



HAL
open science

Injection électromagnétique et microscopie en champ proche

Pierre Payet

► **To cite this version:**

Pierre Payet. Injection électromagnétique et microscopie en champ proche. Electronique. Université Montpellier, 2018. Français. NNT : 2018MONT027 . tel-02091248

HAL Id: tel-02091248

<https://theses.hal.science/tel-02091248>

Submitted on 5 Apr 2019

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

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

THÈSE POUR OBTENIR LE GRADE DE DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE MONTPELLIER

En "Électronique"

École doctorale I2S

Unité de recherche 5214

Injection électromagnétique et Microscopie en champ proche

**Présentée par Pierre PAYET
le 01 Octobre 2018**

Sous la direction de **Laurent CHUSSEAU**
et co-encadré par **Jérémy RAOULT**

Devant le jury composé de

M. CHUSSEAU LAURENT,	Directeur de recherche	Directeur de thèse
M. RAOULT JÉRÉMY,	Maître de conférence	Co-encadrant
Mme BAJON DAMIENNE,	Professeur	Président du jury, Examineur
M. GUILLET JEAN-PAUL,	Maître de conférence	Examineur
M. LASRI TUAMI,	Professeur	Rapporteur
M. BESNIER PHILIPPE,	Directeur de recherche	Rapporteur



UNIVERSITÉ
DE MONTPELLIER

Remerciements

Je tiens à remercier avant tout, Laurent Chusseau et Jérémy Raoult qui m'ont accompagnés depuis cinq ans en incluant mon Master 2. J'ai énormément apprécié leurs compagnies tant sur le plan professionnel que sur le plan humain. Ils ont fait preuve d'une très grande patience et d'une énorme bienveillance à mon égard, et m'ont ainsi permis de terminer cette thèse satisfait. Je les remercie pour leur accompagnement, leurs conseils et la confiance qu'ils m'ont accordé. Merci pour toutes ces relectures attentives et nous savons qu'il y en a eu !

Je souhaite remercier tous les membres du jury d'avoir accepté de participer à ma soutenance, de s'être autant impliqué dans mon travail. Merci de votre gentillesse.

Je remercie différentes personnes du laboratoire, à commencer par tous les membres permanents du groupe RADIAC qui m'ont accueilli. Une énorme pensée à tous les doctorants du laboratoire qui ont toujours été très chaleureux avec moi. Les docteurs à venir, Arthur Vallet et sa maladresse légendaire, Samir un mot et son impertinence ! Je pense également aux docteurs Kholer et Borel (pas tout à fait à cet instant) avec qui j'ai partagé tant de fous rires ! La liste est longue mais je ne peux pas oublier de remercier le docteur Pouant et le docteur de l'enfer Omarouayache !! Vous êtes les premiers à avoir cru en moi, à m'épauler et à me soutenir !

Évidemment, je remercie aussi Alex avec qui j'ai partagé un bureau pendant près de trois ans et qui m'a soutenu ou juste écouté lorsque je râlais et nous savons tous que je râle très souvent. Merci pour ta patience et ton aide de tous les instants. Je ne cacherai pas que ça n'a pas toujours été facile avec toi (une vraie pipelette !). Mais tu as quand même toujours été pour moi une bouffé d'oxygène (ou bouffé de vapoteuse).

Mes pensées vont aussi à mes amis et à ma famille ; mes soeurs Sandra, Emmanuelle et Mélissa; mes parents, mon cousin et les autres, dont la présence a toujours été inestimable. Je pense tout particulièrement à ma grand-mère que j'aurai souhaité voir aujourd'hui.

Je finirai par remercier Claire qui m'a tellement donné, tellement soutenu tout au long de cette thèse et particulièrement pendant l'écriture ... Les moments passés ensemble m'ont permis de me ressourcer et d'appréhender les difficultés avec un œil neuf. Tu es celle qui a le plus souffert de mon sale caractère. Tu m'as permis de me dépasser, de mieux me comprendre, d'être celui que je suis aujourd'hui. Je te remercie pour ton soutien indéfectible, et pour m'avoir motivé et encouragé ! Tu m'as énormément apporté et je ne sais pas comment t'en remercier... Merci pour tout, je suis heureux que tu m'aies offert une place dans ta vie. Je t'aime.

Table des matières

Table des matières	iii
Liste des figures	vii
Liste des tableaux	xvii
Introduction	1
1 État de l'art de la microscopie champ proche	5
1.1 Intérêt pour la microscopie en champ proche	6
1.2 Techniques de microscopie	8
1.2.1 AFM	9
1.2.2 SNOM	10
1.2.2.1 Sonde à ouverture	10
1.2.2.2 Sonde sans ouverture/diffusante	12
1.2.3 Micro-onde	13
1.2.3.1 Basse fréquence	14
1.2.3.2 Haute fréquence (THz)	17
1.2.4 Mes perspectives	24
1.3 État de l'art pour l'injection électromagnétique champ proche	25
1.3.1 Motivation pour l'étude de la susceptibilité électromagnétique	25
1.3.2 Techniques d'injection	27
1.3.2.1 Source en mode CW	27
1.3.2.2 Source en mode pulsé	30

1.3.3	Perspectives	32
2	Microscopie millimétrique en champ proche	35
2.1	Banc microscopie en intensité	36
2.1.1	Description globale du banc	36
2.1.2	Processus d'acquisition des images	39
2.2	Sonde de champ proche	41
2.2.1	Principe de fonctionnement de la sonde	41
2.2.2	Fabrication	47
2.2.3	Caractérisation des sondes	49
2.3	Optimisation de la résolution	59
2.3.1	Critères de choix de la sonde de champ proche	59
2.3.2	Optimisation de la résolution par la détection	60
2.4	Perspectives	62
3	Microscopie millimétrique vectorielle en champ proche	65
3.1	Pourquoi développer une microscopie millimétrique vectorielle en champ proche?	67
3.2	Conception de l'expérience	68
3.2.1	Principe général	68
3.2.2	Mise en œuvre	69
3.3	Exploitation des sorties des détections synchrones	74
3.4	Première image vectorielle	75
3.5	Calibration des tensions	76
3.6	Extraction de Γ sur une mesure ponctuelle	79
3.7	Réponse en fréquence du système de mesure	85
3.8	Protocole de mesure	87
3.9	Résultats	88
3.9.1	Fabrication des échantillons dédiés	88
3.9.2	Mesure des échantillons dédiés	89

3.9.3	Mesure d'un échantillon à propriété magnétique	91
3.10	Modèle d'interaction en champ proche	93
3.11	Perspectives	97
4	Injection EM en champ proche millimétrique	99
4.1	Introduction à la perturbation EM : Description des effets liés à une attaque EM	101
4.2	Présentation de l'expérience	104
4.3	Résultats expérimentaux	108
4.3.1	Cartes analogiques	109
4.3.1.1	Présentation des circuits	109
4.3.1.2	Mode d'injection - CW	111
4.3.1.3	Mode d'injection - Pulsé	116
4.3.1.4	Point d'accès de la perturbation	117
4.4	Injection électromagnétique sur composant irradié	122
4.4.1	Présentation de l'expérience	123
4.4.1.1	Évolution de la susceptibilité EM post-irradiation	124
4.5	Perspectives	128
	Bilan et Perspectives	129
A	Reconstruction de la mesure de Γ dans les 4 quadrants	133
B	Imperfections du mélangeur IQ	137
C	Références	140

Liste des figures

1.1	Représentation des disques d'Airy selon le critère de Rayleigh.	7
1.2	Configuration proposée par E. H. Synge. [9]	8
1.3	Comparaison de différents types de microscopie en fonction des dimensions des objets [11].	9
1.4	Schéma d'une sonde à ouverture (fibre optique métallisée)	11
1.5	Schéma d'illumination/détection d'une sonde à ouverture. a) Sonde en illumination et détection en mode transmission. b) Sonde en illumination et détection en mode réflexion. c) Sonde en détection/collection. d) Sonde en illumination et détection/collection.	11
1.6	Schéma d'illumination/détection d'une sonde à ouverture. a) Sonde en illumination avec ces trois modes de détection (transmission, détection extérieur, détection par la sonde. b) Sonde en collection avec ces deux modes d'illumination (illumination par transmission, illumination extérieur). . . .	12
1.7	Les principaux types de des sondes hyperfréquences à champ proche : (a) ouverture dans un guide d'onde, (b) pointe STM, (c) AFM, (d) extrémité ouverte d'une ligne coaxiale, (e) ligne de transmission à bande parallèle [5], (f) boucle magnétique.	13
1.8	Schéma simplifié du banc de microscopie champ proche. [25]	14
1.9	Image optique des sondes électriques en tungsten. a) Image de la pointe sphérique. b) Image de la pointe conique. [25]	14

1.10	Balayage d'une zone de 1×1 mm de l'échantillon de roche à l'aide des pointes sphériques et coniques de la sonde. A) Correspond à la pointe sphérique. B) Correspond à la pointe conique. C) identification des phase à l'aide d'un Analyseur de libération minérale (MLA : Mineral Liberation Analyser). La Chalcopryrite peut être considérée comme ayant des pertes particulièrement élevées. Les zones de magnétite sont toujours identifiables, la sensibilité de la mesure sur cet échantillon est particulièrement dépendante du bruit, en particulier pour la pointe conique. Les phases de calcite et d'apatite ont de faibles pertes et ne sont pas visibles sur le facteur Q et $\tan\delta$. [25]	16
1.11	(a) Dimension du guide à fente. (b) Photographie de la sonde à fente micro-usinée avant et après assemblage. [27]	17
1.12	Balayage 1-D d'un carré de cuivre de $900 \times 900 \mu\text{m}^2$ déposé sur un substrat d'époxy de 1,6 mm d'épaisseur. (a) Amplitude de Γ . (b) Déphasage de Γ . [27]	18
1.13	Schéma d'un montage avec un guide d'onde au-dessus de l'échantillon fissuré. [28]	18
1.14	(a) Image bidimensionnelle de la fissure obtenue à $d \approx 1,7$ mm. b) Profil unidimensionnel de la fissure. c) Image traitée en deux dimensions après le filtrage des gradients horizontaux et verticaux. [28]	19
1.15	Pièce de 20 centimes (a) Image optique (photo © Wikipedia), (b) Image en amplitude et (c) Image de la phase. Tranche de saucisson (d) Vue optique, (e) Image en amplitude et (f) Image de la phase. Circuit intégré dans le boîtier (g) Vue optique avec le boîtier retiré, (h) Image en amplitude et (i) Image de la phase [30].	20
1.16	a) Spectre de la source en mode CW, b) Spectre de la source modulée à 5 kHz	21
1.17	Illustration du chirp de la source. a) Exemple d'une dérive en fréquence de la source, illustration du signal de modulation de la source. b) Exemple de réponse de l'échantillon reportée à l'entrée de la détection synchrone, illustration du signal de référence de la détection synchrone.	22
1.18	Schéma de la sonde proposé par F. Keilmann [32].	23

1.19 Schéma d'assemblage de la sonde et du résonateur. [33].	23
1.20 Image en champ proche dans l'infra-rouge ($\lambda = 9,22\mu\text{m}$) d'une structure Si dopée périodiquement et ne présente aucune topographie. L'échantillon a été mesuré du premier au troisième rang harmonique respectivement 1ω , 2ω et 3ω . Pour plus de clareté les résultats ont été décalés en amplitude [34].	24
1.21 Évolution du courant de base en fonction de la puissance du signal perturbateur à 2 GHz.[40]	26
1.22 Évolution du facteur η a) en fonction de la fréquence d'agression, b) en fonction de F_t . [40]	27
1.23 (a) Schéma d'un transistor BC107A monté en émetteur commun, (b) Photographie du circuit de test [42].	28
1.24 Mesure de la tension V_{ce} en fonction de la fréquence d'agression pour une puissance d'agression de 23 dBm. Agression sur la base du transistor (a), sur l'émetteur (b) et sur le collecteur (c). [42]	29
1.25 I_B fixé à 50 nA. Agression sur la base, I_C en fonction de V_{CE} , pour différents niveaux de puissance d'agression, $f_{IEM} = 500$ MHz.[42]	29
1.26 Caractéristique $I_D(V_{DS})$, ligne continue : Aucun signal RF n'est appliqué; Ligne en pointillé : Signal RF à 10 MHz et une puissance de 5 dBm injecté sur la grille pour plusieurs tension de grille.[43]	30
1.27 Tension d'Entrée/Sortie pour impulsion micro-onde pulsé de 3V à 100MHz (a), 200MHz (b) et 400MHz (c). $V_{DD} = 3V$ [46].	31
1.28 Champ électrique E pour lequel les routeurs dysfonctionnent en fonction d'une source HPM pour deux polarisations de l'onde H et V.[47]	32
1.29 Champ électrique E d'une source HPM en fonction du taux de répétition et de la durée d'impulsion pour un routeur de 100 Mb/s à 9,3 GHz.[47]	32
2.1 a) Vue schématique du banc de microscopie, b) Photographie du banc d'expérimentation et zoom de la sonde en insert.	37

2.2	Représentation de S_{11} autour de f_0 lié au couplage entre la sonde et l'échantillon. Le point a représente le niveau du S_{11} lorsque le tuner est ajusté sur un minimum de réflexion. Le point b quant à lui, représente le niveau de réflexion relevé lorsque l'échantillon est mis en regard de la sonde. ΔS_{11} témoigne d'un changement de topographie ou de composition de l'échantillon.	38
2.3	Coordonnées de l'image à acquérir, enregistrement des coordonnées origine, x_{\max} et y_{\max} à une hauteur h_0 fixe.	41
2.4	Simulation du champ électrique transverse en a) et longitudinal en b)	42
2.5	Schéma d'interaction de la sonde avec l'échantillon, représentation du dipôle linéaire (de longueur l) parallèle à la surface au centre d'une sphère d'interaction de rayon r .	43
2.6	Tracé de Π en fonction du temps (ligne continue) et de l'amplitude de tension appliquée à l'étage z-piézoélectrique (ligne en pointillés). $h = 2\mu\text{m}$, $h = 10\mu\text{m}$, et $\Omega = 80\pi$ Hz	45
2.7	Tracé des amplitudes harmoniques données par les équations 2.4a, 2.4b, 2.4c et 2.4d en fonction de la hauteur minimale h_0 et de l'amplitude de vibration Δh . Le tracé en ligne continue correspond à H1/P. Le tracé en tiret : H2/P et celui en tiret-pointillé correspond à H3/P. (a) $h_0 = 2\mu\text{m}$. (b) $\Delta h = 2\mu\text{m}$.	47
2.8	(a) Vue schématique d'une sonde : les deux triangles métalliques sont collés à une pièce en plastique insérée dans l'extrémité ouverte WR15. (b) Champ électrique dans la sonde et à son extrémité. (c) Vue générale d'une sonde en position de mesure et sa réflexion dans le substrat Si utilisé comme cible. (d) Vue microscopique de la sonde en tungstène avec un espacement $e = 30\mu\text{m}$. (e) Vue microscopique d'une sonde en or avec écart $e = 200\mu\text{m}$.	48
2.9	Comparaison du profil de la sonde $18\mu\text{m}$ sur un échantillon de GaSb à une hauteur de $h = 15\mu\text{m}$ avec et sans tuner	50
2.10	a) Alignement parfait sur le plan horizontal et vertical, b) Alignement parfait uniquement sur le plan horizontal, c) Alignement parfait uniquement sur le plan vertical et d) désalignement sur les deux plans.	52

2.11 a) Sonde présentant un désalignement vertical, b) Sonde présentant un léger désalignement horizontal.	52
2.12 Définitions des polarisations s et p en fonction de l'orientation du dipôle dans le plan et des axe de déplacement des moteurs X et Y.	53
2.13 Cartographie d'un coin de GaSb clivé. a) Image millimétrique obtenue pour une polarisation- p	53
2.14 Image d'une écriture sur un circuit décapsulé. a) Image optique. b) Image obtenue par onde millimétrique en champ proche par une sonde majoritairement longitudinale.	54
2.15 Courbes d'approche expérimentale pour diverses amplitudes de vibration pour la sonde en or $e = 230 \mu\text{m}$	55
2.16 Courbes d'approche expérimentale : les amplitudes mesurées pour les trois premières harmoniques H_1 (●), H_2 (■) et H_3 (◆) à la fréquence de modulation f_m sont tracées en fonction de la distance sonde-échantillon. (a) Sonde en or $e = 200 \mu\text{m}$. (b) Sonde en or $e = 80 \mu\text{m}$. (c) Sonde en tungstène $e = 30 \mu\text{m}$. (d) Sonde en tungstène $e = 18 \mu\text{m}$. Les points sont des mesures et les lignes sont des ajustements des équations 2.4a- 2.4d . Les zones grises correspondent au niveau de bruit estimé.	57
2.17 Image d'un circuit provenant de la société Freescale. a) Image optique. b) Image obtenue par onde millimétrique en champ proche correspondant à la zone encadré sur a).	61
2.18 Image d'une bow-tie d'or déposé sur du silicium en fonction du rang harmonique de la détection synchrone. a) Image à f , b) Image à $2f$ et c) Image à $3f$. d) Image optique de l'échantillon.	62
3.1 Schéma de principe d'une expérience de champ proche vectorielle.	68
3.2 Conception de l'expérience de mesure vectorielle en champ proche dans la bande 55 - 65 GHz.	70

3.3	Mesure de la sortie de la détection synchrone placée sur la voie I pour différentes valeurs d'atténuation en entrée. A, B, C, D et E correspondent respectivement à une atténuation en entrée du mélangeur de 0 dB, -4,3 dB, -10,26 dB, -20 dB et -23,7 dB.	72
3.4	Photographie de l'ensemble de l'expérience NFVSMM.	73
3.5	Exemple de mesure vectorielle en champ proche. a) Partie d'un circuit intégré comprenant des capacités de test. b) Cartographie du module du coefficient de réflexion détecté au 3ème harmonique, à fréquence fixe $f = 59$ GHz et avec un pas de $10 \mu\text{m}$. c) Mesure de la phase du coefficient de réflexion dans les mêmes conditions et enregistré simultanément à b).	76
3.6	Évolution en champ lointain de $ \Gamma $ en fonction de l'épaisseur de l'échantillon sur une échelle logarithmique. La courbe en pointillé présente le cas monocouche d'un échantillon d'or et la courbe en trait continu correspond au cas multicouche d'or déposé sur du silicium dopé 10^{17} cm^{-3}	79
3.7	Mesure de la tension vectorielle réfléchie en champ proche sur un échantillon d'or de 55 à 65 GHz par pas de 5 MHz (2000 points). a) et b) représentent les mesures de x_I, y_I, x_Q, y_Q . c) et d) montrent $ \mathcal{E}_{\text{Au}}^{\text{in}} $ et $\angle \mathcal{E}_{\text{Au}}^{\text{in}}$ extrait selon les équations 3.1a, 3.1b.	80
3.8	a) Spectre de x_I, y_I, x_Q, y_Q avec la sonde et correspondant à une fréquence d'oscillation de 290,8 MHz. b) Spectre de x_I, y_I, x_Q, y_Q après avoir retiré 2,5 cm de longueur physique et correspondant à une fréquence d'oscillation de 301,9 MHz.	81
3.9	a) et b) estime numériquement les formes des x_I, y_I, x_Q, y_Q pour l'échantillon de référence et celui d'un matériau inconnu. c) et d) correspondent au module $ \Gamma $ et de la $\angle \Gamma$ pour le cas d'un mélangeur I/Q idéal.	83
3.10	Estimation numérique de la forme des x_I, y_I, x_Q, y_Q et du $ \Gamma , \angle \Gamma$ pour le cas d'un mélangeur I/Q imparfait.	84
3.11	Réponse en fréquence des imperfections de la chaîne de mesure. a) Gain G_x, G_y en dB. b) Erreur de phase $\Delta\phi_x, \Delta\phi_y$ en $^\circ$	86

3.12	Choix de la fréquence de travail lors d'une mesure de Γ	87
3.13	Photographie de la surface des échantillons sous test fabriqués dans la salle blanche à l'IES. La zone encadrée en rouge correspond à l'emplacement des plots de SiO_2 et Si_3N_4	90
3.14	Illustration des deux positions de l'aimant, la flèche sur l'échantillon correspond à l'orientation pour laquelle il y a une sensibilité au champ magnétique. L'échantillon entre la position 1 et 2 a été tourné de 90° sur l'axe X. . .	92
3.15	Schéma d'interaction de la sonde pyramidale avec une interface diélectrique de permittivité relative ϵ	94
3.16	Évolution (a) du module et (b) de la phase de $(\epsilon - 1)/(\epsilon + 1)$ en fonction des parties réelles ϵ_1 et imaginaire ϵ_2	95
4.1	Comparaison des spectres de plusieurs types d'environnements EM.	103
4.2	Schéma de l'expérience d'injection d'ondes millimétriques en champ proche.104	
4.3	Densité et intensité instantanées selon la dimension a du champ E dans un guide d'onde rectangulaire selon le mode TE_{10}	106
4.4	Intensité du champ transverse à 60 GHz en fonction de la distance en sortie du guide ouvert avec sa plus petite dimension collinéaire à l'axe Y. L'insert montre le profil 3D du champ à 900 μm	107
4.5	Schéma de construction du DUT	108
4.6	Caractéristique de la puissance de sortie (P_s) en fonction de celle d'entrée (P_e) de la carte RF6535 sur la fonction PA	109
4.7	a) α_{CW} est mesuré en fonction de la distance sonde/échantillon pour deux positions $M_{\text{opt(PA)}}$ (●, ◆), $M_{\text{opt(LNA)}}$ (■). b) α_{CW} (■) ainsi que I_{alim} (●) sont tracés en fonction de la distance sonde/échantillon.	113
4.8	Taux d'extinction α_{CW} en fonction de θ l'angle de rotation sur l'axe Z à $M_{\text{opt(PA)}}$.113	
4.9	Mesure pulsée	114

4.10 Schéma comparatif des différents paramètres des cartes pour l'agression. α_{CW} en fonction de la fréquence de fonctionnement a), de l'épaisseur de boîtier b), du courant d'alimentation pour les LNAs c) et du courant d'alimentation pour les PAs d).	115
4.11 Mesure pulsée sur le LNA	118
4.12 Mesure pulsée sur le PA	118
4.13 Carto 2D en injection 60 GHz	119
4.14 Vue d'une partie de la carte RF6535, le cercle rouge correspond au point d'accès de la perturbation.	119
4.15 Identification des éléments présents sur la carte par la vue schématique de la datasheet.	120
4.16 Influence de la hauteur sur la zone d'impact	121
4.17 Identification des éléments de couplage présents sous le boîtier de la puce.	122
4.18 Banc de mesure d'IM3 réfléchi.	124
4.19 Mesure de référence pré-irradiation de la puissance de l'IM3 pour les fonctions PA et LNA.	125
4.20 Mesure des $P_s(P_e)$ des fonctions PA et LNA ainsi que les IM3 associés en fonction de la puissance d'entrée.	126
4.21 Évolution des courants d'alimentation en fonction de la puissance d'entrée pour différentes dose ionisante cumulée.	127
22 Quadruplets (X_I, Y_I, X_Q, Y_Q) calculés pour un mélangeur idéal, un coefficient de réflexion $\Gamma = 0.6 \angle -25^\circ$, et une phase de -45° sur les détections synchrones.	134
23 Extraction brutale des module et phase à partir des données calculées en figure 22.	135
24 Phases en voies I et Q des détections synchrones et leurs différence calculées à partir des données de la figure 22.	135
25 Extraction finale des module et phase à partir des données calculées en figure 22. La rotation de phase est conforme au comportement d'une longueur électrique.	137

26 Expérience de réflectométrie vectorielle avec les notations utilisées. 137

Liste des tableaux

2.1	Niveaux de signal mesuré en fonction de l'espacement e des sondes	51
2.2	Résolution spatiale en fonction de la hauteur et de la direction extraite de la figure 2.13.	54
2.3	Position du dipôle équivalent en avant des pointes de la sonde.	57
2.4	Dynamique de sonde VS Rang d'harmonique de la DS	59
3.1	Tableau récapitulatif de l'ensemble des caractéristiques du matériel	73
3.2	Mesure des champs électriques réfléchis sur les échantillons en couche mince à 60 GHz	90
3.3	Extraction de Γ sur les échantillons en couche mince à 60 GHz	91
3.4	Extraction de $ \Gamma $ sur les échantillons en couche mince à 60 GHz	91
3.5	Mesure des champs électrique réfléchis sur l'échantillon à perméabilité variable à 60 GHz	93
3.6	Extraction de ϵ sur les échantillons en couche mince à 60 GHz	96
3.7	Extraction de n sur les échantillons en couche mince à 60 GHz	97
4.1	Tableau récapitulatif de l'ensemble des caractéristiques des cartes testées .	110
4.2	Sensibilité de la sortie mesurée pour plusieurs paramètres d'entrée.	116

Introduction

Le travail présenté ici adresse deux thématiques qui sont en partie disjointes :

- Les ondes millimétriques présentent des propriétés uniques en imagerie parce que beaucoup de matériaux usuels, tels les plastiques ou les céramiques, sont transparents à ces fréquences. Elles présentent aussi des caractéristiques intéressantes en champ proche pour mesurer localement une permittivité ou une conductivité, ce qui peut aider au diagnostic de défaut ou au reverse engineering. L'injection et l'imagerie électromagnétique en champ proche sont des outils d'analyses fins pour la caractérisation locale de matériaux ou la compatibilité électromagnétique (CEM).
- La technique d'injection en champ proche permet d'étudier les modifications des fonctionnalités des composants et des circuits soumis à un environnement électromagnétique. Ceci concerne l'étude très récente de la fiabilité vis-à-vis de la susceptibilité électromagnétique. C'est une technique agile qui permet notamment d'être réalisée dans une large bande de fréquence. Depuis quelques années le spectre électromagnétique des systèmes de communication tend à migrer vers les hautes fréquences pour des raisons d'encombrement du spectre, mais surtout parce qu'elles sont très intéressantes pour les transmissions haut débit.

Dans le cadre de ma thèse, le premier objectif est l'élaboration et l'optimisation d'une technique de microscopie en champ proche pour l'inspection des matériaux issus de la micro-électronique. Depuis de nombreuses années nous assistons à une course effrénée vers la plus grande résolution. C'est une des raisons qui a permis à la microscopie en champ proche d'autant se diversifier par la transposition des outils de l'optique vers les

micro-ondes. Ma thèse se positionne plutôt dans un contexte de micro-électronique avec ses structures micrométriques.

Elle fait suite à celle de R. Omarouayache [1] qui a par ailleurs déjà montré la possibilité d'atteindre des résolutions de l'ordre d'une trentaine de microns ainsi que de discriminer des matériaux par la constante diélectrique locale. Un des buts de la thèse est donc d'étendre ces travaux à d'autres types d'échantillons grâce à de nouvelles sondes de champ proche qui donnent accès à des réponses différenciées selon les différents matériaux et la polarisation du champ électromagnétique local.

Le second objectif de mes travaux concerne la possibilité de transposer les techniques d'injection dans le domaine des ondes millimétriques afin d'obtenir une meilleure compréhension de l'impact que pourra avoir un environnement 60 GHz sur nos appareils communicants. En effet, la bande 60 GHz est une bande qui intéresse de plus en plus de grands acteurs industriels, tels que Wi-Fi Alliance, la SEE (Société de l'électricité, de l'électronique et des TIC). Cette bande de fréquence étant libre d'accès dans la plupart des pays avec une largeur comprise entre 5 et 9 GHz [2]. Des études sur les bandes Q et V (33 et 75 GHz) sont en cours dans le domaine spatial avec le lancement en 2013 du satellite Alphasat I-XL. Ce sont les raisons qui ont motivé l'élaboration d'un banc d'injection électromagnétique à 60 GHz.

Ce manuscrit est divisé en trois parties. Le premier chapitre (première partie) sera commun à la microscopie champ proche et à l'injection EM. Il présentera un état de l'art non-exhaustif des plus importantes techniques de détection en champ proche et passera en revue les différentes sondes utilisées pour la microscopie. Il permettra de comprendre les différents choix qui ont permis de dimensionner les bancs.

Le deuxième chapitre présentera un premier banc d'imagerie à 60 GHz ainsi que la sonde qui y est associée. Ce premier travail utilise des sondes de champ proche sans ouverture et à base de guides d'onde rectangulaires. Nous présenterons son processus de fabrication, sa caractérisation et des premiers résultats expérimentaux.

Le troisième chapitre concerne une première expérience de microscopie en champ proche vectorielle pour la caractérisation de matériaux.

Le quatrième chapitre se penche sur l'injection d'un signal électromagnétique à 60 GHz sur un large panel de modules communicants. Nous présenterons également dans ce chapitre l'étude d'un nouvel observable pour la caractérisation des effets des radiations.

Enfin, nous concluons sur les résultats obtenus pendant tout ce travail de thèse et discuterons des perspectives qu'ils amènent.

Chapitre 1

État de l'art de la microscopie champ proche

Sommaire

1.1 Intérêt pour la microscopie en champ proche	6
1.2 Techniques de microscopie	8
1.2.1 AFM	9
1.2.2 SNOM	10
1.2.3 Micro-onde	13
1.2.4 Mes perspectives	24
1.3 État de l'art pour l'injection électromagnétique champ proche	25
1.3.1 Motivation pour l'étude de la susceptibilité électromagnétique . . .	25
1.3.2 Techniques d'injection	27
1.3.3 Perspectives	32

1.1 Intérêt pour la microscopie en champ proche

Le désir des industries de la micro (nano) -électronique de concevoir et fabriquer des objets de plus en plus petits a motivé l'élaboration et la conception d'outils permettant d'atteindre des échelles microscopiques, nanoscopiques et même atomiques. Ce désir s'explique essentiellement par le fait que les propriétés physiques des matériaux sont régies par l'agencement des structures atomiques et donc qu'il est nécessaire de pouvoir observer ces structures si l'on souhaite les contrôler.

Le microscope est l'outil indispensable qui permet de visualiser les objets dont la taille ne permet pas d'être observée à l'œil nu. En 1873, E. Abbe a déterminé une limite à la résolution que peut atteindre un microscope optique [3], il a défini un critère permettant de déterminer la résolution maximale que peut atteindre un microscope en fonction de la longueur d'onde de la lumière utilisée par le microscope. Il a montré que la limite de résolution était imposée par le phénomène de diffraction, car la lumière ne peut être focalisée en un point infiniment petit sans subir une diffraction. Par la suite, J. W. Rayleigh parviendra à la même conclusion [4], il proposa un critère qui définit la résolution par la possibilité de distinguer deux sources ponctuelles. En raison de la diffraction, l'image d'une source ponctuelle est une tache circulaire également nommée disque d'Airy. En se rapprochant, deux taches se chevauchent ce qui empêche de les distinguer. Le critère de Rayleigh permet de définir la distance minimale, D_{\min} , entre les deux points par :

$$D_{\min} = \frac{1,22\lambda}{2n \sin(\theta)} \quad (1.1)$$

Avec λ , la longueur d'onde de la lumière utilisée, n est l'indice du milieu séparant la source de l'objectif (pour l'air n est pratiquement égal à 1), θ est le demi-angle d'ouverture du faisceau entrant dans l'objectif et dépend du diamètre de la lentille et de sa distance focale. Le produit ($n \sin \theta$) est appelé ouverture numérique. Cette formule est basée sur la position relative des figures d'interférence (franges concentriques entourant le disque d'Airy, cf. figure 1.1) formées par deux points sources dont les maxima peuvent être plus ou moins rapprochés. Le critère de Rayleigh est obtenu lorsque le premier maximum d'in-

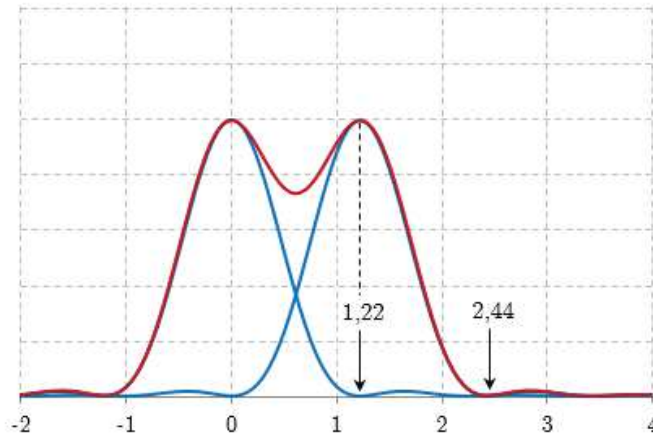


FIGURE 1.1 – Représentation des disques d'Airy selon le critère de Rayleigh.

intensité lumineuse dû à un point est superposé au premier minimum de l'autre point.

Si on applique le critère de Rayleigh pour calculer la limite de résolution d'un microscope fonctionnant à $f = 100$ GHz, la longueur d'onde est de $\lambda = 3$ mm, il en résulte que la plus petite séparation pour distinguer deux objets sera au mieux de 1,83 mm. Une telle résolution n'est pas envisageable pour un grand nombre de domaines, notamment pour la biologie ou la micro (nano) -électronique qui ont des structures de l'ordre de quelques micromètres. Dans le contexte de miniaturisation d'aujourd'hui, on comprend mieux la nécessité de trouver un moyen d'atteindre des résolutions sub-longueur d'onde.

Un moyen d'y parvenir est la microscopie en champ proche, cette technique exploite les ondes évanescentes présentes à la surface de la structure [5], [6] et [7]. Lorsque l'objet est illuminé par une onde électromagnétique alors deux types de champ sont diffractés. Le premier champ peut se propager à de grandes distances de l'objet et contient des informations liées aux larges détails de celui-ci (basses fréquences spatiales), ce champ est appelé, champ lointain. Le second type de champ, reste confiné à la surface et contient les informations liées aux détails fins de l'objet (hautes fréquences spatiales). Le champ électromagnétique diffracté par un objet contient toujours des ondes évanescentes et des ondes homogènes [8].

Déjà en 1928, E. H. Synge a publié une méthode afin d'atteindre des résolutions "ultra-microscopiques". La méthode consistait à créer un plan de mesure au-dessus de l'échantillon, puis à balayer ce plan avec une source de lumière au travers d'une ouverture sub-

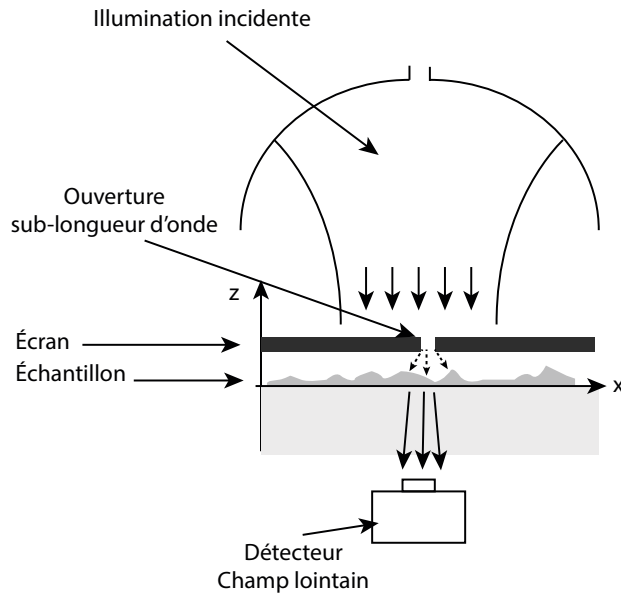


FIGURE 1.2 – Configuration proposée par E. H. Syngé. [9]

longueur d'onde [9], cette configuration est illustrée figure 1.2. Cette méthode est restée au stade de suggestion car les instruments à cette époque ne permettaient pas sa mise en application. Il a fallu attendre 1972 pour qu'une première expérience de microscopie champ proche dans le domaine micro-onde soit réalisée par de E. A. Ash et G. Nichols. Leurs expériences a permis d'obtenir une "super-résolution" de $\lambda/60$ [10] avec une source d'illumination à 10 GHz et en utilisant une ouverture de 0,5 mm placée à 0,5 mm d'un échantillon d'aluminium déposé sur du verre. Cette méthode a rendu obsolète la limite de résolution due à la diffraction en apportant une nouvelle limite de résolution au travers de la dimension de la sonde (locale) et la distance sonde/échantillon. La résolution obtenue par cette technique est évidemment dépendante de la longueur d'onde et peut ainsi être appliquée à tous les domaines de fréquences.

1.2 Techniques de microscopie

La figure 1.3 illustre les plages d'utilisation de différents types de microscopie. On y retrouve les différentes résolutions pouvant être atteintes. Ainsi, la résolution de l'œil humain s'étend jusqu'au dixième de millimètre. La microscopie optique s'étend jusqu'à légèrement mieux qu'un micromètre en raison des limites fixées par la longueur d'onde

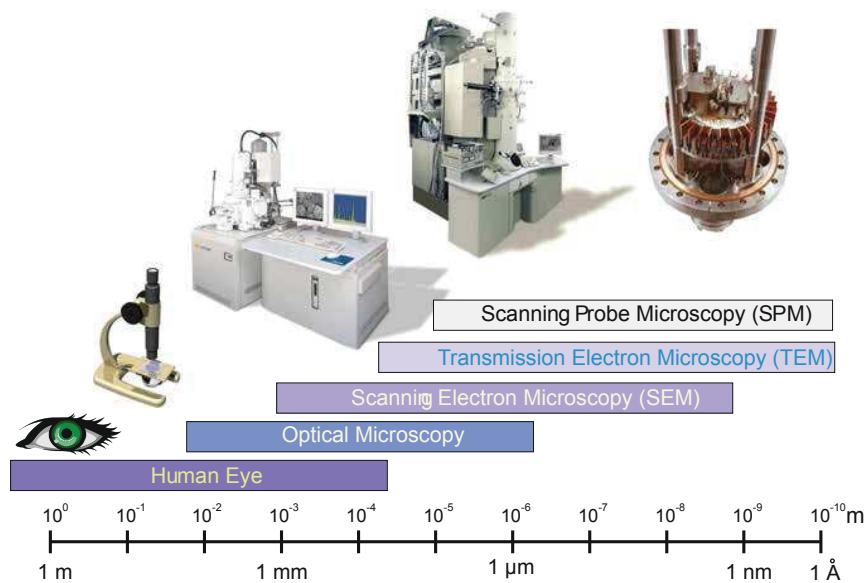


FIGURE 1.3 – Comparaison de différents types de microscopie en fonction des dimensions des objets [11].

de la lumière visible. La microscopie électronique à balayage (SEM : Scanning Electron Microscopy) atteint environ un nanomètre. La microscopie électronique en transmission (TEM : Transmission Electron Microscopy) est capable d'une résolution dans la gamme des atomes comme le sont les différents types de microscopie à sonde à balayage (SPM : Scanning Probe Microscopy).

1.2.1 AFM

La microscopie en champ proche appartient à la catégorie des microscopies à sonde locale (SPM : Scanning Probe Microscopy). Parmi ces microscopies à sonde locale, on retrouve la microscopie à force atomique (AFM : Atomic Force Microscopy) inventée par G. Binnig, C. Quate et Ch. Gerber [12].

Les systèmes de type AFM qui sont très bien décrits par [12],[13] ne sont pas des systèmes utilisant les ondes progressives ou évanescentes, il mesure la/les force/s entre la surface et la sonde locale afin de suivre la topographie de la surface. Lors de l'utilisation d'une pointe AFM, on peut distinguer trois états de force. Le premier concerne le cas où la pointe est éloignée de la surface, la force entre la pointe et l'échantillon est négligeable. Le second correspond aux distances plus proches, il se produit une force attractive entre la

pointe et l'échantillon. Et pour finir, pour de très petites distances, il se produit une forte force répulsive entre la pointe et l'échantillon. L'AFM est principalement utilisée pour observer la topographie des échantillons, elle avait initialement été conçue comme une solution complémentaire à la microscopie à effet tunnel (STM : scanning tunneling microscope) qui ne permet pas d'imager des échantillons isolants. Les travaux réalisés dans le cadre de la microscopie à force atomique ont largement contribué au développement de la très haute résolution spatiale.

1.2.2 SNOM

La microscopie optique en champ proche souvent appelée SNOM (SNOM : Scanning Near Field Optical Microscopy), opère dans le domaine optique et le proche infra-rouge. En 1984, D. Pohl [14] annonce la mise en place d'un SNOM avec une résolution d'environ 25 nm ($\lambda/20$) pour une source d'illumination de longueur d'onde de 488 nm en utilisant une sonde à pointe en quartz polie dont les côtés sont recouverts d'une fine couche d'aluminium ou d'argent. Actuellement, le SNOM utilise une grande variété de sondes différentes [15], [16], qui permettent de travailler en transmission ou en réflexion et qui autorisent un éclairage en champ lointain ou évanescent.

Une sonde peut être soit une source d'émission (source d'illumination) soit un récepteur (détecteur). Il existe deux grandes catégories de sonde à pointe pour le SNOM, la première est dite à ouverture et la seconde est diffusante.

1.2.2.1 Sonde à ouverture

Les sondes à ouverture font suite à la suggestion de E. H. Synge avec son idée de nano-ouverture dans le domaine optique [9]. La plupart des sondes à ouverture sont fabriquées à partir d'une fibre optique effilée dont l'extrémité laisse apparaître une micro-nano ouverture puis la fibre est ensuite métallisée (figure 1.4). L'ouverture de la sonde peut-être utilisée de différentes façons (figure 1.5) :

- comme source locale d'illumination, dans ce cas, l'interaction sonde-échantillon induit un signal qui peut être détecté soit en transmission (avec un échantillon

transparent)(figure 1.5a) soit en réflexion (figure 1.5b) [17].

- comme détecteur d'ondes évanescentes induites à la surface de l'échantillon suite à une illumination en champ lointain (figure 1.5c).
- comme détecteur d'ondes évanescentes induites à la surface de l'échantillon suite à une illumination par la même sonde en champ proche (figure 1.5d)[14].

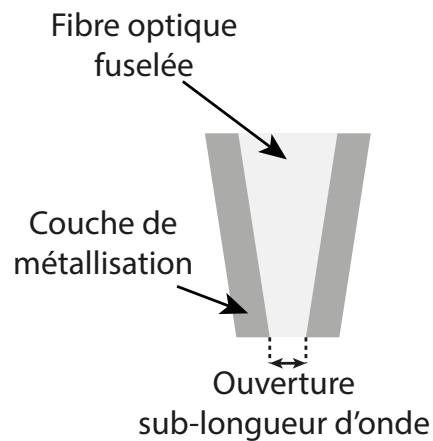


FIGURE 1.4 – Schéma d'une sonde à ouverture (fibre optique métallisée)

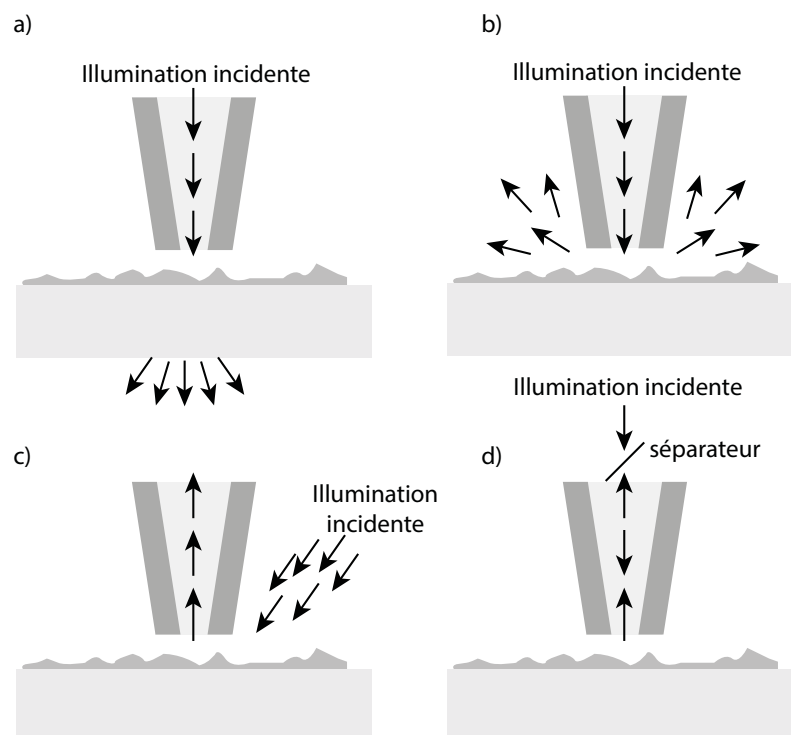


FIGURE 1.5 – Schéma d'illumination/détection d'une sonde à ouverture. a) Sonde en illumination et détection en mode transmission. b) Sonde en illumination et détection en mode réflexion. c) Sonde en détection/collecte. d) Sonde en illumination et détection/collecte.

1.2.2.2 Sonde sans ouverture/diffusante

À contrario des sondes à ouverture, les sondes diffusantes sont formées d'un seul matériau et n'ont aucune ouverture [18]. On peut ainsi retrouver des sondes fabriquées à l'aide d'une fibre optique effilée qui n'ont pas subi de sur-couche métallique ou n'importe quelle sonde composée d'une pointe chimiquement homogène (diélectrique, métallique ou semi-conducteur). Ce type de sonde peut-être utilisé de différentes façons (figure 1.6) :

- comme source locale d'illumination (figure 1.6a), dans ce cas, l'interaction sonde-échantillon induit un signal qui peut être détecté soit en transmission (avec un échantillon transparent) soit en réflexion.

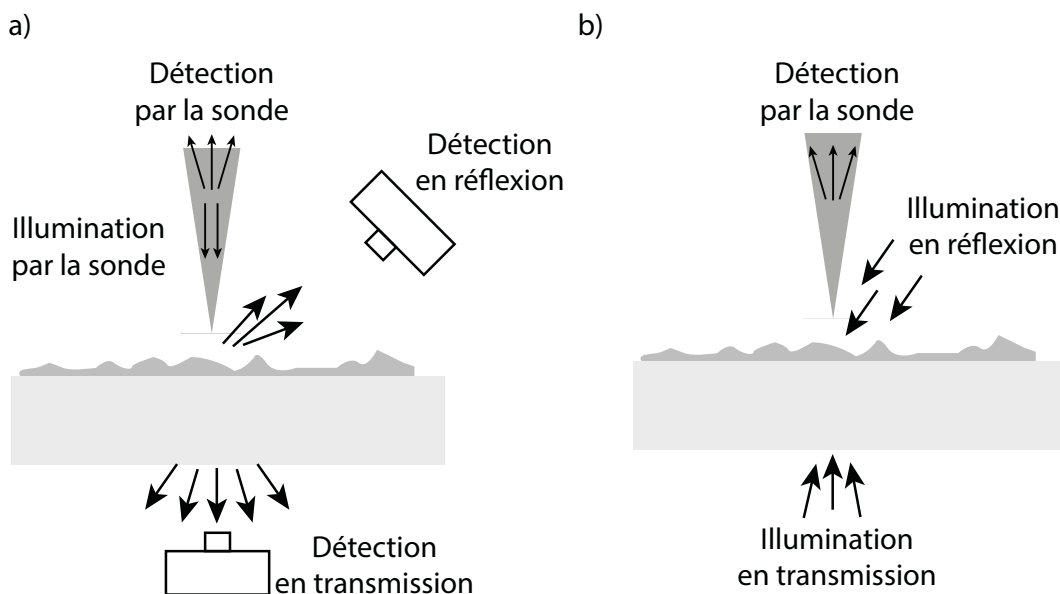


FIGURE 1.6 – Schéma d'illumination/détection d'une sonde à ouverture. a) Sonde en illumination avec ces trois modes de détection (transmission, détection extérieur, détection par la sonde. b) Sonde en collection avec ces deux modes d'illumination (illumination par transmission, illumination extérieur).

- comme détecteur d'ondes évanescentes induites à la surface de l'échantillon suite à une illumination en champ proche par la même sonde (figure 1.6a) ou par une illumination en champ lointain (figure 1.6b), ceci n'est possible qu'avec une sonde en fibre optique non-métallisée [16].

1.2.3 Micro-onde

Comme nous l'avons vu, l'ensemble du spectre électromagnétique permet de faire de l'imagerie sub-longueur d'onde, ainsi seule la dimension de la sonde et la distance sonde-échantillon interfèrent dans le pouvoir de résolution [19]. L'ensemble des concepts évoqués pour le SNOM sont transposables au domaine des micro-ondes. Ainsi, comme pour le SNOM, la microscopie micro-ondes utilise des sondes locales, balaye l'échantillon en champ proche et le signal collecté est mesuré par un système de détection. En général, le système de détection peut être résonant, non résonant ou auto-oscillant [20]. Une large diversité de sondes de champ proche sont disponibles (figure 1.7). La sonde peut être représentée par une ouverture dans un écran opaque (figure 1.7a)), une tige affûtée ou une pointe de STM (figure 1.7b)) [21], une pointe d'AFM (figure 1.7c)) [22], une ligne de transmission (figure 1.7 d) [23], e)), une boucle magnétique (figure 1.7f)) [24], ou une variété d'autres géométries. Cette variété de possibilités permet de concevoir la sonde qui au besoin concentrera les champs électriques ou les champs magnétiques. Pour faciliter

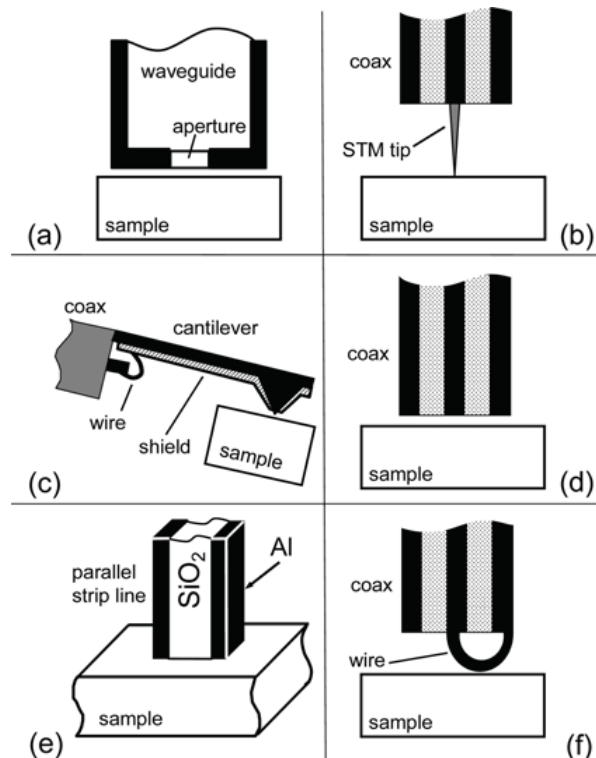


FIGURE 1.7 – Les principaux types de sondes hyperfréquences à champ proche : (a) ouverture dans un guide d'onde, (b) pointe STM, (c) AFM, (d) extrémité ouverte d'une ligne coaxiale, (e) ligne de transmission à bande parallèle [5], (f) boucle magnétique.

la compréhension des outils mis à disposition dans le domaine micro-onde, nous discuterons d'abord du domaine micro-onde basse fréquence puis du domaine micro-onde haute fréquence plus largement avec le THz.

1.2.3.1 Basse fréquence

À basse fréquence, nous retrouvons essentiellement des sondes à boucle ou à pointe selon que l'on souhaite capter le champ électrique ou magnétique. Une expérience à 1,2 GHz a été réalisée par A. P. Gregory avec une sonde électrique [25], le schéma de cette expérience est donné en figure 1.8. Les sondes électriques utilisées sont d'une part une

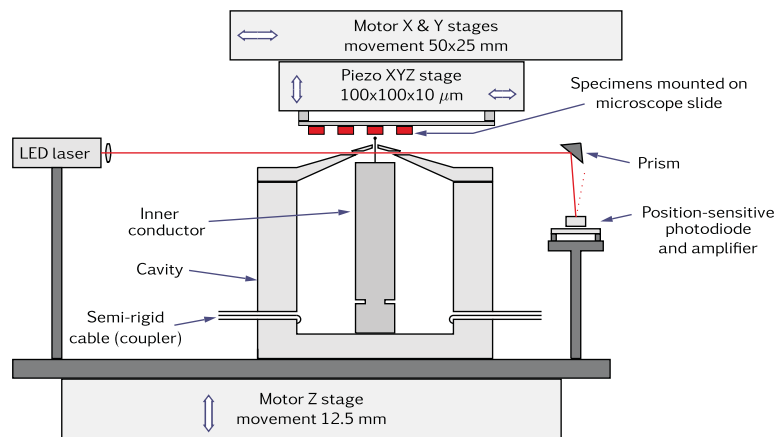


FIGURE 1.8 – Schéma simplifié du banc de microscopie champ proche. [25]

sonde sphérique de 0,1 mm de diamètre fabriquée par électro-érosion (EDM : Electro-Discharge Machining) [26], et d'autre part une pointe de sonde conique à l'extrémité arrondie de 0,01 mm de diamètre fabriquée par gravure électrochimique (Everbeing T20-100).

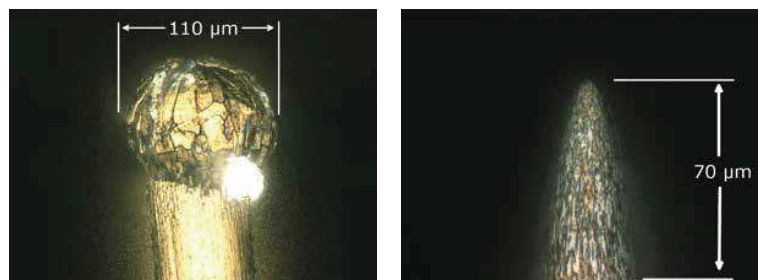


FIGURE 1.9 – Image optique des sondes électriques en tungstène. a) Image de la pointe sphérique. b) Image de la pointe conique. [25]

La microscopie optique (figure 1.9) montre que l'extrémité de la pointe est axialement symétrique, mais ovoïde plutôt que sphérique en raison du processus de gravure électrochimique. Les deux pointes de sonde sont en tungstène. A. P. Gregory a obtenu une résolution d'environ 10 μm ce qui a permis de distinguer 5 types différents de minéraux contenus dans une roche sur une zone de balayage de 1×1 mm (Apatite, Calcite, Chalcopryrite, Magnetite et Olivine). L'expérience a permis de comparer les images obtenues à partir de 4 observables différents (figure 1.10) que sont la fréquence de résonance, la permittivité, le facteur de qualité et la tangente de perte. Les images obtenues avec les deux sondes sont extrêmement proches, la différence étant due principalement au modèle de calibration qui a été utilisé. Néanmoins tous les minéraux ont été identifiés avec plus ou moins de sensibilité selon la méthode, la mesure de la permittivité étant la plus efficace et la tangente de perte étant la moins efficace.

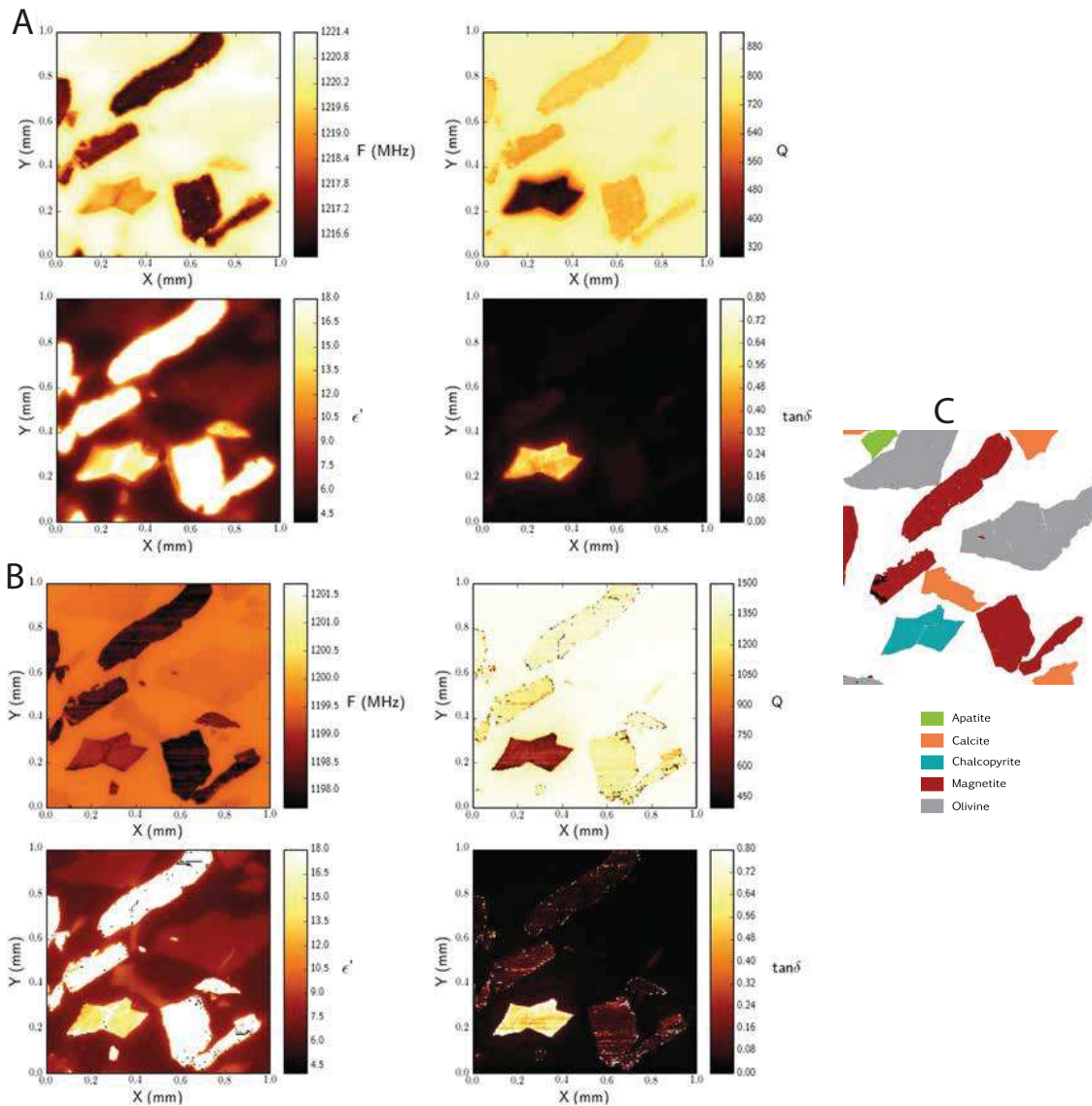


FIGURE 1.10 – Balayage d’une zone de 1×1 mm de l’échantillon de roche à l’aide des pointes sphériques et coniques de la sonde. A) Correspond à la pointe sphérique. B) Correspond à la pointe conique. C) identification des phase à l’aide d’un Analyseur de libération minérale (MLA : Mineral Liberation Analyser). La Chalcopyrite peut être considérée comme ayant des pertes particulièrement élevées. Les zones de magnétite sont toujours identifiables, la sensibilité de la mesure sur cet échantillon est particulièrement dépendante du bruit, en particulier pour la pointe conique. Les phases de calcite et d’apatite ont de faibles pertes et ne sont pas visibles sur le facteur Q et $\tan\delta$. [25]

1.2.3.2 Haute fréquence (THz)

Microscopie basse résolution

La microscopie basse résolution concerne essentiellement la microscopie à base de guides d'onde. Les guides d'onde sont utilisés pour le domaine des ondes millimétriques, térahertziennes et même dans le domaine optique. Un exemple est donné par T. Lasri et K. Haddadi [27] avec un guide ouvert. Comme la résolution spatiale du microscope dépend de la taille de l'ouverture, la conception proposée pour la sonde comprend une ouverture à fente dont la plus grande dimension est de l'ordre de la longueur d'onde λ et la plus petite dimension de la fente est d'environ $\lambda/30$ (figure 1.11). Cette étude tend à montrer

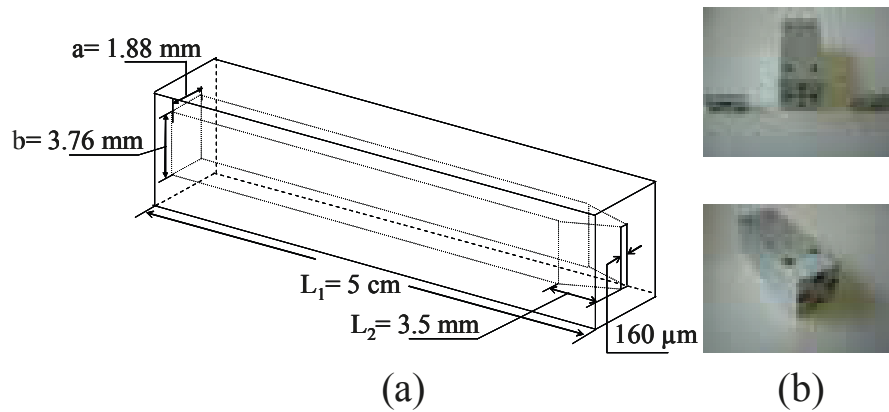


FIGURE 1.11 – (a) Dimension du guide à fente. (b) Photographie de la sonde à fente micro-usinée avant et après assemblage. [27]

la dépendance de la résolution avec la distance de séparation entre la sonde et l'objet. La figure 1.12, présente l'amplitude et le déphasage du coefficient de réflexion obtenu par cette sonde en balayant linéairement un échantillon pour deux hauteurs différentes. La première hauteur est de l'ordre de la plus petite dimension du guide $h_1 = 170 \mu\text{m}$, la seconde est bien plus petite avec $h_2 = 20 \mu\text{m}$. L'échantillon est un carré en cuivre de $900 \times 900 \mu\text{m}^2$ et de $30 \mu\text{m}$ d'épaisseur. Nous observons des réponses symétriques par rapport au centre de la pièce de cuivre avec l'amplitude et le déphasage de Γ qui augmente au fur et à mesure que la distance sonde-échantillon décroît. Cet échantillon a ensuite été retourné pour évaluer s'il était possible de détecter la présence d'un motif enterré au travers de $1,6 \text{ mm}$ d'épaisseur d'époxy. Les résultats ont été concluants avec une très bonne dynamique

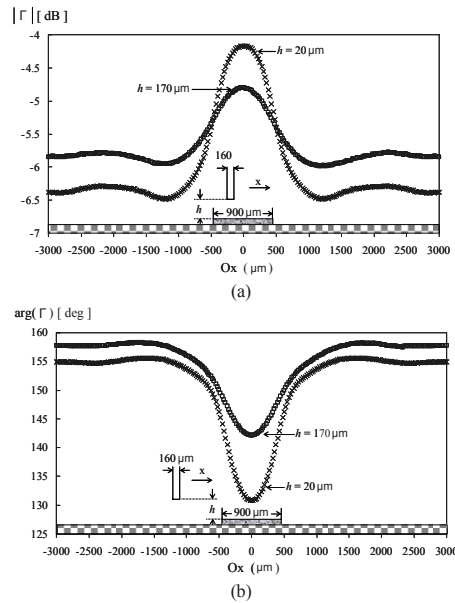


FIGURE 1.12 – Balayage 1-D d'un carré de cuivre de $900 \times 900 \mu\text{m}^2$ déposé sur un substrat d'époxy de 1,6 mm d'épaisseur. (a) Amplitude de Γ . (b) Déphasage de Γ . [27]

de mesure. Ces résultats prouvent qu'il est possible de détecter la présence d'un échantillon bien que ses dimensions soient très largement sub-longueur d'onde et cela même s'il est optiquement recouvert.

Un autre exemple de microscopie en guide ouvert sous surfacique est réalisé par Gahsr pour du contrôle non destructif d'une surface métallique présentant des fissures "de fatigue" [28],[29]. L'originalité de ce travail est qu'ils ont mis en œuvre une microscopie 3D permettant l'analyse de la déformation tridimensionnelle de la surface autour de la fissure. Le principe de mesure est illustré figure 1.13. Le guide d'onde rectangulaire est

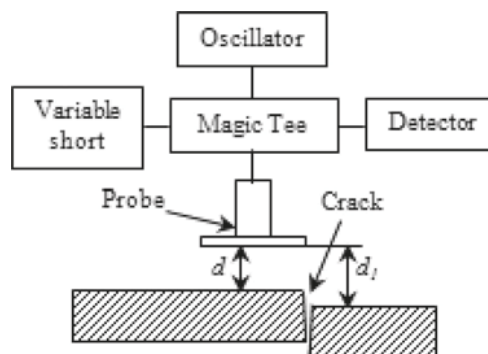


FIGURE 1.13 – Schéma d'un montage avec un guide d'onde au-dessus de l'échantillon fissuré. [28]

maintenu à une hauteur d au-dessus d'une plaque de métal fissurée. Le système introduit un T-magique qui permet de faire la mesure interférométrique. Ce T-magique fournit des

informations complètes sur l'ensemble de la fissure (figure 1.14a)) et sur la déformation 3D autour de la fissure, y compris l'emplacement des extrémités de la fissure, les non-uniformités associées aux bords de la fissure et la déformation à l'extrémité de la fissure (marquée par la flèche en pointillés). La figure 1.14b) correspond à la mesure en coupe (marquée par la ligne noire et continue) de la figure 1.14a). Elle montre que non seulement on peut détecter la fissure sur le plan de l'image mais également la fissure hors du plan (axe longitudinal). La figure 1.14c) est le résultat après avoir filtré les gradients verticaux et horizontaux. Cela a pour effet de rendre l'image de la fissure plus nette mais également de confirmer que la distance d séparant le guide de l'échantillon n'est pas constante pendant la durée du scan.

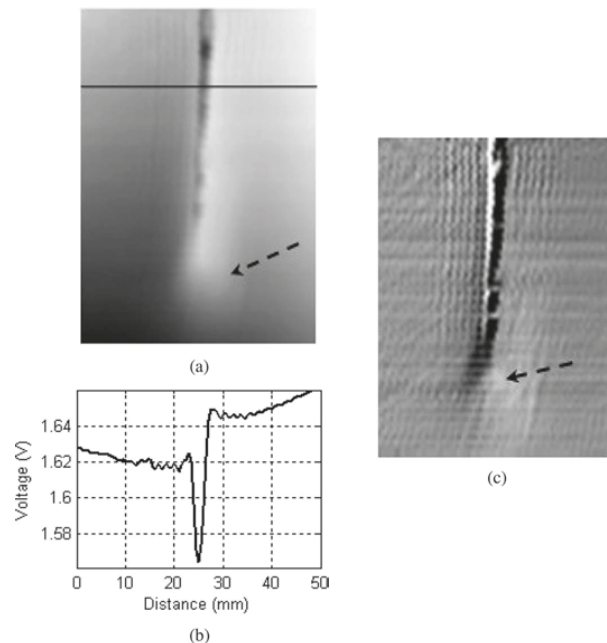


FIGURE 1.14 – (a) Image bidimensionnelle de la fissure obtenue à $d \approx 1,7$ mm. b) Profil unidimensionnel de la fissure. c) Image traitée en deux dimensions après le filtrage des gradients horizontaux et verticaux. [28]

Notre équipe a également expérimenté la microscopie interférométrique avec un guide d'onde WR15 à ceci près que notre source est à 60 GHz et modulée. Ainsi nous détectons le signal interférométrique à la fréquence de commutation de la source. Nous avons choisi d'appliquer cette technique d'imagerie à divers objets [30]. Les images d'ondes millimétriques et optiques sont données dans la figure 1.15. Nous avons cartographié une pièce de 20 centimes parce qu'elle est faite d'un alliage unique et représente donc une cible

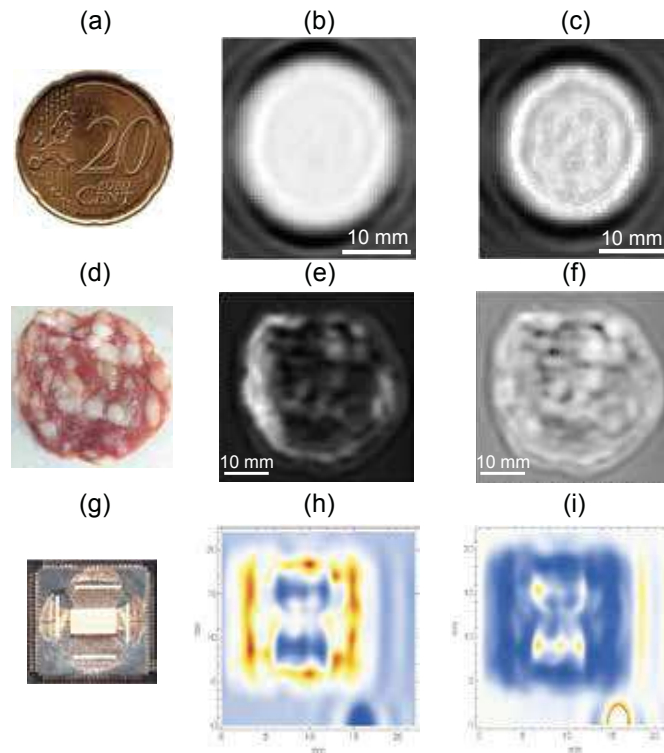


FIGURE 1.15 – Pièce de 20 centimes (a) Image optique (photo © Wikipedia), (b) Image en amplitude et (c) Image de la phase. Tranche de saucisson (d) Vue optique, (e) Image en amplitude et (f) Image de la phase. Circuit intégré dans le boîtier (g) Vue optique avec le boîtier retiré, (h) Image en amplitude et (i) Image de la phase [30].

homogène avec seulement des modifications topologiques, nous avons également cartographié une tranche de saucisson qui ne présente pas de profil topologique mais est un échantillon inhomogène avec des zones de gras et de chair. L'image optique du circuit intégré présente le circuit sans son boîtier. Les résultats obtenus avec cette technique de microscopie sur les trois échantillons sont en adéquation avec l'image optique. Nous ne nous attendons pas à une image différente en phase dans le cas de la pièce, mais les autres échantillons montrent que toutes les images en phase issues de la détection synchrone sont différentes des images en amplitude et présentent également un meilleur contraste. C'est assez surprenant car un calcul brut montre que les signaux en phase et en quadrature émis à partir de la détection synchrone doivent être proportionnels à une source commutée idéalement, c'est-à-dire que les phases doivent être constantes.

Afin de comprendre le processus physique au cœur de la formation de l'image de phase, nous avons alors décidé d'observer à l'analyseur de spectre la source millimétrique lorsqu'elle est commutée ou non. Nous pouvons voir sur la figure 1.16 que bien

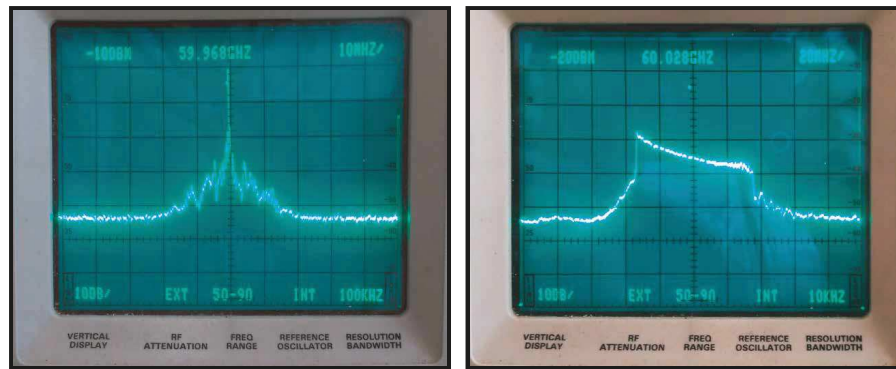


FIGURE 1.16 – a) Spectre de la source en mode CW, b) Spectre de la source modulée à 5 kHz

que la source Gunn non modulée présente une raie très étroite, le spectre modulé montre un étalement s'étendant sur 100 MHz correspondant à un "chirp" lors de la commutation que nous identifions comme un "downchirp" (le décalage de fréquence se produit de haute à basse fréquence dans le temps). En conséquence, l'échantillon est illuminé pendant la modulation carrée avec une fréquence variable et, dès lors, sa réponse peut varier dans le temps en raison de sa propre dispersion. De plus, même si la distance du guide d'onde à l'échantillon est maintenue constante, la phase de l'onde réfléchie à 60 GHz tourne également en fonction de la variation de fréquence, et ce, même si la distance est très courte.

Tous ces éléments ne correspondent pas à la vision parfaite de la source modulée, puisqu'ici nous retrouvons une diminution de l'amplitude pendant le pulse accompagnée d'une diminution de la fréquence instantanée. Ensuite, la détection synchrone intègre toutes les contributions et est donc sensible à la caractéristique de dispersion de l'échantillon, et pas seulement aux variations topologiques. Nous pensons que le système se comporte comme un radar FMCW (FMCW : Frequency-modulated continuous-wave) inattendu [31] dont le signal de sortie est intégré sur l'ensemble du temps de balayage. La figure 1.17 présente un exemple de la réponse d'un échantillon dans la condition où la source est modulée. Elle montre que l'on peut détecter une réponse en décalage de phase par rapport à la référence de la détection synchrone. La dérive en fréquence de la source induit une dérive en amplitude de la réponse de l'échantillon.

Tous ces exemples de microscopie en guide ouvert ont mis en évidence le problème lié à la dimension de la sonde qui apporte une résolution médiocre. La question est de

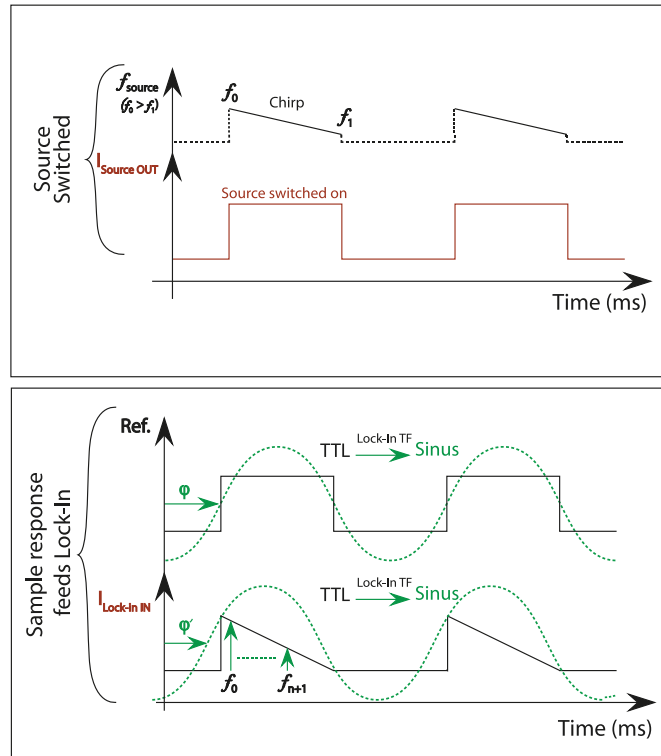


FIGURE 1.17 – Illustration du chirp de la source. a) Exemple d’une dérive en fréquence de la source, illustration du signal de modulation de la source. b) Exemple de réponse de l’échantillon reportée à l’entrée de la détection synchrone, illustration du signal de référence de la détection synchrone.

savoir ce que nous pouvons faire pour améliorer cette résolution tout en restant dans le domaine micro-onde. Une des solutions est naturellement de transposer les techniques du SNOM du domaine THz au domaine micro-onde.

Microscopie Haute résolution

Afin de démontrer la possibilité de résoudre de fins objets à base de semi-conducteur dans l’infrarouge, F. Keilmann souleva et étudia deux problèmes [32]. Le premier est que la puissance disponible dans l’infra-rouge est relativement faible, le second concerne la limite de diffraction. À ces deux problèmes, il proposa une solution unique qui est d’adapter correctement la sonde à la source c’est à dire de focaliser efficacement la puissance dans une petite ouverture à l’aide d’un guide d’onde conique. Cette solution à guide d’onde apporte l’avantage que le point focal est très efficacement protégé de la lumière parasite. F. Keilmann ne s’est pas arrêté là, il a transformé cette sonde à ouverture en sonde sans ouverture en ayant l’idée astucieuse d’ajouter une pointe coaxiale à l’inté-

rieur du guide. Bien que ce ne soit pas une sonde résonante, la solution présentée en figure 1.18 ressemble énormément à la sonde des basses fréquences. M. Tabib-Azar s'est

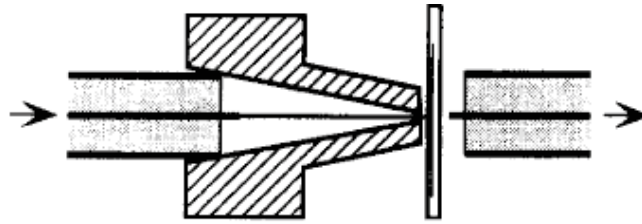


FIGURE 1.18 – Schéma de la sonde proposé par F. Keilmann [32].

penché d'une façon différente sur le problème de l'adaptation afin d'améliorer le rapport signal à bruit. Il proposa une solution simple qui est d'utiliser une sonde à résonance capacitive [33]. L'élément au centre de sa sonde est un résonateur à ligne de transmission (figure 1.19). Une des extrémités de la ligne est reliée à un fil d'acier inoxydable conique

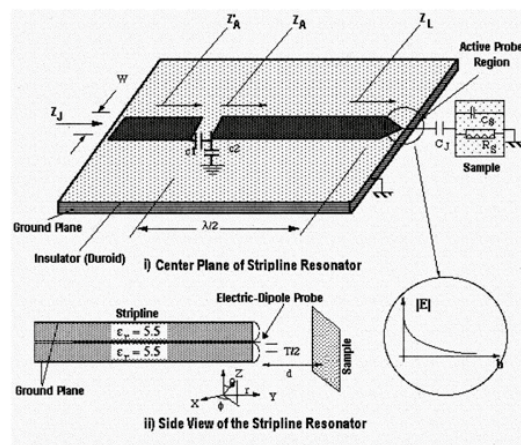


FIGURE 1.19 – Schéma d'assemblage de la sonde et du résonateur. [33].

qui fait office de sonde, l'autre extrémité est couplée par un condensateur interdigité à une courte ligne d'alimentation. La ligne d'alimentation est raccordée à un circulateur à trois ports qui fait circuler le signal de la source de radiofréquence jusqu'à l'appareil et dirige l'onde réfléchiée vers un détecteur à cristal.

Nous retenons que l'élément déterminant pour obtenir une meilleure résolution est d'améliorer la transmission du signal. Ceci peut se faire en jouant sur les propriétés intrinsèques de la sonde c'est à dire en jouant sur la géométrie de la sonde, mais on peut également apporter des éléments extérieurs comme des résonateurs. De plus pour obtenir des images hautes résolutions lorsque le signal est faible, il faut pouvoir extraire le

signal du bruit plus efficacement. Une solution issue du SNOM consiste à rejeter le plus efficacement possible les perturbations n'appartenant pas au champ proche, en particulier pour les sondes sans ouverture. Les sondes sans ouverture ont le défaut de capter le champ lointain sur toutes leurs longueurs. B. Knoll proposa de moduler la distance à l'échantillon ce qui permet de filtrer tous les signaux qui ne seraient pas à cette fréquence de modulation [34]. Cette étude s'est d'ailleurs étendue à plusieurs rangs harmoniques et a montré un très fort potentiel de réjection du champ lointain (figure 1.20).

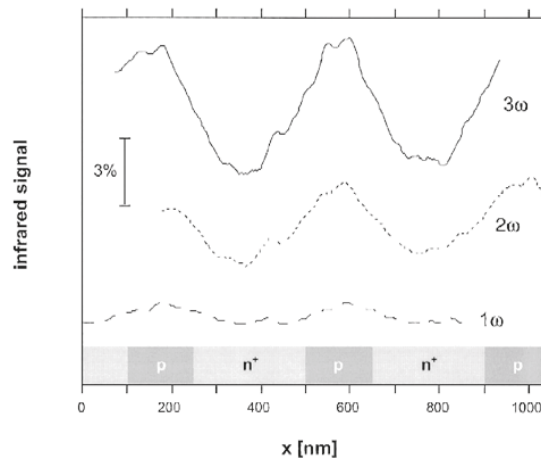


FIGURE 1.20 – Image en champ proche dans l'infra-rouge ($\lambda = 9,22\mu\text{m}$) d'une structure Si dopée périodiquement et ne présente aucune topographie. L'échantillon a été mesuré du premier au troisième rang harmonique respectivement 1ω , 2ω et 3ω . Pour plus de clarté les résultats ont été décalés en amplitude [34].

1.2.4 Mes perspectives

Le travail de recherche présenté dans ce manuscrit de thèse, initie un développement de plusieurs méthodes d'approche de la microscopie champ proche. L'état de l'art que nous venons de présenter révèle une grande diversité de travaux de recherche. Cette partie a permis de mieux comprendre et appréhender les multiples directions qu'offre la microscopie champ proche. Nous souhaitons mettre à contribution cet état de l'art pour faire à notre tour de la microscopie champ proche haute résolution. Pour ce faire, puisque nous ne disposons pas de source THz et également pour une raison de coût, nous nous positionnons sur une fréquence de 60 GHz. À ce stade, nous pouvons déjà faire un certain nombre de choix : ne prévoyant pas une source très puissante, nous opterons pour

une sonde sans ouverture et afin de favoriser la résolution, nous préférons intégrer une solution de sonde résonante et de vibration de l'échantillon.

1.3 État de l'art pour l'injection électromagnétique champ proche

1.3.1 Motivation pour l'étude de la susceptibilité électromagnétique

La susceptibilité des circuits intégrés (CI) est une préoccupation majeure avec la densité croissante des composants et des systèmes capables de communiquer [35]. La multiplication de ces appareils communicants entraîne une saturation de l'environnement électromagnétique et nécessite d'étendre cet environnement à des échelles de fréquence beaucoup plus élevées. Cette montée en fréquence a motivé le développement d'outils capables de déterminer la susceptibilité EM des CIs. En effet, on sait qu'elle est à l'origine de perturbations non désirées (à l'instar des brouilleurs dans les cinémas), comme par exemple, un ordinateur portable peut perturber un dispositif médical ou même des outils à bord d'un avion [36]. Ces fréquences perturbatrices peuvent maintenant atteindre les bandes millimétriques, par exemple avec l'émergence de la future norme 5G ou de la dernière génération Wifi 802.11ad [37].

La susceptibilité EM fait état de plusieurs types d'effets que l'on classe généralement en fonction de leurs sévérités :

- Un dysfonctionnement temporaire correspond à un système électronique qui voit son fonctionnement nominal perturbé sans être endommagé. Par exemple les brouilleurs de cinéma qui empêchent les portables de communiquer. Une fois que l'utilisateur s'éloigne de la source de brouillage, le portable retourne à son état de fonctionnement nominal.
- Un dysfonctionnement permanent commence lorsque la source de perturbation est allumée et persiste même après son extinction. Ce dysfonctionnement peut être réversible, comme par exemple avec un redémarrage du système. Ce niveau de dys-

fonctionnement peut tout de même endommager de façon mineure le système touché.

- Un dysfonctionnement irréversible induit des dégâts directs sur des composants du système touché. Pour retrouver un fonctionnement nominal, il est nécessaire de changer la pièce endommagée.
- La destruction correspond à des dégâts trop importants pour être réparés.

Ainsi, l'étude de ces susceptibilités peut être réalisée à différentes échelles, soit au niveau système, soit au niveau composant.

Déjà en 1975, de nombreux travaux de recherche étaient conduits par R. Richardson [38], [39], [40], [41] sur la réponse des transistors bipolaires à une interférence EM. Le signal perturbateur était un signal RF de 2 GHz et le transistor testé avait un F_T de quelques MHz seulement [40]. Ces travaux ont montré que lorsqu'un signal hyperfréquence est appliqué à la base du transistor, un courant supplémentaire doit être fourni par l'alimentation pour maintenir le courant du collecteur à une valeur constante (figure 1.21). R. Richardson a également injecté ce signal RF sur le collecteur et sur l'émetteur, les résultats sont similaires. Cependant, c'est par la base que la sensibilité la plus forte a été observée et malheureusement il prévient que dans de nombreux circuits, c'est le point d'entrée le plus probable du signal RF. La réaction d'un transistor au rayonnement hyperfréquence

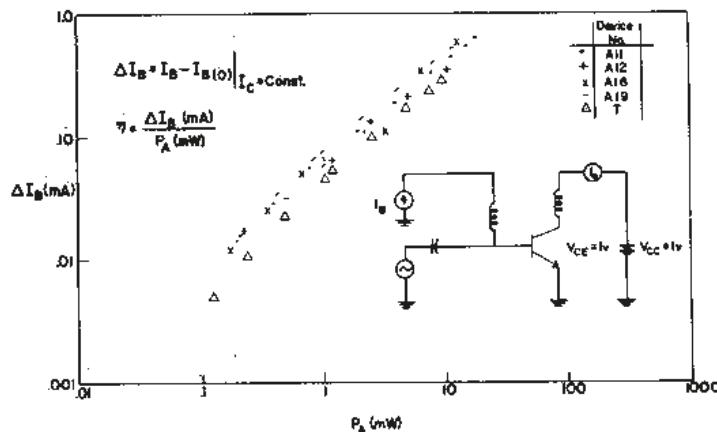


FIGURE 1.21 – Évolution du courant de base en fonction de la puissance du signal perturbateur à 2 GHz. [40]

diminue généralement à mesure que la fréquence du signal perturbateur augmente. C'est

ce constat que l'on retrouve sur la figure 1.22a) avec une nette diminution du facteur η à mesure que la fréquence augmente. η représentant la variation du courant à une puissance d'agression donnée. Quant à l'évolution d' η en fonction du F_T , elle montre que les transistors ont une tendance générale à être plus sensibles avec l'augmentation du F_T .

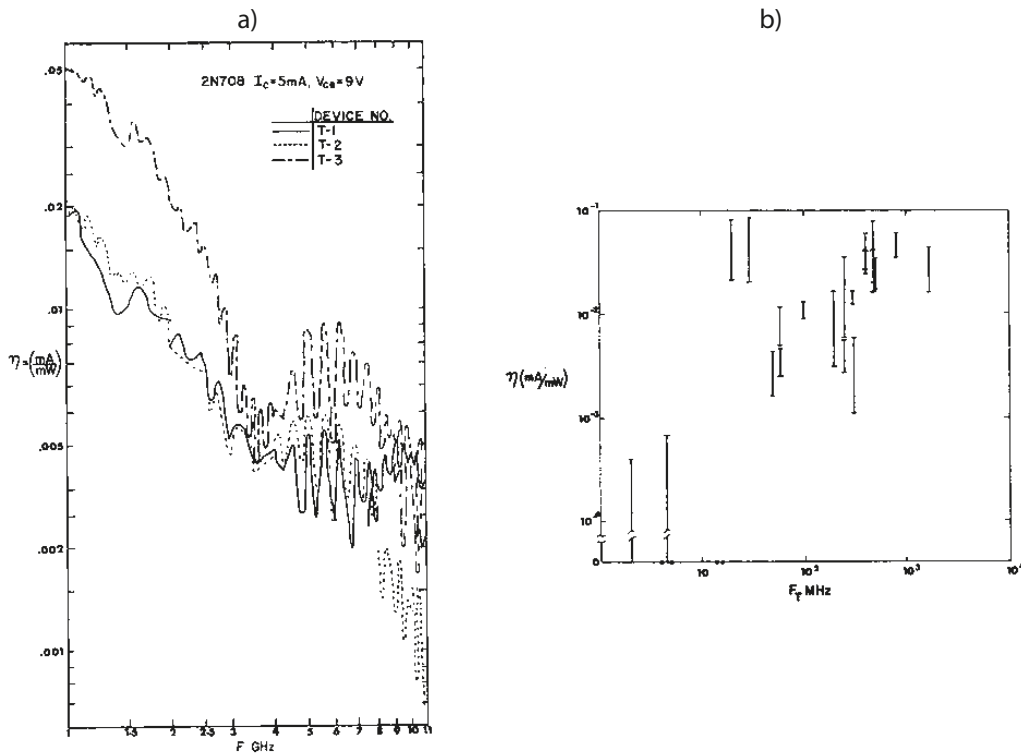


FIGURE 1.22 – Évolution du facteur η a) en fonction de la fréquence d'agression, b) en fonction de F_T . [40]

1.3.2 Techniques d'injection

L'étude de la susceptibilité EM des composants électroniques est un axe de recherche relativement varié quand on considère tous les domaines : public (universitaire), privé (industriel) et militaire. C'est une des raisons pour laquelle on retrouve une grande variété de sources selon les moyens techniques et financiers de chacun. Nous nous concentrerons sur deux modes d'injection possibles.

1.3.2.1 Source en mode CW

De la même manière que Richardson, d'autres études ont développé des tests avec des sources en mode CW pour permettre une compréhension plus intuitive des phénomènes

mis en jeu.

Notamment, 40 ans après l'étude de Richardson, A. Doridant [42] étudia un transistor bipolaire avec une fréquence de transition de 200 MHz pour une fréquence d'agression de 100 MHz à 1,5 GHz. Une vue de son circuit est proposée sur la figure 1.23. Une sonde magnétique a été fabriquée sur la base d'un câble coaxial dont l'âme centrale a été déformée afin d'obtenir une boucle. Cette sonde rayonne le signal perturbateur sur la piste cible (émetteur, collecteur ou base).

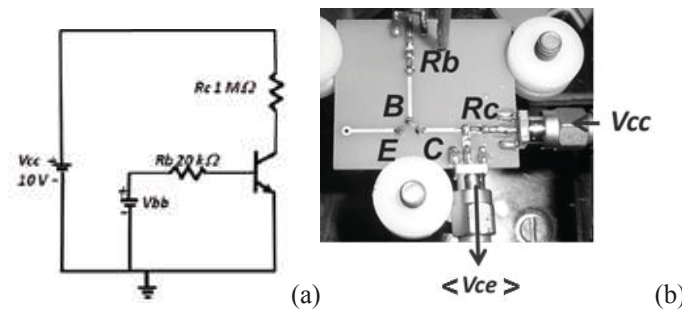


FIGURE 1.23 – (a) Schéma d'un transistor BC107A monté en émetteur commun, (b) Photographie du circuit de test [42].

Les résultats (figure 1.24) confirment que quelle que soit la cible, le transistor est fortement impacté. Lorsque l'interférence est appliquée sur le collecteur du transistor, nous observons une chute de la tension V_{ce} qui passe de 4,5 V à 0 V dans la bande de fréquences d'agression autour de 500 MHz et autour de 1090 MHz. Le transistor n'est plus en mode normal mais passe en mode saturé. Pendant l'expérimentation, A. Doridant a également observé que le courant I_c sature tandis que I_b augmente. Cette configuration entraîne une chute du gain statique en courant β du transistor qui passe de 250 à 6.

L'évolution $I_c(V_{ce})$ (figure 1.25) en fonction de la puissance d'agression a ensuite été relevée montrant alors qu' I_c diminue fortement avec l'augmentation de la puissance d'agression. Ces résultats ont également révélé un élargissement de la plage de tension V_{ce} pour laquelle $I_c = 0$ lorsque l'agression est réalisée sur le collecteur. Ce dernier comportement ne se produisant pas lorsque l'attaque est appliquée sur la base du transistor. Tous ces résultats mettent en évidence la complexité des phénomènes et la grande variété d'observables à disposition. C. Pouant a conduit une étude similaire [43] mais cette fois sur une technologie différente de ces prédécesseurs en attaquant un MOSFET. Le cir-

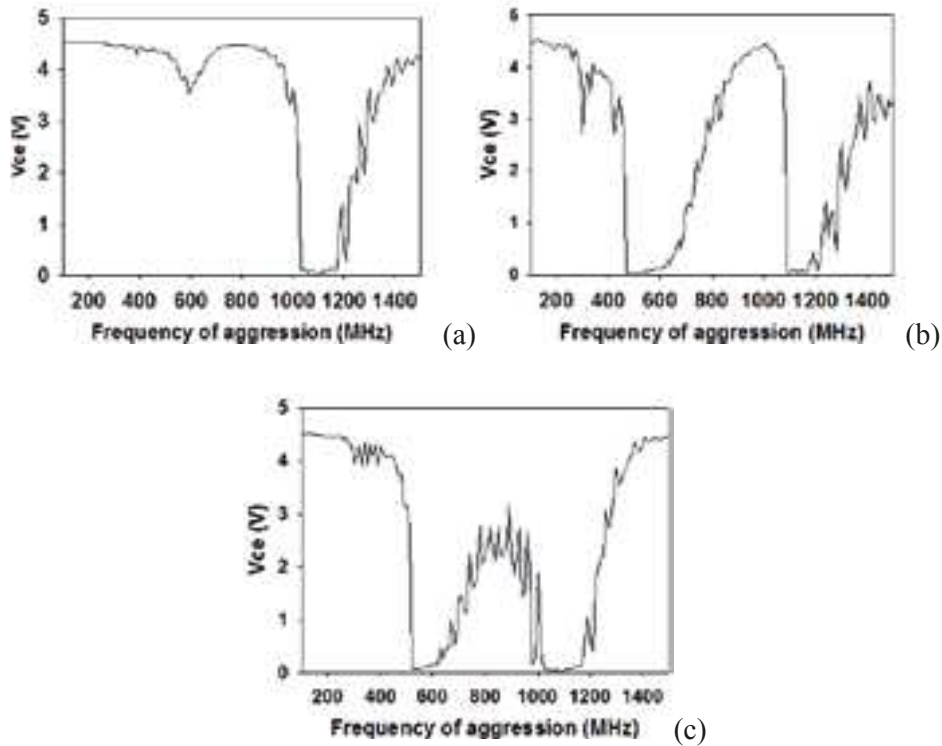


FIGURE 1.24 – Mesure de la tension V_{ce} en fonction de la fréquence d’agression pour une puissance d’agression de 23 dBm. Agression sur la base du transistor (a), sur l’émetteur (b) et sur le collecteur (c). [42]

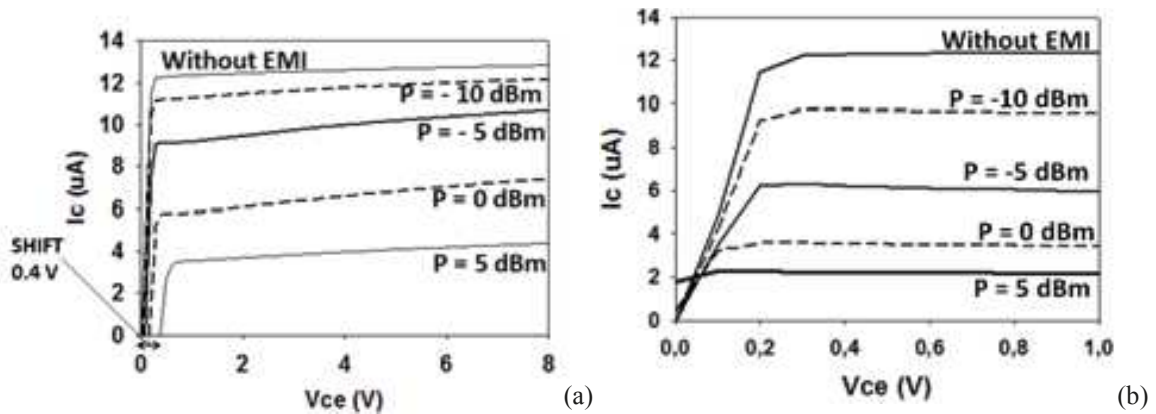


FIGURE 1.25 – I_B fixé à 50 nA. Agression sur la base, I_c en fonction de V_{CE} , pour différents niveaux de puissance d’agression, $f_{iEM} = 500$ MHz. [42]

Le graphique montre de forte similitude avec trois accès la grille, la source et le drain. Un signal RF de 5 dBm à 10 MHz est injecté en mode conduit sur la grille du transistor. En raison de la non-linéarité des caractéristiques courant - tension du MOSFET, l’excitation RF provoque une distorsion de la forme d’onde du courant de drain qui entraîne un décalage du point de polarisation (figure 1.26). Ce comportement a parfaitement été modélisé via un modèle semi-empirique, cependant il ne montre un bon accord avec la mesure que dans

une gamme de faible fréquence et puissance.

Le mode CW a montré qu'il est possible de perturber au niveau composant et que les effets qui y sont associés sont essentiellement des décalages en tension et courant [44].

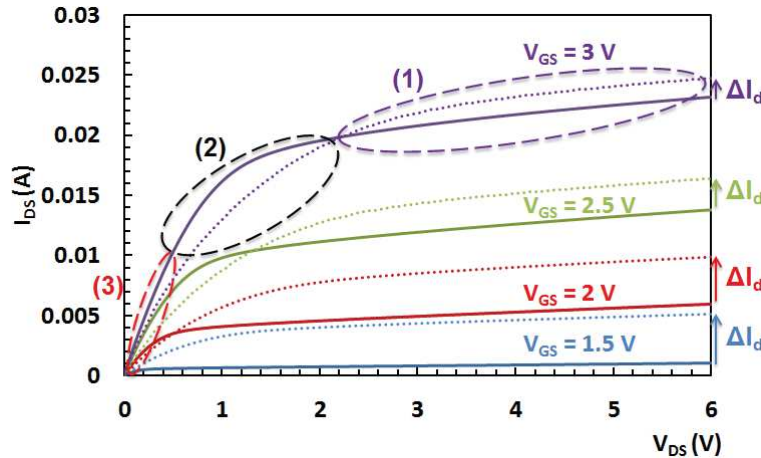


FIGURE 1.26 – Caractéristique $I_D(V_{DS})$, ligne continue : Aucun signal RF n'est appliqué; Ligne en pointillé : Signal RF à 10 MHz et une puissance de 5 dBm injecté sur la grille pour plusieurs tension de grille.[43]

1.3.2.2 Source en mode pulsé

Les sources hyperfréquences à haute puissance (HPM : High-Power Microwave) sont un type de source qui génère des impulsions de très courte durée (10 ns à 1 μ s [45]) avec une puissance crête de quelques centaines de mégawatts dans une gamme de fréquences de 1MHz à 100 GHz. Cette fois-ci C. Pouant s'est concentré sur la forme de l'agression et son impact sur un inverseur à base de MOS [46]. Les résultats expérimentaux qu'il a obtenu (figure 1.27) ont mis en évidence l'effet dramatique des interférences électromagnétiques qui peuvent amener à un "état bloqué" d'un inverseur MOS. Dans cet état, la sortie est maintenue dans un état bas constant tant que l'impulsion RF est appliquée, ainsi le transistor ne suit plus la commande. Il a montré que cet effet se produit si la fréquence d'excitation est proche de la fréquence de commutation du transistor. Cette sensibilité est également sélective en fréquence, ainsi il a observé que si la fréquence d'agression est trop éloignée de la fréquence utile du transistor alors elle n'a plus d'effet.

D'un point de vue système, M. Dagsys a étudié la susceptibilité aux rayonnements micro-ondes à haute puissance (HPM) de différents types de routeurs de réseaux infor-

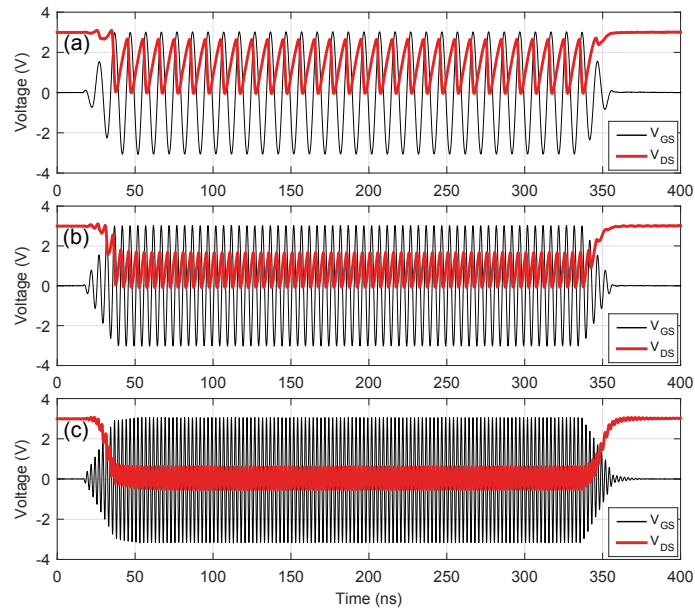


FIGURE 1.27 – Tension d'Entrée/Sortie pour impulsion micro-onde pulsé de 3V à 100MHz (a), 200MHz (b) et 400MHz (c). $V_{DD} = 3V$ [46].

matiques [47]. Son étude se positionne dans un contexte de menace terroriste où les routeurs sont les points névralgiques de la centralisation de l'information. Ses expériences ont été réalisées pour différents niveaux de puissance micro-ondes, bandes de fréquences, durée d'impulsion et taux de répétition. Lors de son étude il a considéré ses routeurs comme une "boite noire" qui ont comme critère de susceptibilité le champ électrique mesuré qui provoque la défaillance temporaire du routeur. Les résultats figure 1.28 montrent que lorsque la fréquence de la porteuse augmente alors la sensibilité diminue. Ils montrent également que si la fréquence de travail (100 Mb/s, 1 Gb/s) est plus proche de la fréquence d'agression alors la sensibilité augmente. Les courbes de la figure 1.29 ont été réalisées pour le routeur 100Mb/s à une fréquence d'agression de 9,3 GHz. M. Gadys a constaté que la fréquence de répétition de l'impulsion a peu d'impact sur la susceptibilité des routeurs. Lors de l'expérience l'intensité de champ E qui génère un dysfonctionnement du routeur est relevée en fonction de la durée d'impulsion. Ainsi, nous pouvons voir que E est environ 30% plus grand à une fréquence de répétition de 50 Hz que pour une fréquence de répétition de 3 Hz. Il a également pu déterminer qu'en utilisant la plus grande intensité de champ électrique disponible il devenait alors impossible de "figer" le routeur avec une durée d'impulsion inférieure à 0,3 μs , lorsque la fréquence de répétition des impulsions

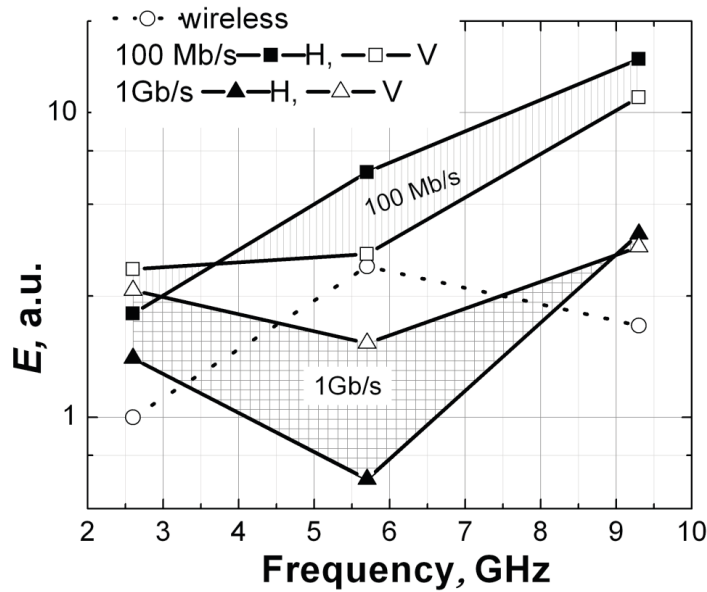


FIGURE 1.28 – Champ électrique E pour lequel les routeurs dysfonctionnent en fonction d'une source HPM pour deux polarisations de l'onde H et V.[47]

est inférieure à 6 Hz.

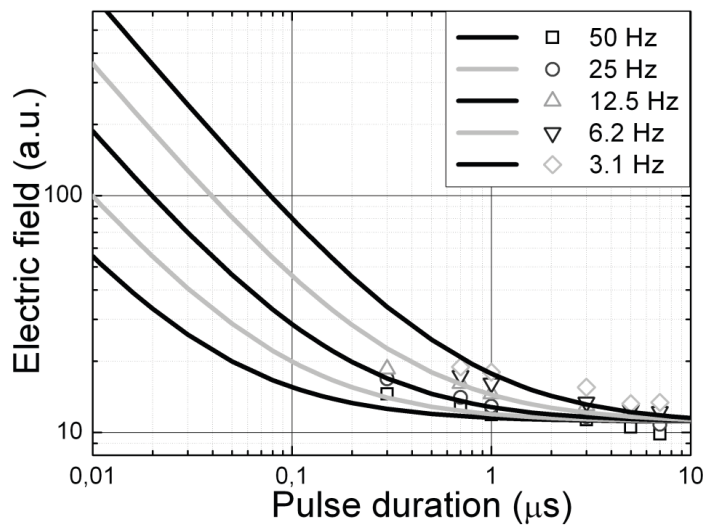


FIGURE 1.29 – Champ électrique E d'une source HPM en fonction du taux de répétition et de la durée d'impulsion pour un routeur de 100 Mb/s à 9,3 GHz.[47]

1.3.3 Perspectives

L'état de l'art que nous venons de faire montre la grande potentialité du sujet. Il a permis de mettre en lumière certains paramètres d'observations ainsi que leurs évolutions.

Nous souhaitons exploiter le savoir faire de l'équipe quant à l'étude de la susceptibilité à un signal RF sur un composant pour expérimenter une agression très haute fréquence. Nous proposerons donc une étude de l'influence des hautes fréquences (60 GHz) sur le premier étage d'amplification d'un module de communication.

Afin de permettre une étude au plus près des conditions réelles d'un système qui se retrouve soumis à un environnement haute fréquence, nous faisons le choix de réaliser une agression en mode rayonné. Une autre originalité sera que nous effectuerons cette étude en champ proche de l'objet en appliquant les deux modes d'agression (source en mode CW et mode commuté).

Chapitre 2

Microscopie millimétrique en champ proche

Sommaire

2.1 Banc microscopie en intensité	36
2.1.1 Description globale du banc	36
2.1.2 Processus d'acquisition des images	39
2.2 Sonde de champ proche	41
2.2.1 Principe de fonctionnement de la sonde	41
2.2.2 Fabrication	47
2.2.3 Caractérisation des sondes	49
2.3 Optimisation de la résolution	59
2.3.1 Critères de choix de la sonde de champ proche	59
2.3.2 Optimisation de la résolution par la détection	60
2.4 Perspectives	62

2.1 Banc microscopie en intensité

2.1.1 Description globale du banc

Dans le but de réaliser de l'imagerie champ proche sur des micro-structures, nous avons développé un banc de réflectométrie. Le principe à la base de ce banc de microscopie en champ proche est le suivant : une source millimétrique délivre un signal à 60 GHz qui est rayonné au dessus d'un échantillon par une sonde, puis la sonde détecte une grandeur physique (une intensité de rayonnement) caractéristique de son interaction avec l'échantillon. L'échantillon ou la sonde est associé à un système de déplacement (système motorisé, piézo-électrique ...) qui permet de placer la sonde dans le champ proche de l'échantillon à une distance h_0 ($h_0 \ll \lambda$). Plus la sonde est proche de l'échantillon plus l'intensité du signal est élevée; ainsi en balayant la surface parallèlement au plan de l'échantillon, il est possible de mesurer des variations de cette grandeur physique. En associant la sortie du détecteur à la position relative de la sonde, nous pouvons obtenir une image de la topographie de l'objet. Le schéma et une photographie de l'expérience sont donnés figure 2.1. Le détail des différents éléments constitutifs du banc est donné ci-dessous. Nous souhaitons une source délivrant suffisamment de puissance pour avoir un rapport signal à bruit correct et présentant les avantages suivants :

- un faible encombrement;
- une instabilité de fréquence suffisamment faible pour rester dans les mêmes conditions pendant le temps d'acquisition;
- une dynamique de mesure importante pour permettre de différencier deux matériaux;
- la possibilité de moduler son amplitude pour permettre d'améliorer la détection;
- une sortie WR15 pour connecter nos équipements fonctionnant dans la bande 50 - 75 GHz;
- une facilité de mise en œuvre et une maintenance réduite;

Deux solutions étaient envisageables : la première solution aurait été d'utiliser un quadripoleur et un synthétiseur de fréquence. Nous aurions pu atteindre une puissance rela-

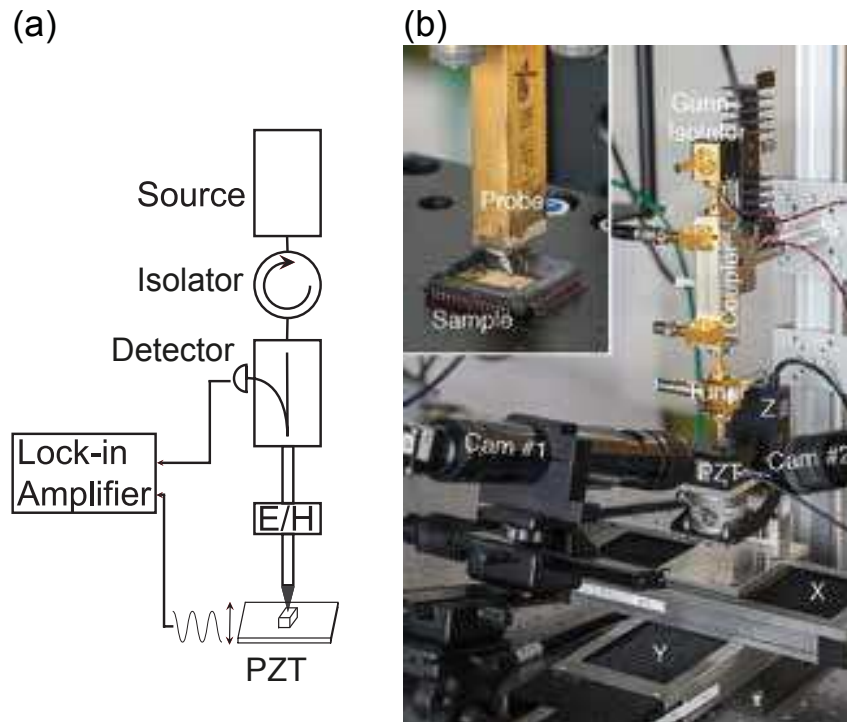


FIGURE 2.1 – a) Vue schématique du banc de microscopie, b) Photographie du banc d'expérimentation et zoom de la sonde en insert.

tivement grande à 60 GHz mais le coût de ces sources est très élevé. Pour une puissance délivrée du même ordre et un coût bien moindre, une source à base d'oscillateur Gunn était le choix idéal. Nous nous sommes alors procuré une de ces sources (Quinstar QTM-602001), elle délivre 20 dBm (100 mW) à 60 GHz et possède également l'avantage d'avoir sa sortie modulable en tout ou rien. C'est le rapport de puissance/coût qui a été déterminant dans le choix de cette solution.

Cette source alimente un isolateur de 35 dB et 1,3 dB de perte d'insertion afin d'éviter un retour de puissance, il permet également un fonctionnement stable quelle que soit la charge. L'isolateur est lui-même connecté au trajet direct d'un coupleur directionnel de 20 dB tandis que l'autre extrémité est connectée à un tuner E/H (Quinstar) en série avec la sonde de champ proche. Le rôle du tuner est d'adapter l'impédance de la sonde à celle de la source afin d'améliorer la transmission du signal rayonné par la sonde et par la même occasion, limite également les retours de puissance vers la source. Les deux vis micrométriques du tuner permettent d'ajuster le coefficient de réflexion S_{11} en faisant varier les longueurs de guide présentes sur les axes parallèles à E et H. L'association du tuner avec la

sonde la rend résonante à une fréquence f_0 , ainsi le couple tuner/sonde est accordé pour avoir un coefficient de réflexion initial minimum. Lorsque l'échantillon présente une variation de topographie, alors la résonance se décale (cf. *a*, dans la figure 2.2), ce qui fait varier très rapidement le signal mesuré (cf. *b*, dans la figure 2.2) en conséquence de quoi, nous mesurons une valeur du ΔS_{11} non nulle à f_0 . ΔS_{11} représente donc la dynamique de mesure lorsque l'échantillon est au-dessous de la sonde.

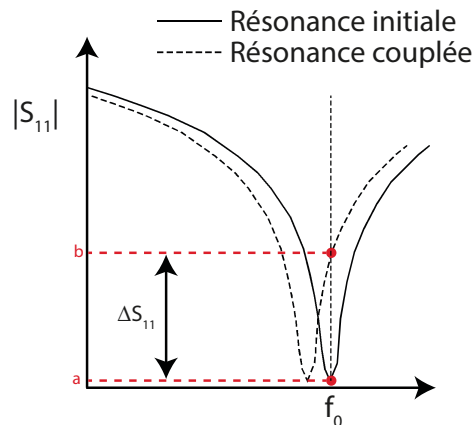


FIGURE 2.2 – Représentation de S_{11} autour de f_0 lié au couplage entre la sonde et l'échantillon. Le point *a* représente le niveau du S_{11} lorsque le tuner est ajusté sur un minimum de réflexion. Le point *b* quant à lui, représente le niveau de réflexion relevé lorsque l'échantillon est mis en regard de la sonde. ΔS_{11} témoigne d'un changement de topographie ou de composition de l'échantillon.

Le signal réfléchi a deux composantes, la première correspond au signal provenant de l'échantillon par réflexion du signal incident sur celui-ci. La seconde composante correspond à un rayonnement parasite (source secondaire) provenant du champ lointain. Comme pour le SNOM, nous utilisons une modulation de la distance sonde - échantillon pour se débarrasser de la composante de champ lointain. C'est un actuateur piézo électrique (PZT) qui est utilisé pour obtenir cette modulation verticale. L'échantillon est posé sur le PZT (de la société Physik instrumente) qui vibre à la fréquence imposée par un générateur basse fréquence. Afin d'éviter de détériorer la sonde et l'échantillon, nous avons choisi un PZT avec un débattement de 120 μm maximum et une précision de positionnement de 0,2 nm. Il peut osciller jusqu'à 75 Hz à vide mais nos échantillons n'excédant pas un poids de 30g, nous fixons cette fréquence de vibration Ω à 40 Hz. Le signal réfléchi par l'objet qui oscille sera alors modulé à la fréquence Ω . Une diode Schottky (Quinstar) est ensuite placée sur le chemin de retour du coupleur. Cette diode permet de convertir le

signal réfléchi modulé en signal électrique avec une sensibilité de 3665 mV/mW. Ce type de détecteur a l'avantage d'être très rapide (temps de basculement quasi-instantané), très léger, compact et non polarisé.

La démodulation du signal réfléchi provenant de la diode Schottky est assurée par un amplificateur à verrouillage (Détection synchrone). La haute sensibilité de la détection synchrone permet d'extraire des signaux extrêmement bruités. Cette sensibilité peut atteindre 2 nV dans la gamme 0,001 Hz à 250 kHz ce qui est parfait pour la fréquence que nous avons fixée (40 Hz) et pour le cas où nous utiliserions des échantillons plus légers avec une fréquence plus haute. Cette détection synchrone a pour référence la fréquence Ω mais permet également d'extraire le signal sur un rang harmonique supérieur.

2.1.2 Processus d'acquisition des images

Un certain nombre de paramètres de la détection synchrone influencent la précision de la mesure. Afin de garantir une mesure juste avec un minimum de bruit et répétable, nous avons identifié et ajusté ses paramètres Sens., AC Gain, TC.

Sens., est le paramètre de sensibilité (calibre) appliqué sur la détection synchrone. Comme pour n'importe quel appareil de mesure standard, la sensibilité doit être ajustée au niveau du signal mesuré (pleine échelle). La détection synchrone ne peut pas garantir une mesure juste si le calibre choisi est inférieur au niveau de signal, à contrario si le calibre est trop grand la précision en est fortement impactée par la saturation.

La détection contient un certain nombre de filtres et d'amplificateurs analogiques sur le canal de signal dont le gain global est défini par le paramètre AC Gain (dB). Une fois le calibre défini, ce paramètre permet d'amplifier le signal d'entrée pour être au plus près de la pleine échelle. Cependant pour chaque valeur de Sens., il y a une valeur limite d'entrée qui est la tension ou le courant instantané (crête) maximal que peut supporter l'entrée. Cette limite garantit que l'entrée ne sera pas surchargée. Les meilleures performances de la détection synchrone sont obtenues en présentant un signal aussi large que possible à l'entrée de son convertisseur analogique-numérique (CAN). Par conséquent, AC Gain doit être aussi grand que possible sans provoquer de surcharge de l'entrée. Notons ce-

pendant qu'un gain de 10 ou 20 dB en dessous de la valeur optimale n'induit que très peu d'imprécisions sur la mesure.

TC est le temps d'intégration, il assure une mesure stable et la moins bruitée possible. Il est important que la constante de temps soit suffisamment longue pour réduire le bruit de sortie et que suffisamment de temps soit accordé (nombre entier de cycle) pour que la sortie se stabilise. Ce paramètre est étroitement lié au temps de mesure sur chaque point, car si TC est de $\tau = 200$ ms, le temps d'attente (TA) sur un point atteindra 1s pour un critère à 5τ .

Une fois que l'appareillage de mesure est correctement réglé nous pouvons entamer la procédure d'acquisition de l'image. Cette procédure consiste à discrétiser la surface de l'échantillon à imager en un ensemble de coordonnées (X, Y, Z). Chaque coordonnée correspond à une position de la sonde pour laquelle l'intensité du signal détecté est enregistrée.

La résolution est le principal critère de qualité des bancs de microscopie, de fait, elle impose une contrainte sur la précision du positionnement mécanique de la sonde. En effet, la résolution de l'image ne pourra pas être meilleure que la résolution spatiale des moteurs. Le positionnement correct de la sonde est assuré par un groupe de 3 moteurs (Newport) qui permet une grande surface de numérisation de 20×20 mm² dans les directions X et Y avec une incertitude de positionnement de l'ordre de 0,1 μ m pour une vitesse maximale de 0,25 mm/s et un déplacement de 10 mm dans la direction Z avec une incertitude de positionnement de l'ordre de 1 μ m pour une vitesse maximale de 2,5 mm/s.

La microscopie par réflectométrie impose que la distance entre la sonde et la surface de l'échantillon (h_0) soit constante pour que tout changement d'intensité traduisent un changement de topographie. C'est la raison pour laquelle nous devons nous assurer que la distance sonde-échantillon ne varie pas. Pour cela nous avons développé une interface de commande Labview qui intègre un contrôle de hauteur par l'utilisation de trois points de références qui constituent l'origine, la valeur maximale sur l'axe X (x_{\max}) et la valeur maximale sur l'axe Y (y_{\max}). Pour ces trois points, la hauteur h_0 doit être identique,

elle est visuellement contrôlée à l'aide de deux caméras offrant une résolution micrométrique (zoom $\times 12$). Ceci fait, nous calculons un tableau de coordonnées qui garantit une hauteur constante sur tout le plan de l'image. Ce tableau de coordonnées est rangé de manière à ce que la sonde suit un parcours en serpentín (figure 2.3). Afin d'avoir la meilleure résolution possible, il est nécessaire d'avoir le maillage le plus fin possible. Cependant la diminution du maillage s'accompagne d'une augmentation du temps d'acquisition de l'image du fait de l'augmentation du nombre de point. Il y a donc un compromis à faire entre la résolution souhaitée et le temps d'acquisition. De plus, la taille de la maille est bornée par le pas des moteurs sur les axes X et Y notés ΔX et ΔY . Automatiser le banc est indispensable pour l'obtention de l'image.

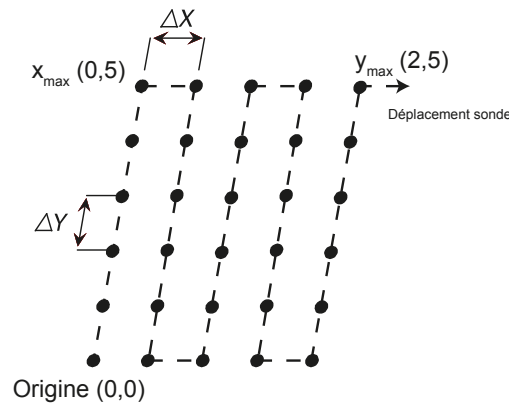


FIGURE 2.3 – Coordonnées de l'image à acquérir, enregistrement des coordonnées origine, x_{\max} et y_{\max} à une hauteur h_0 fixe.

2.2 Sonde de champ proche

2.2.1 Principe de fonctionnement de la sonde

Dans le §1.2.5, nous avons vu qu'un large panel de sondes de champ proche est utilisé pour réaliser de la microscopie en champ proche. Nous avons également vu que pour atteindre une résolution sub-longueur d'onde, la sonde doit avoir une dimension de l'ordre de la résolution souhaitée. Compte tenu du fait que le matériel en amont de la sonde est en guide d'onde WR15 (coupleur directionnel, tuner), il est intéressant d'utiliser une

sonde de champ proche qui puisse être directement connectable au tuner. Pour cela, une solution simple serait de réduire les dimensions du guide pour obtenir une ouverture sub-longueur d'onde [48]. Cette technique est difficile à mettre en œuvre et est limitée par la dimension de la fente. Nous avons donc opté pour une solution proposée par [49], [1] sur la base des travaux de [50] qui consiste à focaliser l'onde incidente en réduisant les dimensions d'une ligne biplaque. Dans ce cas, la réduction des dimensions de la ligne autorise la propagation de l'onde jusqu'à la pointe, contrairement à un simple guide d'onde dont la propagation est limitée par sa fréquence de coupure basse. A. Rusina a montré que la réduction des dimensions ne devait pas dépasser l'échelle micrométrique sans quoi les pertes deviendraient beaucoup trop importantes.

Une étude du coefficient de réflexion S_{11} ainsi que du rayonnement EM de ce type de sonde a été réalisée par R. Omarouayache sur le logiciel de simulation électromagnétique CST Microwave Studio [1]. La sonde modélisée est composée d'un guide d'onde WR15 de dimension $3,76 \times 1,88 \text{ mm}^2$, de deux triangles équilatéraux de 3,76 mm de côté et de 25 μm d'épaisseur placés en sortie du guide et formant une microfacette de 20 μm d'espacement. Les simulations ont toutes été réalisées sur le plan transversal à l'axe du guide d'onde à une distance de 20 μm des pointes de la sonde et cela à une fréquence de 60 GHz. Elles nous ont fourni les répartitions des champs électriques sur ce plan. Les résultats de la figure 2.4a) montrent que les lignes de champs sont effectivement concentrées sur la microfacette $\approx 20 \times 40 \mu\text{m}^2$. Le champ se concentre entre les deux pointes sur la

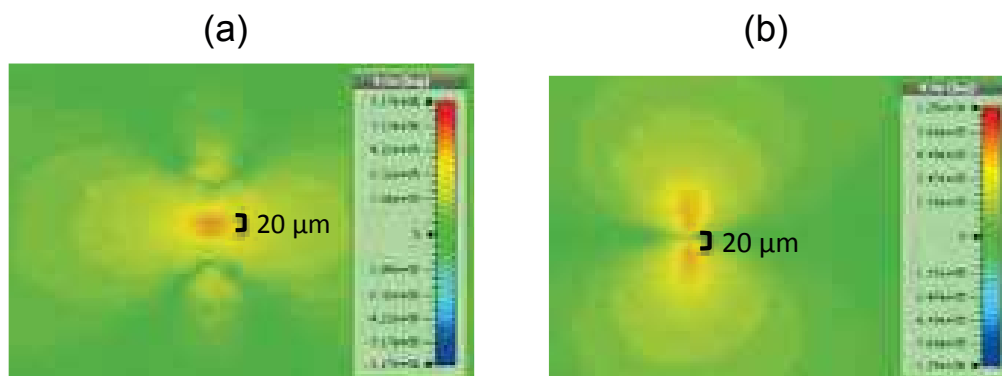


FIGURE 2.4 – Simulation du champ électrique transverse en a) et longitudinal en b)

composante Y alors qu'il se reboucle sur l'axe Z (figure 2.4b)). L'axe X n'est pas présenté car ces amplitudes sont négligeables en comparaison avec les deux autres axes. La simulation montre que la solution retenue pour concentrer le champ dans les 20 μm d'espacement des pointes est concluante. Nous sommes maintenant en mesure d'atteindre une résolution de cet ordre.

Afin d'améliorer notre compréhension du fonctionnement de notre sonde dans le champ proche, nous souhaitons la modéliser. Étant donné que les dimensions de la microfacette sont bien plus petites que la longueur d'onde, $\lambda = 5 \text{ mm}$, nous pouvons l'assimiler à un dipôle électrique infinitésimal, linéaire et parallèle à la surface de l'échantillon. Une vue schématique de ce dipôle est proposée sur la figure 2.5.

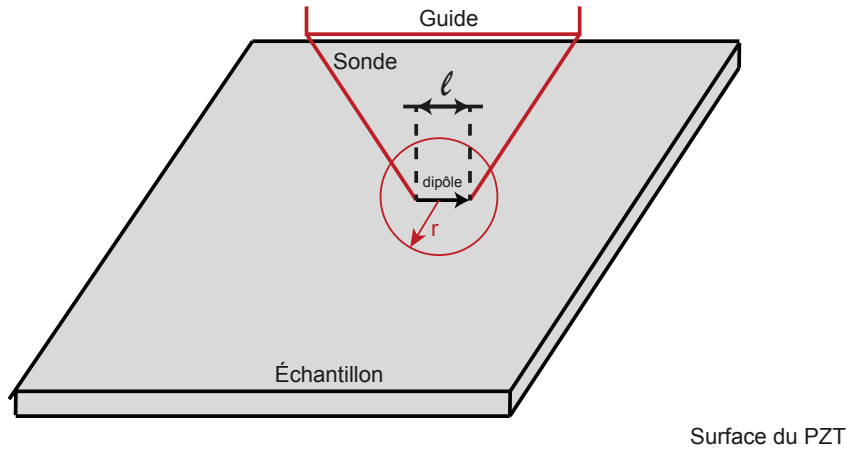


FIGURE 2.5 – Schéma d'interaction de la sonde avec l'échantillon, représentation du dipôle linéaire (de longueur l) parallèle à la surface au centre d'une sphère d'interaction de rayon r .

Dans ce cadre dipolaire, les champs E et H émis en coordonnées polaires sont donnés par [51]

$$E_\phi = H_r = H_\theta = 0 \quad (2.1a)$$

$$E_r = \eta \frac{I_0 l \cos(\theta)}{2\pi r^2} \left(1 + \frac{1}{jkr}\right) e^{-jkr} \quad (2.1b)$$

$$E_\theta = j\eta \frac{kI_0 l \sin(\theta)}{4\pi r} \left(1 + \frac{1}{jkr} - \frac{1}{(kr)^2}\right) e^{-jkr} \quad (2.1c)$$

$$H_\phi = j \frac{kI_0 l \sin(\theta)}{4\pi r} \left(1 + \frac{1}{jkr}\right) e^{-jkr} \quad (2.1d)$$

où η est l'impédance du vide, I_0 est le courant introduit dans le dipôle, k est le vecteur

d'onde, r est la distance au centre du dipôle, et θ est l'angle d'azimut. Dans le champ proche, $kr \ll 1$, les termes les plus importants sont imaginaires en $1/r^3$ sur les composantes E_r et E_θ .

Connaissant la forme des champs données par les équations 2.1a, 2.1b, 2.1c et 2.1d, nous pouvons déduire la puissance totale rayonnée par le dipôle en calculant le vecteur de Poynting $\vec{W} = (1/2)(\vec{E} \times \vec{H}^*)$ et en l'intégrant dans une sphère de rayon r . Nous obtenons alors

$$\Pi = \oint_S W \cdot ds \quad (2.2a)$$

$$\Pi = \eta \frac{\pi}{3} \left| \frac{I_0 l}{\lambda} \right|^2 - j \eta \frac{\pi}{3} \left| \frac{I_0 l}{\lambda} \right|^2 \frac{1}{(kr)^3} \quad (2.2b)$$

Nous distinguons dans l'équation 2.2b, une partie imaginaire et une autre réelle qui sont respectivement liées à la puissance réactive stockée dans le champ proche et à la puissance active rayonnée dans le champ lointain. La puissance active est constante conformément à la conservation de l'énergie dans une sphère sans perte. Il ressort clairement que lorsque $kr \ll 1$, alors la puissance active rayonnée devient négligeable devant la puissance réactive en champ proche.

Dans notre expérience, nous recherchons des résolutions micrométriques et pour ce faire nous souhaitons nous concentrer sur l'information contenue dans le champ proche de l'échantillon. Comme nous l'avons stipulé dans le §1.1.1, faire osciller la distance sonde-échantillon permet de favoriser le champ proche devant le champ lointain. Ainsi cette vibration à la fréquence Ω crée une modulation de l'énergie réactive stockée à l'extrémité de la sonde.

Lorsque la modulation est appliquée, la distance sonde-échantillon devient alors $r = h_0 + \frac{\Delta h}{2}(1 + \sin(\Omega t))$ avec h_0 qui est la distance sonde-échantillon et h l'amplitude d'oscillation. Ainsi si nous remplaçons r dans l'équation 2.2b alors nous obtenons

$$\Pi = P \frac{1}{\left(h_0 + \frac{\Delta h}{2}(1 + \sin(\Omega t)) \right)^3} \quad (2.3)$$

où $P = \eta\pi/3 |I_0 l/\lambda|^2$. Ce résultat est en réalité une approximation induite par l'équation 2.2b, qui intègre le champ dans tout l'espace et pas uniquement dans l'angle solide correspondant à l'interaction sonde-échantillon. Ce résultat permet tout de même d'observer le comportement général de la puissance détectée en fonction de la distance. Ainsi, nous constatons que la modulation n'est présente que dans le champ proche et avec l'aide de la détection synchrone et de sa haute sensibilité, nous pouvons extraire efficacement les informations relatives à notre échantillon.

Pour mieux se rendre compte de l'influence de la distance sonde-échantillon sur l'intensité du champ détecté, nous calculons la trajectoire de la pointe au cours du temps (courbe en pointillé, figure 2.6). Ceci permet ensuite de calculer les variations de l'intensité du champ lors d'une oscillation de la pointe (la courbe en trait continu, figure 2.6). Ces résultats sont issus de l'équation 2.2b, nous observons les effets non-linéaires sous forme de pic d'intensité suite à la vibration de l'échantillon. Ces pics interviennent lorsque la sonde est au plus près de l'échantillon ($kr \ll 1$). Ce résultat est révélateur d'un spectre riche qui serait donc adapté à de la détection à différents rangs harmoniques de Ω . À partir de ce résultat nous pouvons calculer une image de la sortie mesurée par la détection synchrone.

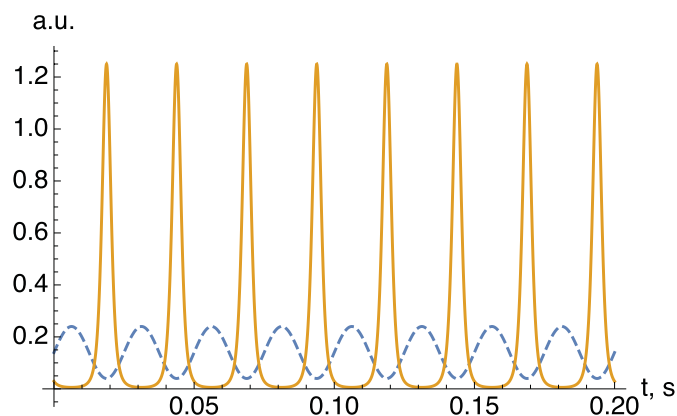


FIGURE 2.6 – Tracé de Π en fonction du temps (ligne continue) et de l'amplitude de tension appliquée à l'étage z-piézoélectrique (ligne en pointillés). $h = 2\mu\text{m}$, $h = 10\mu\text{m}$, et $\Omega = 80\pi$ Hz

La méthode pour calculer la sortie de la détection synchrone à différents rangs d'harmoniques consiste à appliquer une transformée en série de Fourier sur le signal d'entrée Π (équation 2.3) et en extraire les coefficients des harmoniques souhaitées. Ce calcul de-

venant rapidement complexe, nous l'avons réalisé pour les trois premiers rangs harmoniques notés H1, H2 et H3.

$$\frac{H_1}{P} = \frac{3(H^2 - h_0^2)}{4(Hh_0)^{5/2}} \quad (2.4a)$$

$$\frac{H_2}{P} = \frac{3(H - h_0)^2}{4(Hh_0)^{5/2}} \quad (2.4b)$$

$$\frac{H_3}{P} = H_1 + \frac{64}{4(H - h_0)^3} - \frac{6(h_0 + H)^5}{4(H - h_0)^3(Hh_0)^{5/2}} \quad (2.4c)$$

$$- \frac{8h_0H(H + h_0)(2H - h_0)(2h_0 - H)}{(H - h_0)^3(Hh_0)^{5/2}} \quad (2.4d)$$

avec h_0 , la distance minimale et $H = h_0 + \Delta h$, la distance maximale entre la sonde et l'échantillon. Les résultats de ces calculs sont reportés sur la figure 2.7.

La figure 2.7a) identifie l'influence de l'amplitude de vibration sur l'intensité du champ électrique détecté. Nous avons calculé cette intensité à chaque rang harmonique en fonction de l'amplitude de vibration de l'échantillon. Nous constatons que les intensités harmoniques calculées augmentent très rapidement jusqu'à une valeur Δh optimale, puis diminuent lentement. Un tel optimum est présent pour les trois harmoniques et se produit, respectivement, à $\Delta h = 1,24\mu\text{m}$ pour H_1 , $\Delta h = 4\mu\text{m}$ pour H_2 et $\Delta h = 8,53\mu\text{m}$ pour H_3 . Plus le rang harmonique est élevé, plus la valeur optimale se produit à des amplitudes de vibration élevées.

Les courbes de la figure 2.7b) tracent l'intensité du signal détecté au trois premiers rangs harmoniques en fonction de la distance minimale h_0 pour une amplitude de vibration de $\Delta h = 2\mu\text{m}$. Les amplitudes H_1 , H_2 et H_3 calculées décroissent rapidement lorsque h_0 augmente. Lorsque le rang harmonique est plus élevé, alors la pente de la courbe devient plus importante. Nous en déduisons deux informations : le maximum d'intensité ne pourra être obtenu qu'au plus près de l'échantillon et l'augmentation du rang harmonique permet de rentrer plus profondément dans le champ proche. Par conséquent, nous nous attendons à ce que notre sonde soit moins sensible à tout signal de fond provenant du champ lointain (source secondaire).

Ces résultats sont de premiers indicateurs de la démarche expérimentale à suivre. Premièrement la sonde doit être placée au plus près de l'échantillon pour que l'intensité du

signal mesuré soit maximale. Deuxièmement, l'amplitude de vibration de l'échantillon doit être redéfinie pour chaque rang harmonique.

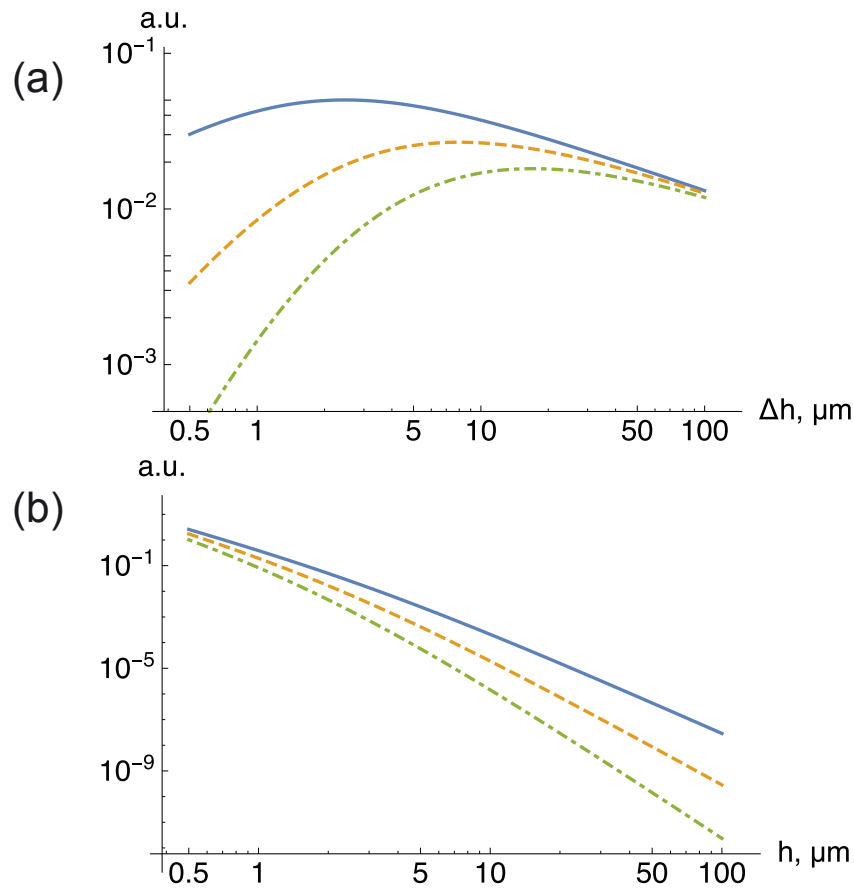


FIGURE 2.7 – Tracé des amplitudes harmoniques données par les équations 2.4a, 2.4b, 2.4c et 2.4d en fonction de la hauteur minimale h_0 et de l'amplitude de vibration Δh . Le tracé en ligne continue correspond à H1/P. Le tracé en tiret : H2/P et celui en tiret-pointillé correspond à H3/P. (a) $h_0 = 2\mu\text{m}$. (b) $\Delta h = 2\mu\text{m}$.

2.2.2 Fabrication

Nous avons utilisé notre expérience apportée par la première génération de sonde pyramidale initié par J.P Guillet [49] pour améliorer le procédé de fabrication des sondes. En effet, initialement, la sonde était fabriquée en polytétrafluoréthylène (PTFE) que l'on appelle aussi Téflon pour ses propriétés de faible absorption et de faible permittivité électrique qui par conséquent présente l'avantage d'avoir très peu de perte par réflexion. Cependant ce matériau présentait deux inconvénients majeurs à savoir qu'il était difficile d'y faire adhérer un dépôt métallique et qu'il était très difficile à usiner. Le processus de

fabrication de ces sondes étant trop contraignant nous avons développé une méthode plus simple.

Nous avons opté pour une autre solution qui consiste à coller deux feuilles de tungstène ou d'or préalablement découpées au laser en triangle équilatéraux (par la société Alphanov). Ces matériaux ont été choisis pour leurs propriétés mécaniques et électriques. Le tungstène a une très bonne résistance à l'usure et une très bonne tenue à la température. L'or quant à lui, est à la fois plus ductile et meilleur conducteur que le tungstène. Ces deux matériaux ne s'oxydent pas ce qui permet de réaliser des mesures indépendantes du temps et de réutiliser nos sondes. Ces feuilles reposent elles aussi sur un support mais cette fois en PLA (Acide polylactique) qui est un bio-plastique utilisé dans les imprimantes 3D. Ce matériau nous permet de fabriquer et d'ajuster directement les dimensions de notre pièce de support, puisqu'elle est réalisée au laboratoire avec notre imprimante 3D. Une vue de ces sondes est proposée sur la figure 2.8. Notre imprimante a une résolution

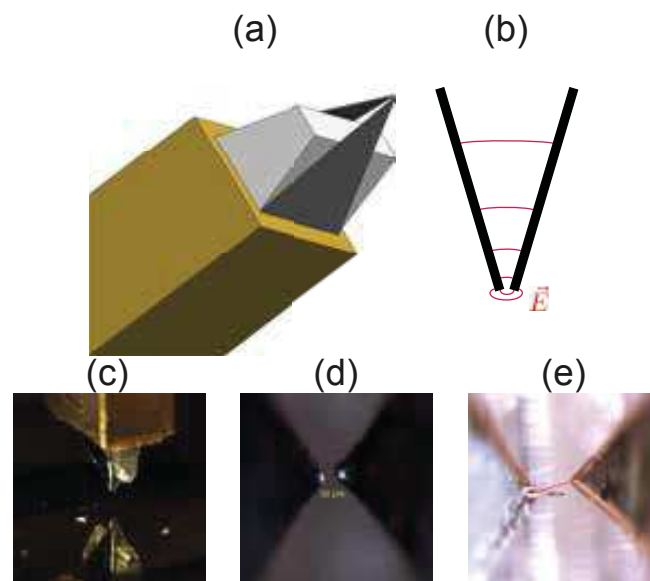


FIGURE 2.8 – (a) Vue schématique d'une sonde : les deux triangles métalliques sont collés à une pièce en plastique insérée dans l'extrémité ouverte WR15. (b) Champ électrique dans la sonde et à son extrémité. (c) Vue générale d'une sonde en position de mesure et sa réflexion dans le substrat Si utilisé comme cible. (d) Vue microscopique de la sonde en tungstène avec un espacement $e = 30 \mu\text{m}$. (e) Vue microscopique d'une sonde en or avec écart $e = 200 \mu\text{m}$.

de l'ordre de $100 \mu\text{m}$. Cette résolution n'est pas idéale au vu des objectifs haute résolution, mais le PLA est un matériau qui se laisse facilement retravailler. La difficulté majeure est donc de redécouper la pièce qui supporte les triangles de sorte que la micro-facette ait

un espacement d'environ 20 μm . Ce support est inséré directement dans le guide d'onde pour permettre d'avoir un support stable pendant le placement des triangles en sortie de guide. Les triangles sont positionnés et collés à l'aide d'une colle cyanolite sous bino-culaire. La continuité électrique entre le guide d'onde et les triangles est assurée par de la laque à argent. Le travail sous la binoculaire nous permet de contrôler avec plus d'aisance l'alignement des triangles qui formeront le dipôle. Ce dipôle doit à la fois être parallèle au plan de l'échantillon et parallèle au plan de sortie du guide. Pour faciliter leurs manipulations ils doivent avoir une épaisseur suffisante pour ne pas se déformer lorsque nous les plaçons sur la pièce en PLA. Nous avons choisi des épaisseurs de 25 μm et 10 μm pour le tungstène et 50 μm pour l'or, car ce dernier est plus déformable que le tungstène. La plus grande difficulté est de placer les pointes des triangles correctement en face l'une de l'autre (alignement horizontal) et évidemment sur le même plan (alignement vertical).

2.2.3 Caractérisation des sondes

Nous avons choisi ce procédé de fabrication au détriment d'une grande reproductibilité car il offre une grande agilité avec beaucoup de degré de liberté et donc un champ d'études potentiel plus grand. Ce choix fait, nous devons déterminer des critères permettant de différencier l'ensemble de nos sondes.

Avant tout, il nous faut accorder la sonde avec le tuner E/H. Une première mesure a été réalisée de façon à quantifier le gain apporté par celui-ci, en mesurant le profil topographique d'un échantillon de GaSb dopé avec et sans tuner. Les profils présentés sur la figure 2.9 ont été réalisés avec une sonde en tungstène placée à une hauteur h_0 de 15 μm avec un espacement entre les pointes de 18 μm . La zone grisée qui s'étend de 0 à 1,5 mm correspond au survol de la sonde au dessus du GaSb, la zone en blanc correspond à un trajet d'une distance de 0,5 mm au dessus du vide. Pour comparer quantitativement les deux profils, nous les avons réalisés avec les mêmes paramètres expérimentaux h_0 , Δh sont constants et la sonde utilisée est la même.

Le signal mesuré au-dessus de l'échantillon de GaSb est 3 fois plus grand avec une sonde résonnante, ce qui confère une meilleure sensibilité en améliorant le rapport si-

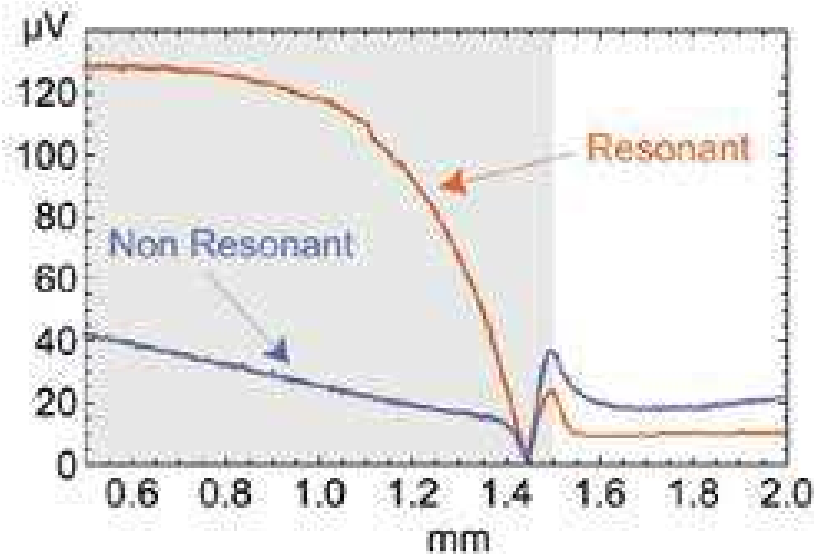


FIGURE 2.9 – Comparaison du profil de la sonde 18 μm sur un échantillon de GaSb à une hauteur de $h = 15 \mu\text{m}$ avec et sans tuner

gnal à bruit. Nous observons une oscillation localisée au bord de l'échantillon qui diffère peu selon que la sonde soit résonante ou non. D'autres expérimentations ont montré que la nature de ces oscillations dépendait essentiellement de la géométrie de la sonde (orientation du dipôle), de la résonance, mais également de la polarisation de la sonde à savoir l'orientation du champ électrique en approche de l'échantillon. Toutes les sondes étant différentes nous devons nous assurer qu'elles soient correctement accordées (cf. §2.1.1) afin d'obtenir un signal optimum.

Nous pouvons maintenant nous focaliser sur un premier critère de discrimination de nos sondes.

Dans un premier temps nous distinguons nos sondes en comparant leurs niveaux de signal détecté à une hauteur fixe. Une première approche du problème consisterait à penser que plus l'espacement entre nos pointes est grand et plus la sonde est adaptée ce qui donnerait un signal de plus forte intensité. Afin de vérifier la véracité de cette hypothèse, nous avons réalisé un ensemble de 4 sondes en tungstène avec des écartements variant de 18 à 93 μm . Ces sondes sont positionnées à une hauteur h_0 fixe de 15 μm au-dessus d'un wafer de silicium. Le tableau 2.1 reporte l'intensité du champ électrique mesuré par la détection synchrone pour chacune des sondes. Nous constatons immédiatement que

Espacement e [μm]	Niveau de signal [μV]
18	100
20	340
55	147
93	840

TABEAU 2.1 – Niveaux de signal mesuré en fonction de l’espacement e des sondes

la sonde de 20 μm qui a un espacement plus petit que la sonde de 55 μm donne un signal plus important. Il est probable que d’autres paramètres comme l’alignement des triangles, la géométrie de la pièce en PLA soient en partie responsables de ces écarts de signaux. Une mesure ponctuelle ne permet pas de représenter toute la complexité des paramètres en jeu.

Au §2.2.1, les modélisations du signal détecté en sortie de la détection synchrone montraient que l’intensité du champ détecté est liée à la distance sonde-échantillon. Ces calculs reposent sur l’hypothèse que le dipôle est parallèle au plan transversal du guide d’onde et à celui de l’échantillon. Cette hypothèse correspond donc au cas d’une sonde parfaite. Cependant ces sondes étant fabriquées manuellement, elles peuvent présenter des défauts d’alignements des triangles. Nous pouvons identifier deux types de défaut d’alignement (figure 2.10), le premier correspond à un dipôle qui n’est pas parfaitement aligné dans le plan vertical, ce dipôle est donc majoritairement longitudinal (figure 2.11a)). Le second correspond à l’extrémité des pointes qui ne sont pas alignées sur le plan horizontal (figure 2.11b)).

La figure 2.13a) donne la cartographie obtenue au plus près d’un coin clivé du substrat GaSb de 350 μm d’épaisseur. Ce substrat peut être aisément clivé le long de ses axes cristallographiques naturels et produit donc un angle droit presque parfait, ce qui en fait l’échantillon idéal pour les tests de résolution topographique. Des images à hauteur constante h_0 ont été acquises avec une sonde de 25 μm d’espacement et avec un léger désalignement (horizontal) entre les triangles. Par conséquent, sa polarisation naturelle reliant les deux pointes n’est pas alignée avec l’axe X mécanique de l’expérience (cf. figure 2.10c)). La polarisation du champ électrique étant directement impactée par le positionnement des triangles dans le plan horizontal, nous la définissons selon les deux axes

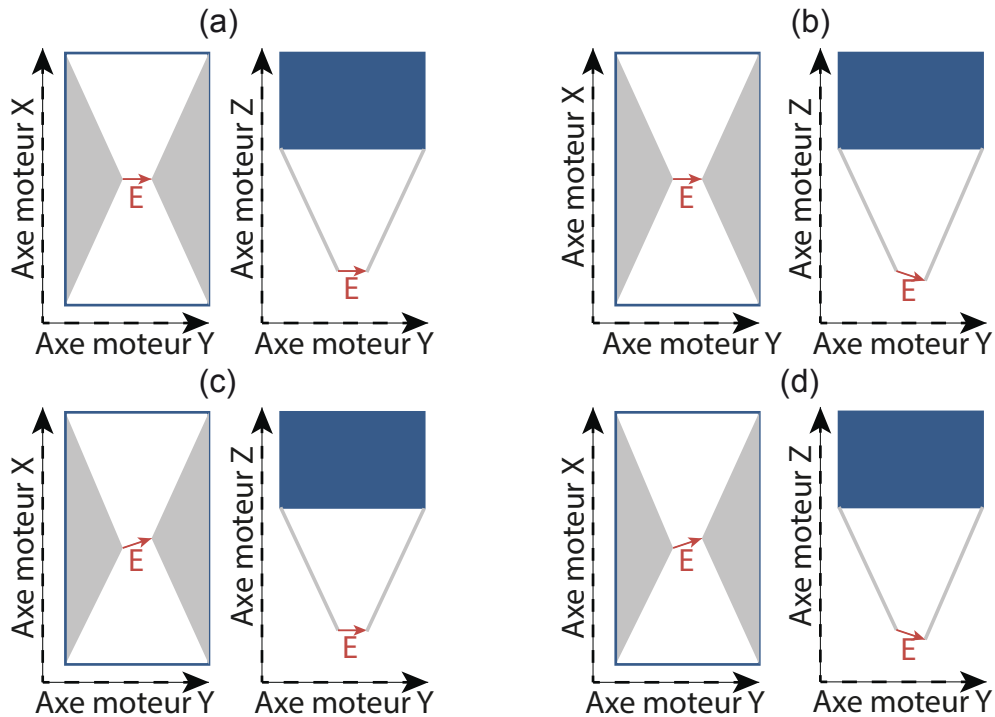


FIGURE 2.10 – a) Alignement parfait sur le plan horizontal et vertical, b) Alignement parfait uniquement sur le plan horizontal, c) Alignement parfait uniquement sur le plan vertical et d) désalignement sur les deux plans.

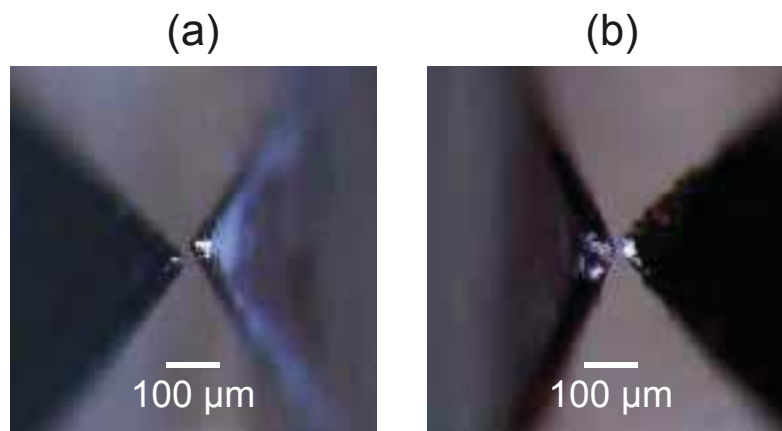


FIGURE 2.11 – a) Sonde présentant un désalignement vertical, b) Sonde présentant un léger désalignement horizontal.

qui peuvent interagir avec l'échantillon. En se référant aux axes définis sur la figure 2.12, la polarisation p est pour les profils acquis le long de l'axe moteur X tandis que la polarisation s est obtenue le long de l'axe moteur Y. Plusieurs cartographies en champ proche ont été obtenues à des hauteurs constantes respectivement $h_0 = 5 \mu\text{m}$, $45 \mu\text{m}$ et $85 \mu\text{m}$ avec un pas de $25 \times 25 \mu\text{m}^2$ dans le plan XY. Le contraste d'intensité lorsque la sonde survole l'échantillon et lorsqu'elle survole le vide est clairement bien délimité. Les résolutions

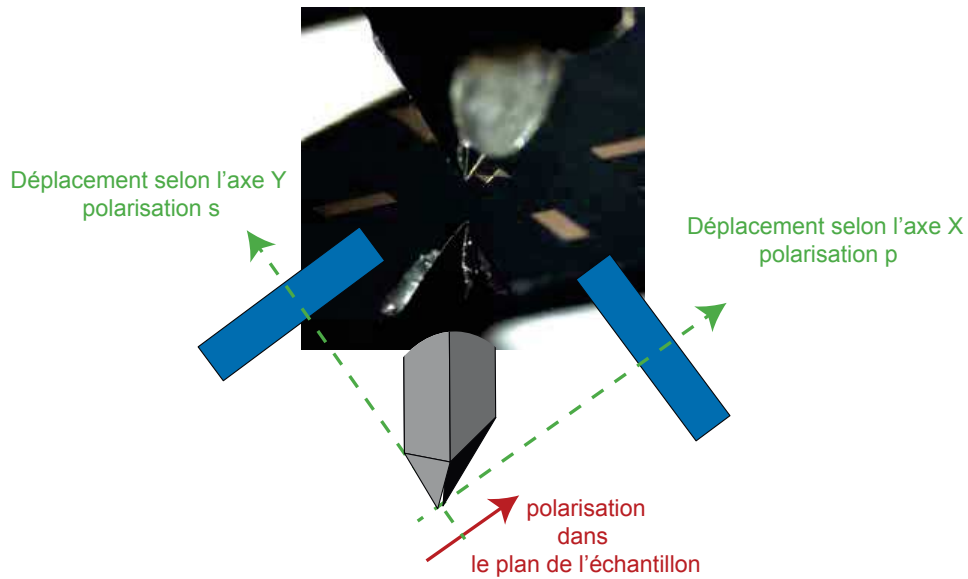


FIGURE 2.12 – Définitions des polarisations s et p en fonction de l'orientation du dipôle dans le plan et des axe de déplacement des moteurs X et Y.

spatiales sur les axes X et Y sont déduites de cette image en faisant la moyenne du signal sur un ensemble de lignes adjacentes. (lignes pour X et colonnes pour Y). Les résultats sont reportés (figure 2.13b)) pour la polarisation p . Nous obtenons une résolution spa-

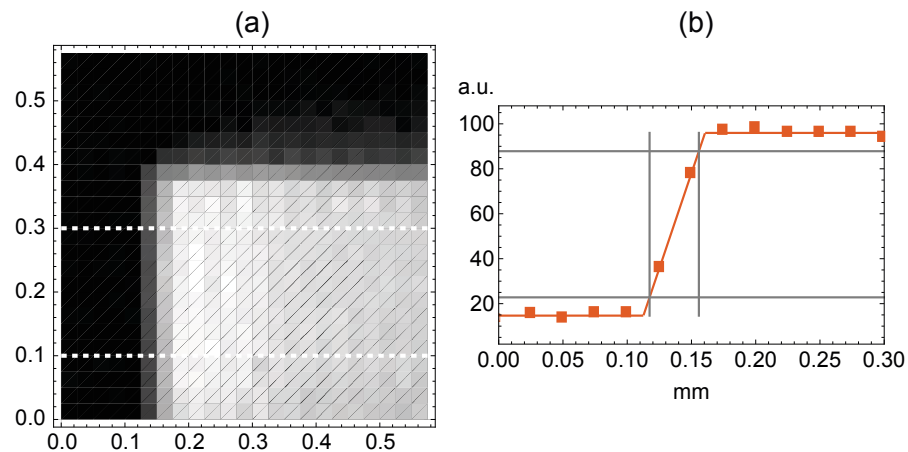


FIGURE 2.13 – Cartographie d'un coin de GaSb clivé. a) Image millimétrique obtenue pour une polarisation- p .

tiale de $38 \mu\text{m}$ pour un changement d'intensité de 10% à 90% ce qui correspond à $\lambda/30$ et est donc fortement sous-longueur d'onde. Nous avons également extrait les résolutions pour chaque hauteur et direction. Les résultats présentés dans le tableau 2.2 montrent une résolution qui se détériore rapidement lorsque h_0 augmente et cela pour les deux types de polarisation (s et p). La meilleure résolution est obtenue pour la polarisation p

h (μm)	Dipôle horizontal, X [μm]	Dipôle Vertical, Y [μm]
5	38	73
45	100	150
85	268	>200

TABLEAU 2.2 – Résolution spatiale en fonction de la hauteur et de la direction extraite de la figure 2.13.

avec un contraste particulièrement marqué lorsque h_0 est petit. Les résolutions n'étant pas identiques pour les deux polarisations nous pouvons déduire que notre sonde n'est donc pas isotrope dans le plan XY. Ce résultat est cohérent avec le comportement attendu d'un dipôle électrique orienté horizontalement dans le plan. Étant donné que nous utilisons un pas de 25 μm, notre résolution maximale ne peut être inférieure à 25 μm. De plus, notre sonde n'ayant pas une géométrie idéale et n'étant pas au plus proche possible de l'échantillon, nous n'avons pu obtenir qu'une résolution de 38 μm.

Une image à h_0 constant a été réalisée avec une sonde qui présente un désalignement vertical sur un objet proposant des structures parallèles à l'axe de déplacement X (ligne horizontale des lettres "E", "A" et "L" et du symbole "_"), parallèles à l'axe de déplacement Y (ligne verticale des lettres "E", "N", "A" et "L") ou encore à $\sim 45^\circ$ des axes moteurs (lignes à 45° de la lettre "N"). L'image représente la cartographie d'une petite surface d'un circuit intégré préalablement décapsulé. Les écritures correspondent à une métallisation (en jaune) déposée sur un diélectrique (auréole bleu). Afin de cartographier la zone avec des temps raisonnables nous avons utilisé des pas différents selon l'axe de déplacement respectivement $\Delta X = 2 \mu\text{m}$ pour l'axe moteur X et $\Delta Y = 1 \mu\text{m}$ pour l'axe Y.

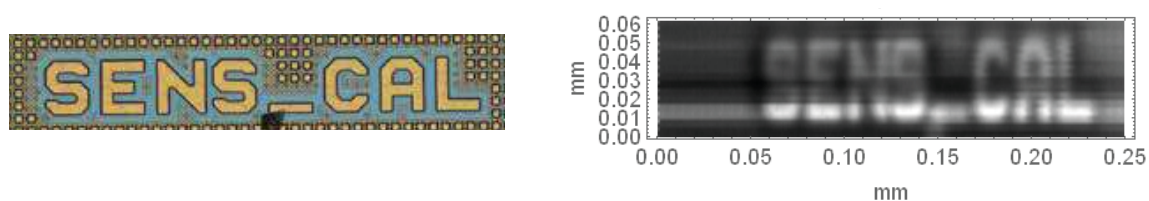


FIGURE 2.14 – Image d'une écriture sur un circuit décapsulé. a) Image optique. b) Image obtenue par onde millimétrique en champ proche par une sonde majoritairement longitudinale.

Nous constatons que l'ensemble des caractères issus de l'image optique sont correctement retranscrits quelque soit l'orientation du caractère. Comme nous l'avons constaté

dans le cas précédent d'une sonde polarisée sur le plan horizontal, elle offre des résolutions différentes selon la direction de l'objet. Dans le cas présent, ces résolutions semblent être extrêmement proches, ainsi l'image semble être isotrope. Nous ne pouvons cependant pas conclure sur l'aspect isotrope de la sonde car cet objet n'offre pas suffisamment de contraste en intensité pour extraire efficacement une résolution selon toutes les directions.

En résumé, nous venons de mettre en évidence que des défauts de polarisation dus à un mauvais alignement des triangles induisent des images différentes. De plus en fonction de l'image obtenue, nous pouvons distinguer si le défaut est sur le plan vertical ou horizontal. Comparer des résultats issus d'une mesure réelle avec le cas idéal que représente le modèle (figure 2.7a) - b)) permettrait d'évaluer l'erreur d'alignement.

De plus, le modèle (figure 2.7a)) montrait que l'amplitude du signal mesuré dépend de la modulation verticale de l'échantillon. Pour s'en assurer nous avons réalisé des courbes d'approches. Le signal détecté est enregistré à la fréquence de référence de la détection synchrone en faisant varier l'amplitude de tension appliquée au porte-échantillon piézoélectrique (figure 2.15). Les résultats reportés correspondent à une sonde en or pré-

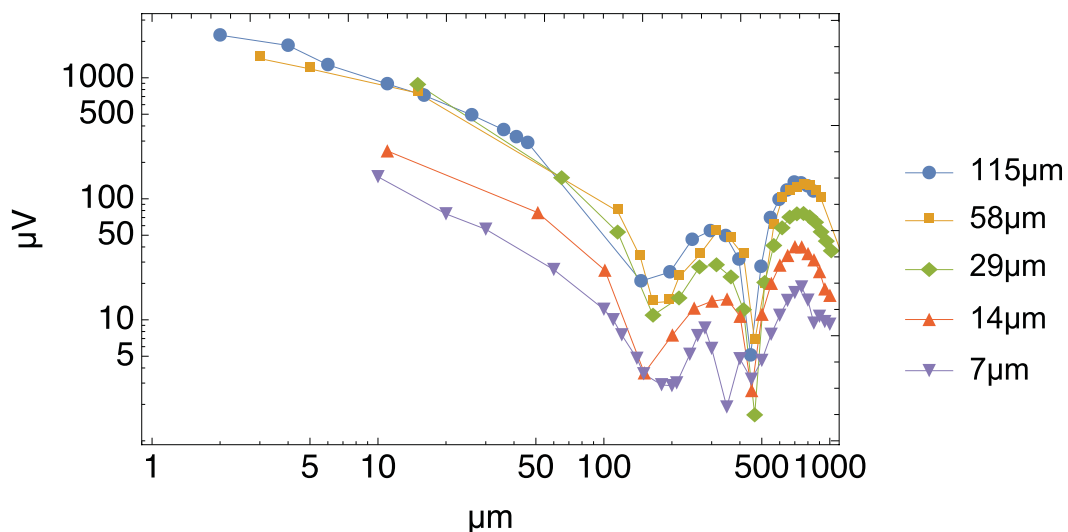


FIGURE 2.15 – Courbes d'approche expérimentale pour diverses amplitudes de vibration pour la sonde en or $e = 230 \mu\text{m}$.

sentant une séparation de $e = 230 \mu\text{m}$ entre ses pointes. L'amplitude de vibration varie

de 7 à 115 μm et l'aspect général de l'ensemble des courbes est similaire. À très courte distance, il y a une diminution rapide du signal mesuré par la détection synchrone suivie de rebonds entre 200 et 500 μm et entre 500 μm et 1 mm. Un tel comportement a déjà été observé pour du SNOM [34], [52] et a été expliqué par des effets d'interférence le long de l'axe de la pointe de la sonde SNOM. Les calculs pour de tels cas [53] ont montré que les amplitudes et les périodes de rebond dépendent de la longueur de la pointe et sont toujours proches de la moitié de la longueur d'onde avec de grosses sondes. Notre cas n'est pas exactement le même avec une longueur d'onde de 5 mm et des périodes de rebond sub-millimétriques. Cet écart provient probablement des différences géométriques entre la sonde pyramidale et la sonde à pointe. Néanmoins, les rebonds sont évidemment le résultat de certaines interférences qui sont probablement dues à la pièce de PLA qui dépasse des deux ouvertures entre les deux triangles de la sonde pyramidale et en conséquence fait office d'antenne rayonnante.

Il convient également de noter de la figure 2.15 que les courbes pour les 3 plus grandes amplitudes de vibration se superposent. D'après les mesures, augmenter l'amplitude de battement du piézoélectrique au delà de 30 μm est inefficace. C'est pourquoi, dorénavant nous ne considérerons plus que les variations sur z qui sont inférieures à cette limite. Ces résultats rejoignent ceux présentés précédemment sur la figure 2.7a) et b).

Nous souhaitons maintenant vérifier l'évolution des courbes d'approche en fonction du rang harmonique et de la géométrie de la sonde. Nous avons comparé 4 sondes, deux sondes d'or avec des espacements de $e = 200 \mu\text{m}$ et de $e = 80 \mu\text{m}$ et deux sondes de tungstène qui ont des espacements de $e = 30 \mu\text{m}$ et de $e = 18 \mu\text{m}$. En raison de la plus grande ductilité de l'or par rapport au tungstène, les triangles d'or sont deux fois plus épais (50 μm au lieu de 25 μm), ce qui explique la difficulté pour obtenir des sondes avec un petit gap entre les pointes. Les quatre sondes caractérisées sur la figure 2.16 présentent des comportements similaires, quelle que soit la valeur de e et quelle que soit la nature du métal. Comme pour les courbes précédentes, nous remarquons d'abord une diminution rapide du signal aux faibles distances sonde-échantillon, puis des rebonds à de plus grandes distances.

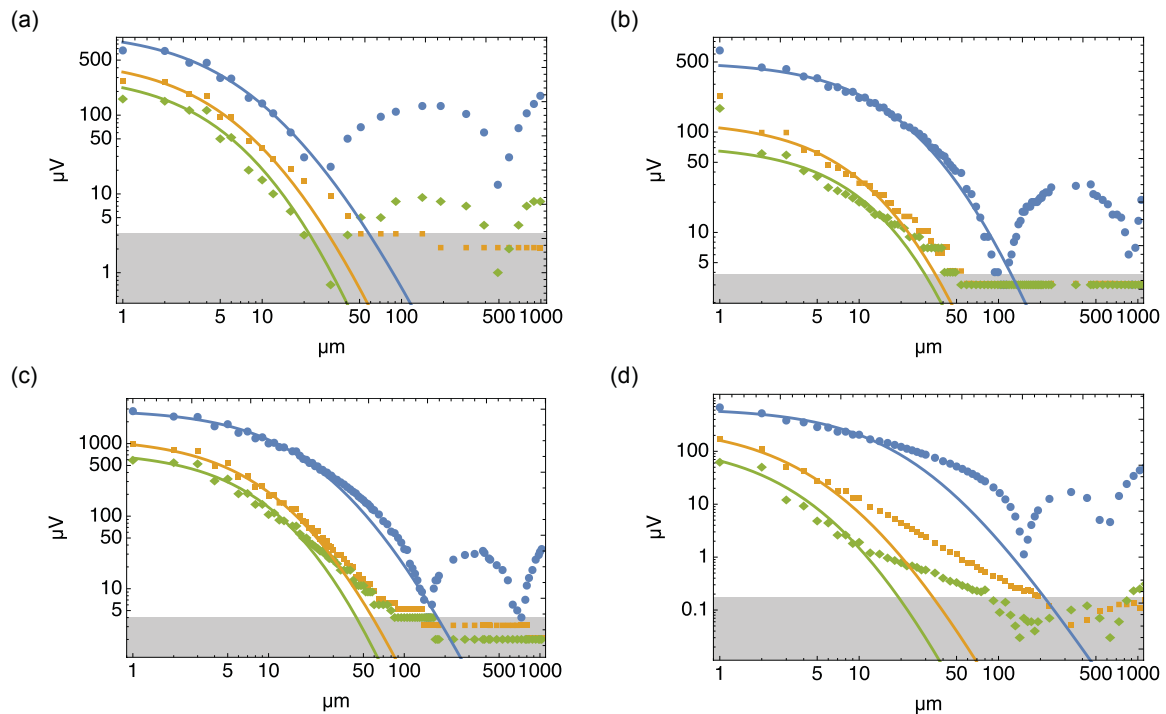


FIGURE 2.16 – Courbes d’approche expérimentale : les amplitudes mesurées pour les trois premières harmoniques H_1 (●), H_2 (■) et H_3 (◆) à la fréquence de modulation f_m sont tracées en fonction de la distance sonde-échantillon. (a) Sonde en or $e = 200 \mu\text{m}$. (b) Sonde en or $e = 80 \mu\text{m}$. (c) Sonde en tungstène $e = 30 \mu\text{m}$. (d) Sonde en tungstène $e = 18 \mu\text{m}$. Les points sont des mesures et les lignes sont des ajustements des équations 2.4a- 2.4d . Les zones grises correspondent au niveau de bruit estimé.

Dans le but d’ajuster les courbes issues des équations 2.4a- 2.4d avec les mesures expérimentales, nous avons décidé de prendre la position du dipôle par rapport à l’extrémité réelle de la sonde comme paramètre d’ajustement noté δ . En prenant en compte ce paramètre, le modèle analytique proposé s’ajuste correctement aux courbes expérimentales jusqu’à l’apparition des rebonds (cf. figure 2.16, traits continus). Le tableau 2.3 reporte la distance entre l’extrémité de la sonde et la position du dipôle.

Matériau Sonde	Espacement e [μm]	Position du dipôle δ [μm]
Or	230	25,8
Or	200	8,9
Or	80	27,4
Tungstène	30	18,1
Tungstène	18	10,3

TABLEAU 2.3 – Position du dipôle équivalent en avant des pointes de la sonde.

Pour les harmoniques supérieurs, les signaux sont plus faibles et les rebonds sont moins visibles et peuvent même devenir inférieurs au niveau de bruit, dans ce cas, le

modèle décrit parfaitement l'évolution de la courbe. Pour toutes les sondes, les rapports mesurés entre les intensités harmoniques à de courtes distances sont approximativement constants jusqu'au premier rebond. Ce dernier apparaît à des distances plus ou moins différentes selon la sonde comme l'illustre la figure 2.16a, où le rebond se manifeste à une hauteur de $30\ \mu\text{m}$ à l'harmonique 1 alors que pour les figures 2.16b,c ce rebond ne jaillit qu'autour de $100\ \mu\text{m}$. Cette différence a été attribuée aux variations géométriques inhérentes à la fabrication de la sonde et plus précisément à la pièce de support plastique. En pratique, elles sont retaillées manuellement en longueur et en largeur pendant le montage de la sonde pyramidale. En associant ces résultats avec la géométrie de la pièce de PLA des sondes réelles, nous pouvons déduire que plus la pièce est grande et plus le rebond émerge à de courte distance, ce qui réduit considérablement la plage de mesure utile de la sonde.

Le principal inconvénient que révèle l'apparition de rebonds est que la sonde peut (à ces distances) capturer simultanément des signaux de champ proche et de champ plus lointain. En conséquence, la détection synchrone mélange les deux contributions, alors que seule la composante champ proche est désirée. Par exemple, avec la sonde d'or $e = 200\ \mu\text{m}$ de la figure 2.16a, un signal de champ proche H_1 produit par un objet à une distance de $10\ \mu\text{m}$ est équivalent à un signal de champ lointain d'objets situés de 200 à $400\ \mu\text{m}$ et voire au-delà de $1\ \text{mm}$. Ce mélange est très nocif pour le contraste attendu lors des futures captures d'images.

Cet effet est quantifié au moyen de ce que nous appelons la "dynamique de la sonde". Il a été évalué pour les trois harmoniques de toutes les sondes. En se référant aux données de la figure 2.16, la "dynamique de sonde" de la i -ième harmonique est calculée comme le rapport de l'amplitude H_i à très courte distance et son amplitude maximale se produisant dans les rebonds, ou au niveau du plancher de bruit si le rebond ne peut plus être observé. Les résultats donnés dans le tableau 2.4 montrent que les harmoniques supérieurs présentent dans chaque cas une meilleure dynamique, et que les sondes en tungstène sont les meilleures, surtout si leurs espacements est petit.

Dans le cas particulier de la plus petite sonde en tungstène, des contrastes très éle-

Matériau Sonde	Espacement e [μm]	f	2f	3f
Or	200	4	80	18
Or	80	21	39	43
Tungstène	30	75	185	145
Tungstène	18	15	1200	1200

TABLEAU 2.4 – Dynamique de sonde VS Rang d’harmonique de la DS

vés dépassant 10^3 sont atteints pour H_2 et H_3 . Ces deux derniers harmoniques sont donc très efficaces pour l’imagerie haute résolution en champ proche. Néanmoins, pour cette sonde, le contraste H_1 reste faible à cause du champ lointain qui augmente à ≈ 1 mm. La même caractéristique est moins perceptible avec la sonde de tungstène $e = 30 \mu\text{m}$ très similaire, peut-être parce que l’épaisseur des triangles de $25 \mu\text{m}$ est inférieure à la séparation des pointes avec $e = 30 \mu\text{m}$ contrairement à la précédente qui a un espacement $e = 18 \mu\text{m}$, les autres sondes étant exactement les mêmes.

2.3 Optimisation de la résolution

2.3.1 Critères de choix de la sonde de champ proche

Nous allons utiliser nos exploitations pour faire le tri des nombreuses sondes fabriquées afin de nous permettre de choisir la plus efficace et la plus appropriée à notre application. Les premiers critères concernent la géométrie de la sonde : L’espacement entre les pointes influence notablement le niveau d’amplitude du signal détecté (tableau 2.1) ainsi que la résolution qui peut être atteinte (de l’ordre de la microfacette à H_1). Nous avons pu déterminer que la dynamique de mesure est elle aussi liée à cet espacement, plus exactement nous intuitions qu’elle dépend du rapport entre l’espacement e et l’épaisseur des triangles constituant les sondes (cf. §2.2.2). Nous avons aussi établi que la résolution dépend fortement de l’orientation du dipôle linéaire formé par les deux pointes, ainsi la meilleure sonde est obtenue pour un dipôle parfaitement aligné sur le plan vertical et horizontal. D’autres paramètres inhérents à la fabrication sont primordiaux dans le choix de la sonde pour de l’imagerie haute résolution : limiter les dimensions de la pièce de PLA qui sert de support au triangle permet d’augmenter la dynamique de mesure en dimi-

nuant les artefacts observés sur la figure 2.16. De plus, nous avons identifié les sondes en tungstène comme les plus performantes et les plus maniables à la fabrication sans compter leur résistance à l'usure.

2.3.2 Optimisation de la résolution par la détection

Grâce à la transparence des plastiques aux ondes millimétriques, nous pourrions nous attendre à obtenir une image à travers le boîtier d'un circuit intégré, mais en se référant aux courbes de la figure 2.16 et à la distance typique de $\approx 800\mu\text{m}$ par rapport à la surface du boîtier, il devient inconcevable qu'une telle image puisse être obtenue. À ces distances le signal détecté viendrait probablement du champ lointain et ne contiendrait pas de fréquence spatiale élevée (détails des structures micrométriques présentent sur le die). Néanmoins, il est possible de créer une image de ces circuits intégrés en enlevant le boîtier. Nous avons réalisé cette expérience avec la sonde de tungstène $e = 30\mu\text{m}$ à de très courte distance $h_0 \approx 5\mu\text{m}$.

L'image optique du circuit intégré et l'image obtenue avec notre banc sont données sur la figure 2.17. Le rectangle en pointillés sur la figure 2.17a) définit la zone du CI cartographié. La plupart des structures visibles sont des shields métalliques protégés par une couche de passivation en SiN. Dans la partie inférieure droite de l'image (rectangle violet), le shield a été ouvert pour insérer une structure de test avec des lignes $50\ \Omega$ qui servent de cibles de couplage dans le domaine de la compatibilité électromagnétique [54]. Cette zone est plus sombre parce que le matériau le plus en avant est un diélectrique, nous pouvons y distinguer les lignes de largeur $1,75\ \mu\text{m}$. L'image à 60 GHz de la figure 2.17b) a été acquise en champ proche et à la fréquence fondamentale de la modulation à l'aide de la sonde $e = 30\ \mu\text{m}$ en tungstène avec un pas de $5\ \mu\text{m}$. Nous distinguons la plupart des détails que nous avons identifié sur l'image optique, même si leurs dimensions sont bien inférieures à la longueur d'onde de 5 mm. Par exemple, les plus grands rectangles du shield dont la largeur est de $20\ \mu\text{m}$ sont bien résolus avec au moins deux pixels en dépit du faible contraste associé à leur profondeur de quelques micromètres. Cela permet d'estimer la résolution spatiale à environ $\approx 10\ \mu\text{m}$, c'est-à-dire $\lambda/500$. Les plus petits rectangles

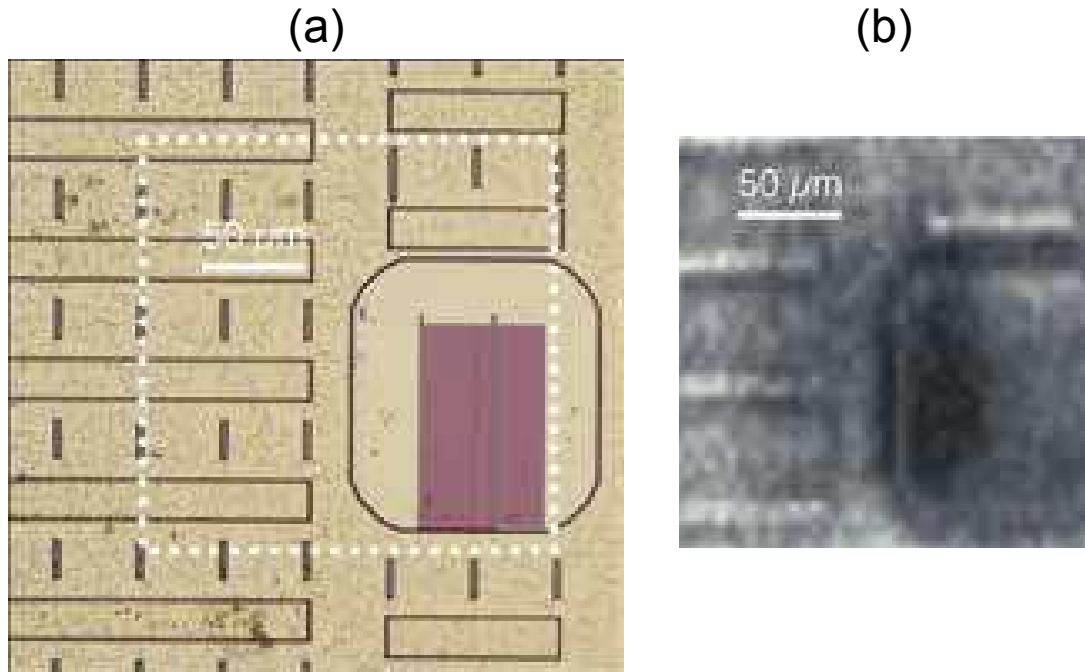


FIGURE 2.17 – Image d'un circuit provenant de la société Freescale. a) Image optique. b) Image obtenue par onde millimétrique en champ proche correspondant à la zone encadré sur a).

de $3 \times 20 \mu\text{m}$ et les lignes 50Ω ne sont cependant pas vus.

Notre meilleure sonde en tungstène avec $e = 18 \mu\text{m}$ a été par la suite utilisée pour cartographier une antenne bowtie en or déposée sur un wafer de silicium. L'image optique de cette antenne est donnée à la figure 2.18d). L'espace entre les deux triangles est de $5 \mu\text{m}$, c'est-à-dire la moitié de la résolution spatiale précédemment observée. Cet objet présente suffisamment de contraste pour permettre d'évaluer l'impact de l'augmentation du rang harmonique sur l'image. La figure 2.18a) - c) donne les images obtenues en choisissant le rang f , $2f$ et $3f$ avec respectivement un pas de $5 \mu\text{m}$, $5 \mu\text{m}$ et $2 \mu\text{m}$. Comme cela a déjà été observé pour du SNOM [34], une harmonique plus élevée permet une meilleure résolution spatiale en rejetant plus efficacement les fréquences spatiales les plus basses. Ces résultats sont en parfaite adéquation avec notre modèle précédent et cela permet d'obtenir une image de plus en plus contrastée et nette avec l'augmentation du rang.

L'effet majeur observé sur la figure 2.18c) est une incroyable augmentation de la résolution qui atteint $\approx 2 \mu\text{m}$ à $3f$ puisque 2 pixels sont clairement résolus entre les deux extrémités de l'antenne bowtie. En conséquence, la résolution est donc de $\lambda/2500$ au lieu de $\lambda/130$ mesuré précédemment [55],[56]. Une telle amélioration est liée à la caractérisation

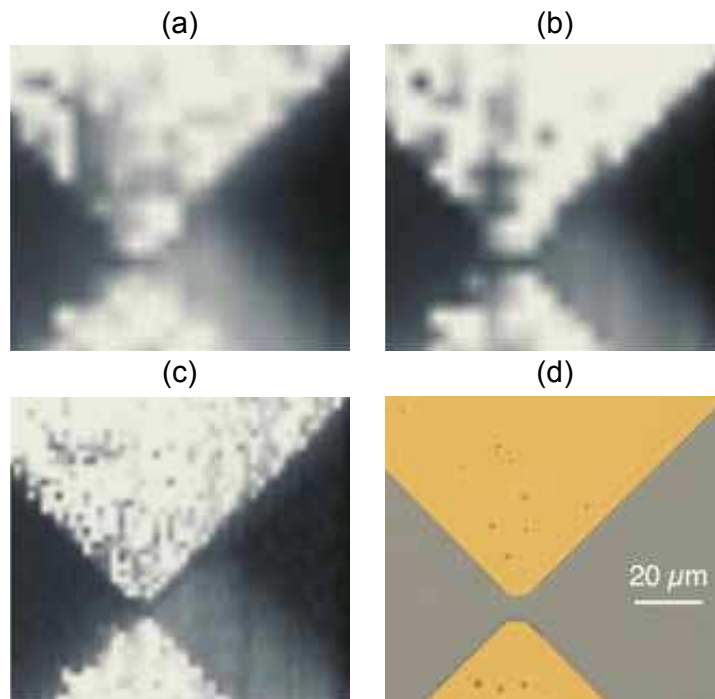


FIGURE 2.18 – Image d’une bow-tie d’or déposé sur du silicium en fonction du rang harmonique de la détection synchrone. a) Image à f , b) Image à $2f$ et c) Image à $3f$. d) Image optique de l’échantillon.

précédente de cette sonde grâce aux courbes d’approche (figure 2.16d) et au tableau 2.4), à savoir que la plus grande sensibilité au champ proche est obtenue à l’harmonique $3f$ et que cette augmentation du rang harmonique permet une plus grande dynamique de mesure. C’est d’ailleurs cette plus grande dynamique qui atténue le flou que nous pouvions observer à f et $2f$.

2.4 Perspectives

Les perspectives pour ce projet passent par une amélioration du protocole de fabrication des sondes. Pour cela on peut envisager de faire imprimer directement en une seule pièce, un guide et les triangles équilatéraux, permettant d’éviter d’utiliser de la colle et la pièce de PLA. Cela permettra aussi d’automatiser le processus de fabrication et de s’affranchir des erreurs de positionnement induites par le manipulateur. Grâce au développement de la technique d’imagerie en intensité et à la standardisation de fabrication des sondes, nous pourrions envisager un usage industriel, notamment dans la qualité. En ef-

fet, un banc comme celui-ci pourrait permettre de visualiser des défauts de surface qu'un simple contrôle visuel ne peut détecter.

Chapitre 3

Microscopie millimétrique vectorielle en champ proche

Sommaire

3.1 Pourquoi développer une microscopie millimétrique vectorielle en champ proche?	67
3.2 Conception de l'expérience	68
3.2.1 Principe général	68
3.2.2 Mise en œuvre	69
3.3 Exploitation des sorties des détections synchrones	74
3.4 Première image vectorielle	75
3.5 Calibration des tensions	76
3.6 Extraction de Γ sur une mesure ponctuelle	79
3.7 Réponse en fréquence du système de mesure	85
3.8 Protocole de mesure	87
3.9 Résultats	88
3.9.1 Fabrication des échantillons dédiés	88
3.9.2 Mesure des échantillons dédiés	89
3.9.3 Mesure d'un échantillon à propriété magnétique	91
3.10 Modèle d'interaction en champ proche	93

3.11 Perspectives 97

3.1 Pourquoi développer une microscopie millimétrique vectorielle en champ proche?

Les précédents chapitres évoquaient la microscopie du point de vue de l'imagerie et présentaient différents moyens d'améliorer la résolution ou la sensibilité de détection. Dans ce chapitre, nous abordons à nouveau des techniques de microscopie champ proche mais cette fois-ci du point de vue de la caractérisation de matériau. En effet, la microscopie en champ proche est un outil qui s'est montré performant quant à la caractérisation des propriétés de surface et des matériaux [57], [58] ou encore pour des mesures de capacités intégrées [59], tant sur des structures métalliques [60], [61] que des structures diélectriques [62]. Cette méthode se démarque car elle a l'avantage de pouvoir être réalisée sans contact avec le matériau, elle évite une préparation particulière des échantillons (point d'accès) mais introduit une perte de puissance due à la forte désadaptation entre la sonde et l'échantillon en champ proche.

Nous souhaitons caractériser des matériaux présents dans le domaine de la micro-électronique. Ces matériaux peuvent avoir des permittivités différentes et nous souhaitons les déterminer en nous focalisant sur des mesures ponctuelles et quantitatives dans le champ proche. Avec la miniaturisation croissante des composants électroniques et les progrès technologiques, les motifs utilisant ces matériaux sont de plus en plus petits et de plus en plus variés, et nécessitent d'avoir suffisamment de résolution spatiale pour une mesure locale. Dimitrakis et al. [25] ont montré la possibilité de mesurer des permittivités complexes dans le domaine micro-onde, la montée en fréquence des circuits modernes impose de transférer ce savoir faire dans le domaine millimétrique.

Contrairement à la microscopie en intensité, nous ajoutons une dimension supplémentaire en mesurant la phase de l'onde réfléchi. Plusieurs techniques précédemment utilisées seront transposées sur ce banc pour améliorer la détection ou pour améliorer la sensibilité en isolant efficacement la composante de champ proche. Nous proposerons une méthode pour extraire la permittivité diélectrique complexe à partir de nos mesures locales du coefficient de réflexion.

Dans un premier temps, ce chapitre décrit la mise en place et la caractérisation d'une technique de mesure vectorielle. Cette caractérisation nécessite l'utilisation d'échantillons connus pour déterminer la sensibilité et la justesse de la mesure. Dans un second temps ce chapitre décrit l'étape de calibration ainsi que les expériences effectuées sur des échantillons connus. La sonde pyramidale a déjà démontré sa capacité à améliorer la résolution ainsi que la sensibilité de mesure, c'est la raison pour laquelle nous continuons de l'utiliser pour ces expériences. De plus, étant donné que nous fabriquons nous-même ces sondes, nous pouvons maîtriser le degré de résolution et de sensibilité que nous voulons leur conférer et ainsi adapter la fabrication à nos besoins pour une expérience donnée.

3.2 Conception de l'expérience

3.2.1 Principe général

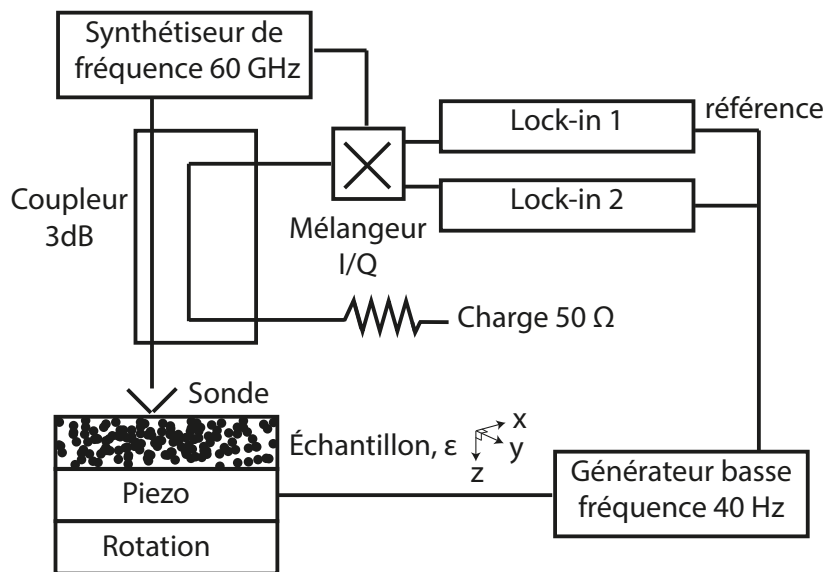


FIGURE 3.1 – Schéma de principe d'une expérience de champ proche vectorielle.

La partie gauche de la figure 3.1 présente une solution très simple pour faire de la mesure vectorielle en champ proche grâce à un mélangeur I/Q et un synthétiseur de fréquence. Un synthétiseur envoie une onde de champ électrique (\mathcal{E}^M) qui est rayonnée par une sonde de champ proche, l'onde se réfléchit sur un échantillon de permittivité ϵ puis est réintroduite dans un coupleur pour être enfin acheminée jusqu'à un mélangeur. Le

mélangeur va dans un premier temps transposer en fréquence le champ électrique incident à son entrée \mathcal{E}^{in} en mélangeant ce signal haute fréquence avec le champ électrique délivré par l'oscillateur local \mathcal{E}^{LO} . La sortie du mélangeur donne alors deux signaux en bande de base, ces signaux notés V_I et V_Q sur la figure 3.1 correspondent à la composante en phase et en quadrature de \mathcal{E}^{in} en entrée du mélangeur.

Nous savons que notre sonde est fortement désadaptée ce qui signifie que la plus grande partie de la puissance qui est renvoyée ne provient pas de l'échantillon. La solution à ce problème consiste à moduler la position de notre échantillon en le faisant vibrer à la fréquence du PZT, Ω . Dans un second temps, les signaux V_I et V_Q qui sont modulés à Ω subiront à leur tour une transposition en fréquence liée à la vibration imposée à l'échantillon et qui est mesurée par les détections synchrones présentes dans chacune des voies.

De notre banc d'expérimentation précédent, nous conservons uniquement les actionneurs et les éléments de contrôle (Caméra, détections, pilotage, ...). En revanche les éléments constitutifs du bloc hyperfréquence doivent être redimensionnés pour être adaptés à de la mesure vectorielle. Nous avons conçu le système de mesure vectorielle représenté sur la figure 3.2.

3.2.2 Mise en œuvre

La fréquence de référence dans la gamme 2 - 26 GHz est fournie par un synthétiseur de fréquence HP8673G qui peut délivrer une puissance maximale de +13 dBm. Ce synthétiseur a l'avantage d'être déjà disponible dans le laboratoire et de pouvoir fonctionner en mode CW. Il a une bonne pureté spectrale avec un excellent bruit de phase à 40 Hz d'environ -50 dBc/Hz ce qui permet de limiter suffisamment le bruit dans la mesure afin d'avoir assez de précision pour extraire le signal à 40 Hz de la porteuse. Ce synthétiseur offre la possibilité de fonctionner à fréquence variable pour observer l'évolution de la tension réfléchie complexe en fonction de la fréquence.

Pour des raisons de coût, il a été décidé de détecter l'amplitude et la phase du champ réfléchi grâce à un mélangeur I/Q subharmonique plutôt qu'un mélangeur à la fréquence

fondamentale. Le signal réfléchi venant de l'échantillon est ensuite mixé avec le signal venant de la LO ce qui a pour conséquence de dissocier les parties réelles et imaginaires du signal incident.

Un quadrupleur et un doubleur sont placés à la sortie d'un diviseur de puissance, le doubleur pour la LO et le quadrupleur pour l'onde fondamentale. Ces multiplicateurs doivent être attaqués avec suffisamment de puissance pour délivrer la puissance nominale en sortie : le quadrupleur doit fonctionner à 0 dBm en entrée et le doubleur à 10 dBm. Leurs niveaux de sorties sont de 10 dBm pour le quadrupleur et de 13 dBm pour le doubleur en accord avec les spécifications d'entrée du mélangeur (points 8 et 10 du schéma 3.2).

La puissance à 60 GHz est transmise à l'échantillon par un coupleur bi-directionnel. En vue d'extraire le signal réfléchi avec une transmission optimisée, nous avons fait le choix d'un coupleur 3 dB entre la source et l'échantillon. Ce coupleur permet d'assurer qu'un maximum de signal sera rayonné sur l'échantillon. Il permet aussi qu'un maximum du signal réfléchi soit transmis au mélangeur.

Notre sonde étant très désadaptée, elle renvoie la quasi totalité du signal vers le mélangeur. La puissance d'entrée maximale du mélangeur est de 12 dBm avant destruction mais il travaille de façon linéaire à des puissances inférieures à -10 dBm. Il est donc nécessaire d'ajuster correctement son entrée et afin de satisfaire cette exigence nous avons décidé d'introduire un atténuateur variable (entre les points 11 et 12). Nous avons calibré l'atténuateur en entrée du mélangeur puis nous avons observé la réponse du mélangeur afin de déterminer l'atténuation nécessaire pour que le mélangeur travaille dans sa zone de linéarité. Pour ce faire, nous avons placé un échantillon d'or sur notre PZT et avons positionné la sonde au dessus de celui-ci. Le synthétiseur délivre un signal de +13 dBm dans la bande de fréquence 13,75 GHz à 16,25 GHz (55 - 65 GHz en sortie du quadrupleur) par pas de 3 MHz afin de balayer toute la plage de fréquence prévue lors de la conception. Ensuite nous avons relevé la tension de sortie du mélangeur pour plusieurs valeurs d'atténuation. La figure 3.3 nous montre l'évolution du signal de sortie du mélangeur en fonction de l'atténuation et sur toute la bande de fréquence.

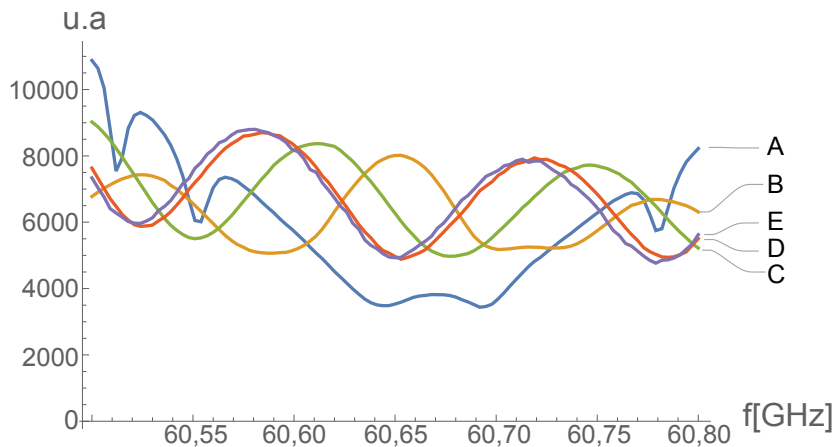


FIGURE 3.3 – Mesure de la sortie de la détection synchrone placée sur la voie I pour différentes valeurs d’atténuation en entrée. A, B, C, D et E correspondent respectivement à une atténuation en entrée du mélangeur de 0 dB, -4,3 dB, -10,26 dB, -20 dB et -23,7 dB.

Une puissance trop importante (A) en entrée fait apparaître une forte distorsion au niveau du signal de sortie du mélangeur. Plus on diminue la puissance en entrée du mélangeur, plus le signal tend à devenir sinusoïdal (B). Une fois que le signal de sortie est devenu sinusoïdal (C), son amplitude ne change plus mais il se décale alors vers les basses fréquences. Pour finir, lorsque la puissance d’entrée atteint un certain seuil (D), alors la sortie n’est plus dépendante de l’entrée (E) et présente toujours des courbes similaires. À ce stade, le mélangeur travaille de façon linéaire et l’atténuateur n’influe pas sur l’amplitude du signal de sortie, nous imposons alors une puissance d’entrée dans cette gamme d’atténuation ou moins.

Les caractéristiques matérielles ont été groupées dans le tableau 3.1. La figure 3.4 montre l’ensemble de la configuration comprenant la partie hyperfréquence et la partie détection.

Forts de nos connaissances en imagerie acquises par notre banc précédent, nous avons fait le choix de conserver certains aspects inhérents de celui-ci. Un actuateur piezo électrique est toujours placé en regard de la sonde de champ proche. Une contre réaction lui a été associée en usine et il a été calibré pour fonctionner à fréquence fixe (40 Hz) pour des échantillons n’excédant pas 30g. Pour avoir le bruit de phase du synthétiseur le plus faible, il nous a fallu choisir la fréquence d’oscillation la plus haute. Celle-ci est de 40 Hz étant donné le poids de nos échantillons.

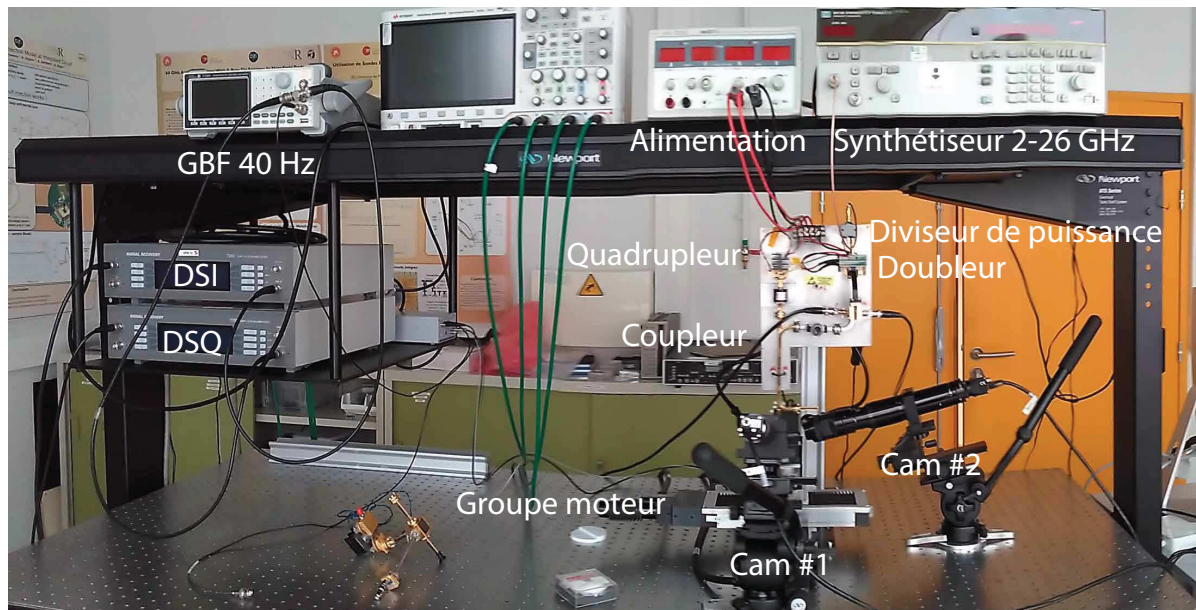


FIGURE 3.4 – Photographie de l'ensemble de l'expérience NFVSM.

Matériels	Puissance de sortie	Fréquence [GHz]
Synthétiseur	13 dBm	2 - 26
Diviseur de puissance	10 dBm	2,5 - 18
Quadrupleur	12 dBm	55 - 65
Doubleur	11 dBm	27,5 - 32,5
Matériels	Puissance d'entrée	Fréquence [GHz]
Quadrupleur	0 dBm	50 - 75
Doubleur	10 dBm	50 - 75
Matériels	Atténuation	Fréquence [GHz]
Coupleur	3 dB	50 - 75
Atténuateur	25 dB max	50 - 75
Matériels	Puissance d'entrée	Fréquence [GHz]
Mélangeur RF	-10 dBm	55 - 65
Mélangeur LO	13 dBm	55 - 65

TABEAU 3.1 – Tableau récapitulatif de l'ensemble des caractéristiques du matériel

Ce PZT est positionné sur un support de rotation qui permet de contrôler l'orientation de l'échantillon par rapport à la sonde. Ce support est lui-même solidaire d'un groupe moteur XY et Z, cette association offre la possibilité de faire des cartographies 2D dans le cadre d'imagerie de micro-structures.

3.3 Exploitation des sorties des détections synchrones

Nous voulons mesurer à la fois la partie réelle, V_I , et la partie imaginaire, V_Q , du champ électrique réfléchi sur l'échantillon \mathcal{E}^{in} (cf. figure 3.1). Puisque le PZT module la distance sonde-échantillon à la fréquence Ω , alors V_I et V_Q contiennent des harmoniques de la fréquence de vibration et peuvent donc être extraits finement du bruit par les détections synchrones. Les détections mesurent les amplitudes des quatre tensions de base x_I, y_I, x_Q, y_Q qui sont proportionnelles aux composantes en phase et en quadrature des signaux de référence et réfléchi. Les deux détections synchrones sont réglées sur le même gain et la même phase de référence pour que ces quatre tensions soient comparables. Nous pouvons donc les combiner pour obtenir $|V_I| = \sqrt{x_I^2 + y_I^2}$ et $|V_Q| = \sqrt{x_Q^2 + y_Q^2}$. Globalement nous estimons que le champ électrique réfléchi sur l'échantillon s'exprime par

$$|\mathcal{E}^{\text{in}}| = \sqrt{V_I^2 + V_Q^2} = \sqrt{x_I^2 + x_Q^2 + y_I^2 + y_Q^2} \quad (3.1a)$$

$$\angle \mathcal{E}^{\text{in}} = \arctan\left(\frac{|V_Q|}{|V_I|}\right) \approx \arctan\left(\frac{\sqrt{x_Q^2 + y_Q^2}}{\sqrt{x_I^2 + y_I^2}}\right) \quad (3.1b)$$

Dans les équations ci-dessus, une approximation découle des racines carrés utilisées qui génèrent un angle obligatoirement entre 0 et $\pi/2$. Nous pouvons passer outre cette restriction en utilisant les valeurs algébriques des tensions V_I et V_Q et une fonction arc tangente plus élaborée telle que présente dans la plupart des langages. Ceci est fait dans l'Annexe A et nous permet une reconstruction dans les quatre quadrants du cercle trigonométrique.

3.4 Première image vectorielle

Nous avons mis en pratique cette exploitation en réalisant une imagerie vectorielle d'un objet réel. La figure 3.5 montre la mesure de la tension vectorielle réfléchie sur une capacité interdigitée à une fréquence fixe de 59 GHz. Comme pour le chapitre précédent, l'échantillon est balayé point par point, à une hauteur constante selon un déplacement en serpentín. Le résultat présenté en figure 3.5 est la toute première imagerie réalisée avec ce procédé par le banc de microscopie vectorielle. La figure 3.5a montre l'imagerie optique de notre objet où la zone grise correspond à de la métallisation, la zone violette à du silicium et la zone intermédiaire bleue à du diélectrique. C'est pour la variété des matériaux et pour la géométrie en accord avec la résolution connue de cette sonde (10 μm) que nous avons choisi cet échantillon. Nous avons utilisé un pas identique selon x et y de $\Delta x = \Delta y = 10\mu\text{m}$ en accord avec la résolution de la sonde. L'encadré rouge correspond à la zone cartographiée.

En comparant l'image obtenue à 59 GHz et la photographie de la zone cartographiée, on peut voir que l'image en intensité (figure 3.5b) est relativement proche de l'image optique. Elle montre que le motif en forme de peigne à 4 brins au centre de l'image est parfaitement identifiable, à contrario le peigne à 8 brins à gauche de la photo montre un espacement inférieur à la résolution de notre sonde et ne permet donc pas de distinguer un brin de l'autre. L'image en phase (figure 3.5c) permet de distinguer les 4 brins au centre avec moins de contraste mais on remarque que le peigne à 8 brins est mieux résolu. L'image en phase permet d'améliorer la résolution par une dynamique plus grande. Le mauvais contraste de cette image est à incomber au point chaud (point blanc) qui fausse l'échelle de phase et ainsi détériore l'image globale, les zones le plus impactées étant celles qui sont très proches d'un point chaud (détérioration locale). Ces points chauds ne peuvent être dus à un effet topographique puisqu'ils ne sont présents que sur l'image en phase alors que les données des deux images sont relevées simultanément. Outre ces points chauds, nous rappelons que ces images ont été obtenues via les équations 3.1a et 3.1b, ce qui implique que la phase ne peut évoluer que sur une amplitude de $\pi/2$. Quoiqu'il en soit nous pouvons affirmer que les deux images révèlent avec plus ou moins de contraste le métal

et le silicium. Ces images ont été relevées à une seule fréquence, mais si nous décidons de changer très légèrement la fréquence, nous obtenons deux images très différentes, ce qui montre l'impossibilité d'obtenir des mesures quantitatives. Afin de résoudre cette question, nous chercherons à calibrer nos mesures.

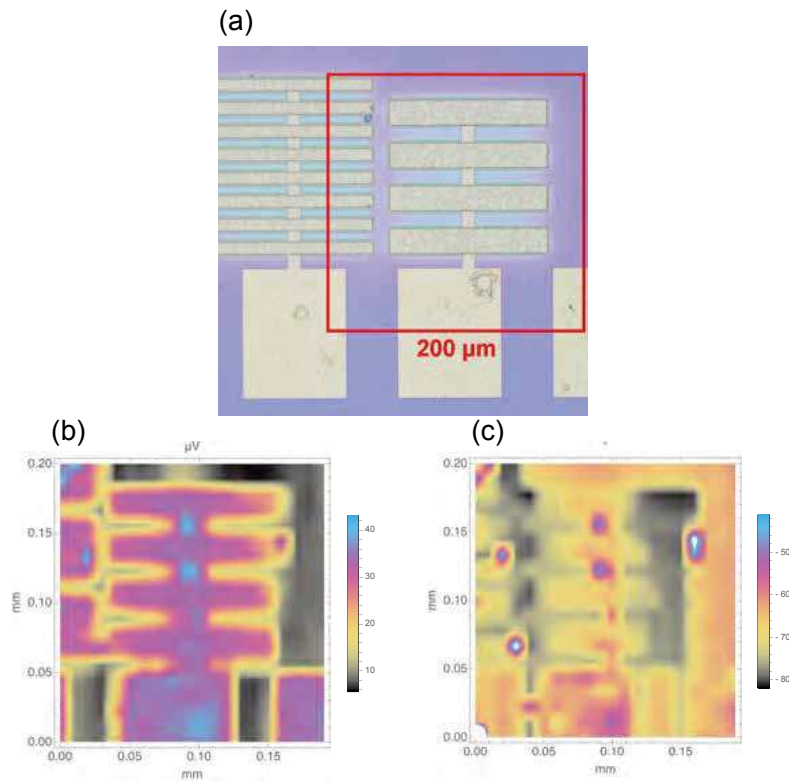


FIGURE 3.5 – Exemple de mesure vectorielle en champ proche. a) Partie d'un circuit intégré comprenant des capacités de test. b) Cartographie du module du coefficient de réflexion détecté au 3ème harmonique, à fréquence fixe $f = 59$ GHz et avec un pas de $10 \mu\text{m}$. c) Mesure de la phase du coefficient de réflexion dans les mêmes conditions et enregistré simultanément à b).

3.5 Calibration des tensions

De la même manière que pour un analyseur de réseau, nous allons tenter de corriger les erreurs systématiques du banc d'expérimentation pour parvenir à obtenir des mesures quantitatives. Une étape de calibration est nécessaire pour atteindre le coefficient de réflexion vrai Γ_{ref} qui se produit à l'extrémité de la sonde. Le but est de distinguer les coefficients de réflexion produits par différents matériaux. La calibration doit donc mettre en jeu un matériau dont on connaît déjà le coefficient de réflexion.

De plus, l'étape de calibration consiste à choisir un échantillon de référence qui dans notre cas se rapprocherait le plus possible du métal idéal avec une réflexion totale accompagnée d'un changement de phase de π , $\Gamma = -1$. Si nous disposons d'un échantillon qui répond aux critères énoncés alors nous pouvons calibrer la mesure en normalisant la tension réfléchie. Dans le détail, avec une référence parfaite le champ réfléchi est $\mathcal{E}_{\text{ref}}^{\text{in}} = -\mathcal{E}^{\text{in}}$, avec un échantillon inconnu, le champ réfléchi est $\mathcal{E}_x^{\text{in}} = \Gamma \mathcal{E}^{\text{in}}$ donc nous extrayons Γ simplement comme

$$\mathcal{E}_{\text{ref}}^{\text{in}} = -1 * \mathcal{E}^{\text{in}} \quad (3.2a)$$

$$\frac{\mathcal{E}_x^{\text{in}}}{\mathcal{E}_{\text{ref}}^{\text{in}}} = -1 * \left(\frac{\mathcal{E}_x^{\text{in}}}{\mathcal{E}^{\text{in}}} \right) = -\Gamma \quad (3.2b)$$

$$\Gamma = -\frac{\mathcal{E}_x^{\text{in}}}{\mathcal{E}_{\text{ref}}^{\text{in}}} \quad (3.2c)$$

où $\mathcal{E}_x^{\text{in}}$ est la tension réfléchie sur l'échantillon inconnu, $\mathcal{E}_{\text{ref}}^{\text{in}}$ est la tension réfléchie sur l'échantillon de référence et Γ est le coefficient de réflexion de l'échantillon inconnu.

La qualité de l'étalon de calibration a une grande importance dans la sensibilité de la mesure que nous pourrions atteindre. Nous avons choisi comme référence un échantillon d'or notamment parce que c'est un métal avec un grand pouvoir réflecteur. Nous aurions pu opter pour du cuivre ou de l'argent qui sont de très bons conducteurs et qui sont également moins chers. Cependant l'or est un métal qui ne s'oxyde pas, il est également ductile et il a une surface avec une rugosité très faible. Il est également très bien connu pour être un bon réflecteur dans l'infrarouge lointain donc on sait qu'il n'aura pas un Γ exactement de -1 mais il va s'en rapprocher. Le facteur le plus important pour la calibration est l'état de surface de l'étalon car dans le cas où nous aurions de la granularité en surface, elle perturberait fortement notre mesure en champ proche et nous ne serions pas en mesure de la prendre en considération. Tous les matériaux déjà disponibles au laboratoire sont des échantillons laminés qui ont une forte rugosité et des défauts de surface qui, à notre échelle, ne sont probablement pas négligeables. Dans l'optique de privilégier l'état de surface, nous pouvons envisager des métaux déposés par pulvérisation (sputtering) qui donnent d'excellents états de surface mais qui ont des épaisseurs limi-

tées. Ils ne peuvent être déposés qu'en couche mince ce qui implique que, si la couche est inférieure à une certaine épaisseur (épaisseur de peau), alors le pouvoir réflecteur de la couche mince s'en voit dégradé. L'épaisseur de peau à 60 GHz peut être exprimée par

$$e_{\text{Au}} = \frac{1}{\sqrt{\pi\mu_0\sigma_{\text{Au}}f}} \quad (3.3)$$

où $\mu_0 = 4\pi 10^{-7}$ H/m et $\sigma_{\text{Au}} \approx 4,54 * 10^7$ S/m.

Cet échantillon en or dont on mesure le module et la phase de la tension réfléchie $\mathcal{E}_{\text{Au}}^{\text{in}}$ doit avoir une épaisseur supérieure à l'épaisseur de peau dans l'or à 60 GHz (300 nm). Nous avons par ailleurs un échantillon disponible au laboratoire qui répondait à tous les critères. Cet échantillon est constitué de 300 nm d'or déposé sur du silicium, il présente également un parfait état de surface. Pour s'assurer que l'épaisseur de 300 nm est suffisante pour permettre une réflexion parfaite, nous avons calculé le coefficient de réflexion à l'aide d'un modèle de Drude proposé par [63]. Nous avons calculé la réflexion sur une couche d'or parfaite d'épaisseur variable, d'une part, seule entre deux couches d'air (monocouche) et d'autre part posée sur silicium pour une densité de dopage de 10^{17} cm^{-3} (multi-couche) [64]. Ces résultats sont proches d'un cas idéal et ils sont issus d'un calcul de champ lointain avec des matrices de transfert, mais ils nous permettent de nous faire une idée de l'évolution du pouvoir réflecteur en fonction de l'épaisseur d'or. Les deux cas présentent une évolution similaire avec une forte augmentation du pouvoir réflecteur lorsque l'épaisseur d'or augmente. La figure 3.6 montre que quel que soit le cas de figure, nous obtenons un pouvoir réflecteur de 99,95 % à 300 nm. En se basant sur ces résultats, il est raisonnable de supposer une réflexion parfaite sur notre échantillon de référence.

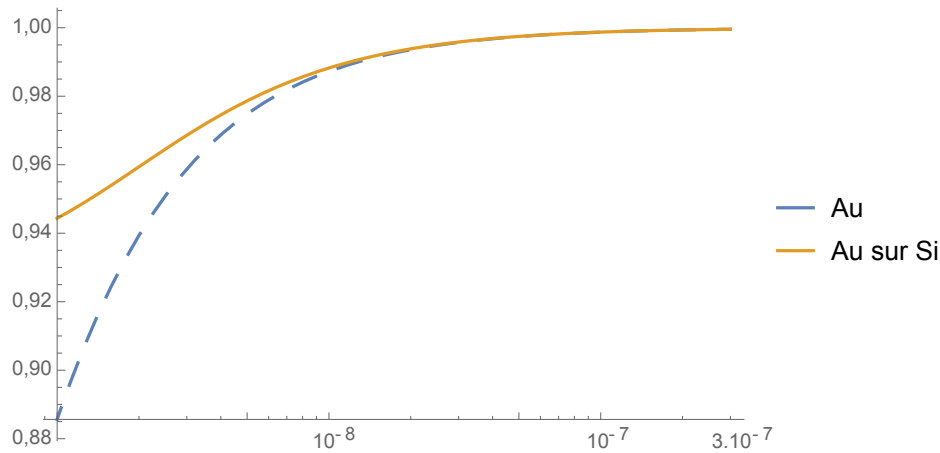


FIGURE 3.6 – Évolution en champ lointain de $|\Gamma|$ en fonction de l'épaisseur de l'échantillon sur une échelle logarithmique. La courbe en pointillé présente le cas monocouche d'un échantillon d'or et la courbe en trait continu correspond au cas multicouche d'or déposé sur du silicium dopé 10^{17} cm^{-3} .

3.6 Extraction de Γ sur une mesure ponctuelle

Notre banc permet également de faire de la mesure ponctuelle. Dans ce cas, nous plaçons la sonde à un emplacement de coordonnées quelconques au-dessus de l'échantillon.

Nous mesurerons alors les paires x_I, y_I, x_Q, y_Q et extrayons $|\mathcal{E}_x^{\text{in}}|$ et $\angle \mathcal{E}_x^{\text{in}}$ avec les équations 3.1a et 3.1b. Le résultat d'une mesure ponctuelle est présentée figure 3.7, où l'échantillon d'intérêt est constitué d'une surface plane en or.

Les mesures de x_I, y_I, x_Q, y_Q ont été réalisées sur la bande complète du système tel que nous l'avons conçu. Comme le montre la figure 3.7a, nous observons énormément de fluctuations. Ce résultat est surprenant puisque nous attendons de notre matériau qu'il ait un $\Gamma = -1$ dans toute la bande de fréquence, c'est pourquoi nous nous attendions à une réponse homogène et constante. Nous observons aussi une bande de fréquence sans aucun signal (64 - 64,5 GHz). Cette bande de fréquence apparaît sur l'ensemble des matériaux testés et a donc été imputée aux performances intrinsèques du système. Il convient d'éviter cette bande de fréquence au profit d'une bande avec une amplitude stable et avec suffisamment de signal. Pour ce faire, nous réduisons la bande d'observation à 57,7 - 58,3 GHz, la figure 3.7b permet de mieux rendre compte du comportement des signaux x_I, y_I, x_Q, y_Q mesurés pendant une période complète d'oscillation. Nous constatons qu'il y

a une différence d'amplitude entre les paires (x_I, x_Q) et (y_I, y_Q) que nous notons ΔA . Un écart de phase est également présent, il est noté ϕ . Les figures 3.7c et d, montrent les résultats de l'équation 3.1a et 3.1b. Contrairement à ce que nous attendions, le module n'est pas constant sur toute la bande et la phase n'est pas de π . La figure 3.7d atteste que la phase relevée tourne bien dans les 4 quadrants, cette rotation de phase correspond aux oscillations très rapides qui sont présentes sur les figures a et b. L'agrandissement ajouté en insert permet de constater qu'il y a aussi une forte distorsion de la phase lors de sa rotation de $-\pi$ à π . Toutes ces mesures montrent l'importance de calibrer notre système si l'on souhaite une réponse juste et homogène sur toute la bande de fréquence.

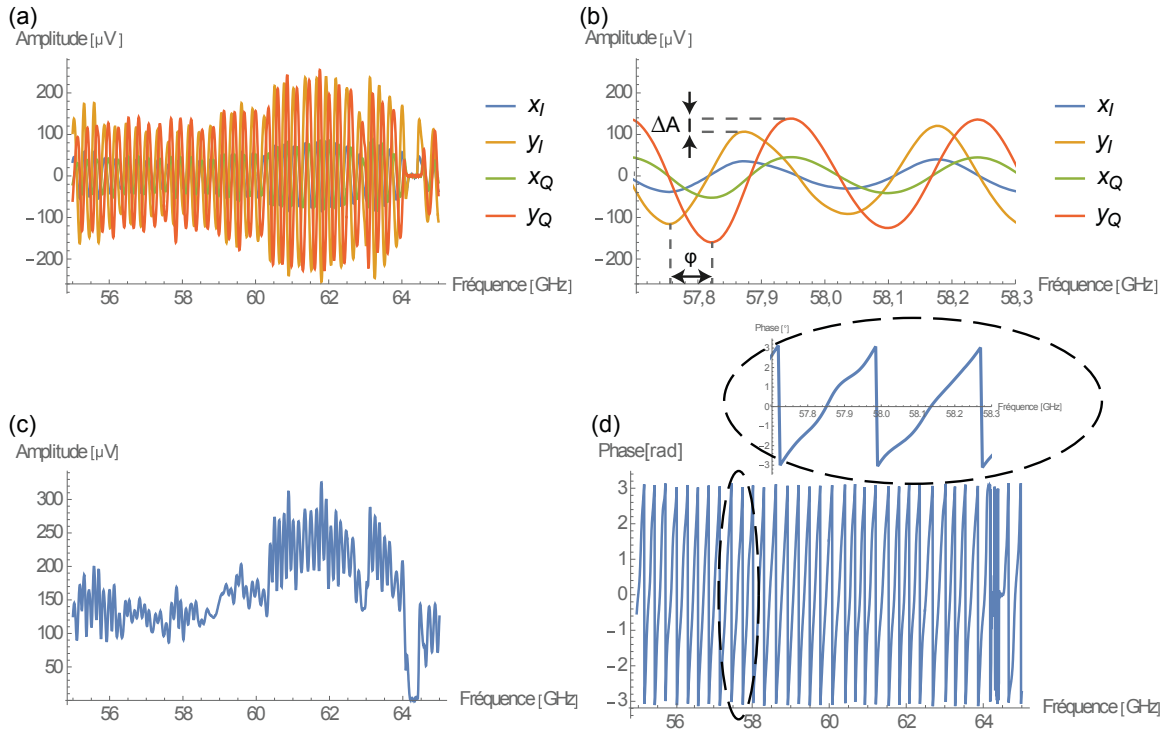


FIGURE 3.7 – Mesure de la tension vectorielle réfléchie en champ proche sur un échantillon d'or de 55 à 65 GHz par pas de 5 MHz (2000 points). a) et b) représentent les mesures de x_I, y_I, x_Q, y_Q . c) et d) montrent $|\mathcal{E}_{\text{Au}}^{\text{in}}|$ et $\angle \mathcal{E}_{\text{Au}}^{\text{in}}$ extrait selon les équations 3.1a, 3.1b.

Nous nous sommes alors concentrés sur l'origine de ces oscillations et pour répondre à cette question, nous avons diminué la longueur physique de notre guide d'onde en retirant notre bout de guide qui porte la sonde (environ 2,5 cm). Nous avons à nouveau réalisé les mesures des tensions (x_I, x_Q) et (y_I, y_Q) issues des deux détections synchrones sur l'échantillon d'or sans la sonde mais en conservant les mêmes conditions expérimentales (distance guide-échantillon, fréquence, puissance ...). Nous avons pu observer un

système oscillant qui ressemble au résultat avec la sonde. La figure 3.8 fait l'analyse spectrale de ces systèmes oscillants dans les deux cas et les compare. L'analyse spectrale du cas avec la sonde (figure 3.8a) a permis de déterminer que la période des oscillations est d'environ 290,8 MHz. Pour le second cas, sans la sonde, elle a été évaluée à 301,9 MHz. Nous avons constaté que le changement de fréquence (figure 3.8b) correspond exactement à la longueur physique que nous avons insérée. C'est ainsi que nous sommes en mesure de dire que nos oscillations dépendent de la longueur électrique totale de notre banc entre notre source et la détection. L'origine des oscillations étant trouvée, nous sou-

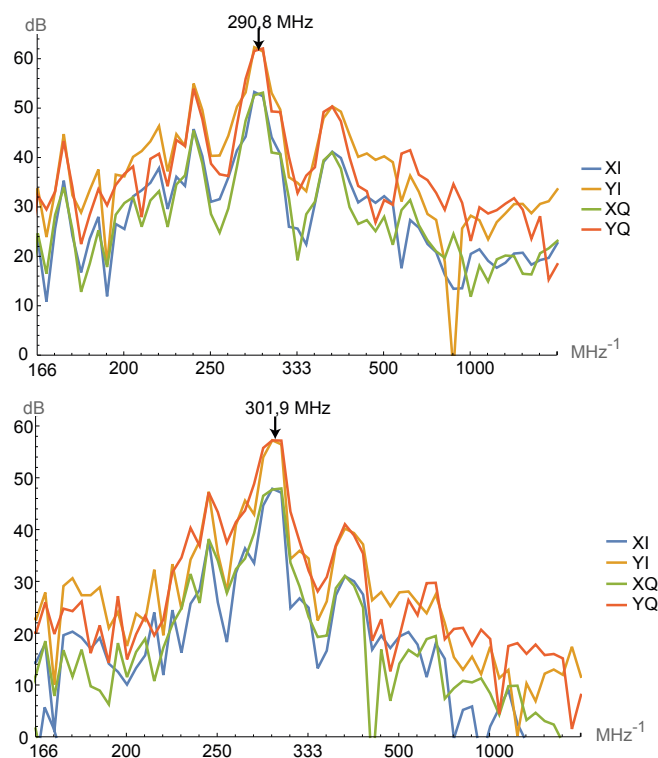


FIGURE 3.8 – a) Spectre de x_I , y_I , x_Q , y_Q avec la sonde et correspondant à une fréquence d'oscillation de 290,8 MHz. b) Spectre de x_I , y_I , x_Q , y_Q après avoir retiré 2,5 cm de longueur physique et correspondant à une fréquence d'oscillation de 301,9 MHz.

haitons comprendre celle des distorsions constatées sur l'insert de la figure 3.7d, et pour cela, nous modélisons notre système.

Tout d'abord, le signal émis par le synthétiseur subit une réflexion en champ proche sur l'échantillon. L'onde réfléchie revient jusqu'en entrée du mélangeur I/Q en passant par la longueur électrique que nous venons d'identifier et représentée par $e^{j\beta l_e}$ avec $\beta = 2\pi/\lambda$. À ce stade, nous attribuons deux imperfections au mélangeur, la première est

que le gain sur la voie en phase et le gain sur la voie en quadrature ne sont pas strictement identiques. La seconde supposition est que la phase entre les deux voies n'est pas exactement de 90° . Nous avons donc pu calculer la forme de l'onde en sortie du mélangeur en tenant compte de ces incertitudes puis, nous avons calculé les sorties x_I, y_I, x_Q, y_Q des deux détections synchrones aux différents harmoniques. Le détail des calculs est reporté en Annexe A, il montre que les sorties de nos détections synchrones répondent à :

$$x_I = |\Gamma_0| \mathcal{E}^M \mathcal{E}_I^{\text{LO}} \cos(\beta l + \psi_0) \alpha_n \cos \theta \quad (3.4a)$$

$$y_I = |\Gamma_0| \mathcal{E}^M \mathcal{E}_I^{\text{LO}} \cos(\beta l + \psi_0) \alpha_n \sin \theta \quad (3.4b)$$

$$x_Q = |\Gamma_0| \mathcal{E}^M \mathcal{E}_Q^{\text{LO}} \cos(\beta l + \psi_0 - \phi) \alpha_n \cos \theta \quad (3.4c)$$

$$y_Q = |\Gamma_0| \mathcal{E}^M \mathcal{E}_Q^{\text{LO}} \cos(\beta l + \psi_0 - \phi) \alpha_n \sin \theta \quad (3.4d)$$

où $|\Gamma_0|$ et ψ_0 sont respectivement le module et la phase du coefficient de réflexion de l'échantillon mesuré, \mathcal{E}^M est l'amplitude du signal en sortie du synthétiseur, $\mathcal{E}_I^{\text{LO}}$ est l'amplitude du signal de LO appliquée sur la voie I, $\mathcal{E}_Q^{\text{LO}}$ est l'amplitude du signal de LO appliquée sur la voie Q, ϕ est le décalage angulaire entre la voie I et la voie Q. θ est la phase par rapport à la référence sur les détections synchrones et enfin α_n correspond au coefficient de la décomposition en série de Fourier à l'harmonique d'ordre n .

Ce modèle nous permet de modéliser les quatre paramètres x_I, y_I, x_Q, y_Q de nos deux détections synchrones en fonction des imperfections du mélangeur I/Q. On peut alors imaginer un premier cas idéal où le mélangeur ne présente aucune imperfection.

Ce cas peut être reproduit avec les conditions de $\mathcal{E}_Q^{\text{LO}} = \mathcal{E}_I^{\text{LO}} = 1$ qui correspondent à une balance de gain équilibrée entre I et Q. Il faut également qu'il y ait un décalage angulaire de 90° entre ces voies donc $\phi = \pi/2$ et il faut introduire une phase de référence à la détection synchrone, nous choisissons $\theta = 120^\circ$. Les résultats issus de ce mélangeur théoriquement parfait sont montrés sur la figure 3.9 et ont été calculés pour un $\Gamma = 0,615 - 0,076i$. Les amplitudes des paires (x_I, x_Q) et (y_I, y_Q) ont été calculées à l'ordre 1 ($\alpha_{n=1}$). Nous constatons immédiatement qu'elles sont identiques ($\Delta A = 0$) ce qui correspond à une balance parfaite des amplitudes de LO sur les deux voies I/Q. Par ailleurs

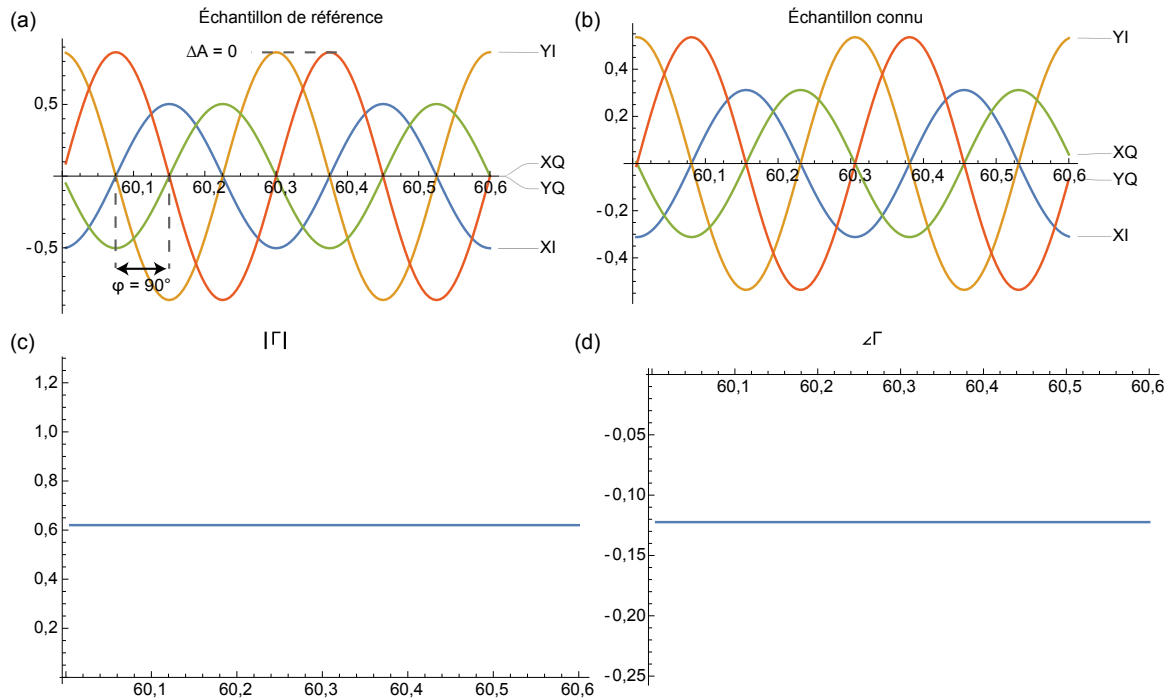


FIGURE 3.9 – a) et b) estime numériquement les formes des x_I , y_I , x_Q , y_Q pour l'échantillon de référence et celui d'un matériau inconnu. c) et d) correspondent au module $|\Gamma|$ et de la $\angle\Gamma$ pour le cas d'un mélangeur I/Q idéal.

le déphasage entre ces deux voies est constant, nous montrons bien un déphasage de 90° entre les paires (x_I, x_Q) et (y_I, y_Q) amené par $\phi = \pi/2$ qui transforme les cos en sin dans les équations 3.4a, 3.4b, 3.4c et 3.4d. Comme nous l'attendions, le module et la phase de Γ sont également constants sur toute la bande et correspondent aux valeurs initialement introduites soit $|\Gamma| = 0,6$ et $\angle\Gamma = -0,124$ rad.

Dans le second cas, on intègre les imperfections ce qui se traduit ici par une amplitude de signal de LO différente sur chaque voie et une erreur de phase entre les deux voies. Pour ce cas, nous avons choisi que $\mathcal{E}_I^{LO} = 1$ et $\mathcal{E}_Q^{LO} = 0,8$ et $\phi = 90^\circ - \Delta\phi$, $\Delta\phi$ représente ici, l'erreur de phase entre la voie I et Q, pour notre exemple il vaut 30° soit $\phi = 60^\circ$. Les autres paramètres restent identiques. La figure 3.10 reporte les résultats de ce mélangeur imparfait. On constate bien un déphasage de 60° entre la voie I et Q. La différence entre \mathcal{E}_I^{LO} et \mathcal{E}_Q^{LO} permet d'avoir une bonne concordance de forme entre les signaux calculés par le mélangeur I/Q imparfait et les résultats réels (figure 3.7). On retrouve également la distorsion qui avait été observée sur la phase.

Nous pouvons donc attribuer la différence de niveau entre les paires (x_I, x_Q) et (y_I, y_Q)

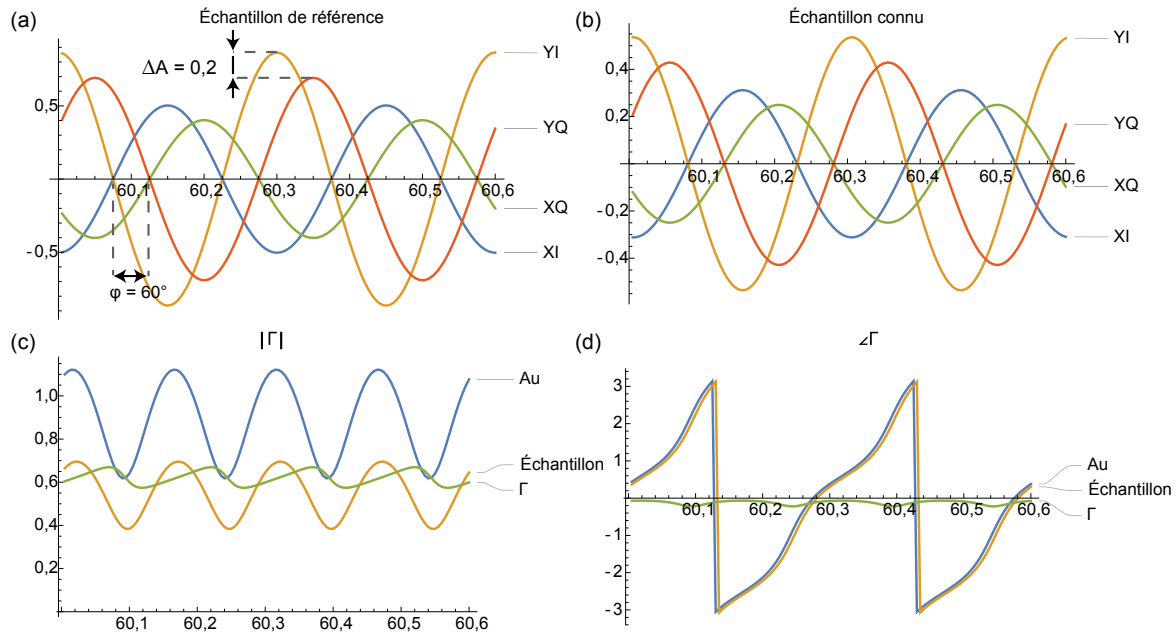


FIGURE 3.10 – Estimation numérique de la forme des x_I , y_I , x_Q , y_Q et du $|\Gamma|$, $\angle\Gamma$ pour le cas d'un mélangeur I/Q imparfait.

notée ΔA à une différence de gain sur chacune des voies. C'est l'erreur de phase qui est responsable de la distorsion sur la rotation de phase. Nous sommes en mesure de déterminer la différence de gain entre les deux voies et également d'estimer l'erreur de phase.

Ces résultats valident nos hypothèses sur l'imperfection du mélangeur I/Q, mais aussi sur la possibilité d'extraire Γ malgré ces imperfections. En effet, on retrouve avec une certaine imprécision le module de 0,6 et la phase de -0,124 rad de Γ . La figure 3.10c montre que le module et la phase de Γ oscillent respectivement autour de 0,6 et -0,124 rad, pour s'en affranchir nous décidons d'une procédure qui garantit d'obtenir le vrai Γ de l'échantillon.

Dans un premier temps nous calculons les valeurs complexes des Γ de référence et de l'échantillon d'intérêt à partir des tensions de base x_I , y_I , x_Q , y_Q . Ces coefficients de réflexion doivent être calculés sur une période entière d'évolution (290,8 MHz) qui doit être la même que ce soit pour la référence ou pour l'échantillon puis, nous moyennons les parties réelle et imaginaire de Γ . L'application de cette méthode sur notre exemple calculé montre alors que l'on retrouve *exactement* le coefficient de réflexion initialement introduit. Cette méthode permet de compenser complètement les erreurs de phase et de gain, en n'oubliant pas l'hypothèse que le coefficient de réflexion de notre échantillon ne

doit pas varier sur la plage de fréquence sur laquelle on moyenne.

3.7 Réponse en fréquence du système de mesure

Nous allons utiliser nos exploitations pour faire la caractérisation de notre système complet en situation de mesure. À partir de la figure 3.10, nous savons que la quantité ΔA représente la différence de gain entre les deux voies I et Q. Comme pour l'exploitation précédente nous allons définir ces différences de gain sur une période entière d'oscillation des tensions de bases x_I, y_I, x_Q, y_Q . Nous définissons ainsi les gains par comparaison des signaux x et y sur les deux voies comme

$$G_x = \frac{\text{Max}(x_Q)}{\text{Max}(x_I)} \Big|_{1 \text{ période}} \quad (3.5)$$

$$G_y = \frac{\text{Max}(y_Q)}{\text{Max}(y_I)} \Big|_{1 \text{ période}} \quad (3.6)$$

Identiquement, nous définissons la différence de phase entre les voies I et Q en les estimant indépendamment sur une période. Nous obtenons ainsi ϕ_x et ϕ_y . Pour un mélangeur idéal $G_x = G_y = 0$ dB et $\phi_x = \phi_y = \pi/2$.

La figure 3.11a montre l'évolution des G_x et G_y extraits des mesures de la figure 3.7. La figure 3.11b représente les écarts de phase par rapport au mélangeur idéal, $\Delta\phi_x = \phi_x - \pi/2$ et $\Delta\phi_y = \phi_y - \pi/2$ obtenus avec la même fenêtre glissante. En limite de bande haute (>64 GHz), on constate un comportement chahuté qui est parfaitement en accord avec les mesures de la figure 3.7a. Le cahier des charges prévoyait un fonctionnement jusqu'à 65 GHz qui n'est donc pas validé ici, dans ce que nous appelons la zone 3. Nous nous concentrons dorénavant sur les deux premières zones.

Sur les courbes de gain et de phase, on observe un écart à l'idéalité de plusieurs dB sur le gain et allant jusqu'à 30° sur la phase. Ces fortes dispersions viennent d'une combinaison des ondulations de gain du mélangeur et des variations de puissance de sortie des doubleur et quadrupleur dans la bande de fréquence utilisée. Nous allons chercher à définir une bande de fréquence utile qui garantit un écart à l'idéalité le plus faible possible.

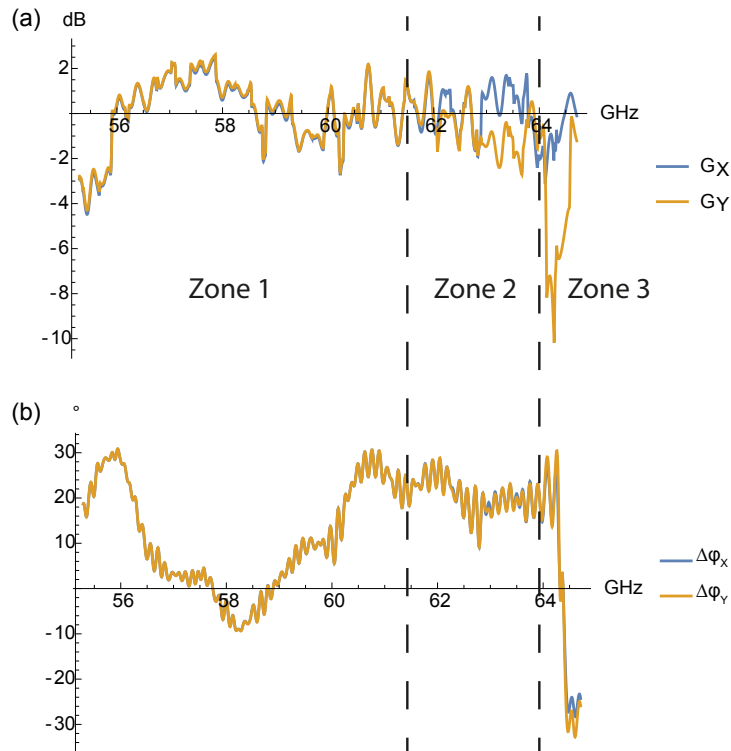


FIGURE 3.11 – Réponse en fréquence des imperfections de la chaîne de mesure. a) Gain G_x , G_y en dB. b) Erreur de phase $\Delta\phi_x$, $\Delta\phi_y$ en °.

La zone 2 (61,5 - 64 GHz) pour laquelle G_x est parfois différent de G_y ne répond pas à cette spécification elle ne sera donc pas retenue. Dans la zone 1, les gains G_x et G_y sont égaux ainsi que les écarts de phase, ce qui nous garantit de pouvoir remonter de façon précise au champ électrique vectoriel incident \mathcal{E}^{in} à l'entrée du mélangeur. Néanmoins, on observe encore de fortes variations dans la bande, or notre procédure d'extraction impose une mesure en deux temps (échantillon + référence) qui compare les tensions réfléchies. Il nous semble judicieux de privilégier les bandes de variation lente en fréquence du gain et de la phase. Nous utiliserons la bande 56,5 - 57,5 GHz qui a l'avantage de répondre à ces deux critères. Pour des mesures de matériaux non résonants qui sont connus comme étant très peu dispersifs dans cette bande (à l'exception des métamatériaux), cela n'est pas pénalisant de travailler sur une bande restreinte.

3.8 Protocole de mesure

Nous pouvons maintenant nous permettre de définir un protocole incluant la calibration et la mesure en un point à réaliser dans un temps court qui permet d'avoir des conditions globales stables en hygrométrie, température, ...

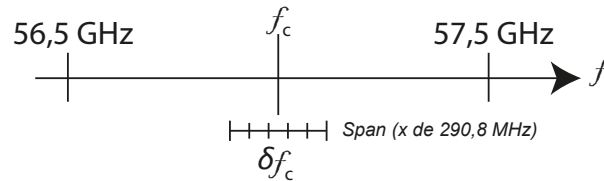


FIGURE 3.12 – Choix de la fréquence de travail lors d'une mesure de Γ .

1. Réglages généraux

- Choix de la fréquence centrale f_c définie dans la figure 3.12 dans la bande de 56,5 - 57,5 GHz. Il est nécessaire de choisir un span de fréquence multiple de 290,8 MHz¹. Un pas de fréquence δf de 1 à 10 MHz est choisi selon la précision souhaitée et le temps de mesure.
- Réglages des détections synchrones
 - Choix de l'harmonique de détection qui déterminera le volume d'interaction pour la mesure du coefficient de réflexion.
 - Réglage de la phase de référence des détections synchrones de façon identique sur les voies I et Q.
 - Ajustement du gain².
- Choix de la distance de mesure, idéalement $h \leq 10\mu\text{m}$.
- Démarrage du programme de contrôle et d'acquisition.

2. Calibration

- Placement de l'échantillon de référence en or sur le banc.
- Mesure des x_I, y_I, x_Q, y_Q sur toute la bande de fréquence préalablement définie.

1. Cette donnée est dépendante de la sonde utilisée. Cette période devra être contrôlée régulièrement et adaptée pour toute nouvelle sonde construite.

2. La valeur exacte du gain sera définie pour une session de mesure lors de la calibration.

3. Mesure de l'échantillon inconnu

- Placement de l'échantillon inconnu sur le banc.
- Mesure des x_I, y_I, x_Q, y_Q sur toute la bande de fréquence préalablement définie.

4. Extraction de Γ

- Détermination de la tension réfléchie complexe selon les équations 3.1a et 3.1b pour la référence et sur toute la bande de fréquence.
- Détermination de la tension réfléchie complexe selon les équations 3.1a et 3.1b pour l'échantillon inconnu et sur toute la bande de fréquence.
- Calibration de la tension réfléchie selon l'équation 3.2c sur l'ensemble du span de fréquence.
- Extraction du coefficient de réflexion Γ par moyennage de la tension calibrée acquise au point précédent.

3.9 Résultats

3.9.1 Fabrication des échantillons dédiés

Nous avons choisi de fabriquer nos échantillons de test au laboratoire avec le soutien de Frédéric Pichot, ingénieur de salle blanche. Il a fallu préalablement sélectionner les matériaux d'intérêt dans le but de faire apparaître des permittivités complexes différentes, la partie imaginaire de la constante diélectrique étant liée à l'absorption du champ EM par le matériau.

On regroupe habituellement les matériaux en deux catégories. La première concerne les matériaux à faible perte dont la partie imaginaire de la constante diélectrique est petite devant la partie réelle ce qui a pour effet de limiter le déplacement des porteurs libres. Ce sont de bons isolants. Ils sont très utilisés pour la fabrication de système de stockage d'énergie. À contrario, les matériaux conducteurs ont une partie imaginaire forte, ils sont

dits à fortes pertes, c'est pourquoi ils sont omniprésents dans le domaine de la micro-électronique. Ces deux classes de matériaux ayant des comportements opposés, ils sont intéressants pour vérifier le bon fonctionnement de notre banc.

Dans un premier temps nous devons gérer les contraintes principales qui sont celles d'avoir un échantillon avec une surface suffisamment grande pour être en accord avec le volume d'interaction sonde-échantillon et d'avoir une mono couche suffisamment épaisse pour s'assurer que seul l'échantillon interagisse. Dans un second temps, nous souhaitons faire l'étude de matériaux en couche mince, c'est à dire avec une épaisseur inférieure à l'épaisseur de peau (cf. équation 3.3) afin de déterminer la sensibilité critique de notre banc. Dans ces deux cas de figure, il est primordial d'avoir une grande homogénéité de surface. L'homogénéité et le temps de dépôt sont des critères limitants pour nos échantillons. Bien que nous souhaitions des matériaux avec des épaisseurs de 5 μm pour être bien au dessus de l'épaisseur de peau, les moyens de la salle blanche ne permettent pas de garantir une homogénéité de surface pour les matériaux dont l'épaisseur excèdent 300 nm. En conséquence de quoi, les techniques employées par la salle blanche ont été utilisées uniquement pour la fabrication de matériaux en couche mince. Des matériaux avec une épaisseur suffisante ont été sélectionnés parmi ceux déjà disponibles dans le laboratoire. La figure 3.13 montre nos échantillons en couche mince. À gauche de la figure nous observons des plots d'or (Au) et de platine (Pt) déposés sur une fine couche d'accroche de titane (Ti) d'une épaisseur de 20 nm pour assurer leur adhésion à la lame de verre. À droite, dans l'encadré rouge, des plots d'oxyde de silicium (SiO_2) et de nitrure de silicium (Si_3N_4) sont déposés mais ne sont pas visibles, le contraste d'indice les rendant optiquement transparents. Ceci apporte une difficulté dans le placement de la sonde au-dessus de ces échantillons.

3.9.2 Mesure des échantillons dédiés

La mesure étant extrêmement sensible localement, il est important de positionner l'échantillon de sorte qu'il soit mécaniquement stable. Les dimensions de la lame de verre étant plus grandes que les dimensions du PZT, le positionnement de l'échantillon doit

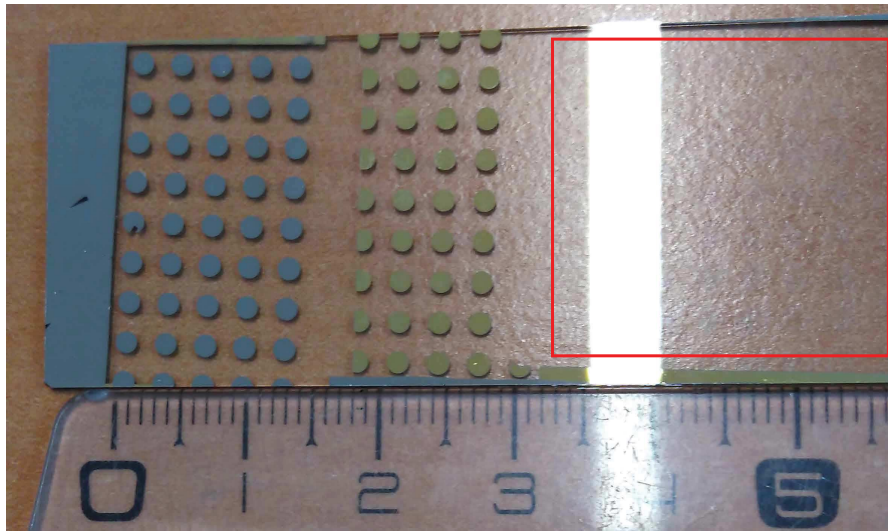


FIGURE 3.13 – Photographie de la surface des échantillons sous test fabriqués dans la salle blanche à l'IES. La zone encadrée en rouge correspond à l'emplacement des plots de SiO₂ et Si₃N₄

Échantillons	h (μm)	$\langle \mathcal{E} \rangle$
Plot Au	2	-0,22 + 5,02 <i>i</i>
Plot Pt	2	-0,63 + 3,85 <i>i</i>
Plot SiO ₂	2	-0,64 + 2,73 <i>i</i>
Plot Si ₃ N ₄	2	-0,47 + 2,24 <i>i</i>

TABLEAU 3.2 – Mesure des champs électriques réfléchis sur les échantillons en couche mince à 60 GHz

être contrôlé à chaque nouvelle mesure. Afin de s'assurer que toutes les mesures soient réalisées dans les mêmes conditions, nous positionnons la sonde au centre du plot à mesurer. Ensuite nous approchons la sonde de la surface de l'échantillon jusqu'au touché puis nous la remontons à la hauteur souhaitée. Enfin, nous suivons scrupuleusement le protocole de mesure qui garantit une mesure de Γ correct.

Nous avons fait une mesure sur l'ensemble des plots pour obtenir des réponses différentes et opposées en ce qui concerne les métaux et les diélectriques. La plage de fréquence utilisée est de [56,8546 , 57,1454] GHz pour 100 points de mesure dans la bande. La première mesure est effectuée sur le plot d'or qui correspond à notre référence. Cette mesure permet également de définir la pleine échelle de sensibilité sur les détections synchrones, ces calibres sont alors conservés pour tous les échantillons. Dans le tableau 3.2, nous donnons les mesures du champ électrique réfléchi moyenné, \mathcal{E} , avec notre méthode de mesure vectorielle en champ proche sur les différents plots. Les mesures concordent

avec la répartition des matériaux, c'est à dire que les matériaux à base de métaux sont ceux dont le champ électrique réfléchi est le plus intense. Le champ électrique réfléchi maximum est obtenu pour l'or pour lequel nous nous attendons à avoir une réflexion quasi-totale. Les mesures sur les deux diélectriques sont similaires que ce soit sur la partie réelle ou sur la partie imaginaire, ce qui n'est pas surprenant au vu de la composition des plots qui est très proche. Toutes les mesures ont été réalisées deux fois consécutivement avec une erreur de répétition $< 2\%$. Nous restons prudents quant aux fluctuations de la mesure, puisque notre expérience ne permet pas un contrôle parfait de la hauteur et que l'intensité du champ électrique mesuré est intimement liée à cette hauteur.

Nous avons ensuite normalisé la mesure du champ électrique réfléchi des plots en Pt, SiO₂ et Si₃N₄ par la mesure du champ électrique réfléchi sur le plot d'or. Le tableau 3.3 donne le coefficient de réflexion pour chacun des plots. La répartition des matériaux est évidemment conservée, nous notons que comme nous l'attendions tous les modules de Γ mesurés sont inférieurs à 1 (tableau 3.4).

Échantillons	h (μm)	Γ
Plot Pt	2	0,77 + 0,09i
Plot SiO ₂	2	0,55 + 0,10i
Plot Si ₃ N ₄	2	0,45 + 0,07i

TABLEAU 3.3 – Extraction de Γ sur les échantillons en couche mince à 60 GHz

Échantillons	h (μm)	$ \Gamma $
Plot Pt	2	0,78
Plot SiO ₂	2	0,56
Plot Si ₃ N ₄	2	0,45

TABLEAU 3.4 – Extraction de $|\Gamma|$ sur les échantillons en couche mince à 60 GHz

3.9.3 Mesure d'un échantillon à propriété magnétique

Une deuxième expérimentation a été réalisée sur un échantillon à propriété magnétique fourni par F. Terki [65]. Cet échantillon est fait de structures magnétiques construites sur un substrat de silicium non dopé. Ce matériau a la particularité de voir sa perméabilité évoluer lorsqu'il est excité par un champ magnétique permanent. La figure 3.14

illustre la position d'un aimant en fonction de l'échantillon. La flèche sur l'échantillon indique la direction privilégiée de sensibilité au champ magnétique. La flèche rouge montre l'orientation du champ H par rapport à l'échantillon. Nous avons mesuré les tensions réfléchies pour ces deux conditions d'excitation. Dans la première condition, le champ H est perpendiculaire au plan de l'échantillon (position 1), dans la deuxième condition, il est orienté sur le même plan et dans la direction de sensibilité de l'échantillon (position 2).

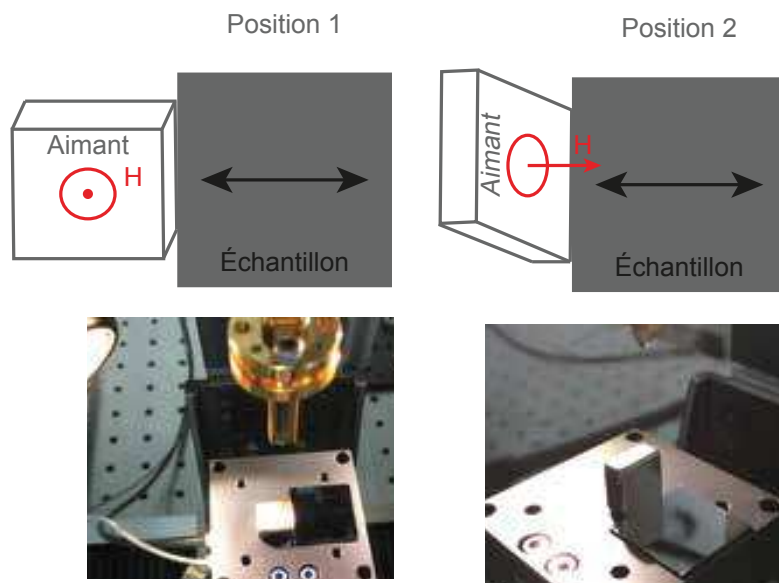


FIGURE 3.14 – Illustration des deux positions de l'aimant, la flèche sur l'échantillon correspond à l'orientation pour laquelle il y a une sensibilité au champ magnétique. L'échantillon entre la position 1 et 2 a été tourné de 90° sur l'axe X.

Nous avons tout d'abord placé la sonde au centre de l'échantillon, puis nous avons placé l'aimant à fleur de celui-ci pour enfin descendre la sonde jusqu'à $h = 2\mu\text{m}$ de la surface. Les mesures du champ électrique réfléchi moyenné, \mathcal{E} sont reportées sur le tableau 3.5. Nous présentons les résultats bruts des tensions réfléchies car nous n'avons pas de bonne référence pour les normaliser. Les références sont soit faites sans l'aimant et donc avec un poids totalement différent sur le PZT soit nous avons des mesures sur la référence d'or sans la présence de l'aimant au voisinage. Nous pouvons tout de même immédiatement voir sur ces résultats que le même échantillon présente des réponses différentes selon l'orientation de l'aimant.

Nous sommes capables d'effectuer des mesures sur ce matériau et de les distinguer

Échantillons	h (μm)	$\langle \mathcal{E} \rangle$
Position 1	2	-0,69 + 3,20i
Position 2	2	-1,15 + 2,83i

TABLEAU 3.5 – Mesure des champs électrique réfléchis sur l'échantillon à perméabilité variable à 60 GHz

selon l'orientation du champ magnétique. Nous pouvons donc penser qu'il y a effectivement un effet de champ. Il nous faudra par la suite réaliser de nouvelles mesures avec une référence avec des poids similaires à ceux des mesures sur l'échantillon et également en optimisant l'interaction du champ avec l'échantillon parce que dans le cas présenté bien qu'une partie du champ pénètre dans l'échantillon, la quasi-totalité du champ passe au-dessus.

3.10 Modèle d'interaction en champ proche

Maintenant que la méthodologie permettant de nous affranchir des imperfections de la mesure est décrite, nous sommes confiants dans le résultat que l'on propose. Nous pouvons dorénavant calculer la permittivité complexe du matériau testé à partir du coefficient de réflexion. Classiquement, la permittivité complexe est exprimée par la relation $\epsilon = \epsilon' - j\epsilon''$ et peut être calculée à partir du coefficient de réflexion par la relation [66],[67] :

$$\epsilon = \frac{1 + \Gamma}{1 - \Gamma} \quad (3.7)$$

Cette relation est ici établie pour une interaction en champ lointain avec des ondes planes, il est nécessaire de la rétablir en champ proche sous l'hypothèse de champ quasi-statique par le modèle de dipôle proposé au chapitre 2. Nous avons montré que la sonde pyramidale est assimilable à un dipôle parallèle au plan de l'échantillon, positionné légèrement devant l'extrémité de la sonde à une distance δ . Si les pointes de la sonde sont correctement positionnées alors le dipôle est parallèle au plan de l'échantillon (illustré figure 3.15) et est aligné selon x , $\vec{\mu} = \mu_x \vec{u}_x$.

Le schéma d'interaction montre que le dipôle μ induit un second dipôle dans l'échan-

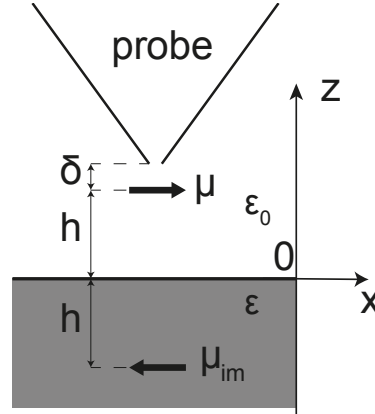


FIGURE 3.15 – Schéma d'interaction de la sonde pyramidale avec une interface diélectrique de permittivité relative ϵ .

tillon, ce dipôle est appelé dipôle image μ_{im} . La distance entre le dipôle image et l'interface ($z = 0$) est la même que pour le dipôle μ . Le champ électrique du dipôle μ dans le plan supérieur de l'espace dérive du potentiel $\phi(\vec{r})$ [68]

$$\vec{E}_\mu = -\nabla\phi \quad \text{avec} \quad \phi(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\vec{\mu} \cdot \vec{r}}{r^3} \quad (3.8)$$

On peut calculer le champ total dans le demi-espace supérieur comme la somme vectorielle du champ du dipôle μ et du dipôle μ_{im} . μ se comporte comme une source primaire et μ_{im} comme une source secondaire dont l'intensité totale est donnée par les relations de passage, soit :

$$\vec{E}_{tot} = \vec{E}_\mu + \frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 1} \vec{E}_{\mu_{im}} \quad \text{avec} \quad z > 0 \quad (3.9)$$

Pour un dipôle $\vec{\mu} = \mu_x \vec{u}_x$, le champ électrique primaire résultant de l'équation 3.8 en coordonnées cartésiennes conduit à :

$$\vec{E}_\mu = \frac{\mu_x}{4\pi\epsilon_0} \left[\frac{3x^2}{r^5} - \frac{1}{r^3}, \frac{3xy}{r^5}, \frac{3x(z-h)}{r^5} \right] \quad (3.10)$$

$$\vec{E}_{\mu_{im}} = \frac{\mu_x}{4\pi\epsilon_0} \left[\frac{3x^2}{r^5} - \frac{1}{r^3}, \frac{3xy}{r^5}, \frac{3x(z+h)}{r^5} \right] \quad (3.11)$$

Nous mesurons en réalité le champ électrique réinjecté dans l'ouverture de la sonde. Il est calculé en associant la contribution des deux dipôles aux coordonnées $(0, 0, h + \delta)$ (figure 3.15). Il faut donc calculer \vec{E}_μ et $\vec{E}_{\mu_{im}}$ puis \vec{E}_{tot} à ces coordonnées, alors $r = \delta$ pour le

dipôle primaire et $r' = 2h + \delta$ pour le dipôle image. À partir de l'équation 3.9, nous sommes en mesure de calculer le champ réinjecté, nous obtenons :

$$\vec{E}_{\text{tot}}(0, 0, h + \delta) = \left(\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 1} \frac{\mu}{(2h + \delta)^3} - \frac{\mu}{\delta^3} \right) \vec{u}_x \quad (3.12)$$

où le premier membre de l'équation correspond au champ réinjecté par le dipôle μ_{im} et le second à celui du dipôle μ .

Expérimentalement, le signal détecté correspond à une réponse modulée par la distance sonde-échantillon à la fréquence du PZT. Dans l'équation 3.12 seul le terme $h(t)$ est spatialement modulé lorsque z varie selon $z(t) = h(t) + \delta = h_0 + \delta + \frac{\Delta h}{2}(1 + \sin \Omega t)$. En réinjectant cette forme de $z(t)$ dans 3.12 et en ne conservant que la partie variable, la composante en x du champ réinjecté et détecté est :

$$E_x^{\text{Det}}(t) = \mu \frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 1} \left(\frac{\eta}{\Delta h} \right)^3 (1 + \eta \sin \Omega t)^{-3} \quad \text{avec} \quad \eta = \frac{\Delta h}{2h_0 + \delta + \Delta h} \quad (3.13)$$

Les parties réelles et imaginaires qui sont obtenues en sortie du mélangeur I/Q sont donc modulées par la vibration de l'échantillon de la même manière que pour le §2.2.1. Ils permettent une détection synchronisée sur un des harmoniques de cette fréquence de vibration. Seul le signal champ proche venant de l'échantillon est donc détecté et à travers $(\epsilon - 1)/(\epsilon + 1)$ il contient des informations sur la constante diélectrique complexe.

La figure 3.16 illustre l'évolution de $|\Gamma|$ et $\angle \Gamma$ pour des valeurs arbitraires. Il est impor-

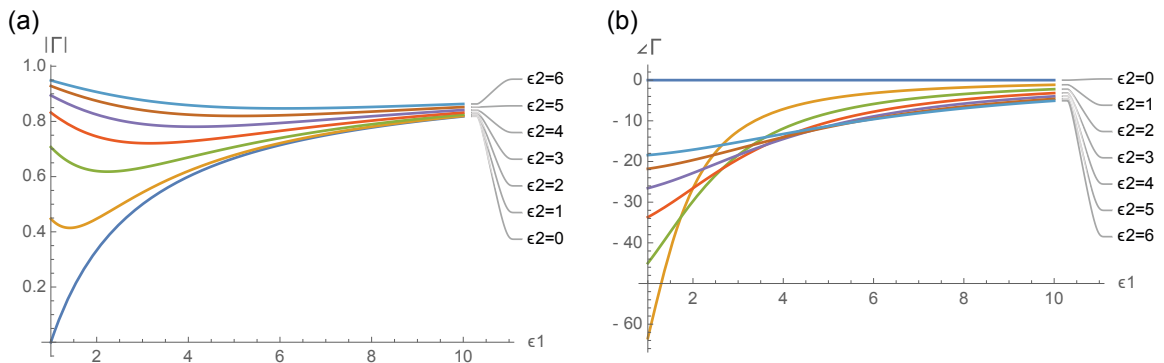


FIGURE 3.16 – Évolution (a) du module et (b) de la phase de $(\epsilon - 1)/(\epsilon + 1)$ en fonction des parties réelles ϵ_1 et imaginaire ϵ_2 .

tant de rappeler que nous mesurons une variation du coefficient de réflexion. Comme le

montre la figure 3.16a, cette variation sur $|\Gamma|$ peut être considérable lorsqu'il y a peu de pertes dans le milieu ($\epsilon_2 = 1$). Elle est minimale en cas de fortes pertes, mais à contrario, on peut voir sur la figure 3.16b que c'est dans ce cas là que la phase varie le plus. Dans un cas comme dans l'autre, si ϵ_1 est trop fort alors plus aucun contraste ne peut être mesuré. En somme, il y a une influence de $\epsilon_1 \leftrightarrow \epsilon_2$ tant sur l'évolution du module de Γ que sur la phase de Γ dans les limites imposées par ϵ_1 . La phase apporte une sensibilité supplémentaire qui est complémentaire de la mesure sur $|\Gamma|$. Ce sont ces différentes sensibilités qui ont motivées le choix de nos échantillons (diélectrique et métaux), qui permettent un contraste sur la constante diélectrique.

Extraction de la constante diélectrique complexe sur les échantillons diés

Nous avons appliqué notre modèle d'extraction de ϵ à partir des mesures de Γ pour l'ensemble des matériaux en couche mince. Dans le tableau 3.6, nous donnons les valeurs extraites. Nous constatons que les valeurs de ϵ du Pt sont beaucoup plus grandes que celles des diélectriques. Ce phénomène est particulièrement marqué pour les valeurs de la partie imaginaire. Pour mieux se rendre compte de la cohérence de ces résultats, nous reportons l'indice de réfraction calculé à partir de ce dernier tableau.

Échantillons	h (μm)	ϵ
Plot Pt	2	$6,51 + 3,01i$
Plot SiO ₂	2	$2,57 + 0,47i$
Plot Si ₃ N ₄	2	$3,20 + 0,96i$

TABLEAU 3.6 – Extraction de ϵ sur les échantillons en couche mince à 60 GHz

Les indices calculés (tableau 3.7) sont dans le même ordre de rapport que les indices optiques relevés par ellipsométrie en salle blanche pour les matériaux diélectriques. Notre expérience nous permet de distinguer les métaux des diélectriques, car les métaux ont une plus forte partie imaginaire ($\approx 0,6$ pour le platine). Nous nous attendions à ce que l'écart entre la partie imaginaire du platine et des diélectriques soit beaucoup plus prononcé. Si nous ne voyons pas de tels écarts, c'est peut être dû au fait que le platine est

Échantillons	h (μm)	n
Plot Pt	2	$2,61 + 0,57i$
Plot SiO ₂	2	$1,81 + 0,26i$
Plot Si ₃ N ₄	2	$1,61 + 0,15i$

TABLEAU 3.7 – Extraction de n sur les échantillons en couche mince à 60 GHz

déposé en couche mince et peut avoir une moins bonne conductivité à 60 GHz, ainsi il a des pertes moins grandes. À l'inverse, cela peut provenir des plots de SiO₂ et Si₃N₄ qui auraient des pertes plus grandes qu'ils ne le devraient, soit du fait des incertitudes de mesures (contrôle de hauteur) soit du fait du dépôt en couche mince. D'autre part la nature très fine des dépôts ne peut exclure une contribution du substrat de verre qui participerait à la remontée des pertes. Il serait intéressant de mesurer l'indice du verre à 60 GHz pour s'en assurer, ce que nous n'avons pas encore fait faute de temps.

Nous rappelons que ce travail a consisté à dimensionner et mettre en place le banc de microscopie vectorielle et de réaliser ces toutes premières expériences en champ proche. Cette première expérience est concluante, nous distinguons les métaux des diélectriques par leurs pertes bien plus prononcées. Bien que nous ne puissions pas extraire l'indice de l'or, il est fort probable qu'il présente plus de pertes que le platine puisqu'il avait une partie imaginaire de la tension réfléchie plus grande (tableau 3.2).

3.11 Perspectives

C'est la première fois qu'un banc d'imagerie vectorielle permet d'extraire le coefficient de réflexion sans contact avec l'échantillon. La première image vectorielle a mis en évidence la possibilité de différencier deux matériaux (métal et diélectrique). Le banc a également permis de mesurer l'évolution du coefficient de réflexion d'un échantillon en fonction de l'orientation du champ magnétique qui lui a été imposé. Un travail devra encore être fait pour optimiser la sensibilité de détection de l'expérience vectorielle, notamment pour mieux différencier deux métaux. On peut imaginer caractériser le banc avec une plus grande variété de matériaux. Nous pouvons envisager des échantillons avec des parties réelles et imaginaires du même ordre mais cela semble difficile à trouver. Il serait

également intéressant de remesurer les tensions vectorielles réfléchies sur l'échantillon à perméabilité variable en assurant le protocole expérimental pour pouvoir avoir une référence fiable.

Chapitre 4

Injection EM en champ proche millimétrique

Sommaire

4.1 Introduction à la perturbation EM : Description des effets liés à une at-	
taque EM	101
4.2 Présentation de l'expérience	104
4.3 Résultats expérimentaux	108
4.3.1 Cartes analogiques	109
4.4 Injection électromagnétique sur composant irradié	122
4.4.1 Présentation de l'expérience	123
4.5 Perspectives	128

Dans cette partie, nous nous intéressons à des cartes de communication intégrant des modules d'émission et de réception. Sur la voie d'émission, ces modules sont constitués d'amplificateurs de puissance (PA) afin de s'assurer que les signaux envoyés aient la puissance nécessaire. Sur la voie de réception qui est placée directement derrière l'antenne, on trouve un amplificateur faible bruit (LNA) qui permet d'amplifier avec un minimum de bruit ajouté le signal qui a été fortement atténué lors du trajet. On retrouve ces PAs et ces LNAs dans tous les systèmes de communication sans fil, comme des satellites de communication pour le domaine du spatial ou encore dans les téléphones pour des applications terrestres. Étant donné les environnements dans lesquels ces cartes sont utilisées, elles peuvent être sujettes à différents types de perturbations. En effet, il existe des risques liés à l'environnement radiatif extrême que l'on retrouve dans l'espace et des risques liés à l'environnement électromagnétique terrestre.

Cette partie de la thèse sera scindée en deux pour permettre de traiter l'ensemble des perturbations que peuvent subir ces cartes selon l'environnement où elles sont présentes. Dans un premier temps, l'environnement EM est recréé par une source 60 GHz et dans un deuxième temps l'environnement radiatif est reconstitué par une source de Cobalt60/Rayon X. À ce jour, l'étude d'un point de vue radiatif au niveau d'un système n'est pas bien connue et les méthodes de mesure employées concernent essentiellement l'observation des courants de consommation et des signaux d'entrée et de sortie. Il existe au laboratoire, un banc de détection de système radio-fréquence (RF) par observation de la raie d'intermodulation de troisième ordre (IM3). Une des caractéristiques principales des front-ends est la linéarité et un des moyens de caractériser cette linéarité est d'observer l'IM3. Nous avons utilisé ce banc afin de nous octroyer une observable supplémentaire dans le cas de l'environnement radiatif. Ainsi nous pourrions évaluer au mieux si ces environnements peuvent altérer le fonctionnement des cartes et si c'est le cas, nous en estimerons le seuil de sensibilité à ces perturbations. Pour finir, nous déterminerons si la combinaison de ces deux types de perturbation révèle une immunité plus grande, un effet additif ou encore synergique.

4.1 Introduction à la perturbation EM : Description des effets liés à une attaque EM

Bien que ce ne soit pas directement perceptible, les composants et les systèmes de communication subissent ce que l'on appelle l'environnement électromagnétique. Au delà d'un certain niveau, les champs électromagnétiques peuvent avoir des effets sur les composants et systèmes électroniques qui évoluent dans cet environnement, c'est ce que l'on appelle communément les interférences électromagnétiques. Étant donnée la densité croissante de composants et de systèmes capables de communiquer, il est primordial d'étudier l'immunité électronique des circuits intégrés (CI).

Les interférences électromagnétiques sont principalement étudiées dans les limites de la bande passante du système [35]. Paradoxalement, des transistors qui fonctionnent à plus haute fréquence que le circuit et qui permettent son bon fonctionnement le rendent également sensible à l'extérieur de la bande passante de fonctionnement prévue (signaux hors bande) [43]. Bien que les hautes fréquences ne contribuent pas au signal de sortie, elles peuvent induire des décalages, des tensions continues et des variations d'amplitude en sortie, principalement en raison du comportement non linéaire des dispositifs actifs [44].

Des investigations sur l'impact de ces signaux hors bande doivent donc être effectuées sur un large spectre de circuits analogiques et numériques. Concrètement, les interférences peuvent être soit involontaires, soit intentionnelles et parfois recherchées par un individu malveillant. D'un côté, des perturbations involontaires peuvent résulter de la multiplication des dispositifs de communication qui saturent l'environnement électromagnétique avec des fréquences de fonctionnement croissantes. À titre d'exemple, un ordinateur portable peut perturber un appareil médical ou même des outils à bord d'un avion [36]. Ceci est dû au fait que les fréquences de fonctionnement de ces interférences involontaires augmentent constamment pour atteindre maintenant les bandes millimétriques. De l'autre côté, les brouilleurs, mais aussi des sources militaires dédiées aux attaques/interférences électromagnétiques (IEM) sont des sources dites intentionnelles.

Ces sources sont généralement classées selon leur bande de puissance et/ou de fréquence. Par exemple, en bande étroite, on peut retrouver les sources micro-onde à forte puissance High Power Source (HPM) ou des sources à champ rayonné à haute intensité High Intensity Radiated Field (HIRF) produites par faisceau d'électrons [69] et opérant dans la bande 1-100 GHz. La figure 4.1 montre les spectres d'un certain nombre de sources EM. Il existe des sources à haute puissance utilisant l'Ultra Wide Band (UWB) [70] pour générer des impulsions de très courte durée (inférieure à la nanoseconde) et qui permettent ainsi d'avoir une bande passante très large. La source utilisée dans ce travail de thèse est une source qui s'apparente à l'HPM, avec une seule fréquence à 60 GHz.

Les effets de l'IEM intentionnel par de telles sources ont été examinés dans le domaine GHz dans [71]. Ces sources sont principalement utilisées pour des illuminations de cibles de type "Front door" où le chemin de couplage utilise les ports d'entrée dont la fonction principale est la propagation de l'énergie électromagnétique et la communication avec l'environnement externe, par exemple les antennes ou les prises [72]. Dans [73], ce sont des circuits numériques avec des fréquences d'horloge de l'ordre du MHz qui ont été testés dans la bande GHz. La susceptibilité a été caractérisée soit par un changement de seuil sur la tension de sortie ou une instabilité de la synchronisation. Bien qu'aucun bouleversement majeur n'ait été observé, des perturbations ont tout de même été relevées à des fréquences allant jusqu'à ≈ 12 GHz. Même si une susceptibilité aussi faible à haute fréquence est couramment observée, nous avons décidé d'illuminer un circuit analogique commercial avec une source d'ondes millimétriques fonctionnant à 60 GHz pour évaluer sa susceptibilité électromagnétique. Le choix de cette fréquence a été motivé par l'émergence de la bande millimétrique avec par exemple la future norme 5G ou de la dernière génération Wifi 802.11ad [37].

Afin d'avoir un bon compromis entre l'encombrement de la source et la puissance délivrée, nous avons opté pour une injection à plus faible puissance, mais en champ proche. Cette stratégie nous permet d'obtenir des performances similaires à une source HPM vue par le circuit, tout en ayant une source avec des dimensions raisonnables. À notre connaissance, aucune étude IEM n'a encore été réalisée à l'aide d'une source d'ondes mil-

limétriques sur des systèmes RF usuels fonctionnant dans des bandes de communication gigahertz autour de 2,5 GHz.

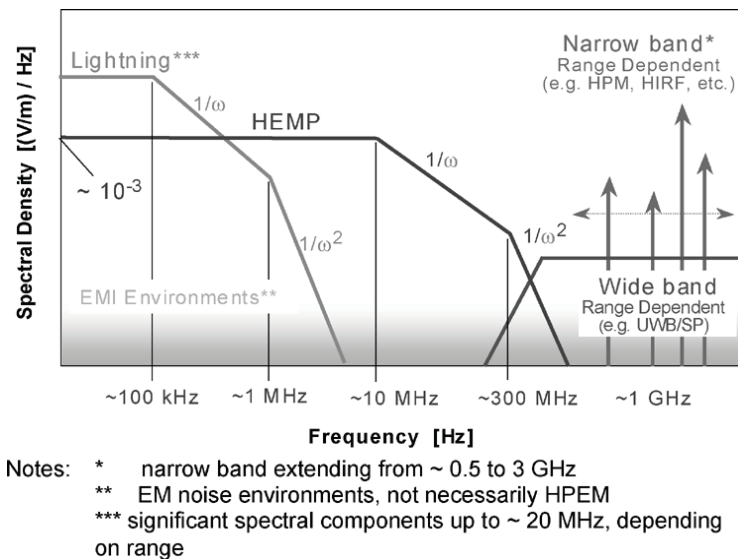


FIGURE 4.1 – Comparaison des spectres de plusieurs types d'environnements EM.

Définitions préliminaires

Un système est défini comme "susceptible" lorsque l'on voit apparaître un dysfonctionnement quand un signal EM est superposé aux signaux de commande et/ou fonctionnels. La superposition du signal EM est appliquée soit en mode conduit sur les entrées filaires du système, soit en mode rayonné au dessus du système. Pour déterminer la susceptibilité du système considéré, il faut dans un premier temps pouvoir faire une observation complète du comportement nominal du système. Dans un deuxième temps il faut perturber le système par un signal EM en mode conduit ou en mode rayonné et pouvoir observer les changements d'état pour chaque fonction constitutive du système. S'il n'est pas possible d'observer chaque fonction indépendamment, alors on observe la réponse de l'ensemble du système. Lorsque le signal d'agression est appliqué et qu'aucun dysfonctionnement n'a pu être observé en sortie du système, alors il n'est pas susceptible, on dit qu'il est immunisé. Si au contraire on observe un dysfonctionnement, alors le système est susceptible à cette perturbation. Cette susceptibilité est quantifiée en comparant la sortie perturbée avec la sortie nominale.

4.2 Présentation de l'expérience

Le schéma d'expérience est donné figure 4.2. La source d'onde millimétrique est un oscillateur Gunn (Quinstar, QTM-602001SV) délivrant 20 dBm (100 mW) à 60 GHz. Cette source a l'avantage d'être compacte et bon marché pour une fréquence aussi élevée. Elle peut également être commutée en utilisant un signal TTL (carré, de 0 à 5V) dont la fréquence f_m est limitée à 20 kHz. Cette caractéristique est d'autant plus intéressante qu'il s'avèrera que les effets de l'agression sont différents selon que la modulation est appliquée ou non, mais aussi selon la fréquence de la modulation. La sortie de la diode est reliée à un isolateur de 35 dB et de 1,3 dB de pertes d'insertion, assurant un fonctionnement stable quelle que soit sa charge. Un guide d'onde rectangulaire WR15 (50-75 GHz) de dimension 3,76 mm × 1,88 mm rayonne le signal sur le système testé (DUT). Le po-

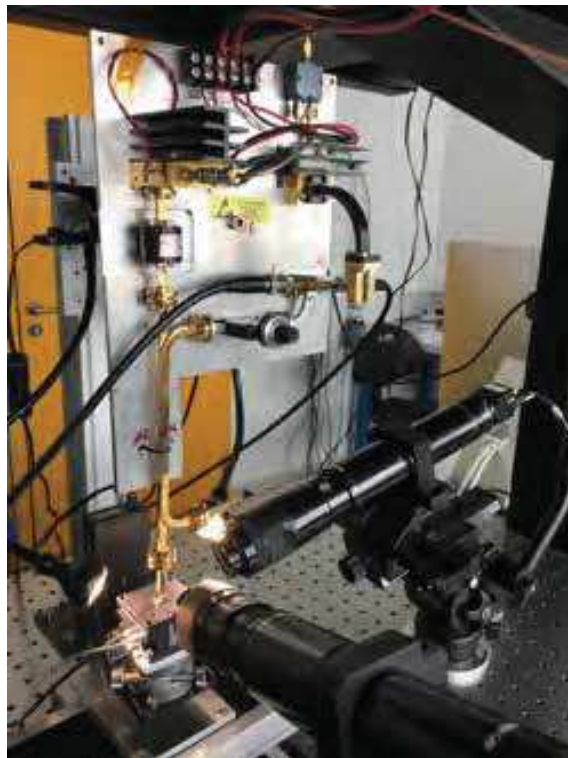


FIGURE 4.2 – Schéma de l'expérience d'injection d'ondes millimétriques en champ proche.

sitionnement 3D relatif du guide d'onde au-dessus du circuit est réalisé par des étages motorisés, ce qui permettra de cartographier le circuit de la même manière que nous l'avons décrit dans la partie I. Avec ces moteurs nous pourrions nous déplacer finement et attaquer sélectivement différentes zones des cartes de test. Une bague crantée de rota-

tion est fixée sur l'axe Z, rendant possible le positionnement en rotation du guide d'ondes avec une précision de 2°. Le guide d'onde étant un objet polarisé, nous pourrions déterminer l'influence de son orientation sur la sortie de la carte. Pour palier la puissance relativement faible de la source, le boîtier du DUT est placé aussi près que possible dans le champ proche à des distances typiques $100 \mu\text{m} \leq h \leq 2 \text{ mm}$ qui sont bien en-dessous de la longueur d'onde $\lambda = 5 \text{ mm}$ à 60 GHz. En pratique, il n'est pas possible d'atteindre des distances plus petites en raison des dimensions respectives du guide et de la puce présente sur la carte et parce qu'il y a un risque de court-circuit si le guide d'onde métallique touche les pistes d'alimentation. Ces hauteurs garantissent qu'un maximum d'énergie est transféré localement, c'est à dire dans une petite région du circuit. Ceci ne peut être vérifié expérimentalement, car avec une expérience en champ proche, il n'est pas possible de calibrer le champ E incident en utilisant une petite antenne dipôle et un wattmètre comme dans [73], [74]. En effet, la taille de ces deux éléments est au minimum de l'ordre de la longueur d'onde. En conséquence de quoi, ce sont des estimations théoriques qui ont permis de quantifier l'évolution du champ E à la sortie du guide en fonction de la distance. Le champ électrique transversal rayonné par l'extrémité ouverte du guide d'ondes a été calculé en utilisant le procédé proposé dans [75]. Le champ transversal maximal E_{TM} au centre du guide d'ondes est obtenu à partir de la puissance transportée par le guide en intégrant le vecteur de Poynting [76]. On se place toujours dans la situation où le guide ne supporte que le mode fondamental qui est le mode TE_{10} où TE signifie champ électrique transverse ce qui implique que le champ E est totalement perpendiculaire au déplacement de l'onde comme illustré sur la figure 4.3. Si on néglige la dispersion et les pertes, l'expression du vecteur de Poynting est donnée par l'équation 4.1.

$$\vec{\Pi} = \vec{E} \wedge \vec{H} \quad (4.1)$$

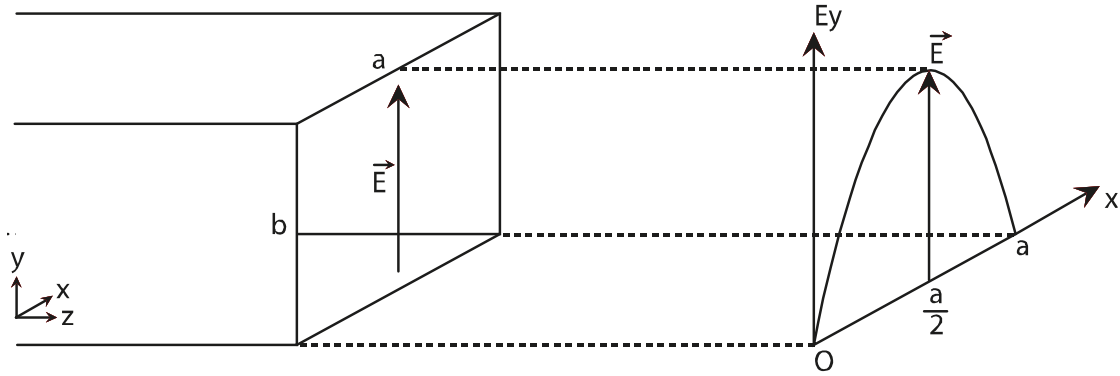


FIGURE 4.3 – Densité et intensité instantanées selon la dimension a du champ E dans un guide d'onde rectangulaire selon le mode TE_{10} .

Connaissant la forme des champs dans le guide donnée par les équations 4.2a, 4.2b, 4.2c.

$$\underline{E}_y = j E \sin (kx \sin \Psi) e^{-jkz \cos \Psi} \quad (4.2a)$$

$$\underline{H}_x = -j H \cos \Psi \sin (kx \sin \Psi) e^{-jkz \cos \Psi} \quad (4.2b)$$

$$\underline{H}_z = -H \sin \Psi \cos (kx \sin \Psi) e^{-jkz \cos \Psi} \quad (4.2c)$$

Nous pouvons calculer le vecteur de Poynting et l'intégrer sur la surface ce qui donne 4.3.

$$\Pi = \frac{E_{TM}^2}{4} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \sqrt{1 - \frac{\lambda^2}{4a^2}} ab \quad [W] \quad (4.3)$$

où $\sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} = 377 \Omega$, $\lambda = 5 \text{ mm}$, a est la plus grande dimension du guide, b est la plus petite dimension du guide. E_{TM} est la valeur max du champ transverse E_y . Afin de simplifier les calculs, nous considérons que la propagation se fait sans perte lors des réflexions sur les parois du guide. En connaissant la puissance d'alimentation du guide, nous pouvons déduire la valeur maximale du champ électrique au centre du guide $E_{TM} = 4,6 \text{ kV/m}$ avec notre source de 75 mW (après isolateur). La propagation du champ transversal $E_T(x, y, z)$ en espace libre est ensuite calculée en utilisant la méthode développée dans [75], qui correspond à la convolution du champ présent dans le guide avec le champ d'un dipôle à

une distance h sur l'axe Z, il en résulte :

$$E_T(x, y, z) = -\frac{\partial G(r)}{\partial z} * E_{T_0}(x, y) \quad \text{avec} \quad -\frac{\partial G(r)}{\partial z} = \frac{jk_0z}{2\pi r^2} e^{(-jk_0r)} \left(1 + \frac{1}{jk_0r}\right) \quad (4.4)$$

Le champ E maximum au centre du guide est tracé sur la figure 4.4 en fonction de h et une vue 3D du profil complet du champ diffracté est donnée en insert. Une diminution rapide de la force maximale du champ est observée avec la distance. La distance séparant le CI et la surface supérieure du boîtier est notée h_d sur la figure 4.5, elle est de l'ordre de $h_d = 800 \mu\text{m}$, connaissant la distance h entre la sortie du guide et la surface extérieure du boîtier, nous pouvons déduire le champ transverse maximum qui sera reçu par le circuit. Ce champ maximum est calculé entre 2,7 kV/m et 1,2 kV/m pour les distances $h + h_d = 900 \mu\text{m}$ et $h + h_d = 2,8 \text{ mm}$, respectivement. Ces intensités de champ sont du même ordre que celles qui sont habituellement produites par les tests micro ondes à haute puissance [72]. Nous avons calculé le champ dans tout le demi-espace à la sortie du guide. Il subit une forte diffraction (vue 3D). Lorsque le guide d'onde est plus haut, la puissance couplée au circuit est plus faible mais la zone illuminée va être bien plus large. A contrario lorsque le guide est proche du boîtier, seule une partie locale du circuit va être perturbée. Ceci n'est valable que dans le cas où l'on considère une carte complète avec la puce en son centre, car les dimensions du guide sont du même ordre que celles de la puce.

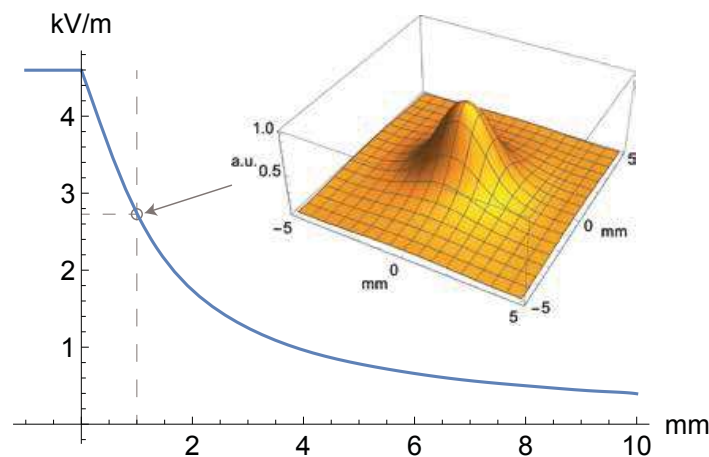


FIGURE 4.4 – Intensité du champ transverse à 60 GHz en fonction de la distance en sortie du guide ouvert avec sa plus petite dimension collinéaire à l'axe Y. L'insert montre le profil 3D du champ à 900 μm .

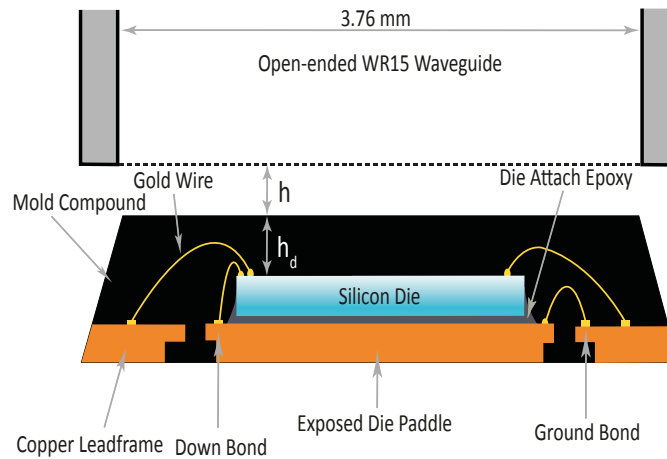


FIGURE 4.5 – Schéma de construction du DUT

4.3 Résultats expérimentaux

Afin de pouvoir attaquer sélectivement des zones, nous choisissons de perturber des cartes d'évaluation complètes puisque ces cartes sont plus larges que l'ouverture du guide d'ondes. Pour que les mesures puissent aux mieux rendre compte des effets de l'agression sur la carte, il est primordial de suivre un protocole qui garantit l'intégrité des mesures. L'agression étant très sensible localement, la carte doit être installée sur le banc de façon à être la plus stabilisée mécaniquement, car le mouvement de la plateforme et la tension des câbles peuvent la faire bouger et ainsi la décaler par rapport au guide. Il faut également que la carte soit la plus orthogonale au guide et que chaque élément de la carte soit à la même hauteur du guide et reçoive la même puissance lorsque le guide se déplace dans le plan au dessus de la carte. Nous avons ainsi fait réaliser quatre pièces de maintien mobiles afin de s'adapter aux diverses dimensions de nos cartes. Ces pièces maintiennent à la fois les cartes sur le plan parallèle au guide et les fixent au couple de moteur XY.

Une fois la carte installée, il est nécessaire de s'assurer de son bon fonctionnement. Pour cela, nous mesurons la puissance du signal de sortie de la carte en fonction de la puissance du signal d'entrée. Cela permet de vérifier que la carte amplifie correctement le signal et sert également à trouver la zone de fonctionnement "linéaire" dans laquelle la carte serait utilisée en condition normale. La courbe obtenue, appelée " $P_s(P_e)$ ", permet également de vérifier d'éventuels écarts entre l'amplification réelle et l'amplification théorique de la documentation constructeur, écarts liés à l'atténuation dans les câbles et

d'éventuels défauts des composants internes à la puce. Un exemple de mesure du $P_s(P_e)$ est présenté figure 4.6. On peut y voir que la puissance du signal d'entrée varie de -20 dBm à 0 dBm maximum imposé par le constructeur. La courbe peut être dissociée en deux zones, la première illustre la linéarité du gain jusqu'à -7 dBm de puissance d'entrée (1) puis s'ensuit une zone de saturation où le gain n'évolue plus avec l'augmentation de la puissance d'entrée (2). Lorsque le fonctionnement de la carte est vérifié, l'agres-

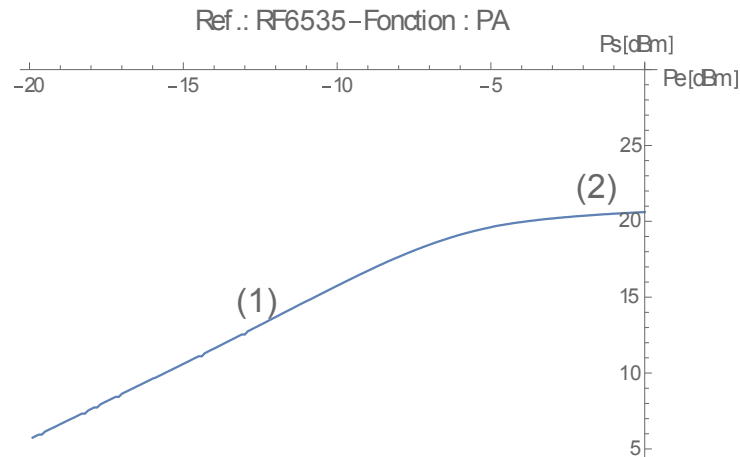


FIGURE 4.6 – Caractéristique de la puissance de sortie (P_s) en fonction de celle d'entrée (P_e) de la carte RF6535 sur la fonction PA

sion peut commencer. Lors d'une agression préliminaire, nous observons la sortie de la carte dans le domaine fréquentiel à l'aide d'un analyseur de spectre. Ici, la source millimétrique fonctionne en continu (mode CW) ou au besoin en pulsé (source modulée) à la fréquence maximale de 20 kHz observée avec l'oscilloscope numérique. De cette façon, nous pouvons observer à la fois le niveau de signal non agressé et agressé, rendant ainsi l'observation de l'effet plus nette.

4.3.1 Cartes analogiques

4.3.1.1 Présentation des circuits

Les cartes analogiques cibles ont été sélectionnées pour la diversité de leurs caractéristiques techniques. En effet, les cartes balayent ensemble une large bande de fréquence; elles possèdent des puces avec une ou plusieurs fonctions internes et ces mêmes puces sont moulées avec un plastique et ensuite encapsulées dans des boîtiers (QFN, ...) dont

les épaisseurs varient. Les particularités de chaque puce doivent permettre d'identifier et trier des paramètres favorisant la susceptibilité. La figure 4.5 illustre la conception d'un boîtier de circuit intégré typique et sa dimension relative par rapport au guide d'onde. La hauteur notée h correspond à la distance guide-DUT. La hauteur notée h_d est la distance entre la zone active et le dessous du boîtier. Les DUTs sont spécifiquement des circuits commerciaux (COTS) incorporant un LNA ou la combinaison d'un LNA et d'un amplificateur de puissance PA, c'est cette combinaison associée dans un circuit que nous appelons front-end. Le choix de ces circuits a été motivé par leurs gammes de fréquences allant de 400 MHz à 5,1 GHz. Le second critère était l'épaisseur du boîtier qui influence la puissance réelle reçue par la zone active. Le signal d'entrée est obtenu à partir d'un synthétiseur Keysight N5171B. Le signal de sortie est observé dans le domaine temporel à l'aide d'un oscilloscope rapide Lecroy ZI610. Le courant d'alimentation moyen est mesuré par un ampèremètre pour évaluer la consommation de la carte lors de l'agression. Le tableau 4.1 récapitule l'ensemble des cartes sélectionnées ainsi que leurs caractéristiques, tous ces modules sont fabriqués par Qorvo. Ils offrent la possibilité de surveiller le signal au niveau de la broche de sortie du module.

Référence	Fonction	épaisseur de boîtier [mm]	Fréquence centrale [GHz]
RF2314	LNA	1,14	0,48
RFFM4203	LNA	0,975	2,45
RF5288	LNA	0,85	2,45
RF5288	LNA	0,85	5
RFFM6404	LNA	0,975	0,44
RF2815	LNA	1,47	1,575
RF6535	LNA	0,5	2,4
RF2418	LNA	1,47	0,7
RF6535	PA	0,5	2,4
RFFM4203	PA	0,975	2,45
RF5288	PA	0,85	2,45
RF5288	PA	0,85	5
RF6404	PA	0,975	0,44

TABLEAU 4.1 – Tableau récapitulatif de l'ensemble des caractéristiques des cartes testées

4.3.1.2 Mode d'injection - CW

La source fonctionne en mode CW, nous commençons par balayer la surface de la carte avec le guide d'onde tout en changeant à chaque position XY la polarisation du guide à l'aide de la bague crantée. Ne considérant que le mode fondamental, lorsque nous tournons le guide, nous changeons la projection du champ sur le circuit. Suivant comment est présenté le guide sur le circuit d'attaque, la polarisation qui va interagir avec l'objet ne sera pas la même. C'est la raison pour laquelle nous avons décidé de fixer une bague de rotation sur l'axe Z, tourner le guide permet de trouver l'endroit physique qui détermine le point où l'effet de l'agression est optimal.

Les puces étant la plupart du temps légèrement plus grandes que la surface du guide, l'intégralité de la puce ne réagit pas uniformément à l'agression et il est important de savoir où la sortie de la puce est la plus perturbée pour les mesures. Ce point optimal est en général unique, sa recherche peut être plus ou moins longue selon la sensibilité de la carte à l'agression. Si la carte est très vulnérable, le point sera très vite trouvé et si elle est peu sensible, sa recherche sera plus fastidieuse. C'est dans ce dernier cas qu'il est important de trouver ce point, car c'est ce qui fera la différence entre une carte "insensible" (aucun point n'a été trouvé comme réagissant à l'agression) et "sensible" (un point réagit à l'agression, même faiblement). On estime que les mesures sont pertinentes si nous sommes parvenus à modifier le signal nominal d'au moins 10% de son amplitude initiale.

La première carte testée est un module Front-End commercial (RF6535), elle est destinée à des applications Wifi et Zigbee dans la bande 2,4 GHz. L'un des modes disponibles sur cette carte est le mode "transmission" (Tx) qui permet de rayonner le signal à 2,4 GHz après avoir été amplifié par le PA. Nous avons mesuré un gain d'amplification de 26 dB ainsi qu'un courant d'alimentation $I = 72$ mA. Pendant les expérimentations, la puissance d'entrée est fixée à -20 dBm assurant un fonctionnement dans son régime linéaire. Le second mode dit de "réception" (Rx) correspond au signal qui entre par l'antenne et est lui aussi amplifié mais par un LNA. Il a un gain typique de 10,5 dB avec $I = 10,7$ mA. Les fonctions PA et LNA sont activées successivement tandis que le CI est placé juste en-dessous du guide d'ondes. La sortie de la fonction sélectionnée est mesurée et révèle une réduc-

tion de l'amplitude du signal à 2,4 GHz en fonction de la position et de l'orientation du guide d'ondes. Le taux d'extinction est exprimé par l'équation 4.5.

$$\alpha_{CW} = 1 - \frac{A_p}{A_{unp}} \quad (4.5)$$

où α_{CW} est le taux d'extinction de la carte sous test en mode d'agression CW, A_p est l'amplitude du signal de sortie lorsque le DUT est soumis à la perturbation et A_{unp} est l'amplitude du signal de sortie en fonctionnement normal. Nous avons défini α_{CW} entre 0 et 1 afin qu'il représente une perturbation totale ou une immunité parfaite. Lorsque α_{CW} vaut 1 alors la carte subit une extinction totale induite par l'agression, lorsque α_{CW} vaut 0 alors elle est insensible à l'agression. Les positions appelées par la suite $M_{opt(PA)}$ et $M_{opt(LNA)}$ correspondent aux positions où l'agression est optimale sur la fonction PA ou LNA. Ces fonctions n'étant pas physiquement placées aux mêmes endroits sur la puce, $M_{opt(PA)}$ et $M_{opt(LNA)}$ peuvent être différentes. Comme il a été montré précédemment sur la figure 4.4, l'intensité du champ E diminue d'un facteur $\approx 2,5$ en fonction de h , qui varie de 100 μm à 2 mm pour cette expérience. Le taux de perturbation est rapporté sur la figure 4.7a où α_{CW} est tracé en fonction de h . Cette courbe doit être lue de droite à gauche car expérimentalement nous nous sommes placés d'abord à de grandes distances afin de nous assurer de ne pas endommager la carte. Le PA et le LNA sont grandement affectés dans cette plage de hauteur avec α_{CW} qui vaut 0% à de grandes distances et subit soudainement une augmentation très importante à une distance comprise dans $0,5 < h < 1,1$ mm. Ce phénomène se produit pour les trois cas considérés ici : en bleu (●), le PA est agressé à sa position $M_{opt(PA)}$, en orange (■) le LNA est agressé à la position $M_{opt(LNA)}$ et en vert (◆) le LNA est agressé à la position $M_{opt(PA)}$. Au-delà de ce seuil, les sorties du PA et du LNA sont atténuées de près de 45%. Pour le PA, α_{CW} augmente encore jusqu'à 100% de perturbation lorsque h continue d'être réduite ce qui n'est pas le cas pour le LNA qui montre une perturbation maximale de $\approx 45\%$ pour les deux positions considérées. Notez que ces deux points de mesure, $M_{opt(PA)}$ et $M_{opt(LNA)}$, sont séparés par ≈ 300 μm ce qui pourrait correspondre à la distance séparant l'implantation des deux fonctions sur la puce. La figure 4.7b révèle une forte corrélation entre l'impact direct sur la sortie de la carte et le courant d'ali-

mentation : bien que l'effet sur le courant soit davantage visible au premier épaulement, un second rehaussement du courant moyen d'alimentation se manifeste. Les rapports de ces paliers ne sont évidemment pas proportionnels puisque les structures affectées ont un fort caractère non-linéaire.

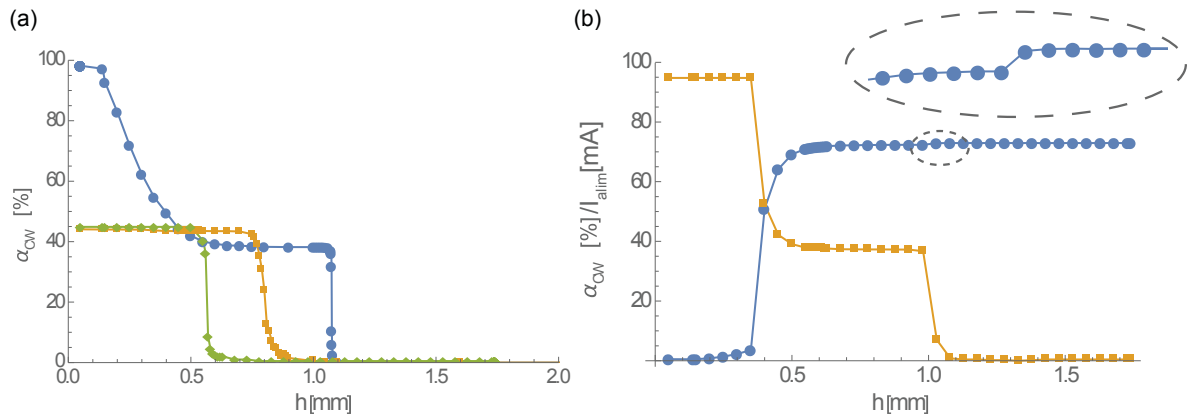


FIGURE 4.7 – a) α_{CW} est mesuré en fonction de la distance sonde/échantillon pour deux positions $M_{opt(PA)}$ (●, ◆), $M_{opt(LNA)}$ (■). b) α_{CW} (■) ainsi que I_{alim} (●) sont tracés en fonction de la distance sonde/échantillon.

À partir de $M_{opt(PA)}$ où une extinction de la fonction est complète, nous avons effectué une rotation du guide d'ondes par rapport au DUT sur l'axe Z, la rotation étant donnée par l'angle θ . Le taux de perturbation en fonction de θ est représenté sur la figure 4.8. On y observe un changement du taux de perturbation de presque 100% à 0% en fonction de θ avec une périodicité de 90°. Ce phénomène pourrait être dû à la projection du champ

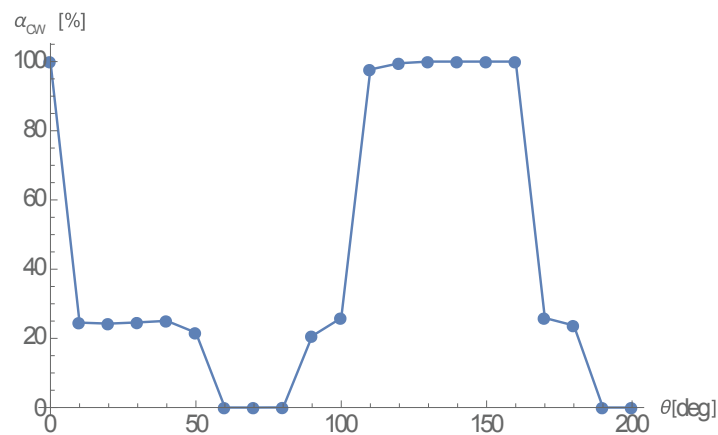


FIGURE 4.8 – Taux d'extinction α_{CW} en fonction de θ l'angle de rotation sur l'axe Z à $M_{opt(PA)}$.

électrique polarisé linéairement à la sortie du guide sur un élément rectiligne comme sur

des rails d'alimentation ou sur des fils de bonding. L'interaction entre le champ incident et la ligne évolue en cosinus avec un maximum lorsque les deux éléments sont colinéaires et un minimum lorsqu'ils sont perpendiculaires. On peut alors imaginer qu'une fois que la perturbation à 60 GHz est introduite sur la ligne, elle induit des tensions ou bien des courants sur cette ligne qui pourront être convertis en un offset par des éléments non-linéaires comme des diodes. Étant donné que les technologies d'aujourd'hui sont performantes, rapides et que les transistors ont des f_t qui dépassent les 100 GHz même sur des COTS, les diodes pourraient redresser les courants. Les designers souhaitent des technologies à faible consommation, donc des transistors petits et des bandes de fréquence élevées. Ces diodes sont notamment présentes dans les switches RF, switches que l'on retrouve entre le LNA et le PA. Ce ne sont que des hypothèses, mais nous pensons que c'est une piste qu'il faut considérer d'autant que, comme le montre la figure 4.9, tous les CIs sont perturbés.

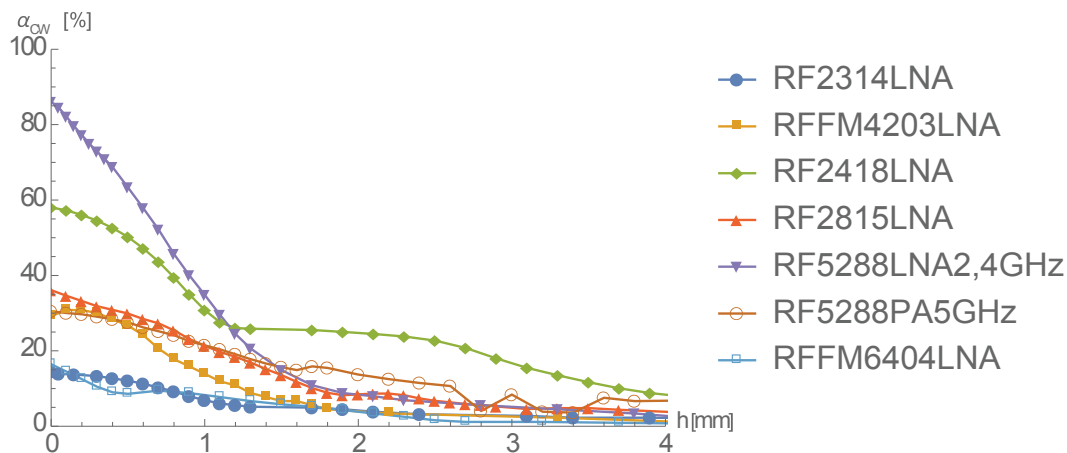


FIGURE 4.9 – Mesure pulsée

Sur cette figure, nous observons en ordonnées α_{CW} et la distance source/échantillon sur l'axe des abscisses. Comme nous l'attendions il y a un impact significatif à $h = 0$ mm, α_{CW} varie sur l'ensemble de ces cartes entre 20% et 85% et cette perturbation diminue avec l'augmentation de la distance. Nous observons un comportement similaire à la première expérience avec un effet de seuil qui est plus ou moins prononcé sur l'ensemble des cartes. Plus particulièrement la carte RF2418 est impactée à 60% sur 1 mm de distance puis un second effet de palier la plafonne à 30%, au delà de 2,5 mm elle récupère

progressivement son état nominal. C'est la première fois que ce comportement est observé sur un LNA, c'est la raison pour laquelle nous avons regroupé un certain nombre de données. Ces familles de données permettent de déterminer les principaux paramètres de couplage. Nous avons décidé de tracer α_{CW} en fonction de la fréquence de fonctionnement du DUT pour l'ensemble des cartes et pour toutes les fonctions (figure 4.10a), ainsi nous constatons que les cartes les plus touchées sont celles à 2,4 GHz. La figure 4.10b trace α_{CW} en fonction de l'épaisseur de boîtier et nous confirme que ce sont les boîtiers les plus fins qui sont les moins immunisés. Enfin les figures 4.10c et d, comparent l'impact de l'agression en fonction du courant nominal I de chaque carte. Les cartes les plus sensibles sont celles qui ont un courant nominal le plus grand pour les LNAs et les courants les plus faibles pour les PAs. Le tableau 4.2 répertorie l'ensemble des cartes ainsi que l'ensemble des observables à notre disposition et rend compte des impacts sur toutes les références testées. Le constat immédiat que nous faisons et que le LNA est la fonction la plus sensible contrairement à la première expérimentation.

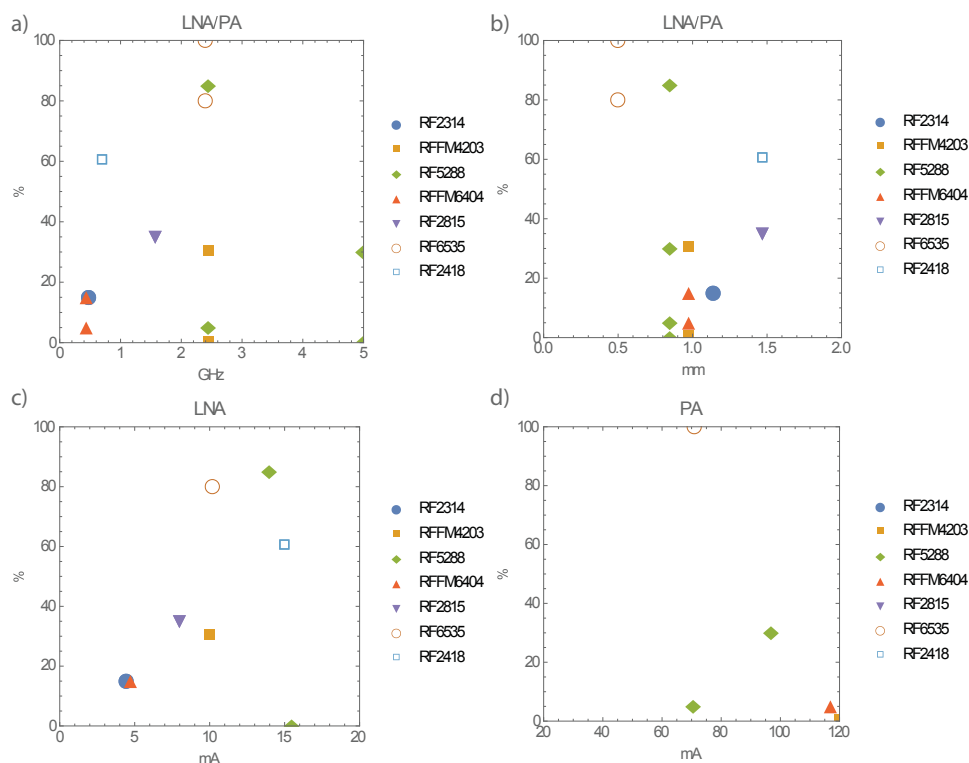


FIGURE 4.10 – Schéma comparatif des différents paramètres des cartes pour l'agression. α_{CW} en fonction de la fréquence de fonctionnement a), de l'épaisseur de boîtier b), du courant d'alimentation pour les LNAs c) et du courant d'alimentation pour les PAs d).

Référence	Fonction	épaisseur [mm]	Courant [mA]	fréq [GHz]	α_{CW} max [%]
RF2314	LNA	1,14	4,45	0,48	15
RFFM4203	LNA	0,975	10	2,45	30
RF5288	LNA	0,85	14	2,45	85
RF5288	LNA	0,85	15,5	5	0
RFFM6404	LNA	0,975	4,73	0,44	15
RF2815	LNA	1,47	8	1,575	35
RF6535	LNA	0,5	10,2	2,4	80
RF2418	LNA	1,47	15	0,7	60
RF6535	PA	0,5	71	2,4	100
RFFM4203	PA	0,975	120	2,45	0
RF5288	PA	0,85	70,69	2,45	5
RF5288	PA	0,85	97	5	30
RF6404	PA	0,975	117	0,44	5

TABLEAU 4.2 – Sensibilité de la sortie mesurée pour plusieurs paramètres d’entrée.

4.3.1.3 Mode d’injection - Pulsé

Maintenant que la possibilité d’une agression continue a été démontrée à 60 GHz, nous souhaitons profiter de la possibilité de moduler notre source comme un paramètre pouvant favoriser l’agression. Les procédures expérimentales restent inchangées hormis le signal TTL qui est appliqué sur la source. La figure 4.11a montre le signal TTL appliqué à la diode Gunn (signal jaune) et la sortie de la carte RF6535 (4.11b) est observée sur l’oscilloscope rapide. La fonction observée est un LNA à une hauteur de rayonnement de $100 \mu\text{m}$ et $f_m = 20 \text{ kHz}$, la diode Gunn étant active lorsque la tension de commande TTL est 0V (état bas). On constate que la sortie du LNA est synchronisée avec l’IEM à 60 GHz. Lorsque celle-ci est appliquée, on observe une extinction totale de la fonction d’amplification pendant toute la durée de l’agression alors que pour les mêmes conditions en mode CW, nous avons seulement $\alpha_{CW} \approx 45\%$.

Nous pouvons en conclure que même si le signal TTL est à une fréquence bien plus basse que la fréquence de fonctionnement du système, une fois appliqué, il favorise la perturbation. Les figures 4.12b, c et d montrent la sortie du PA aux trois hauteurs $h = 100, 1100$ et $1200 \mu\text{m}$. À $h = 100 \mu\text{m}$, encore une fois, la sortie du PA est parfaitement synchronisée avec le signal TTL appliqué à la diode Gunn, ce qui est cohérent avec la valeur déjà mesurée $\alpha_{CW} = 100\%$ en mode CW à cette hauteur. Les deux autres signaux

(figure 4.12c et d) correspondent aux points où nous avons $\alpha_{CW} \approx 20\%$ et $\alpha_{CW} \approx 0\%$, respectivement.

L'évolution temporelle de la sortie du PA ne reproduit plus l'évolution "hachée", imposée par le signal de modulation de la diode Gunn. Une extinction complète et soudaine de la fonction se produit au front montant de la source, puis une lente récupération est observée en forme de "trompette" qui tend vers l'amplitude obtenue en CW donnée par α_{CW} . Ce comportement est ici mis en évidence par le choix de f_m , plus f_m est petit et plus il laisse le temps à la fonction de récupérer avant la prochaine commutation. f_m est différent selon la hauteur h puisque nous avons déjà établi que α_{CW} dépend de h . Le temps de récupération τ_R est défini comme le temps qu'il faut pour récupérer 50% du niveau atteint en CW. On note que sur la figure 4.11a, nous avons choisi un f_m le plus rapide possible avec pour objectif de montrer une extinction complète du LNA. Néanmoins, avec un f_m plus faible, nous obtenons également cette fonction de récupération jusqu'à la valeur $\alpha_{CW} \approx 45\%$ correspondant à l'extinction maximale atteinte sur cette carte.

La dynamique d'attaque IEM est caractérisée par le temps de récupération τ_R qui est déterminé à partir des oscillogrammes pour un α_{CW} non nul sur la figure 4.12c et pour $\alpha_{CW} = 0\%$ sur la figure 4.12d. Plus τ_R est élevé, plus la perturbation est efficace parce que la cible est affectée sur une échelle de temps plus longue. Par exemple avec le PA, τ_R diminue de $\approx 400 \mu\text{s}$ pour $h = 1100 \mu\text{m}$ à $\approx 55 \mu\text{s}$ pour $h = 1200 \mu\text{m}$, de sorte que même à cette dernière distance, une injection à $f_m = 20 \text{ kHz}$ peut désactiver à distance le PA la moitié du temps. À de très faibles distances, τ_R est difficilement mesurable compte tenu du fait que α_{CW} tend à augmenter jusqu'à 100%.

4.3.1.4 Point d'accès de la perturbation

Tout au long de ce chapitre nous avons étudié le comportement de pas moins de 7 références de front-end, balayé 2 types de fonctions comptabilisant un total de 13 LNA/PA opérant sur une large plage de fréquence allant de 400 MHz à 5,1 GHz. Nous avons observé l'évolution de plusieurs paramètres comme la polarisation angulaire de la source d'agression HF, la consommation des cartes ou simplement la sortie des modules dans

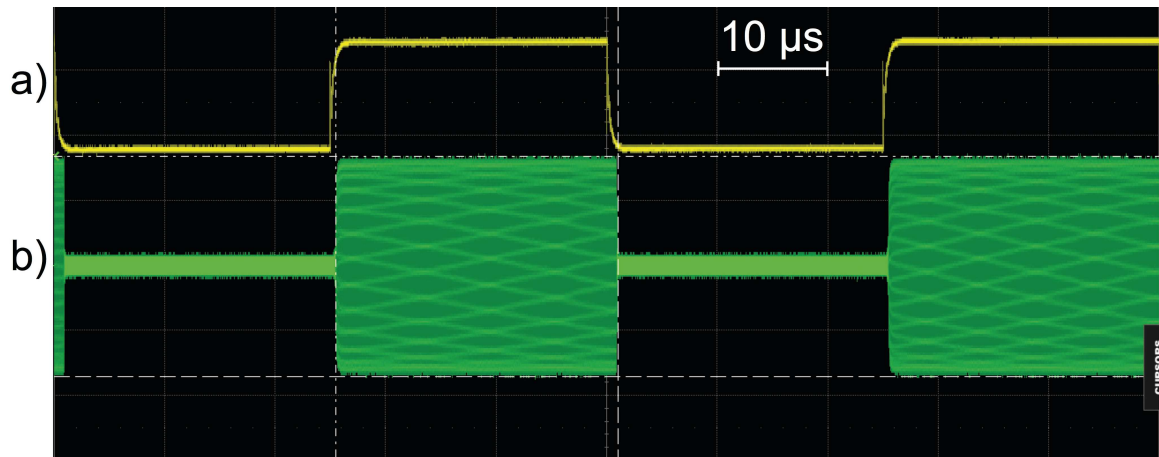


FIGURE 4.11 – Mesure pulsée sur le LNA

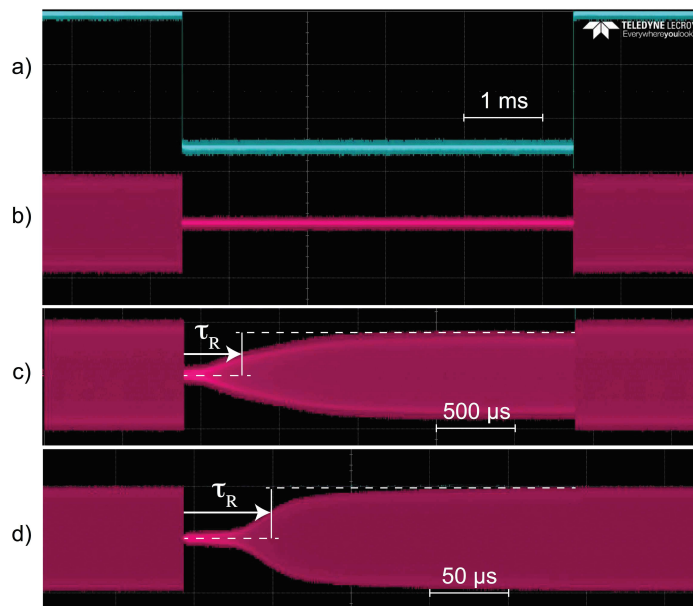


FIGURE 4.12 – Mesure pulsée sur le PA

le domaine temporel comme fréquentiel. Nous ne pouvons que constater que l'agression HF induit des changements dans les paramètres électriques et ainsi dans la réponse des circuits sous test. Nous pensons naturellement qu'il est important de déterminer le point d'accès critique qui autorise et véhicule l'agression. C'est dans cette démarche que nous nous sommes intéressés à faire une cartographie 2D de la puce pour différentes polarisations angulaires de la source (figure 4.13). Le principe est le même que pour la première partie de ce manuscrit. La carte est décomposée en une matrice de position, la source 60 GHz illumine tour à tour chacune de ces positions à une hauteur fixée d'environ 100 μm . La puissance du fondamental en sortie de la carte est mesurée à l'analyseur de spectre et

introduite dans un tableau de données où chaque valeur correspond à une position physique du guide. Ainsi nous avons pu déterminer que le point d'accès (figure 4.14) est situé

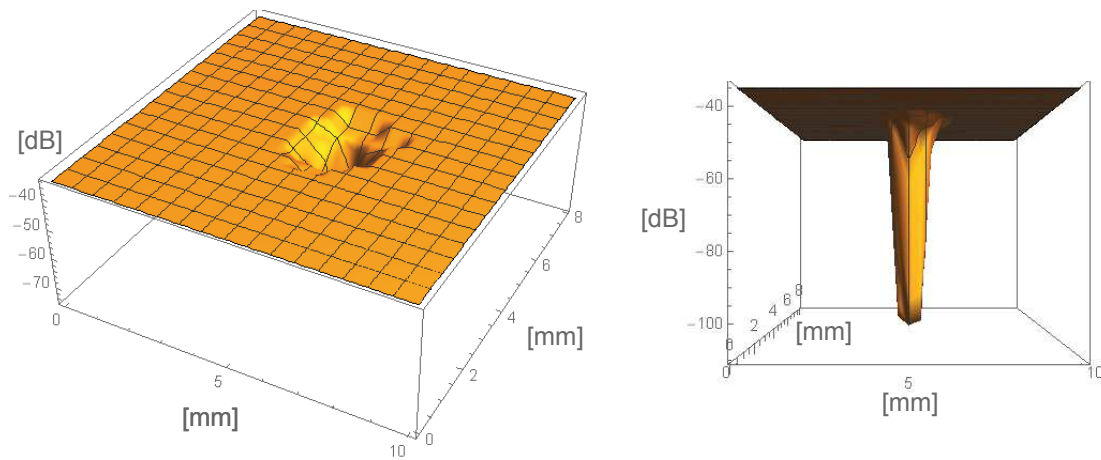


FIGURE 4.13 – Carto 2D en injection 60 GHz

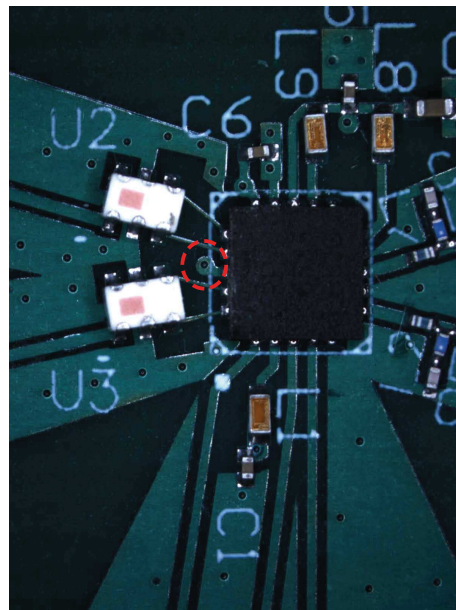


FIGURE 4.14 – Vue d'une partie de la carte RF6535, le cercle rouge correspond au point d'accès de la perturbation.

hors de la puce entre les deux baluns noté "CT" sur la datasheet de la carte (figure 4.15). À l'origine, ce point est prévu pour imposer une tension sur le point milieu du balun TX, il est marqué ici sur la broche 18 mais est aussi relié à la broche 15 qui donne accès au point milieu du balun régissant la voie RX. Comme le montre la photo, ce sont des fils de bonding qui relient les baluns aux broches de la puce, bien que la raison est encore à élucider, il est probable que ces fils de bonding agissent comme une antenne bifilaire qui

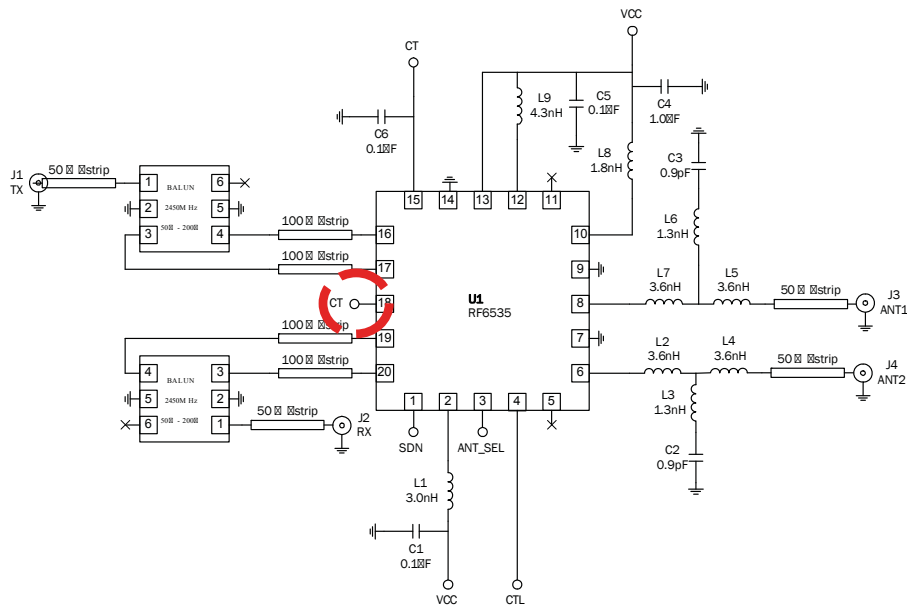


FIGURE 4.15 – Identification des éléments présents sur la carte par la vue schématique de la data-sheet.

capte et conduit l'agression dans le circuit. Cela expliquerait également la présence d'un seul point chaud alors il y a deux points d'accès sur "CT" ou encore que cette carte est la plus sensible car en effet la distance entre ces fils et le guide est extrêmement petite. Ce dont nous sommes sûrs c'est que c'est cette zone qui est à l'origine de la susceptibilité à l'agression 60 GHz aussi bien pour la fonction PA que LNA.

Il est important de comprendre que cette cartographie permet de déterminer le point où un maximum de couplage se fait, mais ne donne pas d'information sur l'emplacement de la fonction qui convertit l'agression. Nous pouvons tout de même raisonnablement penser que cette fonction reste au voisinage de la zone de couplage. Nous avons sélectionné une seconde carte afin de s'assurer que notre agression 60 GHz ne se couple pas toujours en dehors de la puce. La carte RF5288 et le LNA à 2,4 GHz est la seconde carte la plus impactée et son design "extérieur" ne laisse pas apparaître d'antenne, cela en fait la candidate parfaite pour une nouvelle cartographie. L'impact maximum ayant déjà été relevé, nous avons effectué cette cartographie pour deux hauteurs : en rouge, $h \approx 1$ mm et en vert, $h \approx 2$ mm afin d'évaluer si la zone de couplage s'agrandissait avec l'augmentation de la distance sonde/échantillon. Les résultats sont présentés figure 4.16 et sont assez surprenants. En effet, avec l'éloignement de la sonde, le champ diffracte et illumine une zone

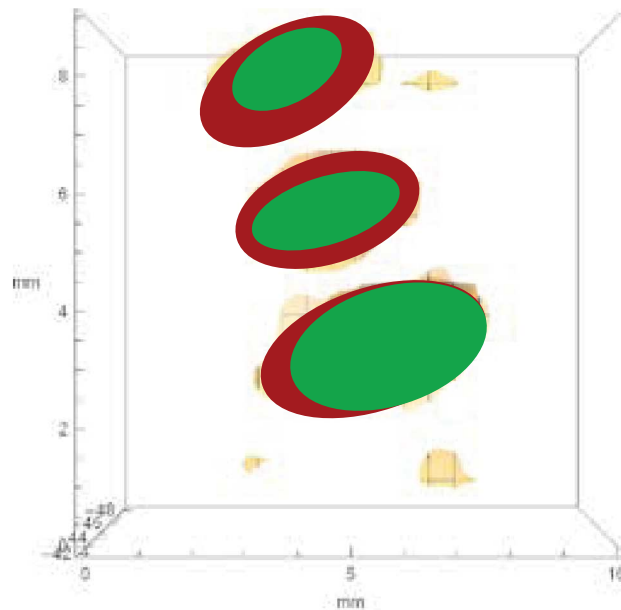


FIGURE 4.16 – Influence de la hauteur sur la zone d'impact

plus grande mais avec moins de puissance, le maximum du champ reste confiné au centre du guide, ainsi la zone d'interaction est en réalité plus petite. On notera également qu'il y a 3 zones de couplage, elles sont distinctes les unes des autres et leurs surfaces n'évoluent pas proportionnellement. Cette dernière observation permet de déduire que ce sont trois non-linéarités différentes qui opèrent ici. Un second point important est que le couplage s'effectue lorsque le guide est au-dessus de la puce. Le fait qu'il se fasse au dessus de la puce et non pas en bord de carte a justifié, de découper latéralement la puce afin d'observer les structures sous boîtier. La photo (figure 4.17) nous montre que la puce est de type Multi-chip module (MCM), c'est à dire qu'elle est divisée en différents modules qui sont pontés les uns aux autres. Les éléments sur lesquels nous couplons sont ces fils qui sont hauts et longs, ils font de parfaites antennes sur lesquelles l'agression 60 GHz peut se coupler. De la même manière que pour les baluns de la carte précédente, la présence de ces éléments rectilignes expliquent la susceptibilité accrue de ces cartes.

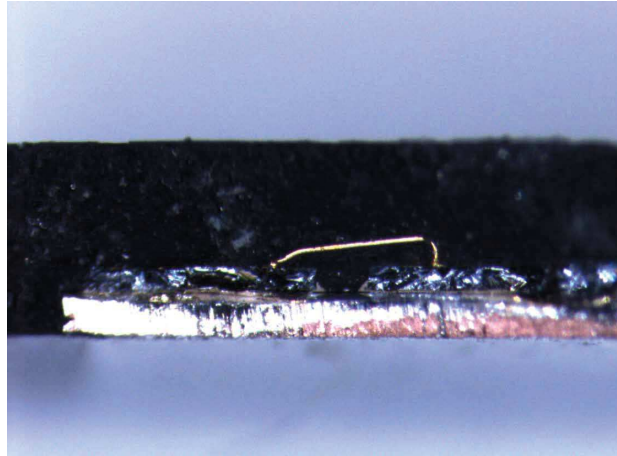


FIGURE 4.17 – Identification des éléments de couplage présents sous le boîtier de la puce.

4.4 Injection électromagnétique sur composant irradié

Maintenant, que les points d'accès ont été identifiés, nous pouvons évaluer l'évolution de la susceptibilité des cartes soumises à un environnement radiatif au moyen des IM3. C'est pourquoi, dans la suite de ce travail, nous présentons un protocole de test dit à deux-fréquences en réflexion. A. Martorell [77] montre une corrélation entre l'IM3 transmis c'est à dire mesurée en sortie d'un système, et l'IM3 réfléchi c'est à dire mesurée en entrée. Nous avons décidé d'utiliser ce moyen de caractérisation, car il permet d'obtenir une observable même si l'objet d'intérêt est une boîte noire sans accès aux observables classiques comme les courants ou les tensions d'alimentation. La méthode consiste à injecter deux fréquences très proches directement dans le DUT, se créent alors des IM3 qui seront ensuite mesurées en entrée ou en sortie.

Cette méthode d'interférence est utilisée pour perturber intentionnellement des systèmes de communication [78], [79]. Un test à deux fréquences peut produire dans la bande de fonctionnement une composante d'intermodulation causée par les non-linéarités du système [80]. C'est cette dernière caractéristique qui nous intéresse, en effet, l'objectif pour nous est d'observer l'évolution de ces IM3 qui sont l'image de la linéarité du système et ainsi voir si un changement dans les caractéristiques du système se produit avant qu'il puisse être visible sur ses caractéristiques statiques. Le groupe RADIAC de l'IES a pour activité majeure l'étude de la fiabilité des composants microélectroniques soumis aux effets des radiations.

Ce domaine d'expertise est devenu une des priorités pour les industriels, quelles que soient les applications spatiales, avioniques et terrestres. L'objectif de l'équipe est d'étudier les mécanismes fondamentaux mis en jeu durant l'exposition aux radiations d'un composant ou d'un matériau et de proposer des méthodologies opérationnelles de test. Les études d'effets de dose portent sur l'analyse de défaillance de composants embarqués sur satellite (notamment des systèmes d'amplification tels que des PA/LNA). L'équipe met en place des méthodologies pour l'évaluation au sol de technologies embarquées. Elle s'intéresse aussi à l'évaluation de la dégradation des circuits intégrés. C'est dans cette optique que nous avons irradié sur plusieurs décades nos cartes (atteignant 200 krad) pour ensuite les agresser à 60 GHz et rendre compte d'une susceptibilité accrue ou au contraire d'une plus forte immunité.

Ce travail a été réalisé conjointement avec un autre doctorant qui pratiquait déjà des agressions IM3 [77], [81]. Nous avons fait des tests à la fois en IM3 et en agression 60 GHz. La première particularité de ces tests est que l'agression IM3 est faite dans la bande de fréquence des cartes, la seconde est qu'elle se fait en mode conduit, contrairement à l'agression 60 GHz qui comme nous l'avons vu est rayonnée et hors bande.

4.4.1 Présentation de l'expérience

Le banc d'essai est présenté à la figure 4.18. La configuration de l'équipement pour l'injection RF permet une excitation de 10 MHz à 2400 MHz. Elle permet donc de couvrir la plage de fréquences typiques des communications radio. Un ordinateur contrôle et mesure les interférences et les données de mesure. Deux synthétiseurs RF fournissent les fréquences f_1 et f_2 . Pour réaliser un test bifréquence, les deux fréquences f_1 et f_2 sont envoyées vers un combineur qui alimente ensuite l'élément RF au travers d'un coupleur qui permet de mesurer la puissance réfléchi. La puissance en entrée du DUT est relevée par un analyseur de spectre. Les câbles SMA ont une perte de 1 dB sur toute la plage de fonctionnement. Comme il a été mentionné précédemment, la puissance réfléchi en entrée du système est mesurée afin d'observer les phénomènes de distorsion non-linéaires sous injection conduite et ainsi relever finement une susceptibilité induite par les radia-

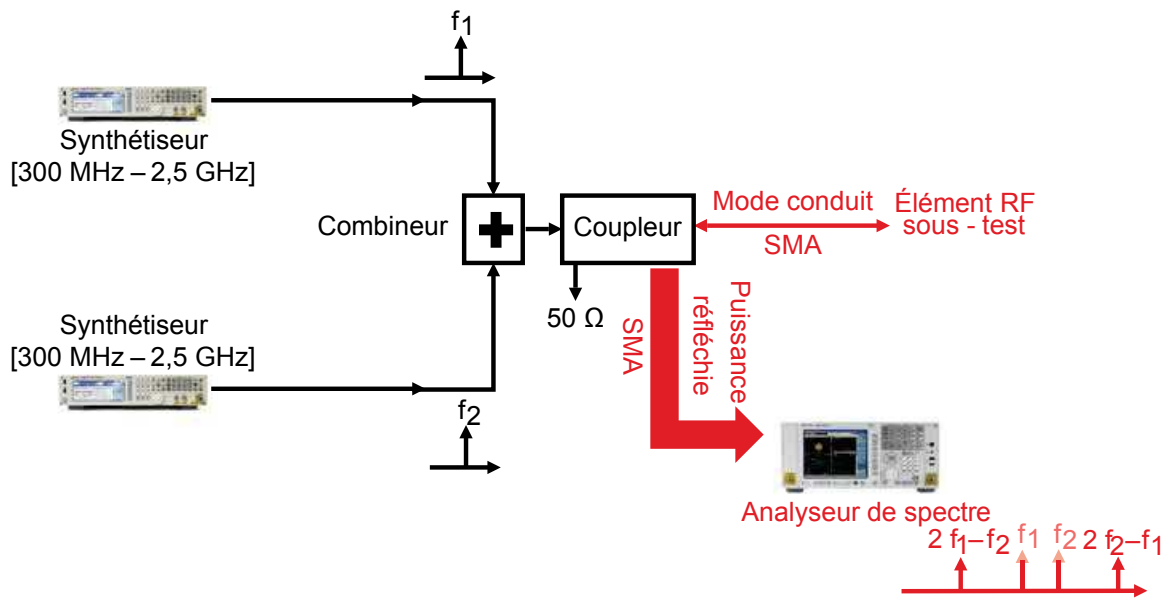


FIGURE 4.18 – Banc de mesure d’IM3 réfléchi.

tions. Le protocole d’injection impose une excitation bifr quence avec une puissance identique et une différence de fréquence de 1 MHz appliquée au port de l’antenne. Les puissances fondamentales, les IM3 réfléchies et le courant d’alimentation sont mesurés tout en balayant la puissance des synthétiseurs de -20 à 5 dBm. Toutes les fonctions des cartes doivent être testées et l’injection doit toujours se faire par l’entrée de la fonction. Les courbes d’IM3 (figure 4.19) se décomposent en trois parties, la première (1) décrit une faible non-linéarité et suit la description classique en pente 3dB/dB de la réponse d’un circuit soumis à une agression d’intermodulation et n’est valable que dans une gamme de faible puissance. La seconde (2) est fortement non-linéaire et est dépendante de plusieurs critères comme la topologie, le point de polarisation et la nature des transistors (jonction...) [82], [83] et enfin la troisième (3) correspond à la limite en courant du circuit.

4.4.1.1  volution de la susceptibilité EM post-irradiation

Une fois que les courbes de référence ont été relevées, nous avons caractérisé les cartes RF au cours de l’irradiation. Afin d’évaluer la fiabilité des CI face à la contrainte radiative, nous réalisons des tests durant lesquels les CIs sont exposés à un rayonnement Gamma. Les tests en dose doivent être conduits dans le respect des normes MIL STD 883, ESA SCC 22900 et 25100. Ces normes imposent l’utilisation du Cobalt60 pour caractériser

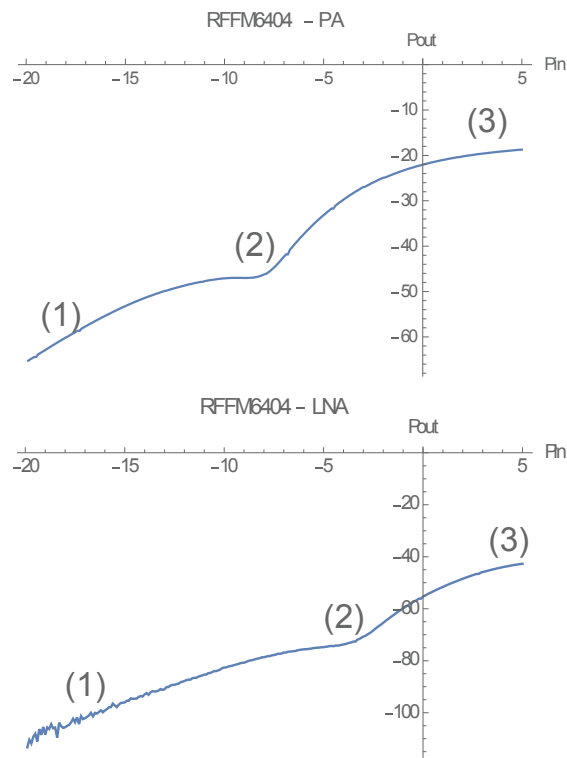


FIGURE 4.19 – Mesure de référence pré-irradiation de la puissance de l’IM3 pour les fonction PA et LNA.

la tenue des composants à la dose cumulée. Cette source est disponible au laboratoire depuis Juillet 2017, elle est placée dans une casemate d’irradiation panoramique. Cette casemate rend difficile la protection des appareils de mesure car nous ne pouvons pas sortir du champ d’irradiation et sommes contraints d’utiliser un château de plomb. Pour éviter d’encombrer le bunker avec nos appareils et nos protections et afin de ne pas bloquer nos ressources en matériels, nous avons fait le choix d’irradier uniquement les cartes à tester donc sans alimentation et hors fonctionnement. Nous avons choisi l’emplacement disponible le plus proche possible de la source pour que le débit de dose soit le plus élevé possible et ainsi éviter des irradiations de plusieurs mois entre deux étapes de mesure, ce débit de dose est de 10 rad/h. Afin que notre débit de dose soit constant, nous avons marqué l’emplacement, il est donc toujours le même tout au long des étapes d’irradiation. Les cartes sélectionnées pour être irradiées sont regroupées sur un même support afin qu’elles soient toutes sur un même plan et irradiées uniformément. Nous avons établi un protocole de mesure qui impose de sortir les cartes d’irradiations en accord avec l’opérateur de la source, puis nous mesurons l’IM3 sur l’ensemble des cartes sélectionnées et

estimons l'évolution de la susceptibilité à l'agression 60 GHz sur la carte RF6535. Seule cette carte est testée car le protocole impose également que toutes les mesures soient effectuées dans la même journée. Le choix de cette carte a naturellement été dicté par le taux d'impact α_{CW} qui est le plus grand parmi toutes les références testées.

Pour les tests en IM3, les deux fréquences combinées sont très proches l'une de l'autre, la fréquence d'intermodulation est ainsi générée dans la bande (étroite) de la carte. L'évolution mesurée de la puissance de l'IM3 en fonction de la puissance du signal d'interférence pour plusieurs valeurs de dose totale déposée est donnée sur les figures 4.20b et d. Nous y observons qu'à la neuvième étape d'irradiation (117,7 krad), les caractéristiques

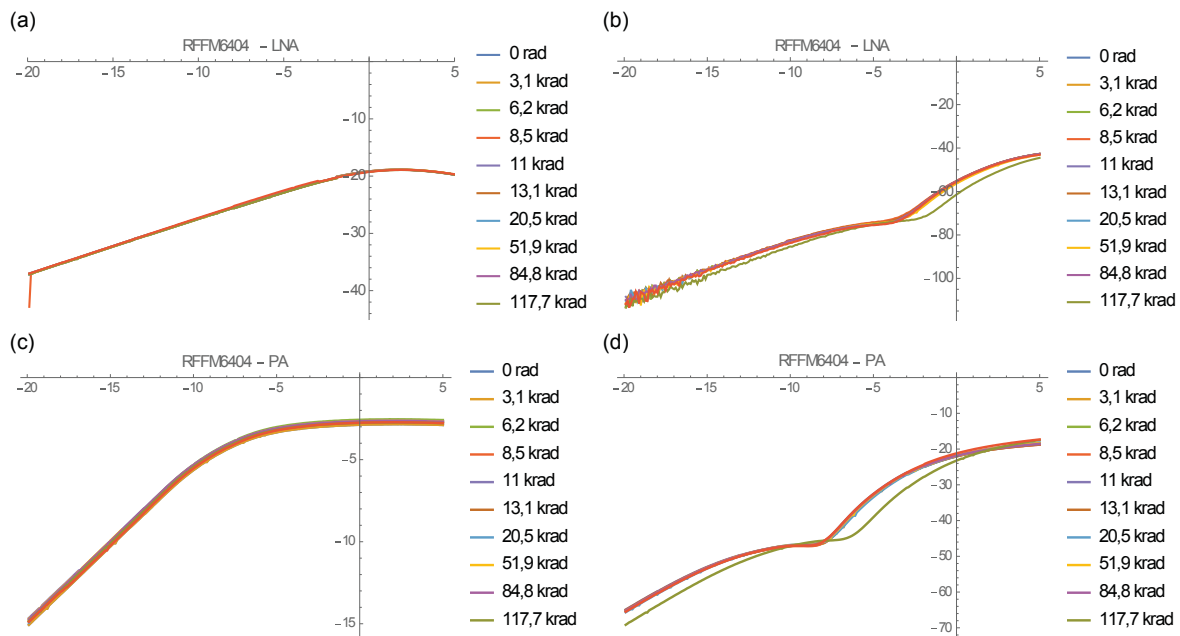


FIGURE 4.20 – Mesure des $P_s(P_e)$ des fonctions PA et LNA ainsi que les IM3 associés en fonction de la puissance d'entrée.

d'IM3 sont décalées vers la droite et montrent une diminution de puissance de l'IM3. A contrario, les figures 4.20a et c montrent que les $P_s(P_e)$ demeurent inchangées.

Le courant d'alimentation des deux fonctions est mesuré et tracé sur les figures 4.21a et b. Tout comme pour les $P_s(P_e)$, aucun changement n'est notable, mais il est très probable que les effets sur le courant d'alimentation ne soient pas mesurables avec la précision apportée par un ampèremètre. Il faudrait peut-être envisager de passer par des appareillages de type SMU (SMU : Source measure unit) avec des résolutions de l'ordre de la dizaine de pico-ampère.

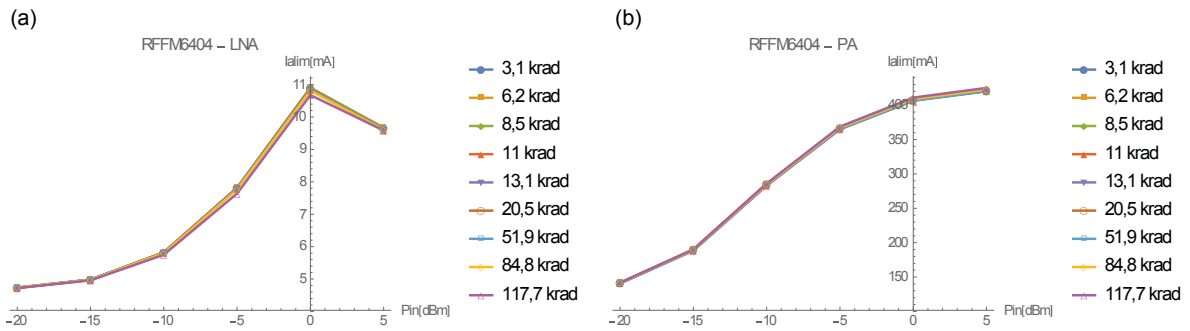


FIGURE 4.21 – Évolution des courants d'alimentation en fonction de la puissance d'entrée pour différentes dose ionisante cumulée.

La limite basse en dose pour changer les caractéristiques d'un système peut varier selon les auteurs dans la littérature. L'effet de dose est dépendant de l'objet étudié : Le LNA et le PA sont des composants qui sont polarisés dans des zones différentes de celles de R. Richardson [40] ou A. Doridant [42] qui reportaient des seuils de sensibilité autour de quelques krad. Ceci peut expliquer pourquoi nous n'observons pas de changement sur les caractéristiques statiques.

Au sein de l'équipe nous avons une expertise à la fois des effets de doses sur les composants [42] mais aussi sur des effets circuits [84], [85], [86]. Ces précédentes études nous ont déjà montré une grande variété de seuils de susceptibilité à la dose qui dépendent de la technologie et des designs utilisées dans ces circuits.

T. Borel [84] a montré sur un amplificateur opérationnel que le design pouvait avoir un impact non négligeable sur la caractéristique de susceptibilité à la dose. Il explique notamment que deux dégradations peuvent apparaître et se compenser entre elles pour finalement ne pas être détectables.

C'est peut-être la raison pour laquelle dans le cas d'un circuit complet tels qu'un LNA ou un PA, les doses nécessaires pour observer un changement dans les P_s (P_e) sont très élevées [87] pouvant atteindre la centaine de Mrad. Nous ne nous attendions donc pas à voir un changement des caractéristiques avant ces niveaux de doses. Mais contrairement à D. M. Newell qui utilisait des technologies GaAs MESFET, nos filières technologiques sont plutôt HBT SiGe, HBT InGaP, HBT GaAs, PHEMPT et GaAs pHEMT. Rappelons également que l'une de nos particularités est que nous n'observons pas uniquement le P_s (P_e) mais aussi la distorsion d'intermodulation d'ordre 3. À ce jour, nous ne pouvons pas af-

firmer que la mesure de la distorsion d'intermodulation est une nouvelle voie fiable de mesure des effets de dose, mais prolonger l'expérience permettrait peut-être de se positionner sur ce point.

Des mesures préliminaires ont été réalisées sur la double contrainte dose-signal 60 GHz, mais aucune évolution de la susceptibilité n'a pour le moment été relevée. Les investigations de ce point de vue sont toujours en cours.

4.5 Perspectives

C'est à notre connaissance, la première fois que de telles expériences d'injection sont conduites. Maintenant que nous avons détecté l'impact de la dose ionisante sur la carte RF, nous pourrions envisager de la placer sous le banc d'injection 60 GHz. La prochaine étape quant à l'injection sera dans un premier temps de ne réaliser que des cartographies pour permettre d'éviter des erreurs de positionnement, dans un second temps de tester un plus grand éventail de cartes et surtout de tester des fonctions isolées (seules). De plus, il serait intéressant de mesurer la susceptibilité d'un circuit numérique soumis un signal 60 GHz. Nous pourrions également effectuer des mesures d'IM3 lors d'une irradiation en temps réel et avec un équipement de mesure telle qu'une SMU. Pour ce faire, il faudrait rendre mobile le banc et réaliser un programme d'acquisition synchronisé avec la mise en route d'une source à rayon X. La source à rayon X permettrait de réaliser des mesures extrêmement rapide (plusieurs mois d'irradiation Cobalt60 correspondent à quelques heures sous X). À plus long terme, ce travail pourrait avoir un impact significatif sur notre compréhension des effets des ondes millimétriques sur nos systèmes communicants (terrestre et spatial). Il pourrait conduire à l'établissement de normes de qualification, qui garantiront l'immunité des cartes dans un environnement haute fréquence.

Bilan et Perspectives

L'état de l'art nous a permis de rendre compte de l'existence des nombreuses possibilités que procurent la microscopie en champ proche pour réaliser de l'imagerie à haute résolution. En fonction des objectifs que nous nous fixons, il est nécessaire de privilégier une technique plutôt qu'une autre. La résolution à atteindre, la puissance et la longueur d'onde de la source ou encore la sonde de champ de proche sont autant de critères qui sont déterminant dans le choix de la technique de microscopie à employer. En effet, la résolution à atteindre est déterminée par la dimension des détails de l'objet que nous souhaitons cartographier. La puissance et la longueur d'onde de la source dimensionnent les appareils de la chaîne de détection. Le choix de la sonde est critique car elle est le premier élément limitant les performances de détection et de résolution.

Ce travail de thèse a porté sur deux types de banc de microscopie, l'un concentré sur la détection de l'intensité du champ réfléchi, l'autre sur la détection du champ réfléchi vectoriel.

La première configuration a porté sur l'imagerie par réflectométrie en intensité. Ma thèse faisant suite à celle de R. Omarouayache nous avons déjà une source 60 GHz disponible qu'il a fallu coupler à des méthodes de détection issues du domaine de l'optique. Nos sondes de champ proche ont dû être optimisées ainsi que le processus de fabrication. Nous avons d'ailleurs mis en évidence la dépendance de la résolution en fonction de la géométrie de la sonde. Cette sonde a été modélisée par un dipôle linéaire parallèle au plan de l'échantillon. Le modèle théorique et les mesures ont montré un très bon accord. Les résultats reportés ont confirmé que la résolution de cette sonde dépend également de sa polarisation. De cette manière nous avons pu atteindre une résolution de 2 μm , soit

environ $\lambda/2500$, ce qui constitue l'état de l'art à 60 GHz.

La seconde configuration que nous avons proposé permet de réaliser de l'imagerie vectorielle. Nous avons entièrement dimensionné le banc pour extraire à la fois l'information en intensité et en phase du coefficient de réflexion. Cette seconde expérience a montré qu'il est possible d'extraire le coefficient de réflexion complexe de l'échantillon et valide ainsi le protocole de mesure. Mesurer l'information de phase a permis d'améliorer la dynamique de mesure et la résolution. Cependant, la présence d'oscillations sur la mesure des tensions vectorielles réfléchies amène à prendre les plus grandes précautions quant à la calibration de l'expérience. Cette expérience a permis de différencier des matériaux selon leur nature (diélectrique, métaux). Nous avons également pu observer des variations des tensions vectorielles réfléchies sur un échantillon sensible au champ magnétique.

Très prochainement, nous envisageons d'utiliser cette technique de microscopie pour observer l'évolution des propriétés électriques d'un matériau lorsqu'il est soumis à une contrainte radiative.

Ces deux configurations ont montré que les ondes millimétriques nous permettent d'extraire les variations topographiques et de détecter la nature des matériaux qui composent l'échantillon. Pour notre dernière expérience nous avons utilisé la propriété des ondes millimétriques à traverser les plastiques pour évaluer la susceptibilité d'un émetteur-récepteur à travers son boîtier. Cette expérience d'injection EM a été réalisée sur un grand nombre de front-ends dans la gamme de fréquence de 400 MHz à 5,1 GHz. Nous avons étudié la susceptibilité électromagnétique du système complet. Bien que chaque carte ait montré des sensibilités différentes, le LNA a pu être identifié comme la fonction la plus sensible. Des effets similaires à la littérature ont été observés tels qu'une diminution du courant d'alimentation ou encore un dysfonctionnement temporaire du système. Notre expérience de la microscopie nous a par ailleurs permis de cartographier deux circuits et ainsi d'identifier les positions critiques où l'injection est la plus efficace. Cette expérience a même permis de totalement inhiber la fonction d'amplification d'un LNA et d'un PA montrant la susceptibilité à un environnement EM haute fréquence. De plus, dans la me-

sure où nous pouvons retrouver ces front-ends dans un environnement spatial (satellite), nous avons souhaité les soumettre à la contrainte des rayons γ via une source Cobalt⁶⁰ et sommes actuellement en cours d'évaluation des éventuels changements induits sur la distorsion d'intermodulation d'ordre 3 des fronts-ends. En parallèle nous examinons la double contrainte irradiation et signal hors bande à 60 GHz.

Dans le futur, il serait intéressant de créer un modèle de couplage de l'onde millimétrique avec le circuit à l'aide d'outil de simulation électromagnétique. Les résultats de simulations permettraient d'identifier les composants critiques et apporteraient ainsi une première piste dans l'élaboration de règles de design pour immuniser les circuits aux perturbations EM haute fréquence.

Annexes

A Reconstruction de la mesure de Γ dans les 4 quadrants

L'exploitation des mesures part de la connaissance des quadruplets de mesure (X_I, Y_I, X_Q, Y_Q) obtenus à chaque position et chaque fréquence pour un échantillon donné. Le doublet (X_I, Y_I) (respectivement (X_Q, Y_Q)) est issu de la mesure de la composante en phase (respectivement en quadrature) avec la LO et représente de ce fait la partie réelle (respectivement partie imaginaire) du coefficient de réflexion à mesurer. Une première analyse triviale utilise les modules des tensions extraites par les détections synchrones, $|V_I| = \sqrt{X_I^2 + Y_I^2}$ pour la voie en phase et $|V_Q| = \sqrt{X_Q^2 + Y_Q^2}$ pour la voie en quadrature, et permet d'affirmer que le module de la tension réfléchie sur l'échantillon que l'on mesure à l'entrée du mélangeur est

$$|\mathcal{E}^{\text{in}}| = \sqrt{X_I^2 + Y_I^2 + X_Q^2 + Y_Q^2}. \quad (6)$$

Cette analyse sur les modules ne fonctionne plus aussi simplement pour la phase car l'estimation rapide $\angle \mathcal{E}^{\text{in}} = \arctan(|V_Q|/|V_I|)$ ramène toujours un angle dans le premier quadrant $[0, \pi/2]$. Il est nécessaire pour obtenir la phase dans $[0, 2\pi]$ de réintroduire les signes algébriques de V_I et V_Q ¹ qui ont été transformés par le processus de la détection synchrone sur chacune des voies I et Q.

En réalité nous utilisons nos détections synchrones avec les mêmes calibres et la même phase de référence à la modulation 40 Hz dans le but de pouvoir remonter à cette information, voyons comment ceci est réalisé.

1. Dans tous les langages informatiques modernes il existe une fonction de la bibliothèque mathématique qui retourne un angle dans $[0, 2\pi]$ si on lui fournit comme arguments les valeurs algébriques des projections sur les axes (X, Y) du plan 2D. *In fine* c'est cette fonction que nous voulons utiliser.

Notre problématique de mesure est de devoir balayer la fréquence sur une plage définie pour pouvoir faire l'exploitation finale hors les imperfections du mélangeur IQ (cf Annexe B). Or nous savons de part les longueurs de guide utilisées que la phase tourne très vite avec la fréquence dans notre système, cependant de façon déterministe puisque dictée par $\exp(j\beta l)$ avec $\beta = 2\pi/\lambda$ et l la longueur électrique du système. Prenons alors comme exemple un coefficient de réflexion $\Gamma = 0.6 \angle -25^\circ$, une longueur électrique $l = 1$ m, et une phase des détections synchrones $\theta = -45^\circ$, il est possible de calculer grâce aux équations (11) les séries de valeurs X_I, Y_I, X_Q, Y_Q qui seraient mesurées en fonction de la fréquence de 60 GHz à 60,5 GHz avec un pas de 10 MHz dans le cas d'un mélangeur idéal (en supposant de plus pour simplification $\mathcal{E}^M = \mathcal{E}_I^{LO} = |\alpha_n| = 1$). Ces valeurs sont représentées en figure 22.

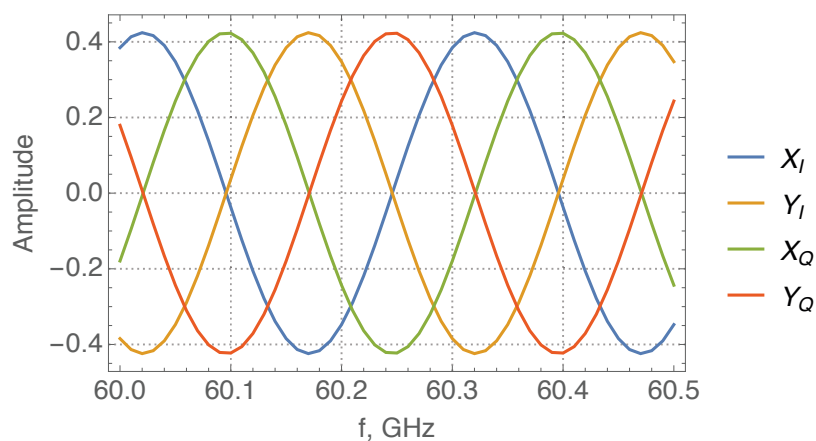


FIGURE 22 – Quadruplets (X_I, Y_I, X_Q, Y_Q) calculés pour un mélangeur idéal, un coefficient de réflexion $\Gamma = 0.6 \angle -25^\circ$, et une phase de -45° sur les détections synchrones.

Pour illustration, l'application directe de l'équation 6 et du calcul de la phase par l'arctangente des modules telle que nous l'avons discutée précédemment produit l'extraction tracée en figure 23 qui ne peut être satisfaisante puisque la phase ne 'tourne' pas mais est repliée dans $[0, \pi/2]$.

Pour résoudre cette question nous calculons d'abord les phases vraies de chaque dé-

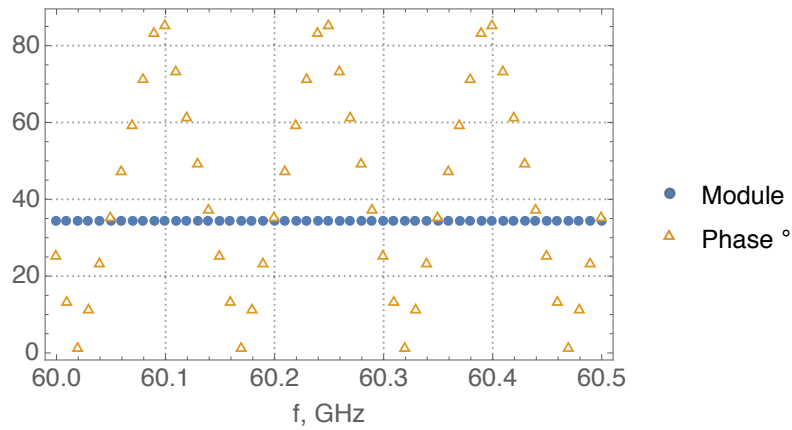


FIGURE 23 – Extraction brutale des module et phase à partir des données calculées en figure 22.

tection synchrone par

$$\phi_I = \arctan \frac{Y_I}{X_I},$$

$$\phi_Q = \arctan \frac{Y_Q}{X_Q},$$

ainsi que la différence $\phi_I - \phi_Q$, et nous traçons ces résultats sur la figure 24

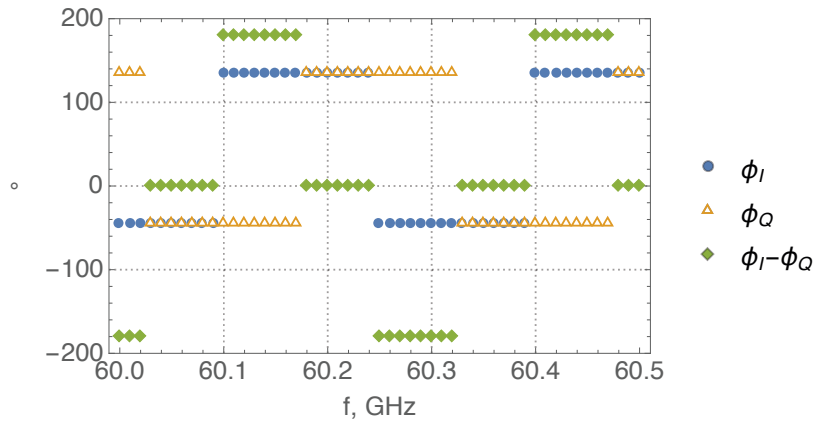


FIGURE 24 – Phases en voies I et Q des détections synchrones et leurs différence calculées à partir des données de la figure 22.

À ce point il apparaît que les phases retrouvées sur les détections synchrones sont soit -45° , soit $+135^\circ$, c'est à dire la phase initiale par rapport à la modulation BF ou son modulo à π . Les sauts de phases pour ces deux détections ne se produisant pas à la même fréquence, leur différence $\phi_I - \phi_Q$ présente elle trois valeurs : $-\pi, 0$ et π . Nous remarquons de plus que ces sauts se produisent lorsque X_I et X_Q changent de signe ce qui avec ces 'me-

sures idéales' est aussi vrai lorsque les parties imaginaires changent de signe. Cependant nous savons que les signes respectifs des parties réelle et imaginaire de I et Q dépendent de θ : si $0 \leq \theta \leq \pi$ alors les deux ont le même signe sinon (cas où $-\pi \leq \theta \leq 0$) ils sont toujours de signe opposé. Avec de vraies expériences le changement de signe peut être bruité et ne correspond de ce fait pas à un bon critère.

Par tâtonnement nous avons alors construit un critère qui permet de signer les modules $\sqrt{X_I^2 + Y_I^2}$ et $\sqrt{X_Q^2 + Y_Q^2}$ en inspectant les sommes (ou les différences, selon la valeur de θ) des parties réelles et imaginaires de chaque sortie. La reconstruction de la phase vraie dans les quatre quadrants est ainsi obtenue par l'utilisation des fonctions d'arc-tangente adéquate² du langage de programmation utilisé. Il ne se produit plus alors qu'un seul saut de phase de $+\pi$ à $-\pi$ comme attendu par la propagation.

La procédure de calcul est la suivante pour un ensemble de quadruplets de mesure $(X_I(i), Y_I(i), X_Q(i), Y_Q(i))$ pour $i = 1, \dots, N$ obtenus en balayant la fréquence :

1. Extraire les signes des premiers éléments I

$$s_1^X = \text{sign} X_I(1)$$

$$s_1^Y = \text{sign} Y_I(1)$$

2. Calculer la phase pour tout indice i par

$$\phi = \text{atan2} \left(\text{sign} (s_1^X X_I(i) + s_1^Y Y_I(i)) \sqrt{X_I(i)^2 + Y_I(i)^2}, \right. \\ \left. \text{sign} (s_1^X X_Q(i) + s_1^Y Y_Q(i)) \sqrt{X_Q(i)^2 + Y_Q(i)^2} \right) \quad (7)$$

La figure 25 donne l'application de cette procédure aux données test calculées en figure 22. Le comportement correspondant au coefficient de réflexion initialement introduit ($\Gamma = 0.6 \angle -25^\circ$) est parfaitement retrouvé aux erreurs d'arrondi numérique près.

2. Souvent appelée `atan2` avec deux arguments dont l'ordre dépend du langage.

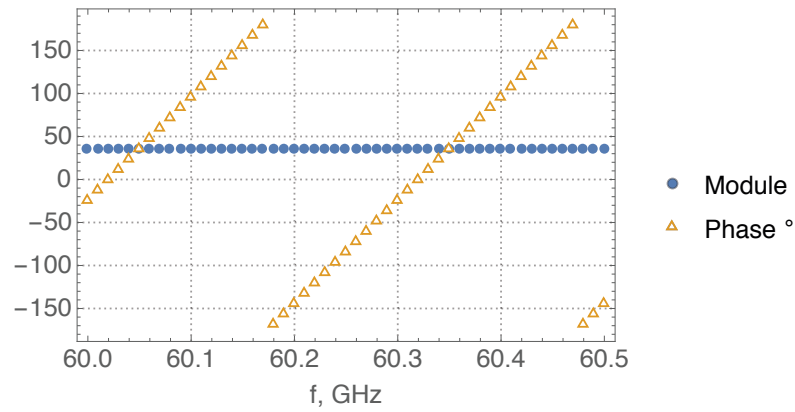


FIGURE 25 – Extraction finale des module et phase à partir des données calculées en figure 22. La rotation de phase est conforme au comportement d’une longueur électrique.

B Imperfections du mélangeur IQ

Le but de cette annexe est de détailler la prise en compte analytique des imperfections du coupleur IQ utilisé lors des expériences de réflectométrie vectorielle. Cette dernière est décrite sur la figure 26 conjointement avec les notations qui vont être utilisées. Le signal

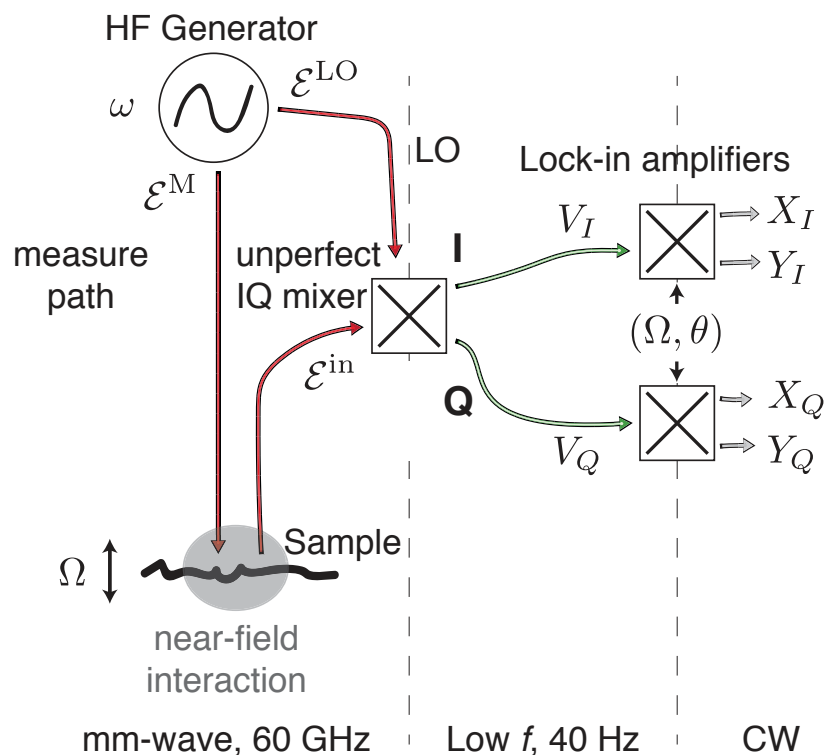


FIGURE 26 – Expérience de réflectométrie vectorielle avec les notations utilisées.

millimétrique de la source de référence alimente à la fois la voie de mesure par un champ

$\mathcal{E}^M \exp(j\omega t)$ et la voie LO du mélangeur $\mathcal{E}^{LO} \exp(j\omega t)$. La voie de mesure est réfléchiée sur l'échantillon par le coefficient de réflexion complexe $\Gamma(t)$ et comme la longueur électrique l de la voie de mesure induit un retard de phase $\exp(j\beta l)$, le signal à l'entrée du mélangeur est

$$\mathcal{E}^{\text{in}} = \Gamma(t) \mathcal{E}^M \exp(j(\beta l - \omega t)).$$

Nous avons vu au §2.2.1 que la modulation de la position de l'échantillon à la fréquence Ω se traduit par une interaction en champ proche très non-linéaire. Le coefficient de réflexion est donc une fonction du temps que nous écrirons par son développement en série où *a priori* les coefficients α_n sont complexes

$$\Gamma(t) = \Gamma_0 \left(\sum_{n \geq 0} \alpha_n \exp(jn\Omega t) \right).$$

Dans l'approximation de fort champ proche, le retard à la réflexion peut-être négligé et donc la phase à la réflexion peut être considérée indépendante de la modulation de hauteur, c'est particulièrement vrai pour nous qui utilisons des amplitudes d'oscillation de quelques μm pour une longueur d'onde de plusieurs mm. En conséquence seul $|\Gamma|$ dépend de Ω mais pas $\psi_0 = \angle \Gamma_0$. Le champ signal entrant dans le mélangeur IQ est donc

$$\mathcal{E}^{\text{in}} = |\Gamma_0| \mathcal{E}^M \exp(j(\beta l + \psi_0 - \omega t)) \left(\sum_{n \geq 0} \alpha_n \exp(jn\Omega t) \right). \quad (8)$$

Si l'entrée oscillateur local du mélangeur est alimentée par la référence $\mathcal{E}^{LO} \exp(-j\omega t)$ et en supposant que les deux voies du mélangeur ne soient pas parfaitement équilibrées, l'une recevra le signal effectif $\mathcal{E}_I^{LO} \exp(-j\omega t)$ et l'autre $\mathcal{E}_Q^{LO} \exp(-j\omega t)$ avec $\mathcal{E}_I^{LO} + \mathcal{E}_Q^{LO} = \mathcal{E}^{LO}$ mais potentiellement $\mathcal{E}_I^{LO} \neq \mathcal{E}_Q^{LO}$ ce qui rend compte de la non-idéalité. Alors les tensions V_I et V_Q sur les sorties du mélangeur sont proportionnelles à $\mathcal{E}^{\text{in}} \mathcal{E}^{LO*}$ et donc

$$V_I = \mathcal{E}^{\text{in}} \mathcal{E}_I^{LO} \exp(j\omega t)$$

$$V_Q = \mathcal{E}^{\text{in}} \mathcal{E}_Q^{LO} \exp(j\omega t - \phi)$$

où ϕ est le décalage angulaire entre les voies I et Q du mélangeur, idéalement $\pi/2$, et où

nous avons supposé sans perte de généralité que $\mathcal{E}_I^{\text{LO}}$ et $\mathcal{E}_Q^{\text{LO}}$ sont réels.

En développant il vient

$$V_I = |\Gamma_0| \mathcal{E}^M \mathcal{E}_I^{\text{LO}} \exp(j(\beta l + \psi_0)) \left(\sum_{n \geq 0} \alpha_n \exp(jn\Omega t) \right) \quad (9)$$

$$V_Q = |\Gamma_0| \mathcal{E}^M \mathcal{E}_Q^{\text{LO}} \exp(j(\beta l + \psi_0 - \phi)) \left(\sum_{n \geq 0} \alpha_n \exp(jn\Omega t) \right) \quad (10)$$

Les signaux sortant des deux détections synchrones *réglées sur le même calibre et avec la même phase θ par rapport à la référence BF à Ω* sont alors pour l'harmonique $n \geq 1$

$$X_I = |\Gamma_0| \mathcal{E}^M \mathcal{E}_I^{\text{LO}} \cos(\beta l + \psi_0) |\alpha_n| \cos \theta \quad (11a)$$

$$Y_I = |\Gamma_0| \mathcal{E}^M \mathcal{E}_I^{\text{LO}} \cos(\beta l + \psi_0) |\alpha_n| \sin \theta \quad (11b)$$

$$X_Q = |\Gamma_0| \mathcal{E}^M \mathcal{E}_Q^{\text{LO}} \cos(\beta l + \psi_0 - \phi) |\alpha_n| \cos \theta \quad (11c)$$

$$Y_Q = |\Gamma_0| \mathcal{E}^M \mathcal{E}_Q^{\text{LO}} \cos(\beta l + \psi_0 - \phi) |\alpha_n| \sin \theta \quad (11d)$$

Le cas du mélangeur idéal se retrouve avec $\phi = \pi/2$ et $\mathcal{E}_I^{\text{LO}} = \mathcal{E}_Q^{\text{LO}}$.

C Références

- [1] R. Omarouayache, “Imagerie et injection électromagnétique en champ proche micro-onde et millimétrique,” Ph.D. dissertation, Université Montpellier, 2015. 2, 42
- [2] J.-P. Hauet, “Tic et énergie,” *Revue de l'électricité et de l'électronique*, vol. 4, pp. 23–25, 2016. 2
- [3] E. Abbe, “Beiträge zur Theorie des Mikroskops und der mikroskopischen Wahrnehmung,” *Archiv für Mikroskopische Anatomie*, vol. 9, pp. 413–418, 1873. 6
- [4] L. Rayleigh, “Investigations in optics, with special reference to the spectroscope.” *Phil. Mag.*, vol. 8, pp. 261–274, 403–411, 477–486, 1879. 6
- [5] S. V. Kalinin and A. Gruverman, *Scanning probe microscopy : electrical and electro-mechanical phenomena at the nanoscale*. Springer Science & Business Media, 2007, vol. 1. vii, 7, 13
- [6] V. V. Talanov and A. R. Schwartz, “Near-field scanning microwave microscope for interline capacitance characterization of nanoelectronics interconnect,” *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 57, no. 5, pp. 1224–1229, 2009. 7
- [7] J. Vigoureux, C. Girard, and D. Courjon, “General principles of scanning tunneling optical microscopy,” *Optics letters*, vol. 14, no. 19, pp. 1039–1041, 1989. 7
- [8] E. Wolf and M. Nieto-Vesperinas, “Analyticity of the angular spectrum amplitude of scattered fields and some of its consequences,” *JOSA A*, vol. 2, no. 6, pp. 886–890, 1985. 7
- [9] E. Synge, “Xxxviii. a suggested method for extending microscopic resolution into the ultra-microscopic region,” *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, vol. 6, no. 35, pp. 356–362, 1928. vii, 8, 10
- [10] E. Ash and G. Nicholls, “Super-resolution aperture scanning microscope,” *Nature*, vol. 237, no. 5357, p. 510, 1972. 8

- [11] B. Voigtländer, *SCANNING PROBE MICROSCOPY*. Springer, 2016. vii, 9
- [12] G. Binnig, C. F. Quate, and C. Gerber, “Atomic force microscope,” *Physical review letters*, vol. 56, no. 9, p. 930, 1986. 9
- [13] Y. Martin, C. Williams, and H. K. Wickramasinghe, “Atomic force microscope–force mapping and profiling on a sub 100-Å scale,” *Journal of Applied Physics*, vol. 61, no. 10, pp. 4723–4729, 1987. 9
- [14] U. C. Fischer, U. Dürig, and D. Pohl, “Near-field optical scanning microscopy in reflection,” *Applied physics letters*, vol. 52, no. 4, pp. 249–251, 1988. 10, 11
- [15] E. Meyer, H. J. Hug, and R. Bennewitz, *Scanning probe microscopy : the lab on a tip*. Springer Science & Business Media, 2013. 10
- [16] D. Courjon and C. Bainier, *Le champ proche optique : Théorie et applications*. Springer Science & Business Media, 2001. 10, 12
- [17] R. Lecaque, S. Grésillon, N. Barbey, R. Peretti, J.-C. Rivoal, and C. Boccara, “Thz near-field optical imaging by a local source,” *Optics communications*, vol. 262, no. 1, pp. 125–128, 2006. 11
- [18] N. Van der Valk and P. Planken, “Electro-optic detection of subwavelength terahertz spot sizes in the near field of a metal tip,” *Applied Physics Letters*, vol. 81, no. 9, pp. 1558–1560, 2002. 12
- [19] A. Tselev, S. M. Anlage, H. M. Christen, R. L. Moreland, V. V. Talanov, and A. R. Schwartz, “Near-field microwave microscope with improved sensitivity and spatial resolution,” *Review of scientific instruments*, vol. 74, no. 6, pp. 3167–3170, 2003. 13
- [20] R. D. Grober, R. J. Schoelkopf, and D. E. Prober, “Optical antenna : Towards a unity efficiency near-field optical probe,” *Applied Physics Letters*, vol. 70, no. 11, pp. 1354–1356, 1997. 13

-
- [21] C. Gao, T. Wei, F. Duewer, Y. Lu, and X.-D. Xiang, "High spatial resolution quantitative microwave impedance microscopy by a scanning tip microwave near-field microscope," *Applied Physics Letters*, vol. 71, no. 13, pp. 1872–1874, 1997. 13
- [22] D. Van der Weide, "Localized picosecond resolution with a near-field microwave/scanning-force microscope," *Applied physics letters*, vol. 70, no. 6, pp. 677–679, 1997. 13
- [23] D. Steinhauer, C. Vlahacos, S. Dutta, F. Wellstood, and S. M. Anlage, "Surface resistance imaging with a scanning near-field microwave microscope," *Applied physics letters*, vol. 71, no. 12, pp. 1736–1738, 1997. 13
- [24] S.-C. Lee, C. Vlahacos, B. Feenstra, A. Schwartz, D. Steinhauer, F. Wellstood, and S. M. Anlage, "Magnetic permeability imaging of metals with a scanning near-field microwave microscope," *Applied Physics Letters*, vol. 77, no. 26, pp. 4404–4406, 2000. 13
- [25] A. Gregory, J. Blackburn, T. Hodgetts, R. Clarke, K. Lees, S. Plint, and G. Dimitrakis, "Traceable measurement and imaging of the complex permittivity of a multi-phase mineral specimen at micron scales using a microwave microscope," *Ultramicroscopy*, vol. 172, pp. 65–74, 2017. vii, viii, 14, 16, 67
- [26] D.-Y. Sheu, "Micro-spherical probes machining by EDM," *Journal of micromechanics and Microengineering*, vol. 15, no. 1, p. 185, 2004. 14
- [27] K. Haddadi and T. Lasri, "60-GHz near-field six-port microscope using a scanning slit probe for subsurface sensing," *IEEE Sensors Journal*, vol. 12, no. 8, pp. 2575–2576, 2012. viii, 17, 18
- [28] S. Kharkovsky, M. T. Ghasr, and R. Zoughi, "Near-field millimeter-wave imaging of exposed and covered fatigue cracks," *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, vol. 58, no. 7, pp. 2367–2370, 2009. viii, 18, 19
- [29] R. Zoughi, *Microwave non-destructive testing and evaluation principles*. Springer Science & Business Media, 2012, vol. 4. 18

- [30] P. Payet, L. Chusseau, and J. Raoult, "A low-cost millimeter-wave phase-contrast imaging technique," in *Infrared, Millimeter, and Terahertz waves (IRMMW-THz), 2016 41st International Conference on.* IEEE, 2016, pp. 1–2. viii, 19, 20
- [31] K. B. Cooper, R. J. Dengler, N. Llombart, T. Bryllert, G. Chattopadhyay, I. Mehdi, and P. H. Siegel, "An approach for sub-second imaging of concealed objects using terahertz (THz) radar," *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, vol. 30, no. 12, pp. 1297–1307, 2009. [Online]. Available : <http://dx.doi.org/10.1007/s10762-009-9515-5> 21
- [32] F. Keilmann, "FIR microscopy," *Infrared Physics & Technology*, vol. 36, no. 1, pp. 217–224, 1995. viii, 22, 23
- [33] M. Tabib-Azar, D.-P. Su, A. Pohar, S. LeClair, and G. Ponchak, "0.4 μm spatial resolution with 1 GHz ($\lambda = 30\text{ cm}$) evanescent microwave probe," *Review of Scientific Instruments*, vol. 70, no. 3, pp. 1725–1729, 1999. ix, 23
- [34] B. Knoll and F. Keilmann, "Enhanced dielectric contrast in scattering-type scanning near-field optical microscopy," *Optics communications*, vol. 182, no. 4-6, pp. 321–328, 2000. ix, 24, 56, 61
- [35] M. Ramdani, E. Sicard, A. Boyer, S. B. Dhia, J. J. Whalen, T. H. Hubing, M. Coenen, and O. Wada, "The electromagnetic compatibility of integrated circuits—past, present, and future," *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, vol. 51, no. 1, pp. 78–100, 2009. 25, 101
- [36] S. Bandopadhyay and J. Varkey, "EMI susceptibility characteristics of electromedical equipment in a typical hospital electromagnetic environment with particular reference to electrocardiography," in *Electromagnetic Interference and Compatibility, 1995., International Conference on.* IEEE, 1995, pp. 266–272. 25, 101
- [37] E. Perahia, C. Cordeiro, M. Park, and L. L. Yang, "IEEE 802.11 ad : Defining the next generation multi-gbps Wi-Fi," in *Consumer Communications and Networking Conference (CCNC), 2010 7th IEEE.* IEEE, 2010, pp. 1–5. 25, 102

-
- [38] R. E. Richardson, "Modeling of low-level rectification RFI in bipolar circuitry," *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, no. 4, pp. 307–311, 1979. 26
- [39] R. Richardson, "Quiescent operating point shift in bipolar transistors with AC excitation," *IEEE Journal of Solid-State Circuits*, vol. 14, no. 6, pp. 1087–1094, 1979. 26
- [40] R. E. Richardson, V. G. Puglielli, and R. A. Amadori, "Microwave interference effect in bipolar transistors," *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, no. 4, pp. 216–219, 1975. ix, 26, 27, 127
- [41] M. L. Forcier and R. E. Richardson, "Microwave-rectification RFI response in field-effect transistors," *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, no. 4, pp. 312–315, 1979. 26
- [42] A. Doridant, J. Raoult, A. Blain, S. Jarrix, L. Dusseau, P. Hoffmann, N. Chatry, and P. Calvel, "Electromagnetic susceptibility of low frequency bipolar transistors subject to the total ionizing dose effect," in *Electromagnetic Compatibility of Integrated Circuits (EMC Compo), 2011 8th Workshop on*. IEEE, 2011, pp. 105–110. ix, 28, 29, 127
- [43] C. Pouant, J. Raoult, and P. Hoffmann, "Large domain validity of MOSFET Microwave- Rectification Response," *International Workshop on the Electromagnetic Compatibility of Integrated Circuits (EMC Compo)*, pp. 232–237, 2015. ix, 28, 30, 101
- [44] M. J. van der Horst, A. C. Linnenbank, and A. van Staveren, "Amplitude-modulation detection in single-stage negative-feedback amplifiers due to interfering out-of-band signals," *IEEE transactions on electromagnetic compatibility*, vol. 47, no. 1, pp. 34–44, 2005. 30, 101
- [45] G. Ni, B. Gao, and J. Lu, "Research on high power microwave weapons," in *Micro-wave Conference Proceedings, 2005. APMC 2005. Asia-Pacific Conference Proceedings*, vol. 2. IEEE, 2005, pp. 4–pp. 30

- [46] C. Pouant, J. Raoult, P. Hoffmann, L. Chusseau, and F. Torres, “Control of a MOS inverter by out-of-band pulsed microwave excitation,” *Progress In Electromagnetics Research*, vol. 61, pp. 185–195, 2017. ix, 30, 31
- [47] M. Dagys, Ž. Kancleris, P. Ragulis, R. Simniškis, and V. Tamošiūnas, “Investigation of susceptibility of routers to high power microwave pulse radiation,” in *Microwave Radar and Wireless Communications (MIKON), 2010 18th International Conference on*. IEEE, 2010, pp. 1–3. ix, 31, 32
- [48] T. Nozokido, M. Ishino, R. Seto, and J. Bae, “Contrast analysis of near-field scanning microscopy using a metal slit probe at millimeter wavelengths,” *Journal of Applied Physics*, vol. 118, no. 11, p. 114905, 2015. 42
- [49] J.-P. Guillet, “Développement d’un système de microscopie en champ proche térahertz,” Ph.D. dissertation, Université de Montpellier, 2010. 42, 47
- [50] N. Klein, P. Lahl, U. Poppe, F. Kadlec, and P. Kuzel, “A metal-dielectric antenna for terahertz near-field imaging,” *J. Appl. Phys.*, vol. 98, no. 1, p. 014910, Jul 1 2005. 42
- [51] C. A. Balanis, “Antenna theory : Analysis & design, john willey & sons,” *Inc. Publication*, 1997. 43
- [52] F. Formanek, Y. De Wilde, and L. Aigouy, “Analysis of the measured signals in apertureless near-field optical microscopy,” *Ultramicroscopy*, vol. 103, no. 2, pp. 133–139, 2005. 56
- [53] R. Esteban, R. Vogelgesang, and K. Kern, “Tip-substrate interaction in optical near-field microscopy,” *Physical Review B*, vol. 75, no. 19, p. 195410, 2007. 56
- [54] L. Chusseau, R. Omarouayache, J. Raoult, S. Jarrix, P. Maurine, K. Tobich, A. Bover, B. Vrignon, J. Shepherd, T.-H. Le *et al.*, “Electromagnetic analysis, deciphering and reverse engineering of integrated circuits (E-MATA HARI),” in *Very Large Scale Integration (VLSI-SoC), 2014 22nd International Conference on*. IEEE, 2014, pp. 1–6.

- [55] R. Omarouayache, P. Payet, J. Raoult, and L. Chusseau, “Millimeter-wave near-field imaging with bow-tie antennas,” *Optics express*, vol. 23, no. 9, pp. 12 144–12 151, 2015. 61
- [56] R. Omarouayache, L. Chusseau, P. Payet, J. Raoult, and S. Jarrix, “60 GHz active microscopy with a bow-tie antenna as near-field probe,” in *Instrumentation and Measurement Technology Conference (I2MTC), 2015 IEEE International*. IEEE, 2015, pp. 1189–1193. 61
- [57] A. Imtiaz, S. M. Anlage, J. D. Barry, and J. Melngailis, “Nanometer-scale material contrast imaging with a near-field microwave microscope,” *Applied physics letters*, vol. 90, no. 14, p. 143106, 2007. 67
- [58] E. Brinciotti, G. Gramse, S. Hommel, T. Schweinboeck, A. Altes, M. A. Fenner, J. Smoliner, M. Kasper, G. Badino, S.-S. Tuca *et al.*, “Probing resistivity and doping concentration of semiconductors at the nanoscale using scanning microwave microscopy,” *Nanoscale*, vol. 7, no. 35, pp. 14 715–14 722, 2015. 67
- [59] T. Dargent, K. Haddadi, T. Lasri, N. Clément, D. Ducatteau, B. Legrand, H. Tanbakuchi, and D. Theron, “An interferometric scanning microwave microscope and calibration method for sub-fF microwave measurements,” *Review of Scientific Instruments*, vol. 84, no. 12, p. 123705, 2013. 67
- [60] C. Vlahacos, R. Black, S. Anlage, A. Amar, and F. Wellstood, “Near-field scanning microwave microscope with 100 μm resolution,” *Applied physics letters*, vol. 69, no. 21, pp. 3272–3274, 1996. 67
- [61] M. Kim, J. Kim, H. Kim, S. Kim, J. Yang, H. Yoo, S. Kim, K. Lee, and B. Friedman, “Nondestructive high spatial resolution imaging with a 60 GHz near-field scanning millimeter-wave microscope,” *Review of scientific instruments*, vol. 75, no. 3, pp. 684–688, 2004. 67
- [62] C. Liewald, S. Mastel, J. Hesler, A. J. Huber, R. Hillenbrand, and F. Keilmann, “All-electronic terahertz nanoscopy,” *Optica*, vol. 5, no. 2, pp. 159–163, 2018. 67

- [63] M. Ordal, L. Long, R. Bell, S. Bell, R. Bell, R. Alexander, and C. Ward, “Optical properties of the metals Al, Co, Cu, Au, Fe, Pb, Ni, Pd, Pt, Ag, Ti, and W in the infrared and far infrared,” *Applied optics*, vol. 22, no. 7, pp. 1099–1119, 1983. 78
- [64] K. Willis, S. Hagness, and I. Knezevic, “A generalized drude model for doped silicon at terahertz frequencies derived from microscopic transport simulation,” *Applied Physics Letters*, vol. 102, no. 12, p. 122113, 2013. 78
- [65] F. Terki, A. Bousseksou, Q. H. Tran, S. Kamara, C. Kim, K. W. Kim, and P. Gandit, “Micromagnetometry detection system and method for detecting magnetic signatures of magnetic materials,” Jul. 12 2016, uS Patent 9,389,285. 91
- [66] V. V. Varadan, K. Jose, and V. K. Varadan, “In situ microwave characterization of non-planar dielectric objects,” *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 48, no. 3, pp. 388–394, 2000. 93
- [67] D. Ghodgaonkar, V. Varadan, and V. Varadan, “Free-space measurement of complex permittivity and complex permeability of magnetic materials at microwave frequencies,” *IEEE Transactions on instrumentation and measurement*, vol. 39, no. 2, pp. 387–394, 1990. 93
- [68] L. Novotny and B. Hecht, *Principles of nano-optics*. Cambridge university press, 2012. 94
- [69] E. Schamiloglu, “High power microwave sources and applications,” in *Microwave Symposium Digest, 2004 IEEE MTT-S International*, vol. 2. IEEE, 2004, pp. 1001–1004. 102
- [70] V. Baryshevsky, A. Borisevich, A. Gurinovich, G. Y. Drobyshev, P. Molchanov, and A. Senko, “A compact high power microwave (HPM) source,” in *Pulsed Power Conference, 2009 IET European, 2009*. IET, 2009. 102
- [71] W. A. Radasky, C. E. Baum, and M. W. Wik, “Introduction to the special issue on high-power electromagnetics (HPEM) and intentional electromagnetic interference

- (IEMI),” *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, vol. 46, no. 3, pp. 314–321, 2004. 102
- [72] D. Mansson, R. Thottappillil, M. Backstrom, and O. Lundén, “Vulnerability of european rail traffic management system to radiated intentional EMI,” *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, vol. 50, no. 1, pp. 101–109, 2008. 102, 107
- [73] R. Perdriau, O. Maurice, S. Dubois, M. Ramdani, and E. Sicard, “Exploration of radiated electromagnetic immunity of integrated circuits up to 40 GHz,” *Electronics Letters*, vol. 47, no. 10, pp. 589–590, 2011. 102, 105
- [74] M. G. Backstrom and K. G. Lovstrand, “Susceptibility of electronic systems to high-power microwaves : Summary of test experience,” *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, vol. 46, no. 3, pp. 396–403, 2004. 105
- [75] H. Baudrand, J.-W. Tao, and J. Atechian, “Study of radiating properties of open-ended rectangular waveguides,” *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 36, no. 8, pp. 1071–1077, 1988. 105, 106
- [76] J. D. Jackson, *Classical electrodynamics*. John Wiley & Sons, 1975. 105
- [77] A. Martorell, J. Raoult, R. Marijon, and L. Chusseau, “RF Front-Ends nonlinearity characterization using reflected power,” *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, vol. 59, no. 6, pp. 1925–1931, 2017. 122, 123
- [78] J. Raoult, A. Blain, A. Doridant, and S. Jarrix, “Interference signal effects on a high-frequency monolithic voltage-controlled oscillator : Experiments and simulations,” *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, vol. 56, no. 1, pp. 51–59, 2014. 122
- [79] T. Dubois, J.-J. Laurin, J. Raoult, and S. Jarrix, “Effect of low and high power continuous wave electromagnetic interference on a microwave oscillator system : From VCO to PLL to QPSK receiver,” *IEEE Transactions on electromagnetic compatibility*, vol. 56, no. 2, pp. 286–293, 2014. 122

- [80] J. C. Pedro and N. B. Carvalho, *Intermodulation distortion in microwave and wireless circuits*. Artech House, 2003. 122
- [81] A. Martorell, J. Raoult, R. Marijon, and L. Chusseau, “EMI functional vulnerability identification in RF Front-Ends,” in *Electromagnetic Compatibility of Integrated Circuits (EMCCompo), 2017 11th International Workshop on the*. IEEE, 2017, pp. 15–20. 123
- [82] N. B. De Carvalho and J. C. Pedro, “Large-and small-signal IMD behavior of microwave power amplifiers,” *IEEE transactions on microwave theory and techniques*, vol. 47, no. 12, pp. 2364–2374, 1999. 124
- [83] C. Fager, J. C. Pedro, N. B. de Carvalho, H. Zirath, F. Fortes, and M. J. Rosário, “A comprehensive analysis of IMD behavior in RF CMOS power amplifiers,” *IEEE journal of solid-state circuits*, vol. 39, no. 1, pp. 24–34, 2004. 124
- [84] T. Borel, F. Roig, A. Michez, B. Azais, S. Danzeca, N.-H. Roche, F. Bezerra, P. Calvel, and L. Dusseau, “Atypical effect of displacement damage on LM124 bipolar integrated circuits,” *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 65, no. 1, pp. 71–77, 2018. 127
- [85] L. Dusseau, M. Bernard, J. Boch, Y. G. Velo, N. Roche, E. Lorfevre, F. Bezerra, P. Calvel, R. Marec, and F. Saigne, “Review and analysis of the radiation-induced degradation observed for the input bias current of linear integrated circuits,” *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 55, no. 6, pp. 3174–3181, 2008. 127
- [86] F. Roig, L. Dusseau, P. Ribeiro, G. Auriel, N.-H. Roche, A. Privat, J.-R. Vaille, J. Boch, F. Saigne, R. Marec *et al.*, “The role of feedback resistors and TID effects in the ASET response of a high speed current feedback amplifier,” *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 61, no. 6, pp. 3201–3209, 2014. 127
- [87] D. Newell, P. Ho, R. Mencik, and J. Pelose, “Total dose hardness of microwave GaAs field effect transistors,” *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 28, no. 6, pp. 4403–4406, 1981. 127

Publications et communications de l'auteur

Publication dans des revues

- R. Omarouayache, P. Payet, J. Raoult, and L. Chusseau, “Millimeter-wave near-field imaging with bow-tie antennas,” *Optics express*, vol. 23, no. 9, pp. 12 144–12 151, 2015
- P. Payet, M. Guery, J. Raoult, and L. Chusseau, “Out-of-band disturbance of mm-wave EMI on RF front-ends,” *Microelectronics Reliability*, vol. 76, pp. 670–673, 2017
- P. Payet, J. Raoult, and L. Chusseau, “Remote extinction of a 2.4 GHz RF front-end using millimeter-wave EMI in the near-field,” *Progress In Electromagnetics Research*, vol. 68, pp. 99–104, 2017
- L. Chusseau, P. Payet, and J. Raoult, “Optimization of near-field image capture with millimeter-wave bow-tie probes,” *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, vol. 66, no. 1, pp. 61–68, 2017

Confrences Internationales

- J. Raoult, P. Payet, R. Omarouayache, and L. Chusseau, “Electromagnetic coupling circuit model of a magnetic near-field probe to a microstrip line,” in *Electromagnetic Compatibility of Integrated Circuits (EMC Compo), 2015 10th International Workshop on the*. IEEE, 2015, pp. 29–33
- R. Omarouayache, L. Chusseau, P. Payet, J. Raoult, and S. Jarrix, “60 GHz active microscopy with a bow-tie antenna as near-field probe,” in *Instrumentation and Measurement Technology Conference (I2MTC), 2015 IEEE International*. IEEE, 2015, pp. 1189–1193

-
- R. Omarouayache, J. Raoult, P. Payet, L. Chusseau, B. Vrignon, A. Doridant, and A. Boyer, “Electromagnetic near field injection model on integrated circuit,” in *PIERS*, Praha, CZ, 2015
 - P. Payet, L. Chusseau, and J. Raoult, “A low-cost millimeter-wave phase-contrast imaging technique,” in *IRMMW-THz*, Copenhagen, DK, 2016
 - L. Chusseau, P. Payet, and J. Raoult, “Millimeter wave near-field imagery with micrometer spatial resolution,” in *IRMMW-THz*, Copenhagen, DK, 2016
 - P. Payet, M. Guery, J. Raoult, and L. Chusseau, “Out-of-band effects of millimeter-wave EMI on a 2.4 GHz RF front-end,” in *28th ESREF*, Bordeaux, 2017
 - P. Payet, J. Raoult, and L. Chusseau, “Disruption of a RF front-end subject to an out-of-band signal,” in *IEEE EMC Compo*, Saint-Petersburg, 2017

Confrences Nationales

- R. Omarouayache, J. Raoult, P. Payet, L. Chusseau, B. Vrignon, J. Shepherd, and A. Boyer, “Modèle d’injection électromagnétique en champ proche sur circuit intégré,” in *XIXeme Journées Nationales Microondes*, Bordeaux, 2015
- R. Omarouayache, L. Chusseau, P. Payet, and J. Raoult, “Réflectométrie champ proche à 60 GHz,” in *XIXeme Journées Nationales Microondes*, Bordeaux, 2015
- P. Payet, L. Chusseau, and J. Raoult, “Imagerie en ondes millimétrique avec un guide d’onde rectangulaire,” in *JNRDM*, Toulouse, 2016
- P. Payet, A. Martorell, J. Raoult, and L. Chusseau, “Susceptibilité d’un récepteur RF à un signal hors bande de faible puissance,” in *XXeme Journées Nationales Microondes*, Saint Malo, 2017
- J. Raoult, P. Payet, Z. F. Touta, and L. Chusseau, “Injection électromagnétique en champ proche sur circuit intégré,” in *XXeme Journées Nationales Microondes*, Saint Malo, 2017

Résumé

Les microscopes en champ proche micro-ondes sont des outils émergents pour la caractérisation des matériaux. Dans ce travail, une sonde de champ proche a été conçue, décrite et analysée en termes de performance et de résolution. Cette sonde a été associée à deux microscopes en champ proche micro-ondes. Le premier microscope est basé sur de la réflectométrie en intensité et a permis d'évaluer la qualité et la résolution latérale de la sonde. Cette résolution peut atteindre une dimension sub-longueur d'onde ($\lambda/2500$) ouvrant la voie pour une caractérisation locale des matériaux. La seconde expérience présente la conception d'un banc de caractérisation des matériaux. Ce système met en œuvre un mélangeur I/Q afin d'extraire l'information en intensité et en phase de l'interaction en champ proche. Enfin, la dernière expérience concerne l'injection électromagnétique en champ proche d'un signal hors-bande sur un module de communication. L'ensemble des résultats montrent que l'expérience d'injection en champ proche a le potentiel pour devenir un outil de métrologie important pour l'étude de la susceptibilité.

Abstract

Microwave near-field microscopes are emerging tools for material characterization. In this work, a near-field probe was designed, described and analyzed in terms of performance and resolution. This probe has been associated with two near-field microscopes in the microwave domain. The first microscope is fundamentally an intensity reflectometer. It has allowed to evaluate the quality and lateral resolution of the probe. This resolution can reach strong a subwavelength dimension ($\lambda/2500$), opening the way to local characterization of materials. The second experiment presents the design of a material characterization bench. This system uses an I/Q mixer to extract information both in intensity and phase of the near-field interaction. Finally, the last experiment concerns electromagnetic injection in the near-field of an out-of-band signal on a communication module. The overall results show that the near-field injection experiment has the potential to become an important metrology tool for susceptibility studies.