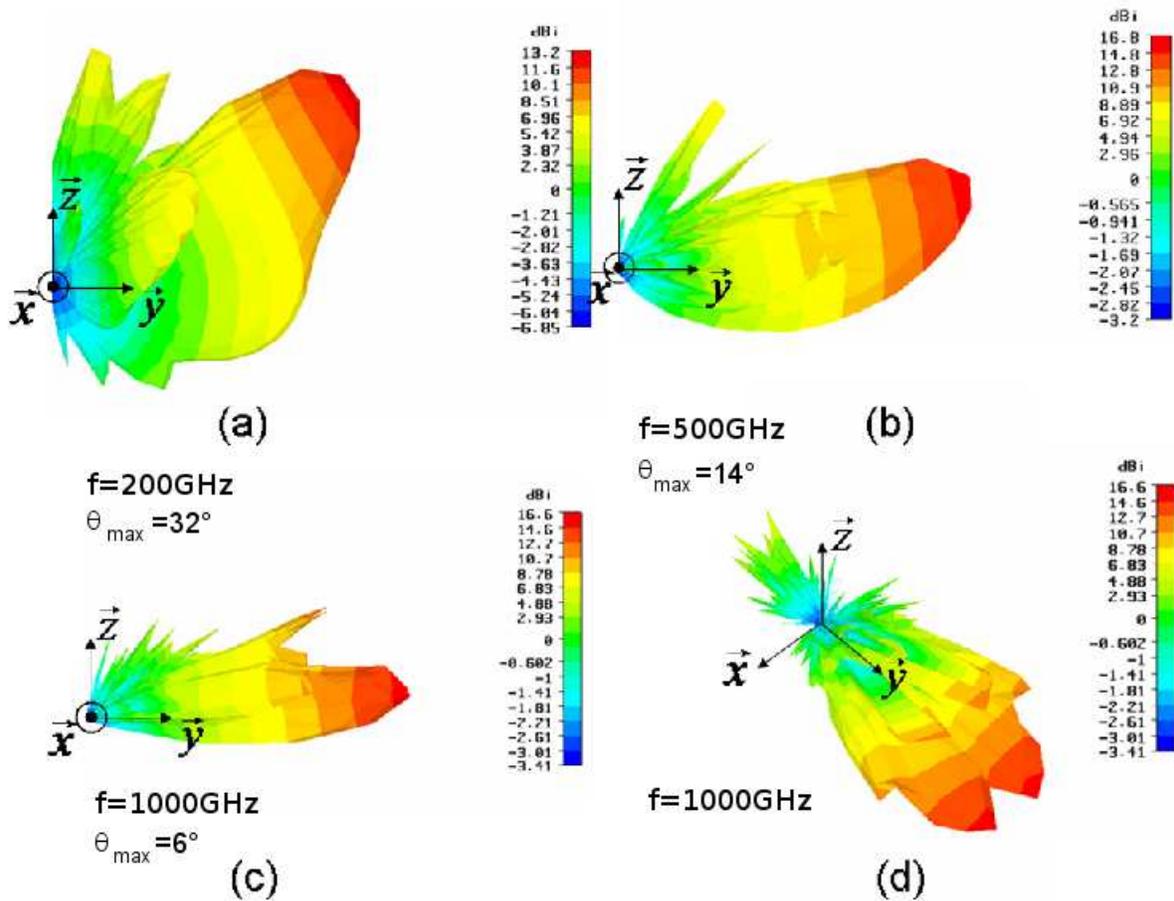


FIG. 4.3 – Diagrammes de rayonnement de l'antenne cornet pour différentes fréquences. Le plan (Ox,Oy) est le plan de masse de l'antenne.

sont : $\alpha \approx 24^\circ$, $\beta \approx 7,5^\circ$ et $l = 3\text{mm}$.

Après avoir étudié le régime transitoire d'antennes large bande et plus particulièrement

l'antenne cornet TEM, nous allons maintenant voir l'étude et la réalisation de photomélangeurs et d'antennes photoconductrices.

4.2 Les photodiodes à transport unipolaire InGaAs/InP

L'UTC-PD permet de s'affranchir de la limitation qui est apparue dans les photodiodes p-i-n² pour la montée en fréquence. Cette limitation est un compromis fixé par l'épaisseur de la zone absorbante intrinsèque qui sert également de zone de transit pour les électrons. Une couche d'absorption épaisse augmente la réponse du composant mais au détriment du temps de transit plus long des électrons ce qui diminue la fréquence de coupure. De plus, la conduction se fait par un courant d'électrons et de trous. Les trous sont beaucoup plus lents que les électrons et tendent à s'accumuler dans la zone absorbante, ce qui diminue le champ.

La solution à ce problème a été proposée par la société japonaise NTT³ en 1997 dans un article de Ishibashi *et al* [5]. Elle consiste à séparer physiquement la zone absorbante (ZA) de la zone de charges d'espace (ZCE) et d'évacuer le plus rapidement possible les trous. Pour ce faire, la couche absorbante est fortement dopée p ainsi les trous photogénérés sont rapidement évacués en vertu de la neutralité électrique au sein du matériau.

La structure de bande de ce composant est présentée sur la figure 4.4. La ZA fortement dopée p est appelée parfois base par analogie au transistor HBT. La ZCE a une bande interdite suffisamment grande pour être transparente au rayonnement optique. L'absorption d'un photon dans la ZA génère une paire d'électron-trou. Les trous sont majoritaires du fait du dopage et on montre alors que les trous sont collectés à l'anode avec la constante de temps $\tau = \epsilon/\sigma$ appelée constante de temps de relaxation diélectrique. Les électrons étant minoritaires, ils diffusent (la ZA étant fortement dopée p, le champ électrique est très faible) vers la zone de charges d'espace où ils vont être accélérés par le champ électrique et être collectés à la cathode. Une barrière de diffusion est insérée entre l'anode et la ZA pour bloquer les électrons et les forcer à aller vers la ZCE.

La transition entre la ZA et la ZCE se fait à l'aide d'un espaceur en alliage ternaire ou quaternaire. Cet espaceur empêche les dopants de diffuser dans le collecteur, ce qui réduirait la mobilité des électrons et augmenterait la hauteur de barrière. Mais il a surtout pour rôle de diminuer la barrière de potentiel formée par la différence d'énergie (ΔE_C) entre le haut de la bande de conduction de la ZA et le haut de la bande de la ZCE.

²Photodiode composée d'une couche dopée p, d'une couche absorbante intrinsèque et d'une couche dopée n

³Nippon Telegraph and Telephone

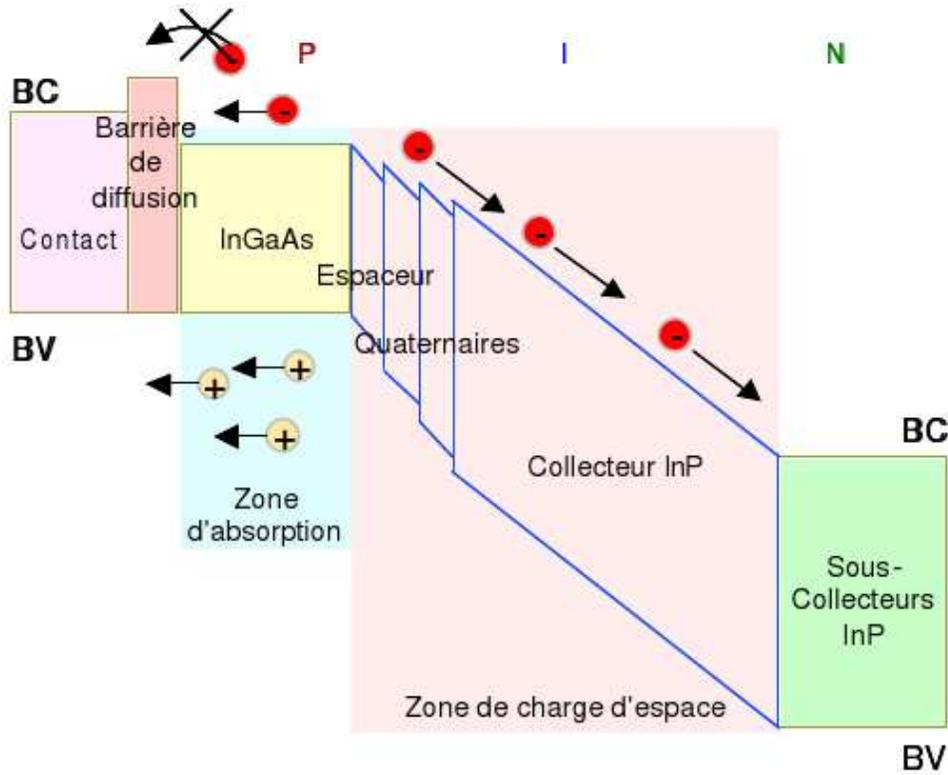


FIG. 4.4 – Principe de fonctionnement d’une UTC-PD de type I (InGaAs/InP)

D’un point de vue dynamique, étant donné que seuls les électrons interviennent dans le temps de réponse, la réponse fréquentielle est beaucoup plus élevée que dans une structure classique de type PIN. La fréquence de coupure est principalement limitée par le temps de transit des électrons dans la ZCE et la diffusion des électrons dans la ZA. Autrement dit, le coefficient de diffusion des électrons dans la ZA et la mobilité des électrons dans la ZCE jouent un rôle important dans la fréquence de coupure des UTC-PD avec la constante de temps RC. L’expression du module du photocourant[13] d’une UTC-PD en fonction de la fréquence s’écrit :

$$|i(\omega)| = \frac{I_0}{\sqrt{1 + (\omega\tau_a)^2} \sqrt{1 + (\omega\tau_c)^2}} \left| \frac{\sin(\omega\tau_t/2)}{\omega\tau_t/2} \right| \quad (4.5)$$

avec I_0 le photocourant statique fonction de la puissance optique, $\tau_a = W_a^2/2D_e + W_a/v_{th}$ la constante de temps fixée par la largeur de la ZA où W_a est la largeur de la ZA, D_e le coefficient de diffusion des électrons dans la ZA et $v_{th} = \sqrt{kT/2\pi m^*}$ la vitesse d’émission thermoïonique des électrons, $\tau_c = RC_C$ où R est la résistance de charge de la diode et C_C la capacité de

jonction de la diode et finalement $\tau_t = W_c/v_{sat}$ le temps de transit des électrons dans le collecteur où W_c est la largeur du collecteur et v_{sat} la vitesse de saturation des électrons dans le collecteur.

Ainsi la photodiode UTC-PD est caractérisée dynamiquement par 3 constantes de temps.

Les résultats obtenus avec les UTC-PD sont aujourd’hui à l’état de l’art parmi les sources optoélectroniques. Ito *et al* [6] ont obtenu une fréquence de coupure de 310GHz et des puissances de 2,6 μ W à 1,04THz[7][8][9] ont été mesurées.

4.2.1 Les photodiodes à transport unipolaire GaAsSb/InP

Les UTC-PD réalisées à partir de l’hétérostructure InGaAs/InP ont donné d’excellents résultats mais souffrent d’un inconvénient limitant leurs performances. Cette hétérostructure de type I a un $\Delta E_C = 220\text{meV}$ qui, comme nous l’avons vu, est une barrière pour les électrons en provenance de la zone absorbante.

L’hétérostructure GaAsSb/InP (figure 4.5) est de type II avec un $\Delta E_C = -50\text{meV}$ favorable, c’est à dire que le haut de la bande de conduction de la ZCE est en dessous de celle de la ZA. Contrairement à la structure InGaAs/InP, les électrons sont accélérés pendant cette transition au lieu d’être piégés ou réfléchis, ce qui facilite le transport de la ZA vers la ZCE. Un autre avantage est le dopant de type p utilisé pour la ZA. Le bâti à sources solides que nous avons utilisé pour réaliser les couches dispose d’une source de carbone pour doper p le GaAsSb. Le carbone a la propriété de très peu diffuser contrairement au béryllium dans l’InGaAs. Malheureusement le carbone n’est pas présent sur le bâti sur lequel les couches en InGaAs ont été réalisées.

L’espaceur n’est donc plus utile dans cette structure puisque le $\Delta E_C = -50\text{meV}$ est favorable aux électrons et les dopants ne diffusent que très peu.

Une UTC-PD avec une hétérostructure GaAsSb/InP de 143 μm^2 , soit un diamètre de 13,5 μm , a été réalisée par Zheng *et al* [10]. La limitation fréquentielle de leur banc de mesure à 50GHz ne leur a pas permis de caractériser ce composant au delà de cette fréquence. Cependant la fréquence de coupure a été estimée à 105GHz pour une couche absorbante de 100nm d’épaisseur avec une réponse de 40mA/W.

En complément de ces premiers résultats expérimentaux Dyson *et al* [11] ont publié des résultats de simulation comparant la structure InGaAs/InP (type I) et GaAsSb/InP (type II). Cette simulation est basée sur un modèle de dérive-diffusion qui ne prend pas en compte le transport balistique, l’échauffement du composant, ni le circuit extérieur. La structure de type I présente une fréquence de coupure plus élevée du fait de la meilleure mobilité des

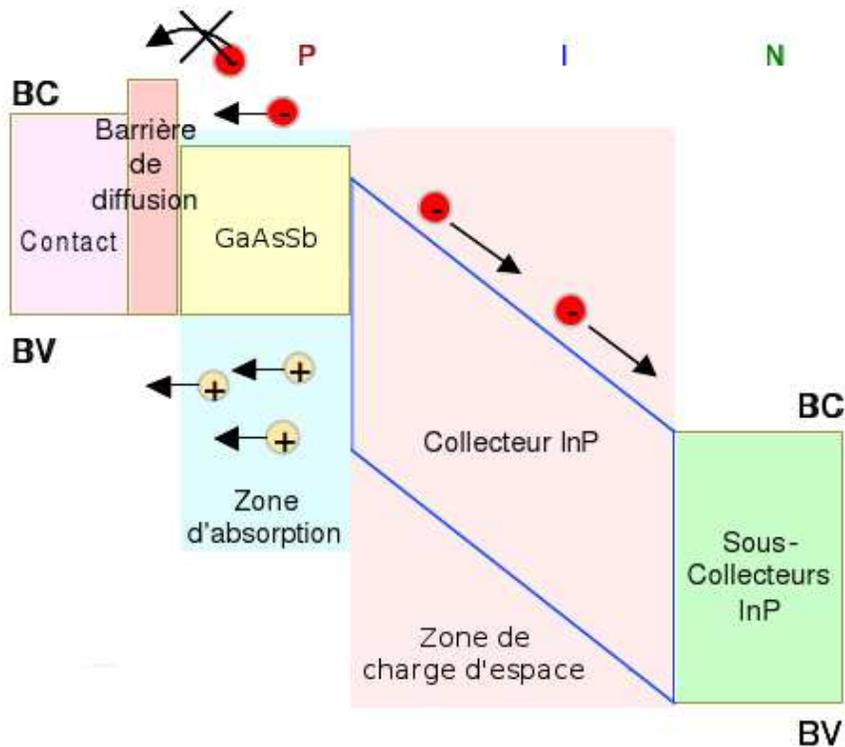


FIG. 4.5 – Principe de fonctionnement d’une UTC-PD de type II (GaAsSb/InP)

électrons dans la ZCE. Par contre pour une illumination plus importante la structure de type II a un meilleur comportement et sa fréquence de coupure est plus élevée. En effet, sous forte illumination un phénomène de saturation dans la structure de type I a lieu au niveau de l’interface ZA-ZCE. Une accumulation de charges favorisée par la discontinuité de bande diminue le champ dans la ZCE et dégrade la fréquence de coupure. Dans le cas de l’hétérojonction GaAsSb/InP, cette discontinuité est favorable aux électrons.

4.3 Réalisation d’un photomélangeur à base d’UTC-PD GaAsSb/InP

Le photomélangeur est réalisé sur les couches S071211 et S071212 où seul le dopage de la ZA est différent. Les couches épitaxiales sont présentées dans le tableau 4.2.

La réalisation du photomélangeur se déroule en trois grandes étapes. La première étape consiste à réaliser l’UTC avec les contacts ohmiques supérieurs et inférieurs. Cette étape est similaire à celle que nous avons vue pour la réalisation de DTR de petites sections dans le

	Matériau	Epaisseur (Å)	Dopage (cm ⁻³)
Substrat InP semi-isolant	InP		
Tampon	InP	175	nid
Couche d'arrêt de gravure	Ga _{0,47} In _{0,53} As	200	nid
Sous-collecteur (2)	InP	3000	n=3 · 10 ¹⁹ (Si)
Contact cathode	Ga _{0,47} In _{0,53} As	600	n=2 · 10 ¹⁹ (Si)
Sous-collecteur (1)	InP	500	n=2 · 10 ¹⁹ (Si)
Collecteur	InP	2500	nid
Zone d'absorption	GaAs _{0,51} Sb _{0,49}	1000	p=1 · 10 ¹⁸ (C) S071211
			p=5 · 10 ¹⁸ (C) S071212
Barrière de diffusion	Al _{0,2} Ga _{0,8} As _{0,51} Sb _{0,49}	200	p=5 · 10 ¹⁹ (C)
Contact anode	GaAs _{0,51} Sb _{0,49}	500	p=5 · 10 ¹⁹ (C)

TAB. 4.2 – Structure épitaxiale des couches S071211 et S071212. Le dopage de la zone absorbante varie d'une couche à l'autre

paragraphe 3.3 page 161. Lors de la deuxième étape, nous allons déposer le plan de masse de l'antenne cornet et les lignes qui vont contacter le composant. Le composant est connecté aux lignes à l'aide d'un pont à air que nous verrons plus en détails par la suite. La dernière étape consiste à réaliser l'antenne cornet.

4.3.1 Réalisation de l'UTC-PD GaAsSb/InP

La réalisation des UTC-PD suit les mêmes étapes technologiques que celles développées par A. Beck[13] en collaboration avec M. Zaknoue pour la réalisation des UTC-PD InGaAs/InP. Elle se décompose en quatre étapes :

- une métallisation pour le contact ohmique supérieur
- la gravure du méso de l'UTC
- une métallisation pour le contact ohmique inférieur
- une gravure pour isoler électriquement la diode

L'étape la plus délicate est la gravure du méso qui requiert des solutions de gravure particulières pour les couches de AlGaAsSb et GaAsSb. La vitesse de gravure doit être suffisamment grande de l'ordre de 1000Å à 2000Å/min, présenter une sélectivité avec la couche d'InP et laisser un fond de gravure sans rugosité.

Une solution de gravure à base d'ammoniaque répond à ces spécifications. Les proportions de la solution sont NH₄OH/H₂O₂/H₂O :10/0,5/200. Malheureusement, elle laisse une forte sous-gravure de l'ordre du micron qu'il faut prendre en compte lors de la réalisation du masque. Après gravure, il reste une couche insoluble (probablement un oxyde complexe) qui se dissout dans une solution d'acide fluorhydrique diluée à 1%.

Pour la réalisation des contacts ohmiques supérieurs, nous avons utilisé une lithographie électronique afin de réaliser des diodes de petites sections. Le résinage est un bi-couche de résines électroniques ayant des sensibilités différentes afin d'avoir un profil casquette pour faciliter la dissolution de la résine lors du *lift-off*. La résine supérieure à base de polyméthacrylate de méthyle (PMMA) est moins ouverte que la résine inférieure en copolymère (PMMA-MAA). Pour faciliter la dissolution de la résine, on prend comme règle empirique une épaisseur de résine inférieure (PMMA) égale au double de l'épaisseur de la métallisation.

La métallisation des contacts ohmiques supérieurs, de diamètres 2, 3, 4 et 5 μm , consiste en un dépôt de Ti/Pt/Au (200Å/400Å/6000Å). Le dépôt se fait par évaporation sous vide par chauffage de la cible contenant le métal par un faisceau d'électrons. Pour améliorer le contact ohmique, le dépôt métallique se fait en général sur un matériau à petite bande interdite fortement dopé (ici GaAsSb dopé p à $5 \cdot 10^{19} \text{cm}^{-3}$). Cette métallisation relativement épaisse est nécessaire pour la réalisation du pont à air permettant de connecter les diodes. Les étapes technologiques pour la réalisation du pont seront présentées par la suite.

Ce premier niveau de métallisation ne peut pas nous servir de masque pour réaliser la gravure de la zone active. En effet, dans ce cas il y a une importante sous gravure de 2 μm (1 μm de chaque côté de la zone active sous la couche de métal). Il est donc nécessaire de faire une lithographie pour compenser la sous gravure en augmentant la taille des motifs sur le masque.

La gravure se fait avec la solution $\text{NH}_4\text{OH}/\text{H}_2\text{O}_2/\text{H}_2\text{O} : 10/0,5/200$ que nous avons vue précédemment pour graver les couches antimoniées. Le collecteur et le sous-collecteur en InP se gravent avec une solution de $\text{H}_3\text{PO}_4/\text{HCl}$ qui s'arrête sur la couche de $\text{Ga}_{0,47}\text{In}_{0,53}\text{As}$. Le résultat de cette gravure est présenté sur la figure 4.6. Sur ce cliché nous pouvons voir que la sous-gravure a bien été compensée par les motifs surdimensionnés du masque : le diamètre de la zone active n'est supérieur à la dimension souhaitée que de 400nm (figure 4.6).

Le fond de gravure est relativement propre sans rugosité. Toutefois, malgré l'étape de désoxydation avec l'acide fluorhydrique, il reste quelques traces d'oxyde sur le dessus du mesa.

L'étape suivante est une lithographie électronique avec un résinage bicouche (copolymère-PMMA) un peu plus épais pour bien recouvrir tous les composants et faciliter le *lift-off*. La séquence métallique pour le contact ohmique inférieur est identique à la précédente, Ti/Pt/Au (200Å/400Å/1000Å), excepté le dépôt d'au plus fin.

La mesure de la résistivité des contacts ohmiques supérieurs et inférieurs a été réalisée par une mesure 4 pointes sur des motifs TLM⁴. Pour la source de courant, nous avons utilisé

⁴Transmission Line Model

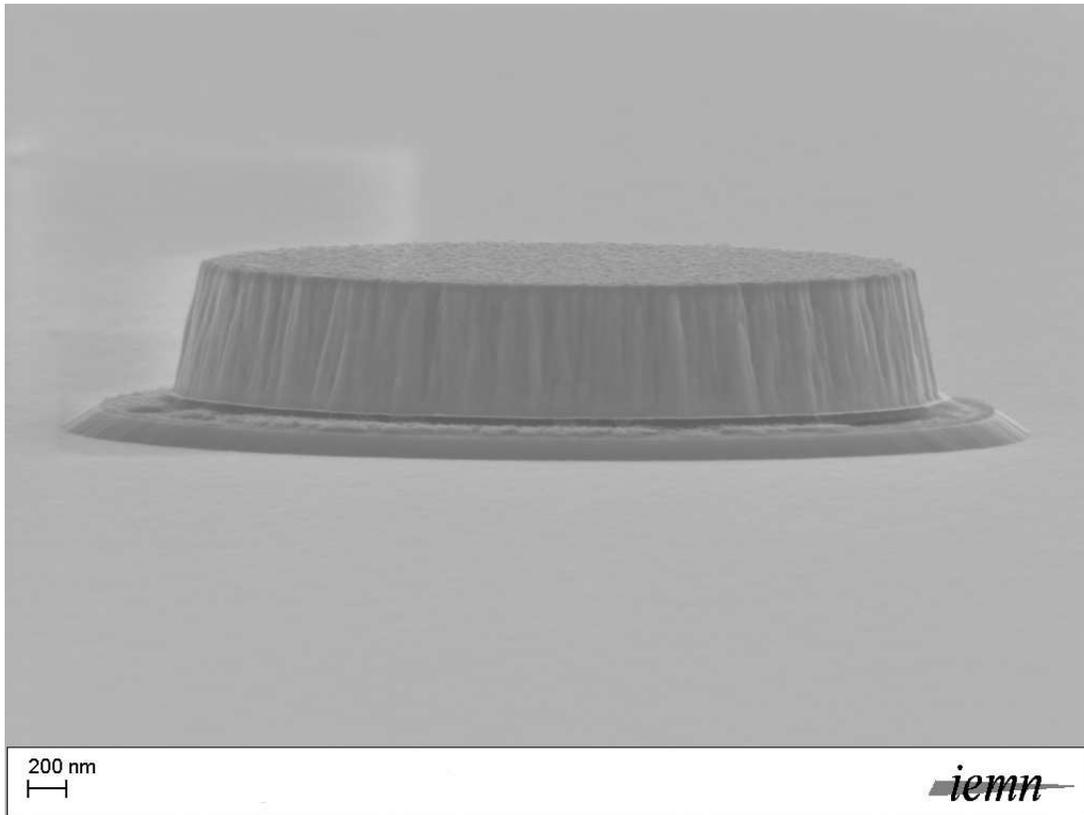


FIG. 4.6 – Image MEB après gravure de la zone active d’une UTC-PD de diamètre $5\mu\text{m}$

une alimentation HP E3611A et pour la mesure de la tension un multimètre ITT-METRIX MX545. Les résultats de mesures sont présentés dans le tableau 4.3.

Nom de la couche	$R_{\square}(\Omega)$	$R_C(\Omega \cdot \text{cm})$
S071211 - TLM N	6,36	$3,4 \cdot 10^{-2}$
S071212 - TLM N	6,11	$3,4 \cdot 10^{-2}$

TAB. 4.3 – Résistivité des couches de contact ohmique des UTC-PD

Les contacts ohmiques de la couche inférieure (TLM N) en InGaAs dopé n sont de bonnes qualités. La résistance de contact est relativement faible ainsi que le R_{\square} . Les résultats sont similaires sur les deux couches ce qui confirme la reproductibilité des étapes technologiques. Des TLM de type p avait été prévues mais malheureusement nous n’avons pas pu faire de mesures sur ces motifs suite à un problème technologique.

Le tableau 4.4 regroupe les différentes solutions de gravure que nous avons utilisées pour réaliser les UTC-PD. La solution iodée $\text{HIO}_3/\text{HCl}/\text{H}_2\text{O}$ non sélective a une vitesse de gravure très lente ($200\text{\AA}/\text{min}$) ce qui permet de bien contrôler la dernière étape de gravure d’isolation. Le fond de gravure doit être relativement propre puisque les lignes et le plan de masse de

	Matériau	Epaisseur (Å)	Solution
Diode	GaAsSb	500	NH ₄ OH/H ₂ O ₂ /H ₂ O (10/0,5/200)
	AlGaAsSb	200	
	GaAsSb	1000	
	InP	2500	H ₃ PO ₄ /HCl (7/1)
	InP	500	
Isolation	GaInAs	600	H ₃ PO ₄ /H ₂ O ₂ /H ₂ O (5/1/40)
	InP	3000	H ₃ PO ₄ /HCl (7/1)
	GaInAs	200	H ₃ PO ₄ /H ₂ O ₂ /H ₂ O (5/1/40)
	InP	175	HIO ₃ /HCl/H ₂ O (1/1/100)
	InP	substrat	

TAB. 4.4 – Solutions de gravure utilisées pour la réalisation des UTC-PD

l'antenne cornet vont y être déposés.

4.3.2 Réalisation du photomélangeur

Dans le paragraphe précédent, nous avons réalisé l'UTC-PD. Maintenant nous allons connecter ce composant à une antenne cornet afin de pouvoir rayonner l'onde térahertz.

Pont à air

La réalisation d'un pont à air se justifie par l'important dénivelé de l'ordre de 1,45µm-1,6µm existant entre le contact ohmique supérieur et le substrat. Il y a également une différence de niveau de l'ordre du micron entre le contact ohmique supérieur et inférieur (figure 4.7.a).

La conception du pont se fait en quatre étapes. La première étape consiste à déposer la résine sacrificielle du support de pont en recouvrant tout le composant (figure 4.7.b). Ce dépôt doit être de la même épaisseur sur tout l'échantillon pour assurer la réussite de l'étape 2.

La deuxième étape (figure 4.7.c), d'arasement, est une gravure sèche qui permet de découvrir le contact ohmique supérieur de toutes les diodes sur l'échantillon en une seule étape, d'où l'importance de la qualité du dépôt de résine dans l'étape 1.

La troisième étape (figures 4.7.d et 4.7.e) permet d'accéder au contact ohmique inférieur avec l'ouverture de la résine. En complément, on fait fluer la résine par un recuit afin de casser les arrêtes et adoucir la montée du pont.

La quatrième et dernière étape (figure 4.7.f) est une étape de métallisation pour déposer les lignes et le plan de masse de l'antenne cornet.

La résine utilisée pour le support de pont est une résine copolymère MAA qui permet d'obtenir une bonne uniformité de dépôt. Par contre pour obtenir l'épaisseur de résine désirée

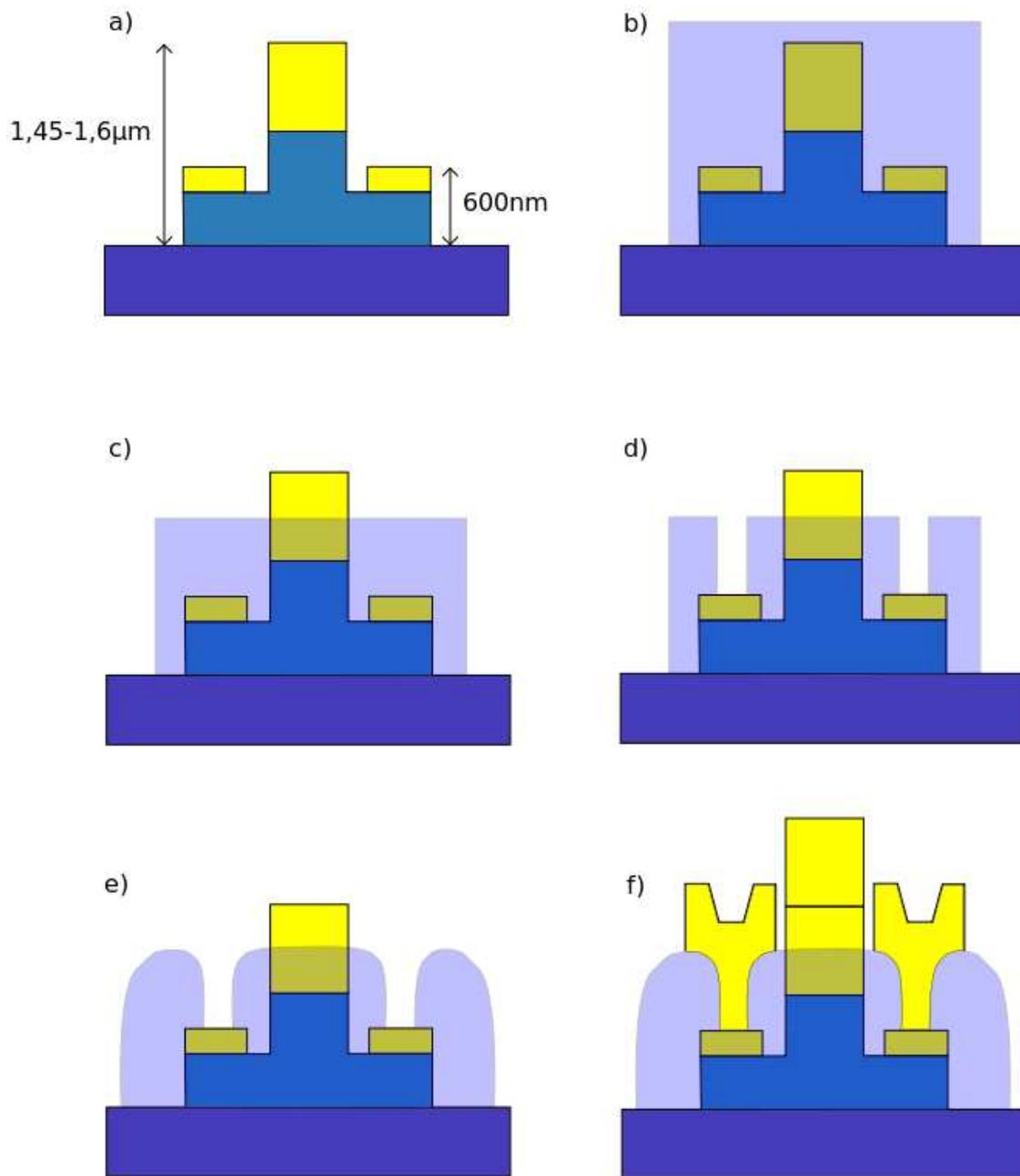


FIG. 4.7 – Étapes technologiques pour la réalisation du pont à air. a) UTC-PD avec les dénivelés. b) Résine sacrificielle pour le support de pont. c) Arasement pour découvrir le contact ohmique supérieur. d) Ouverture des contacts ohmiques inférieurs. e) Fluage de la résine. f) Dépôt métallique pour les lignes.

il va falloir procéder à plusieurs dépôts. Cette étape de résinage est délicate puisque pour accéder au contact supérieur nous allons graver la résine avec une détection de fin d'attaque

basée sur une mesure d'interférométrie. Nous ne pourrions donc contrôler la gravure de la résine qu'en un seul point. Il est donc indispensable de s'assurer que la hauteur de résine est la même sur toute la plaque.

Nous avons déposé 6 couches de résine copolymère d'un micron d'épaisseur, soit une hauteur totale de résine proche de 6 μ m. Entre chaque dépôt un recuit de 170°C pendant 5 minutes sur une plaque chauffante Sawatec permet d'évaporer les solvants contenus dans la résine. Après le dépôt des 6 couches, un recuit d'une durée d'environ une heure permet de stabiliser l'ensemble.

Pour insoler cette résine électronique et définir les motifs qui vont servir de supports de pont, nous avons utilisé un masque réalisé à partir d'une résine optique sensible aux UV à 365nm. L'épaisseur du dépôt de cette résine servant de masque est de 500nm. La résine copolymère est exposée aux UV à 248nm pour être insolée aux endroits non recouverte par le masque de résine optique. Cette exposition dure environ 1 heure. Après exposition, il faut procéder à une étape de gravure sèche pour supprimer la résine optique puisque cette dernière ne se dissout pas dans le MIBK⁵ (révélateur de la résine électronique), puis seulement après, passer à la révélation de la résine électronique. La gravure sèche RIE⁶ avec un plasma d'oxygène a été réalisée dans un Plasmalab 80plus OXFORD. La hauteur de résine gravée est mesurée grâce à la détection de fin d'attaque. Il faut graver suffisamment la résine pour enlever tout la résine optique de l'échantillon. La dernière étape consiste à développer la résine copolymère dans un bain de MIBK afin d'avoir les motifs nécessaires à la réalisation du support de pont.

Maintenant il est possible de modeler le mesa de résine copolymère pour en faire un support de pont. Pour cela nous allons graver la résine pour découvrir le contact ohmique supérieur par une gravure sèche. Le fait d'avoir une métallisation relativement épaisse pour ce contact, 660nm, nous permet de compenser la non uniformité du dépôt des 6 couches de copolymère et la gravure non uniforme du plasma O₂ de la résine sur l'ensemble de la plaque. Nous avons mesuré une non uniformité totale (dépôt des couches et gravure) de l'ordre de ± 150 nm. Pour s'assurer de découvrir tous les contacts ohmiques supérieurs de l'échantillon nous les avons donc découverts de 300nm. Cette étape est critique pour les performances des diodes tant au niveau du contact ohmique du pont que de la capacité parasite inhérente aux faces en regard du pont et du contact inférieur.

L'étape suivante est une lithographie électronique pour ouvrir la résine copolymère afin d'accéder aux contacts ohmiques inférieurs du composant. Ces ouvertures de 10 μ m de diamètre vont permettre de contacter la cathode du composant avec le pont.

⁵méthyl isobutyl cétone

⁶Reactive Ion Etching (gravure ionique réactive)

La dernière étape consiste à faire fluer la résine pour éviter les arrêtes qui pourraient créer des discontinuités au niveau du dépôt métallique des lignes. Le fluage (recuit sur plaque) se fait à une température de 180°C pendant 45 secondes. Une fois le support de pont modelé dans la résine copolymère, nous avons procédé à une métallisation très épaisse de 1µm (Ti/Au : 3000Å/7000Å) par évaporation. Le résultat de cette métallisation est présentée sur la figure 4.8 avec une image prise au microscope optique.

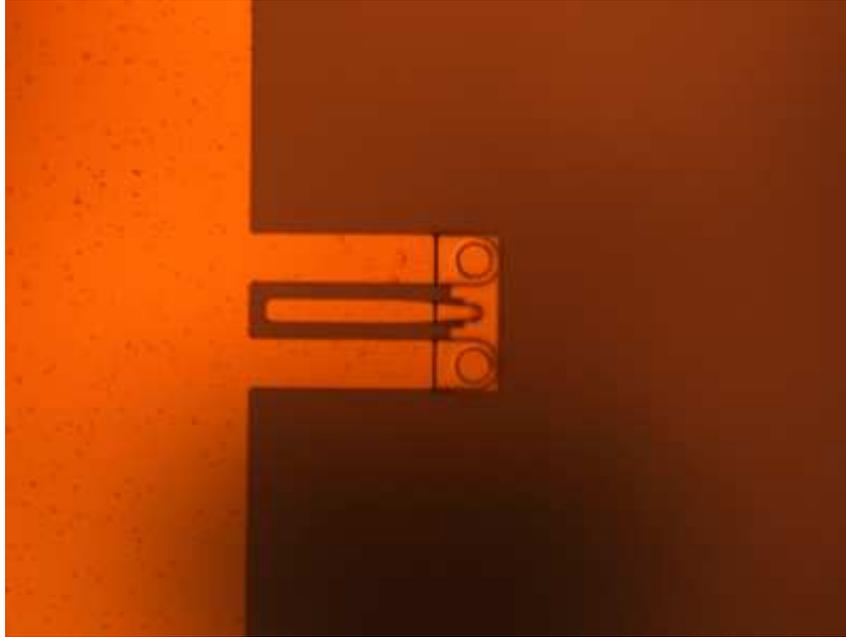


FIG. 4.8 – Image au microscope optique d’une photodiode de 3µm de diamètre avec le pont à air et le plan de masse de l’antenne cornet. Le ruban central fait 8µm de large, l’espacement entre les rubans est de 5µm et les rubans extérieurs font 16µm de large.

Antenne cornet

Les étapes technologiques pour la réalisation de l’antenne cornet ont été mises au point par E. Peytavit et adaptées pour les photodiodes UTC-PD par A. Beck. Les différentes étapes sont présentées sur la figure 4.9. La figure 4.9.a représente l’étape de métallisation pour la réalisation du pont à air et le dépôt du plan de masse. La résine sacrificielle utilisée pour maintenir l’antenne est de la PMGI-SF11 de Microchem Corporation sensible aux UV à 248nm. Une hauteur de résine d’environ 2µm est nécessaire pour recouvrir les composants ainsi que les lignes et pour la réalisation de l’antenne. Pour ce dépôt, nous avons réalisé deux dépôts successifs de résine d’environ 1µm avec un promoteur d’adhérence HMDS avec un recuit à 170°C pendant 8 minutes sur une plaque chauffante classique pour évaporer les solvants. Ensuite la résine est ouverte par lithographie électronique (figure 4.9.b), pour

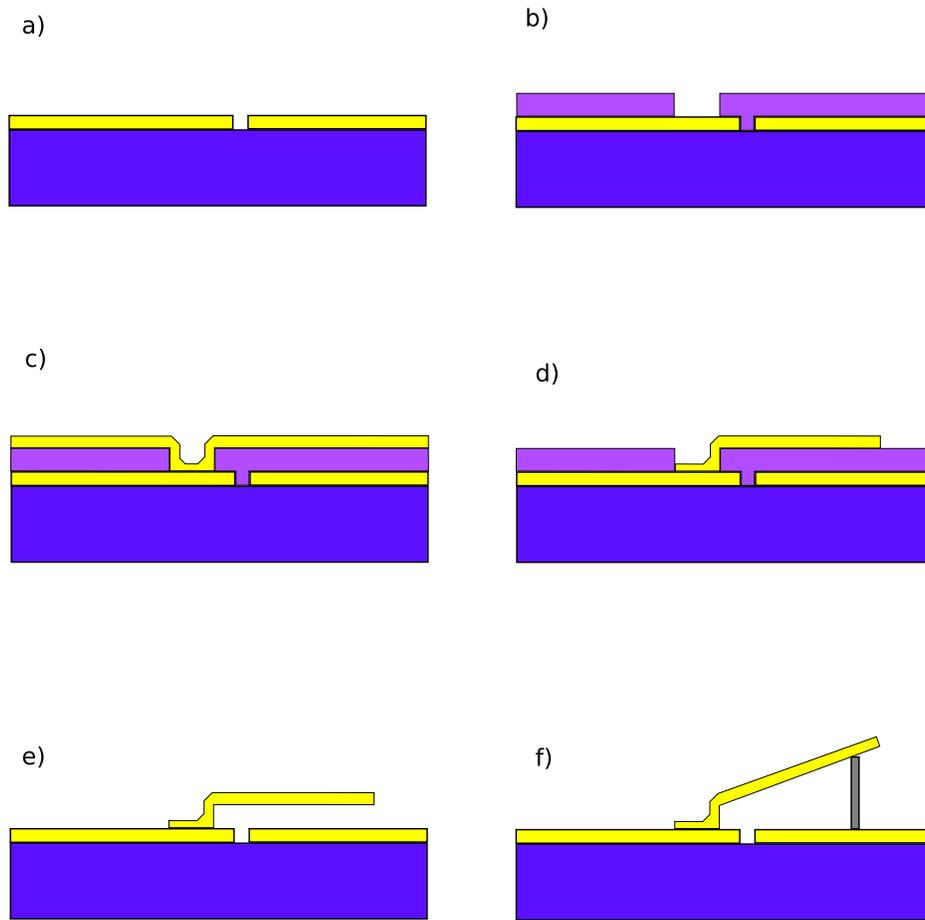


FIG. 4.9 – Étapes technologiques pour la réalisation de l’antenne cornet. a) Dépôt métallique par évaporation des lignes et du plan de masse de l’antenne. b) Résine sacrificielle pour le maintien de l’antenne et ouverture pour contacter l’antenne à la ligne. c) Métallisation pleine plaque par évaporation puis pulvérisation. d) Gravure de la métallisation pour dessiner l’antenne. e) Libération et séchage CO_2 supercritique. f) Stabilisation du triangle par une cale de PTFE (teflon®).

déposer le début du triangle de l’antenne cornet sur la ligne portant le signal térahertz. La dernière étape avant métallisation pleine plaque est de faire fluier la résine comme pour la réalisation du pont à air pour casser les angles au niveau de la résine. Le fluage a été réalisé sur une plaque chauffante SSE à 220°C pendant 25 secondes.

La métallisation se fait en deux dépôts successifs. La première métallisation se fait par évaporation avec un dépôt de 520nm de métal (Ti/Au : $200\text{\AA}/5000\text{\AA}$) ce qui permet d’avoir un dépôt de bonne qualité. Le deuxième dépôt métallique par pulvérisation cathodique est un épaissement de la couche d’or d’environ $3\mu\text{m}$.

La dernière étape pour la réalisation des antennes cornets est une lithographie optique

pour définir les motifs triangulaires. La métallisation non protégée par la résine est dissoute dans une solution de diiodure de potassium (KI) et de diiode (I_2) diluée dans de l'eau. La couche de titane est dissoute dans de l'acide fluorhydrique 5%.

Le photomélangeur

La photodiode UTC-PD est éclairée par la face arrière c'est à dire par le substrat. Pour maximiser la puissance optique transmise à l'UTC-PD il est nécessaire de polir la face arrière. Cette étape nécessite un résinage pour protéger la face avant où se trouvent les composants.

Après polissage de la face arrière, une étape de découpe qui permet de séparer les composants est suivie de la dilution de la résine sacrificielle de support des antennes cornets. Pour éviter le collage des antennes sur le plan de masse, le séchage se fait dans un sécheur CO_2 super-critique. Le triangle est ensuite stabilisé par une cale en téflon, elle même fixée sur le plan de masse par de la cire et sur le triangle par une brasure à l'aide d'un alliage SnPbAg.

Le dispositif est ensuite fixé à un circuit imprimé afin d'être placé plus facilement dans le dispositif expérimental de mesure.

Des mesures $I(V)$ ont été réalisées sur les UTC-PD issues des couches S071211 et S071212 et avec des diamètres différents. Les résultats de mesure sont présentés sur la figure 4.10.

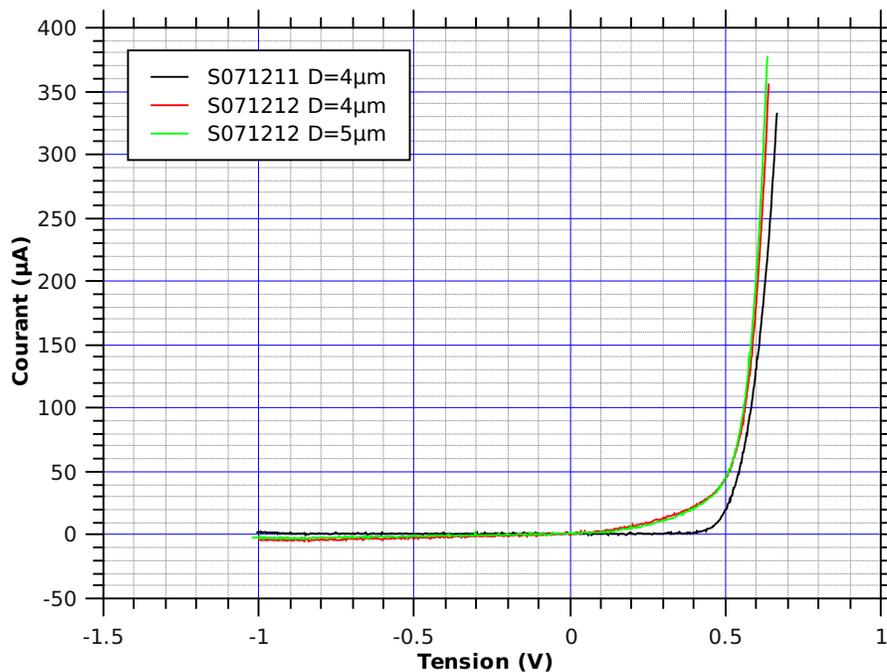


FIG. 4.10 – Caractéristique statique en courant-tension des UTC-PD

L'allure générale des caractéristiques $I(V)$ est bien celle d'une diode avec un courant inverse

très faible et un courant direct suivant une loi exponentielle. Cependant les photodiodes issues de la couche S071212 ont une allure différente en sens direct par rapport à celles de la couche S071211. Le courant augmente progressivement à partir de 0,1V avant de suivre une augmentation exponentielle à partir de 0,5V.

Au niveau de la caractéristique I(V) statique, l'effet du dopage de la ZA ($1 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$ pour la couche S071211 et $5 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$ pour la couche S071212) est d'augmenter la barrière de potentiel et ainsi d'augmenter la tension de seuil.

4.4 Réalisation du circuit monostable

Le circuit monostable est réalisé sur les couches G080102 et G080103 dont les séquences épitaxiales sont présentées dans les tableaux 3.1 et 3.2 page 162.

Les différentes étapes technologiques sont similaires à celles utilisées pour la réalisation du photomélangeur à base d'UTC-PD dans le paragraphe 4.3 page 212. Nous ne parlerons donc que des étapes technologiques qui sont critiques pour le bon fonctionnement du monostable.

4.4.1 Réalisation des diodes à effet tunnel résonnant

Le diamètre des DTR a été fixé suite aux mesures statiques de courant en fonction de la tension que nous avons présentées dans le chapitre précédent paragraphe 3.3.1 page 164. Le pont à air qui va permettre de polariser la diode peut supporter un courant maximum de l'ordre de 25mA avant destruction. La densité de courant pic des DTR est $200 \text{kA}/\text{cm}^2$. Le diamètre de DTR permettant d'atteindre ce courant est de $4 \mu\text{m}$. Les diamètres des DTR que nous avons réalisés sont de $1 \mu\text{m}$, $2 \mu\text{m}$, $3 \mu\text{m}$ et $4 \mu\text{m}$.

La métallisation du contact ohmique supérieur se fait par évaporation avec la séquence métallique suivante : Ti/Pt/Au ($200\text{\AA}/400\text{\AA}/6000\text{\AA}$) identique à celle des UTC-PD.

Contrairement aux UTC-PD, la gravure de la zone active pour les DTR peut se faire directement en utilisant le premier niveau de métallisation comme masque de gravure, la sous-gravure étant moins importante. La solution de gravure est à base d'acide phosphorique diluée dans du peroxyde d'hydrogène et de l'eau dé-ionisée $\text{H}_3\text{PO}_4/\text{H}_2\text{O}_2/\text{H}_2\text{O}$ (5/1/40). Cette gravure est délicate puisqu'il faut s'arrêter sur la couche de 600\AA de GaInAs sans couche d'arrêt de gravure. Nous nous sommes donc arrêté à la moitié de cette couche (pour tenir compte de la non uniformité de la croissance sur l'échantillon) en se basant sur le temps de gravure estimé avec la vitesse de gravure ($2000\text{\AA}/\text{min}$).

Le résultat après gravure et avant dépôt du contact ohmique inférieur est présenté sur la

figure 4.11. Sur ce cliché, nous pouvons voir que le fond de gravure est relativement propre

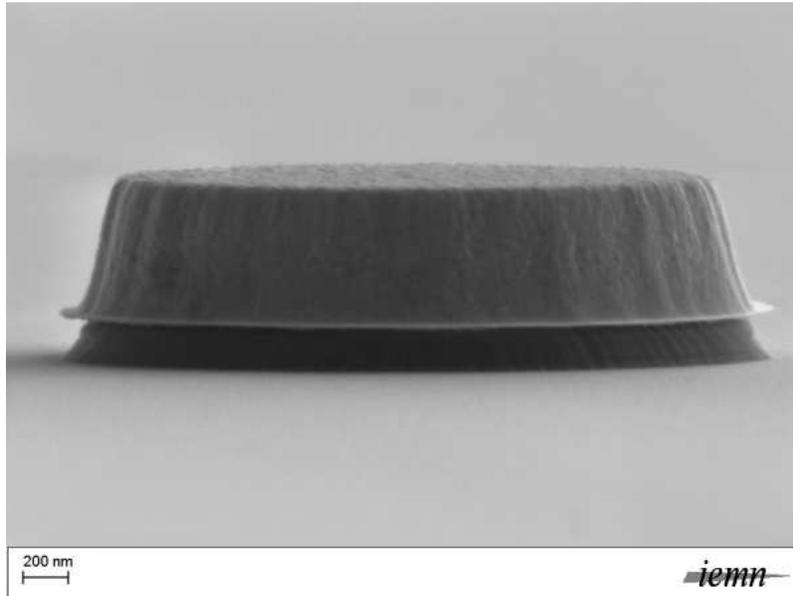


FIG. 4.11 – Image MEB après gravure de la zone active sur une DTR de $2\mu\text{m}$

avec un peu de sous-gravure. Nous avons déjà constaté cette sous-gravure sur la couche de test S080508 pour la caractérisation des DTR au FIB. Cette sous-gravure est acceptable pour des DTR de diamètres de $2\mu\text{m}$ voire $1\mu\text{m}$. Pour des diamètres inférieurs, la sous gravure devient trop importante et il faut adapter le masque de gravure en conséquence comme pour les UTC-PD.

L'étape suivante est une lithographie électronique avec un résinage bi-couche un peu plus épais pour bien recouvrir tous les composants et faciliter le lift-off. La séquence métallique pour le contact ohmique inférieur est Ti/Pt/Au ($200\text{\AA}/400\text{\AA}/1000\text{\AA}$) avec une épaisseur plus faible d'Au par rapport à la métallisation supérieure.

La mesure de la résistivité des contacts ohmiques supérieurs et inférieurs a été réalisée par une mesure 4 pointes sur des motifs TLM avec les mêmes appareils que ceux utilisés pour les mesures sur les UTC-PD.

La résistivité des couches (tableau 4.5) est très bonne et quasiment identique pour le contact ohmique supérieur et le contact ohmique inférieur. Cela est une bonne indication que la gravure s'est arrêtée dans la couche de GaInAs fortement dopée de 600\AA . Les résistances de contact des contacts ohmiques supérieurs sont plus grandes que pour les contacts ohmiques inférieurs. Nous expliquons cette différence par une mauvaise désoxydation de la surface avant la première métallisation.

La dernière étape pour la réalisation des DTR est une gravure pour l'isolation électrique des composants. Cette gravure permet d'atteindre le substrat semi-isolant en InP ce qui ga-

Nom de la couche	$R_{\square}(\Omega)$	$R_C(\Omega \cdot cm)$
G080102 - TLM supérieure	12,29	0,85
G080102 - TLM inférieure	12,63	$4 \cdot 10^{-2}$
G080103 - TLM supérieure	13,54	0,78
G080103 - TLM inférieure	13,03	0,4

TAB. 4.5 – Résistivités des couches de contact ohmique inférieure et supérieure

rantit l'isolation électrique entre les DTR. Cette étape est identique à celle des UTC-PD.

Dans le tableau 4.6 sont réunies l'ensemble des solutions de gravure utilisées pour réaliser les DTR. Contrairement aux UTC-PD la zone active est gravée avec une seule solution et sans sélectivité pour atteindre la couche collecteur. Il faut donc mesurer avec précision la

	Matériau	Epaisseur (Å)	Solution
Diode	GaInAs	500	$H_3PO_4/H_2O_2/H_2O$ (5/1/40)
	GaInAs	500	
	GaInAs	50	
	AlAs	15	
	GaInAs	45	
	AlAs	15	
	GaInAs	50	
	GaInAs	500	
Isolation	GaInAs	600	$H_3PO_4/H_2O_2/H_2O$ (5/1/40)
	InP	3000	H_3PO_4/HCl (7/1)
	GaInAs	200	$H_3PO_4/H_2O_2/H_2O$ (5/1/40)
	InP	175	$HIO_3/HCl/H_2O$
	InP	substrat	(1/1/100)

TAB. 4.6 – Solutions de gravure utilisées pour la réalisation des DTR

vitesse de gravure et le temps de gravure pour réaliser cette structure afin de ne pas graver entièrement la couche de GaInAs.

4.4.2 Réalisation du circuit

La réalisation des diodes est suivie de plusieurs étapes pour la réalisation du circuit. Elles consistent en la réalisation du pont à air pour connecter les diodes, de l'antenne cornet pour capter l'impulsion térahertz et des composants passifs pour le fonctionnement du monostable.

Pont à air

Pour connecter le contact ohmique supérieur, nous réaliserons un pont à air quasiment identique à celui des UTC-PD. La seule différence est l'ajout d'une ligne de transmission pour

mesurer la tension aux bornes de la DTR. La zone active des DTR est beaucoup plus petite que celle des UTC-PD (figure 4.12). En effet pour réaliser les DTR nous avons gravé 2000Å

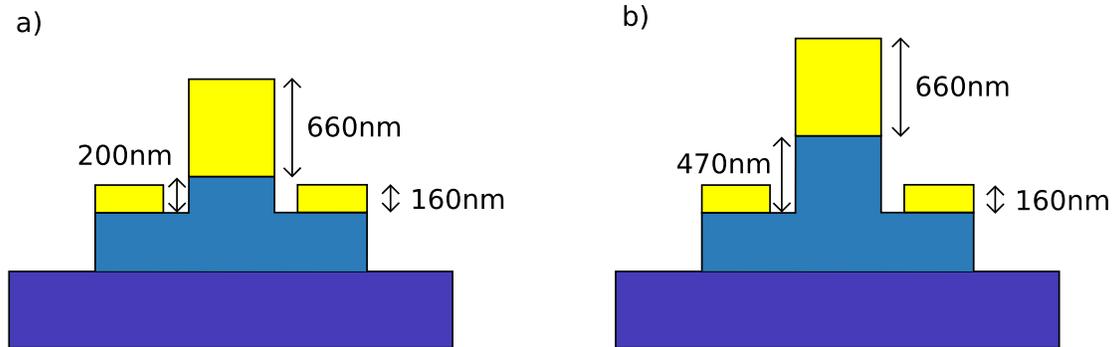


FIG. 4.12 – Dénivelés entre les différents contacts ohmiques pour les DTR (a) et les UTC-PD (b).

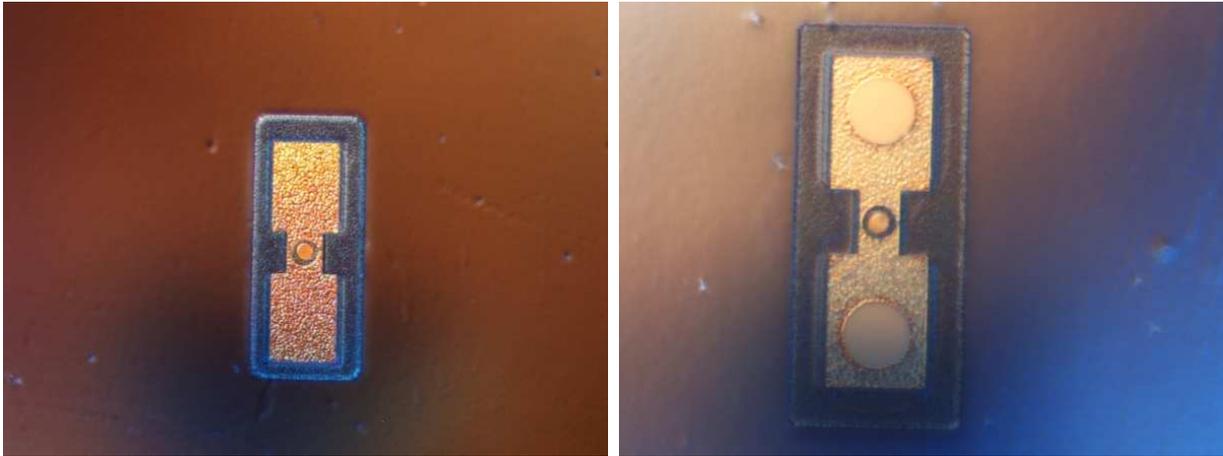
de matériau pour accéder à la couche collecteur. Dans le cas des UTC-PD il s'agit de 4700Å, soit plus du double. Le dénivelé est alors moins important. Par contre la capacité parasite due aux faces en regard de la couche collecteur dopée et le pont est plus importante.

Les étapes technologiques sont similaires à celles présentées sur la figure 4.7 page 217 ainsi que les métallisations.

Sur la figure 4.13 nous pouvons voir les différentes images prises au microscope optique qui correspondent aux étapes technologiques c) d) e) de la figure 4.7. Le cliché 4.13.a montre la structure après arasement pour découvrir le contact ohmique supérieur. La résine ayant été gravée par le plasma O_2 a un aspect granuleux. Le contact supérieur n'ayant plus de résine, il apparaît alors plus lisse que le contact inférieur.

Après l'étape d'arasement la résine sacrificielle de support de pont est ouverte pour accéder au contact ohmique inférieur (cliché 4.13.b). Les ouvertures font 10µm de diamètre. La dernière étape avant métallisation consiste à faire fluer la résine pour arrondir les arrêtes et éviter les angles droits à la base du pont (cliché 4.13.c). Cette étape de fluage a pour effet de lisser la résine ce qui lui fait perdre son aspect granuleux. Les ouvertures de 10µm de diamètre se referment légèrement mais sans conséquence pour le pont.

La dernière étape consiste à déposer les lignes et le plan de masse pour l'antenne cornet avec une métallisation de Ti/Au (3000Å/7000Å). Le résultat est présenté sur la figure 4.14 avec différentes images MEB de la structure. Sur le cliché 4.14.a nous pouvons voir le dénivelé de la métallisation au niveau des contacts ohmiques inférieurs, dû à l'ouverture de 10µm de diamètre dans la résine, et le méssa de la DTR sous le ruban central de la ligne de transmission.



(a) Gravure de la résine pour découvrir le contact ohmique supérieur (b) Ouverture de la résine pour accéder au contact ohmique inférieur

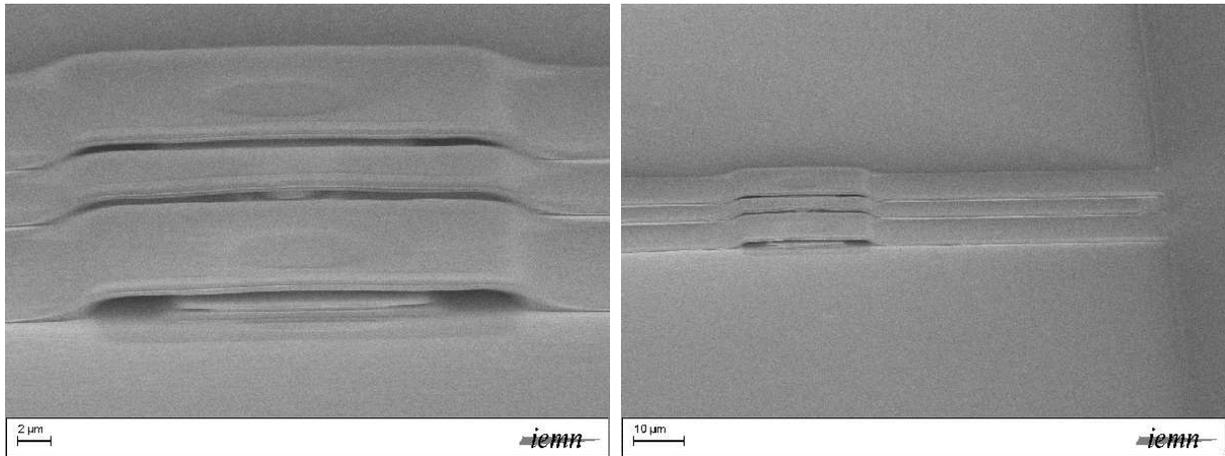


(c) Fluage de la résine

FIG. 4.13 – Images au microscope sous lumière polarisée des différentes étapes technologiques de la réalisation du pont

Le cliché 4.14.b montre une vue d'ensemble de la structure avec le plan de masse de l'antenne cornet.

Sur certains dispositifs, il semblerait que le pont soit en court-circuit avec le contact ohmique inférieur. La non-uniformité du dépôt ($\pm 150\text{nm}$) de la résine sacrificielle et de la gravure sèche avec un plasma O_2 nous a obligé à découvrir le contact supérieur de 300nm sur les 660nm de métal. Dans le cas des DTR, cela rapproche le pont du contact ohmique supérieur de la métallisation inférieure. Sur les clichés au microscope optique (figure 4.15) nous avons pu mettre en évidence que dans certains cas la métallisation du pont est probablement en contact avec le mesa. Sur le cliché 4.15(a), le contact du pont à air sur le contact ohmique inférieur est bien conforme au masque, ce qui signifie que le pont est au-dessus de ce contact.

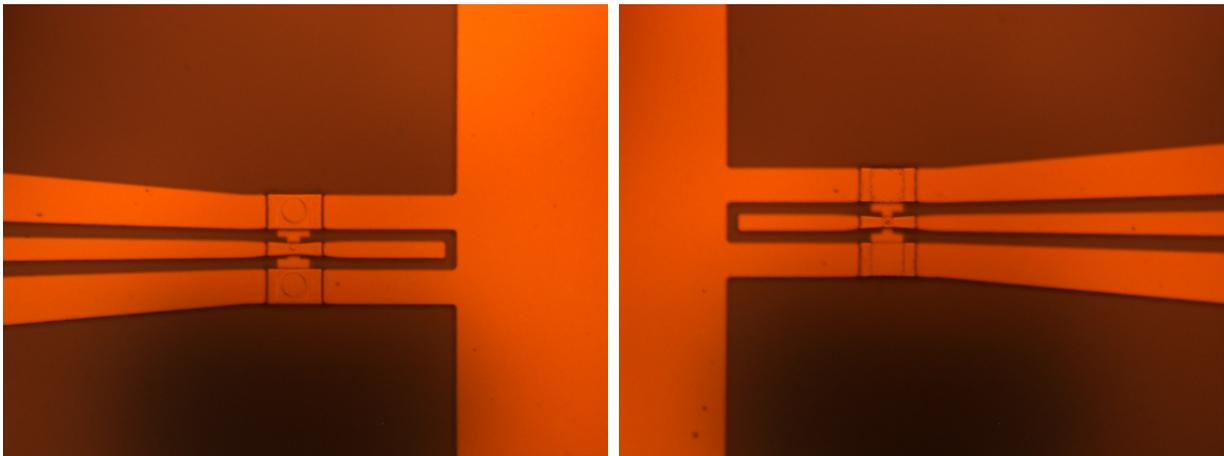


(a) Image MEB de la DTR avec le pont

(b) Image MEB de la vue d'ensemble

FIG. 4.14 – Images au MEB des différentes étapes technologiques pour la réalisation du pont

Par contre sur le cliché 4.15(b), le pont est en contact avec ce contact métallique, il n'est donc pas circulaire. Le pont à air du contact ohmique supérieur étant quasiment au même niveau, il y a donc probablement un court-circuit entre l'anode et la cathode du composant.



(a) Image au microscope optique du pont à air bien surélevé.

(b) Image au microscope optique du pont à air en court-circuit.

FIG. 4.15 – Images au microscope optique des ponts à air sur les DTR. Sur l'image (a) le pont est bien surélevé par rapport à la métallisation inférieure alors que sur la figure (b) le pont est à la hauteur de la métallisation inférieure.

Les dimensions des lignes au niveau de la DTR sont identiques à celles des UTC-PD (figure 4.8 page 219). À partir du composant, une transition douce d'environ 1,5mm permet de passer de ces dimensions à une ligne coplanaire dont le ruban central fait 50 μm de large. L'espacement entre lignes est de 30 μm et les rubans extérieurs font 100 μm de large.

Antenne cornet

Pour finir ce circuit monostable, nous devons ajouter l'antenne cornet. Cette antenne est large bande, ce qui va nous permettre de détecter les impulsions térahertz.

Pour la réalisation de cette antenne, les étapes technologiques sont identiques à celles décrites dans le paragraphe 4.3 page 212.

Au moment de la libération des antennes, plusieurs d'entre elles se sont détachées au niveau du ruban central de la ligne CPW. Après observation au MEB, il semblerait que le ruban central se soit *décollé* puis cassé. Nous expliquons le manque d'adhérence de ce ruban par une couche d'oxyde présente pendant la métallisation. En effet, nous avons fait le choix de diminuer le temps de gravure ionique à l'argon (qui sert à éliminer l'oxyde) avant métallisation pour le dépôt des lignes. Il était nécessaire d'éviter de graver d'avantage la résine sacrificielle de support de pont afin d'éviter le court-circuit.

4.5 Conception d'une antenne photoconductrice à base de GaAsSb-BT

Les antennes photoconductrices ont été réalisées sur les couches de GaAsSb-BT G090618 et G090702 présentées dans le chapitre 2. Contrairement aux dispositifs décrit précédemment, les antennes photoconductrices sont technologiquement plus faciles à réaliser. Le photocommutateur est composé d'une ligne de transmission, en circuit-ouvert, posée sur du GaAsSb-BT. Pour l'antenne les étapes technologiques sont similaires à celles de l'UTC-PD et du monostable.

Cette antenne photoconductrice est destinée à la génération d'impulsions térahertz à partir d'un laser femtoseconde à une longueur d'onde de $1,06\mu\text{m}$.

4.5.1 Réalisation du photocommutateur

La réalisation des photocommutateurs ne nécessite qu'une seule étape technologique. Cette étape consiste en un dépôt métallique pour les lignes de transmission qui vont nous permettre de créer les impulsions térahertz qui vont être rayonnées par l'antenne. En règle générale, les lignes avec une simple ouverture (figure 4.16(a)) donnent de bons résultats pour la génération impulsienne de térahertz contrairement aux peignes interdigités (figure 4.16(b)) qui sont plutôt utilisés pour le photomélange.

Les photocommutateurs que nous avons réalisés sont des lignes CPW avec une ouverture

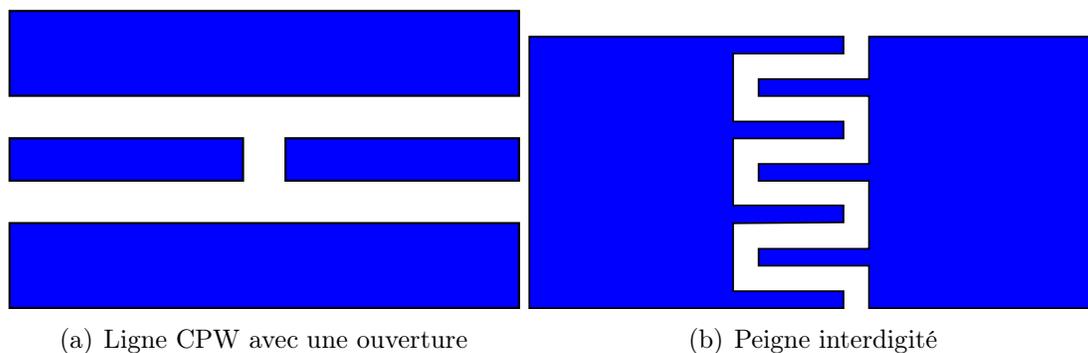


FIG. 4.16 – Différents types de photocommutateur

au niveau du ruban central. Cela est réalisé à l'aide d'une étape de lithographie électronique avec un résinage bi-couches (copolymère-PMMA) et une métallisation de type Ti/Au ($200\text{\AA}/4000\text{\AA}$). À l'aide du masque électronique utilisé, nous avons réalisé plusieurs motifs. Ils contiennent différentes structures avec des peignes interdigités et des lignes avec des ouvertures de différentes formes.

Les motifs que nous avons réalisés et utilisés pour la génération d'impulsions térahertz sont présentés sur la figure 4.17. Les côtes des deux photocommutateurs sont également sur

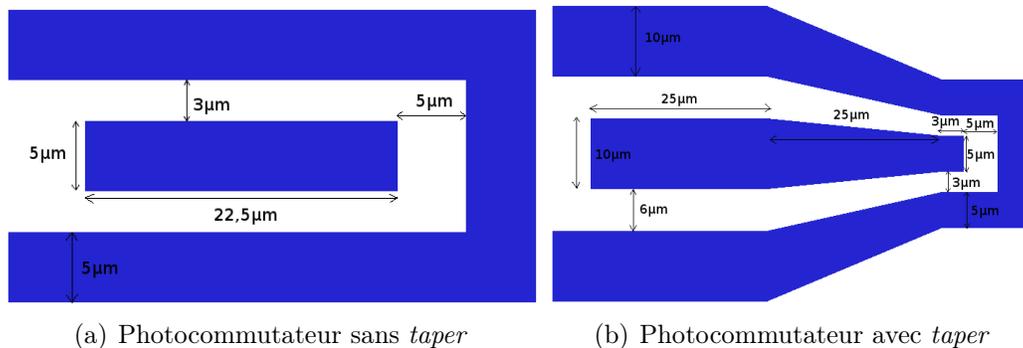


FIG. 4.17 – Motifs des photocommutateurs utilisés pour la génération d'impulsions térahertz (pas à la même échelle).

cette figure. Le ruban central est relié au cornet et le plan de masse du cornet aux rubans extérieurs. Le photocommutateur de la figure 4.17(a) offre de bien meilleures performances en haute fréquence du fait de ses petites dimensions. Mais il est également plus fragile mécaniquement avec seulement $5\mu\text{m}$ pour relier l'antenne cornet. Le photocommutateur de la figure 4.17(b), grâce à son *taper*, permet de relier l'antenne cornet à partir d'un ruban de $10\mu\text{m}$ de large, ce qui le rend plus solide, mais avec des performances moins bonnes en hautes fréquences.

Les étapes technologiques pour la réalisation de l'antenne sont similaires à celles décrites dans le paragraphe 4.3 page 212.

4.6 Caractérisation de photomélangeurs à base d'UTC-PD GaAsSb/InP

Nous avons caractérisé des photomélangeurs de $4\mu\text{m}$ et $5\mu\text{m}$ de diamètres issus de la couche S071212 présentée dans le paragraphe 4.3.1. Malheureusement, suite à des problèmes technologiques nous n'avons pas pu réaliser d'autres photomélangeurs avec la couche S071211 et étudier l'effet du dopage sur la zone absorbante.

4.6.1 Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental utilisé, développé par G. Ducournau, est présenté sur la figure 4.18. Les deux lasers de longueurs d'ondes λ_1 et λ_2 sont des diodes lasers à cavité étendue continues et accordables (Agilent 81642A). Elles émettent dans la gamme comprise entre $1,51\mu\text{m}$ et $1,64\mu\text{m}$. En pratique une des diodes lasers est à longueur d'onde fixe et l'autre est

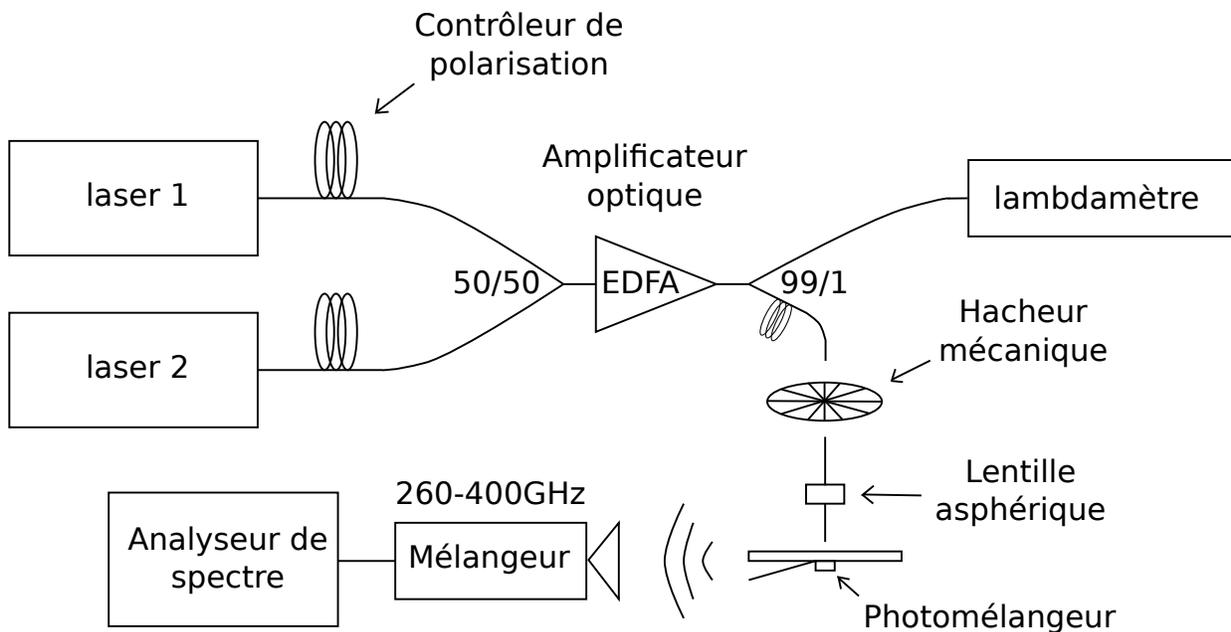


FIG. 4.18 – Dispositif expérimental utilisé pour la caractérisation des UTC-PD

ajustée de façon à obtenir la fréquence de battement souhaitée. La lumière en sortie des lasers est guidée par des fibres monomodes à faibles pertes, ce qui facilite la superposition spatiale des faisceaux optiques à l'aide d'un coupleur fibré 50/50. Le faisceau en sortie du coupleur est

injecté dans un amplificateur à fibre dopée erbium (EDFA⁷) à maintien de polarisation et à deux étages et disposant d'un filtre aplatisseur de gain. Une partie du faisceau est prélevée par un coupleur 99/1 vers le lambdamètre pour mesurer le spectre en sortie de l'EDFA. L'autre partie est collimatée, puis focalisée par une lentille asphérique traitée anti-reflet vers le photomélangeur. Les différents éléments introduits sur le trajet optique introduisent des pertes. Ces pertes ont été mesurées et estimées à 2,7dB entre la puissance affichée par l'EDFA et la puissance mesurée incidente sur le photomélangeur.

Le rayonnement térahertz émis par le photomélangeur est capté par un mélangeur subharmonique RPG-Rohde & Schwarz couvrant la gamme de fréquences 260-400GHz. Le mélangeur fonctionne sur la quatrième harmonique de l'oscillateur local. L'oscillateur local est généré à partir de l'oscillateur local d'un analyseur Rohde & Schwartz FSU67 grâce à un sextupleur actif.

4.6.2 Mesure du photocourant

La mesure du photocourant moyen en fonction de la puissance optique moyenne est représentée sur la figure 4.19. En principe, le coefficient de réponse devrait être identique quelque soit le diamètre du composant puisqu'ils sont issus de la même couche. Cependant nous

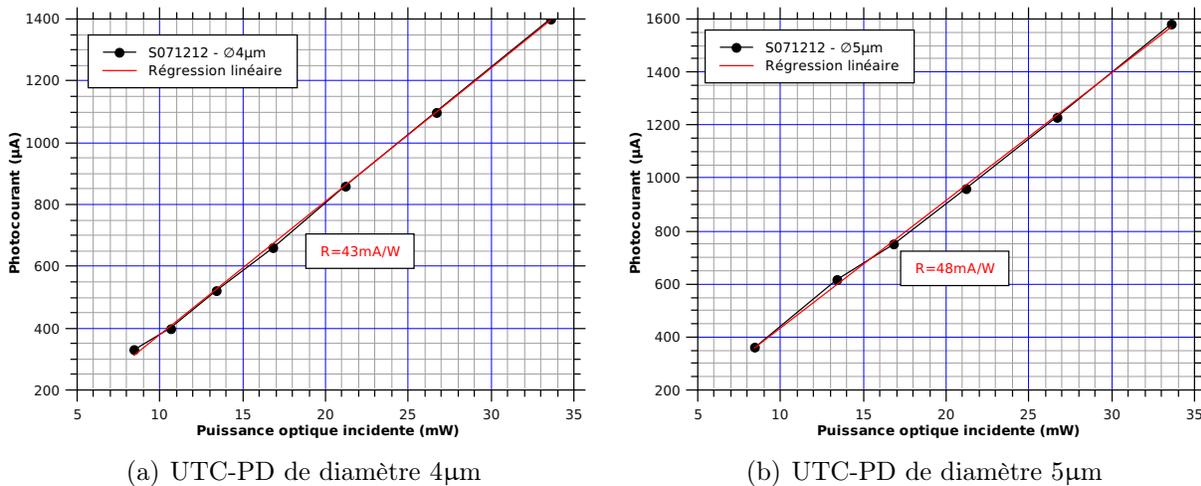


FIG. 4.19 – Coefficient de réponse pour des photodiodes UTC de diamètres différents à 300GHz

avons mesuré un coefficient de réponse de 48mA/W et 43mA/W pour les UTC-PD de respectivement 5µm et 4µm de diamètres. Nous expliquons cette différence par le fait que la taille du spot optique est légèrement plus grande que le diamètre du mesa du composant.

⁷EDFA : Erbium Doped Fiber Amplifier

La répartition spatiale de la puissance optique à partir du centre du *spot* suit une loi en $\exp(-r^2/w^2)$.

Nous pouvons comparer cette réponse avec les valeurs obtenues par Alexandre BECK lors de sa thèse[13] sur des UTC-PD en InGaAs où les épitaxies sont similaires à l'exception de la ZA. La ZA contient un gradient de composition qui permet de repousser la fréquence de coupure due à la diffusion des électrons dans cette zone. Pour un diamètre de $4\mu\text{m}$, les UTC-PD en InGaAs ont un coefficient de réponse de 45mA/W .

4.6.3 Mesure fréquentielle

Nous avons effectué une mesure du spectre émis par le photomélangeur autour de 300GHz . Cette mesure est présentée sur la figure 4.20 avec une UTC-PD de $4\mu\text{m}$ de diamètre. Le

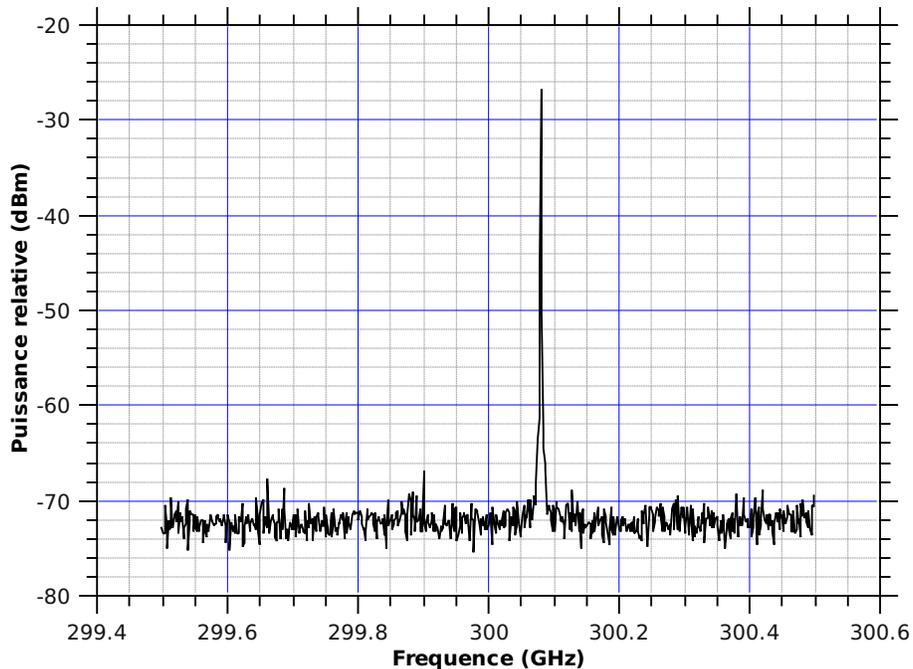


FIG. 4.20 – Spectre fréquentiel de l'émission d'un photomélangeur avec une diode de $4\mu\text{m}$ de diamètre réalisée sur la couche S071212

photocourant mesuré est de $1,4\text{mA}$ pour une puissance optique de 34mW . La même mesure a été réalisée avec des UTC en InGaAs de $3\mu\text{m}$ de diamètre avec les mêmes conditions expérimentales. Pour une puissance térahertz rayonnée identique à 1dB près, le photocourant mesuré dans les UTC en InGaAs est de $280\mu\text{A}$. Le rapport 5 au niveau des photocourants ne s'explique pas uniquement par la différence de sections des UTC-PD. Plusieurs facteurs justifient cette différence comme le gradient de composition dans la ZA des UTC-PD en

InGaAs ou le coefficient de diffusion des électrons dans la ZA qui est meilleur dans le cas de l’InGaAs.

Il faut également tenir compte dans ces résultats de la répartition spatiale de la puissance du *spot* optique. Cette puissance en fonction de la distance par rapport au centre du *spot* est proportionnelle à $1 - \exp(-r^2/w^2)$. Pour les diodes UTC-PD de 3 μm et 4 μm de diamètres, le rapport des photocourants (et donc des puissances optiques via la réponse) est d’environ 1,1.

4.6.4 Conclusion

À partir de l’ensemble de ces résultats, nous pouvons conclure que la réponse des UTC-PD en GaAsSb est quasiment identique à celle en InGaAs avec gradient de composition. Au niveau dynamique, les UTC-PD en InGaAs offrent de meilleures performances pour la génération de térahertz. Pour la même puissance térahertz générée à 300 GHz, il a fallu 5 fois moins de photocourant pour les UTC-PD en InGaAs. Le tableau 4.7 récapitule les résultats obtenus sur les UTC-PD à 300GHz.

Zone absorbante UTC-PD	Réponse (mA/W)	Photocourant (mA)	Puissance relative détectée (dBm)
InGaAs[13] \varnothing 3 μm	45	0,280	-28
GaAsSb \varnothing 4 μm	43	1,4	-27

TAB. 4.7 – Bilan de la caractérisation des UTC-PD

Pour améliorer les performances des UTC-PD, il est possible d’ajouter un gradient de composition dans la ZA (ce qui est le cas pour les UTC-PD en InGaAs caractérisées). Malheureusement, il est plus délicat de réaliser ce gradient avec le GaAsSb accordé sur InP puisque la bande interdite ne varie plus beaucoup en ajoutant de l’antimoine. Une autre possibilité serait de faire un gradient de dopage.

4.7 Caractérisation d’antennes photoconductrices à base de GaAsSb-BT

Dans ce paragraphe, nous allons présenter les résultats que nous avons obtenus sur les antennes photoconductrices à base de GaAsSb-BT sensibles à 1,06 μm .

4.7.1 Dispositif expérimental

Pour évaluer les performances de l'antenne photoconductrice à base de GaAsSb-BT, nous allons réaliser une mesure en émission-réception. L'émetteur sera une antenne photoconductrice en GaAsSb-BT, puis en GaAs-BT qui nous servira de référence, et le récepteur une antenne photoconductrice en GaAs-BT. La longueur d'onde utilisée pour le détecteur en GaAs-BT est fixée par la longueur d'onde utilisée par l'OPO ici $1,06\mu\text{m}$. En effet, pour la gamme $1,1 - 1,1\mu\text{m}$, le faisceau optique de pompe de l'OPO doit être à la longueur d'onde de 772nm (fixé par le cristal de PPLN).

Le dispositif expérimental utilisé pour réaliser ces mesures est présenté sur la figure 4.21. Le faisceau issu du laser titane/saphir est divisé en deux par une séparatrice d'environ 60/40 à 772nm .

Un des faisceaux (pompe) est dirigé vers l'OPO pour générer un faisceau laser à $1,05\mu\text{m}$ qui va nous permettre d'exciter l'antenne photoconductrice en GaAsSb-BT. Ce faisceau est haché par un hacheur mécanique à environ 1500Hz , ce qui est nécessaire pour l'utilisation de la détection synchrone pour la mesure du courant de réception sur l'antenne photoconductrice en GaAs-BT. La puissance optique mesurée avant l'antenne photoconductrice en émission est d'environ 23mW . L'antenne photoconductrice en émission est alimentée par une tension continue avec une mesure du courant d'alimentation. La polarisation se fait à l'aide de pointes dont l'une est posée sur le plan de masse de l'antenne et l'autre sur la brasure de l'antenne cornet (figure 4.22).

Le deuxième faisceau (sonde) est atténué et passe par une ligne à retard avant d'éclairer l'antenne photoconductrice en GaAs-BT de réception. Le photocourant généré est mesuré directement à l'aide de la détection synchrone.

4.7.2 Caractérisation statique et dynamique des antennes photoconductrices

Les résultats de mesures de courant et de photocourant pour les antennes photoconductrices sont présentés sur la figure 4.23. La puissance optique pour la caractérisation des antennes photoconductrices présentées sur les figures 4.23(a), 4.23(b) et 4.23(c) est de 11mW . Elle est par contre d'environ 23mW pour les mesures (jusqu'à destruction du composant) présentées sur la figure 4.23(d).

Nous allons commencer par présenter et analyser les résultats obtenus en courant et photocourant concernant le photocommutateur avec et sans *taper* (figures 4.23(a) et 4.23(b)). Le courant d'obscurité est légèrement plus élevé sur le photocommutateur avec *taper* puisque

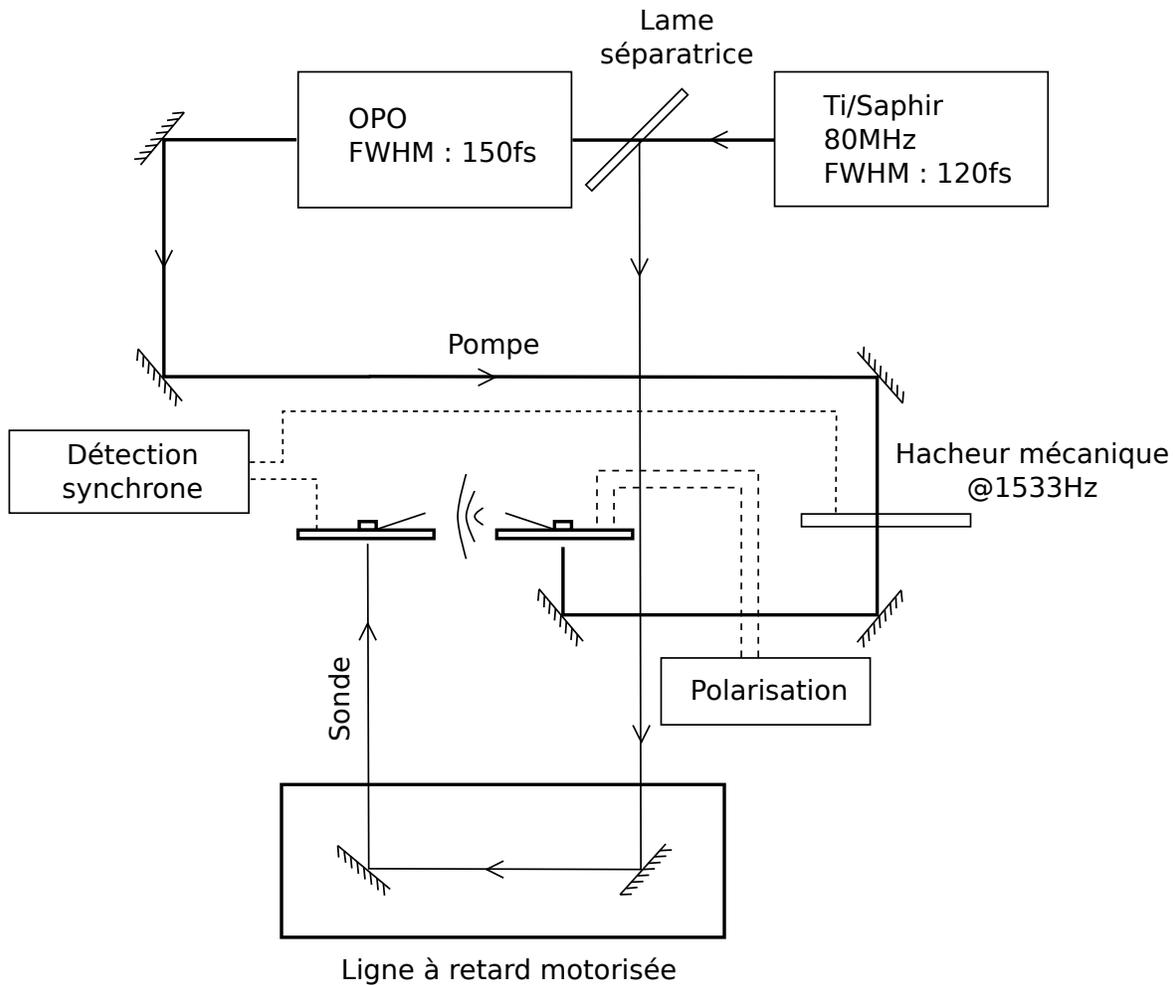


FIG. 4.21 – Dispositif expérimental de caractérisation des antennes photoconductrices en GaAsSb-BT

la densité de courant dans cette topologie traverse une plus grande surface (figure 4.17 page 229). Le photocourant produit par l'émetteur est également inférieur pour la structure avec taper d'environ $20\mu\text{A}$ alors que le courant total (courant d'obscurité plus photocourant) est identique pour les deux structures. Le courant crête détecté est également inférieur pour la structure avec *taper*.

Maintenant nous allons comparer les résultats obtenus avec les couches G090618 dont le temps de vie des porteurs est de 2ps avec une résistivité de $190\Omega\cdot\text{cm}$ et G090702 avec un temps de vie des porteurs de 6ps et une résistivité de $70\Omega\cdot\text{cm}$. Le courant d'obscurité est environ 2,5 fois plus important dans la couche G090702, ce qui était prévisible puisque la résistivité est environ 2,5 fois plus faible. Du fait que le temps de vie est plus long, il n'est pas surprenant que le photocourant mesuré avec la couche G090702 soit plus important. Le photocourant moyen mesuré à l'émetteur est environ 3 fois plus important, ce qui est cohérent avec un

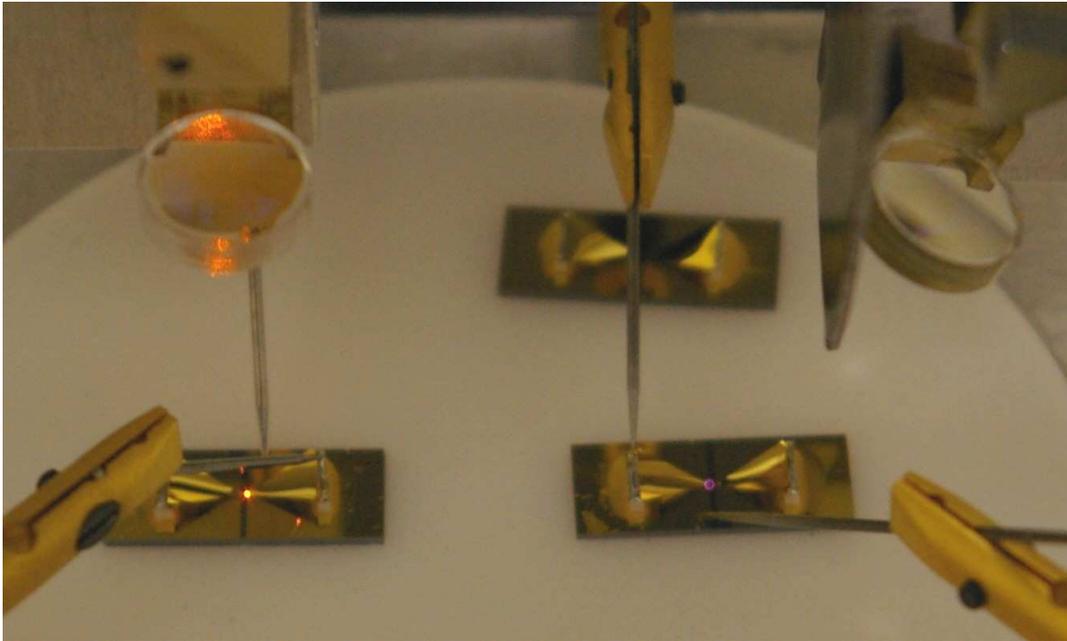


FIG. 4.22 – Photographie du dispositif de mesure utilisé pour la caractérisation des antennes photoconductrices en GaAs-BT et GaAsSb-BT. À gauche, l'antenne photoconductrice en GaAs-BT (réception) avec le faisceau à 772nm (couleur orangée) et à droite, l'antenne photoconductrice en GaAsSb-BT (émission) avec le faisceau à 1,05 μ m (couleur violette). La distance entre l'émetteur et le récepteur est d'environ 7mm.

temps de vie 3 fois plus long qui augmente le rapport cyclique. Le courant crête détecté est quasiment identique pour la même tension de polarisation. Cependant, le courant total est 2,7 fois plus important avec la couche G090702, ce qui signifie que la puissance à dissiper est 2,7 fois plus importante pour un même photocourant crête détecté par le récepteur.

Enfin sur la figure 4.23(d), nous avons tracé les résultats de mesure de courant et de photocourant pour une puissance optique de 23mW jusqu'à destruction du composant. Les différentes courbes ont une allure linéaire jusqu'à 12V. Au-delà, tous les courants augmentent fortement à l'exception du courant d'obscurité. Nous attribuons ce comportement à un effet thermique au vu de la puissance électrique et optique que le dispositif doit dissiper. Nous avons même pu observer une décroissance (sans doute de type exponentielle) d'environ une dizaine de secondes du courant d'obscurité vers sa valeur nominale après avoir coupé le faisceau optique de pompe.

Le courant crête détecté avant destruction est relativement important (pour des mesures de ce type) puisqu'il est d'environ 150nA à 13V.

Nous avons vu dans le paragraphe 4.1 page 204 que dans le cas de l'antenne cornet, la forme temporelle du champ électrique rayonné est la dérivée de la tension appliquée à ses

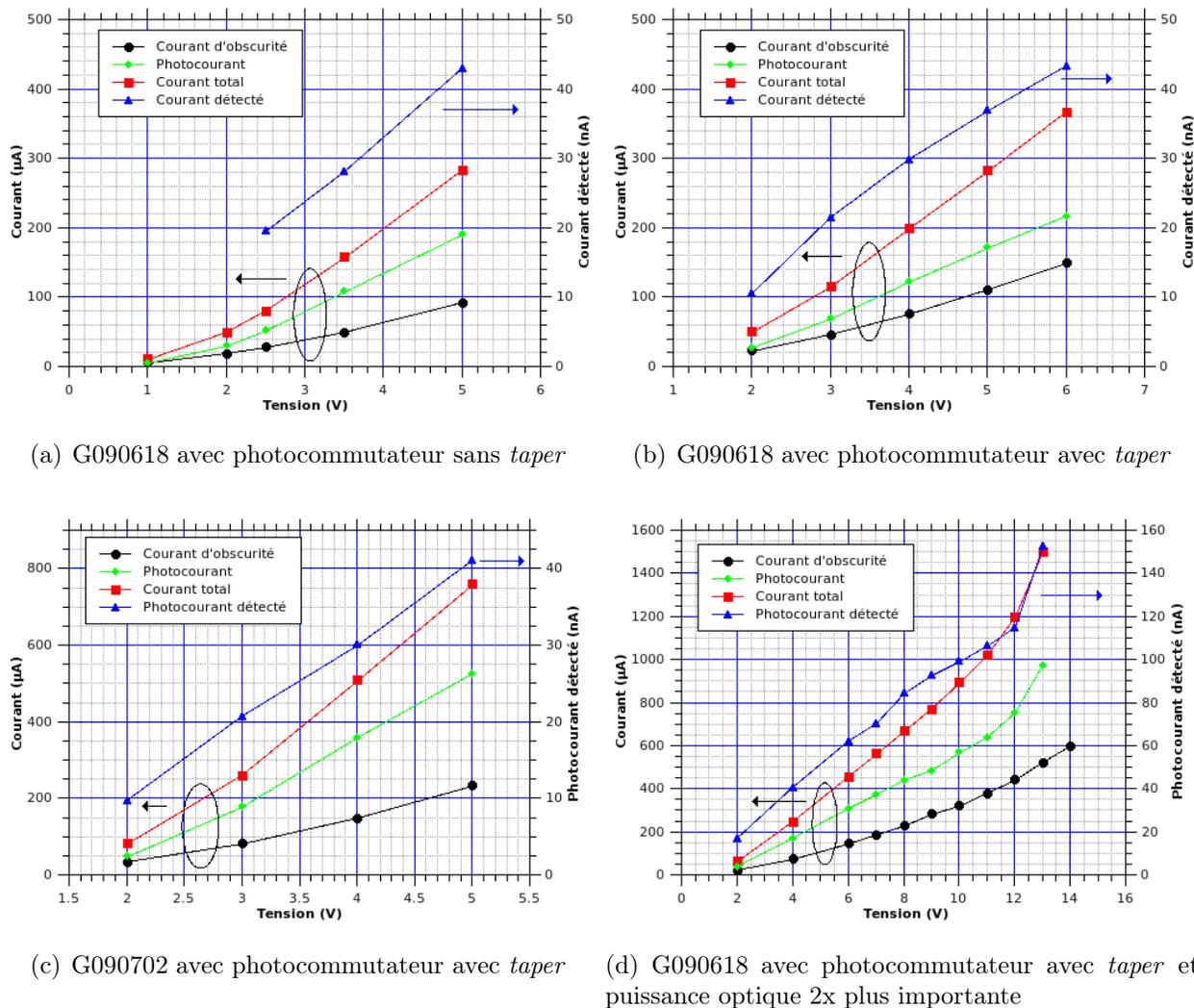
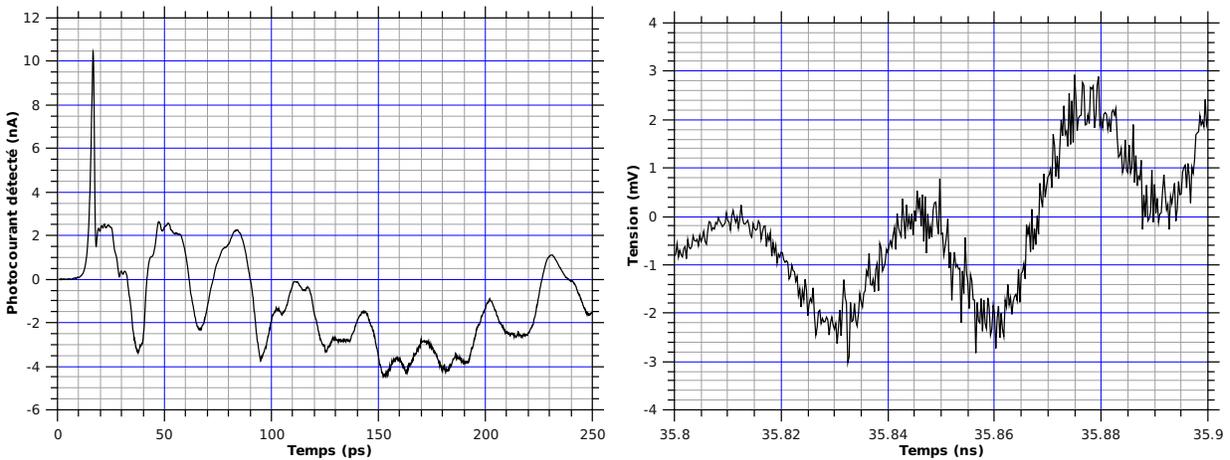


FIG. 4.23 – Mesures de courant et de photocourant pour les antennes photoconductrices en GaAsSb-BT

bornes. L'antenne cornet en réception ne modifie pas la forme temporelle du champ électrique.

En utilisant des antennes photoconductrices à base de matériau à temps de vie de porteurs court, l'impulsion rayonnée devrait avoir la forme temporelle que nous avons utilisée pour la simulation du monostable dans le chapitre 3. Cependant, cette approximation n'est valable que dans la fenêtre temporelle définie par la géométrie de l'antenne.

Nous avons réalisé une première mesure du courant détecté, relativement longue, avec la couche G090618 pour observer l'évolution du signal dans le temps (figure 4.24). Après l'impulsion rapide qui apparaît à 15ps (figure 4.24(a)), une oscillation importante à environ 30GHz est détectée après le pic principal. Cette mesure a été réalisée avec une tension de polarisation de 2V et une puissance optique de 11mW. Sur la figure 4.24(b), nous avons utilisé



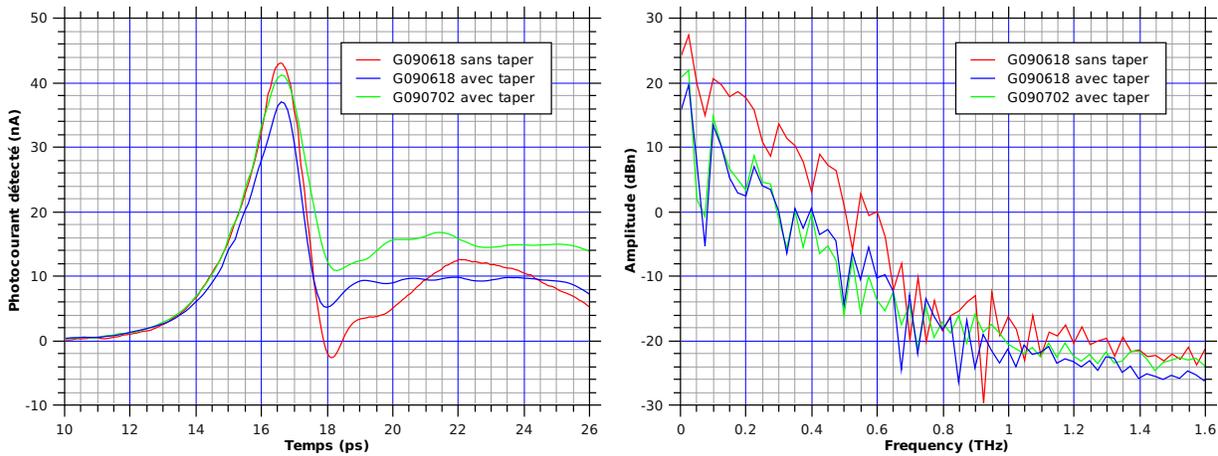
(a) Mesure du photocourant détecté par échantillonnage photoconductif. (b) Agrandissement de la mesure à l'oscilloscope ultra-rapide de la tension aux bornes d'une antenne cornet de taille centimétrique.

FIG. 4.24 – Mesure de l'oscillation à 30GHz.

un oscilloscope avec une bande passante de 60GHz pour mesurer la tension aux bornes d'une antenne cornet de taille centimétrique. L'antenne est positionnée perpendiculairement par rapport à la direction de propagation du rayonnement térahertz pour maximiser le signal qui est de 10mV crête à crête. L'antenne photoconductrice en émission est polarisée à 8V et la puissance optique est de 23mW.

Nous expliquons ces oscillations par la résonance de la cavité formée par le circuit ouvert à l'extrémité de l'antenne cornet et par le circuit ouvert lui-même formé par le photocommutateur. Cette hypothèse a été confirmée par des simulations numériques avec le logiciel CST Microwave Studio.

Pour le courant détecté, les valeurs indiquées sont les valeurs crêtes du courant mesuré par échantillonnage photoconductif. Les allures temporelles du photocourant détecté ainsi que sa transformée de Fourier sont présentées sur la figure 4.25 pour différentes structures avec et sans *taper*. La tension de polarisation des antennes photoconductrices en émission est de 5V. Les courbes rouge et bleu vont nous permettre de comparer les performances des photocommutateurs avec et sans *taper*. Les photocommutateurs sans *taper* ont une plus grande amplitude et une pente plus forte pour la descente. Cette pente plus raide permet de générer plus de puissance térahertz comme le montre la figure 4.25(b). Pour étudier l'effet du temps de vie des porteurs nous pouvons comparer les résultats obtenus entre les couches G090618 et G090702 même si elles ont des résistivités différentes (courbes bleu et verte). Au niveau de la forme temporelle (figure 4.25(a)) la couche G090618 présente de meilleurs résultats temporels même si l'amplitude est légèrement plus faible. En effet, le temps de vie des porteurs plus court dans cette couche se traduit par une pente plus forte, qui, comme



(a) Mesure temporelle du photocourant détecté (b) Transformée de Fourier du photocourant détecté

FIG. 4.25 – Mesures de courant et de photocourant pour les antennes photoconductrices en GaAsSb-BT avec et sans taper polarisées à 5V.

nous l'avons déjà dit, permet de générer plus de puissance aux fréquences térahertz. Les autres différences, plus marquées mais sans conséquences sur la génération de térahertz, se trouvent entre 18ps et 20ps. Cependant, ces différences au niveau temporel n'ont que de petites répercussions dans le domaine fréquentiel. Sur la figure 4.25(b), la différence entre la couche G090618 et G090702 n'est que très légère.

La figure 4.26 présente les différentes allures temporelles de photocourant détecté en fonction de la tension de polarisation. Au niveau temporel (figure 4.26(a)), il est intéressant de remarquer que l'amplitude des oscillations à 30GHz augmente avec la tension d'alimentation, ce qui est consistant avec l'hypothèse émise pour expliquer ces oscillations. Les allures du courant détecté ne sont pas altérées (pas d'effet de saturation) en augmentant la tension de polarisation.

Au niveau fréquentiel (figure 4.26(b)), l'augmentation de la tension de polarisation translate simplement la transformée de Fourier sans modifier, ou très peu, l'allure de la courbe. Cela confirme l'observation faite au niveau temporel concernant la forme des impulsions avec la tension de polarisation.

4.7.3 Conclusion

Dans ce paragraphe, nous avons caractérisé des antennes photoconductrices à base de GaAsSb-BT sensible à $1,05\mu\text{m}$. Ces mesures ont confirmé les résultats préliminaires obtenus dans le chapitre 2. La couche G090618 a de bien meilleures propriétés pour la génération de térahertz de part son temps de vie plus court et sa résistivité plus élevée.

Les résultats obtenus en émission, sans collimater le rayonnement térahertz, permettent

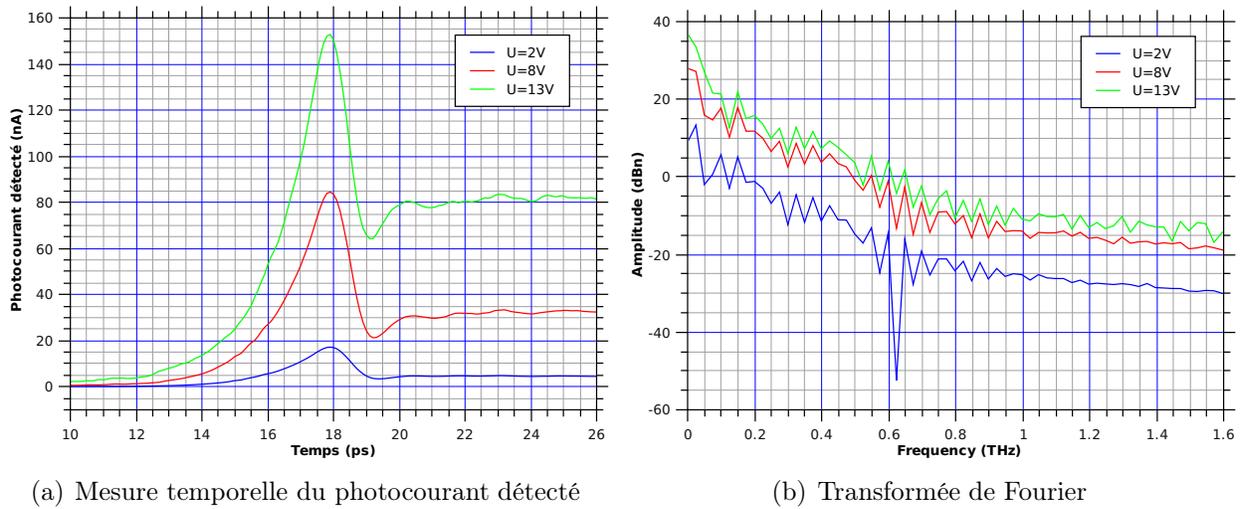


FIG. 4.26 – Mesures de courant et de photocourant pour les antennes photoconductrices en GaAsSb-BT (G090618) avec *taper* pour différentes tensions de polarisation.

d'envisager des applications en spectroscopie avec des lasers compacts émettant à $1,06\mu\text{m}$. Les photocourants crêtes mesurés par échantillonnage photoconductif sont relativement importants. Malheureusement nous ne disposons pas de bolomètre pour mesurer la puissance émise au moment de la caractérisation.

Une antenne photoconductrice à base de GaAs-BT polarisée sous 1V et éclairée à 772nm avec une puissance optique de 13mW a permis de générer un courant crête détecté d'environ 17nA . La géométrie du photocommutateur est un peigne interdigité, faute d'avoir des motifs similaires à ceux utilisés pour le GaAsSb-BT. En extrapolant le courant crête détecté pour les couches G090618 à 1V, nous obtenons environ 5nA pour la structure sans *taper* et 4nA pour la structure avec *taper*. Les photocommutateurs en GaAsSb-BT que nous avons réalisés sont moins performant que ceux en GaAs-BT. Cependant, les premiers résultats obtenus sont encourageants puisque la différence des courants crêtes détectés est d'un facteur 3,3 sur une couche que nous n'avons pas entièrement optimisée. Le tableau 4.8 regroupe les différents résultats obtenus sur les antennes photoconductrices.

Matériau	Courant total (μA)	Courant crête détectée (nA)
GaAs-BT	$4@U_{pol}=1\text{V}$	17
GaAsSb-BT (G090618)	$51@U_{pol}=2\text{V}$	10,5
GaAsSb-BT (G090702)	$75@U_{pol}=2\text{V}$	9,5

TAB. 4.8 – Bilan de la caractérisation des UTC-PD

Nous avons également fait un essai en détection avec une antenne photoconductrice en GaAsSb-BT pour la détection et une antenne en GaAs-BT en émission. Pour une tension de

polarisation de 1V de l'émetteur, nous n'avons pas détecté de signal. Le courant d'obscurité est trop important et le temps de vie des porteurs trop long pour ce genre d'application.

4.8 Une tentative : la photodiode à émission interne

Avant la réalisation des UTC-PD en GaAsSb, nous avons envisagé la réalisation de photodiodes à émission interne comme alternative aux UTC-PD.

La photoémission (ou effet photoélectrique) est l'extraction d'un électron d'un matériau par absorption d'un photon. Pour un métal, l'énergie apportée par le photon doit être supérieure ou égale au travail d'extraction du métal. Dans le cas de la photoémission interne, l'électron excité par un photon acquiert suffisamment d'énergie pour franchir une barrière de potentiel formée par une hétéro-jonction.

Nous avons réalisé des photodiodes à émission interne dont la barrière de potentiel est formée par un contact Schottky Au-GaAs. Sur la figure 4.27, le mécanisme de photoémission

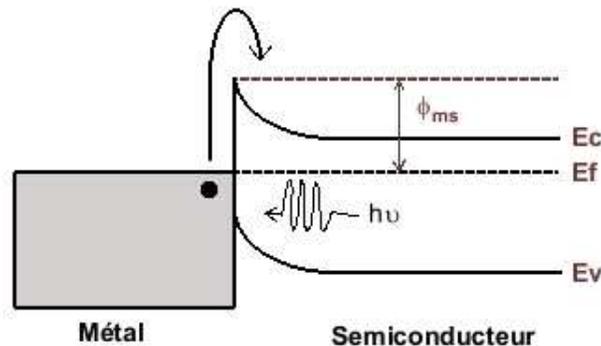


FIG. 4.27 – Mécanisme de photoémission interne

interne est illustré. Les électrons de la couche d'or déposée sur le GaAs sont excités par l'absorption des photons incidents. Cette énergie supplémentaire permet aux électrons de franchir la barrière Schottky formée par le couple Au-GaAs et de créer un photocourant. Cette barrière de potentiel va déterminer la longueur d'onde de coupure du composant donnée par la relation suivante en μm :

$$\lambda_c = \frac{1,24}{\phi_{ms}(eV)}$$

Pour le couple Au-GaAs, la barrière Schottky est de $\phi_{ms} \approx 0,8-0,9\text{eV}$ soit $\lambda_c \approx 1,4\mu\text{m}-1,55\mu\text{m}$. Cela permet une utilisation du composant entre 900nm et 1,55 μm . Dans cette gamme de longueurs d'ondes le GaAs est transparent et l'or possède de bonnes propriétés électriques et

optiques.

L'absorption se faisant dans le métal, très peu d'électrons vont pouvoir en être soustraits. Le rendement quantique interne d'une telle structure a été calculé par Fowler[14] en 1931 dans un premier temps puis amélioré par Vicker[15] et Dalal[16] en 1971. Le calcul effectué par Vicker et Dalal s'applique aux couches minces de métal et traite l'électron dans le cadre d'un transport balistique. Un calcul plus abouti a été mené par Mooney[17] en 1985 qui tient compte des différentes interactions entre les électrons chauds et les phonons entre autre. En première approximation, on peut considérer que le rendement quantique interne s'écrit :

$$\eta = \frac{(h\nu - \phi_{ms})^2}{E_f h\nu}$$

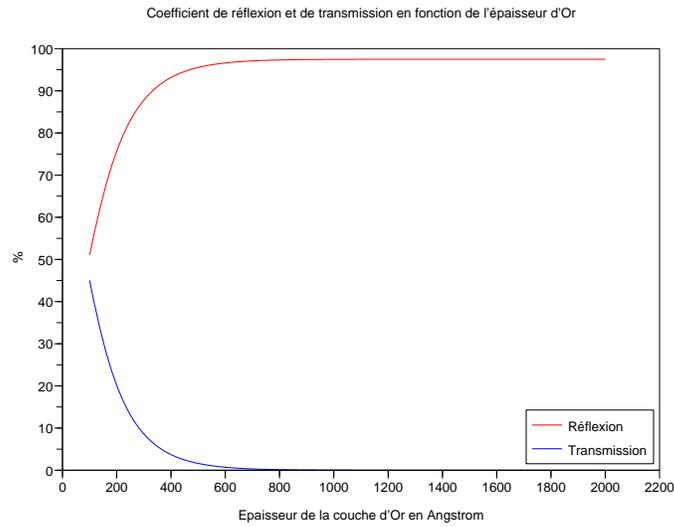
Nous avons calculé l'absorption dans l'or en fonction de l'épaisseur de la couche d'or déposée. Ce calcul a été réalisé sur la base de la méthode des matrices de transfert. Sur la figure 4.28, nous pouvons voir les propriétés optiques de la couche d'or en fonction de son épaisseur. La courbe d'absorption en fonction de l'épaisseur de la couche d'or est obtenue à partir de la relation $A = 1 - (R + T)$. La simulation montre que pour une épaisseur de 10nm, l'absorption est maximale. Ce résultat s'explique par le fait que la couche est suffisamment fine pour être transparente et se comporter comme une cavité Fabry-Perot. Ainsi les photons dans le métal font plusieurs aller-retour entre les deux dioptrés composés par l'interface metal-air et l'interface semiconducteur-métal. Les photons donc ont une plus grande probabilité d'être absorbés.

De part son mécanisme de fonctionnement, la réponse statique de ce composant est relativement faible. Pour augmenter cette réponse statique, il est possible d'insérer la zone active ie la couche d'or dans une cavité optique résonante. Le gain obtenu dans ce type de structure est d'environ 9[18]. Une autre possibilité pour augmenter le gain est de structurer la surface d'or afin d'exciter des modes plasmons dans le métal. Un gain de 30 a été reporté par Brueck *et al* [19].

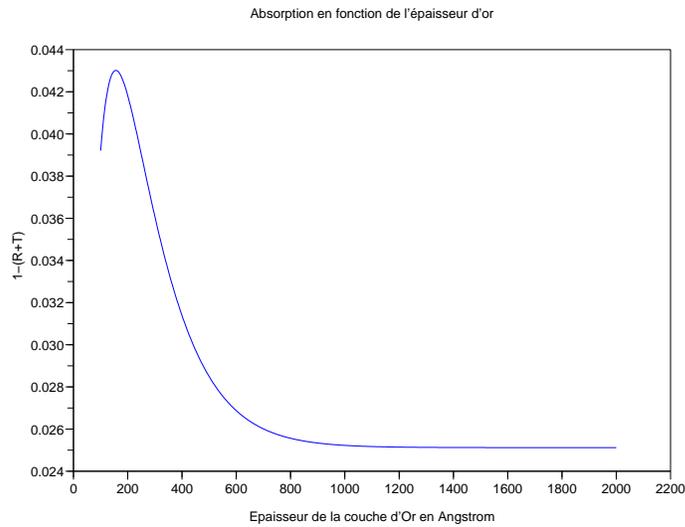
4.8.1 Réalisation des photodiodes à émission interne

La structure épitaxiale des diodes à émission interne est donnée dans le tableau 4.9. La couche du collecteur est légèrement dopée n pour compenser le dopage résiduel p des couches en GaAs intrinsèque et assurer la déplétion totale de la couche. Le sous-collecteur est fortement dopé pour assurer un excellent contact ohmique.

La technologie mise en œuvre pour la réalisation des photodiodes à émission interne est relativement simple (figure 4.29). Le point le plus délicat est la métallisation du contact ohmique supérieur qui est déposé directement sur le GaAs sans couche d'accroche pour avoir



(a) Réflexion et transmission



(b) Absorption

FIG. 4.28 – Propriétés optiques de la photodiode à émission interne

	Matériau	Épaisseur (Å)	Dopage (cm^{-3})
Substrat semi-isolant	GaAs		
Sous-collecteur	GaAs	6000	$n^+ 10^{19}$
Collecteur	GaAs	2000	$n^- 2 \cdot 10^{16}$

TAB. 4.9 – Couche épitaxiale des photodiodes à émission interne

une barrière Schottky Au-GaAs (figure 4.29.b). La qualité de l'interface Au-GaAs aussi bien optique qu'électrique est primordiale pour ce genre de structure. Avant l'étape de métalli-

sation, un léger plasma est effectué pour éliminer la couche d'oxyde natif sur le GaAs. La

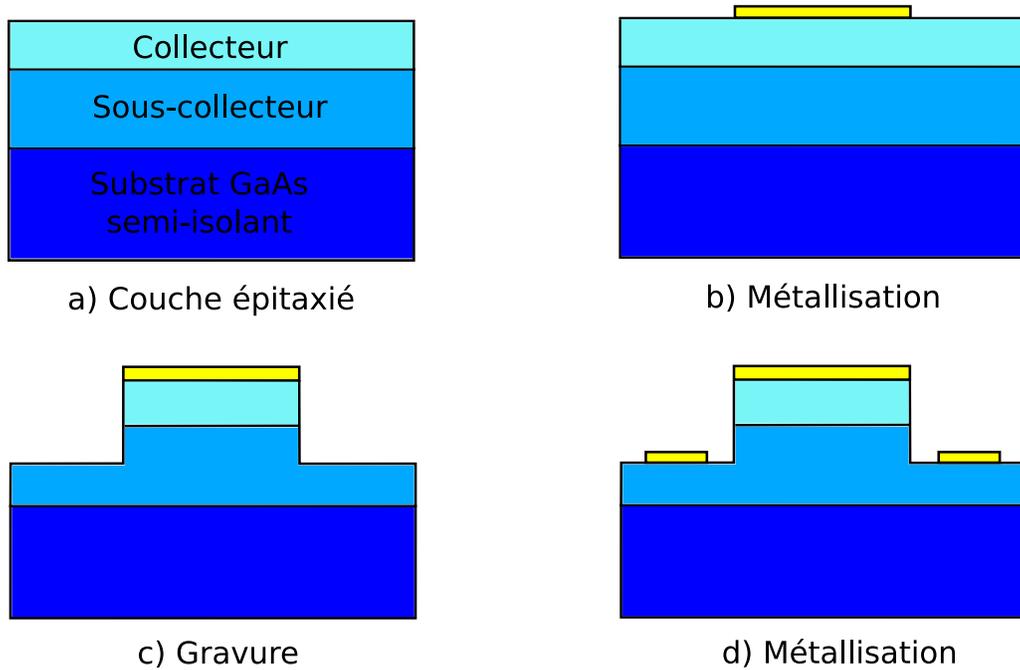


FIG. 4.29 – Étape technologique pour la réalisation de photodiodes à photoémission interne

couche d'or déposée est de 2000\AA . Pour cette première structure, nous n'avons pas cherché à mettre à profit la cavité Fabry-Perrot obtenue avec une fine couche d'or. L'étape suivante est une étape de gravure pour accéder au sous-collecteur afin de pouvoir déposer les contacts métalliques inférieurs (figure 4.29.c). Pour la gravure, nous avons utilisé une attaque chimique classique pour les arséniés : $\text{H}_3\text{PO}_4/\text{H}_2\text{O}_2/\text{H}_2\text{O}$. Pour finir, les contacts métalliques sont déposés avec une couche d'accroche en titane (figure 4.29.d).

Les diamètres des diodes que nous avons réalisées varient de $10\mu\text{m}$ à $40\mu\text{m}$ afin de pouvoir facilement mesurer le coefficient de réponse en étant sûr que l'ensemble du spot optique est focalisé sur la diode.

4.8.2 Mesure statique de la réponse

La mesure de photocourant en fonction de la puissance optique présentée sur la figure 4.30 a été réalisée sur une diode de diamètre de $40\mu\text{m}$ afin de pouvoir focaliser entièrement le spot lumineux sur la photodiode. La réponse déduite de cette courbe est de $14\mu\text{A}/\text{W}$ à une longueur d'onde de 1545nm . Des mesures similaires à une longueur d'onde de 1300nm ont donné une réponse de $34\mu\text{A}/\text{W}$.

Photocourant en fonction de la puissance optique incidente

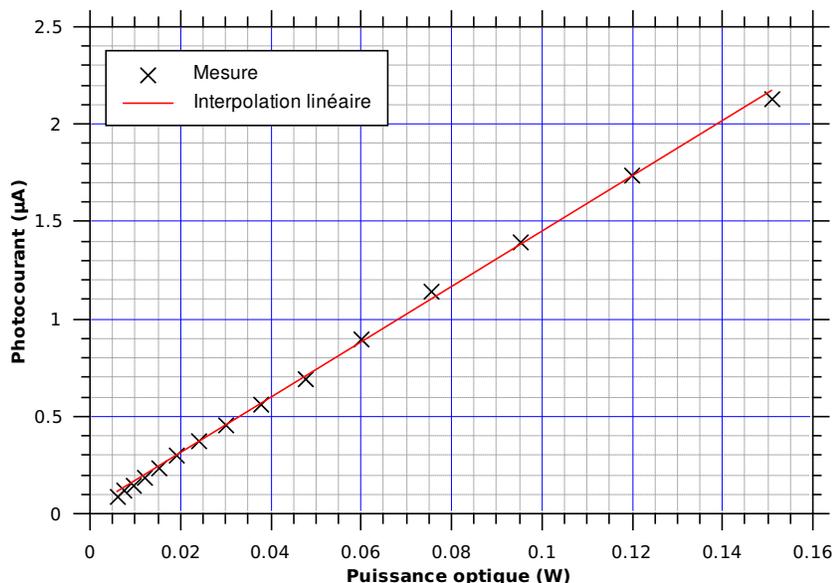
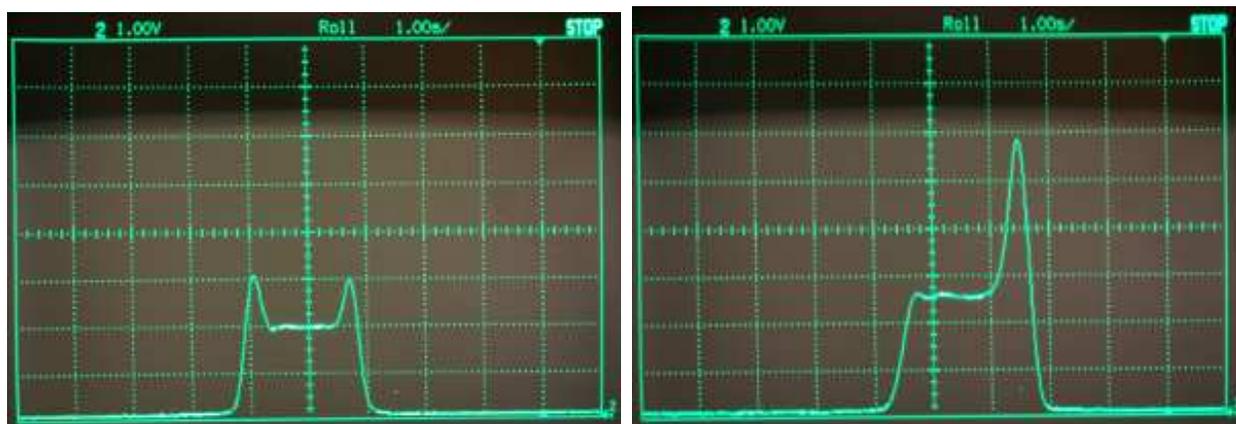


FIG. 4.30 – Photocourant en fonction de la puissance optique incidente sur une photodiode de $\varnothing 40\mu\text{m}$. La réponse mesurée est de $14\mu\text{A}/\text{W}$ à une longueur d’onde de 1545nm .

Pendant les mesures du coefficient de réponse nous avons remarqué que le photocourant, pour une même puissance optique, augmentait en fonction de la polarisation optique quand le spot était focalisé sur les bords de la structure. Sur les figures 4.31(a) et 4.31(b), nous pouvons voir l’allure du photocourant en fonction de sa position sur la photodiode pour deux polarisations différentes. Pour obtenir ces traces, nous avons déplacé le spot lumineux le long de la structure. Dans le premier cas la polarisation est réglée de manière à avoir des



(a) Polarisation équivalente des deux côtés

(b) Polarisation perpendiculaire au premier côté et parallèle au deuxième

FIG. 4.31 – Effet de la polarisation sur le photocourant

pics équilibrés alors que dans l'autre cas de figure nous avons maximisé le photocourant du second pic. Le photocourant est maximum quand la polarisation est tangente au bord du composant avec environ 2,4 fois plus de photocourant.

4.8.3 Conclusion

La photodiode à émission interne est un composant séduisant du fait de sa structure relativement simple et le peu d'étapes technologiques nécessaires à sa réalisation. Le principe de fonctionnement ressemble à celui des photodiodes UTC-PD avec l'absorption des photons dans une zone fortement conductrice afin de ne pas avoir de constante de temps liée aux trous. Cependant comme l'ont confirmé les mesures préliminaires, la réponse de ce composant est relativement faible. Cette réponse est de 3 ordres de grandeur inférieure à ce que l'on obtient pour des photodiodes UTC-PD.

Nous avons tout de même remarqué des effets de résonance intéressants sur la mesure du photocourant en fonction de la polarisation. À la résonance, le photocourant est environ 2,4 fois plus important. Malgré cela et en se plaçant dans des conditions optimales avec une mesure à $1,06\mu\text{m}$, il est peu probable d'obtenir 3 ordres de grandeur sur le photocourant. Une autre alternative serait de placer la zone absorbante dans une cavité pour permettre aux photons de faire plusieurs passages dans la zone absorbante.

4.9 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons dans un premier temps présenté les différentes étapes technologiques pour la réalisation de photomélangeurs à base d'UTC-PD en GaAsSb, d'un circuit monostable à base de DTR et d'antennes photoconductrices en GaAsSb-BT. Dans un deuxième temps, nous avons caractérisé ces dispositifs pour la génération et la détection de térahertz.

La réalisation des photomélangeurs à base d'UTC-PD en GaAsSb s'inscrit dans la continuité des travaux de A.Beck avec la réalisation de photomélangeurs à base d'UTC-PD en InGaAs. À notre connaissance, c'est le premier photomélangeur à base d'UTC-PD en GaAsSb. La principale difficulté rencontrée lors de la réalisation de ce dispositif est la gravure des couches antimoniées qui nécessite encore la mise au point de solutions de gravure.

Au niveau performance statique, les UTC-PD en GaAsSb ont une réponse similaire aux UTC-PD en InGaAs. Les résultats en dynamique ont montré que les UTC-PD en InGaAs avec gradient de composition sont plus performantes pour la génération de térahertz.

Les résultats obtenus avec les antennes photoconductrices en GaAsSb-BT sensibles à $1,05\mu\text{m}$ en impulsionnel sont très encourageants. Nous n'avons pas pu mesurer la puissance du rayonnement émis, cependant la valeur des photocourants mesurés en échantillonnage photoconductif démontre le potentiel de ce matériau pour des applications en spectroscopie avec des performances similaires au GaAs-BT. D'autant plus que des progrès sont encore possibles sur la croissance des couches de GaAsSb-BT comme nous l'avons vu dans le chapitre 2.

Nous n'avons pas obtenu de résultat en détection, mais au vu des résultats en émission, il est plus que probable que ce matériau permette la détection d'impulsions térahertz. Cependant, le temps de vie, relativement long, de nos couches dégrade la résolution temporelle (fréquentielle) par rapport à ce que l'on obtient avec du GaAs-BT. Cela est dû au fait que la fenêtre d'échantillonnage est beaucoup plus longue.

Les étapes technologiques pour la réalisation du circuit monostable ne sont pas encore optimales. Il ne nous a donc pas été possible, pour le moment, de valider le fonctionnement de ce circuit suite aux simulations du chapitre 3. Notamment, le problème de la fréquence de résonance de l'inductance va sans doute nous obliger à diminuer la largeur de l'impulsion en sortie du monostable à une dizaine de picosecondes.

Bibliographie

- [1] *Antennas for all applications*. McGraw-Hill, 1988.
- [2] DM Kerns. Plane-wave scattering-matrix theory of antennas and antenna-antenna interactions. *NASA STI/Recon Technical Report N*, 82 :15358, 1981.
- [3] M. Kanda. Time-domain sensors and radiators. *Time-Domain Measurements in Electromagnetics*, pages 122–174, 1986.
- [4] J.R. Andrews. UWB signal sources, antennas and propagation. *Application note AN-14a, Picosecond Pulse Labs, Boulder, Colo, USA*, 2003.
- [5] T. Ishibashi, N. Shimizu, S. Kodama, H. Ito, T. Nagatsuma, and T. Furuta. Uni-traveling-carrier photodiodes. *OSA TOPS on Ultrafast Electronics and Optoelectronics*, 13 :83–87, 1997.
- [6] H. Ito, T. Furuta, S. Kodama, and T. Ishibashi. InP/InGaAs uni-travelling-carrier photodiode with 310 GHz bandwidth. *Electronics Letters*, 36(21) :1809–1810, Oct 2000.
- [7] H. Ito, F. Nakajima, T. Furuta, K. Yoshino, Y. Hirota, and T. Ishibashi. Photonic terahertz-wave generation using antenna-integrated. *Electronics Letters*, 39(25) :1828–1829, Dec. 2003.
- [8] F. Nakajima, T. Furuta, and H. Ito. High-power continuous-terahertz-wave generation using resonant-antenna-integrated uni-travelling-carrier photodiode. *Electronics Letters*, 40(20) :1297–1298, Sept. 2004.
- [9] H. Ito, T. Furuta, F. Nakajima, K. Yoshino, and T. Ishibashi. Photonic generation of continuous THz wave using uni-traveling-carrier photodiode. *Lightwave Technology, Journal of*, 23(12) :4016–4021, Dec. 2005.
- [10] Liguang Zheng, Xiong Zhang, Yuping Zeng, S.R. Tataavarti, S.P. Watkins, C.R. Bolognesi, S. Demiguel, and J.C. Campbell. Demonstration of high-speed staggered lineup GaAsSb-InP unitraveling carrier photodiodes. *Photonics Technology Letters, IEEE*, 17(3) :651–653, March 2005.
- [11] A. Dyson, I.D. Henning, and M.J. Adams. Comparison of Type I and Type II Heterojunction Unitravelling Carrier Photodiodes for Terahertz Generation. *Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 14(2) :277–283, March-april 2008.
- [12] M.W. Dvorak, C.R. Bolognesi, O.J. Pitts, and S.P. Watkins. 300 GHz InP/GaAsSb/InP double HBTs with high current capability and BVCEO>6 V. *Electron Device Letters, IEEE*, 22(8) :361–363, Aug 2001.

- [13] Alexandre Beck. *Réalisation et caractérisation de photodiodes à transport unipolaire pour la génération d'ondes térahertz*. PhD thesis, Université des Sciences et Technologie de Lille, 2008.
- [14] RH Fowler. The analysis of photoelectric sensitivity curves for clean metals at various temperatures. *Physical Review*, 38(1) :45–56, 1931.
- [15] VE Vickers. Model of Schottky barrier hot-electron-mode photodetection. *Appl. Opt*, 10 :2190–2192, 1971.
- [16] V.L. Dalal. Simple model for internal photoemission. *Journal of Applied Physics*, 42 :2274, 1971.
- [17] JM Mooney and J. Silverman. The theory of hot-electron photoemission in Schottky-barrier IR detectors. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 32(1) :33–39, 1985.
- [18] Ibrahim Kimukin, Ekmel Ozbay, Necmi Biyikli, Tolga Kartaloglu, Orhan Aytur, Selim Unlu, and Gary Tuttle. High-speed GaAs-based resonant-cavity-enhanced 1.3 μm photodetector. *Applied Physics Letters*, 77(24) :3890–3892, 2000.
- [19] S. R. J. Brueck, V. Diadiuk, T. Jones, and W. Lenth. Enhanced quantum efficiency internal photoemission detectors by grating coupling to surface plasma waves. *Applied Physics Letters*, 46(10) :915–917, 1985.

Conclusion générale

Au cours de cette thèse, nous nous sommes intéressés au développement de briques élémentaires pour la réalisation de systèmes compacts fonctionnant aux fréquences térahertz. Pour la génération de térahertz, il existe trois approches : électronique, optique et optoélectronique. C'est cette dernière que nous avons utilisée pour le développement de composants. Pour des longueurs d'ondes supérieures à $1\mu\text{m}$, il existe déjà des sources lasers compacts avec des puissances suffisantes pour les applications visées. Ces applications sont principalement dans la spectroscopie mais aussi dans l'imagerie et les télécommunications. À l'état actuel, il n'existe pas de sources térahertz compacts, et fonctionnant à température ambiante, suffisamment puissantes pour les applications précitées.

Pour la génération d'impulsions térahertz à l'aide de matériaux à temps de vie court, le GaAs épitaxié à basse température (GaAs-BT) est le matériau de référence. Malheureusement ce matériau est sensible à 820nm où les lasers disponibles ne sont pas compacts, ce qui interdit le développement de systèmes portatifs. Pour pallier à ce problème, il est possible de réduire la bande interdite du GaAs-BT pour le rendre sensible à des longueurs d'ondes supérieures à $1\mu\text{m}$. Pour cela il suffit de rajouter de l'indium (GaInAs) ou de l'antimoine (GaAsSb). Les résultats obtenus avec du GaInAs sensible à $1,06\mu\text{m}$ et $1,55\mu\text{m}$ ont montré que la faible résistance d'obscurité limite la tension de polarisation et par conséquent la puissance térahertz générée. Les premiers résultats publiés sur le GaAsSb-BT sont peu exhaustifs concernant les conditions de croissance et le temps de vie des porteurs. Cependant ce matériau a rapidement démontré des possibilités d'applications dans l'imagerie térahertz. C'est dans ce contexte que nous avons réalisé à l'IEMN des couches de GaAsSb-BT. La température de croissance ainsi que le flux d'arsenic se sont révélés être des paramètres sensibles pour la qualité du matériau. Après croissance, nous avons réalisé des mesures en transmission optique pour déterminer la bande interdite, et des mesures pompe-sondes pour déterminer le temps de vie des porteurs et des mesures par effet Hall pour les paramètres électriques, et ce, pour différentes températures de recuit. De cette étude, nous avons obtenu un matériau avec des paramètres optiques et électriques satisfaisants pour la génération de térahertz. Pour une température de croissance

de 310°C et un pourcentage d'antimoine de 15% (bande interdite d'environ 1,1eV), le temps de vie des porteurs mesuré est de 2ps et la résistivité d'obscurité de 190Ω·cm. Ces résultats ont été obtenus sans recuit après croissance. Pour l'ensemble des couches que nous avons réalisées, le recuit au-delà de 500°C a eu pour effet de diminuer la résistance d'obscurité.

À partir des meilleures couches de GaAsSb-BT, nous avons réalisé des antennes photoconductrices. Pour caractériser ces dispositifs, nous avons détecté le rayonnement térahertz émis par ces antennes par échantillonnage photoconductif à l'aide d'une antenne photoconductrice en GaAs-BT. Les courants crêtes détectés ont atteint des valeurs de 150nA pour une tension de polarisation de l'émetteur de 13V et un photocourant d'environ 1mA.

Le GaAsSb-BT semble être un bon candidat pour la génération de térahertz par voie optoélectronique avec des lasers émettant à 1μm. Les premiers résultats obtenus montrent que ce matériau a des performances proches du GaAs-BT en génération impulsionnelle de térahertz. Ces résultats peuvent encore être améliorés en travaillant sur les paramètres de croissance du GaAsSb-BT.

L'autre approche pour générer des ondes térahertz est l'utilisation de composants ultrarapides avec des fréquences de coupure élevées. Les photodiodes UTC-PD rentrent dans cette catégorie de composants avec des fréquences de coupure supérieures à la centaine de gigahertz. Dans le cadre de cette thèse, nous avons réalisé des photomélangeurs à base d'UTC-PD en GaAsSb, l'objectif étant principalement de comparer les résultats obtenus avec des photomélangeurs à base d'UTC-PD en InGaAs. Nous avons réalisé, à notre connaissance, le premier photomélangeur à base d'UTC-PD en GaAsSb.

Les premiers résultats que nous avons obtenu montrent que la réponse est quasiment identique pour des UTC-PD en InGaAs ou en GaAsSb. D'autre part, le gradient de composition dans la zone absorbante des UTC-PD en InGaAs permet d'obtenir de meilleures performances pour la génération de térahertz. Nous avons également généré un signal continu à environ 300GHz, ce qui démontre la faisabilité de photomélangeurs à base d'UTC-PD en GaAsSb.

Enfin nous avons travaillé sur la réalisation d'un circuit monostable pour la détection d'impulsions térahertz et ainsi faciliter le traitement de ces impulsions par de l'électronique classique. Ce circuit est basé sur une diode à effet tunnel résonnant (DTR) polarisée près de sa tension pic. L'impulsion térahertz à détecter fait basculer la DTR dans un état instable, dont la durée est fixée par des composants externes, avant de retourner au point de polarisation (état stable). La tension aux bornes de la DTR est donc une impulsion dont la largeur à mi-hauteur est de l'ordre de la dizaine de picosecondes. Les résultats de simulation ont montré que la fréquence de résonance de l'inductance devait être très élevée pour permettre

au monostable de détecter l'impulsion térahertz. Cette fréquence de résonance semble être une forte limitation sur les possibilités de détection d'impulsions térahertz par ce circuit.

Les DTR ont été réalisées et intégrées avec des antennes cornets TEM large bande pour la détection des impulsions térahertz. Malheureusement des problèmes technologiques nous empêchent, pour le moment, de finaliser le circuit monostable.

Les premiers résultats obtenus sur les UTC-PD en GaAsSb démontrent déjà la possibilité de réaliser des photomélangeurs émettant dans la gamme des ondes térahertz. Il reste encore à optimiser certaines étapes technologiques pour pouvoir comparer les performances de ce composant avec les UTC-PD en InGaAs.

Pour le circuit monostable, les différents problèmes technologiques rencontrés ne nous ont pas encore permis de le réaliser. Le montage de l'antenne cornet TEM (dernière étape technologique) n'a pas été possible suite à un problème d'adhérence des lignes. Cependant, il est possible de monter le cornet TEM en exerçant moins de contraintes sur la ligne. Si cela fonctionne, il restera alors à caractériser le monostable.

Le GaAsSb-BT semble être un matériau prometteur pour la génération d'ondes térahertz à partir de sources lasers à $1,06\mu\text{m}$. Les bons résultats que nous avons obtenus avec ce matériau peuvent encore être améliorés en optimisant les conditions de croissance (température de croissance et flux d'arsenic). Ce matériau permet d'envisager la réalisation de sources térahertz compacts, accordables et fonctionnant à température ambiante.

Annexes

Modèle petit signal de la DTR

Nous allons dans ce qui suit développer le modèle petit signal de la DTR présenté par Feiginov[1].

Ce modèle est dérivé en se basant sur l'hypothèse de l'effet tunnel séquentiel que nous avons présenté dans le paragraphe précédent et en négligeant le temps de transit des électrons dans le collecteur qui est relativement court en pratique.

Pour dériver le modèle petit signal de la DTR nous partirons d'un ensemble d'équations qui décrivent le comportement de la DTR pour de petites variations. Les notations utilisées sont celles du diagramme de bande de la figure 4.32. Le système d'équation décrivant le

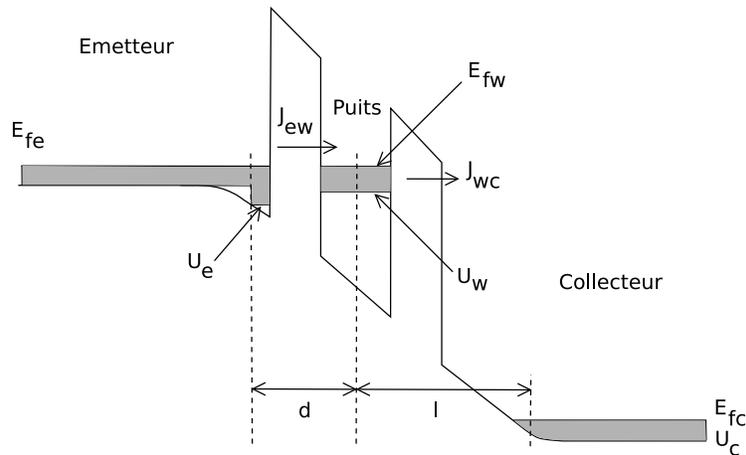


FIG. 4.32 – Diagramme de bande de la DTR dans le régime de résonance.

comportement petit signal des diodes à effet tunnel résonnant est le suivant :

$$\delta V_{we} = \frac{e^2}{C} \delta N_{2D} + \frac{d}{l+d} \delta E_{fc} \quad (4.6)$$

$$\delta J_{wc} = -e \delta (N_{2D} \nu_c) \quad (4.7)$$

$$\delta J_{ew} = -e \delta [(E_{fe} - U_w) \rho_{2D} - N_{2D}] \nu_e \quad (4.8)$$

$$-e \frac{\partial}{\partial t} \delta N_{2D} = \delta J_{ew} - \delta J_{wc} \quad (4.9)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \delta Q_c = \delta J_{wc} - \delta J_{RTD} \quad (4.10)$$

$$\delta Q_c + \delta Q_e - e \delta N_{2D} = 0 \quad (4.11)$$

$$\delta E_{fc} = \frac{e}{\epsilon} (d \delta Q_e - l \delta Q_c) \quad (4.12)$$

L'équation 4.6 décrit la variation d'énergie entre l'émetteur et le puits en fonction de l'interaction de Coulomb entre les électrons du puits et de l'émetteur et de la variation du niveau de fermi E_{fc} qui varie avec la tension de polarisation. Dans cette équation, C représente la capacité du puits quantique par unité de surface $C = \epsilon(l+d)/(ld)$.

La variation de la densité de courant J_{wc} , qui représente le flux d'électrons quittant le puits quantique pour aller dans le collecteur, est donnée par l'équation 4.7. Cette variation est fonction de la densité d'électrons N_{2D} dans le puits et le nombre d'électrons par seconde qui quittent le puits par effet tunnel pour aller dans le collecteur ν_c . Ce dernier paramètre ν_c est dépendant de la différence d'énergie entre le puits et le collecteur $V_{wc} = U_w - U_c$.

De la même manière, l'équation 4.8 décrit la variation de la densité de courant des électrons qui quittent l'émetteur pour aller dans le puits.

L'équation de continuité pour la densité de charge N_{2D} dans le puits s'exprime par l'équation 4.9. Cette même équation pour la densité de charge Q_c dans le collecteur est donné par la relation 4.10. L'équation 4.11 traduit l'électronneutralité de la structure et enfin l'équation 4.12 est issue de l'équation de Poisson.

À partir de ce système d'équations, nous allons dériver la conductance complexe petit signal de la DTR défini par $G_{RTD}(\omega) = \frac{e \delta J_{RTD}}{\delta E_{fc}}$.

En couplant les équations 4.11 et 4.12, nous obtenons :

$$\delta E_{fc} = \frac{e}{\epsilon} [d e \delta N_{2D} - (d+l) \delta Q_c]$$

Nous allons maintenant combiner les équations 4.7 et 4.10 tout en se rappelant que ν_c est une fonction de V_{wc} d'où $\delta \nu_c = \frac{\partial \nu_c}{\partial V_{wc}} \delta V_{wc} = \nu'_c \delta V_{wc}$ et en prenant l'équivalence en régime

harmonique $\frac{\partial}{\partial t} \iff j\omega$. Cela nous permet d'écrire :

$$\delta Q_c = -\frac{eN_{2D}\nu'_c\delta V_{wc} + e\nu_c\delta N_{2D} + \delta J_{RTD}}{j\omega}$$

En combinant les 2 dernières expressions (4.11 et 4.12) et en remarquant que $\delta V_{wc} = \delta(U_w - U_c) = \delta U_w - \delta U_c = \delta V_{we} - \delta E_{fc} = \frac{e^2}{C}\delta N_{2D} - \frac{l}{l+d}\delta E_{fc}$ puisque $\delta U_e = \delta E_{fe} = 0$ J (l'émetteur est à la masse), nous obtenons l'expression suivante pour δE_{fc} :

$$\delta E_{fc}(j\omega\epsilon + e^2N_{2D}\nu'_cl) = \left[j\omega de^2 + (d+l)e^2(\nu_c + N_{2D}\nu'_c\frac{e^2}{C}) \right] \delta N_{2D} + (d+l)e\delta J_{RTD}$$

Maintenant, il s'agit d'exprimer δN_{2D} en fonction de δE_{fc} . Pour cela nous allons combiner les équations 4.6, 4.7, 4.8 et 4.9 d'où :

$$\delta N_{2D} = \frac{[(E_{fe} - U_w) - N_{2D}/\rho_{2D}]\rho_{2D}\nu'_e d - \nu_e\rho_{2D}d + lN_{2D}\nu'_c}{1 + j\omega\tau_{resp}} \cdot \frac{\tau_{resp}\delta E_{fc}}{l+d}$$

avec :

$$\frac{1}{\tau_{resp}} = \nu_c + \nu_e + \frac{e^2\rho_{2D}}{C} \left[\nu_e - \left[E_{fe} - U_w - \frac{N_{2D}}{\rho_{2D}} \right] \nu'_e + \frac{N_{2D}\nu'_c}{\rho_{2D}} \right]$$

Dans l'expression de τ_{resp} , il est intéressant de noter que le facteur $\beta = \frac{e^2\rho_{2D}}{C}$ est dû à l'interaction de Coulomb. Nous discuterons de l'influence du coefficient β par la suite.

La dernière étape consiste à combiner les 2 dernières équations que nous avons obtenus (δE_{fc} et δN_{2D}) pour exprimer la conductance petit signal de la DTR $G_{RTD} = \frac{eJ_{RTD}}{\delta E_{fc}}$:

$$\frac{eJ_{RTD}}{\delta E_{fc}} = \frac{j\omega\epsilon}{l+d} + e^2N_{2D}\nu'_c\frac{l}{l+d} - \frac{de^2}{l+d} \left[j\omega + \frac{l+d}{d}(\nu_c + N_{2D}\nu'_c\frac{e^2}{C}) \right] \times \frac{[(E_{fe} - U_w) - N_{2D}/\rho_{2D}]\rho_{2D}\nu'_e d - \nu_e\rho_{2D}d + lN_{2D}\nu'_c}{1 + j\omega\tau_{resp}} \cdot \frac{\tau_{resp}}{l+d}$$

Après manipulation algébrique, nous pouvons écrire l'équation précédente sous la forme :

$$G_{RTD} = \frac{e\delta J_{RTD}}{\delta E_{fc}} = j\omega C_{ec} + G_{RTD}^\infty + \frac{G_{RTD}^0 - G_{RTD}^\infty}{1 + j\omega\tau_{resp}} \quad (4.13)$$

avec :

$$\begin{aligned}
 C_{ec} &= \frac{\epsilon}{l+d} \\
 G_{RTD}^{\infty} &= \frac{d}{l+d} C_{wc} \left(\frac{1}{\tau_{resp}} - \frac{1}{\tau_{dwell}} \right) + \frac{l-d}{l+d} e^2 N_{2D} \nu'_c \\
 \frac{1}{\tau_{dwell}} &= \nu_e + \nu_c \\
 C_{wc} &= \frac{\epsilon}{l} \\
 G_{RTD}^0 &= \nu_c C_{wc} \left(1 - \frac{\tau_{resp}}{\tau_{dwell}} \right) + e^2 N_{2D} \nu'_c \left(1 - \tau_{resp} \nu_c - \frac{d}{l+d} \frac{\tau_{resp}}{\tau_{dwell}} - \frac{e^2}{C} N_{2D} \nu'_c \tau_{resp} \right)
 \end{aligned}$$

De l'expression analytique de l'admittance G_{RTD} petit signal de la DTR donnée par l'équation 4.13, nous pouvons déduire le schéma électrique figure 4.33 petit signal de la DTR.

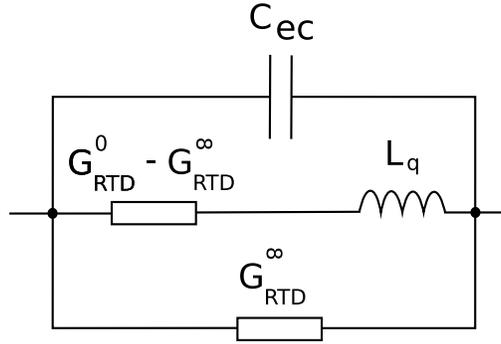


FIG. 4.33 – Circuit équivalent petit signal de la DTR

Dans ce circuit équivalent, l'inductance quantique L_q a pour valeur $L_q = \tau_{resp} / (G_{RTD}^0 - G_{RTD}^{\infty})$.

Résolution numérique des équations du circuit monostable

La méthode de Runge-Kutta permet par itération successive de calculer la solution d'une équation différentielle ou plus largement d'un système d'équations différentielles non-linéaires d'ordre 1 avec condition initiale :

$$\begin{aligned}
 \frac{dy}{dt} &= f(y, t) \\
 y(t_0) &= y_0
 \end{aligned}$$

Il existe d'autres méthodes numérique pour résoudre ces équations comme les méthodes de Adams-Bashforth-Moulton ou de Heun. Cependant la méthode de Runge-Kutta est la plus connue et la plus utilisée.

Tout comme les autres méthodes de résolution numérique d'équations différentielles elle est basée sur la série de Taylor. La série de Taylor à l'ordre n d'une fonction en a permet de l'exprimer en fonction de la somme de ses dérivées :

$$f(a) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{f^{(n)}(a)}{n!} (t - a)^n$$

Pour obtenir une méthode de Runge-Kutta d'ordre q , il faut partir de la relation suivante :

$$y_{n+1} = y_n + h \sum_{i=1}^q b_i k_i \quad (4.14)$$

avec :

$$\begin{aligned} k_i &= f \left(t_n + c_i h, y_n + h \sum_{j=1}^{i-1} a_{ij} k_j \right) \\ t_{n+1} &= t_n + h \end{aligned}$$

pour la méthode explicite et pour la méthode implicite :

$$k_i = f \left(t_n + c_i h, y_n + h \sum_{j=1}^q a_{ij} k_j \right)$$

Le schéma explicite permet de calculer directement les k_i en fonction des valeurs précédentes. Par contre pour le schéma implicite les k_i sont également exprimés avec les valeurs suivantes. Il faut donc résoudre un système généralement non-linéaire pour calculer tout les k_i pour chaque itération. La méthode de Newton-Raphson est très efficace pour résoudre ce problème.

La méthode de Runge-Kutta est d'ordre q si :

$$y(t+h) - y(t) - h \sum_{i=1}^q b_i k_i = O(h^{q+1})$$

Autrement dit il faut calculer les a_{ij} , b_i et c_i de l'équation 4.14 de manière à correspondre aux $q+1$ premiers termes de la série de Taylor de y_{n+1} .

Pour éclaircir tout cela nous allons à titre d'exemple donner les principales étapes pour calculer la méthode de Runge-Kutta explicite d'ordre 2.

Tout d'abord la série de Taylor de y_{n+1} à l'ordre 2 s'écrit :

$$y_{n+1} = y_n + h f_n + \frac{1}{2} h^2 \left[\left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_n + \left(\frac{\partial f}{\partial y} \right)_n f_n \right] + O(h^3)$$

L'équation 4.14 de Runge-Kutta à l'ordre 2 s'écrit :

$$y_{n+1} = y_n + hb_1k_1 + hb_2k_2$$

avec :

$$\begin{aligned} k_1 &= f_n \\ k_2 &= f_n + c_2h \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_n + a_{21}h \left(\frac{\partial f}{\partial y} \right)_n f_n + O(h^2) \end{aligned}$$

d'où :

$$y_{n+1} = y_n + (b_1 + b_2)hf_n + b_2c_2h^2 \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_n + b_2a_{21}h^2 \left(\frac{\partial f}{\partial y} \right)_n f_n + O(h^3)$$

Par identification avec la série de Taylor, le système à résoudre est donc :

$$\begin{aligned} b_1 + b_2 &= 1 \\ b_2c_2 &= \frac{1}{2} \\ b_2a_{21} &= \frac{1}{2} \end{aligned}$$

Ce système admet une infinité de solution ce qui signifie qu'il y a une infinité de schéma pour la méthode de Runge-Kutta d'ordre 2. On peut par exemple choisir $b_2 = 1$ ce qui permet de déterminer les autres coefficients.

La méthode de Runge-Kutta d'ordre 4 explicite a l'avantage d'être un bon compromis entre l'effort de programmation et les performances obtenues. De plus c'est la méthode d'ordre le plus élevé où le nombre de k_i est égale à l'ordre. Par exemple pour la méthode de Runge-Kutta d'ordre 5 il faut calculer 6 k_i par itération et pour atteindre l'ordre 8 il faut en calculer 11.

L'erreur commise par une méthode de Runge-Kutta d'ordre q à chaque itération est proportionnelle à h^q . Cela signifie qu'en divisant par 2 le pas de discrétisation h , l'erreur est divisée par 2^q .

Le dernier paramètre à étudier est la stabilité de la méthode qui est intimement lié au choix du pas de discrétisation. Pour cela on étudie l'équation différentielle linéaire $y' = \lambda y$ et l'on regarde les conditions de stabilité.

Tout calcul fait il apparait un polynôme S en $h\lambda$ défini par $S(h\lambda) = dy_{n+1}/dy_n$. La stabilité est acquise si et seulement si $|S(h\lambda)| < 1$. Pour la méthode de Runge-Kutta d'ordre 4 le

polynôme S s'écrit :

$$S(h\lambda) = 1 + h\lambda + \frac{(h\lambda)^2}{2} + \frac{(h\lambda)^3}{6} + \frac{(h\lambda)^4}{24}$$

Pour que la méthode de Runge-Kutta explicite d'ordre 4 soit stable il faut et il suffit que : $-2,78 < h\lambda < 0$. Les schémas implicites de Runge-Kutta et de manière générale les méthodes implicites peuvent être inconditionnellement stable quelle que soit la valeur de $h\lambda$. C'est le gros avantage de ces méthodes pour la résolution d'équations fortement non-linéaires et donc naturellement instables.

Le schéma numérique de la méthode de Runge-Kutta explicite d'ordre 4 est donné ci-dessous :

$$y_{n+1} = y_n + \frac{h}{6}(k_1 + 2k_2 + 2k_3 + k_4)$$

où :

$$\begin{aligned} k_1 &= f(t_n, y_n) \\ k_2 &= f\left(t_n + \frac{h}{2}, y_n + \frac{h}{2}k_1\right) \\ k_3 &= f\left(t_n + \frac{h}{2}, y_n + \frac{h}{2}k_2\right) \\ k_4 &= f\left(t_n + h, y_n + \frac{h}{2}k_3\right) \end{aligned}$$

Schéma numérique monostable à attaque directe et indirecte

Nous rappelons ci-dessous les deux systèmes d'équations différentielles à résoudre pour l'attaque directe et indirecte du circuit monostable avant de présenter le schéma numérique :

$$\begin{aligned} C_P \frac{dv_s}{dt} &= -g_D v_s + i - i_0 \\ L \frac{di}{dt} &= -v_s - R_B i + R_B I_0 + R_B (\alpha I_a t + I_{a0}) \\ C_P \frac{dv_s}{dt} &= -g_D v_s + i - i_0 + \alpha I_a t + I_{a0} \\ L \frac{di}{dt} &= -v_s - R_B i + V_p \end{aligned}$$

En appliquant la méthode de RK4 au système différentielle au circuit à attaque indirecte,

nous obtenons le schéma de résolution suivant pour la tension v_s :

$$v_{s(n+1)} = v_{s(n)} + \frac{h}{6C_P} (k_1 + 2k_2 + 2k_3 + k_4)$$

avec :

$$\begin{aligned} k_1 &= -g_D v_{s(n)} + i_n - i_0 \\ k_2 &= -g_D \left(v_{s(n)} + \frac{h}{2} k_1 \right) + i_{(n)} - i_0 \\ k_3 &= -g_D \left(v_{s(n)} + \frac{h}{2} k_2 \right) + i_{(n)} - i_0 \\ k_4 &= -g_D (v_{s(n)} + h k_3) + i_{(n)} - i_0 \end{aligned}$$

et pour le courant i :

$$i_{(n+1)} = i_{(n)} + \frac{h}{6L} (k_1 + 2k_2 + 2k_3 + k_4)$$

avec :

$$\begin{aligned} k_1 &= -v_{s(n)} - R_B i_{(n)} + \frac{R_B}{L} I_0 + R_B (\alpha I_a t_n + I_{a0}) \\ k_2 &= -v_{s(n)} - R_B \left(i_{(n)} + \frac{h}{2} k_1 \right) + R_B I_0 + R_B \left(\alpha I_a \left(t_n + \frac{h}{2} \right) + I_{a0} \right) \\ k_3 &= -v_{s(n)} - R_B \left(i_{(n)} + \frac{h}{2} k_2 \right) + R_B I_0 + R_B \left(\alpha I_a \left(t_n + \frac{h}{2} \right) + I_{a0} \right) \\ k_4 &= -v_{s(n)} - R_B (i_{(n)} + h k_3) + R_B I_0 + R_B (\alpha I_a (t_n + h) + I_{a0}) \end{aligned}$$

De même pour la résolution du système différentielle du circuit à attaque directe nous obtenons pour la tension v_s :

$$v_{s(n+1)} = v_{s(n)} + \frac{h}{6C_P} (k_1 + 2k_2 + 2k_3 + k_4)$$

avec :

$$\begin{aligned} k_1 &= -g_D v_{s(n)} + i_{(n)} - i_0 + \alpha I_a t_n + I_{a0} \\ k_2 &= -g_D \left(v_{s(n)} + \frac{h}{2} k_1 \right) + i_{(n)} - i_0 + \alpha I_a \left(t_n + \frac{h}{2} \right) + I_{a0} \\ k_3 &= -g_D \left(v_{s(n)} + \frac{h}{2} k_2 \right) + i_{(n)} - i_0 + \alpha I_a \left(t_n + \frac{h}{2} \right) + I_{a0} \\ k_4 &= -g_D (v_{s(n)} + h k_3) + i_{(n)} - i_0 + \alpha I_a (t_n + h) + I_{a0} \end{aligned}$$

et pour le courant i :

$$i_{(n+1)} = i_{(n)} + \frac{h}{6L}(k_1 + 2k_2 + 2k_3 + k_4)$$

avec :

$$\begin{aligned} k_1 &= -v_{s(n)} - R_B i_{(n)} + V_p \\ k_2 &= -v_{s(n)} - R_B \left(i_{(n)} + \frac{h}{2} k_1 \right) + V_p \\ k_3 &= -v_{s(n)} - R_B \left(i_{(n)} + \frac{h}{2} k_2 \right) + V_p \\ k_4 &= -v_{s(n)} - R_B (i_{(n)} + h k_3) + V_p \end{aligned}$$

Schéma numérique monostable complet

Le système différentielle à résoudre par la méthode de RK4 est présenté ci-dessous :

$$\begin{aligned} C_P \frac{dv_s}{dt} &= i_1 + i_2 + i_a - i_D(v_s) \\ L_{L1} \frac{di_1}{dt} &= -(R_B + R_{L1} + R_{L2}) i_1 - R_B i_2 + R_{L2} i_3 - v_s + V_P \\ L_{L1} \frac{di_2}{dt} &= \left(R_B + R_{L1} + R_{L2} - \frac{L_{L1}}{R_B C_P} \right) i_1 + \left(R_B - \frac{L_{L1}}{R_B C_P} - \frac{L_{L1}}{R_B C_L} \right) i_2 - R_{L2} i_3 \\ &\quad + v_s - \frac{L_{L1}}{R_B C_P} (i_a - i_D) - V_P \\ L_{L2} \frac{di_3}{dt} &= R_{L2} i_1 - R_{L2} i_3 \end{aligned}$$

En appliquant la méthode de RK4 à chaque équation différentielle de ce système, nous obtenons le schéma numérique suivant pour la tension v_s :

$$v_{s(n+1)} = v_{s(n)} + \frac{h}{6C_P}(k_1 + 2k_2 + 2k_3 + k_4)$$

avec :

$$\begin{aligned} k_1 &= i_1 + i_2 + i_a(t_n) - i_D(v_{s(n)}) \\ k_2 &= i_1 + i_2 + i_a\left(t_n + \frac{h}{2}\right) - i_D\left(v_{s(n)} + \frac{h}{2} k_1\right) \\ k_3 &= i_1 + i_2 + i_a\left(t_n + \frac{h}{2}\right) - i_D\left(v_{s(n)} + \frac{h}{2} k_2\right) \\ k_4 &= i_1 + i_2 + i_a(t_n + h) - i_D(v_{s(n)} + h k_3) \end{aligned}$$

Pour le courant i_1 :

$$i_{1(n+1)} = i_{1(n)} + \frac{h}{6L_{L1}}(k_1 + 2k_2 + 2k_3 + k_4)$$

avec :

$$\begin{aligned} k_1 &= -(R_B + R_{L1} + R_{L2})i_{1(n)} - R_B i_{2(n)} + R_{L2} i_{3(n)} - v_{s(n)} + V_P \\ k_2 &= -(R_B + R_{L1} + R_{L2}) \left(i_{1(n)} + \frac{h}{2} k_1 \right) - R_B i_{2(n)} + R_{L2} i_{3(n)} - v_{s(n)} + V_P \\ k_3 &= -(R_B + R_{L1} + R_{L2}) \left(i_{1(n)} + \frac{h}{2} k_2 \right) - R_B i_{2(n)} + R_{L2} i_{3(n)} - v_{s(n)} + V_P \\ k_4 &= -(R_B + R_{L1} + R_{L2}) (i_{1(n)} + h k_3) - R_B i_{2(n)} + R_{L2} i_{3(n)} - v_{s(n)} + V_P \end{aligned}$$

Pour le courant i_2 :

$$i_{2(n+1)} = i_{2(n)} + \frac{h}{6L_{L1}}(k_1 + 2k_2 + 2k_3 + k_4)$$

avec :

$$\begin{aligned} k_1 &= \left(R_B + R_{L1} + R_{L2} - \frac{L_{L1}}{R_{BCP}} \right) i_{1(n)} + \left(R_B - \frac{L_{L1}}{R_{BCP}} - \frac{L_{L1}}{R_{BCL}} \right) i_{2(n)} - R_{L2} i_{3(n)} \\ &\quad + v_{s(n)} - \frac{L_{L1}}{R_{BCP}} (i_a(t_n) - i_D(v_{s(n)})) - V_P \\ k_2 &= \left(R_B + R_{L1} + R_{L2} - \frac{L_{L1}}{R_{BCP}} \right) i_{1(n)} + \left(R_B - \frac{L_{L1}}{R_{BCP}} - \frac{L_{L1}}{R_{BCL}} \right) \left(i_{2(n)} + \frac{h}{2} k_1 \right) - R_{L2} i_{3(n)} \\ &\quad + v_{s(n)} - \frac{L_{L1}}{R_{BCP}} (i_a(t_n) - i_D(v_{s(n)})) - V_P \\ k_3 &= \left(R_B + R_{L1} + R_{L2} - \frac{L_{L1}}{R_{BCP}} \right) i_{1(n)} + \left(R_B - \frac{L_{L1}}{R_{BCP}} - \frac{L_{L1}}{R_{BCL}} \right) \left(i_{2(n)} + \frac{h}{2} k_2 \right) - R_{L2} i_{3(n)} \\ &\quad + v_{s(n)} - \frac{L_{L1}}{R_{BCP}} (i_a(t_n) - i_D(v_{s(n)})) - V_P \\ k_4 &= \left(R_B + R_{L1} + R_{L2} - \frac{L_{L1}}{R_{BCP}} \right) i_{1(n)} + \left(R_B - \frac{L_{L1}}{R_{BCP}} - \frac{L_{L1}}{R_{BCL}} \right) (i_{2(n)} + h k_3) - R_{L2} i_{3(n)} \\ &\quad + v_{s(n)} - \frac{L_{L1}}{R_{BCP}} (i_a(t_n) - i_D(v_{s(n)})) - V_P \end{aligned}$$

et enfin pour le courant i_3 :

$$i_{3(n+1)} = i_{3(n)} + \frac{hR_{L2}}{6L_{L2}}(k_1 + 2k_2 + 2k_3 + k_4)$$

avec :

$$\begin{aligned}k_1 &= i_{1(n)} - i_{3(n)} \\k_2 &= i_{1(n)} - \left(i_{3(n)} + \frac{h}{2}k_1 \right) \\k_3 &= i_{1(n)} - \left(i_{3(n)} + \frac{h}{2}k_2 \right) \\k_4 &= i_{1(n)} - \left(i_{3(n)} + hk_3 \right)\end{aligned}$$

L'implémentation de ce schéma numérique est un peu plus compliquée car il y a plusieurs variables et les fonctions utilisées pour la modélisation sont plus élaborées.

Interpolation par splines d'ordre 3

Pour l'interpolation de la caractéristique $I(V)$ statique de la diode à effet tunnel résonant (DTR) nous avons d'abord eu recours à un polynôme de degrés n impair passant par les différents points d'interpolations. En augmentant le degrés du polynôme nous avons été très rapidement confronté au phénomène de Runge. Ce phénomène donne lieu à de fortes oscillations entre deux points d'interpolation.

Nous nous sommes ensuite orienté vers une fonction proposée par Schulman *et al* [2] qui par régression non-linéaire permet d'approximer la caractéristique $I(V)$:

$$J(V) = A \cdot \ln \left[\frac{1 + \exp(B - C + n_1 V)e/kT}{1 + \exp(B - C - n_1 V)e/kT} \right] \left[\frac{\pi}{2} + \operatorname{atan} \left(\frac{C - n_1 V}{D} \right) \right] + H \cdot [\exp(n_2 eV/kT) - 1]$$

avec comme paramètres A, B, C, D, H, n_1 et n_2 déterminées par l'algorithme de Levenberg-Marquardt. Cette méthode n'est pas aussi souple que l'interpolation puisque la fonction ne reproduit que les *tendances* de la courbe $I(V)$.

Finalement nous avons choisi des splines d'ordre 3 pour interpoler la caractéristique $I(V)$ de la DTR. Les splines sont des polynômes d'ordre n qui ne relient uniquement que deux points d'interpolation. Pour reconstituer une courbe de N points il faut donc $N - 1$ splines.

La courbe est en fait interpolée par $N - 1$ polynômes entre les divers intervalles fixés par les points d'interpolation :

$$S(x) = \begin{cases} s_1(x) & \text{si } x_1 \leq x < x_2 \\ s_2(x) & \text{si } x_2 \leq x < x_3 \\ \vdots & \\ s_{n-1}(x) & \text{si } x_{n-1} \leq x < x_n \end{cases}$$

avec :

$$\begin{aligned} s_i(x) &= a_i(x - x_i)^3 + b_i(x - x_i)^2 + c_i(x - x_i) + d_i \\ s'_i(x) &= 3a_i(x - x_i)^2 + 2b_i(x - x_i) + c_i \\ s''_i(x) &= 6a_i(x - x_i) + 2b_i \end{aligned}$$

Les dérivés premières et secondes sont nécessaires pour déterminer les coefficients du polynôme et également pour assurer la continuité de la courbe aux points de raccordement. Les

quatre propriétés essentielles des splines permettant de calculer les coefficients des polynômes sont :

- la fonction $S(x)$ par morceaux passe par l'ensemble des points d'interpolation
- $S(x)$ est continue sur l'intervalle $[x_1 ; x_n]$
- $S'(x)$ est continue sur l'intervalle $[x_1 ; x_n]$
- $S''(x)$ est continue sur l'intervalle $[x_1 ; x_n]$

La première propriété implique que chaque polynôme $s_i(x)$ doit passer par le point d'interpolation y_i soit $s_i(x_i) = d_i = y_i$. De plus la deuxième indique que $S(x)$ doit être continue donc $s_i(x_i) = s_{i-1}(x_i)$ d'où :

$$d_i = a_{i-1}h_i^3 + b_{i-1}h_i^2 + c_{i-1}h_i + d_{i-1}$$

avec $h_i = x_i - x_{i-1}$.

La troisième concerne la continuité de la dérivée première qui permet d'écrire $s'_i(x_i) = s'_{i-1}(x_i)$ soit :

$$c_i = 3a_{i-1}h_i^2 + 2b_{i-1}h_i + c_{i-1}$$

Enfin la continuité de la dérivée seconde s'écrit $s''_i(x_i) = s''_{i-1}(x_i)$ d'où :

$$2b_i = 6a_{i-1}h_i + 2b_{i-1}$$

En combinant ces équations il est possible d'exprimer les coefficients des polynômes en fonction des autres coefficients :

$$\begin{aligned} a_i &= \frac{2b_{i+1} - 2b_i}{6h_{i+1}} \\ b_i &= \frac{s''_i(x_i)}{2} \\ c_i &= \frac{y_{i+1} - y_i}{h_{i+1}} - \frac{2b_{i+1} + 4b_i}{6}h_{i+1} \\ d_i &= y_i \end{aligned}$$

Ces équations peuvent être simplifiées en les réécrivant en fonction de $M_i = s_i''(x_i)$ d'où :

$$\begin{aligned}
 a_i &= \frac{M_{i+1} - M_i}{6h_{i+1}} \\
 b_i &= \frac{M_i}{2} \\
 c_i &= \frac{y_{i+1} - y_i}{h_{i+1}} - \frac{M_{i+1} + 2M_i}{6}h_{i+1} \\
 d_i &= y_i
 \end{aligned} \tag{4.15}$$

Il est possible de mettre ce système d'équations sous forme matricielle à l'aide de l'équation $c_{i+1} = 3a_i h_{i+1}^2 + 2b_i h_{i+1} + c_i$, en remplaçant les coefficients du polynôme par leur expression en fonction de M_i d'où :

$$h_{i+1}M_i + 2(h_{i+1} + h_{i+2})M_{i+1} + h_{i+2}M_{i+2} = 6 \left(\frac{y_{i+2} - y_{i+1}}{h_{i+2}} - \frac{y_{i+1} - y_i}{h_{i+1}} \right)$$

Il y a $N - 2$ équations pour N inconnus, ce système est sous-déterminé. En l'absence d'information supplémentaire sur la caractéristique I(V) nous allons considérer que les dérivés secondes aux extrémités sont nulles soit $M_1 = M_N = 0$. Le système d'équations prend la forme matricielle suivante :

$$\begin{pmatrix}
 2(h_2 + h_3) & h_3 & 0 & \cdots & 0 & 0 & 0 \\
 h_3 & 2(h_3 + h_4) & h_4 & \cdots & 0 & 0 & 0 \\
 0 & h_4 & 2(h_4 + h_5) & \cdots & 0 & 0 & 0 \\
 \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots & \vdots & \vdots \\
 0 & 0 & 0 & \cdots & 2(h_{N-3} + h_{N-2}) & h_{N-2} & 0 \\
 0 & 0 & 0 & \cdots & h_{N-2} & 2(h_{N-2} + h_{N-1}) & h_{N-1} \\
 0 & 0 & 0 & \cdots & 0 & h_{N-1} & 2(h_{N-1} + h_N)
 \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix}
 M_2 \\
 M_3 \\
 M_4 \\
 \vdots \\
 M_{N-3} \\
 M_{N-2} \\
 M_{N-1}
 \end{pmatrix} = 6 \begin{pmatrix}
 (y_3 - y_2)/h_3 - (y_2 - y_1)/h_2 \\
 (y_4 - y_3)/h_4 - (y_3 - y_2)/h_3 \\
 (y_5 - y_4)/h_5 - (y_4 - y_3)/h_4 \\
 \vdots \\
 (y_{N-2} - y_{N-3})/h_{N-2} - (y_{N-3} - y_{N-4})/h_{N-3} \\
 (y_{N-1} - y_{N-2})/h_{N-1} - (y_{N-2} - y_{N-3})/h_{N-2} \\
 (y_N - y_{N-1})/h_N - (y_{N-1} - y_{N-2})/h_{N-1}
 \end{pmatrix}$$

Après résolution de ce système d'équations linéaires, il est très facile de calculer les coefficients du polynôme $s_i(x)$ à l'aide de l'équation 4.15.

Bibliographie

- [1] Michael N Feiginov. Does the quasibound-state lifetime restrict the high-frequency operation of resonant-tunnelling diodes? *Nanotechnology*, 11(4) :359–364, 2000.
- [2] J.N. Schulman, H.J. De Los Santos, and D.H. Chow. Physics-based RTD current-voltage equation. *Electron Device Letters, IEEE*, 17(5) :220–222, May 1996.

Résumé

Le domaine de fréquences térahertz fait la liaison entre le monde des transistors et des lasers. Malgré les nombreuses applications possibles, il n'existe pas, à l'heure actuelle, de source térahertz compacte fonctionnant à température ambiante. De même, pour la détection d'impulsions térahertz, il n'existe pas vraiment de systèmes satisfaisants pour des applications en télécommunication.

Nous avons étudié et caractérisé la croissance du GaAsSb épitaxié à basse température (GaAsSb-BT) afin d'obtenir un matériau résistif à temps de vie court pour l'élaboration de photocommutateurs. À partir de ce matériau, des antennes photoconductrices pour la génération d'impulsions térahertz ont été réalisées. Les premiers résultats obtenus sont encourageants bien que légèrement moins performants que le GaAs-BT et pourraient être améliorés en optimisant la croissance du GaAsSb-BT. En complément, nous avons réalisé des photodiodes à transport unipolaire (UTC-PD) en GaAsSb dont la réponse est similaire à celle des UTC-PD en InGaAs. L'intégration monolithique d'une UTC-PD en GaAsSb avec une antenne térahertz large bande a permis la génération d'une onde térahertz d'environ 300GHz, démontrant ainsi la faisabilité d'un tel dispositif pour la génération d'ondes térahertz. Pour la détection d'impulsions térahertz, nous avons conçu et simulé un monostable à base de diode à effet tunnel résonnant. Ce circuit est composé d'éléments passifs comme l'inductance pour fixer la durée de l'impulsion en sortie du monostable. La fréquence de résonance de cette inductance semble être la principale limitation pour la détection d'impulsions térahertz.

Abstract

The terahertz frequency range makes the connection between the world of transistors and lasers. Despite the many potential applications, today there is not compact terahertz source operating at room temperature. Similarly, for detection of terahertz pulses, there is not really satisfying systems for telecommunication applications.

We studied and characterized low-temperature grown GaAsSb (LT-GaAsSb) to obtain a resistive material with short life time for the development of photoswitches. From this material, photoconductive antennas were made for the generation of terahertz pulses. The first results are encouraging although less efficient than the LT-GaAs and could be improved by optimizing the growth of LT-GaAsSb. In addition, we made uni-travelling carrier photodiodes (UTC-PD) in GaAsSb whose response is similar to the UTC-PD in InGaAs. The monolithic integration of UTC-PD in GaAsSb with a broadband terahertz antenna enabled the generation of terahertz waves around 300GHz, thus demonstrating the feasibility of such a device for generating terahertz waves. For detection of terahertz pulses, we have designed and simulated a monostable based on resonant tunneling diode. This circuit is composed of passive elements such as an inductor to determine the width of the output pulse of the monostable. The resonant frequency of the inductor appears to be the main limitation for the detection of terahertz pulses.