

N° d'ordre: 2613

50376
1999
379

THESE

présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE LILLE

pour obtenir le grade de :

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE

Spécialité : Electronique

Par

Pascal KROPFELD

*Conception et caractérisation
de réseaux de microémetteurs à effet de champ
sur matériau GaAs*



Soutenue le 10 Novembre 1999 devant la Commission d'Examen:

Membres du Jury :

Mr E. CONSTANT, Professeur à l'Université de Lille 1	Président
Mr. J.P. GILLES, Professeur à l'Université de Paris XI	Rapporteur
Mr. F. THEREZ, Professeur à l'Université de Toulouse II	Rapporteur
Melle F. DUCROQUET, Chargée de recherches CNRS	Examinatrice
Mr D. DIEUMEGARD, Ingénieur à Thomson Tubes Electroniques	Examineur
Mr P. KENNIS, Professeur à l'Université de Lille1	Examineur
Mr. A. VANOVERSCHELDE, Professeur à l'Université de Lille 1	Directeur de Thèse

Remerciements

Ce travail a été effectué au Département Hyperfréquences et Semiconducteurs de l'Institut d'Electronique et de Microélectronique du Nord dirigé par Monsieur le Professeur G. Salmer.

J'exprime mon respect et ma reconnaissance envers Monsieur le Professeur E. Constant qui dirige l'équipe Microtechniques et qui me fait l'honneur de présider la commission d'examen ainsi qu'à Monsieur le Professeur A. Vanoverschelde qui a assuré la direction de ce travail.

Je tiens à adresser mes plus sincères remerciements à Monsieur J.P. Gilles, Professeur à l'Université de Paris XI et à Monsieur F. Therez, Professeur à l'Université de Toulouse III, qui me font l'honneur de participer à ce jury de thèse et d'en être les rapporteurs.

Mes remerciements vont également à Monsieur D. Dieumegard, de Thomson Tubes Electroniques et à Mr P. Kennis, Professeur à l'Université de Lille, qui me font l'honneur d'apporter leur jugement sur ce mémoire en tant qu'examineurs.

C'est avec un réel plaisir que j'exprime ici ma gratitude envers Mademoiselle Frédérique Ducroquet, Chargé de Recherches CNRS, qui a su prodiguer des conseils précieux pour l'aboutissement de cette thèse. J'y suis extrêmement sensible et je lui présente mes plus sincères et profonds remerciements.

La réalisation technologique de ce travail a été facilité notamment grâce au soutien financier de la DGA/DRET, je leur en remercie vivement.

Je tiens ici à citer particulièrement les membres de la centrale de technologies qui ont joués un rôle important dans ces investigations, qu'ils trouvent ici l'expression

de ma reconnaissance. Leur gentillesse et leur compétence ont permis sans aucun doute de mener à bien cette aventure scientifique avec un grand intérêt.

Plus particulièrement, je tiens à saluer amicalement toutes les personnes de mon entourage pour leurs conseils et notamment ceux qui ont dû me supporter au quotidien.

Au cours de ces années, nombreuses ont été les personnes qui ont contribué à l'avancement de ces réalisations. Je ne peux à travers ces quelques lignes qu'établir une liste non exhaustive de tous ceux qui ont accordé un peu de temps et qui ont participé à l'avancement de mes travaux, sans avoir la maladresse d'oublier quelques noms. Je ne peux leur exprimer par de simple remerciements le témoignage de ma reconnaissance aussi ils se reconnaîtront.

Enfin je remercie Mrs J.P. Dehorter et J.Lemaire qui ont assuré la reproduction de ce mémoire et je ne saurais oublier M. P. Armant pour son dévouement.

TABLE DES MATIERES

Introduction générale.....1

Chap. I : SITUATION : « La Microélectronique du vide ».....5

I. INTRODUCTION.....	5
II. EMERGENCE DE LA MICROELECTRONIQUE DU VIDE.....	5
III. CARACTERISTIQUES DE GENERALES DE L'EMISSION DE CHAMP.....	9
<i>III.1 Loi .d'émission.....</i>	9
<i>III.2 Dépendances géométriques.....</i>	11
<i>III.3 Choix du matériau.....</i>	12
<i>III.4 Influence de l'environnement.....</i>	14
<i>III.5 Conceptions technologiques.....</i>	14
<i>III.6 Description de différents types de structure.....</i>	15
III.6.a Les structures horizontales.....	15
III.6.b Les structures Verticales.....	16
III. 6.c Autres structures.....	17
IV. APPLICATIONS.....	17
<i>IV.1 Le domaine de afficheurs.....</i>	18
<i>IV.2 Jauge UHF et capteur de pression.....</i>	22
<i>IV.3 Source ionique par bombardement électronique.....</i>	23
IV.3.a L'émission d'ions par bombardement d'électron.....	23
IV.3.b L'émission d'ions par effet de champ.....	24
<i>IV.4 Canon à électrons.....</i>	24
V. LES TUBES HYPERFREQUENCES A EFFET DE CHAMP.....	25
<i>V.1 Introduction.....</i>	25
<i>V.2 Propriétés spécifiques.....</i>	28
V.2.a La transconductance gm.....	28
V.2.b La capacité Cgc.....	29
V.2.c Effet du réseau.....	29
<i>V.3 Evolution et situation des tubes hyperfréquences à effet de champ.....</i>	30
VI OBJECTIFS DE CETTE ETUDE.....	36

Chap. II : Modélisations théoriques de l'émission par effet de champ d'un émetteur unique ou en réseau.....41

I. INTRODUCTION.....	41
II. EMISSION DES STRUCTURES METALLIQUES.....	41
<i>II.1 Evolution de la loi de Fowler-Nordeim.....</i>	42
II.1.a Détermination de la densité de courant.....	43
II.1.b Effet de la force image.....	44
1) Emission de Fowler-Nordheim modifiée.....	46
2) Emission de Dolan-Dyke.....	46
1) Emission deRichardson-Schottky.....	48
II.1.c Influence de l'émission sur la température.....	51

II.1.d Influence des paramètres ϕ et E sur J.....	51
II.1.b Détermination du courant.....	53
II.2 Cas de structures non-planaires.....	54
II.2.a Expression analytiques approchées.....	55
1) Modèle concentrique simple.....	55
i) détermination du champ.....	55
ii) Influence des paramètres géométriques sur le champ.....	56
iii) Calcul du courant.....	57
iv) Comparaison des structures.....	58
2) Modèle de la sphère et du cylindre flottants.....	59
i) détermination du champ.....	59
ii) Influence des paramètres géométriques sur le champ.....	61
iii) Calcul du courant.....	62
iv) Comparaison des structures.....	63
III. EMISSION DE CHAMP DANS UN SEMICONDUCTEUR.....	65
III.1 Introduction.....	65
III.2 Détermination de la barrière de potentiel.....	65
III.1.a Le potentiel dans le vide.....	65
III.1.b Le potentiel à l'intérieur du semiconducteur.....	67
III.3 Calcul de la densité de courant $J(E)$	70
IV. MODELES D'ANALYSE STATISTIQUE DE L'EMISSION D'UN RESEAU D'EMETTEURS.....	72
IV.1 Introduction.....	72
IV.2 Droite de Fowler-Nordheiml.....	72
IV.3 Aspect réseaux	73
IV.1.a Réseau idéal.....	73
IV.1.b Effet qualitatif d'une répartition statistique sur le tracé de FN.....	74
IV.1.c Répartition gaussienne du rayon de courbure.....	76
IV.1.d Distribution parabolique	79
IV. CONCLUSION.....	82

Chap. III : Réalisations technologiques et caractérisations des microémetteurs.....85

III - Introduction.....85

III -1 Objectifs et description du système de mesures.....87

I. PROCÉDES TECHNOLOGIQUES.....	87
I.1 Méthode de Spindt.....	87
I.2 Technique de sous-gravure.....	88
I.3 Technique de « moulage ».....	88
II. OBJECTIFS TECHNOLOGIQUES.....	89
III. SYSTEME DE CARACTERISATION ELECTRIQUES.....	91
III.1 Montage expérimental et caractérisation d'isolants.....	91
III.2 Tests préliminaires.....	93
III.3 Automatisation du banc de mesure.....	96
III.3.a Acquisition courant-tension.....	97

III.3.b Acquisition temporelle.....	99
III -2 Technologies « humides ».....	100
I. INTRODUCTION.....	100
II. PROCEDES TECHNOLOGIQUES DEVELOPPES.....	100
III. ETUDE DE GRAVURE CHIMIQUE.....	108
III.1 Introduction.....	108
III.2 Gravure HF/HNO ₃ /H ₂ O.....	111
III.3 Gravure HF/H ₂ O ₂ /H ₂ O.....	112
III.4 Gravure H ₂ SO ₄ /H ₂ O ₂ /H ₂ O.....	114
III.5 Gravure HCl/H ₂ O ₂ /H ₂ O.....	116
III.6 Particularité de gravure.....	119
IV. REALISATIONS ET CARACTERISATIONS ELECTRIQUES.....	122
IV.1 Formation des structures.....	122
IV.2 Bruit d'émission.....	125
IV.3 Traitement de surface.....	126
IV.4 Analyse statistique et comparaison de l'émission de différents réseaux.....	132
IV.5 Emission d'émetteur unique : pointe et lame.....	137
III -2 Technologies « sèches ».....	139
I. INTRODUCTION.....	139
II. PROCEDES TECHNOLOGIQUES G.I.R.	140
III. LITHOGRAPHIE.....	141
III.1 Etude du procédé de lithographie électronique.....	141
III.2 Principe et généralité.....	141
III.3 Technologie monocouche.....	143
III.3.a Résine négative - AZPN114.....	143
III.3.b Résine positive - PMMA 3% (950K).....	144
III.4 Technologie bicouche.....	145
III.4.a Combinaison de deux résines PMMA.....	146
III.4.b Copolymère 14% + PMMA 3%.....	147
III.4.c Bicouche haute résolution.....	149
1) Influence de la dose.....	149
2) Potentialité d'intégration.....	152
IV. GRAVURE G.I.R.	153
IV.1 Choix du matériau constituant le masque.....	153
IV.2 Choix de la gravure.....	154
V. REALISATIONS TECHNOLOGIQUES ET CARACTERISATIONS ELECTRIQUES.....	156
V.1 Réalisations technologiques.....	156
V.2 Caractérisations électriques de réseaux haute densité.....	159
III -2 Conclusions et perspectives.....	163
I. CONCLUSIONS.....	163
II. PERSPECTIVES.....	166
Conclusion générale.....	173

INTRODUCTION GÉNÉRALE

Introduction générale

Au début de l'ère électronique, les tubes à vide mettant en œuvre l'effet thermoionique ont été les composants de base à partir desquels se sont développées les fonctions essentielles de génération et de traitement des signaux électriques. L'avènement de la microélectronique (diodes, transistors, circuits intégrés...) et les besoins (radars, radiocommunication, instrumentation, informatique...) sans cesse croissants d'intégration à grande échelle et de réduction drastique des consommations de puissance ont vu les composants de l'état solide (lampes, triodes et autres pentodes) totalement supplanter ceux du vide. Ainsi, seules les applications nécessitant de grandes énergies intègrent encore ces composants sous vide : le tube à rayon cathodique et les tubes hyperfréquences de puissance...

Cependant, dans ces domaines, ce challenge reste encore d'actualité : réduire l'encombrement excessif des écrans de télévision et d'ordinateur, diminuer la consommation et le poids des tubes à ondes progressives embarqués dans les satellites pour la transmission des signaux de télécommunications.

Ces objectifs sont aujourd'hui envisageables avec le développement d'un nouveau concept réunissant les techniques des microtechnologies et celles du vide : "La microélectronique du vide". Ainsi, les techniques de dépôt et de micromachining, pour une large gamme de matériaux, engendrent la possibilité de réalisation de motifs de taille micronique ou inférieure avec une densité d'intégration extrêmement élevée. Ces

systèmes pourront bénéficier des propriétés de transport balistique des électrons dans le vide pour accomplir leur fonctionnalité électronique.

Ce nouveau concept de microélectronique du vide est représenté principalement par la cathode froide basée sur l'injection électronique par émission de champ par contraste au tube conventionnel qui utilise l'émission thermoionique. Ces cathodes sont composées principalement de pointes microscopiques dont le sommet est le siège d'une émission tunnel dans le vide.

Ainsi, depuis ces quinze dernières années, la ténacité d'une poignée de chercheurs persuadés des énormes avantages de tels dispositifs a donné lieu à un regain d'intérêt de la communauté scientifique pour cette nouvelle génération de composants présentant un principe d'effet de champ très localisé (microdiode, microtriode). Issus des travaux effectués par le LETI, l'illustration industrielle la plus marquante est sans aucun doute la commercialisation par "Pixtech" d'écran plats à micropointes.

Un second domaine en prospection concerne l'aspect tube en hyperfréquence. En effet, sous l'impulsion des télécommunications et du multimédia, un développement significatif s'opère dans le domaine des hyperfréquences. Ainsi, la substitution des cathodes chauffées par filament par des cathodes froides constitue un avantage essentiel au niveau de l'encombrement, du poids et du gain énergétique. Ces nouveaux composants laissent également présager en raison des dimensions et de la morphologie des sites émissifs, des performances en fréquence et des densités de courant supérieures aux tubes traditionnels. En effet, l'introduction de microcathodes comme source d'électrons associée à la possibilité de modulation RF directe du courant injecté à partir d'une grille située dans le plan d'émission, se révèle une perspective particulièrement attractive pour cette application.

De nombreux programmes de recherche ont ainsi été engagés tant aux USA, Japon, Russie... mais aussi en France et dans la communauté européenne. Dans le cadre des activités menées à l'IEMN soutenues par la Direction Générale à l'Armement, les recherches que nous avons effectuées se sont orientées plus particulièrement vers la

conception et la caractérisation de microémetteurs à partir de matériau III-V et plus spécifiquement sur l'arséniure de gallium.

En effet, reconnu pour ses propriétés thermiques et électriques associées aux nombreuses possibilités d'intégration de dispositifs électroniques ou optoélectroniques sur un même substrat, ce matériau GaAs suscite un vif intérêt dans la perspective de réalisation de systèmes compacts résultant de la microélectronique du vide. Ainsi, l'arséniure de gallium figure parmi les candidats potentiels les plus favorables pour la fabrication de microcathodes froides destinées à des fonctionnalités micro-ondes.

Les résultats de nos investigations seront donc regroupés en 3 parties :

Dans un premier chapitre, après avoir précisé les avantages potentiels que peut offrir la microélectronique du vide, l'analyse de l'expression classique de Fowler-Nordheim traduisant l'émission tunnel dans le vide nous permettra de spécifier le rôle déterminant du profil des émetteurs dans la génération du champ électrique d'extraction, l'influence du matériau constitutif de la cathode froide et le rôle du milieu environnant. Une présentation de diverses applications (le domaine de l'affichage, les capteurs...) illustrent les potentialités de ce nouveau concept, panorama complété par une description plus précise des prospections menées dans la perspective hyperfréquence. Cette analyse nous permettra de fixer les objectifs détaillés de ce travail.

Le deuxième chapitre est consacré aux aspects théoriques qui orienteront les choix technologiques des réalisations. Basé sur la loi de Fowler-Nordheim, le mécanisme d'émission par effet de champ sera introduit pour différents cas de figures de microémetteurs (pointes, lames). L'exploitation de modélisations analytiques illustre aisément la dépendance aiguë des paramètres profil et nature des émetteurs, sur l'émission de courant. Dans le cadre de la caractérisation des micro-émetteurs réalisés, différents modèles d'analyse statistique seront également proposés, qui permettront d'extraire des informations concernant l'émission : uniformité, géométrie des microsources, surface active...

Le troisième chapitre constitue l'essentiel de notre travail et traite de l'aspect technologique en termes de conception, fabrication et optimisation des échantillons. Les procédés mis en œuvre reposent sur des techniques de masquage et de gravure du GaAs par voies "humide" et "sèche" qui ont fait l'objet de nombreux choix technologiques (matériau, gravure, masque...). Parallèlement à la mise au point des différents process, un aspect haute intégration des structures est également considéré visant à démontrer les performances optimum en émission des micro-cathodes froides GaAs.

La réalisation de micro-émetteurs aux profils les plus divers (pointes, lames, piliers, ...) a fait l'objet de caractérisations à la fois géométriques et électriques qui permettront à partir des exploitations des modélisations statistiques d'apprécier les potentialités d'émission à fort niveau de ce type de microstructures.

CHAPITRE I

Situation : « La Microélectronique du vide »

CHAPITRE I

Situation :

"La microélectronique du vide"

I. Introduction

Ce chapitre présente tout d'abord un bref historique de l'évolution de la microélectronique du vide. Ce nouveau domaine d'investigation met en œuvre l'émission électronique par effet de champ dont nous rappellerons brièvement le principe ainsi que les facteurs essentiels influant sur cette émission de courant. Un panorama des principales applications des dispositifs de la microélectronique du vide à émission de champ sera présenté en soulignant plus précisément l'aspect « tubes hyperfréquences » ce qui nous permettra d'introduire les objectifs de ce travail.

II. Emergence de la microélectronique du vide

A l'heure où l'activité dominante sur les composants électroniques reposait sur les circuits de faible puissance, et où l'essentiel des efforts se concentrait sur la réduction de volume et de consommation de puissance, les tubes à vide thermoioniques se sont vus supplantés durant la décade de 1955 à 1965, par les dispositifs électroniques à l'état

solide. Durant 30 années de progrès ininterrompus, de nombreux outils de microfabrication très sophistiqués ont alors été développés, pour une large variété de matériaux (métaux, semiconducteurs, isolants), donnant lieu à un nouveau champ d'investigation : la microélectronique. N'ont subsisté, aujourd'hui encore que les "tubes" nécessitant la mise en œuvre de grandes énergies tels les tubes cathodiques et les tubes hyperfréquences.

Durant cette période K.R. Shoulders et C.A. Spindt vont persister dans le développement de dispositifs sous vide, persuadés des avantages qu'apporte l'absence de milieu de propagation. En effet, le transport balistique des électrons dans le vide y est plus efficace que dans le semiconducteur où la vitesse des électrons est limitée par les collisions avec les impuretés du matériau. Aussi, le comportement à haute fréquence ne sera-t-il plus limité, de prime abord, par le temps de transit des porteurs, mais par les capacités extrinsèques du dispositif.

Mais, la limitation essentielle dans le développement des tubes à vide thermoioniques repose sur la mise en œuvre d'une source électronique "chaude" capable d'extraire les électrons dans le vide. Il en résulte des puissances et des pertes conséquentes qui restreignent les réductions de volume et rendent le couplage à d'autres technologies incompatible.

Cependant, un autre mécanisme d'émission, mis en évidence par Fowler-Nordheim permet également de régir l'injection d'électrons, dans le vide présent entre deux électrodes soumises à l'action d'un champ électrique très intense (quelques 10^7 V/cm): c'est l'émission de champ. Bien que connu depuis de nombreuses années, ce phénomène qui nécessite des polarisations considérables, a été négligé au profit des effets thermoioniques alors moins exigeants.

La microélectronique du vide s'efforce de reprendre ce principe en tentant de réduire les tensions de fonctionnement. En 1961, K.R. Shoulders¹ fit jaillir le concept de source d'électrons mettant en œuvre une émission de champ localisée, induite par des géométries très effilées. Tout au long des années 70, Spindt² et son équipe du Standfort Research Institute (S.R.I.) améliorèrent le procédé de fabrication et en 1979, ils démontrent que ce nouveau type de cathode peut atteindre une durée de vie de plus de

25000 heures avec une densité de courant de 12 A/cm². En 1983, G. Binnig³, C. Gerber, H. Rohrer et C. Quate⁴, (I.B.M. de Zurich) s'inspirent de ce procédé d'émission et révolutionnent le monde de la microscopie en accédant à la résolution atomique: c'est le microscope à balayage à effet tunnel (S.T.M.). R. Meyer⁵ et son équipe du L.E.T.I. réalisent, en 1985, les premiers afficheurs monochromes à micropointes à émission de champ. Puis les premiers travaux sur l'expérimentation de ce type de cathodes dans un objectif microondes sont présentés par Lally⁶, Mack et Spindt, en 1986. Les domaines d'applications de la microélectronique du vide s'ouvrent. Le monde scientifique s'organise et en juin 1988, la première conférence internationale (International Vacuum Microelectronics Conference), est essentiellement consacrée aux cathodes à micropointes. (§Tableau I.1)

1961	<i>Début de la microélectronique du vide, proposition de microtriodes à émission de champ.</i>	Shoulders ¹
1968	<i>Premier rapport de fabrications et tests de microtriodes Mo utilisant la technologie de films minces</i>	Spindt ²
1970	<i>Propositions d'afficheurs plats utilisant des pointes Spindt</i>	Crost ² , Shoulders and Zinn
1974	<i>1^{ère} proposition de technique de microfabrications et propriétés d'émissions pour des réseaux de pointes silicium</i>	Thomas ⁹ , Wickstrom, Schroder and Nathanson
1976	<i>Proposition de systèmes microondes utilisant des pointes Spindt et des lignes microstrips</i>	Brodie ¹⁰
1979	<i>Démonstration de durée de vie de plus de 25000 heures à 12 A/cm² (réseaux de 100 pointes)</i>	Brodie ¹¹ and Spindt
1983	<i>1^{er} microscope STM avec résolution atomique</i>	Binnig ¹² , Rohrer, Gerber and Weibel
1985	<i>1^{er} afficheur monochrome à matrice</i>	Meyer ¹³ , Ghis, Rambaud and Muller
1986	<i>1^{er} tube microonde avec des pointes Spindt</i>	Lally ⁶ Mack and Spindt
1987	<i>1^{er} afficheur haute résolution avec 3 niveaux de couleur</i>	Holland ¹⁴ , Spindt, Brodie, Mooney and Westerberg
1988	<i>1^{ère} International Vacuum Microelectronics Conference (IVMC)</i>	Chairmen: Gray and Spindt
1990	<i>50 µA/pointes ont été obtenus avec des émetteurs Si</i>	Betsui ¹⁵
1990	<i>1000 A/cm² pour réseau d'émetteur Mo</i>	Spindt ¹⁶ , Holland, Rosengreen and Brodie
1990	<i>1^{er} afficheur à écran entièrement opérationnel</i>	Ghis ¹⁷ , Meyer, Levy, Rambaud and Leroux
1992	<i>Test de systèmes de la microélectronique sous vide à plus de 1 GHz.</i>	Spindt ¹⁸ et al.
1992 - 1994	<i>Modulation de F.E.A. au GHz avec un minimum de courant de 5 mA</i>	A.R.P.A. -: phase I
1994-1999	<i>Modulation de F.E.A. à 10 GHz avec un minimum de courant de 160mA, avec un gain de 10 dB sous une puissance de 50 W et un rendement de 50 %</i>	A.R.P.A. -: phase II

Tableau I.1: Evénements¹⁹ significatifs dans l'évolution de la microélectronique du vide.

A ce jour, les activités se concentrent principalement aux Etats Unis en terme de recherche et développement industriel. Mais, le Japon, la Corée, la Chine et l'Europe de l'Est mènent de nombreux travaux sur le sujet. En Europe, les sociétés G.E.C., PHILIPS, SIEMENS, PIXTECH, THOMSON Tubes Electroniques, ... travaillent activement sur le développement des dispositifs de la microélectronique du vide, qui peuvent permettre de cumuler les bénéfices du vide et les progrès de la microélectronique (miniaturisation,...), c'est à dire :

- *L'absence d'élément de chauffage (thermoionique) amène une compacité et une réduction de poids des dispositifs.*
- *Le transport balistique des électrons dans le vide ne présente pas de saturation de la cinétique des électrons induite par le matériau: ce qui laisse présumer des fréquences de coupure potentiellement élevées. De plus, on peut considérer l'émission tunnel comme instantanée.*
- *Les effets de température sur les performances de ces dispositifs sont quasi inexistantes. Le phénomène de génération-recombinaison des porteurs sensible aux perturbations extérieures (température, radiations...) est propre aux matériaux semiconducteurs. En conséquence, il n'affecte pas théoriquement les caractéristiques électriques du composant sous vide dans les gammes de température d'utilisation usuelle.*
- *Pour des raisons identiques, les effets de radiations²⁰ sont quasi négligeables avec une sensibilité inférieure de 4 ordres de grandeur par rapport aux semiconducteurs.*
- *L'exploitation de l'effet de champ corrélé à une géométrie d'émetteur spécifique autorise des tensions d'opération faibles (quelques dizaines de volts à 1000V au lieu de 1000-30000V pour les tubes classiques) d'où un gain énergétique.*
- *Les faibles potentiels appliqués présentent des valeurs inférieures au potentiel d'ionisation des gaz et de ce fait laissent présager une durée de vie des émetteurs importante voire des conditions de vide moins exigeantes.*

III. Caractéristiques générales de l'émission de champ

Dans ce paragraphe, une brève approche du phénomène physique d'émission sera abordée (complétée dans la suite de ce mémoire) suivie d'une prospection sur la dépendance de l'émission avec différents paramètres. L'aspect technologique sera également évoqué par une présentation des différentes structures émettrices relevées dans la littérature.

III.1. Loi d'émission

Le principe des cathodes à émission de champ repose sur l'injection électronique stimulée par l'effet du champ électrique très élevé présent à la surface d'un matériau.

Au niveau atomique, l'émission de champ met en œuvre le passage des électrons par effet tunnel à travers la barrière de potentiel à l'interface matériau/vide (Fig. I.1). Cette barrière ΔX devient d'autant plus mince que le champ E est élevé, favorisant ainsi l'injection électronique: c'est l'émission froide.

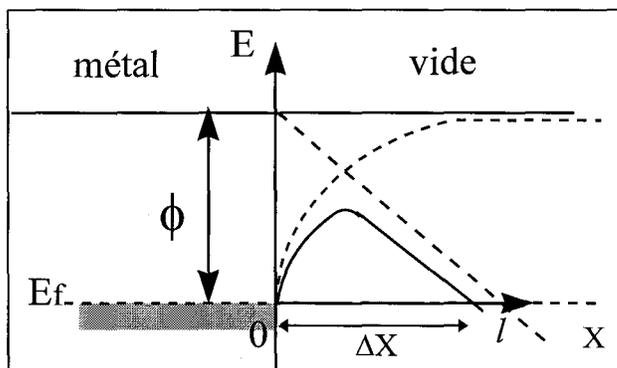


Fig. I.1 : Profil de barrière de potentiel métal/vide..

L'extraction d'électrons du métal donne lieu à un courant basé sur la loi classique de Fowler-Nordheim et dont la densité est donnée par:

$$J = \frac{A \times E^2}{\phi} \times \text{Exp}\left(\frac{-B \times \phi^{3/2}}{|E|}\right) \quad (A \text{ et } B \text{ sont des constantes})$$

ϕ est le travail de sortie du matériau.

Le champ électrique local E (Fig. I.2) induit par l'application du potentiel extérieur V sera d'autant plus élevé (quelques 10^7 V/cm) que la géométrie de la structure sera effilée voire ponctuelle en application du théorème de Gauss.

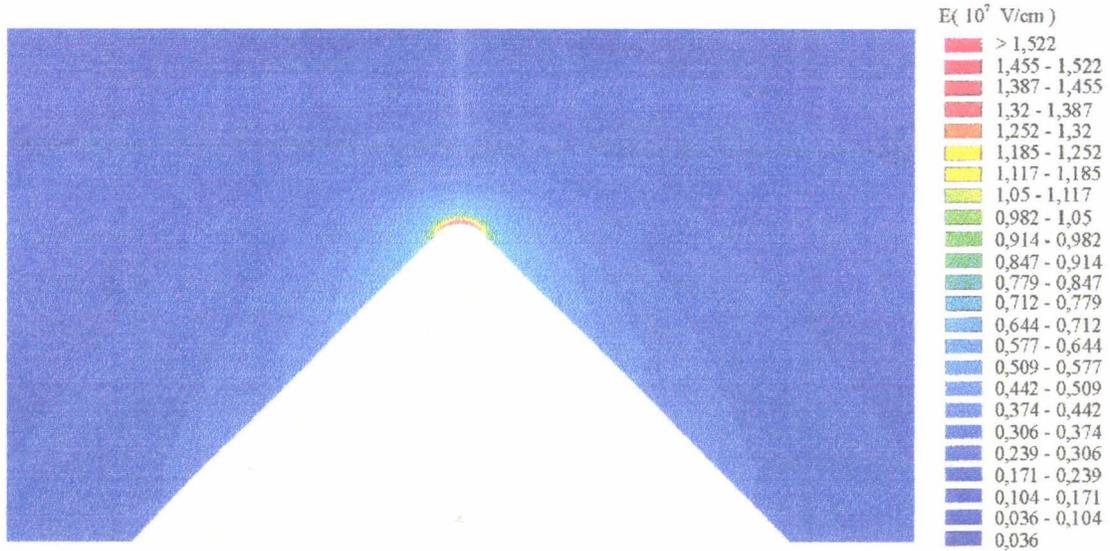


Fig. I.2 : Effet localisé du champ à l'apex d'une pointe.
- Simulation 2D effectuée avec le code de calcul "Optique" de Thomson Tubes Electroniques.

On notera dans cette équation de Fowler-Nordheim la très forte dépendance exponentielle avec le champ électrique, mais aussi celle avec l'état électronique de la surface émissive caractérisé au travers de ϕ .

Cependant, compte tenu de la faible surface émissive résultante, le concept de réseau de micro-émetteurs sera utilisé pour obtenir les courants élevés souhaités. Notons que l'application de la tension pourra être réalisée par une structure de base de type diode (cathode-anode) ou facilitée par une grille d'extraction (Fig. I.3).

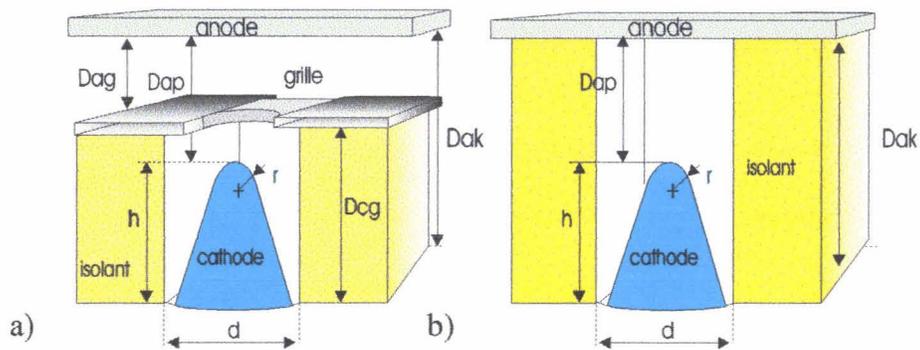


Fig. I.3 : Structure pointe à effet de champ :
- a) Triode (présence d'une grille) - b) diode

III.2 Dépendances géométriques

Comme l'indique la relation de FN, pour un matériau donné, la géométrie de la structure est le seul facteur modifiable. En effet, le champ électrique est relié au potentiel et l'expression de Gomer¹:

$$E = \beta \cdot V$$

avec β évoluant en $1/r$ (r étant le rayon de courbure à l'apex) reste la formulation la plus simple et la plus utilisée. Cette formulation dérive du cas idéal d'une source ponctuelle et le paramètre β traduit « l'effet de pointe ».

Ce facteur de forme β joue un rôle prépondérant dans l'efficacité d'émission et est caractérisé par un resserrement violent des lignes équipotentiels au niveau de l'apex de la pointe (Fig. I.4), où le champ électrique est donc très intense (simulation effectuée avec CATIA¹).

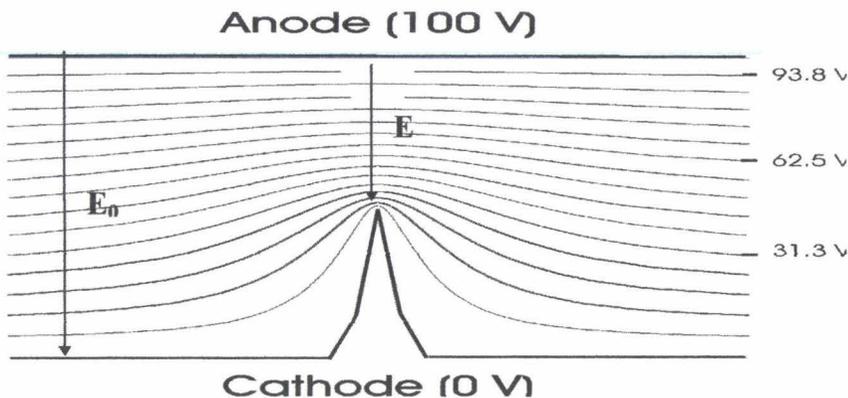


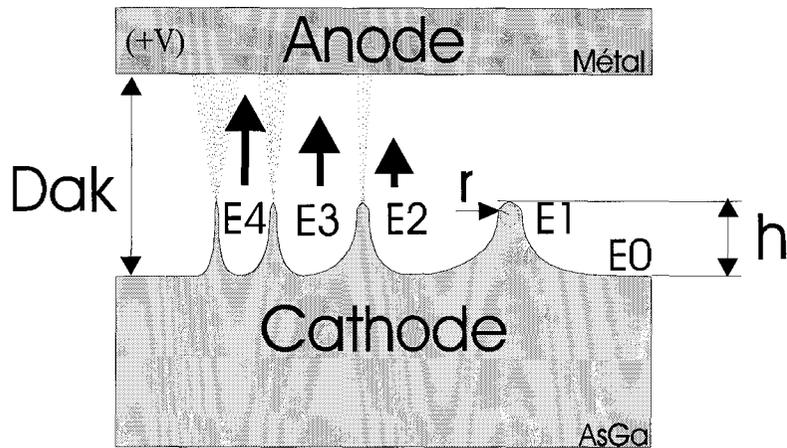
Fig. I.4 : Illustration de l'effet de champ sur une pointe : resserrement des lignes équipotentiels à l'apex -

Ainsi, pour une structure de type diode, le champ local relié à V par la relation précédente $E = \beta \cdot V$ peut aussi s'exprimer en fonction du champ fictif E_0 du condensateur plan par

$$E = \beta' \cdot E_0 = \beta' \cdot V / d$$

Le facteur de forme β peut donc être remplacé par le coefficient multiplicateur β' à appliquer au champ E_0 et caractérisant aussi "l'effet de pointe".

¹ O. Yaradou, " Etude et réalisation de microtriodes", Thèse de doctorat de l'Université des Sciences et Technologies de Lille, 17 Novembre 1995, (A paraître)



Ce phénomène est d'autant plus fort que les structures sont effilées. Cela se traduit aussi, pour un même courant, par un abaissement des tensions seuils d'extraction. Cependant, nous pouvons noter qu'une légère dispersion de la géométrie des structures (h , D_{ak} , r , ...) entraînera une forte variation du courant (dépendance exponentielle FN), ce qui souligne le rôle et l'importance de la géométrie des structures.

En conséquence, une élévation de la tension appliquée, une réduction de la distance inter électrodes ou encore une diminution du rayon de courbure des extrémités effilées, ont pour effet d'augmenter le champ électrique à proximité du sommet des structures, et donc de favoriser l'émission électronique. A champ constant, la réduction des distances inter-électrodes entraîne l'application de faible valeur de tension permettant ainsi une compatibilité avec d'autres composants électroniques.

III.3. Choix du matériau

Un autre élément essentiel pouvant affecter les capacités d'émission concerne le choix du matériau constituant les microémetteurs. Chaque matériau est caractérisé par sa "fonction de travail" (qui est l'énergie nécessaire à apporter à un électron pour l'extraire du matériau et pour l'amener au niveau du vide). Les valeurs du travail de sortie des matériaux couramment utilisés appartiennent à une gamme de 3,5 à 4,5 eV. Des valeurs plus faibles de ϕ seraient favorables à l'efficacité d'émission mais augmenteraient la sensibilité physico-chimique²² de nos émetteurs (température, radiation, lumière...) défavorable à l'émission.

L'aspect thermique de ces structures susceptibles de fournir des densités de courants très élevées entraînant des élévations de températures localisées très intenses

sera un autre paramètre important. En effet, la température de fusion et la diffusion de celle-ci dans le matériau, phénomènes physiques majeurs dans le cas des tubes thermoioniques, apparaissent ici comme des effets ponctuels et contribuent sans aucun doute à la durée de vie de ces nouveaux composants.

Les premières structures à effet de champ ont alors été fabriquées en matériau réfractaire. Le molybdène a été le premier matériau utilisé dans la micro-fabrication de réseaux d'émetteurs et reste aujourd'hui largement utilisé. Ces émetteurs en molybdène ou en tungstène sont capables de fournir de forts courants mais sont très sensibles à leur milieu opératoire.

Les émetteurs semiconducteurs Si et GaAs sont plus tolérants sur l'environnement²³ et offrent un large éventail de savoir-faire technologique avec toute la souplesse que peut apporter le semiconducteur (isolant, conducteur, transistor, diode...). Le silicium trouve sa justification dans son aptitude à pouvoir former une couche d'oxyde de grande épaisseur, ce qui lui vaut d'être le matériau de référence de la microélectronique autour de laquelle de multiples technologies n'ont cessé de se développer. Le GaAs, quant à lui, plus récent, puise ses ressources dans le transport intrinsèque des électrons favorisé par une mobilité plus élevée que dans le silicium (≈ 6 fois plus). De ce fait, il devient le matériau de base des composants hyperfréquences.

La communauté scientifique montre également un grand intérêt pour les matériaux à grand gap²⁴ (>3 eV) qui offrent d'excellentes propriétés chimiques et thermiques. Les dernières investigations sur les carbures^{25,26} (ZrC, HfC...), les nitrures^{27,28,29} (GaN, AlN, NbN, ZrN, ...) et le diamant^{30,31} montrent que ces matériaux se distinguent par leurs conditions de fonctionnement très tolérantes ($\sim 10^{-5}$ Torr) et par leurs caractéristiques d'émission de courant très stables ($<10\%$).

Le principe de recouvrement des émetteurs par des films de ce type est à l'heure actuelle en cours d'investigation et donne des résultats significatifs en fonction de l'épaisseur de recouvrement. Déposé en une fine couche sur des pointes de Mo, le diamant semble se distinguer en terme de performance. Ceci s'explique par l'originalité des propriétés d'émission de ce matériau. En effet, les composés du diamant présentent, suivant certaines orientations cristallographiques, une affinité électronique négative liée à sa structure énergétique large bande (E_g très grand) entraînant un abaissement du travail de sortie effectif en surface. Le mécanisme³² exact des phénomènes de transport

électronique de ces matériaux est encore controversé. D'un point de vue technologique, de nombreuses difficultés de compatibilité avec la microélectronique restent posées provenant essentiellement de la "dureté" des matériaux (résistance aux acides , ...) et des procédés de fabrication qui nécessitent la mise en œuvre de fortes températures (>900°C). Des niveaux de courants appréciables (1µA-mA) ont pu être obtenus. Néanmoins les polarisations d'extraction (400-2000V) doivent encore être réduites d'un facteur 10.

III.4. Influence de l'environnement

Le milieu environnant joue un rôle déterminant sur la performance en émission et la durée de vie des composants. Les dispositifs intégrés opèrent dans un environnement soit "tube à vide" de 10^{-5} - 10^{-6} Torr ou en "chambre à vide" (station test) de 10^{-6} - 10^{-10} Torr où l'ensemble des matériaux composant le système d'émission sont confrontés aux phénomènes de dégazage, d'absorption et de désorption. Les éléments utilisés devront être d'une extrême pureté et de préférence de type verre, céramique ou acier, limitant ainsi tout dégazage.

Les imperfections de vide peuvent entraîner des fluctuations de courant impliquant une dégradation de l'émission, pouvant aller jusqu'au claquage; effet d'autant plus amplifié que la distance des électrodes est réduite. Cette grande sensibilité au bombardement ionique conduit à l'heure actuelle à de nombreuses études^{33,34} comportementales de la cathode face à son environnement.

Malgré ces exigences liées à l'environnement, Spindt¹⁶ annonce des durées de vie de réseaux d'émetteurs Mo de plus de 70000 heures et des densités de courant de 500µA/pte, dans un ultra vide de grande qualité ($\geq 10^{-9}$ torr).

III.5. Conceptions technologiques

Ces microcathodes peuvent être fabriquées de différentes méthodes, mais la technique de Spindt (Fig. I.5) reste prédominante dans le domaine de la microélectronique du vide. Le dispositif est fabriqué sur un substrat de verre ou de Si qui offre une excellente adhérence au Mo. La réalisation de pointes repose sur le dépôt

d'un métal Mo à travers une ouverture circulaire effectuée dans un isolant de grille, préalablement défini par lithographies et gravures chimiques. Le molybdène est déposé par évaporation suivant un angle de dépôt (avec le substrat réduisant ainsi la fenêtre d'ouverture pour former progressivement une pointe en forme de cône.

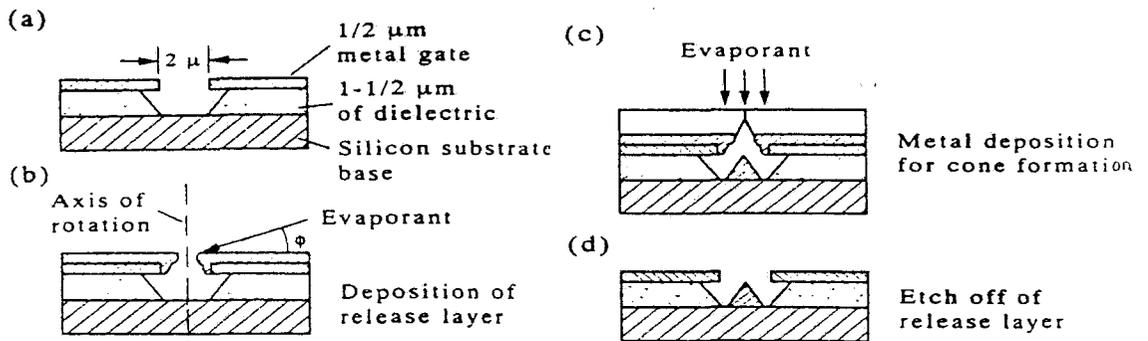


Fig. I.5 : Schéma du procédé de fabrication technologique de cathode à effet de champ de type Spindt.

Ces cathodes dites de "Spindt" constituent un des domaines d'investigations les plus actifs qui a permis, sans doute, les résultats les plus remarquables. Des densités d'intégration de quelques 10^8 pointes/cm² d'un réseau de 10000 pointes délivrant des courants de l'ordre de 180mA ont été ainsi obtenus³⁵. Une densité de courant typique^{36,37} de 1000A/cm² à 2000 A/cm² avec une valeur théorique possible de 5000A/cm² montrent la maturité et la fiabilité de ce procédé technologique.

III.6. Description de différents types de structures

Les formes des structures émettrices siègent d'une émission par effet de champ sont particulièrement diverses et variées. Issues de la littérature, les géométries les plus courantes peuvent être rassemblées en trois groupes, dans lesquels on retrouve de manière constante un aspect "pointe" et "lame".

III.6.a Les structures horizontales

Les structures horizontales^{38,39,40} (Fig. I.6) ont la particularité d'utiliser une technologie essentiellement plane et offrent donc une facilité de réalisation qui autorise plus aisément des distances anode-cathode plus réduites, impliquant des tensions de

démarrage d'émission de quelques dizaines de volts. Le niveau de courant par structure est comparable aux autres procédés. Mais, du fait de la constitution de ces structures, la densité d'intégration ne peut pas laisser présager un nombre élevé d'éléments. En conséquence les niveaux de courants resteront insuffisants.

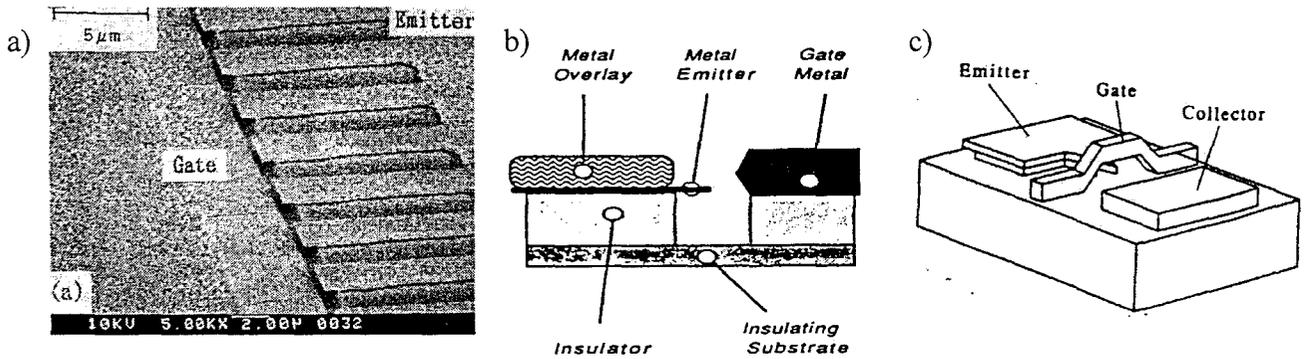


Fig. 1.6 : Emetteurs à effet de champ à structure horizontale :
-a) - réseau de lames avec une grille dans le plan inférieur - b) - Coupe d'une lame (ou pointe) avec une grille sur le même plan - c) - pointe avec une grille sur le plan supérieur

III.6.b Les structures verticales

Elles sont de conception plus complexe^{41,42} (Fig. I.7) mais suscitent l'intérêt du plus grand nombre de chercheurs car elles présentent une densité d'intégration et des performances d'émission de courant inégalées. Ce sentiment se renforce avec le progrès des outils de la microélectronique qui permettent la conception de structures au profil abrupt par l'utilisation de techniques plasmas.

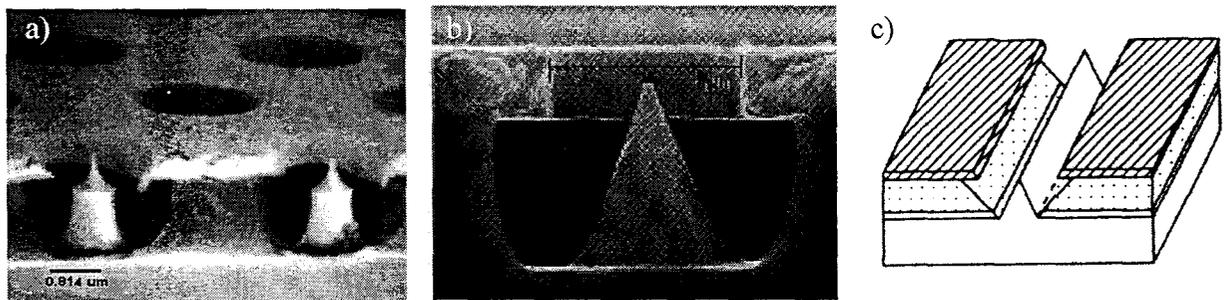


Fig. 1.7 : Emetteur à effet de champ à structure verticale :
-a) - réseau de pointes Si sur pilier ("tips-on-post") - b) - Pointe Mo de type Spindt - c) - Schéma de lame Si

III.6.c Autres structures

Ces structures sont peu nombreuses mais manifestent beaucoup d'originalité. Il est important de noter qu'une structure^{43,44,45} "mixte" (Fig. I.8-a) a démontré pour la première fois en 1986 la possibilité d'obtenir un gain en courant à partir d'une microtriode.

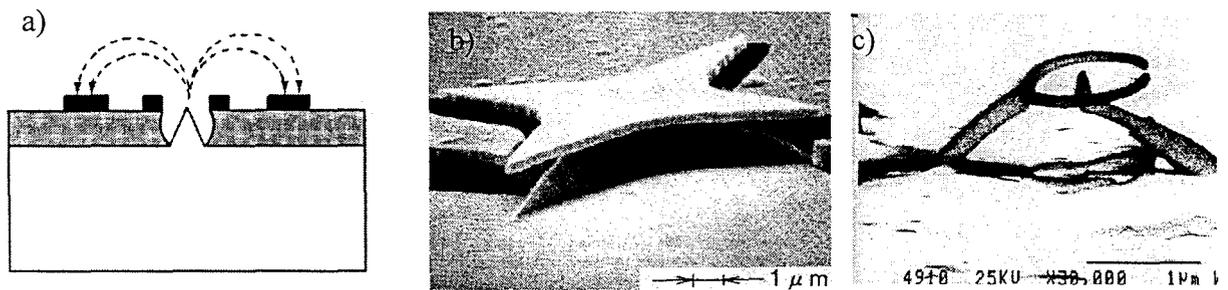


Fig. I.8 : Structures à effet de champ diverses : - a) - pointe mixte - b) - étoile - c) - pointe à grille suspendue

Les formes les plus diverses sont étudiées comme cet émetteur en étoile qui aurait tendance à réduire les fluctuations de courant dans une application d'afficheur, ou cette triode des plus étonnantes qui démontre la faisabilité technologique d'émetteur à faible capacité Cette catégorie d'émetteurs tout à fait précurseurs, contribuera sans aucun doute à la détermination de la structure performante de demain.

IV. Applications

Depuis 1990, les potentialités d'applications et les retombées économiques envisagées ont conduit les acteurs de la microélectronique du vide à s'engager dans une course aux performances sans cesse croissante. L'illustration majeure du développement industriel de ce nouveau type de composant concerne le marché des afficheurs à écran plat mettant en oeuvre l'émission de champ.

Ce paragraphe a pour objectif de montrer, à travers l'examen non exhaustifs de nombreux domaines d'applications, les potentialités de ce nouveau concept.

IV.1. Le domaine des afficheurs

L'application la plus importante des émetteurs à effet de champ concerne incontestablement le domaine des écrans plats. Les potentialités de marché de ces écrans sont nombreuses et variées :

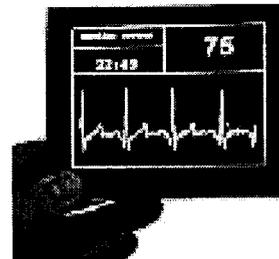
- instrumentation scientifique et médicale
- moniteur d'ordinateur individuel (portable)
- système de contrôle (surveillance, domotique ...)
- télévision
- avionique
- automobile (afficheur de tableau de bord...)

Le concept a été proposé par Crost⁸ et al. en 1970 et en 1985, R.Meyer⁵ montra la faisabilité d'afficheurs monochromes. En 1989, un prototype d'écran couleur 5" a été rapporté par le S.R.I.. Par la suite, le L.E.T.I réalisa en 1990 des afficheurs monochromes 6", suivis en 1991 d'afficheurs couleurs. Cette réussite fut à l'origine de la création en 1992 de la société Pixtech Inc., aujourd'hui, à travers des alliances industrielles (Futuba, Motorola, Raythéon...) leader mondial dans le développement d'afficheurs à micropointes.

Comparativement, la référence en terme d'écran plat, est l'afficheur à cristaux liquides (LCD), tandis que les écrans plasma, technique plus ancienne, voient une percée spectaculaire dans le domaine des grandes dimensions. (Tableau I.2)

Les exigences recherchées d'un afficheur à écran plat sont:

- une large palette de dégradés
- une brillance élevée (>100/1)
- un angle de vision de 160°
- une vitesse de rafraîchissement rapide
- une fine épaisseur d'écran (10mm)
- une légèreté (<500g)
- une faible consommation électrique (<4-5 W)



Caractéristiques	Afficheurs à cristaux liquides (L.C.D.)	Afficheurs électroluminescents	Afficheurs à écran plasma	Afficheurs à émission de champ
Luminance cd/cm ²	200	100	300	150 à 600
Angle de vision (°)	80	160	160	160
Efficacité d'émission (lm/W)	3-4	0,5-2	1	10-15
Temps de réponse	30-60ms	<1ms	1-10ms	10-30µs
Contraste*	>100:1	50:1	100:1	100:1
Nbre de couleurs	16millions	16	16millions	16millions
Nbre de pixels	1024X768	640X480	852X480	640X480
Taille de pixel (mm)	0,31	0,31	1,08	0,31
Consommation (W) (taille d'écran)	3 (26,4cm)	6 (26,4cm)	200 (106,7cm)	2 (26,4cm)
Taille d'écran max. (diagonale) (cm)	55,8	26,4	106,6	26,4
Epaisseur d'écran (mm)	8	10	75 à 100	10

* sous éclairage ambiant

Tableau I.2 : Caractéristiques typiques des principales technologies d'afficheurs

De nos jours, les afficheurs à émission de champ ont la brillance des tubes à rayon cathodique et leur épaisseur est d'environ 10 mm; bien que des prototypes de 3.5 mm aient été démontrés.

L'émission d'électrons se fait par réseaux de micropointes associés à chaque pixel (il n'y a pas de faisceau unique). Ces électrons sont extraits sous une polarisation de grille (environ 100V) et accélérés pour venir frapper l'écran phosphore qui libère une lumière: la cathodo-luminescence. La proximité pointe-anode d'environ 200 µm évite les problèmes de focalisation, d'alignement et de convergence de faisceau. Cependant un inconvénient dû à la réduction de la distance écran-cathode concerne la moindre efficacité des écrans classiques au phosphore sous de "basses" polarisations (300 V).

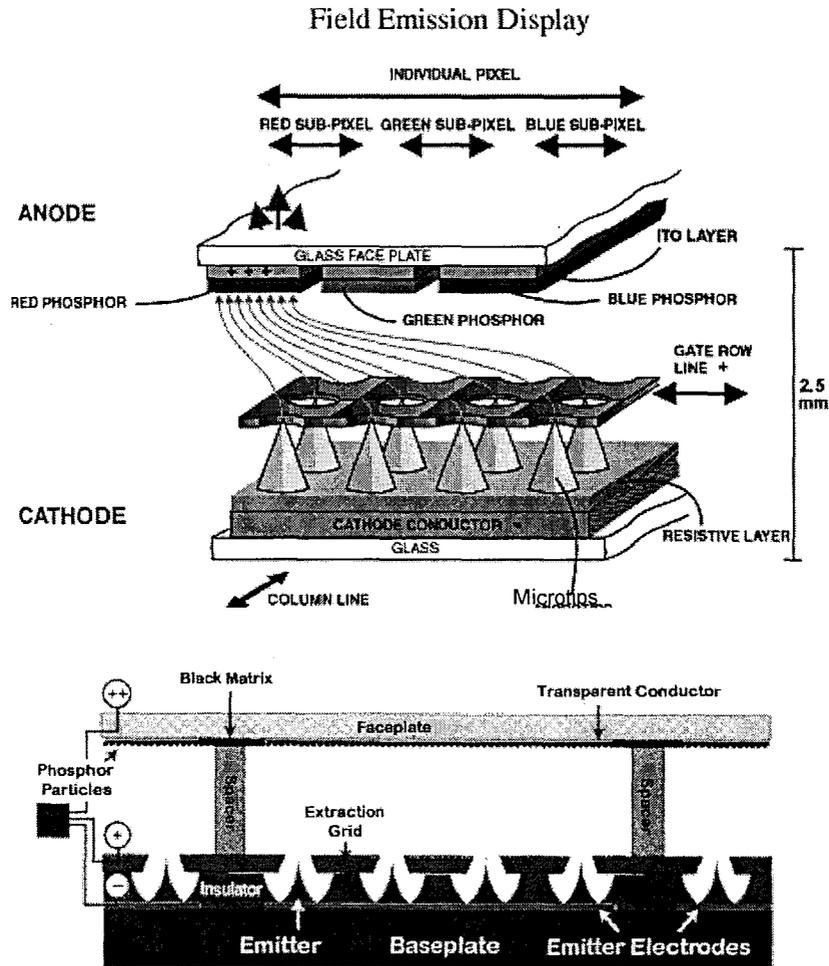


Fig. I.9 : Schéma d'afficheur à écran plat - a) - vue éclatée d'un écran couleur - b) - vue en coupe.

Une solution adoptée pour les afficheurs à effet de champ faible tension est l'utilisation d'écrans à base de ZnO:Zn couramment utilisé dans les afficheurs luminescents. Pixtech et Futaba ont montré des luminances d'écran de 300 cd/m² et de durée de vie de 10000 heures. Pour les opérations à haute tension qui amplifient les contrastes, des résultats récents obtenus chez Canon ont démontré des fonctionnements à 6 kV pour une luminance de 690 cd/m².

Dans le cas des afficheurs à cathodes froides, contrairement aux autres techniques, les images sont formées par un balayage successif par rangées entières de pixels adressées en parallèle durant quelques nano-secondes. L'allongement des durées d'exposition de pixel entraînerait rapidement des dégradations limitant les durées de vie des écrans.

	Pixtech Inc.				FUTABA Corp.		SAMSUNG display devices	Raytheon Co.	Fujitsu Lab.	FED Corp.	Candescant Technologies Corp.
Ecrans prototypes	FE7.5XM		FE7.5YC	FEXXXLP	F248A054AAA						
matériau	Mo (?)	Mo	Mo (?)	Mo (?)	Mo(?)	Mo(?)	Mo et diamant	Mo	Mo	Mo et Si	Mo
tension d'écran (anode)		300V				400V	250	15000		8000	
Diagonale d'écran (mm)	215,9	267	215,9	76,2	126	124	142	63	51	102	112
résolution d'écran	640X480	640X480X3	640X480	640X220	248X54	320X240X3	128X128X3	128X128	320X240	480X480	320X240X3
taille de pixel (mm)		0,33X0,33			0,5X0,42	0,103X0,309	0,5X0,5	0,35X0,35		0148X0,148	0,33X0,33
luminescence (cd/cm²)					1000	80	80	34000	6	1000	100
nbre de couleurs	monochrome	couleurs	couleurs	couleurs	monochrome	16 millions de couleurs	couleurs	monochrome	monochrome	couleurs	
Brillance (fL)	75/100	>100/1	40/60	15/25	100/1	>100/1	100/1	>100/1		>100/1	300/1
consommation (W)	2-4		4-8	4,50E-02		2,5					
dimension (mmXmmXmm)					160X40,6X26,4						
poid (gr)	500		700	70							

Tableau I.3 : illustration des projets industriels sur les écrans à micropointes

	PIXTECH Inc.		FUTABA Corp.		MOTOROLLA	MICRON DISPLAY
Ecrans commercialisés	FE524M	FE524C	F640A480AAA	F320A240AAB		
matériau	Mo	Mo	Mo	Mo	Mo	Si
tension d'écran (anode)	300V		400V		5000	
Diagonale d'écran (mm)	132	144	184	124	132	14
résolution d'écran	320X240	320X240	640X480	320X240	320X240X3	548X222
taille de pixel (mm)	0,33X0,33		0,23X0,23	0,31X0,31	0,325X0,5	
luminescence (cd/cm²)	240		200	300	300	50
nbre de couleurs	Monochrome	couleur	Monochrome		262000	121656
Brillance (fL)	70/140	70	40/1	40/1	100/1	100/1
consommation (W)	1-3,5	3	6	2		
dimension (mmXmmXmm)	132X100X11	140X110X17	185X136,5X17	136,8X119,9X12,4		
poid (gr)	210	310	340	155		

Tableau I.4 : Comparaison d'écrans à micropointes commercialisables

Les tableaux I.3 et I.4 soulignent les nombreuses sociétés impliquées dans la fabrication d'écrans plats à cathodes à effet de champ où les objectifs sous faible polarisation sont notamment:

- de proposer des résolutions couleurs de haute qualité
- d'augmenter la taille d'écran
- de réduire le poids et la consommation de puissance.

Mais les écrans plats ne constituent pas l'unique centre d'intérêt des microcathodes froides et de nombreuses autres pistes ont été investies.

IV.2. Jauge UHV et capteur de pression

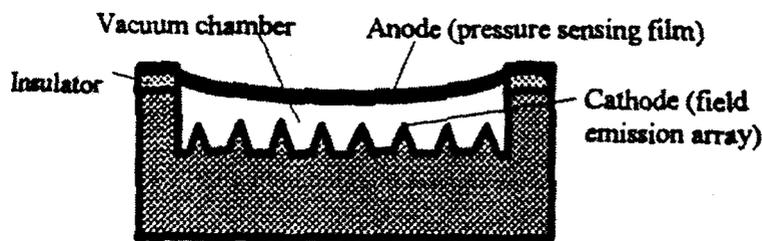


Fig. I.10: Schéma de principe d'un capteur de pression à effet de champ

Ainsi, l'émission électronique à effet de champ implique d'opérer sous des vides de 10^{-7} à 10^{-12} Torr. Pour une polarisation électrique donnée, on peut donc envisager de mesurer^{46,47} le niveau du vide en fonction du courant d'émission.

La configuration de la Fig. I.10. repose sur la réalisation de capteurs de pression⁴⁸. En configuration diode, ces capteurs ont une distance anode-cathode de l'ordre du micromètre. Une déflexion relative du collecteur sous l'effet de la pression entraîne une variation du courant d'émission. L'addition d'une grille amène un élément de contrôle supplémentaire sur l'émission de courant permettant d'élargir la dynamique d'utilisation du capteur.

D'autres capteurs sont envisageables fondés sur le même principe de sensibilisation du courant de consigne par la modification de l'entité mesurée. Par exemple: le capteur magnétique^{49,50} (Fig. I.11) qui observe en présence d'un champ magnétique B, une

déflexion du faisceau d'électrons émis, issue de la force de Lorentz. L'anode subdivisée en matrice de collecteur permet alors par l'évaluation du courant de mesurer la source magnétique.

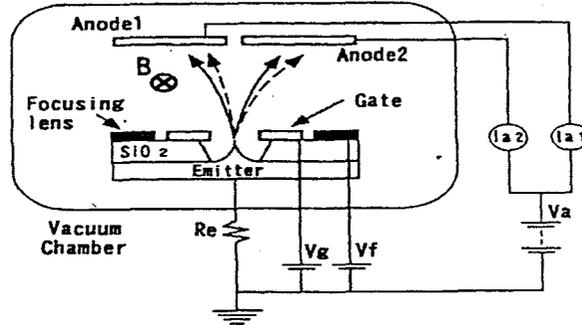


Fig. I.11 : schéma d'un dispositif capteur magnétique.

IV.3. Source ionique par bombardement électronique

IV.3.a L'émission d'ions par bombardement d'électrons

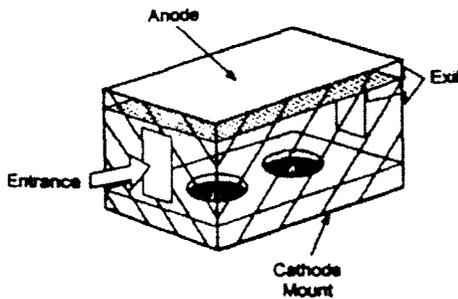


Fig. I.12 : Schéma d'une chambre d'ionisation utilisant les cathodes de Spindt

Les cathodes froides peuvent être utilisées pour l'ionisation⁵¹ (Fig. I.12) de gaz. Par bombardement électronique, les sources génèrent des ions provenant de collisions inélastiques entre les électrons émis et les atomes ou molécules du milieu environnant (chambre). Ces réseaux d'émetteurs à effet de champ ont été utilisés comme source ionique dans les spectromètres de masse embarqués sur satellite⁵² et utilisés pour analyser la comète de Halley. Le système est très compact, utilise peu de puissance (quelques milliWatts), les faisceaux d'électrons étant obtenus à partir d'une alimentation inférieure à 100V.

IV.3.b L'émission d'ions par effet de champ

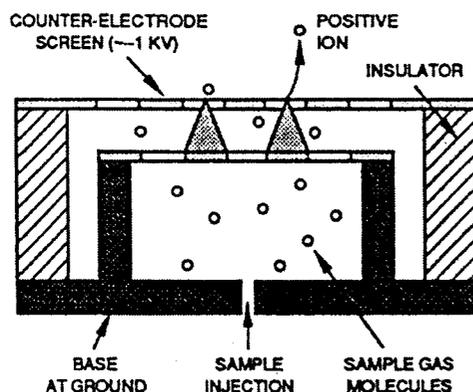


Fig. 1.13 : Schéma d'une chambre d'ionisation multipointes (Spindt) d'un spectromètre de masse : source d'ion générée par effet de champ.

Un autre concept d'ionisation par effet de champ est obtenue cette fois par inversion de la polarisation des structures utilisées classiquement en émission d'électrons. Sous l'influence du champ de $1 \text{ V/\text{Å}}$ environ à la surface de la pointe émettrice, les molécules de gaz proches de l'extrémité de la pointe vont être ionisées, laissant un ion positif qui est alors expulsé du sommet.

Ce principe a été également appliqué à la spectroscopie⁵³ de masse .

IV.4. Canon à électrons

Une des premières applications produites par une monopointe a été le microscope ionique²¹ à effet de champ qui permet une topographie des surfaces métalliques avec une résolution nanométrique. Dans ce dispositif où le canon met en œuvre des énergies importantes (keV), les particules générées, sont accélérées et focalisées pour former un faisceau "parallèle" pouvant atteindre plusieurs milliers A/cm^2 sous quelques centaines de volts.

Fort d'un aspect miniaturisation et intégration, des micro-canons diminueraient les phénomènes d'aberration des lentilles induits par l'éloignement des dispositifs électromagnétiques classiques. De plus, pour les densités de courant élevées, ces structures trouvent une solution dans la multiplication du nombre de sites émetteurs permettant ainsi une répartition de l'énergie émise. Mais, ce réseau⁵⁴ nécessite un dispositif de focalisation performant qui ne permet pas encore d'atteindre les résolutions

d'un système monopointe. Cependant, la faisabilité d'une microscopie⁵⁵ électronique à balayage (Fig. I.14) utilisant un microcanon à effet de champ a été démontrée.

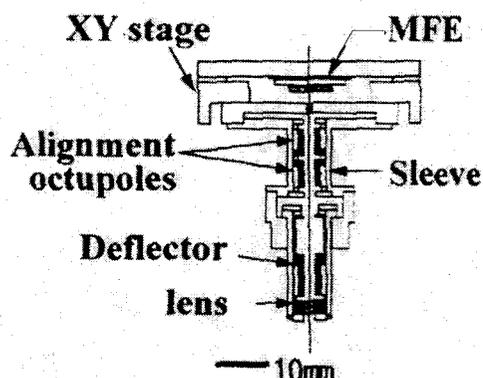


Fig. I.14 : Schéma d'un microcanon à effet de champs utilisé dans un dispositif à Microscopie Electronique à Balayage. La colonne miniaturisée est montée sur une plate-forme X-Y permettant l'alignement avec la microcathode constituée de 8 pointes au silicium.

Outre ces applications, l'utilisation du canon à effet de champ dans des dispositifs à haute énergie et à commutation rapide est envisagée pour remplacer avantageusement les tubes à rayon cathodique thermoionique dans les domaines de l'accélérateur haute énergie, des tubes hyperfréquences de puissance... Ce dernier aspect fait l'objet du paragraphe suivant.

V. Les tubes hyperfréquences à effet de champ

V.1. Introduction

Les tubes hyperfréquences demeurent des composants clés (amplificateurs ou générateurs) de nombreux systèmes radiofréquences nécessitant de la puissance. Ces puissances (Fig. I.15) mises en œuvre vont de quelques dizaines de watts à plusieurs mégawatts en ondes entretenues (CW) et peuvent atteindre en régime d'impulsion, des centaines de mégawatts et ceux à fréquences pouvant aller du GHz jusqu'à quelques centaines de GHz. Des gains de 40 à 50 dB sont courants, et actuellement certains tubes peuvent atteindre un rendement dépassant les 70%.

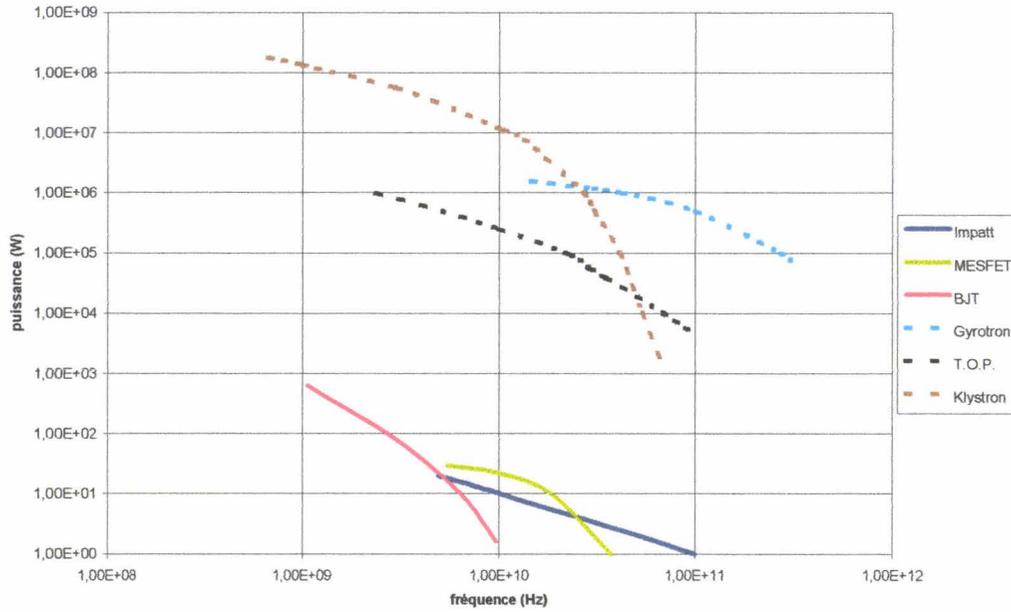


Fig. I.15 : Performances typiques des composants de l'état solide et des dispositifs sous vide

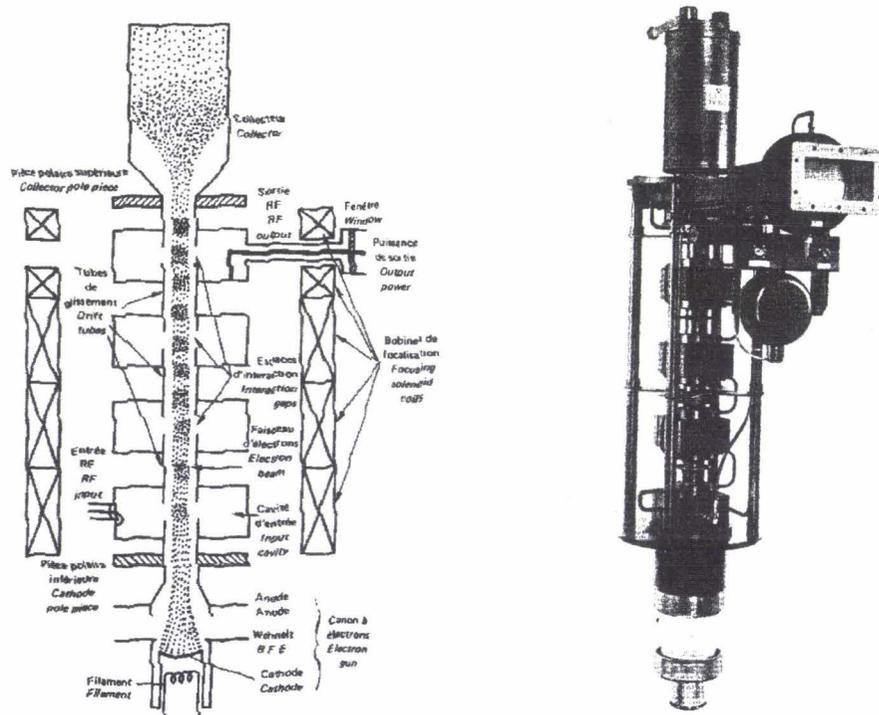


Fig. I.16 : Exemple de tubes hyperfréquences de puissance de type (T.O.P.)
 - a) vue en coupe : principe de fonctionnement - b)- apparence physique

Les applications de ces tubes sont multiples:

- radars classiques, dopplers
- systèmes de brouillage et de contre-mesure ...
- télécommunications par liaisons hertziennes, troposphériques, et liaisons sol-satellite, satellite-sol...
- télévision
- applications médicales (radiothérapie ...) et industrielles (chauffage, stérilisation...)
- instrumentation scientifique

Le tube hyperfréquence (Fig. I.16) est constitué d'une enceinte sous vide dans laquelle des électrons focalisés en faisceau interagissent avec l'onde électromagnétique qui s'y propage, cédant une partie de leur énergie à cette onde qui se retrouve alors amplifiée. Un circuit de sortie a pour fonction d'extraire l'énergie hyperfréquences.

L'idée est donc ici de remplacer la source d'électrons réalisée à partir d'une cathode métallique réfractaire chauffée, par une source à effet de champ. Ceci présenterait des avantages attractifs: une consommation énergétique considérablement réduite, un gain d'encombrement et de poids très économique pour le domaine aérospatial.

Deux possibilités d'intégration dans le tube à micro-ondes sont envisagées à l'heure actuelle : la modulation "rapportée" et la modulation "directe".

Dans la première, la cathode est utilisée comme une source continue d'électrons que l'on intègre directement à la place de la cathode thermoionique dans un tube conventionnel de type klystron ou T.O.P. L'amplification s'effectue grâce à l'interaction du signal RF et du faisceau d'électrons par l'intermédiaire de cavités ou d'une hélice.

La deuxième méthode module directement le courant émis par le réseau d'émetteurs par superposition du signal RF à la tension grille extractrice, en s'affranchissant des dispositifs nécessaires à l'interaction du signal RF avec le faisceau électronique. Cette technique permet un gain d'encombrement considérable mais nécessite de nouveaux "designs" du tube. Ces nouvelles configurations font alors appel aux propriétés hyperfréquences intrinsèques que nous rappelons dans la partie suivante.

V. 2. Propriétés spécifiques

La cinétique très élevée des électrons dans le vide implique que la réponse en fréquences de réseaux émetteurs ne soit pas limitée par le temps de transit mais idéalement donnée par la fréquence de coupure du dispositif définie par la relation:

$$F_T = \frac{gm}{2\pi C_{gc}}$$

Avec , C_{gc} = capacité grille-cathode et $gm = dI_{\text{sortie (anode)}} / dV_{\text{entrée (grille)}}$

Afin d'opérer à des fréquences élevées, il sera nécessaire de maximiser la transconductance gm et de minimiser la capacité C_{gc} .

V. 2. a- La transconductance gm :

La transconductance gm peut être déduite de l'expression du courant de Fowler-Nordheim :

$$gm = \frac{dI}{dV} = \left(\frac{I}{V} \right) \left\{ 2 + \frac{b}{V} \right\} \text{ avec } b = B/\beta = \text{constante}$$

Ce paramètre est donc lié au travail de sortie ϕ , au facteur géométrique β mais également au nombre d'émetteurs et à la surface émissive.

Le travail de sortie " effectif " pouvant évoluer de 0.5 à 1 eV en fonction du pouvoir d'absorption du matériau et de l'environnement dans lequel évolue la structure, le choix du matériau constituant la cathode sera critique et implique un environnement très "propre". Le facteur géométrie β préconise la fabrication de morphologies effilées.

Le nombre d'émetteurs, caractérisé par sa densité d'intégration, exige des structures à fort rapport d'aspect dépendant également des limitations technologiques. De récents résultats du M.I.T proposent des réseaux d'émetteurs Si avec une densité d'intégration atteignant jusqu'à 10^9 éléments/cm² et par conséquent des potentialités de courant élevé.

En pratique, les configurations actuelles annoncent des valeurs typiques de la transconductance³⁶ de 1 à 5 μS / pointe.

V. 2. b- La capacité C_{gc} :

La capacité C_{gc} dépend de la surface totale du réseau et de la distance cathode-grille:

$$C_{gc} = \frac{\varepsilon \times S}{d_{gc}}$$

avec S = surface en regard, d_{gc} = épaisseur d'isolant, ε = permittivité de l'isolant.

La diminution de C_{gc} se traduit par une minimisation des zones de recouvrement grille-cathode et par une augmentation de l'épaisseur d'isolant. La qualité de l'isolant impose par ailleurs des conditions sévères sur les champs de claquage nécessairement très élevés ($\geq 10^6$ V/cm). Typiquement, pour une densité d'intégration de 10^9 pointes/cm², Spindt⁵⁶ a observé une capacité 6 nf/cm².

V. 2. c- Effet du réseau

Il est à remarquer que la transconductance globale gm évolue proportionnellement au nombre de sites émetteurs. Cette augmentation agissant également en proportion sur la capacité globale C_{gc} n'influe pas sur la fréquence de coupure.

En effet, en regardant un réseau de N émetteurs, on a :

$$C_{gc} = C_{gc}/pte \times N \quad \text{et} \quad gm = gm/pte \times N \quad \text{d'ou} \quad F_T = \frac{gm}{2\pi \times C_{gc}} = \frac{gm/pte}{2\pi \times C_{gc}/pte}$$

Des performances optimales peuvent être espérées avec de grandes surfaces de structures, mais la fréquence de coupure F_t limite la taille maximale de ces réseaux. En effet, la dimension latérale de la cathode doit rester en dessous du quart de la longueur d'onde de la fréquence opérationnelle afin de maintenir une uniformité de champ électromagnétique à travers la structure. Le design en "anneau" semble répondre au mieux aux exigences liées aux effets de propagation.

V. 3. Evolution et situation des tubes hyperfréquences à effet de champ

La conception de réseaux d'émetteurs à effet de champ pour des applications hyperfréquences a été proposée pour la 1^{ère} fois par Brodie (Tableau I.1) et Spindt¹¹. En 1986, les premières expérimentations de Gray⁴³ et Campisi à partir d'un tube (Vacuum Microelectronic Field Effect Tube) à géométrie triode mixte ont donné, à faibles fréquences, des gains en tension et en puissance, fort encourageants. Depuis de nombreux "designs" et réalisations ont vu le jour qui illustrent les deux conceptions évoquées précédemment.

La première consiste à placer la modulation RF à l'extérieur de la source électronique. L'illustration remarquable de ce principe de substitution de la cathode froide à celle thermoionique peut être observé sur une réalisation⁵⁶ récente de T.O.P. (Fig. I.17) qui a permis d'obtenir un gain de 20dB à 10 GHz.

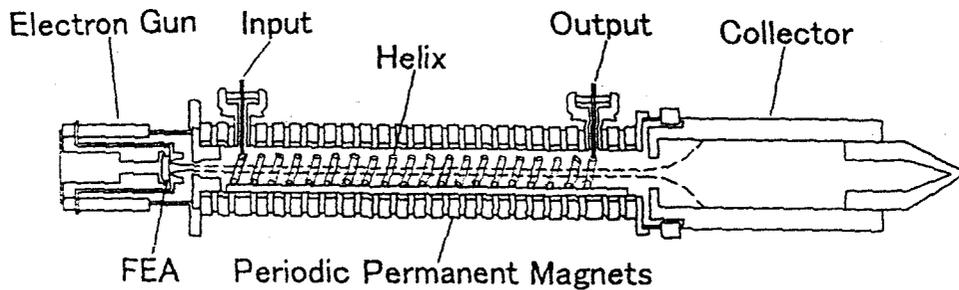


Fig. I.17 : Représentation schématique (coupe) d'un T.O.P. à modulation rapportée réalisé avec une cathode à effet de champ (F.E.A.) constituée d'un réseau de pointes Mo.

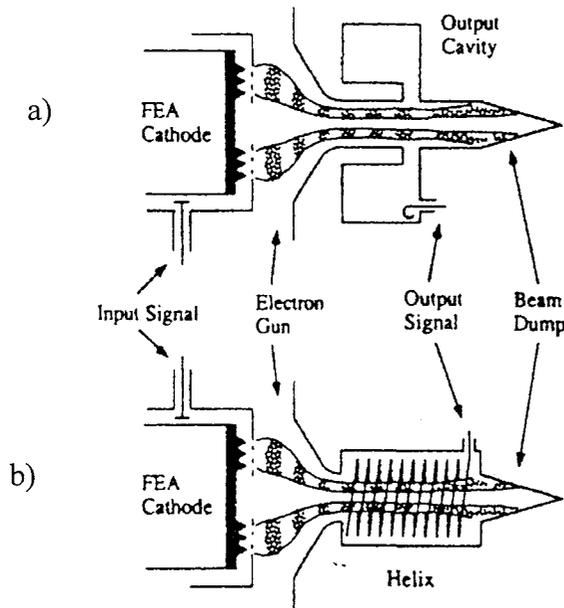


Fig. I.18 : Schéma de tubes hyperfréquences à effet de champ à modulation directe :
a) - Klystrode
b) - Tube à Ondes Progressives (T.O.P.)

La deuxième orientation s'appuie sur un système à modulation directe de la grille comme propose Calame⁵⁷ dans une version de Klystrode et de Tube à Onde Progressive (T.O.P.) conçue pour des performances de 100W à 20GHz (Fig. I.18).

Cette dernière structure est une version améliorée du "Gigatron" (Fig. I.19) proposée par P.M. McIntyre⁵⁸ en 1989.

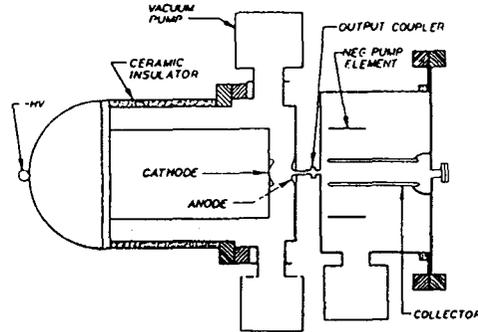


Fig.I.19 : "Design" de dispositif hyperfréquences à modulation directe: "Gigatron"

Par ailleurs, à la même époque, Kosmal⁵⁹ propose la 1^{ère} structure à amplificateur distribué (FETRODE), pour lequel le système optimal permettrait d'atteindre des fréquences de coupure F_T de 10-300 GHz (Fig. I.20).

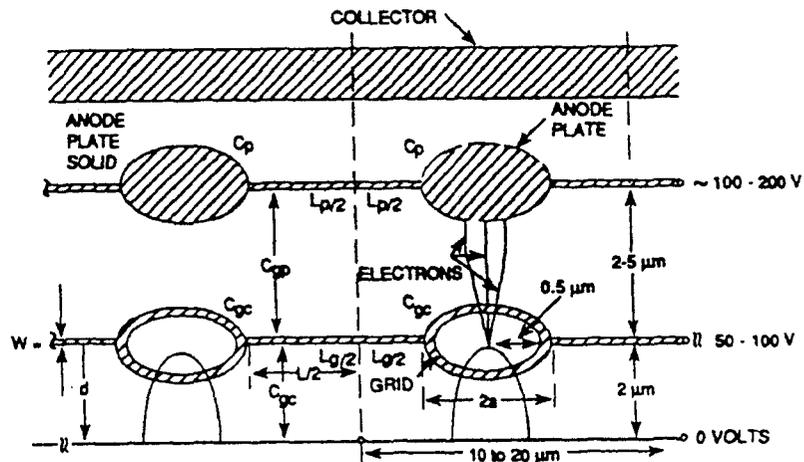


Fig. I.20 : Schéma du design idéal d'un dispositif hyperfréquences à effet de champ: la FETRODE.

Mais cette conception met en œuvre des dimensions très faibles dont la réalisation technologique est fort délicate. Lally⁶⁰, puis Ganguly⁶¹ proposent de

structures micro-ondes plus réalistes respectivement à réseaux linéaires ou amplificateur distribué pour un fonctionnement à 10 GHz et plus (Fig. I.21 a et b).

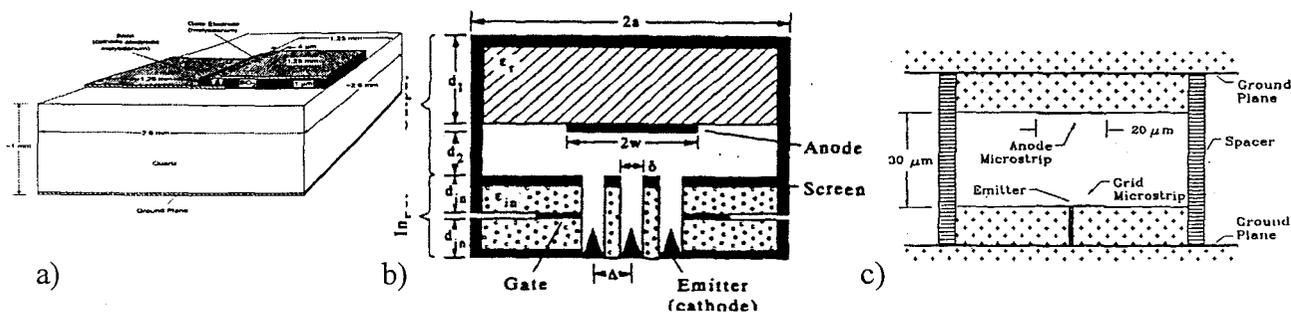


Fig.I.21 : Autre exemples de cathodes à effet de champ : - a) - Réseau linéaire "Strip" - b) - Amplificateur distribué DC - c) Dispositif VMMA

Une version optimisée de Mcgruer⁶² appelé VMMA (Vacuum Microelectronic Microstrip Amplifier) amènerait ces possibilités au THz avec des puissances de 1 à 50W en utilisant des structures lames "tip on post" (Fig. I.21 c).

Mais, il faudra attendre 1990/91 pour voir apparaître des expérimentations⁶³ hyperfréquences à modulation directe sur des microtriodes avec des courants de 10mA et une transconductance de 5μs/pte. De plus une modulation proche du MHz avec un gain de 23 dB a pu être obtenue.

Ces résultats montrent que certaines difficultés doivent être encore surmontées mais démontrent la faisabilité de modulation des dispositifs à émission de champ.

Projet -A.R.P.A. (Advanced Research Project Agency)

Au vu de ces potentialités, un programme américain "ARPA" est lancé dans lequel de nombreux laboratoires sont impliqués (N.R.L., S.R.I., M.C.N.C., VARIAN, CPI...).

La première phase (1992-1994) de ce programme a été de développer et de caractériser des réseaux d'émetteurs à effet de champ, puis d'optimiser leurs performances en vue d'applications hyperfréquences.

L'objectif est d'obtenir un minimum de courant de 5 mA tout en montrant une modulation d'émission à des fréquences de l'ordre du GHz.

Au delà, les modélisations⁵⁸ montrent alors que les dispositifs doivent être optimisés en présentant des épaisseurs d'isolant (1-5 μ m) et de métallisation de grille plus importantes (1-5 μ m), et en évitant les recouvrements³⁶ grille-cathode excessifs. Calame propose un nouveau design de klystrodes de puissance de sortie 100 W avec une transconductance gm de 110 μ S/pte et une densité de courant de 10 μ A/pte présentant à des fréquences de 10 GHz, un gain de 20 dB. L'adjonction d'une grille de focalisation réduisant les effets de charge d'espace permettrait d'atteindre des puissances 130 W à cette même fréquence.

Par contre, l'utilisation d'une telle structure dans un T.O.P. à large bande ne semble envisageable que jusqu'à une fréquence de 3GHz. Mais, après optimisation, un tube délivrant des puissances de sortie de 50-100W avec un gain de 10dB à des fréquences de 20GHz peut être envisagé.

Au niveau expérimental, Spindt³⁷, avec une cathode à modulation directe constituée d'une ligne "microstrip" aménagée, obtient pour un courant de 25mA, une transconductance gm = 500 μ S et une capacité de structure de 0,1pF à une fréquence de 1 GHz.

De leur côté Temple^{64,65} et al. expérimentent un réseau d'émetteurs au silicium présentant une remarquable capacité correspondant à 1,4fF/pte pour lequel une modulation à 1 GHz a été observée avec un courant statique de 1,8mA.

Dans une 2^{ème} phase (1994-1998), les efforts se focalisent sur l'intégration d'une cathode à effet de champ dans un tube amplificateur klystrode avec pour spécifications:

- Ft = 10 GHz
- G = 10dB
- Ps = 50W, rendement de 50%
- I = 160mA crête

Cinq établissements:

- M.I.T⁶⁶. Lincoln Lab. réalise des réseaux de pointes molybdène (Mo) recouvertes de Nickel (Ni)
- S.R.I. fabrique des réseaux de pointes Mo effilées de forte densité

- M.C.N.C. produit des réseaux d'émetteurs au silicium (Si) de type "tip on post"
- Varian GRC, fait des réseaux de lames GaAs et avec CPI possèdent un savoir faire industriel sur les tubes hyperfréquences

sont impliqués sur l'étude de design des microcathodes froides mais aussi sur une prospection élargie des matériaux.

Une conception des réseaux en forme d'anneaux circulaires semble optimale et les résultats de structures diversifiées (pointes, lames, tip on post) sur des matériaux différents (Mo, Si, GaAs) sont résumés dans le tableau I.5 . Ils apparaissent prometteurs mais restent néanmoins loin des prédictions annoncées. A 10 GHz, des premières klystrodes composées de réseaux micropointes Mo ont révélé des puissances de sortie de l'ordre du mW. Par ailleurs, des courants de quelques mA montrent que les dispositifs n'ont pas encore atteint leur niveau de performance optimum.

Apparemment les excellentes performances relevées dans les stations de test optimisées (ultra vide 10^{-8} - 10^{-10} Torr) semblent se détériorer dans un contexte tube (10^{-5} - 10^{-6} Torr) moins rigoureux.

Au vu de ces résultats, Charbonnier²³ reconsidère le choix du matériau constituant les structures à effet de champ qui nécessitent un environnement trop exigeant.

En effet, des investigations ont montré que des pointes en ZrC ou en ZrC/Mo (§I-III.3) peuvent opérer pendant une période raisonnable (1 heure) à des courants moyens de $400\mu\text{A}$ dans l'ultra vide et à $200\mu\text{A}$ sous un vide de 10^{-5} Torr. Dès lors, de nombreuses investigations^{67,68,69} de l'influence du milieu sur l'émission à effet de champ préoccupent les acteurs de ce programme.

Certes, l'objectif n'est pas encore atteint mais ces résultats honorables semblent encourageants et contribuent fortement à l'essor des tubes à effet de champ.

Aussi, sous l'impulsion des télécommunications (téléphonie mobile, liaisons spatiales...) des laboratoires français (I.E.M.N....) prennent également part au développement de cathodes froides pour des applications de puissances similaires (tubes hyperfréquences). De ce fait, le travail de thèse s'inscrivant dans cette optique, la description de nos investigations sera précisée dans le paragraphe suivant.

Design- Environnement test-	SRI (Mo)			MIT (Mo)			MCNC (Si)			VARIAN (AsGa)	
	Réseaux classiques Station		Anneau tube	Réseaux classiques Station		Anneau tube	Réseaux classiques Station		Anneau tube	Réseaux classiques Station	Disque tube
Nbre de pointes	1,00E+04	5,50E+03	3,00E+03	6,00E+03	7,20E+04	70300	28074	3300	4200	lame	
densité d'intégration (10⁶/cm²)	1	100	18	980	1000	980	3	3	1,68		
courant max(peak) (mA)	180 - DC	2 - DC	2 -DC	15 - pulsé	20 - pulsé	2,5 - pulsé	21,5 -DC	7 -DC	0,5 -DC		1,2
densité courant (A/cm²)	23	40	12	2400	280	35	2,13	6	0,2	0,4	0,06
surface émissive	0,785mm ²		0,0166mm ²	6,25E-4mm ²		71,42E-4mm ²	0,985mm ²		0,25mm ²		2mm ²
courant/ émetteur (µA)	18	0,4	0,666	2,5	0,3	0,036	0,76	2,2	0,119		
rayon de courbure (nm)	25	20	20-25	10	10	10	5-10	5	5		

Tableau I.5 : Résultats (A.R.P.A.) des tests de mise en fonctionnement dans un environnement tube à vide de différents réseaux de microstructure à effet de champ

VI. Objectifs de cette étude

L'émission électronique par effet de champ, grâce aux progrès récents réalisés dans la conception de réseaux de micropointes constitue une alternative à l'émission thermoionique mise en œuvre classiquement dans les tubes à vide. Face aux besoins accrus de tubes, notamment dans le domaine spatial pour les télécommunications et applications militaires et scientifiques, les constructeurs VARIAN, THOMSON TUBES ELECTRONIQUES, NEC..., portent une attention particulière à l'investigation de ce nouveau concept.

Dans ce contexte, une activité microcathode froide a été engagée au sein de l'IEMN, soutenue par une action contractuelle DGA-DRET⁷⁰. Ce projet visait à l'étude de faisabilité d'une source froide mettant en œuvre l'émission de champ, en vue de son intégration dans un tube Micro-onde.

Une étape initiale nous a conduit à fixer un processus technologique de fabrication de micropointes afin de démontrer la faisabilité de microcathodes à effet de champ sur matériau GaAs. Nos efforts se sont ensuite portés sur le développement technologique de différentes structures à effet de champ en vue d'évaluer les potentialités en émission de courant.

L'intérêt du support semiconducteur GaAs réside dans sa souplesse technologique de fabrication, dans une variété potentielle de structures électroniques particulièrement attractive par l'introduction d'hétérostructures et les possibilités d'intégration à d'autres fonctionnalités (circuit de commande, filtrage...). En outre, le matériau (GaAs) présenterait l'avantage d'être moins sensible à l'environnement que les matériaux réfractaires (Mo, W...).

Dans un premier temps, l'étude théorique de l'émission tunnel sur matériau métallique permettra de rendre compte à travers des approches analytiques progressives, de l'influence de différents paramètres sur la loi d'injection. Une démarche prospective sur matériau semiconducteur sera ensuite menée dont les résultats permettront d'orienter

les réalisations technologiques vers un éventail de géométries de microémetteurs des plus intéressants en terme d'efficacité d'émission.

Mais la multiplicité des sites émetteurs élémentaires et l'inévitable dispersion technologique engendrée nous oblige à disposer d'outils d'exploitation des caractéristiques expérimentales en émission. Différentes modélisations théoriques d'analyse de caractéristiques seront proposées qui permettront de recueillir et d'interpréter des informations statistiques portant sur la géométrie et sur la distribution des micro-émetteurs actifs constituant le réseau. Cette technique permettra d'apprécier l'efficacité du réseau.

Le deuxième aspect concerne la réalisation technologique de cathodes froides sur matériau GaAs. Après avoir défini et mis au point différents process de réalisation, une étude technologique d'optimisation de structures, de réseaux et de conditionnement d'émission sera proposée en vue de montrer les potentialités d'émission d'effet de champ des microémetteurs GaAs. Ces recherches seront menées autour du choix approprié du procédé technologique en fonction de la géométrie considérée des microstructures, de leur taille micronique ou submicronique, conception qui s'articule essentiellement autour des techniques de masquage (lithographies ...) et d'opérations de gravures.

Par ailleurs, la caractérisation des échantillons nécessite la mise au point d'un dispositif de mesure intégrant à la fois un bâti d'ultra-vide et un système d'acquisition des données automatisé de haute précision (électromètre, générateur de tension ...). Celui-ci permettra de conditionner le démarrage de l'émission, d'effectuer des campagnes de mesures et d'étudier la stabilité de l'émission.

BIBLIOGRAPHIE
CHAPITRE I

-
- ¹ K.R. Shoulders, "Microelectronics using electron beam activated machining techniques," *Adv. Comput., F.L. Alt, Ed., vol.2, (1961), pp. 135-293*
 - ² I. Brodie and C.A. Spindt, "The application of thin field emission cathodes to electronics tubes", *Appli. Surf. Sci., vol 2, (1979), pp. 149-163*
 - ³ G. Binnig, H. Rohrer, C. Gerber, and al., "7*7 reconstruction on Si(111) resolved in real space", *Phys. Rev. letter, vol. 50, (1983), p. 120*
 - ⁴ G. Binnig, C.F. Quate and C. Gerber, "Atomic force microscope", *Phys. Rev. Let., vol. 56, (1986), p. 930*
 - ⁵ R. Meyer, A. Ghis, P. Rambaud and al., "Microship fluorescent display", *Proc. of Japon Display, (1985), p. 513*
 - ⁶ P.M. Lally, C.D. Mack and C.A. Spindt, "Experiments with a field emission cathode in TWT", presented at the *Microwave Power Conf., Naval Postgraduate School, Monterey, CA, USA, (1986)*
 - ⁷ C.A. Spindt, "A thin film field emission cathode", *J. Appl. Phys., vol. 39, (1968), pp. 3504-3505*
 - ⁸ M.E. Crost, K. Shoulders et M.E. Zinn, "Thin electron tube with electron emitters at the intersection of crossed conductors", *U.S. Patent 3 500 102, (1970)*
 - ⁹ R.N. Thomas, R.A. Wickstrom and D.K. Schroder, "Fabrication and some applications of a large area silicon field emission arrays", *Solid-State Electronics, vol. 17, (1974), pp. 155-163*
 - ¹⁰ I. Brodie, "Application of field emission cathodes to microwave power tubes", presented at the *Tri service Microwave Power Tube Conf., Monterey, CA, USA, (1976)*
 - ¹¹ I. Brodie and C.A. Spindt, "The application of thin film field emission cathodes to electronic tubes", *Appli. Surf. Sci., vol. 2, (1979), pp. 149-163*
 - ¹² G. Binnig, H. Rohrer, C. Gerber and al., "7*7 reconstruction on Si(111) resolved in real space", *Physic review letter, vol. 50, (1983), p. 120*
 - ¹³ R. Meyer, A. Ghis, P. Rambaud and al., "Development of a matrix array of cathode emitters on a glass substrate for flat panel display applications", presented at the *1st Int. Vacuum Microelectronics Conf., Williamsburg, VA, USA, (1988)*
 - ¹⁴ C.E. Holland, C.A. Spindt, I. Brodie and al., "Matrix addressed cathodoluminescent display", presented at the *Int. Display Conf., London, U.K., (1987)*
 - ¹⁵ K. Betsui, "Fabrication and operation of silicon micro-field-emitter arrays", presented at the *Japanese Physical Society Meet., (1990)*
 - ¹⁶ C.A. Spindt, C.E. Holland, A. Rosengreen and al., "Field-emitter arrays for vacuum microelectronics", *IEEE Trans. Electron Devices, vol. 38, n°10, (1991), p. 2355*
 - ¹⁷ A. Ghis, R. Meyer, F. Levy and al., "Sealed vacuum devices: Microtips fluorescent displays", presented at the *3rd Int. Vacuum Microelectronics Conf., Monterey, CA, USA, (1990)*
et IEEE Trans. Electron Devices, vol. 38, n°10, (1991), p. 2320
 - ¹⁸ C.A. Spindt, C.E. Holland, A. Rosengreen and al., "Progress in field emitter array development for high-frequency operation", *Tech. Digest IEDM 93, Washington, DC, USA, (1993), p. 749*
 - ¹⁹ I. Brodie and P.R. Schwoebel, "Vacuum Microelectronic Devices", *Proc. of IEEE, vol. 82, n° 7, (1994), p. 1006*
 - ²⁰ W.J. Orvis, *Tech. Digest IEDM, (1989), p. 529*
 - ²¹ R. Gomer, "Field Emission and Field ionization", *Cambridge, MA : Havard Univ. Press, (1961)*
 - ²² P.R. Shwoebel and L. Brodie, "Surface-science aspects of vacuum microelectronics", *J. Vac. Sci. Technol. B, vol. 13, n°4, (1995), pp. 1391-1410*
 - ²³ F. Charbonnier, "Voltage Breakdown in vacuum microelectronics microwave devices using field emitter arrays causes, possible solutions and recent progress", *10th Int. Vacuum Microelectronics Conf., Proc. of IVMC'97, Kyongju, Corée, (1997), pp. 7-16*
 - ²⁴ V.V. Zhirnov, G.J. Wojak, W.B. Cueno and al. , "Wide band materials for field emission devices"; *J. Vac. Sci. Technol. A, vol. 15, n°3, (1997), pp. 1733-1738*
 - ²⁵ T. Xie, W.A. Mackie and P.R. Davis, "Field emission from ZrC films single Emitters and Emitter arrays", *8th Int. Vacuum Microelectronics Conf., Proc. of IVMC'95, Portland, OR, USA, (1995), pp. 499-503*
 - ²⁶ M.R. Rakhshandehroo and S.W. Pang, "High current Si field emission devices with plasma passivation and HfC coating", *11th Int. Vacuum Microelectronics Conf., Proc. of IVMC'98, Asheville, NC, USA, (1998), pp. 291-292.*

- 27 M; Endo, H; Nakane and H. Adachi, " Field emission characteristics of transition metal nitrides" , 8th Int. Vacuum Microelectronics Conf., Proc. of IVMC'95, Portland, OR, USA, (1995), pp. 499-503
- 28 D.H. Kang V.V. Zhirnov, G. Wojak et al., "Investigation of thickness effects on AlN coated metal tips by in situ I-V measurement", 11th Int. Vacuum Microelectronics Conf., Proc. of IVMC'98, Asheville, NC, USA, (1998), pp. 320-321
- 29 D; Kapolnek, S; Keller, B.P. Keller and al., "GaN FEA diode with integrate anode", 10th Int. Vacuum Microelectronics Conf., Proc. of IVMC'97, Kyongju, Corée, (1997), pp. 132-136.
- 30 V.V. Zhirnov, E.I. Givarginov , A.V. Kandidov and al., "Emission characterization of diamond-coated Sii filed emission arrays", J. Vac. Sci. Technol. B, vol. 15, n°2, (1997), pp. 446-449
- 31 M.T. McClure, R; Schlessler, B.L. McCarrson and al., "Electrical characterization of diamond and graphite coated Mo field emitters", J; Vac. Sci. Technol. B, vol. 15, n°6, (1997), pp. 2067-2071
- 32 J. Robertson, "Mechanism of electron field emission from diamond and DLC ", 11th Int. Vacuum Microelectronics Conf., Proc. of IVMC'98, Asheville, NC, USA, (1998), pp. 162-163.
- 33 Y. Wei, B.R. Chalamala, B.G. Smith et al. , "Surface chemical changes on field emitter arrays due to device aging", 11th Int. Vacuum Microelectronics Conf., Proc. of IVMC'98, Asheville, NC, USA, (1998), pp. 46-48
- 34 M. Takai, H. Moimoto, A. Hosono and al. , "Effect of Gas ambient on improvement in emission behavior of Si field emitter arrays", 10th Int. Vacuum Microelectronics Conf., Proc. of IVMC'97, Kyongju, Corée, (1997), pp. 416-420
- 35 C.A. Spindt, C.E. Holland, P.R. Schwoebel and al., "Field emitter array development for microwave applications (II)", 10th Int. Vacuum Microelectronics Conf., Proc. of IVMC'97, Kyongju, Corée, (1997), pp. 200-205
- 36 C.A. Spindt, C.E. Holland, A; Rosengreen and al., "Field emitter array development for high frequency operation", J. Vac. Sci. Technol. B, vol. 11, n°2, (1993), pp. 468-473
- 37 C.A. Spindt, C.E. Holland, P.R. Schwoebel and al., "Field emitter array development for microwave applications ", J. Vac. Sci. Technol. B, vol. 14, n°3, (1996), pp. 1986-1989
- 38 J; Itoh, S. Kanemaru, N; Nishimura et al., " Metal film edge field array with a self aligned gate", 4th Int. Vacuum Microelectronics Conf., Proc. of IVMC'91, Nagahama, Japon, (1991), pp. 46-47
- 39 S. Bandy, C. Nishimotot, R. Larue and al., "Thin film emitter development", 4th Int. Vacuum Microelectronics Conf., Proc. of IVMC'91, Nagahama, Japon, (1991), pp. 118-119
- 40 H.H. Busta, Techn. Digest IEDM, (1989), p. 533
- 41 H.F. Gray and J.L. Shaw, "High frequency FEAs for RF Power Applications", 10th Int. Vacuum Microelectronics Conf., Proc. of IVMC'97, Kyongju, Corée, (1997), pp. 220-225
- 42 S. Kanemaru, H. Ochiai and J. Itoh, "Fabrication of a new vertical wedge silicon field emitter array", 7th Int. Vacuum Microelectronics Conf., Proc. of IVMC'94, Grenoble, France, (1994), pp. 213-216
- 43 H.F. Gray, G.J. Campisi and R.F. Greene, "A vacuum field effect transistor using silicon field emission arrays", Tech. Digest. IEDM 86, Washington, DC, USA, (1986), pp. 776-779
- 44 A. Kanebo, I. Sumita, H. Kimura and al., "Starlike thin film FEA with self-feedback mechanism and its light emitting pattern", 7th Int. Vacuum Microelectronics Conf., Proc. of IVMC'94, Grenoble, France, (1994), pp.80-83
- 45 C. Schoessler and H.W.P. Koops, "Nanostructured integrated electron source", 10th Int. Vacuum Microelectronics Conf., Proc. of IVMC'97, Kyongju, Corée, (1997), pp. 772-777
- 46 B.R.F. Kendall et E. Drubestsky, "Cold cathode gauges for ultrahigh vacuum measurements", J. Vac. Sci. Technol. A, Vol.15, N°3, (1997), pp. 740-746
- 47 R. Baptist, C. Bieth et C. Py, "A Bayart-Alpert vacuum gauge with microtips", 8th Int. Vacuum Microelectronics Conf., Proc. of IVMC'95, Portland, Oregon, USA, (1995), pp. 524-528
- 48 S.H. Xia, J. Liu, S.F. Han and al., "Vacuum microelectronic pressure sensor wiht novel cathode", 10th Int. Vacuum Microelectronics Conf., Proc. of IVMC'97, Kyongju, Corée, (1997), pp. 648-652
- 49 J. Itoh, K. Uemura and S. Kanemaru, "Three dimensional vacuum magnetic sensor with a Si emitter tip", 10th Int. Vacuum Microelectronics Conf., Proc. of IVMC'97, Kyongju, Corée, (1997), pp. 653-657
- 50 K. Uemura, S. Kanemaru and J. Itoh, "Fabrication of Si emitter tip for a three dimensional vacuum magnetic sensor", Jpn. J. Appl. Phys., vol. 35, n°12B, (1996), pp. 6629-6631
- 51 H.D. Beckey, "principles of field ionisation and field desorption mass spectrometry", Oxford, U.K., Permagon, (1977)
- 52 C.C. Curtis and K.C. Hsieh, "Spacecraft mass spectrometer ion source employing field emission cathodes", Rev. Sci. Instrum., vol. 57, (1986), pp. 989-990

-
- 53 C.A. Spindt, "Microfabricated Field emission and field ionization sources", *Surf. Sci.*, vol. 266, (1992), pp. 145-154
- 54 J.Y. Park, J.D. Lera and M.A. Yaksin, "Fabrication of multiple microcolumn array combined with field emission array", *J. Vac. Sci. Technol. B*, vol.15, n°6, (1997), pp. 2749-2753
- 55 I. Honjo, Y. Endo and S. Goto, "Miniature electron beam column with a silicon micro field emitter", *J. Vac. Sci. Technol. B*, vol.15, n° 6, (1997), pp. 2742-2748
- 56 H. Makishima, H. Imura, M. Takahashi and al., "Remarkable improvements of microwave electron tubes through the development of the cathode materials", *10th Int. Vacuum Microelectronics Conf., Proc. of IVMC'97*, (1997), pp. 194-199
- 57 J.P. Calame, H.F. Gray and J.L. Shaw, "Analysis and design of microwave amplifiers employing field-emitter arrays", *J. Appl. Phys.*, vol. 73, n°3, (1993), pp. 1485-1503
- 58 P.M. McIntyre, H.M. Bizek, S.M. Elliott and al., "Gigatron", *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 36, n° 11, (1989), pp. 2720-2727
- 59 H.G. Kosmal, "A wide-bandwidth high-gain small-size distributed amplifier with field emission triodes (FETRODE's) for the 10 to 300 frequency range", *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 36, n°11, (1989), pp. 2728-2737
- 60 P.M. Lally, Y. Gorn and E. Nettesheim, "An X-band tuned amplifier with a field emission cathode", *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 36, n°11, (1989), pp. 2738-2743
- 61 A.K. Ganguly, *J. Appl. Phys.*, Vol. 67, n°1, 1990, pp. 7098
- 62 N.E. McGruer, A.C. Jhonson, S.W. McKnight and al; "Prospect for 1 THz Vacuum Microelectronic Microstrip Amplifier", *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 38, n°3, (1991), pp. 666-670
- 63 C.E. Holland, A. Rosengreen and C.A. Spindt, "A study of field emission microtriode", *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 38, n°10, (1991), pp. 2368-2372
- 64 D. Palmer, D. Temple, C. Ball and al., "low capacite, high transconductance, silicon FEAS for microwave amplifiers applications", *7th Int. Vacuum Microelectronics Conf., Proc. of IVMC'94*, pp. 297-300
- 65 D. Palmer, H.F. Gray and al., "Silicon emitter arrays with low capacitance and improved transductance for microwave amplifier applications", *J. Vac. Sci. Technol. B*, vol. 13, n°2, (1995), pp. 576-579
- 66 C.O. Bozler, D.D. Rathman, C.T. Harris and al., "gated field emitter array for microwave tube applications", *8th Int. Vacuum Microelectronics Conf., Proc. of IVMC'95*, (1995), pp. 118-122
- 67 D. Temple, D. Palmer and al., "Measured Performance of silicon field emitter arrays in gaseous ambient", *11th Int. Vacuum Microelectronics Conf., Proc. of IVMC'98*, (1998), pp. 99-100
- 68 M. Takai, H. Morimoto, A. Hosono and al., "Effect of gas ambient on improvement in emission behavior of Si field emitter arrays", *10th Int. Vacuum Microelectronics Conf., Proc. of IVMC'97*, (1997), pp. 416-420
- 69 Y. Gotoh, K. Utsumi, M. Nagao and al., "Emission characteristics of Spindt type field emitter arrays in oxygen ambient", *11th Int. Vacuum Microelectronics Conf., Proc. of IVMC'98*, (1998), pp. 101-102
- 70 A. Vanoverschelde, F. Ducroquet, P. Kropfeld and al., "Etude de cathode froide sur matériau GaAs", *Rapport final du contrat DGA-DRET n°94078*, (1998), 212 pages

CHAPITRE II

**Modélisations théoriques de l'émission par effet de champ
d'un émetteur unique ou en réseau**

CHAPITRE II

Modélisations théoriques de l'émission par effet de champ d'un émetteur unique ou en réseau

I. Introduction

Ce second chapitre introduira la loi d'émission de Fowler-Nordheim dans le cas d'une cathode métallique plane où l'influence des différents acteurs qui régissent cette injection d'électrons dans le vide sera observée. Puis l'insertion d'un facteur de forme β dans la formulation de la densité de courant précédente permettra de traiter le cas non plane. De ce fait deux types de structures "pointe" et "lame" seront analysés à partir d'un modèle simple d'électrodes concentriques complété par un modèle plus précis d'émetteurs idéaux flottants. Ceux-ci conduiront à une étude de l'influence des différents paramètres géométriques des microémetteurs sur l'émission.

Par ailleurs, une approche comportementale de l'émission sur matériau semiconducteur sera menée afin de préciser les spécificités propres à ce matériau et de situer potentiellement le cas du substrat d'arséniure de gallium étudié.

Enfin, on se proposera de montrer l'influence sur la loi d'émission d'un réseau dense de microémetteurs et qu'à partir de modèles théoriques statistiques, une analyse et une exploitation des caractéristiques d'émission émanant de relevés expérimentaux sont envisageables afin d'en extraire des informations sur la distribution et la géométrie des microsources actives du réseau.

II. Emission de structures métalliques

Les premiers travaux sur l'émission de champ dans le vide peuvent être attribués à Winkler¹ et Wood² mais il faut attendre le développement de la mécanique quantique et la théorie de Sommerfeld dans les métaux, pour permettre à Fowler-Nordheim de décrire le passage des électrons du métal au vide par l'effet tunnel.

II. 1. Evolution de la loi de Fowler-Nordheim : cas planaire

Le modèle le plus simple sur lequel Fowler et Nordheim développèrent leur théorie s'appuie sur une structure de type condensateur plan composé de deux armatures métalliques évoluant dans le "vide". Lorsqu'une différence de potentiel électrostatique importante est appliquée entre ces électrodes, un champ électrique intense est généré et des électrons peuvent être extraits d'une électrode. Ce phénomène ne nécessite aucun apport énergétique (excepté celui du champ) et a lieu à température "nulle", contrairement à l'émission thermoionique.

Autrement dit, la largeur de la barrière (Fig. II.1) devient en surface d'autant plus mince que le champ électrique E est élevé et pour une épaisseur inférieure à quelques nanomètres, les électrons ont alors une probabilité non nulle de traverser cette barrière Δx par effet tunnel.

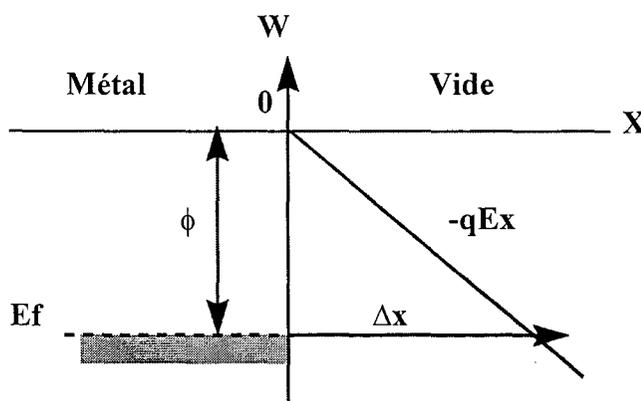


Fig. II.1 : Forme de la barrière métal/vide sous champ électrique élevé sans correction de force image.

II. 1. a- Détermination de la densité de courant

La probabilité qu'un électron d'énergie cinétique W franchisse la barrière par effet tunnel est obtenue par la méthode W.K.B. (Wentzel-Kramers-Brillouin) et est définie par le coefficient de pénétration $D(W,E)$ qui vaut dans le cas unidimensionnel :

$$D(W, E) = \exp \left\{ -2 \sqrt{\frac{2m_0}{\hbar^2}} \int_a^b \sqrt{U(x) - W_x} dx \right\} \quad (\text{II.1})$$

où m_0 est la masse de l'électron dans le vide, $U(x)$ l'énergie potentielle de l'électron et W_x son énergie cinétique dans la direction normale à la barrière.

Le nombre d'électrons ayant une énergie W_x susceptible de franchir la barrière est définie par la fonction d'alimentation $N(W,T)$ obtenue à partir de la distribution de Fermi-Dirac:

$$N(W, T) = \frac{4\pi m_0^2}{h^3} \int_0^\infty \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E_F - W}{kT}\right)} dW = \frac{4\pi m_0^2}{h^3} kT \ln \left(1 + \exp\left(-\frac{W - E_F}{kT}\right) \right) \quad (\text{II.2})$$

où E_F est l'énergie de Fermi.

L'expression de la densité de courant s'obtient alors par l'intégration du produit de la densité d'électrons d'énergie W_x par la probabilité de passage de l'électron à travers la barrière.

$$J = q \int_{W_x}^\infty D(W, E) \times N(W, T) dW \quad (\text{II.3})$$

Sous l'influence d'un champ extérieur E constant, on peut écrire

$$U(x) = qE \cdot x$$

En remplaçant les équations (II.1) et (II.2) dans (II.3) et en intégrant, on obtient l'émission de champ à température nulle, caractérisée par l'expression de Fowler-Nordheim³

$$J_{FN} = \frac{q^2 E^2}{16 \pi^2 \hbar \phi} \exp \left(-\frac{4\sqrt{2m_0} (q\phi)^{3/2}}{3q\hbar E} \right) \quad (\text{II.4})$$

où E représente le champ électrique appliqué et ϕ le travail de sortie du métal ou encore

$$J_{FN} (A / m^2) = \frac{1,54 \cdot 10^{-6} \times E(V / m)^2}{\phi(eV)} \times \exp\left(-\frac{6,83 \cdot 10^9 \times \phi(eV)^{3/2}}{E(V / m)}\right) \quad (II.5)$$

II. 1. b- Effet de la force image

Nous avons supposé précédemment que l'électron extrait du matériau n'avait plus aucune interaction avec celui-ci. Mais l'électron émis induit une charge image (+q) dans le matériau dont il résulte une force de rétention exercée par le matériau sur cet électron:

$$F = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q^2}{(2x)^2} \quad (II.6)$$

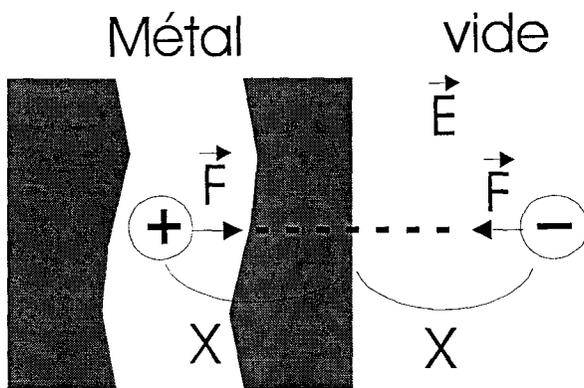


Fig. II.2 : Illustration de l'effet de force image

En absence de champ électrique extérieur, l'électron extrait du métal a alors une énergie potentielle U(x) :

$$U(x) = -\int_x^{\infty} F dx = \frac{-q^2}{16\pi\epsilon_0 x} \quad (II.7)$$

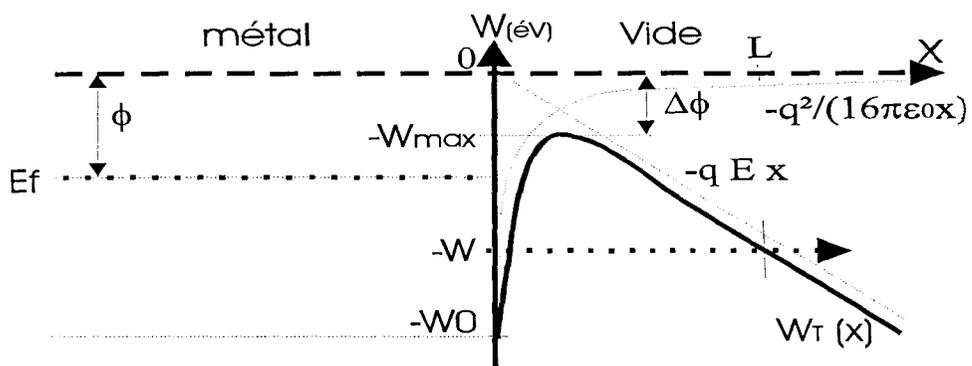


Fig. II.3 : Forme de la barrière métal/vide avec correction de force image

Avec un champ extérieur constant, la barrière de potentielle résultante s'écrit alors

$$\bullet \quad W_T(x) = -W_0 \quad \text{pour } x < 0 \quad (\text{II.8})$$

$$\bullet \quad W_T(x) = -\frac{q^2}{16\pi\epsilon_0 x} - q \cdot E \cdot x \quad \text{pour } x > 0 \quad (\text{II.9})$$

En tenant compte de cet effet de force image, le coefficient de transmission à travers la barrière de potentiel devient:

$$D(E,W) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{4\sqrt{2}}{3} \cdot \frac{\hbar^4 e^4}{m_0^2}\right)^{-1/4} \times \frac{|W|^{3/2}}{E} \times v(y)} \quad \text{pour } W < W_{\max} \quad (\text{II.10})$$

$$D(E,W) = 1 \quad \text{pour } W > W_{\max} \quad (\text{II.11})$$

$v(y)$ représente le terme correctif dû à l'effet de force image (Courbe II.3).

Au niveau de la fonction d'alimentation $N(W,T)$, on peut remarquer qu'elle caractérise la présence d'électrons susceptibles de participer à une émission de courant sous une influence quelconque du champ E ou de la température T . On pourra alors distinguer trois zones : - l'émission tunnel pure ($T=0$ K, $E > 10^9$ V/cm) où les électrons proviennent des niveaux d'énergie en dessous du niveau de Fermi, - l'émission thermoionique ($T > 1000$ K) où les électrons ont des niveaux d'énergie situés au-dessus de la barrière de potentiel et enfin un régime intermédiaire de Dolan-Dyke (10^9 V/m $< E < 10^{10}$ V/m et 400 K $< T < 1000$ K) où les électrons sollicités viennent des niveaux d'énergie situés entre le niveau de Fermi et le sommet de la barrière de potentiel.

Les différents types d'émissions de courant dans le vide ont alors une expression globale liée à T , E et Φ , de la forme:

$$J(E,T,\phi) = \frac{4\pi \cdot m_0 q k T}{h^3} \left\{ \int_{-W_0}^{W_{\max}\sqrt{2}} \frac{\ln\left(1 + \exp\left(-\frac{W - E_F}{kT}\right)\right)}{1 + \exp\left(\frac{4\sqrt{2}}{3} \left(\frac{\hbar^4 q^4}{m_0^2}\right)^{-1/4} \frac{|W|^{3/2}}{E} v(y)\right)} dW + \int_{W_{\max}\sqrt{2}}^{+\infty} \ln\left(1 + \exp\left(-\frac{W - E_F}{kT}\right)\right) dW \right\} \quad (\text{II.12})$$

La considération de l'effet de force image a entraîné l'insertion de deux fonctions constituées d'intégrales elliptiques $v(y)$ et $t(y)$ introduites par Nordheim⁴ et. Murphy⁵ (Courbe II.3).

1) Emission de Fowler-Nordheim modifiée

A $T=0$ K et pour des champs intenses supérieurs à 10^9 V/m, seuls les électrons proches du niveau de Fermi peuvent quitter le métal. Le coefficient de transmission est alors approché par un développement limité du premier ordre au voisinage du niveau de Fermi et la densité de courant vaut:

$$J_{FN} = \frac{q^2 E^2}{16 \pi^2 \hbar \phi t(y)^2} \exp\left(-\frac{4\sqrt{2m_0} v(y) (q\phi)^{3/2}}{3q\hbar E}\right) \quad (II.13)$$

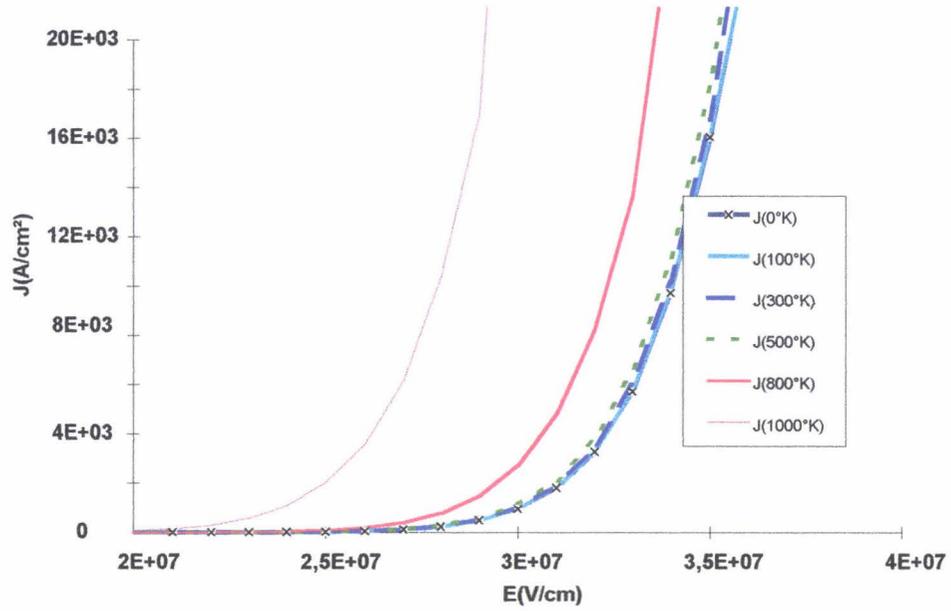
$$J(A/m^2) = \frac{1,54 \cdot 10^{-6} \times E^2}{\phi \times t(y)^2} \times \exp\left(-\frac{6,83 \cdot 10^9 \times v(y) \times \phi^{3/2}}{E}\right)$$

2) Emission de Dolan-Dyke

En toute rigueur les expressions ci-dessus ont été établies à température nulle ($T=0$ K). Elle peut être une approximation acceptable jusqu'à 400K. Au delà, un nombre d'électrons non négligeable occupe des niveaux d'énergie supérieurs au niveau de Fermi, là où l'épaisseur de la barrière énergétique est plus faible; la probabilité d'émission est alors augmentée. Pour une émission de champ, à une température non nulle inférieure à une température critique T_{cr} , Dolan-Dyke ont apporté un terme correctif à l'expression⁶ de Fowler-Nordheim précédente qui s'écrit alors :

$$J_{dd}(T) = J_{fn}(0^\circ K) \times \frac{\pi \cdot kT / d}{\text{Sin}(\pi \cdot kT / d)} = J(0) \times \frac{x}{\text{Sin}(x)} \quad (II.14)$$

$$\text{avec } d = \frac{h \times q^{1/2} \times E}{4\pi \times (2m\phi)^{1/2} \times t(y)}$$



Courbe II.1 : Effet d'échauffement sur l'émission pour $\phi = 4,07$ (eV), pour $T < T_{cr}$

La température critique est une valeur tabulée issue de la théorie de Christov⁷.

$\phi \backslash E$	1,5	1,75	2	2,25	2,5	2,75	3	3,25	3,5
3	966	1122	1277	1431	1584	1736	887	2038	2188
3,5	901	1047	1193	1338	1481	1625	1768	1909	2051
4	848	986	1123	1261	1397	1532	1668	1802	1937
4,5	803	934	1065	1195	1324	1453	1582	1711	1839
5	764	889	1014	1138	1262	1386	1509	1631	1754
5,5	730	850	970	1089	1208	1326	1445	1562	1680
6	700	816	931	1045	1160	1273	1388	1501	1614

Tableau II.1 : Température critique T_{cr} pour différents travaux de sortie des électrons du métal (eV) et pour différents champs électriques E (en 10^9 V/cm)- [Christov⁷]

Pour des valeurs de ϕ proches de 4eV et pour des champs E de $(2 \cdot 10^7 - 4 \cdot 10^7)$ V/cm, le modèle défini ci-dessus semble convenir jusqu'à une température critique de 800 K (Courbe II.1).

Pour la suite de notre étude, compte tenu de la faible dépendance avec T autour de 300K, nous garderons l'hypothèse que l'émission est insensible à la température et est exprimée par la relation de Fowler-Nordheim (II.13).

3) Emission chaude de Richardson-Schottky

Si la température atteint des valeurs élevées ($T > 1000$ K), des simplifications dans la formule générale de la densité de courant conduisent à l'expression de Richardson-Schottky où une émission de courant est alors obtenue même pour des champs E appliqués faibles.

Dans ce cas la densité de courant s'exprime par:

$$J_{rs} = AT^2 \exp\left(-\frac{\phi - \Delta\phi}{kT}\right) = J_{rd} \cdot \exp\left(0,44 \frac{E^{1/2}}{T}\right) \quad (\text{II.15})$$

avec A:
$$A = \frac{4\pi \cdot q \cdot m \cdot k^2}{h^3} = 1,2 \cdot 10^6 (A \cdot m^{-2} \cdot k^{-2})$$

et

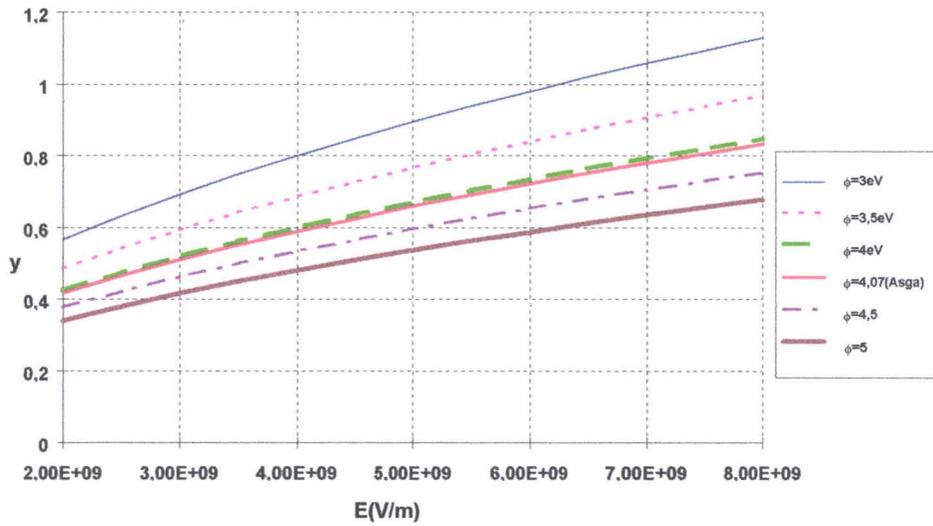
$$J_{rd} = AT^2 \exp\left(\frac{-\phi}{kT}\right) \quad (\text{II.17})$$

A travers ces différentes expressions, "y" représente l'abaissement relatif de la barrière de potentiel induit par la force image:

$$y = \frac{\Delta\phi}{\phi} = \frac{q \times (qE)^{1/2}}{\phi} = 3,79 \times 10^{-4} \frac{\sqrt{E}}{\phi} \quad (\text{II.17})$$

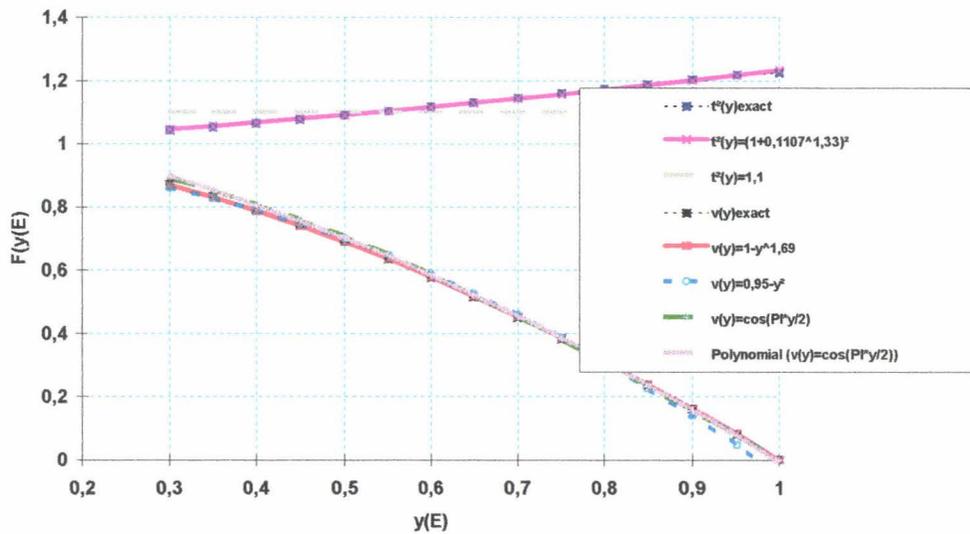
où $\Delta\phi = -W_{\max} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{e^3 E}{\pi \cdot \epsilon_0}}$ est l'énergie au sommet de la barrière de potentiel.

Si l'on considère un matériau de travail de sortie de 4eV (proche de l'AsGa) et les densités de courant envisagées (10^4 A/cm²), les valeurs de champs nécessaires seront dans l'intervalle $2 \cdot 10^7$ - $8 \cdot 10^7$ V/cm.



Courbe II.2 : Evolution de l'abaissement relatif y de la barrière de potentiel en fonction du champ $E(v/m)$ appliqué pour différentes valeurs de ϕ .

Dans ce cas, les valeurs de y pour notre application varient entre 0,3 et 1 (Courbe II.2). Différentes approches permettent le calcul des intégrales elliptiques des fonctions $v(y)$ et $t(y)$ et aboutissent à des approximations illustrées dans le graphique suivant (Courbe II.13):



Courbe II.3 : Tracé de différentes approches numériques des fonctions $v(y)$ et $t(y)$.

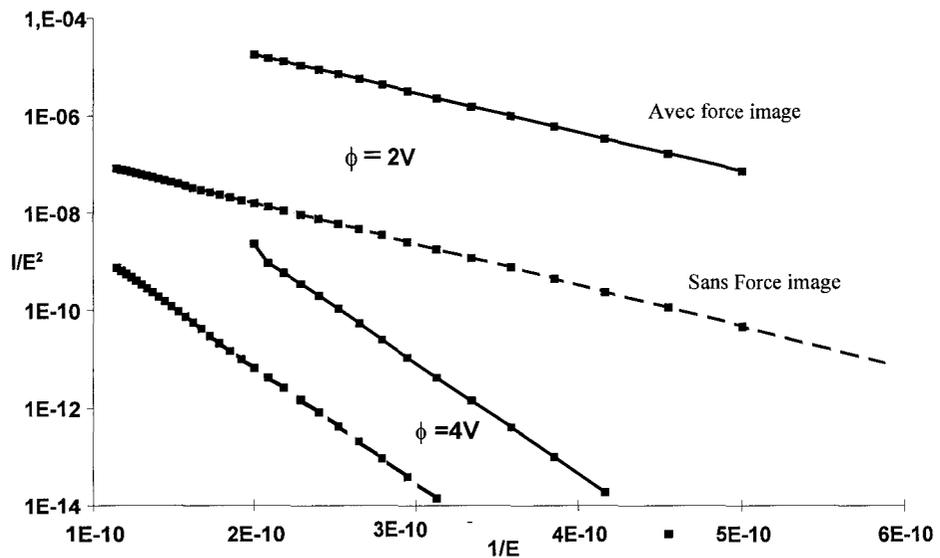
Pour notre étude, les expressions offrant la meilleure approche de $v(y)$ et $t(y)$ seront conservées:

$$v(y) = 1 - y^{1,69} \approx 0,95 - y^2 \quad \text{et} \quad t(y) = 1 + 0.107^{1,33} \approx 1,1^{1/2}$$

Des trois modes d'émission, seule l'injection électronique dans le vide par effet tunnel sera considérée et par conséquent l'expression de Fowler-Nordheim (II.13) sera retenue.

La représentation appropriée de la caractéristique d'émission validant la relation de Fowler-Nordheim consiste alors à tracer $\log(J/E^2)$ en fonction de $1/E$. Si le tracé obtenu ne décrit pas une droite, le mécanisme d'émission n'est pas purement tunnel mais fait intervenir d'autres phénomènes plus complexes.

Ainsi, le "diagramme de Fowler-Nordheim" représenté ci-dessous montre l'importance des effets de la prise en compte de la force image sur l'émission de courant.



Courbe II.4 : Mise en évidence de l'effet de force image pour deux valeurs du travail de sortie: en pointillés: sans correction de force image - en traits pleins: avec correction

II. 1. c- Influence de l'émission sur la température

La théorie de l'émission de champ montre que l'émission d'électrons amène un échange d'énergie entre les électrons émis (W) et les électrons de conduction du métal(W'):

$$\varepsilon = W - W'$$

Cette différence d'énergie conduit à un échauffement pour $\varepsilon < 0$ et à un refroidissement pour $\varepsilon > 0$ du site émetteur : c'est l'effet Nottingham^{8,9}.

A T= 0 K, tous les électrons émis ont une énergie inférieure ou égale à E_f produisant l'échauffement de la cathode. Cet état de chauffage a lieu jusqu'à atteindre une température dite " température d'inversion" T_i pour laquelle la distribution d'énergie des électrons émis est symétrique par rapport au niveau de Fermi. Jüttner¹⁰ a démontré que T_i peut être donnée par :

$$T_i = \frac{5,67 \cdot 10^{-7} \times E(V / m)}{\phi^{1/2}(eV) \times t(y)}$$

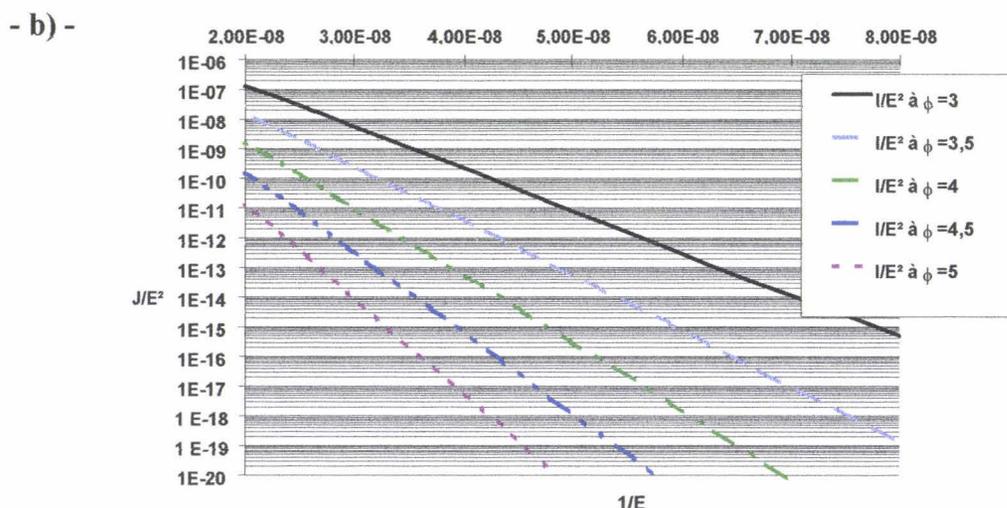
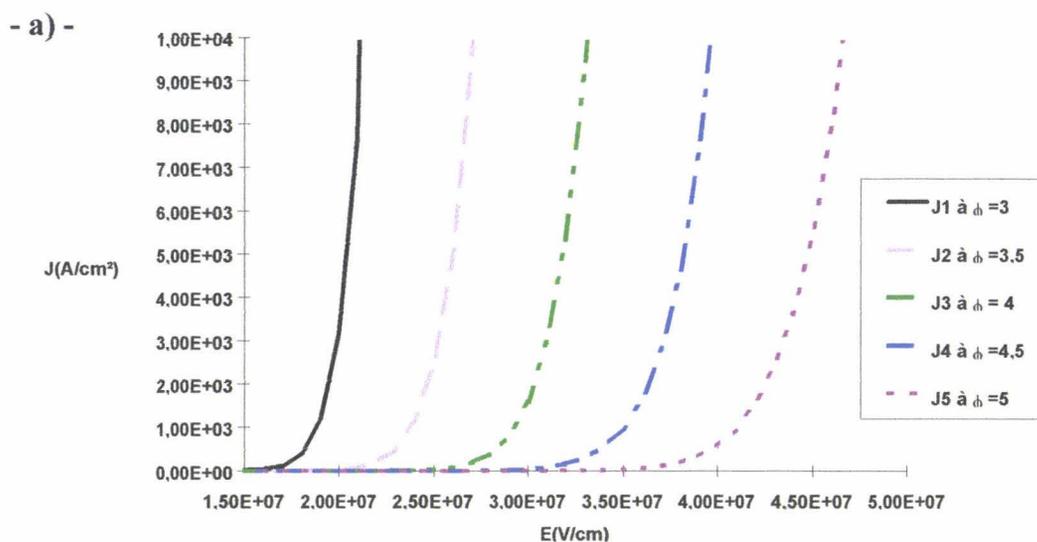
Néanmoins, étant donné les élévations de température localisées sur un faible volume émissif lié, cet effet n'agira que sur quelques dizaines de degrés. Par conséquent le phénomène d'élévation de température de la cathode sera attribué à un échauffement par conduction et par effet Joule.

II. 1. d- Influence des paramètres ϕ et E sur J

L'évolution (courbe II.5) de la densité de courant en fonction du champ électrique, et le diagramme de Fowler-Nordheim correspondant, montrent l'influence du travail de sortie propre au matériau.

Cette caractéristique souligne le fait que les valeurs de ϕ les plus faibles favorisent l'efficacité d'émission.

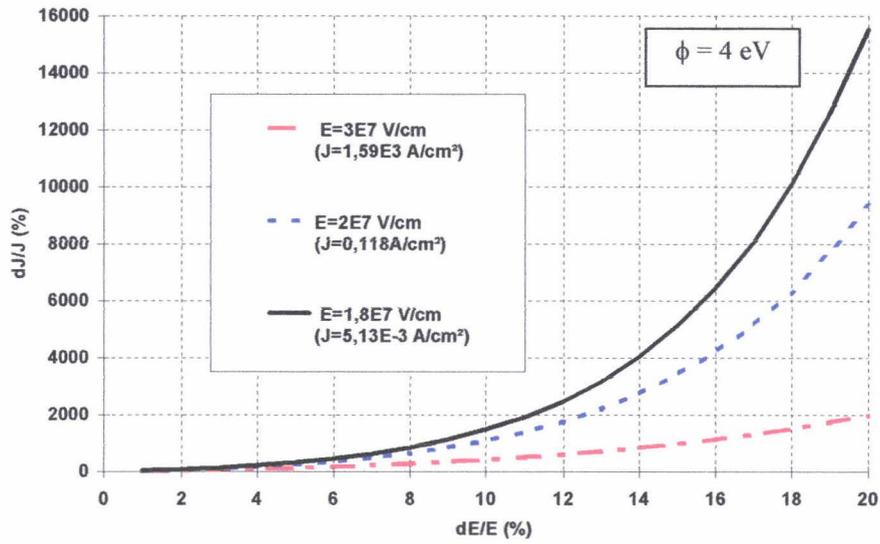
De plus, l'étude de J en fonction des paramètres ϕ et E montre l'extrême sensibilité à ces grandeurs. Quel que soit le travail de sortie ϕ , de fortes variations du courant J sont induites sous l'action du champ électrique E.



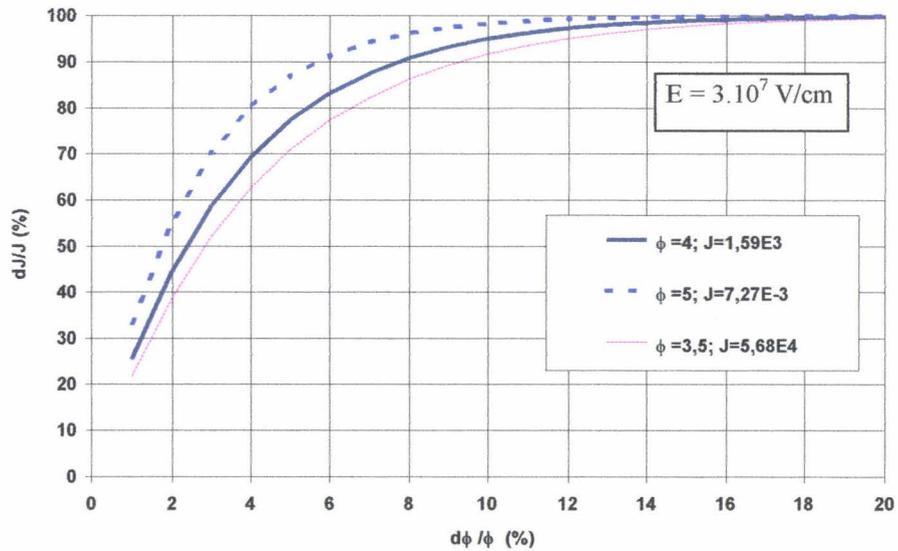
Courbe II.5 : Evolution de la densité de courant pour différentes valeurs du travail de sortie:
 - a) - Caractéristiques $J(E)$, - b) - Diagrammes de Fowler-Norheim: $J/E^2=f(1/E)$

La courbe (II.6-a) montre que les variations relatives de la densité de courant avec E sont d'autant plus importantes que l'on se situe dans le "coude" de la caractéristique $J-E$. Cependant, si pour les valeurs ($E=3 \cdot 10^7$ V/cm) de la partie "linéaire en $J-E$ " les variations sont moindres, en absolu, elles correspondent à des densités de courant élevées - Pour un champ de $3 \cdot 10^7$ V/cm, une variation de 10% ($3,3 \cdot 10^7$ V/cm) entraîne une sensibilité proche de 450% de la densité pour une valeur initiale d'environ 1500 A/cm^2 . Les variations relatives de la densité de courant dues à celles du matériau (ϕ) sont relativement indépendantes du point de fonctionnement (Courbe II.6-b).

- a) -



- b) -



Courbe II.6 : Illustration de la sensibilité de la densité de courant J apportée par de faibles perturbations sur E a) et ϕ b) .

Ainsi, les caractéristiques J-E et les illustrations (Courbe II.6) des variations montrent que pour obtenir une émission efficace, les efforts doivent se concentrer à l'obtention de champs élevés et à l'utilisation d'un matériau émetteur de grande pureté assurant des propriétés physico-chimiques relativement stables.

II.1.e- Détermination du courant

Pour une structure planaire, l'expression de Fowler-Nordheim $J = f(E, \phi)$ permet

aisément de retrouver les caractéristiques I-V expérimentales par transpositions :

$$J = I/S \quad \text{et} \quad E = -V / d$$

où d est la distance entre électrodes, V la différence de potentiel inter-électrodes et S la surface d'émission.

II. 2. Cas de structures non-planaires

Dans le cas de structures effilées, la répartition non linéaire du champ électrique à la surface, liée à la particularité de la géométrie de la cathode implique une transposition complexe pour la détermination de la loi d'émission. Une première approche intuitive consiste à définir un facteur empirique controversé, noté β , englobant différents paramètres géométriques des structures (hauteur, rayon de courbure, forme...) ainsi que la distance entre électrodes, paramètre reliant le champ électrique E et la tension V par

$$E = \beta \times V$$

L'introduction de ce facteur de "forme" a cependant le mérite d'aboutir à une expression analytique facilement exploitable de la densité de courant d'émission de la forme :

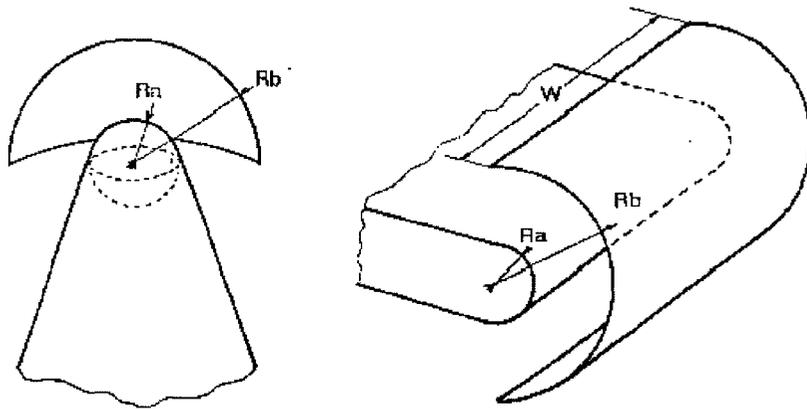
$$J_{FN} = \frac{q^2 (\beta V)^2}{16 \pi^2 \hbar \phi t(y)^2} \exp\left(-\frac{Bv(y)\phi^{3/2}}{\beta V}\right) \quad (\text{II.18})$$

Injecté dans l'expression ci-dessus, le facteur ϕ amplifie la sensibilité aux différents paramètres discutée dans le cas planaire, ce qui rend la maîtrise de l'émission plus délicate encore. Expérimentalement, cette formulation sera forte utilisée mais l'établissement de formulations analytiques approchées, basées sur la forme spécifique des microémetteurs est aussi particulièrement intéressante.

II. 2. a- Expressions analytiques approchées

1) Modèle concentrique simple

Dans le modèle le plus simple, il est supposé que la surface émissive d'un émetteur est restreinte à l'extrémité de la "pointe" à une demi-sphère (un demi-cylindre dans le cas de "lame"). Au voisinage de l'apex, le potentiel d'extraction peut alors être assimilé à une surface équipotentielle respectivement demi-sphérique (et demi-cylindrique) et nous pouvons considérer le modèle simple de deux demi-sphères (ou demi-cylindres) concentriques^{11,12} comme une assez bonne description du dispositif.



La limitation principale de cette démarche réside cependant dans le fait qu'elle revient à considérer le champ, et par conséquent la densité de courant, constant sur toute la surface d'émission. Mais ce modèle présente le mérite d'aboutir facilement à des expressions analytiques exploitables.

i) Détermination du champ

Déduit du théorème de Gauss, l'expression du champ s'écrit:

+ Cas d'une structure "pointe" :

$$E(r_a) = -\beta_r \times V \text{ avec } \beta_{r1} = \frac{R_b}{R_a(R_b - R_a)} \quad (\text{II.19})$$

+ Cas d'une structure "lame"

$$E(r_a) = -\beta_l \times V \text{ avec } \beta_l = \frac{1}{R_a \ln(R_b / R_a)} \quad (\text{II.20})$$

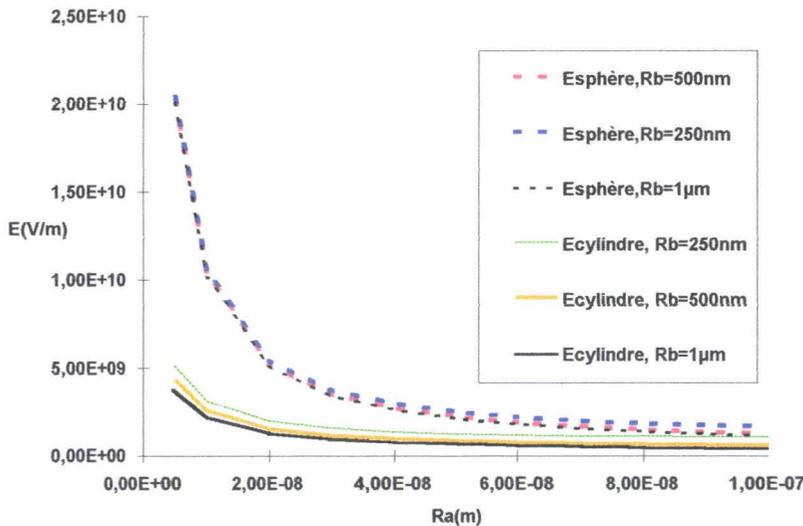
On peut noter que ces deux exemples confortent la formulation du facteur de forme introduite précédemment.

Par ailleurs, si on suppose $R_b \gg R_a$

$$\beta_r \approx \frac{1}{R_a} \text{ et } \beta_l \approx \frac{1}{R_a \ln(R_b / R_a)} \quad (\text{II.21})$$

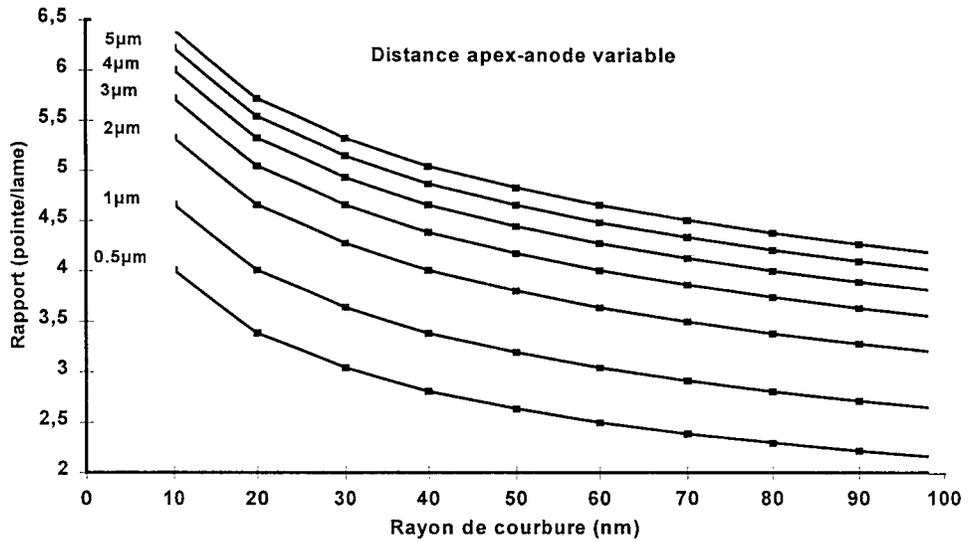
ii) Influence des paramètres géométriques sur le champ

L'évolution du champ électrique E en fonction du rayon de courbure R_a (Courbe II.7) du microémetteur laisse apparaître pour différentes valeurs de R_b , que les valeurs de champ sont maximum pour les valeurs de R_a les plus faibles.



Courbe II.7 : Evolution de E (à polarisation V constante) en fonction du rayon de courbure R_a pour différentes distances pointe-anode R_b et des structures de type sphérique et cylindrique.

Par ailleurs, l'efficacité du champ des structures pointes et lames s'illustre également dans la courbe II.8 en reportant le rapport β_r/β_l en fonction du rayon de courbure R_a et pour différentes valeurs de R_b .



Courbe II.8 : Evolution du rapport β_p/β_l pour différentes valeurs de R_b

Nous voyons que ce rapport est d'autant plus élevé que le rayon de courbure est faible et qu'à tension constante, le champ électrique est 3 à 4 fois supérieur pour une structure de type pointe.

iii) Calcul du courant

En ce qui concerne les courants d'émission, on obtient alors :

- pour une "pointe" :

$$I_p = S_p \times J_p = 2\pi \times A_p \times \frac{R_b^2 \times V^2}{(R_b - R_a)^2} \times e^{\left(\frac{-B_p \cdot R_a (R_b - R_a)}{V \times R_b}\right)} \approx 2\pi \times A_p \times V^2 \times e^{\left(\frac{-B_p \cdot R_a}{V}\right)} \quad (\text{II.22})$$

(si $R_b \gg R_a$)

S_p est la surface sur la demi-sphère

Les valeurs précises de A_p et B_p sont des paramètres définis en fonction de E_p

- pour une "lame" :

$$I_l = S_l \times J_l = \pi \cdot W \times A_l \times \frac{V^2}{R_a \times (\ln(R_b / R_a))^2} \times e^{\left(\frac{-B_l \cdot R_a \times \ln(R_b / R_a)}{V}\right)} \quad (\text{II.23})$$

S_l est la surface sur le demi-cylindre et W est la longueur du cylindre.

Les valeurs précises de A_l et B_l sont des paramètres définis en fonction de E_l .

iv) Comparaison des structures

Le calcul de A_p , A_l , B_p , B_l permet d'établir $A_p \approx A_l$ et $B_p \approx B_l$ pour les valeurs typiques données ci-après.

En comparant les deux structures, on a :

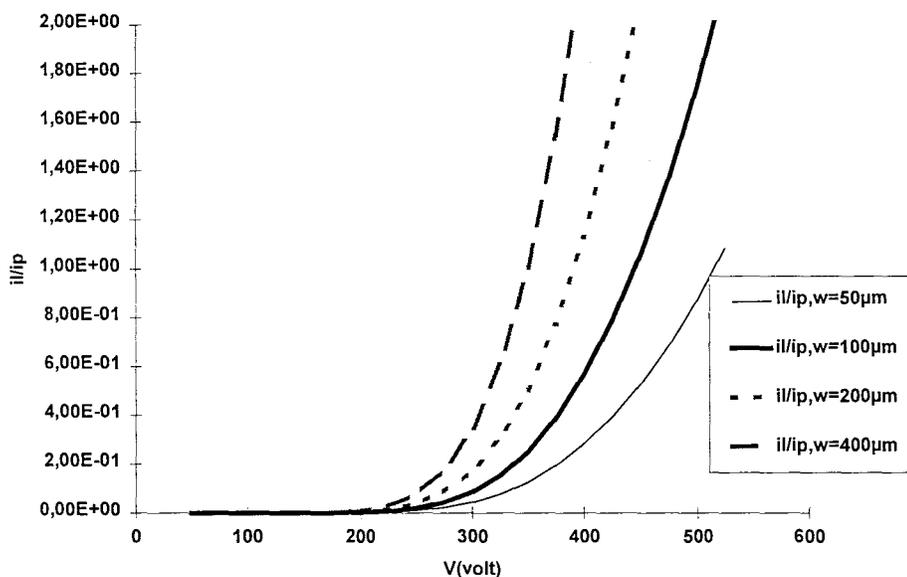
$$\frac{I_l}{I_p} = \frac{W}{2Ra \left[\ln\left(\frac{Ra}{Rb}\right) \right]^2} \times e^{\frac{-BRa \left[\ln\left(\frac{Rb}{Ra}\right) - 1 \right]}{V}} \quad (\text{II.24})$$

Soit en prenant les valeurs typiques suivantes :

$$\phi = 4,07(eV); Ra = r = 20\text{nm}; Rb = 1,02\mu\text{m}; V = 100V; W = 100\mu\text{m}$$

$$\frac{I_l}{I_p} \approx 10^{-9} \quad \text{avec } B = (B_p + B_l)/2$$

On peut noter que le courant émis par la structure lame est nettement inférieur à celui de la micropointe en raison d'un champ local à l'apex de la structure plus faible. Mais le rapport précédent dépend du potentiel inter-électrodes et comme l'illustre la courbe de tendance ci-après, pour des tensions plus élevées et une longueur W suffisante, la structure à lame peut être compétitive.



Courbe II.9 : Comparaison, à rayon de courbure constant (20nm), lame/pointe du courant d'émission en fonction de la polarisation appliquée pour différentes surfaces émissives de lames (étant la longueur du sommet de la lame).

Ce modèle simpliste suffit à dégager un comportement et les "grandes" tendances présentées par les structures. En outre, il justifie ici l'intérêt que nous porterons également aux structures à microlames.

2) Modèle de la sphère et du cylindre flottants

Pour prendre en compte de façon plus satisfaisante le cas de l'émetteur réel, nous pouvons assimiler la forme géométrique d'une micropointe à celle idéalisée d'une micro-sphère placée sur un pilier filaire et maintenue au même potentiel que le substrat de référence (0V). Les équipotentielles dans une telle structure seront alors les mêmes que celles d'une sphère « flottante » polarisée au potentiel de la cathode (Fig. II.4)

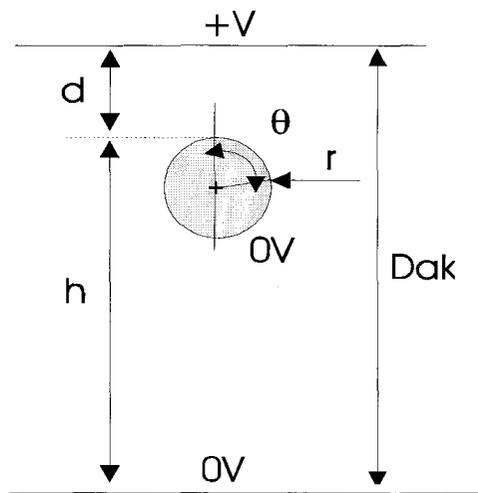


Fig. II.4 : Modèle de la sphère flottante.

Contrairement à l'approche précédente, ce modèle¹³ prend en compte la répartition non uniforme du champ électrique à la surface de la sphère due à l'influence des surfaces métalliques de polarisation ainsi que des effets de la hauteur de la structure et de la distance apex-anode .

i) Détermination du champ

Le champ électrique à la surface de la sphère a alors pour expression:

$$E(\theta) = \frac{V}{d+h} \left(\frac{h-r}{r} + 3 \cos(\theta) \right) \quad (\text{II.25})$$

- dans le cas du "cylindre flottant", en adoptant une démarche identique nous avons:

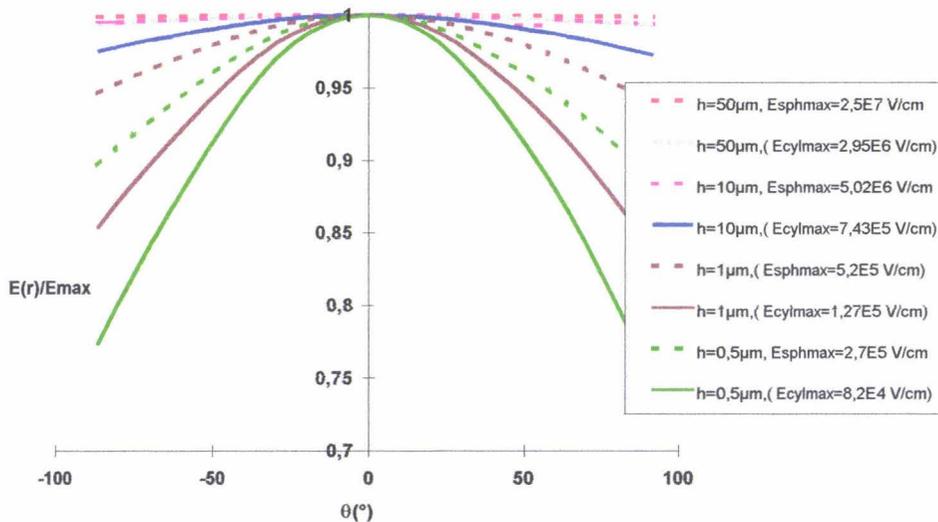
$$E(\theta) = \frac{V}{d+h} \left(\frac{h-r}{r \ln\left(\frac{2(h-r)}{r}\right)} + 2 \cos(\theta) \right) \quad (\text{II.26})$$

d'où on en déduit l'expression du champ maximal en $\theta = 0$:

Pour la sphère flottante :
$$E_{\max} = \frac{V}{d+h} \left(\frac{h}{r} + 2 \right) \quad (\text{II.27})$$

Pour le cylindre flottant :
$$E_{\text{Max}} = \frac{V}{d+h} \left(\frac{h-r}{r \ln\left(\frac{2(h-r)}{r}\right)} + 2 \right) \quad (\text{II.28})$$

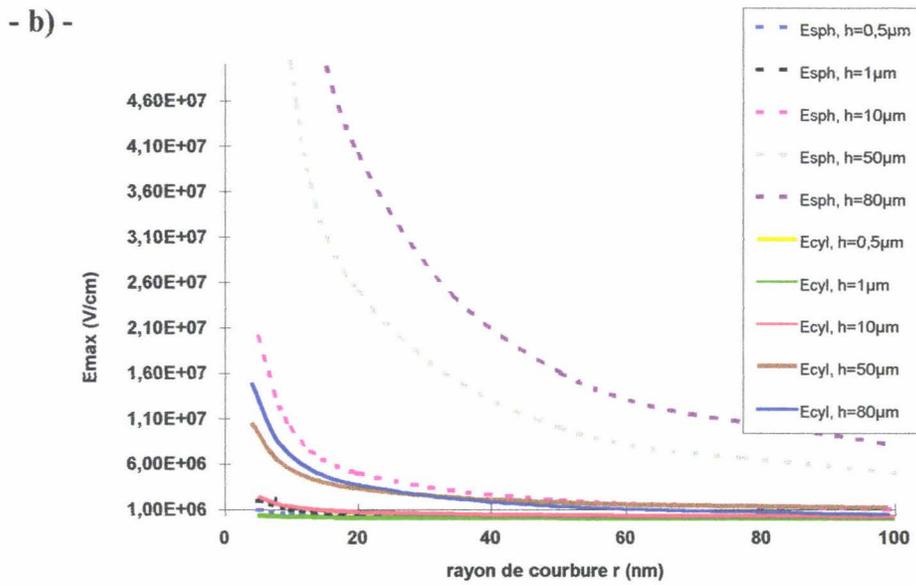
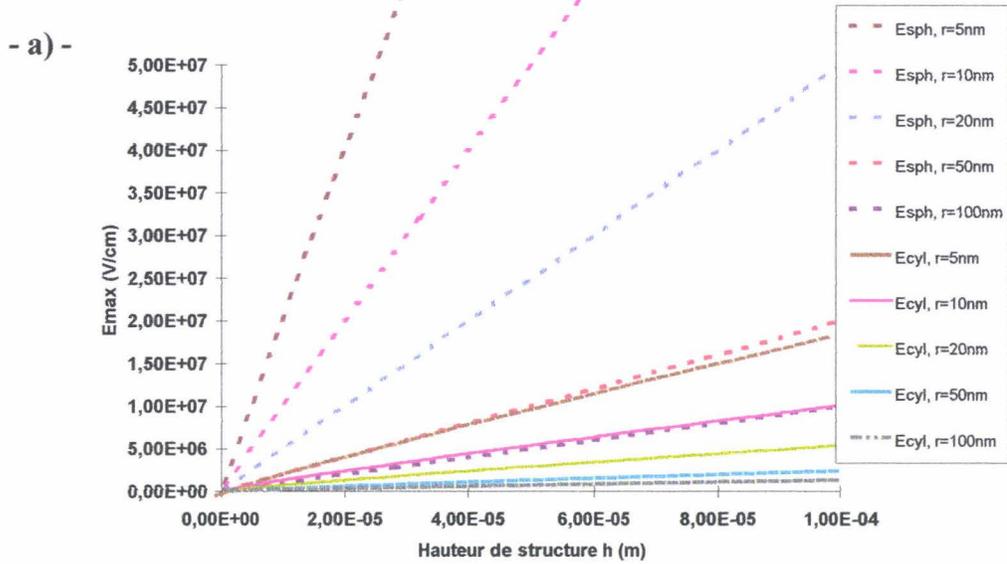
Par la suite, on pourra poser $E_0 = V/(d+h)$ champ du condensateur plan inter-électrodes. Ces expressions nous permettent d'évaluer la répartition de E sur la demi-sphère et le demi cylindre.



Courbe II.10 : Répartitions normalisées à rayon de courbure constant (20nm) du champ E sur l'apex d'une structure conique et cylindrique pour différentes hauteurs de structures.

La courbe II.10 montre que pour des valeurs de champ d'extraction (quelques 10^7 V/cm) donnant lieu à des émissions de courant notables ($h \gg r$), la répartition de E est quasiment constante sur la demi-sphère. Par ailleurs, il est à noter (Courbe II.11) qu'à rayon de courbure constant, les valeurs de champ évoluent également avec la hauteur de la structure.

ii) Influences des paramètres géométriques sur le champ



Courbe II.11 : Influence de h (- a -) et r (- b -) sur le champ E avec une distance anode-cathode ($h+d$) constant

A distance interélectrodes constante ($106 \mu\text{m}$), E est proportionnel à h , mais l'effet prédominant reste le rayon de courbure (Courbe II.11). En effet, E évolue en $1/r$ et h agit comme un amplificateur linéaire. Notons l'effet du terme constant dans les expressions

(II.27 et II.28) qui modère faiblement l'amélioration du champ apportée par l'effet de pointe lorsque le rayon de courbure est suffisamment faible.

iii) Calcul du courant

En injectant la formulation du champ électrique (Equ. II.25 et II.26.) dans l'expression de la densité de courant (Equ. II.13), on obtient :

$$I = \int_S A1 \times E(\theta)^2 \times e^{-\frac{B}{E(\theta)}} \times S(\theta) d\theta \quad (\text{II.29})$$

Avec

$$A1 = \frac{1,54.10^{-6}}{\phi \times t^2(y)} \times e^{6,83.10^7 \times y^{1,69} \times \phi^{3/2}} \quad \text{et } B = 6,83.10^7 \times \phi^{3/2}$$

- pour le modèle sphérique:

En considérant l'élément de surface en anneau sur la demi-sphère:

$$S(\theta)d\theta = 2\pi r^2 \sin(\theta) d\theta$$

on obtient par intégration¹⁴ :

$$I = \frac{2\pi \times r^2 \times A1 \times B}{3E_0} \times \int_{t_0}^{t_1} \frac{e^{-t}}{t^4} dt \quad (\text{II.30})$$

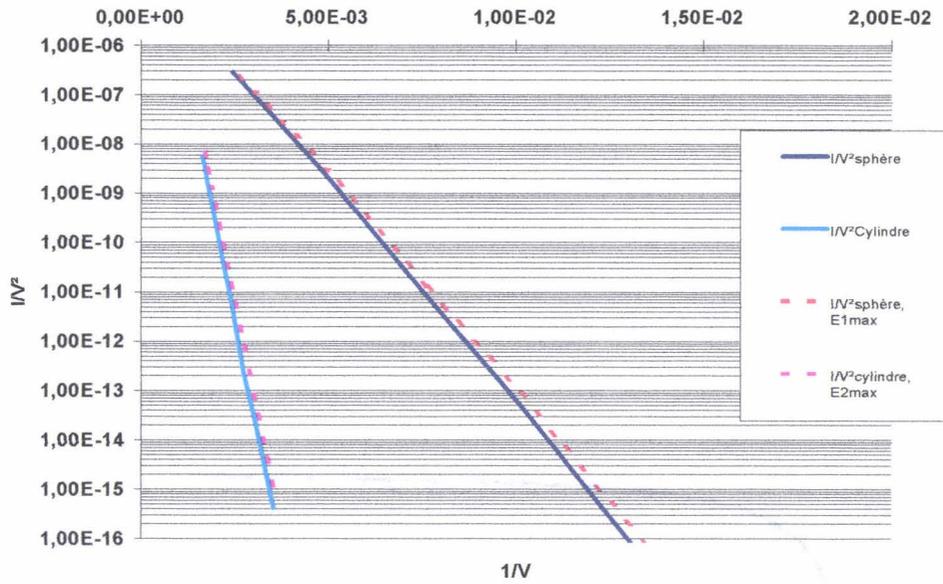
en posant $t = B/E(\theta)$ avec $t_0 = B/E(\theta=0)$ et $t_1 = B/E(\theta=\pi/2)$

- pour le modèle cylindrique:

Une même procédure est effectuée en considérant l'élément de surface le long du cylindre,

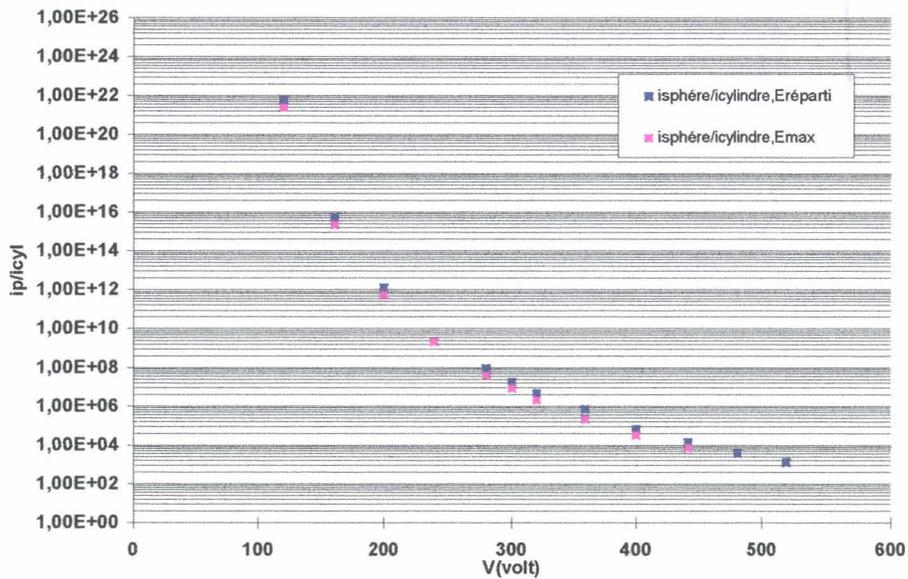
$$S(\theta)d\theta = 2 \times (W \times r \times d\theta)$$

La résolution numérique des équations du courant (Equ. II.29) permet de représenter les diagrammes de Fowler-Nordheim (Courbe II.12) des structures avec la distribution du champ donnée par $E(\theta)$ et à titre de comparaison avec le cas d'une distribution uniforme du champ maximum obtenu à l'apex.



Courbe II.12 : Tracés de Fowler-Nordheim d'une structure sphérique et cylindrique établis avec une répartition uniforme et non-uniforme du champ E.

iv) Comparaison des structures

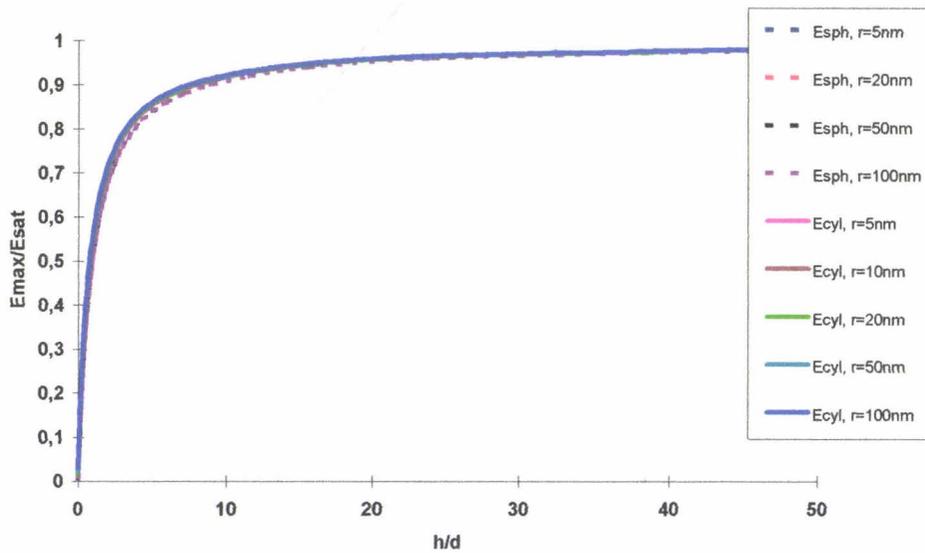


Courbe II.13 : Comparaison en courant de l'efficacité des lames par rapport aux pointes en fonction de la tension de polarisation, pour une distribution de champ à l'apex constante et non constante.

A paramètre géométrique égal, la sphère offre toujours un champ potentiel supérieur à celui du cylindre qui se traduit par un "démarrage" d'émission (Courbe II.13) pour des valeurs de tensions plus faibles (observé sur le diagramme par le décalage des

droites). Pour les valeurs de tension les plus élevées, le gain en courant d'émission des microlames est nettement moins atténué ce qui laisse présager un intérêt potentiel de ces structures à fort niveau.

Pour les deux structures, ces différentes figures laissent apercevoir (Courbe II.14) pour la plupart un effet de "saturation" de champ en fonction de leur géométrie traduisant la possibilité d'obtenir un dispositif optimisé.



Courbe II.14 : Evolution du champ E_{max} en fonction de h/d pour $h+d$ constant et pour différentes valeurs de rayon de courbure.

Cette modélisation "semi-analytique" démontre que l'hypothèse simpliste d'une répartition uniforme du champ maximum sur l'apex de la pointe se révèle très proche, en valeur de courant, de celle du modèle à sphère flottante, lié au caractère idéal de la géométrie. Une modélisation numériqueⁱ électrostatique permettrait d'évaluer sur des profils réels (cône, pilier...), l'impact de la répartition du champ à la surface de ces microstructures.

ⁱ O. Yaradou, " Etude et réalisation de microtriodes", Thèse de doctorat de l'Université des Sciences et Technologies de Lille, (à paraître)

III. Emission de champ dans un semiconducteur

III. 1. Introduction

L'étude rigoureuse de l'émission par effet de champ dans une pointe semiconductrice¹⁵ est particulièrement complexe et nous ne ferons ici qu'une approche de modélisation nous permettant de dégager les principaux effets, propres à ce type de structures que nous étudierons par la suite expérimentalement.

A la différence des surfaces métalliques pour lesquelles la densité électronique est très élevée, l'application d'un champ électrique important sur un semiconducteur entraîne des modifications à l'intérieur du matériau : le champ pénètre dans le semiconducteur, et crée une zone d'accumulation d'électrons modifiant la distribution du potentiel interne. Cette variation va donc agir sur la barrière de potentiel en surface et par conséquent sur l'émission du courant.

Ainsi, pour déterminer la barrière que les électrons doivent franchir et le courant résultant quelques approximations simplificatrices sont nécessaires:

- + Approximation unidimensionnelle : seules les distributions suivant l'axe normal au plan émetteur seront considérées
- + Approximation du courant nul : le courant d'émission sera pris comme nul ce qui permet d'appliquer une distribution de charge régie par la loi de Fermi.
- + Approximation quantique : les états d'interfaces et les effets quantiques seront négligés

III. 2. Détermination de la barrière de potentiel

III. 2. a- Le potentiel dans le vide

La barrière de potentiel que va rencontrer l'électron en passant dans le vide va dépendre :

- du champ électrique E appliqué qui conditionne la largeur de la barrière.

$$W_{app} = q \cdot E \cdot x \quad (II.32)$$

- du potentiel de force image :

$$U(x) = -\left(\frac{\epsilon_s - \epsilon_0}{\epsilon_s + \epsilon_0}\right) \frac{q^2}{16\pi\epsilon_0 x} \quad (\text{II.33})$$

- du travail de sortie ϕ_s déterminé par l'énergie nécessaire pour arracher un électron situé au niveau de Fermi, et obtenu par soustraction du potentiel à l'interface $V(0)$ à l'affinité électronique χ . $V(0)$ caractérise la courbure des bandes d'énergies lié à l'effet de pénétration du champ E dans le semiconducteur (Fig. II.5) :

$$\phi_s = \chi - V(0) \quad \text{avec } V(0) : \text{le potentiel à la surface}$$

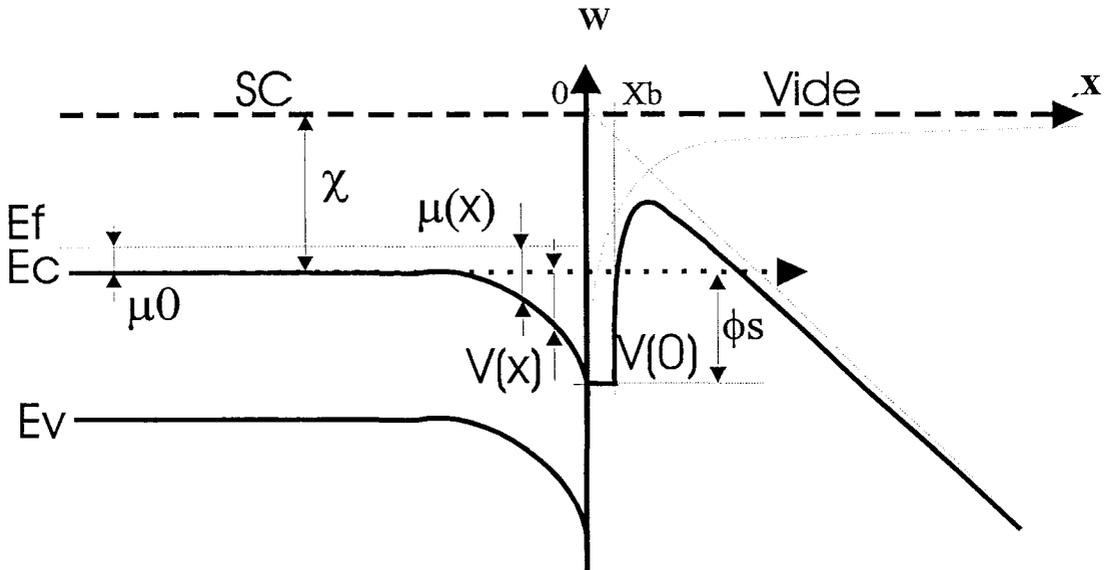


Fig.II.5 : Forme de la barrière Semiconducteur/vide sous fort champ électrique avec correction de force image

La barrière de potentiel dans le vide s'écrit alors:

pour $x > x_b$:

$$W_T(x) = \chi - V(0) - Ex - \left(\frac{\epsilon_s - \epsilon_0}{\epsilon_s + \epsilon_0}\right) \frac{q}{16\pi\epsilon_0 x} \quad (\text{II.34})$$

et pour $x_b > x > 0$:

$$W_T(x) = V(0) \quad (\text{II.35})$$

ceci pour assurer la continuité vide-semiconducteur

III. 2. b- Le potentiel à l'intérieur du semiconducteur

La répartition du potentiel à l'intérieur du matériau émissif est obtenue par résolution de l'équation de Poisson:

$$\frac{\partial^2 V(x)}{\partial x^2} = -\frac{\rho(x) - \rho_0}{\epsilon_s} \quad (\text{II.36.})$$

où ρ_0 représente la densité volumique de charges en profondeur, ϵ_s la constante diélectrique du matériau et $\rho(x)$ la densité de charge près de la surface est donnée¹⁶ par:

$$\rho(x) = N_c \frac{2}{\sqrt{\pi}} F_{1/2} \left(\frac{\mu(x)}{kT} \right) \quad (\text{II.37})$$

avec

$$N_c = 2 M_c \times \left(\frac{m_e kT}{2\pi \times \hbar^2} \right)^{3/2} \quad \text{et} \quad F_{1/2} = \int_0^{\infty} \frac{z^{1/2}}{1 + \exp\left(z - \frac{\mu(x)}{kT}\right)} dz$$

(M_c : Dégénérescence des vallées électroniques = 1 pour le GaAs; $m_e = 0,066 m_0$)

où N_c est la densité d'états libres, $F_{1/2}$ l'intégrale de Fermi-Dirac, et où $\mu(x) = \mu_0 + V(x)$ la différence entre le niveau de Fermi et le bas de la bande de conduction, μ_0 étant cette différence en volume. (Fig. II.5)

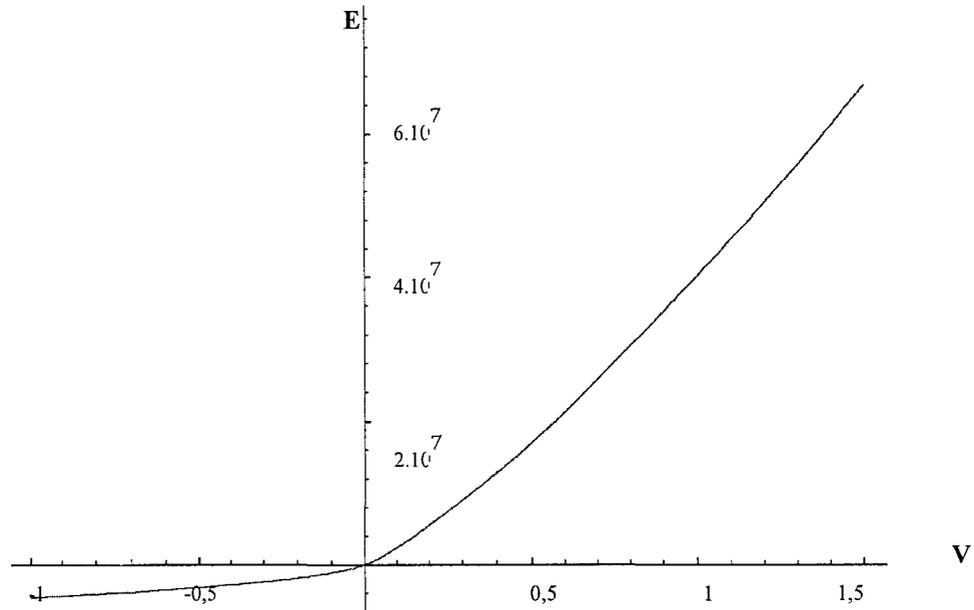
Ces équations peuvent être intégrées entre $-\infty$ et x , étant supposé qu'en profondeur, le champ électrique et le potentiel sont nuls. L'équation liant le champ E au potentiel V à l'abscisse x (courbe II.14) peut alors s'établir comme suit:

$$E = \frac{\sqrt{2}kT}{q\lambda} \sqrt{-\frac{qV}{kT} + \frac{2N_c}{\sqrt{\pi}\rho_0} \int_0^{\infty} \sqrt{z} \ln \left[\frac{1 + \exp\left(\frac{\mu(x) - z}{kT}\right)}{1 + \exp\left(\frac{\mu_0 - z}{kT}\right)} \right] dz} \quad (\text{II.38})$$

avec $\lambda = \sqrt{\frac{\epsilon_s kT}{\rho_0}}$

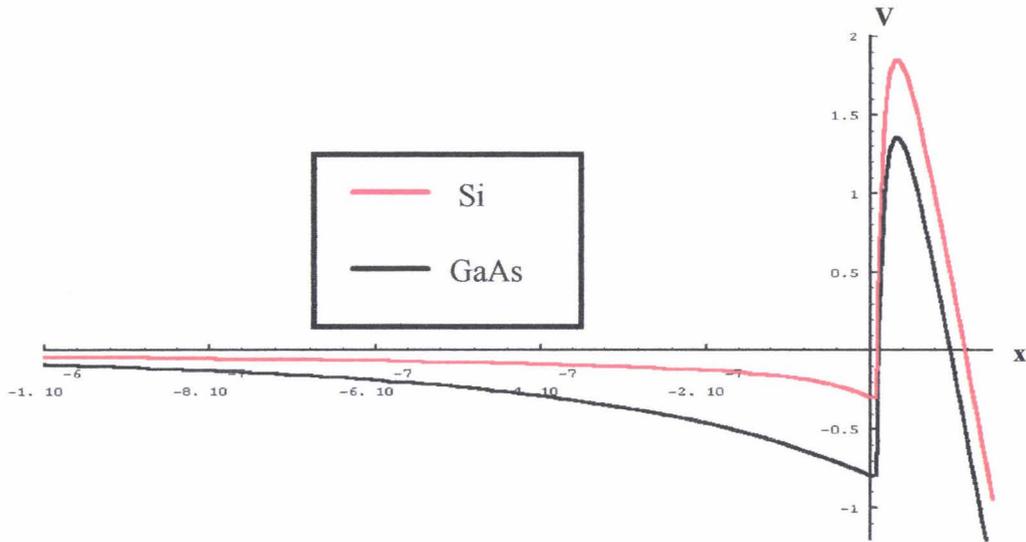
Pour un champ fixé à l'interface, le potentiel en surface peut alors être déterminé

en résolvant numériquement l'équation (II.38). Ainsi la résolution de l'équation de Poisson (Equ. II.36) permettra de connaître la distribution de ce potentiel en tout point à l'intérieur du semi-conducteur.

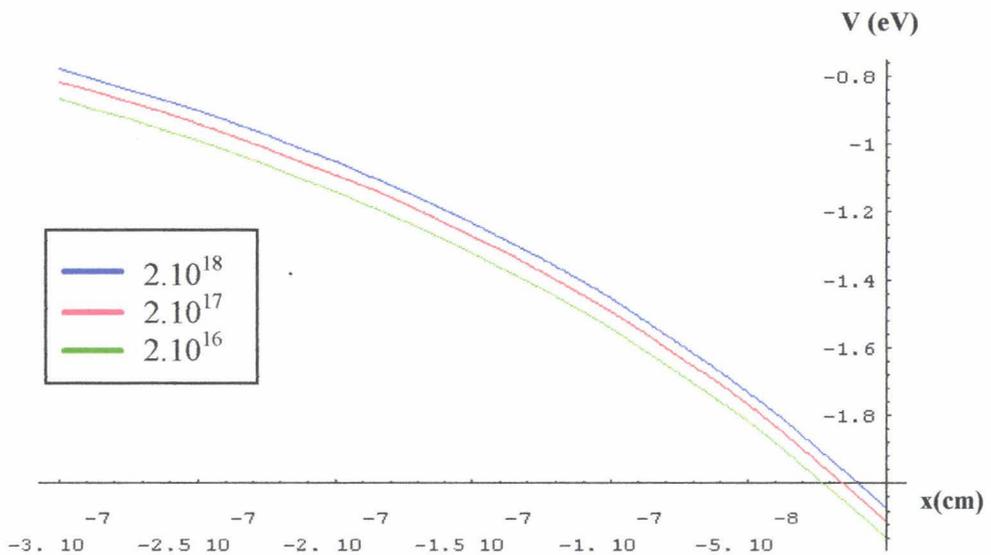


Courbe II.14 : Evolution du champ E ($V\text{ cm}^{-1}$) en fonction du potentiel V (eV) à l'interface

Par conséquent, la détermination du potentiel dans les deux zones permet d'établir un profil global du potentiel dans la structure. Ce calcul du potentiel, validé dans le cas du silicium par Jensen¹⁷ est comparé sur la courbe II.15 à la distribution du potentiel pour le matériau GaAs. L'allure générale des courbes est bien identique, néanmoins le potentiel de surface est bien plus important dans le cas du GaAs, entraînant ainsi une réduction de la barrière de potentiel. Par ailleurs, l'influence d'une variation de dopage de 2×10^{16} à $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ a peu d'influence et n'entraîne qu'une variation de potentiel de quelques dizaines de mV (courbe II.16), ceci en raison de l'effet d'accumulation important d'électrons à l'interface. Cependant, remarquons que l'effet de vitesse limitée d'arrivée des électrons de l'intérieur vers la surface risque alors de freiner l'émission électronique dans le vide, pour le matériau non dégénéré.



Courbe II.15 : Courbes de potentiel (eV) en fonction de x (cm) pour un matériau Si ($\rho_0=1.13 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$) et GaAs ($\rho_0=2 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$) - pour une valeur de champ externe de $3 \times 10^7 \text{Vcm}^{-1}$.



Courbe II.16 : Courbes $V(x)$ du GaAs sous une valeur de champ externe de $1 \times 10^8 \text{Vcm}^{-1}$ pour différents profils de dopage: $N_d=2.10^{18}$; 2.10^{17} et 2.10^{16}cm^{-3} .

L'analyse des expressions (II.37) et (II.38) amène à conclure sur l'influence de la densité d'états libres N_c (4.7×10^{17} pour GaAs et 2.8×10^{18} pour Si). En effet, une densité d'états libres faible implique un potentiel plus fort pour permettre une accumulation de charges équivalente. Cette plus grande difficulté à accumuler les charges implique aussi une pénétration plus profonde du champ dans le semi-conducteur.

Autrement dit, la comparaison menée entre l'arséniure de gallium et le silicium

met en évidence une barrière de potentiel nettement plus faible pour le GaAs, ce qui est en faveur d'une potentialité d'émission accrue. Cet effet se trouvera néanmoins contrebalancé par une plus faible accumulation de charges à proximité de l'interface et par conséquent, par un plus petit nombre de candidats au passage dans le vide.

III. 3. Calcul de la densité de courant J(E)

Pour le calcul du courant, la démarche appliquée est la même que celle décrite dans le cas d'un métal:

$$J = q \int_{W_x}^{\infty} D(W, E) \cdot N(W, T) dW$$

La différence provient essentiellement de la fonction d'alimentation $N(W, T)$ qui dans le cas d'un semi-conducteur doit être remplacée par :

$$N(W, T) = M_c r_1 N_0(W, T) \quad (\text{II.39})$$

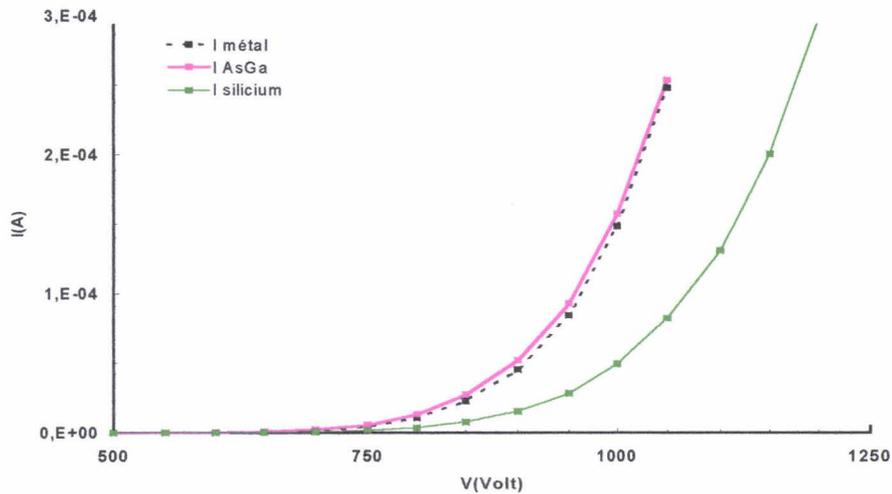
où r_1 est le rapport de la masse effective transverse sur la masse de l'électron dans le vide et M_c est la dégénérescence des vallées électroniques (6 pour le silicium, 1 pour l'arséniure de gallium).

De plus, la modification de la borne inférieure dans (II.3) par l'infini est source d'erreur pour les semi-conducteurs car l'approximation WKB ne donne alors pas forcément un coefficient de transmission nul pour une énergie nulle ou inférieure. Ainsi, l'expression (II.13) devient:

$$J = J_{FN} M_c r_1 G \left(\frac{4\sqrt{2m_0} t(y) \mu \sqrt{\phi}}{\hbar E} \right) \quad (\text{II.40})$$

où $G(x) = (1 - (x+1) \exp(-x))$ et $y = \sqrt{\frac{\hbar c E}{137 \phi^2} \frac{\epsilon_s - \epsilon_0}{\epsilon_s + \epsilon_0}}$

La modélisation du courant dans le cas du silicium a été validée par Jensen, et adaptée ici au cas du GaAs.



Courbe II.17 : Courant d'émission en fonction de V - Comparaison Si/GaAs -

La comparaison entre ces matériaux montre une émission sensiblement plus favorable dans le cas de GaAs (Courbe II.17), l'abaissement de la barrière de potentiel serait donc un effet plus souhaitable qu'une bonne fonction d'alimentation. De plus, l'émission à partir du GaAs fortement dopé semble tout à fait comparable à celle d'un métal de même travail de sortie.

De ce fait, en terme de caractérisation, l'analogie¹⁸ au modèle métallique restera entière pour la suite de nos investigations.

Par ailleurs, ces études ont souligné que les éléments gouvernant l'émission sont : le facteur de forme β , l'état du matériau caractérisé à l'interface par ϕ et la surface émissive S .

L'étude qui suit décrit les possibilités théoriques de retrouver, à partir des courbes d'émission I-V, les facteurs caractérisant le mécanisme d'émission. Le principe semble envisageable sur une structure unique néanmoins il paraît plus difficilement applicable dans le cas de réseau qui nécessite l'utilisation d'artifice statistique supplémentaire.

IV. Modèles d'analyse statistique de l'émission d'un réseau d'émetteurs

IV. 1. Introduction

Les modèles étudiés convergent vers une expression générale de la loi d'émission de type Fowler-Nordheim de la forme:

$$I = S \times \frac{A \cdot (\beta V)^2}{\phi} \times e^C \times e^{-B/\beta V} \quad (\text{II.41})$$

à travers deux coefficients β et S : β : *facteur de forme*; S : *surface émissive* tels que

$$E = \beta * V \quad \text{et} \quad J = I / S$$

avec

$$A = \frac{1,54 \cdot 10^{-6}}{t^2(y)}$$

$$B = 6,83 \cdot 10^7 \times \phi^{3/2} \times k$$

$$C = 6,83 \cdot 10^7 \times \phi^{3/2} \times \frac{y^n}{\beta V}$$

où $y = 3,79 \cdot 10^{-4} \times \frac{\sqrt{\beta V}}{\phi}$; $t^2(y) = 1,1$ et $v(y) = k \cdot y^n$ $v(y)$ pouvant être approximé par des valeurs approchées avec $k = 0,95$ et $n = 2$ (Courbe II.3).

Ainsi, plus ϕ est élevé, plus la tension de démarrage du courant est faible. Plus S est faible et plus les faisceaux électroniques émis sont fins.

IV. 2. Droite de Fowler-Nordheim

La représentation la mieux appropriée de cette caractéristique consiste alors à tracer $\log(I/V^2)$ en fonction de $1/V$ qui se traduit par une droite dite de "Fowler-Nordheim" :

$$\log\left(\frac{I}{V^2}\right) = \log\left(\frac{S \times A \beta^2}{\phi}\right) + \frac{C}{\ln(10)} + \frac{B}{\ln(10) \times (\beta V)} \quad (\text{II.42})$$

Il est alors possible d'en déduire de la pente qui vaut :

$$p = -\frac{B}{\ln(10) \times \beta} \quad (\text{II.42})$$

et de la valeur extrapolée en ($1/V = 0$)

$$\left(\frac{I}{V^2}\right)_{1/V=0} = \frac{S \times A \beta^2}{\phi} \times e^C \quad (\text{II.43})$$

les deux grandeurs inconnues β , S si on prend pour valeur de ϕ , la valeur du travail de sortie de la cathode propre.

IV. 3. Aspect réseaux

En pratique, l'objectif d'obtenir des courants élevés a conduit à réaliser des réseaux d'émetteurs à forte densité. Ainsi, si le courant potentiel d'une micropointe est raisonnablement de 1 μA , l'obtention d'un courant de 10 mA nécessite l'intégration d'au moins 10 000 éléments.

Dans ce cas, la fabrication simultanée de milliers de structures émettrices sur un même substrat va produire nécessairement une dispersion des caractéristiques géométriques des émetteurs qui conditionnera alors l'émission globale de la cathode.

IV. 3. a- Réseau idéal

Un réseau idéal strictement uniforme constitué d'émetteurs aux morphologies rigoureusement identiques donnerait une droite de Fowler-Nordheim d'où l'on pourra extraire la variable "S" (surface émissive totale équivalente) qui englobe le nombre de sites émetteurs et la surface émissive par élément. Ces deux grandeurs étant indiscernables. Il sera supposé, pour la suite des investigations, une surface active constante, assimilée à une demi-sphère ($S = 2\pi R^2$) dans le cas de pointes (ou pylône) et à un demi-cylindre ($S = 2\pi R \times W$) dans le cas de lames (ou murs), d'où il en découlera un nombre de sites émetteurs équivalent N_{eq} .

De manière plus réaliste, l'aspect réseau conduira probablement à une partie linéaire, dans les polarisations les plus élevées, représentative de l'ensemble des structures présentant une même "morphologie équivalente", suivi d'un glissement (non-linéarité) de cette caractéristique pour de plus faibles polarisations d'émission traduisant une non-uniformité.

IV. 3. b- Effet qualitatif d'une répartition statistique sur le tracé de FN

En pratique, une distribution statistique des paramètres caractéristiques des émetteurs suggère que seule une partie plus ou moins importante d'entre eux, participe effectivement à l'émission totale, pour une polarisation donnée, et que la non-uniformité des structures se traduit par une non-linéarité de la "droite de Fowler-Nordheim".

Ainsi, en tenant compte des fluctuations statistiques d'un paramètre quelconque (r, h, $D_{ak}=h+d$ ou (ϕ), paramètre noté arbitrairement « p », son influence sur l'émission peut se traduire sur l'expression du courant moyen de Fowler-Nordheim en y introduisant une loi de distribution, par exemple de type gaussienne, sur ce paramètre, ce qui peut s'écrire:

$$I_{m/pointe} = \frac{\int_{p^2}^{p^1} I(p) Pb(p) dp}{\int_{p^2}^{p^1} Pb(p) dp} \quad \text{avec } p1, p2 = \text{tend vers (l'infini)} \quad (II.44)$$

où
$$I(p) = SA_1 (\beta V)^2 \exp\left(-\frac{B_1}{\beta V}\right)$$

avec : $A_1 = \frac{A}{\phi} \times \exp(C) \approx \frac{1,4 \cdot 10^{-6}}{\phi} \exp\left(\frac{9,81}{\sqrt{\phi}}\right)$ et $B_1 = B \approx 6,49 \cdot 10^9 \times \phi^{3/2}$

Dans le cas d'une répartition gaussienne, Pb(p) s'écrit :

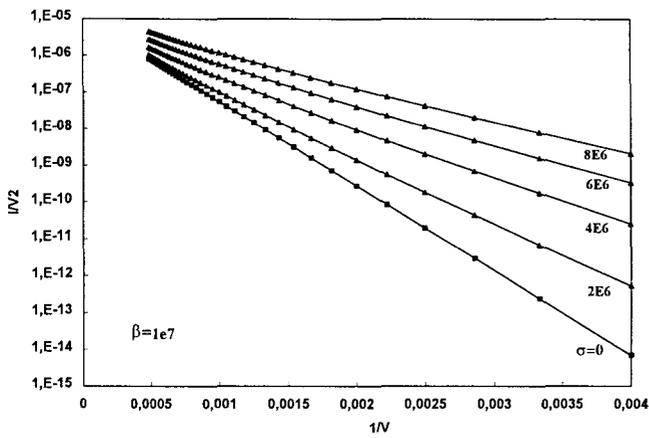
$$Pb(p) = e^{-\left(\frac{(p-p_0)^2}{2\sigma^2}\right)}$$

On peut alors exprimer le courant global moyen $I_t = Neq^* I_{m/pointe}$

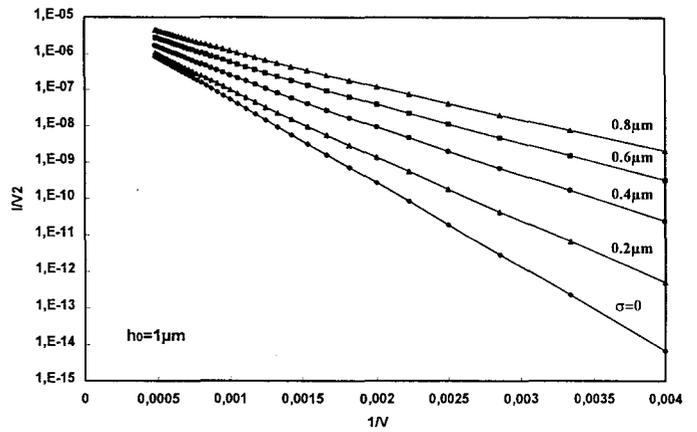
Dans la limite des valeurs physiquement acceptables de ces paramètres, les bornes d'intégration (P1 et P2) peuvent être approximées à $P_0 \pm 3\sigma$ ce qui correspond à 99,7% de la distribution sur le paramètre considéré.

En reprenant le modèle de la sphère flottante $\beta \approx \frac{h}{D_{ak} r}$, on peut illustrer sur les courbes

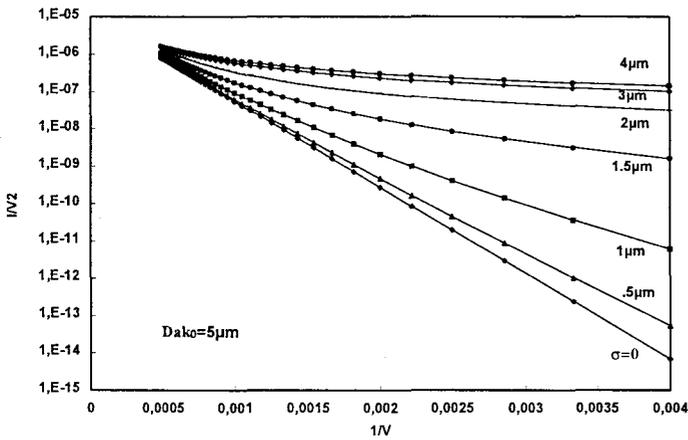
II.18 à II.23, les fluctuations statistiques des paramètres liés à la géométrie (r, h, D_{ak} et également ϕ) sur le diagramme de Fowler-Nordheim :



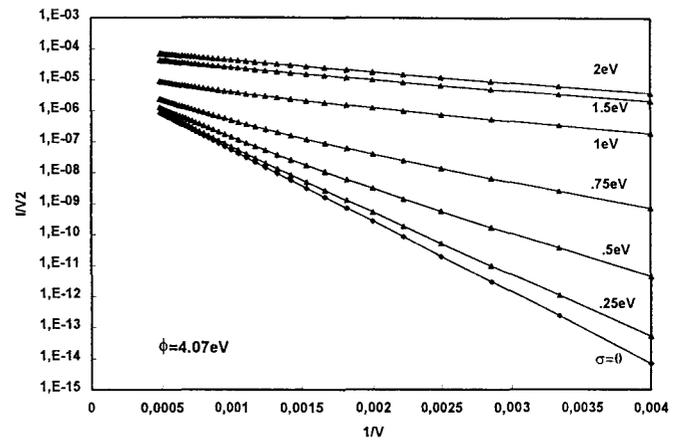
Courbe II.18 : Fluctuations sur β : $\beta_0=10^7 m^{-1}$, σ de 0 à $8 \times 10^6 m^{-1}$, limite inférieure: $1 m^{-1}$, $h_0=1 \mu m$, $r_0=20 nm$, $D_{ak0}=5 \mu m$, $\phi_0=4.07 eV$



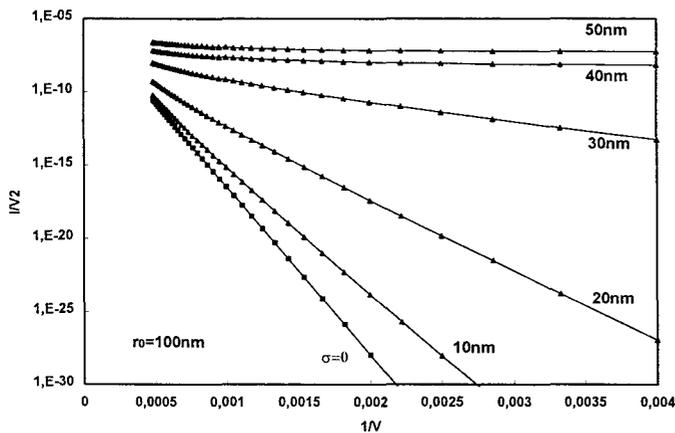
Courbe II.19 : Fluctuations sur h : $h_0=1 \mu m$, σ de 0 à $0.8 \mu m$, limite inférieure: $0.1 nm$, $r_0=20 nm$, $D_{ak0}=5 \mu m$, $\phi_0=4.07 eV$



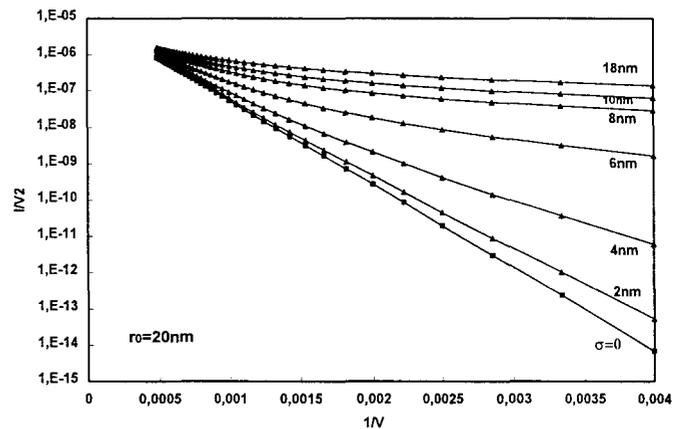
Courbe II.20 : Fluctuations sur D_{ak} : $D_{ak0}=5 \mu m$, σ de 0 à $4 \mu m$, limite inférieure: $0.1 nm$, $r_0=20 nm$, $h_0=1 \mu m$, $\phi_0=4.07 eV$



Courbe II.21 : Fluctuations sur ϕ_0 : $\phi_0=4.05 eV$, σ de 0 à $2 eV$, limite inférieure: $1 eV$, $r_0=20 nm$, $h_0=1 \mu m$, $D_{ak0}=5 \mu m$.



Courbe II.22 : Fluctuations sur r : $r_0=100 nm$, σ de 0 à $80 nm$, limite inférieure: $0.1 nm$, $D_{ak0}=5 \mu m$, $h_0=1 \mu m$, $\phi_0=4.07 eV$



Courbe II.23 : Fluctuations sur r : $r_0=20 nm$, σ de 0 à $18 nm$, limite inférieure: $0.1 nm$, $D_{ak0}=5 \mu m$, $h_0=1 \mu m$, $\phi_0=4.07 eV$

Il est à noter que les fluctuations statistiques conduisent à un écart par rapport à la droite de Fowler-Nordheim d'autant plus important que la tension appliquée est faible. Le rayon de courbure étant l'un des paramètres sur lequel technologiquement portent les fluctuations les plus significatives, notre exploitation se limitera à l'influence de ce terme bien que la méthode puisse être adaptée aux autres paramètres.

IV. 3. c- Répartition gaussienne du rayon de courbure

En reprenant à nouveau le modèle de la sphère flottante, le courant d'un réseau de N sphères peut s'écrire :

$$\frac{I_T}{V^2} = S(r) \times A_1 \times \beta(r)^2 \exp\left(-\frac{B_1}{\beta(r)V}\right) \quad (\text{II.45})$$

ce qui peut encore semettre sous la forme :

$$\frac{I}{V^2} = \exp\left(A_0 - \frac{B}{V}\right) \quad (\text{II.46})$$

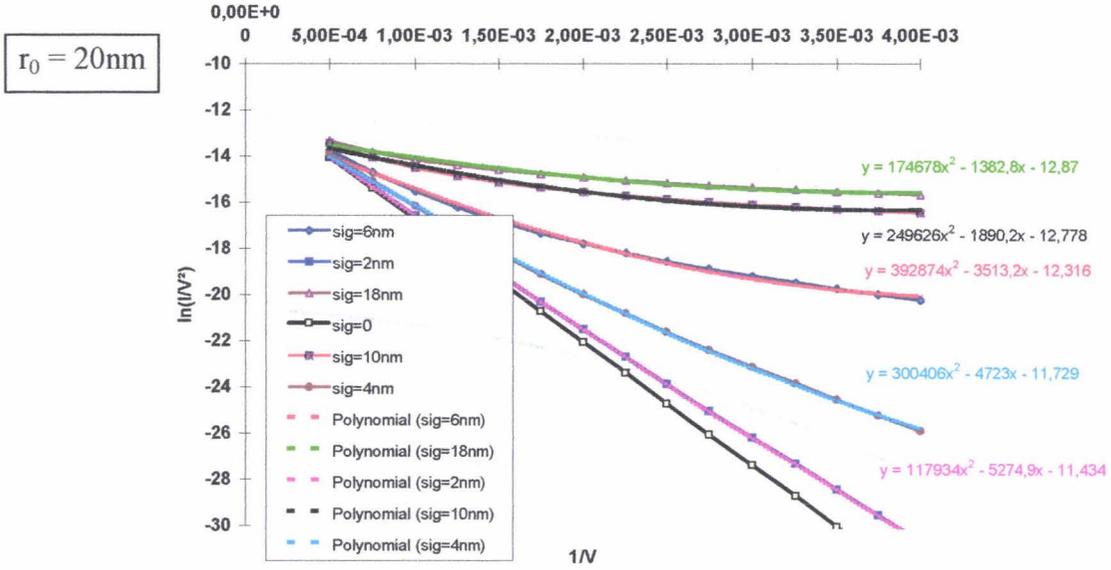
avec: $\exp(A_0) = S(r) \times A_1 \times \beta(r)^2$ et $B = \frac{B_1}{\beta(r)}$

En portant la nouvelle écriture de I_T/V^2 (II.45).dans (II.44), l'expression exacte de l'intégrale peut être calculée¹⁹, soit encore :

$$\frac{I_T}{V^2} = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} \exp(A_0 - B/V) \times \exp\left(-\frac{(B - B_0)^2}{2\sigma_B^2}\right) dB}{\int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left(-\frac{(B - B_0)^2}{2\sigma_B^2}\right) dB} = \exp\left(A_0 - \frac{B_0}{V} + \frac{\sigma_B^2}{2V^2}\right) \quad (\text{II.47})$$

$$\text{Soit} \quad \ln\left(\frac{I_T}{V^2}\right) = A_0 - \frac{B_0}{V} + \frac{\sigma_B^2}{2V^2} \quad (\text{II.48})$$

Nous avons ainsi tracé sur la courbe II.24, le diagramme de Fowler-Nordheim pour différents écarts types du rayon de courbure σ_r et approximé ces évolution par une interpolation polynomiale du second ordre à partir de laquelle les valeurs A_0 , B_0 , σ_B permettant de remonter aux paramètres géométriques des émetteurs.



Courbe II.24 : Interpolation polynomiale des courbes de Fowler-Nordheim "virtuelles" calculées numériquement suivant le modèle de Lévine. - $Y_{poly.} = a1 - b1x + c1x^2$

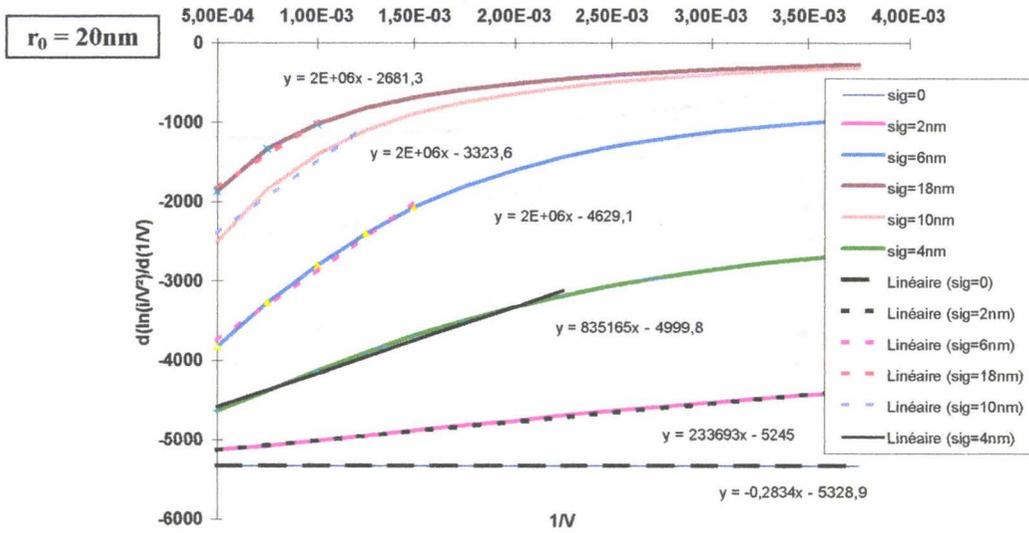
Cependant, l'interpolation polynomiale faite sur le tracé $\ln(I/V^2) = f(1/V)$ peut conduire rapidement à des erreurs importantes sur les valeurs extraites de r_0 et σ_r pour des écarts type relativement élevés. Pour des valeurs limites extrêmes, ceci revient à tronquer la gaussienne dans une région de rayons de courbure très faibles pour lesquels la contribution au courant n'est pas négligeable.

En effet, en définissant un cas de figure théorique de caractéristique de Fowler-Nordheim établie à partir de la résolution numérique de l'équation (II.44), avec des bornes d'intégration prises à $r_0 \approx 3\sigma$, les valeurs extraites r_0 et σ_r de l'exploitation des interpolations polynomiales issues de cette courbe "théorique", vont nous permettre de souligner la limitation de l'application de cette statistique. (Courbe II.24)

Cet effet est aussi clairement illustré à partir d'un traitement similaire sur la dérivée de l'expression (II.48) $\ln(I/V^2)$ par rapport à $(1/V)$:

$$\frac{d(\ln(I_T / V^2))}{d(1/V)} = B_0 - \frac{\sigma_B^2}{V} \quad (II.49)$$

L'exploitation de la courbe est alors une droite permettant de déduire B_0 et σ_B .



Courbe II.25 : Interpolation linéaire de la dérivée des courbes de Fowler-Nordheim "virtuelles" : $d(\ln(I/V^2))/d(1/V) = f(1/V) - Y = b2 + c2x$

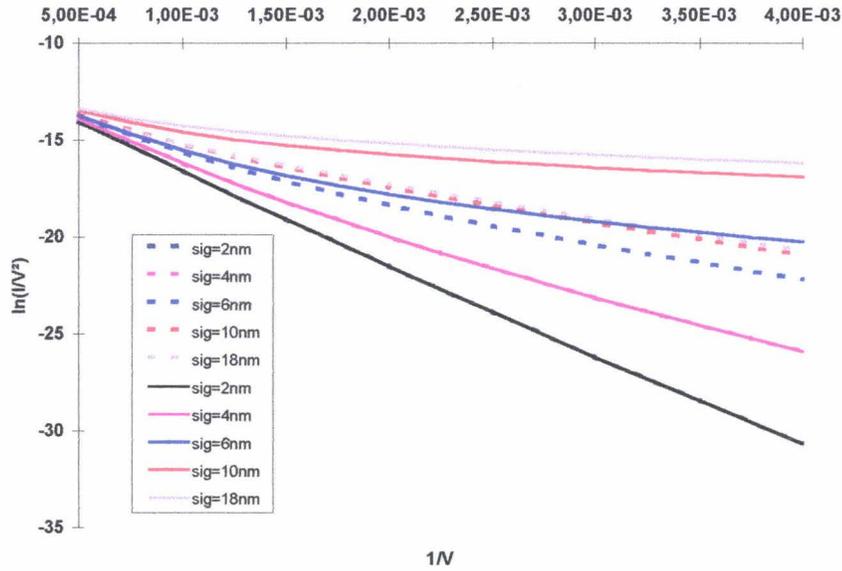
Sur la courbe II.25, il est observé un écart à la linéarité significatif aux faibles tensions dès que σ_r est supérieur à 6nm ($\sigma_r \approx r_0/3$). Il est noté dans cette approche que pour des valeurs d'écart type élevées ("gaussienne" fortement tronqué), les valeurs de σ_r extraites des interpolations linéaires tendent à saturer et les valeurs r_0 extraites décroissent "anormalement".

$r_0=20\text{nm}$	Interpolation polynomiale			Interpolation linéaire		Valeurs extraites des approximations			
	sigma(nm)	a1	b1	C1	C2	b2	r_0 extrait pol.	sigma extrait Pol.	r_0 extrait lin.
0	11,4	5328	0	0,245	5328	2,00E-08	0,00E+00	2,00E-08	1,86E-12
2	11,434	5274,9	117934	233693	5245	1,96E-08	1,82E-09	1,97E-08	1,81E-09
4	11,729	4723	300406	835165	5000	1,77E-08	2,91E-09	1,88E-08	3,43E-09
6	12,316	3513,2	392874	2,00E+06	4629	1,32E-08	3,33E-09	1,74E-08	5,31E-09
10	12,778	1890	249626	2,00E+06	3,32E+03	7,09E-09	2,66E-09	1,25E-08	5,31E-09
18	1287	1382,8	174678	2,00E+06	2681	5,19E-09	2,22E-09	1,01E-08	5,31E-09

Tableau II.2 : Extraction des paramètres r_0 et σ des courbes II.24. et II.25.

La comparaison des valeurs extraites de ces deux approximations montre que la modélisation portant sur la dérivée est plus marquée par le modèle "gaussien". Les écarts traduisent le fait qu'imposer une limite inférieure physiquement acceptable au rayon de courbure est nécessaire ce qui revient à tronquer la "gaussienne" par une limite inférieure ($r_0-3\sigma$ est remplacé par r_{inf}).

L'influence de cette valeur inférieure "rinf" est illustrée, pour différentes valeurs de σ_r , dans la courbe II.26 où sont représentés les diagrammes de Fowler-Nordheim, obtenus à partir d'une gaussienne tronquée avec rinf = 5nm et rinf = 0,5nm.



Courbe II.26 : Influence sur le diagramme de Fowler-Nordheim de la limite inférieure issue d'une distribution "Gaussienne tronquée" - En trait pointillé, rinf=5nm; en trait plein, rinf=0.5nm

IV.3.d- Distribution parabolique

En supposant que les pointes les plus émoussées ne contribuent pas à l'émission, Nicolaescu²² suggère de remplacer une distribution "gaussienne tronquée" par une distribution parabolique symétrique s'annulant en r1 et r2 (r2>r1) et maximale en r0=(r1+r2)/2. En fixant une valeur inférieure r1=rinf en dessous de laquelle la probabilité d'existence est nulle (par exemple un rayon de courbure inférieur à quelques Angströms), les effets induits sur l'émission par ces faibles valeurs de rayon de courbure engendrent des écarts non négligeables.

L'expression du courant moyen s'écrit alors:

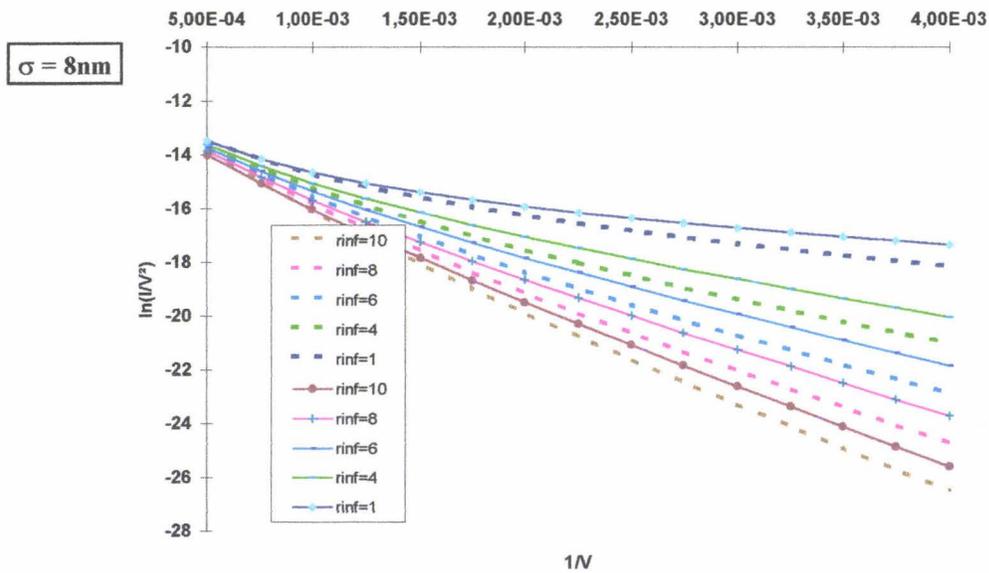
$$\frac{I_{m/pointe}}{V^2} = \frac{\int_{r_1}^{r_2} S \times A_1 \times \beta(r)^2 \exp\left(-\frac{B_1}{\beta(r)V}\right) (r-r_1)(r-r_2) dr}{\int_{r_1}^{r_2} (r-r_1)(r-r_2) dr} \quad (II.50)$$

et peut être résolue analytiquement. En supposant r_2 suffisamment grand devant r_1 , (tel que la contribution des émetteurs de rayon de courbure r_2 soit négligeable devant celle de r_1), l'expression (II.50) devient :

$$\frac{\bar{I}_T}{V^2} = 2\pi A_1 \text{Neq} \left(\frac{h}{D_{ak}} \right)^2 \frac{6}{(r_2 - r_1)^3} \left(\frac{hV}{B_1 D_{ak}} \right)^3 \left(\frac{B_1 D_{ak} (r_2 - r_1)}{hV} - 2 \right) \exp\left(- \frac{B_1 D_{ak} \times r_1}{hV} \right) \quad (\text{II.51})$$

avec $I_T = \text{Neq} * I_{m/\text{pointe}}$

L'approximation d'une loi de répartition "gaussienne tronquée" par une parabole semble convenable comme nous le montre la comparaison entre les deux distributions pour différentes valeurs de limites inférieures (Courbe II.27).



Courbe II.27 : Comparaison du courant moyen calculer pour un même r_0 (20nm) partir d'une gaussienne tronquée (traits pleins) et d'une parabole (traits pointillés) pour différentes valeurs de limites inférieures r_{inf}

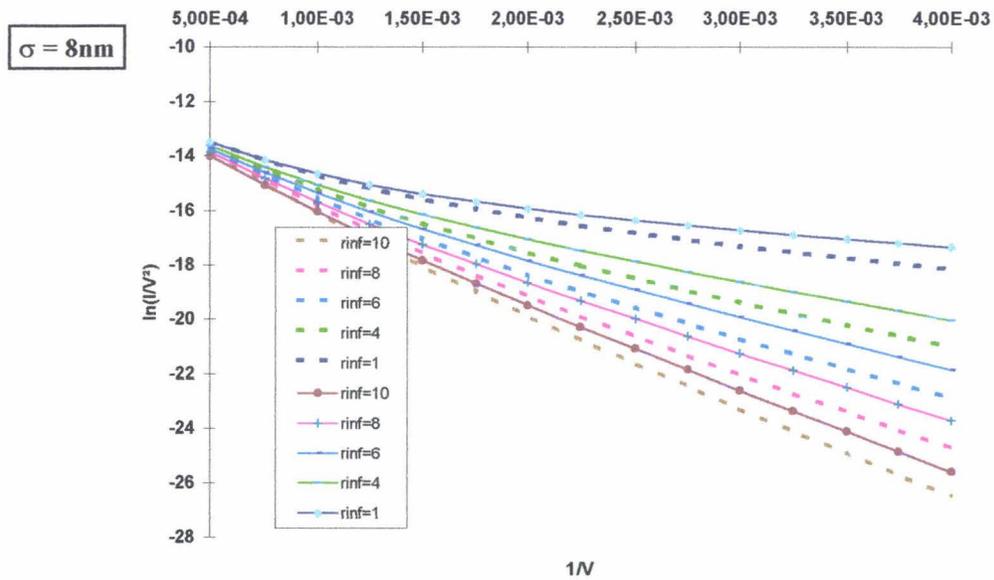
Pour les tensions les plus faibles et une dispersion grande, on peut négliger, compte tenu des ordres de grandeurs classiquement utilisés, le facteur 2 devant B_1 dans l'expression (II.51) qui peut s'écrire alors :

$$\frac{\bar{I}_T}{V^4} = 2\pi A_1 \text{Neq} \left(\frac{h}{D_{ak}} \right)^2 \frac{6}{(r_2 - r_1)^2} \left(\frac{h}{B_1 D_{ak}} \right)^2 \exp\left(- \frac{B_1 D_{ak} \times r_1}{hV} \right) \quad (\text{II.52})$$

Cette formulation montre qu'un tracé $\ln(I/V^4)=f(1/V)$ doit conduire (courbe II.28) à une droite :

$$y = -b_3x + a_3$$

notamment aux faibles tensions, dont la pente est proportionnelle à la limite inférieure des rayons de courbure r_{inf} et l'ordonnée à l'origine à (r_2-r_1) ou encore r_0 .



Courbe II.28 : Tracé de $\ln(I/V^4)=f(1/V)$: En traits pleins (gaussiennes tronquées par $r_{inf}=r_1$) et en traits pointillés (paraboles) - interpolation linéaire $y = -b_3x + a_3$ de la parabole sur la gaussienne -

Les valeurs déduites dans l'exploitation simulée sont en bon accord avec les valeurs introduites (15-20% d'erreur) comme l'indique le tableau II.3.

rinf(nm)	b3	a3	rinf extrait	r0 extrait
10	2184,4	27,7	8,20E-09	2,41E-08
8	1730,2	27,708	6,49E-09	2,25E-08
6	1178,9	28,025	4,42E-09	2,31E-08
4	680,68	28,217	2,55E-09	2,32E-08
1	59,854	28,541	2,25E-10	2,45E-08

Tableau II.3 : Evaluation du rayon inférieur r_1 (r_{inf} extrait) et du rayon moyen r_0 (r_0 théorique = 20 nm) à partir de l'interpolation linéaire du tracé $\ln(I/V^4)$; r_1 est déduit de la pente et r_0 de l'ordonnée à l'origine (Equ. II.52).

Nous utiliserons donc ces modèles statistiques dans les exploitations des caractéristiques expérimentales en émission de nos échantillons afin d'en extraire une estimation des valeurs géométriques des microémetteurs réalisés. Bien que très proches dans leur philosophie, la mise en œuvre de chacune de ces exploitations compensera dans une certaine mesure les dispersions inévitables des mesures

V. Conclusion

Dans ce second chapitre, nous avons abordé l'étude de l'injection électronique dans le vide à partir d'un matériau, sous l'action d'un champ électrique élevé, en vue d'aboutir à une expression analytique de la densité de courant d'émission. Dans le cas d'une cathode métallique plane, l'expression de Fowler-Nordheim est applicable dans une gamme de températures inférieures au 400K. Au delà, d'autres mécanismes mettant en jeu la température interviennent.

La transposition de cette équation au cas d'une structure effilée a été abordée par l'introduction d'un facteur de forme β lié aux paramètres géométriques de la structure qui caractérise "l'effet de pointe" et agit comme un "amplificateur" de champ.

De ce fait, un modèle simple à structures concentriques complété par un modèle plus réaliste d'une structure idéale (à sphère et cylindre flottants), ont conduit à l'établissement d'expressions analytiques du courant dans le cas d'une micropointe et d'une microlame. Ces résultats soulignent la très grande sensibilité de la densité de courant aux valeurs de champ électrique ainsi qu'au matériau caractérisé par le travail de sortie ϕ . Une analyse de l'influence des paramètres géométriques des émetteurs sur le courant émis montre que l'efficacité d'émission semble optimum lorsque l'anode se situe à une distance de l'apex correspondant à un même ordre grandeur que la hauteur de la structure émettrice. D'autre part, il apparaît qu'un rayon de courbure faible privilégie un démarrage d'émission plus rapide. L'effet sur le courant émis, d'une répartition non uniforme du champ à l'apex des structures, n'a pu être mis en évidence ici compte tenu du caractère analytique et simple des modèles utilisés.

La comparaison comportementale de la micropointe à la microlame montre que la forme sphérique engendre un champ supérieur se traduisant par des tensions de démarrage

d'émission plus faibles. Néanmoins, la microlame de surface émissive plus grande, présente une évolution du courant qui, pour des tensions élevées, peut devenir attractive. De ce fait, une investigation technologique sur les deux types de structures: pointe et lame sera menée dans le chapitre suivant.

Le support des microstructures étudiées en arséniure de gallium nous a conduits à mener une étude de base de l'émission de champ à partir du semiconducteur, pour une configuration planaire. L'effet de pénétration du champ dans le semiconducteur et son influence sur la diminution de la barrière de potentiel ont été relevés. Ce modèle a ainsi permis d'obtenir une évolution du courant d'émission dans les différents matériaux qui montre des résultats comparables pour le cas du GaAs et du métal.

L'expression de Fowler-Nordheim adaptée nous servira donc de référence théorique au regard des exploitations expérimentales.

Une linéarisation du tracé du diagramme de Fowler-Nordheim validera le type d'émission en jeu et pour un émetteur unique ou un réseau idéal, il est possible d'en extraire certains paramètres caractéristiques des structures (facteur de forme β , rayon de courbure r , surface émissive S ...). Néanmoins, une inhomogénéité des microstructures composant le réseau, de très grande densité, est inévitable. Une distribution gaussienne ou parabolique sur les paramètres les plus influents (rayon de courbure,...) montre que la caractéristique d'émission s'écarte de la droite de Fowler-Nordheim et qu'il sera possible d'extraire des caractéristiques expérimentales, des informations statistiques concernant la géométrie des émetteurs.

BIBLIOGRAPHIE
CHAPITRE II

-
- ¹ C. Kleint, "On the early history of field emission including attempt of tunneling spectroscopy", *Suf. Sci.*, n° 42, (1993), p. 101
 - ² R.H. Wood, *Phys. Rev.*, n° 5, (1897), p. 1
 - ³ R.H. Fowler and L.W. Nordheim, "Electron emission in intense electrical fields", *Proc. Roy. Society, London*, vol. A119, (1928), p. 173
 - ⁴ L.W. Nordheim, "The effect of the image force on the emission and reflexion of electrons by metal", *Proc. Roy. Society, London*, vol. A121, (1928), p. 626
 - ⁵ E.L. Murphy and R.H. Good, Jr, "Thermionic Emission, Field Emission, and the Transition Region", *Phys. Rev.*, vol. 102, (1956), p. 1464.
 - ⁶ R.H. Good and E.W. Müller, "Field emission", *Handbuch der physik*, Bd.21, (1956), pp.1464-1473
 - ⁷ S.G. Christov, "General theory of electron emission from metal", *Phys. Stat. Sol.*, n°17, (1966), pp. 11-26
 - ⁸ W. Nottingham, *Phys. Rev.*, vol. 59, n° 907, (1941)
 - ⁹ A. Septier and H. Bergeret, "Emission de champ et effet Nottingham", *R.G.E.*, n° 80, (1971), pp. 565-567
 - ¹⁰ B. Jüttner, "Erosion craters and cathode spots in vacuum", *Beit. Plasmaphysik*, vol.19, (1979), pp. 25-48
 - ¹¹ K. Ken Chin and R.B. Marcus, "Field emitter tips for microelectronic devices", *J. Vac. Sci. Technol. A*, vol. 8, n° 4, (1990), pp. 3586-3590
 - ¹² R. Gomer, "Field emission and field ionization", *Havard University Press (Ma)*, (1961), p. 195
 - ¹³ T. Utsumi, "Keynote adress Vacuum Microelectronics: What's new and exciting", *IEEE trans. Electron. Dev.*, Vol. 38, n°10, (1991), pp. 2276-2283
 - ¹⁴ D. Nicolaescu, "Physical basis for applying the Fowler-Nordheim J-E relationship to experimental I-V data", *J. Vac. Sci. Technol. B*, vol. 11, n° 2, (1993), pp. 392-395
 - ¹⁵ R. Stratton, *Proc. Phys. Soc.(London)*, B68, (1955), p. 746
 - ¹⁶ Sze, "Semiconductor Devices", *Ed. J. Wiley*, (1985), p.17
 - ¹⁷ K.L. Jensen et A.K. Ganguly, "Numerical simulation of field emission from silicon", *J. Vac. Sci. Technol. B*, vol. 11, n° 2, (1993), pp. 371-378
 - ¹⁸ W.J. Orvis, C.F. McConaghy, D.R. Ciarlo and al., "Modeling and Fabricating Micro-cavity integrated vacuum tubes", *IEEE trans. Electron Devices*, vol. 36, n° 11, (1989), pp. 2651-2657
and presented at the 1st Int. Vacuum Microelectronic Conference IVMC'88, Williamsburg, VA, USA, (1988)
 - ¹⁹ J.D. Levine, "Statistical analysis of field emitter emissivity: Application to flat displays", *J. Vac. Sci. Techno. B*, vol. 13, n° 2, (1995), p.553-557
 - ²⁰ D. Nicolaescu, "Technological parameters distribution effects on current-voltage characteristics of field emitter arrays", *J. Vac. Sci. Technol. B*, vol. 12, n° 2, (1994), p.759-763

CHAPITRE III

Réalisations technologiques et caractérisations des microémetteurs

CHAPITRE III

Réalisations technologiques et caractérisations des microémetteurs

III - Introduction

Dans ce chapitre, nous aborderons les aspects technologiques liés à la fabrication de microémetteurs sur matériau GaAs.

Une première partie décrira succinctement les procédés technologiques de base les plus utilisés pour la conception de réseau de micropointes, suivis par la définition des caractéristiques de profils d'émetteurs souhaités . Ceci nous amènera à présenter un dispositif expérimental de caractérisation des échantillons en configuration diode, étape qui a fait l'objet d'une automatisation du système de mesures pour l'acquisition des évolutions I-V et I(t).

Les deuxième et troisième parties traiteront de la mise au point de procédés de réalisation de microstructures, issus de technologies respectivement "humides" et "sèches". Le point délicat de ces process repose sur l'étape de fabrication des masques et la phase de gravure menant à l'émergence des microémetteurs. Les masques seront de

forme et de nature diverses répondant aux deux grandes familles de structures : “pointe” et lame”, et devront faire face aux contraintes des gravures. Leurs réalisations différeront suivant la taille des motifs réalisés, auxquelles sera associé un aspect lithographie déterminant. Un profil vertical (pilier) préconisé pour la réalisation de réseaux de haute densité favorisera le choix d’une technique de Gravure Ionique Réactive alors que les profils sous gravés (effilés) préféreront des techniques d’attaques chimiques.

Ces procédés donneront des structures émettrices qui seront mesurées suivant une procédure automatisée et dont l’exploitation des résultats sera menée au travers des modèles d’analyse statistique définis au chapitre II.

Enfin, un dernier paragraphe nous amènera à discuter sur l’ensemble de ces résultats obtenus.

III-1 Objectifs et description du système de mesures -

I. Procédés technologiques

L'utilisation des technologies de la microélectronique pour la réalisation de "micropointes" représente un potentiel très riche permettant des assemblages multiples. Seuls les procédés de base les plus usités feront par conséquent l'objet d'une brève description .

1.1. Méthode de Spindt

La méthode de Spindt évoquée au chapitre I est utilisée classiquement pour la réalisation de micropointes métalliques. Elle repose sur une technique d'évaporation de métaux (Mo, W,...) et plus récemment de silicium amorphe à travers un orifice dont le diamètre diminue au fur et à mesure que l'épaisseur du matériau évaporé augmente, formant ainsi une pointe. Cette technique désormais très populaire par sa simplicité et ses performances reste une référence dans le domaine des microcathodes à effet de champ.

I.2. Technique de sous-gravure

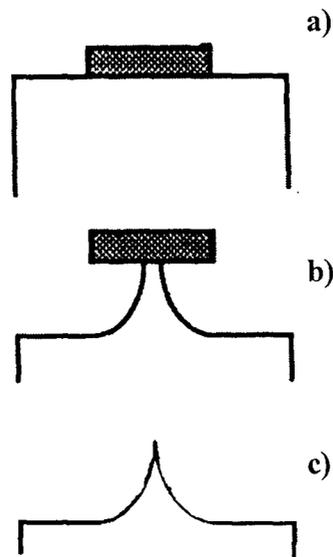


Fig. III.1 : Procédé de fabrication par sousgravure : - a) - réalisation du masque - b) - sous-gravure isotrope (partielle) - c) - réalisation de la pointe (gravure complète)

La fabrication de micropointes sur silicium initiée par R.N. Thomas¹ utilise les techniques de sous gravure. Dans un premier temps, un masque de nature diverse (résine, métal, nitrure, ...) sera réalisé sur le substrat (Fig. III.1-a) par les techniques appropriées (dépôt, lithographie, gravure sélective...). Puis, l'échantillon est gravé de façon isotrope dans une solution chimique (Fig. III.1-b). Le caractère de la gravure permet d'éliminer le matériau sous le masque, ce qui conduit à la formation d'une structure effilée encore "chapeauté" de son masque (sous-gravure partielle). A cet instant, plusieurs possibilités s'avèrent envisageables : -ou la vitesse d'attaque du matériau est suffisamment lente pour gérer la gravure jusqu'au moment où les chapeaux se désolidarisent, - ou une technique d'affinement de la pointe comme par exemple dans le cas du silicium par un procédé d'oxydation thermique² conduit à un rétrécissement progressif du sommet entraînant la chute du masque. Dans les deux cas, l'élimination du masque laisse apparaître une microstructure effilée (Fig. III.1-c).

I.3. Technique de "moulage"

H.F. Gray³ et al. propose un procédé pouvant s'appliquer à la réalisation de pointes de diverses constitutions (métallique ou silicium). Le principe consiste à

graver de façon isotrope le substrat afin de réaliser un "moule" de la micropointe. L'étape suivante repose sur le dépôt par évaporation d'une couche épaisse du matériau constitutif de la pointe pour remplir l'empreinte. Il ne reste plus alors qu'à retourner la structure et à graver sélectivement le "moule" pour révéler la structure.

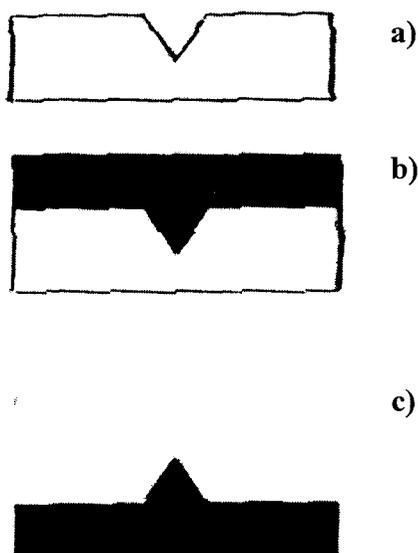


Fig. III.2 : Procédé de fabrication par "moulage" : - a) - réalisation du moule par gravure humide - b) - dépôt (évaporation) épais du matériau constitutif de la pointe - c) - gravure sélective du moule

II. Objectifs technologiques

Notre investigation théorique nous a permis de mettre en évidence le rôle crucial de la géométrie des structures émissives, caractérisée par le facteur de forme β dans l'expression du courant d'émission (Equ. II.18). Technologiquement, différents profils (Fig. III.3) sont envisageables qui engendrent des champs locaux à l'apex des structures de valeurs différentes. A l'opposé, la base de ces microstructures conditionne les possibilités d'intégration sur la surface de la cathode.

Notre réflexion s'est donc appuyée sur le concept d'avoir un courant de cathode maximum pour des tensions appliquées faibles.

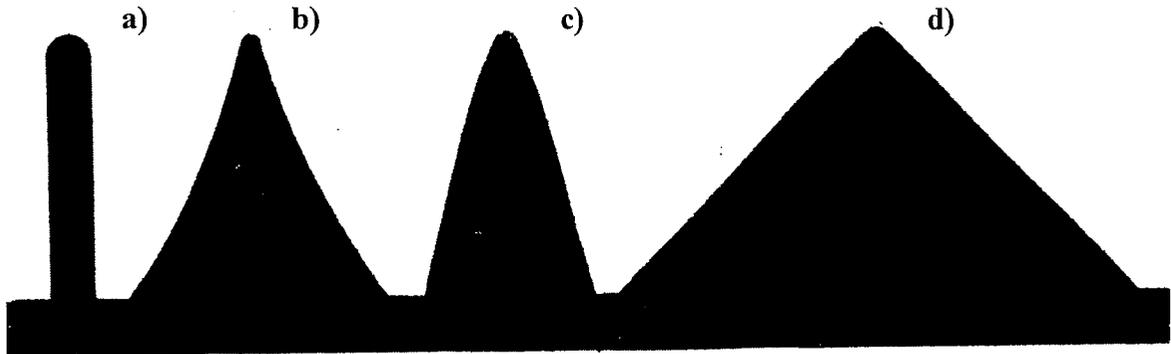


Fig. III.3 : Panel de formes de micro-émetteurs : - a) - "pilier" (pylône ou mur - b) - "pointe" ou "lame" effilée - c) - "pointe" ou "lame" conique - d) - "pointe" ou "lame" pyramidale - [Utsumi¹]

Intuitivement, la structure de référence est le pilier (Fig. III.3-a). Mais, la structure pyramidale qui présenterait un rayon de courbure extrêmement faible serait aussi compétitive en terme de champ local et trouve son argumentation dans une meilleure tenue mécanique et un comportement thermique probablement différent au niveau de la base, qui permettrait des densités de courant par pointe plus intenses. A l'opposée, la deuxième structure très proche de l'émetteur de champ idéal, présenterait un profil abrupte aux flancs verticaux et au sommet arrondi, qui semble plus favorable à un aspect réseau en terme de densité d'intégration de structures. Par conséquent, l'optimum est sans doute un compromis de ces structures.

Quant au type d'émetteur : "microlame" ou "micropointe", une sélection n'a objectivement pas pu être établie théoriquement . En effet, les structures en pointes présentent des tensions de démarrage ("turn-on") comparativement plus faibles mais, à fort niveau, elles affichent des densités surfaciques de courant élevées qui peuvent engendrer un comportement thermique différent. D'un autre côté, les lames perdent une dimension géométrique qui implique une tension de polarisation plus élevée. Néanmoins, cette augmentation est compensée par une surface émissive plus importante pour un même espace physique occupé. Ces argumentations encore une fois montrent que la structure optimum est sans doute un compromis et par conséquent, la réalisation des deux types de structures sera menée de front.

III. Système de caractérisation électrique

Le dispositif de mesure que nous avons élaboré a pour but de caractériser des émissions de courant par effet de champ, dans une configuration diode, pour des polarisations relativement faibles, d'une centaine de Volts environ. Ces conditions d'extraction imposent un espacement inter-électrodes de quelques microns et exigent l'utilisation d'électrodes de grande planéité et de rugosité minimale. De plus, compte tenu de la taille micrométrique des émetteurs et des champs électriques mis en jeu, le dispositif devra assurer une excellente isolation anode-cathode au vu des valeurs de courants à extraire (100pA-mA). Enfin, des conditions d'environnement sévères sous ultra-vide seront exigées.

III.1. Montage expérimental et caractérisation d'isolants

Les performances en émission des réseaux réalisés sont testées à partir d'une configuration simple bipolaire. Ainsi, dans ce système d'anode rapportée, la distance apex-anode est conditionnée par l'épaisseur d'une cale (ou film) isolante et par la hauteur des structures réalisées.

Préalablement au procédé technologique, la cathode est métallisée (contact ohmique) Ni/Ge/Au/Ti/Au⁴ en face arrière, l'anode quant à elle est réalisée à partir d'un substrat semiconducteur de grande planéité sur lequel a été évaporée une métallisation de Pd/Ge ou Au/Pd (faible rugosité) d'épaisseur 2000Å.

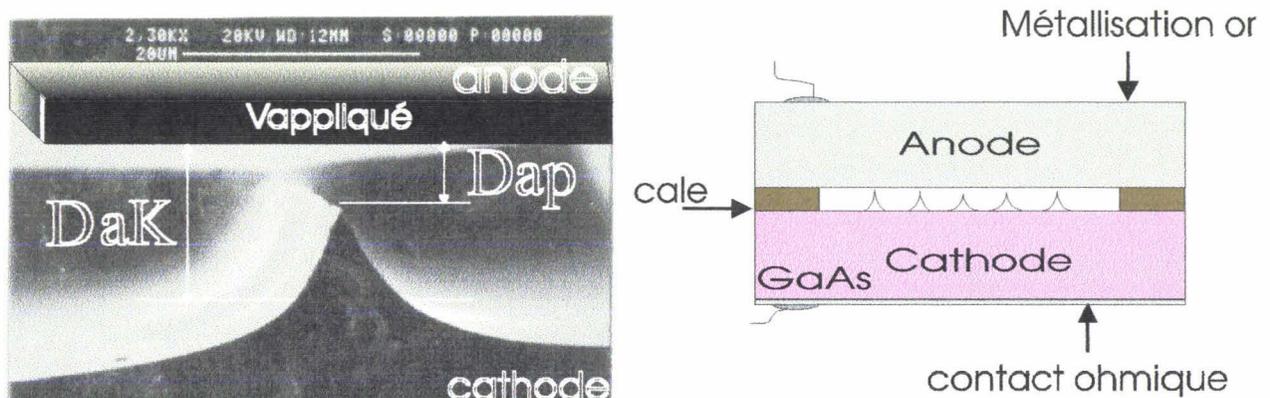
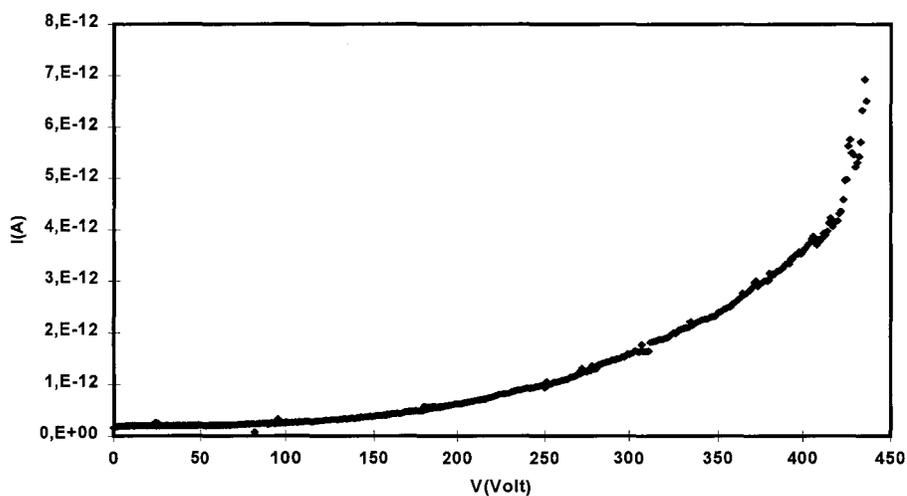


Figure III.4 : Structure test en configuration diode.

Le choix du matériau d'isolation séparant les électrodes et l'épaisseur de celui ci a fait l'objet d'un certain nombre d'études. Des premiers essais ont été réalisés avec des films de nitrure de silicium de 1.8 et 3 μm d'épaisseur directement déposés soit sur l'anode, soit sur la cathode, entourant les réseaux. Il s'est avéré qu'une épaisseur de 1.8 μm était insuffisante donnant lieu à un court-circuit dès les faibles émissions. Dans une moindre mesure, des difficultés similaires ont été rencontrées avec les cales de nitrure de silicium de 3 μm . De plus, compte tenu de la difficulté de déposer des épaisseurs importantes d'isolants par PECVD, une solution préférable consistant à utiliser des films rapportés de kapton de 6 μm ou 12 μm d'épaisseur et dans lesquels sont pratiquées des ouvertures, a été adoptée. En outre, les caractéristiques d'isolation du kapton sont excellentes (le courant de fuite étant inférieur à quelques pA (courbe III.1) pour des tensions jusqu'à 400V et la tension de claquage supérieure à 425V).



Courbe III.1 : Courant de fuite à travers un film de Kapton de 6 μm

L'ensemble (anode, cathode, cale) est maintenu en position par pression au moyen d'une vis sur un support de Téflon et placé dans un bâti sous vide acquis pour cette étude. Ce bâti équipé de 3 pompes (pompe à palette, pompe cryogénique, pompe ionique) permet d'atteindre des vides de quelques 10^{-8} Torr en une heure environ. Le courant d'émission est mesuré à l'aide d'un électromètre Keithley (DMM 617) intégrant une source de tension continue pilotable de 0 à 100V et un pico-

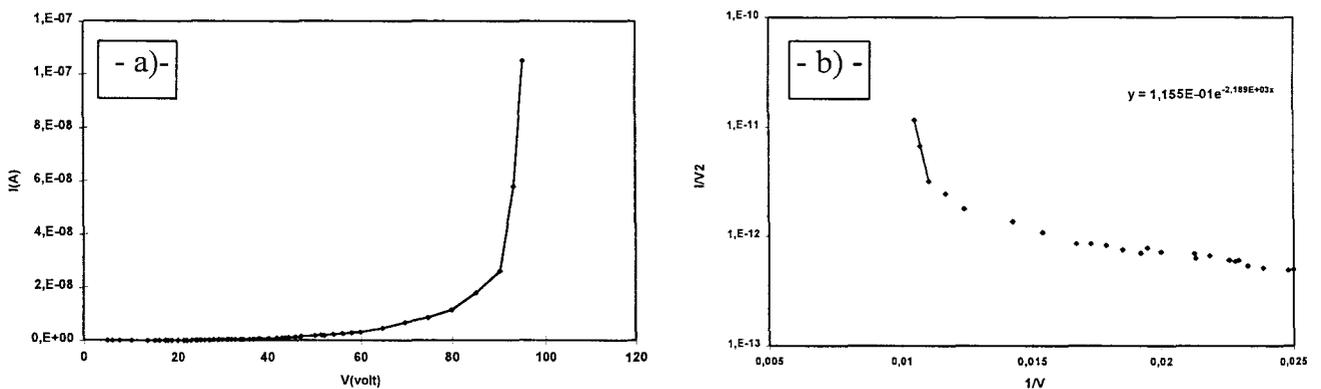
ampèremètre. Un second générateur de tension sera éventuellement placé en série pour atteindre 450V.



Photo III.1 : Dispositif de caractérisation électrique constitué d'un bâti sous vide et de son banc de pilotage par PC.

III.2. Tests préliminaires

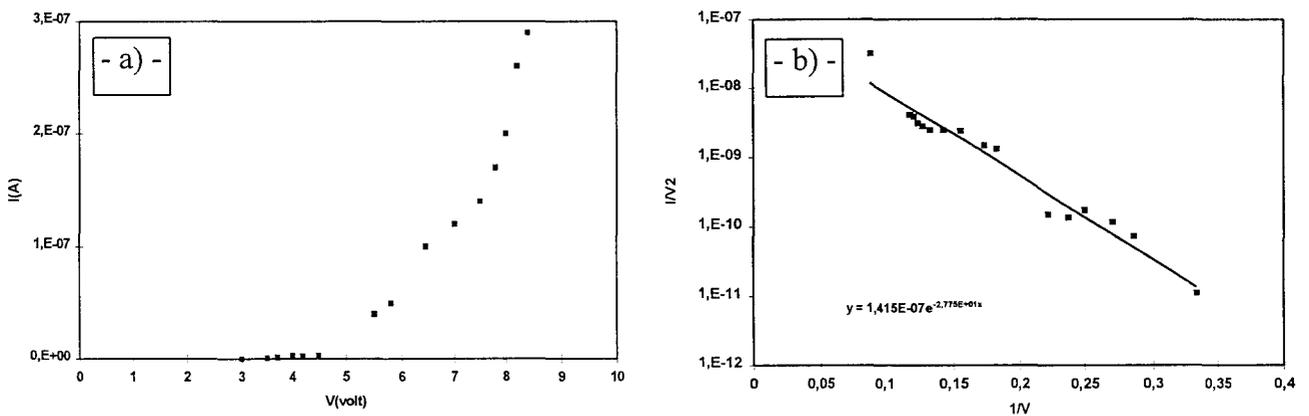
Les premiers tests en émission ont été effectués sur des micro-émetteurs de $10\mu\text{m}$ de hauteur obtenus par lithographie optique (§III-2). Les caractéristiques I-V relevées manuellement, font apparaître un coude de démarrage "turn-on" de l'émission vers 90V (Courbe III.2).



Courbe III.2 : Caractéristiques d'émission d'un réseau de pointes réalisé par lithographie optique
- a) - Caractéristique I-V, - b) - Tracé de Fowler-Nordheim

Le tracé de Fowler-Nordheim $\ln(1/V^2)=f(1/V)$ montre à fort courant une droite, validant ainsi l'émission par effet de champ des électrons dans le vide. Il est à remarquer également que la caractéristique s'écarte de cette droite aux tensions les plus faibles, ce qui est dû probablement à l'effet de réseau comme nous l'avons suggéré au chap II. On vérifie de plus que lorsque le niveau de vide décroît, l'émission diminue et revient à sa valeur initiale lorsque le niveau de vide initial est retrouvé. Toutefois, ce résultat ne constitue qu'un premier essai, dans la mesure où le masque utilisé n'était pas approprié à l'application visée par notre étude.

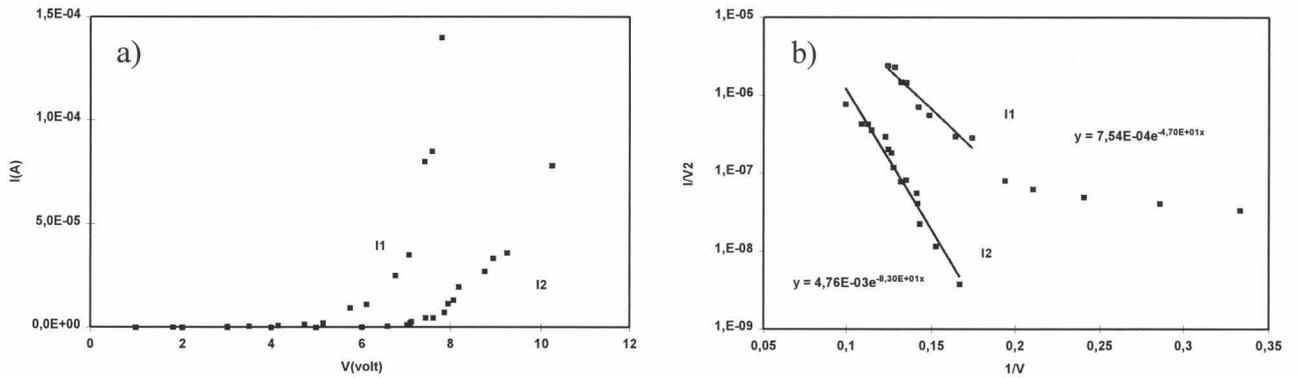
L'émissivité de l'AsGa ayant été vérifiée, les tests suivants ont été menés sur des réseaux de "micro-pointes" de hauteur $1\mu\text{m}$ espacés de $10\mu\text{m}$, répartis sur une surface de 1cm^2 (§III-2) et en utilisant des cales d'isolation de $6\mu\text{m}$ d'épaisseur..



Courbe III.3 : Caractéristiques d'émission d'un réseau de pointes de $1\mu\text{m}$ de hauteur. L'épaisseur de la cale d'isolation est de $6\mu\text{m}$. - a) - Caractéristiques I-V, - b) - Tracé de Fowler-Nordheim.

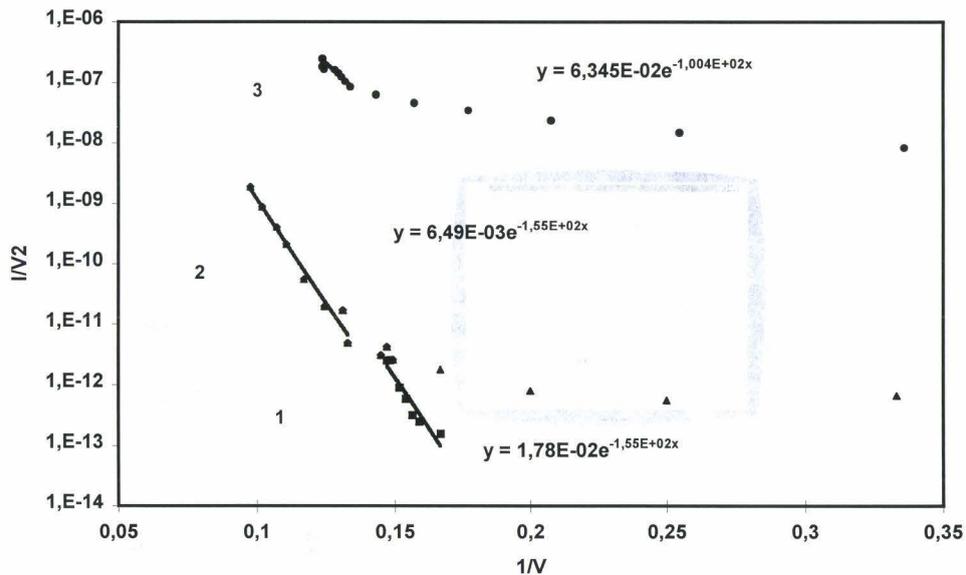
La caractéristique d'émission présente une évolution de type Fowler-Nordheim et ceci sur plusieurs décades (Courbe III.3).

De même des tests réalisés sur des réseaux de micro-lames montrent que l'évolution des courbes d'émission suivent la loi de Fowler-Nordheim pour les courants les plus forts. Un courant d'émission supérieur à $100\mu\text{A}$ a été obtenu sur un réseau de 1cm^2 avec une cale isolante de $3\mu\text{m}$ (Courbe III.4).



Courbe III.4 . Caractéristiques d'émission d'un réseau de lames de $1\mu\text{m}$ de hauteur. L'épaisseur de la cale d'isolation est de $3\mu\text{m}$. a) - Caractéristiques I-V, b) - Tracé de Fowler-Nordheim.

Cependant, ces différentes courbes ne laissent pas apparaître différents phénomènes d'instabilités de l'émission rencontrés lors de ces premières mesures. Le courant peut être fortement instable ou le devenir au cours de la manipulation, de manière aléatoire pour s'atténuer au bout de quelques minutes, ou encore il se manifeste des décrochements subits (saut en courant) lors du relevé de l'évolution I-V.



Courbe III.5 : Evolution de la caractéristique d'émission d'un réseau de lames au cours de plusieurs balayages successifs en tension

Il semble donc, comme en fait référence la littérature^{5,6} que différents types de problèmes liés à l'instabilité de l'émission électronique se posent au sein du

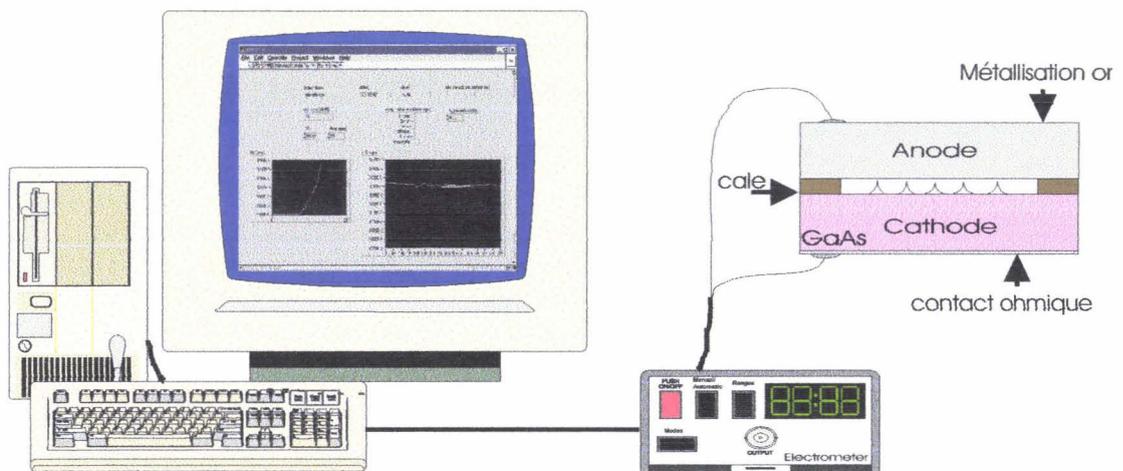
dispositif. En particulier, une période de formation des pointes à l'émission semble indispensable. Celle-ci peut être illustrée par l'exemple de la courbe III.5 qui montre l'évolution de la caractéristique d'émission d'un réseau de lames au cours de plusieurs balayages successifs en tension, par valeurs croissantes avec des temps d'arrêt aux maxima de courant.

L'analyse des problèmes de stabilité et de formation des structures émissives ont alors conduit à la mise au point d'un protocole de mise en fonctionnement des émetteurs à partir d'un dispositif d'acquisition automatique des données.

III. 3 Automatisation du banc de mesure

A partir du système de développement Labview, le pilotage automatisé de l'appareillage de mesures et l'acquisition des données ont été mis au point. Deux applications ont été développées :

- Acquisition de la caractéristique I-V
- Acquisition temporelle des fluctuations



III.3. a Acquisition courant-tension

Le panneau de configuration interactif ainsi que l'organigramme du programme sont présentés en Figs. III.5 et III.6 respectivement.

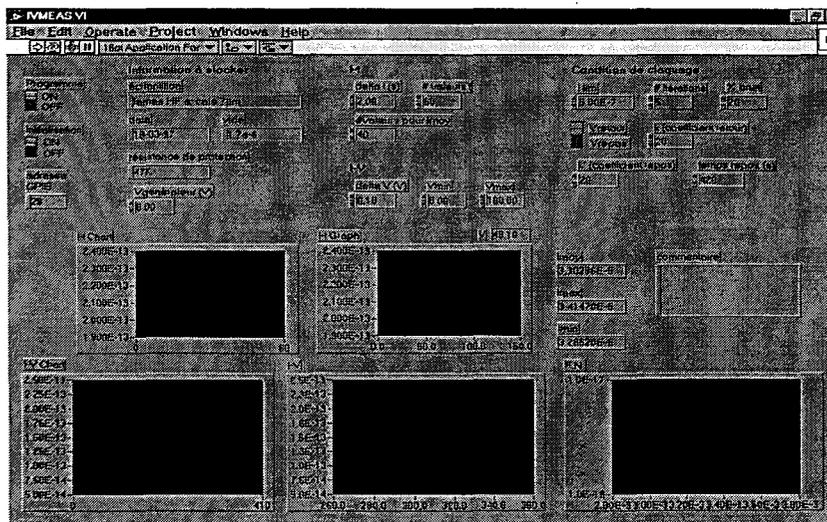


Fig. III.5 : Fenêtre interactive

L'évolution de la tension générée par l'électromètre est pilotée par bus GPIB, par palier préalablement fixé, d'incrémentation minimum de 50mV. La saisie de la valeur de courant s'effectue par l'acquisition d'un nombre d'échantillons (typiquement 30) à une fréquence prédéfinie (0,5 Hz).

Pour une tension donnée, la valeur de courant retenue pour le tracé des caractéristiques est un courant moyenné sur les 20 dernières acquisitions de façon à ne pas prendre en compte les anomalies (comportement oscillatoire amortie) associées à la réponse par "paliers" de tension.

Afin de réduire les risques de destruction des structures par échauffement et de mettre en œuvre un protocole de formation de pointes, deux critères d'arrêt ont été définis : l'un par rapport à un courant maximum I_{lim} , à ne pas dépasser, l'autre dynamique par rapport à la pente de la caractéristique temporelle du courant à une tension appliquée ce qui correspondrait à l'emballement thermique.

Lorsque l'une ou l'autre des conditions est atteinte, la tension est automatiquement abaissée d'une valeur $k \cdot \Delta V$ (k étant un entier fixé). La tension est alors incrémentée de nouveau, après un temps de repos ou non, dans les mêmes conditions, de manière à effectuer des cycles de polarisation (§III-2).

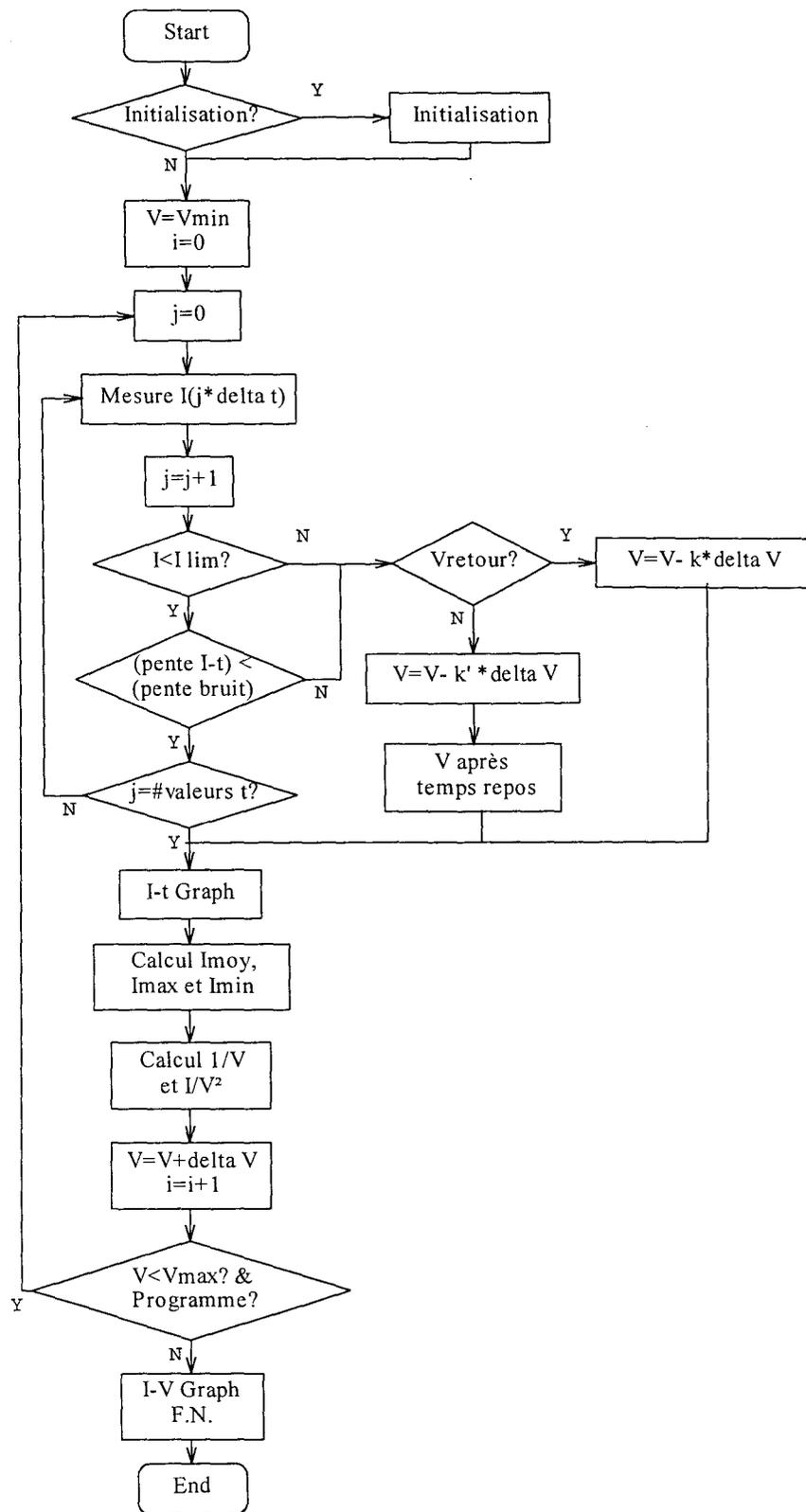


Fig. III.6 : Organigramme du programme d'acquisition des caractéristiques I-V.

Au cours de la mesure, des graphes permettent de visualiser en temps réel, l'acquisition des mesures de courant I-t ainsi que l'évolution de la caractéristique I-V. Ces points sont stockés dans deux fichiers de traitement classique (Excel ...). Le premier fichiers contient les valeurs V , I_{moy} , I_{min} , et I_{max} pour le tracé de la caractéristique I-V; le second contient l'évolution temporelle du courant pour chaque valeur de tension.

III.3. b Acquisition temporelle

Cette seconde application enregistre l'évolution du courant dans le temps, la limitation provenant du nombre maximum de points (<256) par pas de tension. Dans ce second programme, l'échantillon est polarisé à une valeur fixe, et l'acquisition du courant d'émission se fait à une fréquence et sur une période de temps sélectionnées. Pour prévenir de fluctuations trop importantes, un critère d'arrêt a été introduit sur la comparaison du courant relevé avec une valeur maximale limite définie comme 1,5 fois le courant moyen.

Ainsi, le dispositif expérimental de mesure et de « vieillissement » du composant va maintenant rendre possible une caractérisation reproductible des réalisations technologiques développées dans les parties qui suivent.



III- 2 Technologies "humides"

I. Introduction

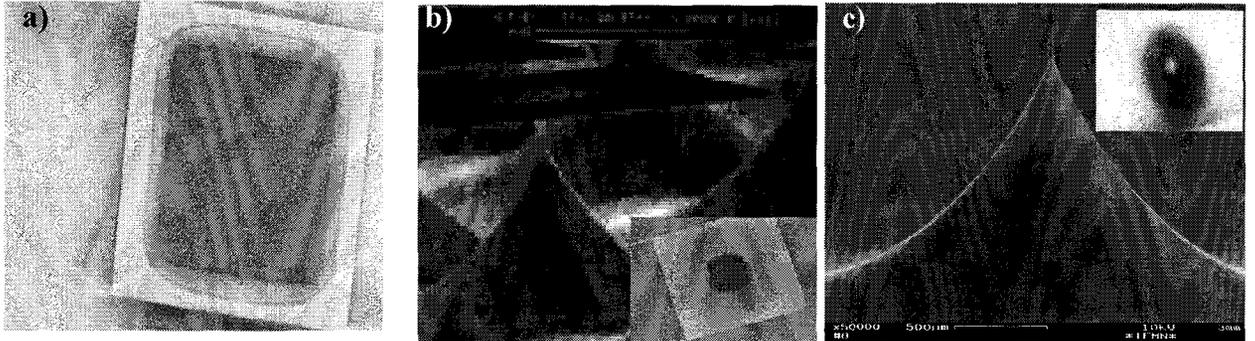
Des principes de base décrits précédemment, la méthode de réalisation de micro-émetteurs GaAs par sous-gravure semble la plus favorable et cette technique s'articule autour d'une étape de fabrication de masques et d'une étape de gravure qui viendra former les microémetteurs. L'investigation de différents types de masques conduit à une sélection de systèmes d'attaques en vue d'élaborer une variété de profils d'émetteurs rassemblés en réseau. Les réalisations feront alors l'objet d'une caractérisation en émission et d'une exploitation des relevés à partir des modèles d'analyse statistique du chapitre II.

II. Procédés technologiques développés

La réalisation de profils effilés symétriques sur GaAs (§III-1. II) conduit au développement de masques simples aux motifs élémentaires de formes carrée, ronde, rectangulaire dévoilant respectivement, après attaque chimique, des structures de type pyramide, cône, lame.

Le protocole de base consiste à sensibiliser une résine au travers d'un masque aux motifs élémentaires prédéfinis. L'étape de révélation laisse alors apparaître des zones protégées ou non qui donnent lieu aux masques. Le procédé utilisé diffère suivant la taille des motifs à réaliser et est adapté à la nature du masque.

L'étape de sous gravure qui suivra, favorise l'utilisation de masques de Nitrure de Silicium (Si_3N_4) qui ont la propriété d'être "optiquement" transparents permettant ainsi un contrôle visuel de la sous-gravure par microscopie (Photos III.2)



Photos III.2 : Sous gravure de masque Si_3N_4 "optiquement" transparent :
- a) - Début de sous-gravure - b) - sous gravure partielle - c) - sous gravure complète

De plus le nitrure offre une bonne adhérence sur le substrat et une excellente tenue à l'attaque assurant ainsi une résolution optimale des masques et des structures résultantes. En revanche, affecté par les solutions fluorées, ce matériau sera remplacé, lors de systèmes HF, par des résines négatives également transparentes, qui demanderont davantage de précaution (vieillessement, séchage plus délicat ...).

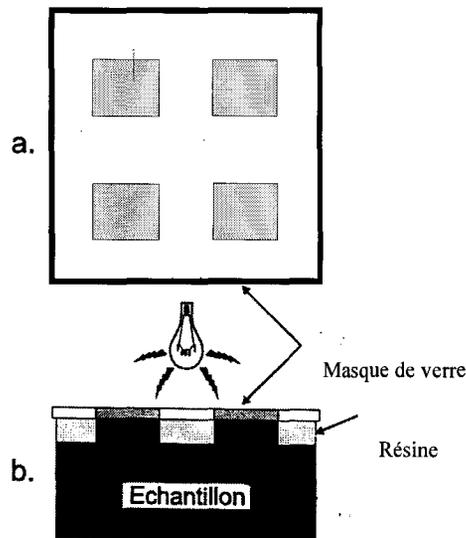
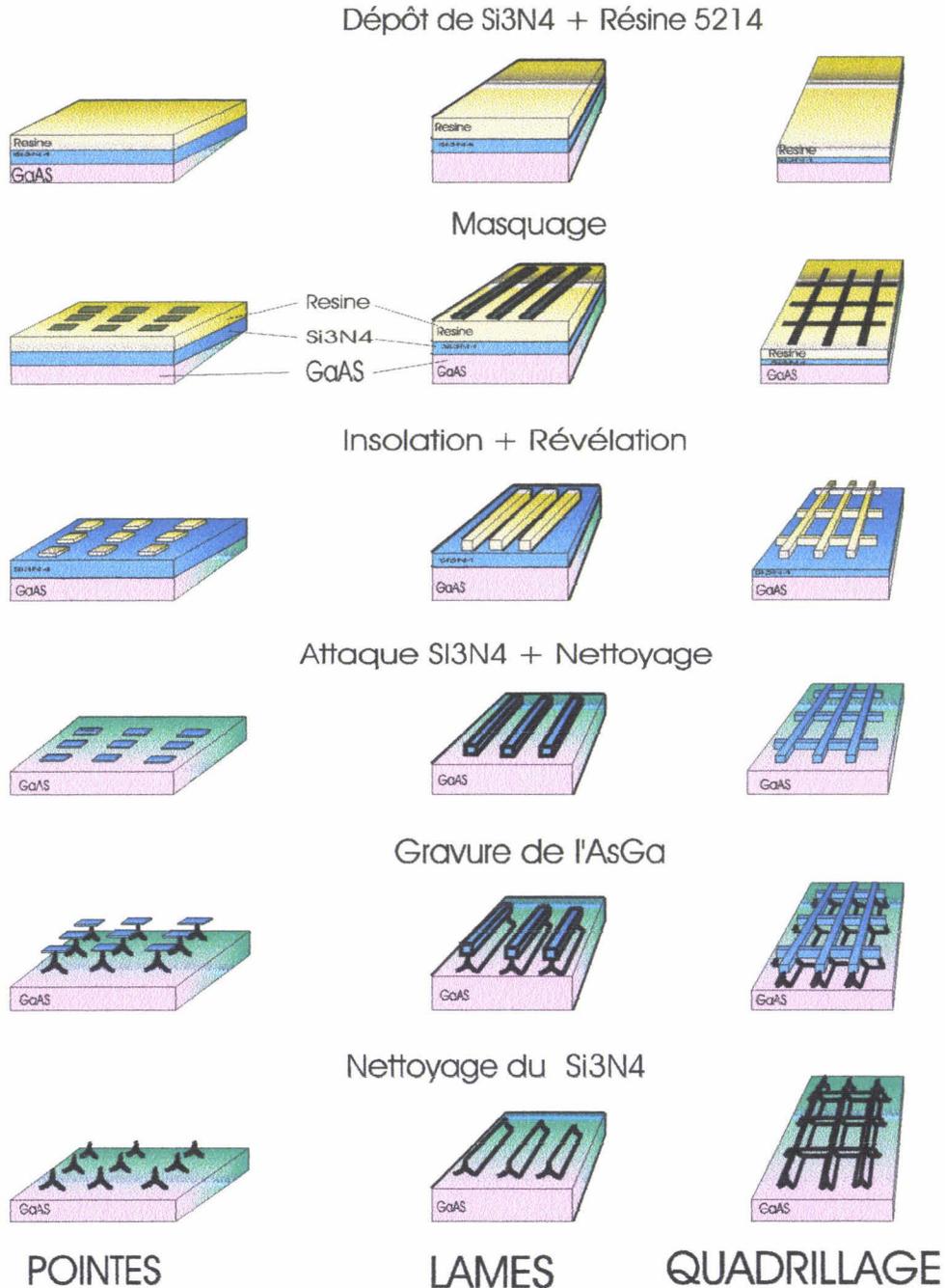


Fig. III.7 : Principe de photolithographie par contact :
- a) - réalisation des motifs à transcrire sur verre - b) - masquage (insolation) par contact de la résine à partir d'un aligneur UV.

Pour retranscrire les motifs de dimensions $3\mu\text{m}$ et plus, le procédé de lithographie optique est utilisé. Cette technique consiste à définir un masque par D.A.O, figé sur plaque de verre laissant apparaître des zones opaques (oxyde de fer

ou chrome) et transparentes (Fig.7). Après un dépôt de résine sur l'échantillon, le masque de verre sera plaqué contre cette surface par l'aligneur optique KAST MA750 pour subir l'étape d'insolation U.V. A ce stade, un développement de la résine dissoudrait les zones irradiées laissant place à l'empreinte négative du masque initial.



(Fig. III.8 : Procédé optique).

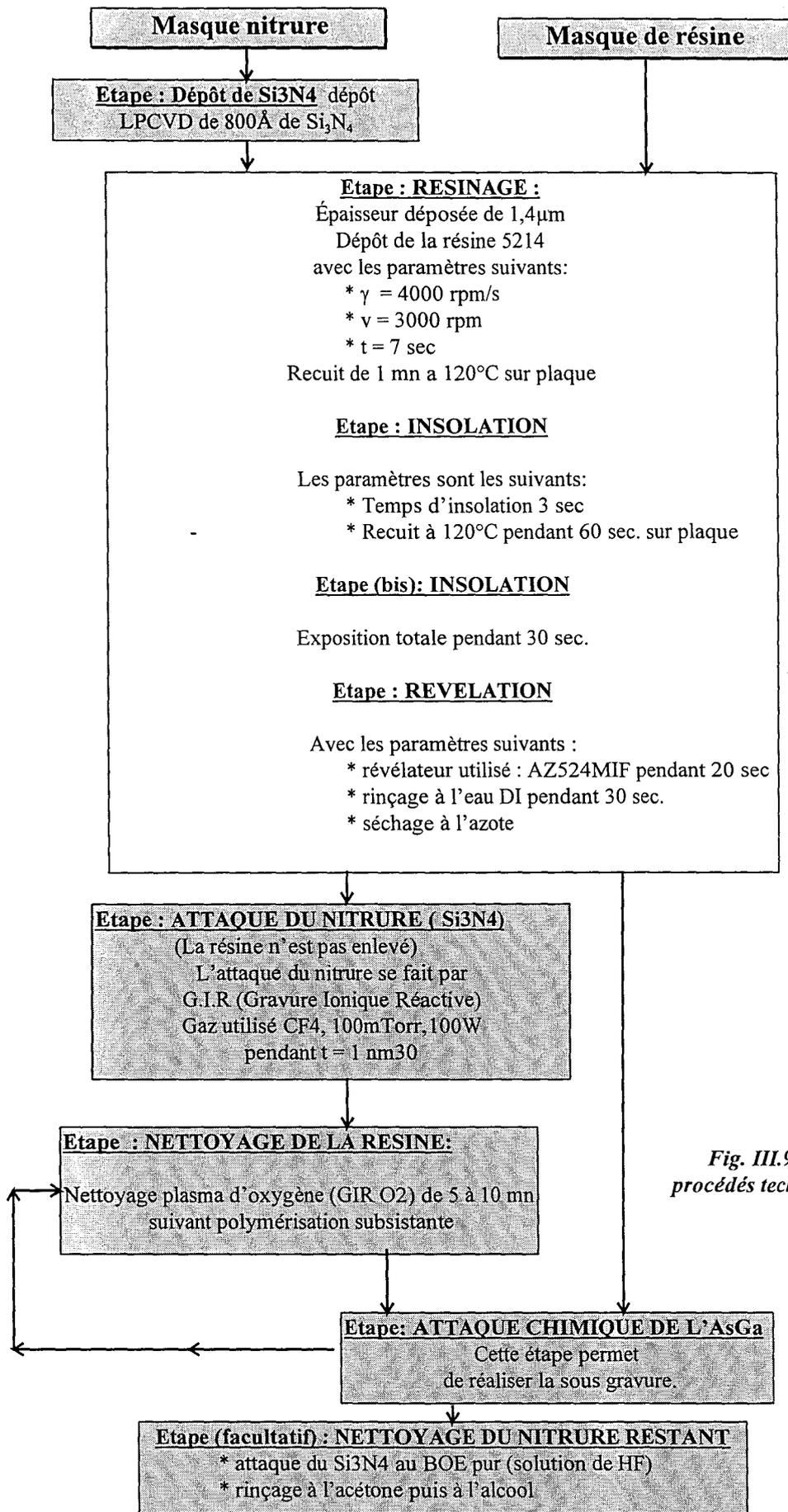


Fig. III.9 : Organigramme de procédés technologiques optiques

L'utilisation de résines "négatives" 5214 permet d'inverser cette empreinte en effectuant un deuxième recuit suivi d'une exposition "pleine plaque" (sans masque de verre). La phase de révélation garantit la recopie des motifs originaux sur la surface du substrat (Fig. III.8). Le masque de résine est ainsi réalisé. Toutefois, si l'on désire réaliser un masque de nitrure Si_3N_4 , une étape d'attaque par G.I.R. du nitrure préalablement déposé suivie d'une phase de nettoyage de la résine par plasma O_2 , devront s'ajouter au protocole (Fig. III.9).

Cette technique peu coûteuse, rapide et simple n'offre cependant pas de souplesse dans l'évolution des masques figés sur verre. Néanmoins ce protocole optique a permis de mettre en évidence la faisabilité de microcathode GaAs à partir de la réalisation de structures pointes (longueur $300\mu\text{m}$) de hauteur 3 à $12\mu\text{m}$.

La reproduction de motifs de taille inférieure à $3\mu\text{m}$ se fera par lithographie électronique où l'étape d'insolation s'effectue par le balayage commandé par ordinateur d'un faisceau électronique qui sensibilise une résine.

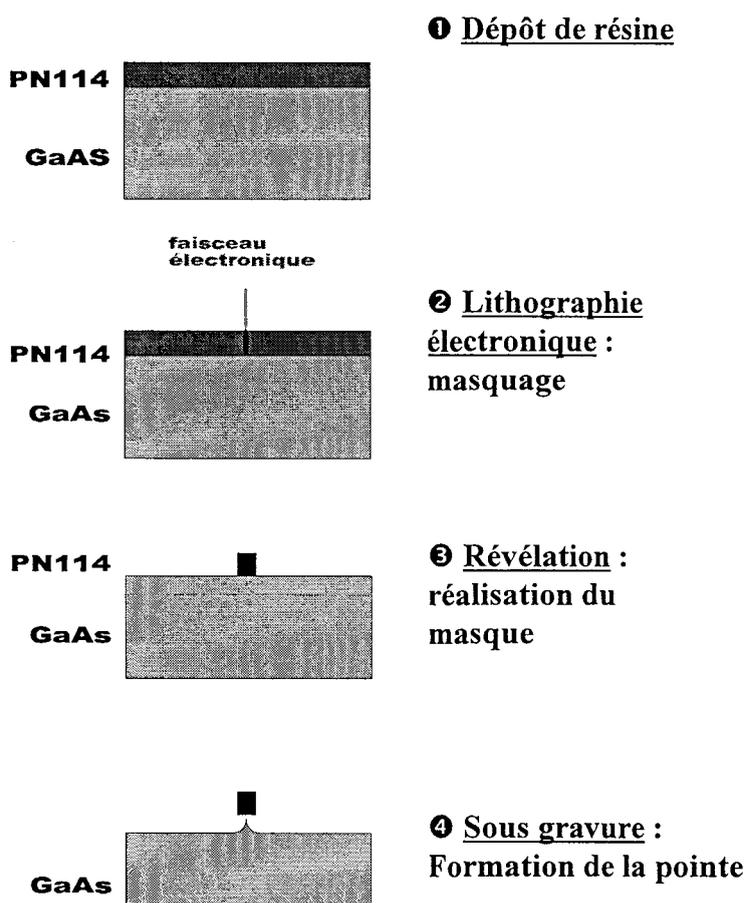


Fig. III.10 : Procédé électronique négative

Ce premier procédé électronique (Figs. III.10 et III.11) n'est que la transcription du procédé optique en proposant également le choix d'un masque de résine ou de nitrure. La résine appropriée AZPN114 utilise une technique d'inversion par un 2^{ème} recuit après insolation. Ces masques ont conduit à la réalisation de structures (pyramides, lames, ...) de hauteur micrométrique, espacées de 10 µm et avec des longueurs de 100µm pour les morphologies lames.

Cependant, des difficultés technologiques se manifestent par une réaction violente de la résine AZPN114 résiduelle lors de l'étape de sous-gravure dans la solution d'HCl.

En effet, sur des surfaces de quelques cm², le nettoyage n'atteignant jamais une perfection absolue, des particules restantes, optiquement insaisissables, interagissent avec la solution d'attaque, provoquant un étalement de polymères pouvant "bloquer" la sous-gravure. Seule, l'utilisation du REMOVER Stripper 0,370N a permis alors de nettoyer la surface mais, pour des temps de manipulations importants(>10min) où il semble alors sousgraver anisotropiquement les masques.

Parallèlement, un autre type de process dérivé des technologies de fabrication de grilles de composants a été développé (Figs. III.12 et III.13) et consiste à réaliser une "casquette" à partir d'un résinage bicouche.

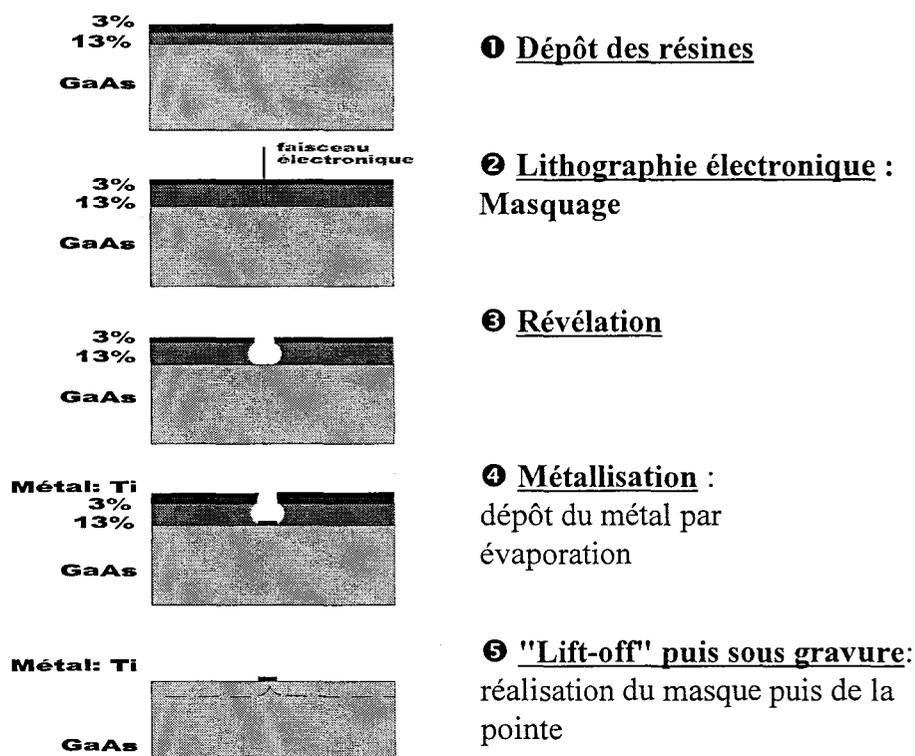


Fig. III.12 : Procédé électronique bicouche

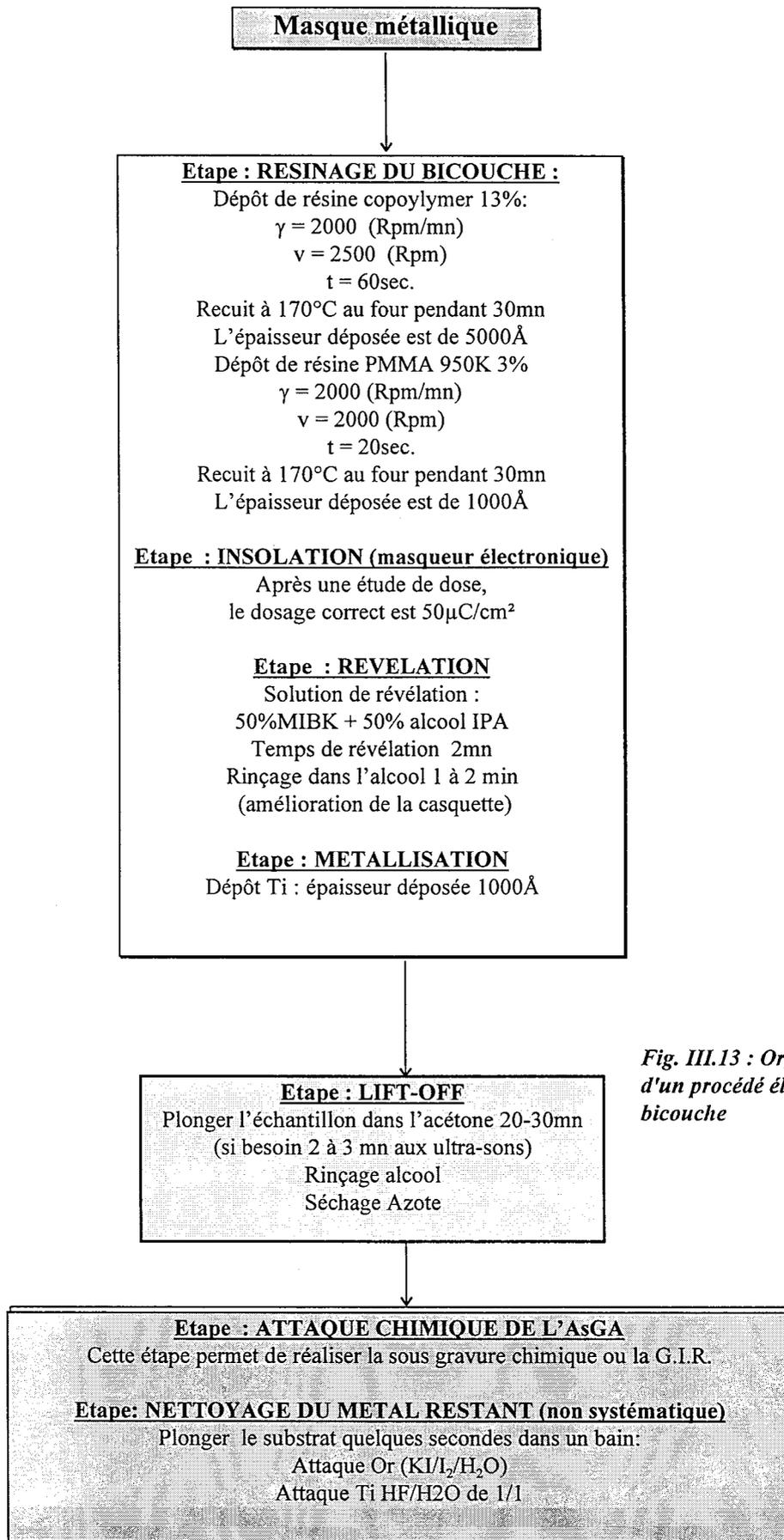


Fig. III.13 : Organigramme d'un procédé électronique bicouche

La première couche épaisse, très sensible, qui permettra d'accueillir la métallisation du masque, est recouverte d'une couche superficielle de résine moins sensible et moins épaisse. Elles formeront après insolation électronique et révélation, une "casquette". Après un dépôt par évaporation du métal, un bain d'acétone, solvant des deux résines, dégagera le superflu, pour ne laisser que les masques métalliques : principe du "lift-off". L'utilisation de ces masques métalliques ne permettant pas de contrôle optique, ce procédé reste peu approprié pour des études de sous-gravure. Cependant, après la phase de mise au point et le contrôle des paramètres de l'attaque (concentration, température, agitation, homogénéité, uniformité...), la mise en place de masques métalliques (Au,Cr,Pd...) par cette technique, très attractive de par son excellente fiabilité et reproductibilité pourrait s'appliquer dans une phase de production.

Ces technologies permettent de constituer un certain panel de masques de formes et de natures variées susceptibles d'être exploités par les solutions d'attaques chimiques appropriées en vue de réaliser différents types de microémetteurs.

III. Etude de gravure chimique

III. 1. Introduction

Le GaAs a une structure cristalline de type zincblende (Fig. III.14).

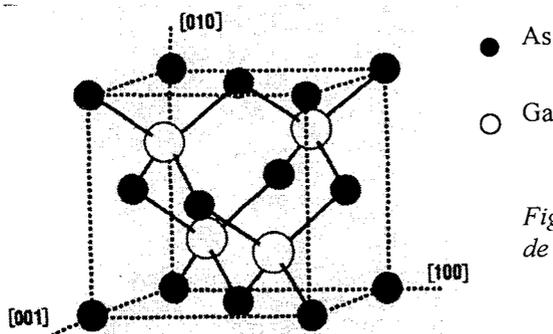


Fig. III.14 : Mailles cristallographiques de la structure Zinc-Blende du GaAs

La famille de plans $\{111\}$, que renferme ce type de structures, a la particularité de ne contenir qu'un seul atome de même nature par plan (A= Ga et B= As). Ces plans (Fig. III.15) présentent des propriétés chimiques différentes provenant des liaisons inter-atomiques. En respectant la neutralité électrique, chaque

atome de Ga possède 3 électrons sur sa bande de valence et 5 pour l'atome d'As. Ces atomes sont reliés à leurs voisins par 3 liaisons. Ainsi, les surfaces (111)A n'ont pas d'électrons libres alors que les surfaces (111)B ont 2 électrons qui prennent part alors aux réactions chimiques⁷.

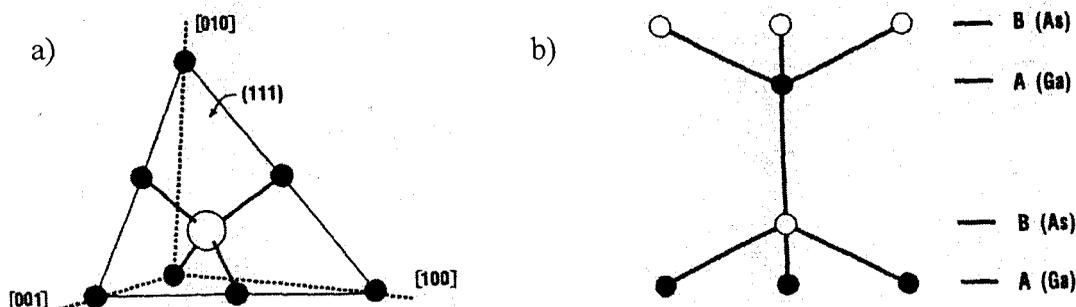


Fig. III.15 : Cube unitaire de GaAs tronqué au plan (111) - a) vue éclatée - b) vue en plan

Chaque type de plan cristallographique ayant des propriétés physico-chimiques différentes, le GaAs peut présenter des gravures préférentielles suivant l'orientation avec des vitesses d'attaque différentes dans un rapport de deux à cinq.

Le processus de gravure du GaAs repose sur un mécanisme (oxydo-réduction) perpétuel de formation d'oxyde (typiquement : As_2O_3 , As_2O_5 , Ga_2O_3 , Ga_2O_5) et de dissolution par le complexant (base courante : NH_4OH et $NaOH$ ou acide courant : HCl , HF , H_2SO_4 , HNO_3 et H_3PO_4). Il est insoluble dans un acide (ou une base) s'il n'y pas la présence d'un oxydant (H_2O_2 , HNO_3 ,...).

Généralement, la présence d'un diluant (eau désionisée) permet de contrôler la cinétique de la réaction. Néanmoins ce mécanisme peut être limité par la diffusion (diffusion limited) des produits de réaction ou par la vitesse de la réaction (mass transport limited). La domination de l'un de ces phénomènes influe profondément sur le profil de la gravure.

De nombreux travaux^{8,9,10,11,12,13,14,15} sur la gravure chimique de GaAs montrent qu'il est possible d'obtenir des morphologies les plus variées¹⁶ (Fig. III.16). Néanmoins, l'obtention de profils isotropes semble plus délicate.

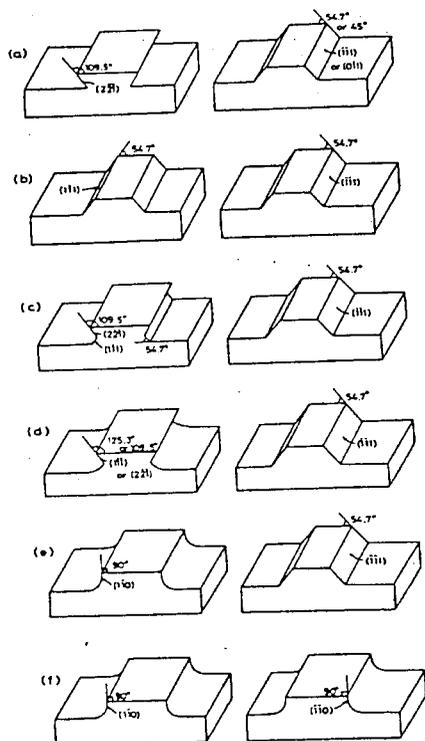


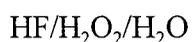
Fig. III.16 : Résumé schématique des profils de gravure réalisés sur substrat GaAs suivant le plan (100) par les principaux systèmes d'attaque : HF, H₂SO₄, HCl, HNO₃, H₃PO₄, HBr, NaOCl, NaOH ...
Typiquement ces profils sont de type plats non-inversés (en "V"), plats inversés ou plus rarement arrondis.

Les gravures étant sensibles à la température, au degré et à la nature (uniforme) de l'agitation..., il sera nécessaire, pour obtenir une reproductibilité satisfaisante de l'attaque, de se replacer dans des conditions les plus identiques possible de gravure.

De ce fait, on s'attachera à conserver le même environnement de gravure en observant un protocole figé:

- Les solutions préparées subissent une agitation contrôlée d'une minute, puis sont suivies d'une période de repos d'une minute avant d'amorcer l'étape de gravure de l'échantillon.
- Les surfaces à graver seront du même ordre de grandeur et le volume des solutions préparées évoluera peu de 40ml à 80ml de manière à bien immerger le dispositif " nacelle-échantillon " limitant ainsi tout effet de saturation.

Ces différents aspects ont permis d'attirer notre attention sur les solutions de gravures chimiques les plus significatives :



III. 2. Gravure HF/HNO₃/H₂O

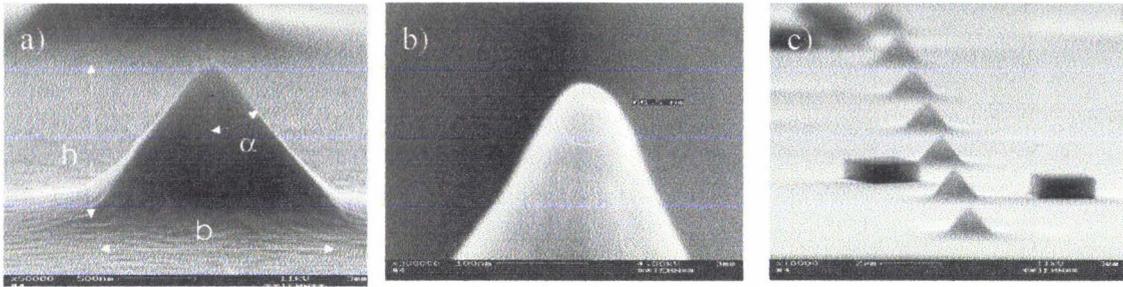
O. Adachi¹⁷ et al proposent des solutions HF/HNO₃/H₂O à caractère quasi-isotrope pouvant répondre à nos besoins. En effet, la concentration (1/1/1) présente un profil de type pyramidale très vertical au sommet qui tend à s'arrondir au voisinage de son embase. Néanmoins, les vitesses de gravure de plusieurs dizaines de μm/min sont trop rapides et une campagne de dilution (1/1/20, 1/1/10, 1/1/5, 1/1/2) a permis de réduire ce temps de gravure au voisinage de 1 μm/min.

$$(\alpha = \text{angle de verticalité} = \arctan\left(\frac{b/2}{h}\right); \text{ra} = \text{rapport d'aspect} = \frac{h}{b/2})$$

	h(μm)	b(μm)	ra(μm)	α(°)	t	remarques	méplat (μm)	sous-gravure (μm)
1/1/2 lame	0.67	1.4	0.95	46	1'25	C		C
1/1/2 lame	0.44	1.27	0.7	55	1'25	mauv. Adhérence des masques		C
1/1/2 pointe	0.93	1.73	1.07	43	1'	C		C
1/1/20 pointe					12'	aucune. gravure visible		
1/1/10					11'10	aucune. gravure visible		
1/1/5 pointe					2'	aucune. gravure visible		
1/1/1 plot 10μm	3	6	~1	~45	5''	INC		2.54
2.5/1/2 pointe	0.676	2.23	0.6	58		C - Problème d'adhérence	1.17	0.45

Tableau III.1 (C = sous-Gravure complète; INC = sous-Gravure incomplète)

Cette investigation (Tableau III.1) a débouché sur un profil de type pyramidal, avec des rayons de courbure de 20-30 nm pour une hauteur de l'ordre du micromètre, gravure effectuée avec la dilution (1/1/2). Les pointes (Photo III.3) semblent bénéficier d'une uniformité et d'un état de surface macroscopique convenables. Cette gravure présentant une géométrie intéressante a fait l'objet de caractérisation en émission de courant (§III-2. IV.4). La présence de HF implique que les masques soient ici en résine.



Photos III.3 : structure pyramidale obtenu avec la solution 1:HF/1:HNO₃/2:H₂O -a). : Profil isotrope de hauteur 1 μ m - b) rayon courbure de 33 nm.- c) réseau de pointes espacées de 10 μ m. Quelques masques de résine tombés sont encore présents.

Il est à remarquer que l'oxydation du GaAs par HNO₃ laisse apparaître la formation d'une épaisse couche¹⁸ rugueuse d'As₂O₃ en surface qui a tendance à bloquer la réaction pour de faibles concentrations d'HF¹⁸.

En effet, pour une surface de quelques cm², après 30 sec et alors qu'aucune gravure n'est à déplorer, une surface noire apparaît aléatoirement sur les bords de l'échantillon et se propage sur l'ensemble de la surface en quelques secondes. Cette surface granuleuse saturée en As₂O₃¹⁹ laisse apparaître une uniformité macroscopique appréciable des structures sur quelques 100 μ m² mais n'offre guère de reproductibilité (§III-2. IV.3.)

Dans l'étude suivante, l'agent oxydant HNO₃ a été substitué par le peroxyde d'hydrogène (H₂O₂) pour lequel l'oxydation du GaAs est reconnue pour former une fine couche d'oxyde stable.

III.3 Gravure HF/H₂O₂/H₂O

Les travaux de T. Takebe²⁰ sur les systèmes HF/H₂O₂/H₂O proposent des profils contrôlés séduisants, la solution d'attaque ayant tendance à augmenter la verticalité des structures. Mais les vitesses de gravure spécifiées restent encore trop rapides et ont fait l'objet d'une étude.

	L(μ m) μ lame	b(μ m)	h(μ m)	ra(μ m)	α (°)	t	remarques	bottle neck	sous-gravure
1/10/21.2	0.5	0,98	0,65	1.3	37	13"	t= amb r=35nm	non	C
1/10/21.2		0,84	0,77	1,8	28,6	30"	t=11,6°C R =6nm	non	C
1/20/100		0,71	0,5	1,4	35	43"	t amb. R =6nm	non	C.
1/20/100		0,9	0,56	1,24	38,7	1'23	t = 11°C	h'=0.26 b'=0.075	C
1/20/120		0,94	0,58	1,23	39	1'26	t = 11°C	h'=0.164 b'=0.08	IC
1/20/200		1,34	0,64	0,95		2'24	t = 8°C	h'=0.127 b'=0.09	C.

Tableau III.2

(C = sous-Gravure complète; INC = sous-Gravure incomplète)

Ainsi (Tableau III.2), la cinétique de l'attaque a pu être diminuée par une dilution des solutions mais si l'abondance en eau a tendance à affiner les sommets, elle modifie considérablement l'isotropie. Par conséquent, les temps d'attaque ont été allongés par un refroidissement de la solution qui a contribué à l'amélioration du rapport d'aspect et de la verticalité du profil de la structure Il est à noter également que la température influe sur les formes de l'apex jusqu'à la formation de "bottle-neck" (Fig. III.4). Ce dernier phénomène semble à basse température s'amplifier par la présence trop importante de H₂O₂.

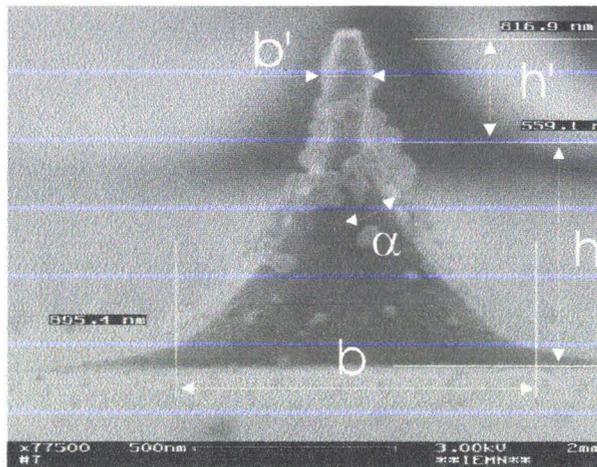
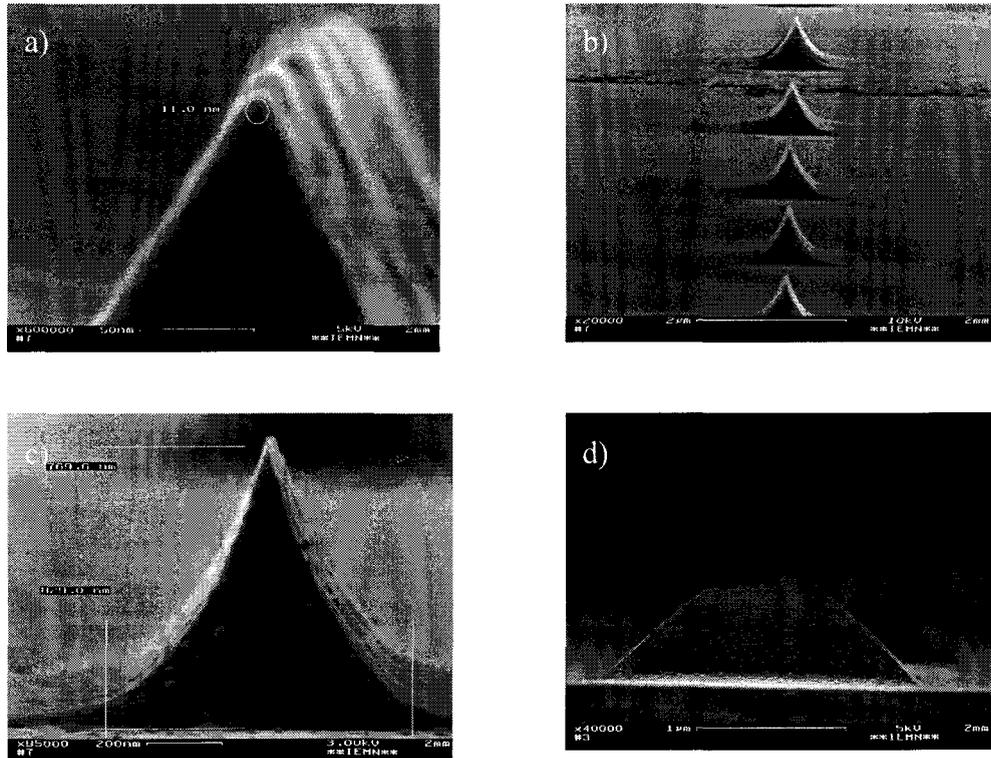


Photo III.4 : Observation d'un "bottle neck" réalisé à partir de la solution 1:HF/20:H₂O₂/100:H₂O refroidie à 11°C.

Néanmoins, un compromis (1:10:21,2) a permis d'aboutir à des "microlames" de forme pyramidale de rayon de courbure de 6 nm ayant un rapport d'aspect honorable (1,8) et une verticalité inférieure à 30° (Photos III.5).



Photos III.5 : Structure "microlame" réalisée avec 1:HF/10:H₂O₂/21,2:H₂O - a) observation d'un rayon de courbure <math>< 6\text{nm}</math> - b) réseau de structure espacé de

Malgré une uniformité macroscopique et nanoscopique convenables, les observations d'une sous-gravure du masque carré en résine, mettent en évidence une légère anisotropie de l'attaque et les hauteurs de structures sont inférieures à

III.4 Système H₂SO₄/H₂O₂/H₂O

Utilisées couramment pour la gravure de méso dans les procédés technologiques de transistors, les différents travaux^{21,12} sur les solutions H₂SO₄/H₂O₂/H₂O, tendent à montrer des profils très anisotropes. Ces illustrations montrent que le degré d'anisotropie semble diminuer avec une forte concentration d'acide. Cependant, un fort dosage d'acide et d'oxydant tendrait à augmenter les vitesses de gravure.

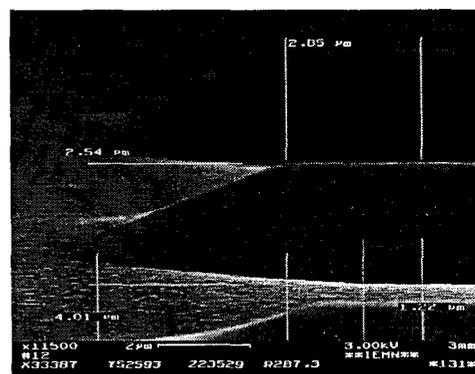
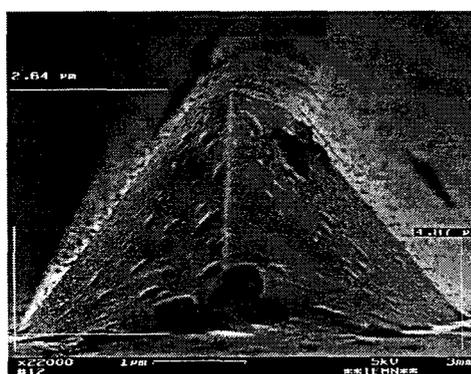
A la recherche d'un compromis, différentes concentrations {10/1/1, 8/1/1, 3/1/5, 1/1/18, 8/1/18}(Tableau III.3) ont été investies.

	h(μm)	b(μm)	ra(μm)	α(°)	t	remarques	méplat(μm)	sous-gravure(μm)
10/1/1	1.54	3.04	1.01	44.6	3'17	C	1	0.5
8/1/1	2.3	3.8	1.2	39.5	2'50	INC	0.31	0.85
8/1/1	1.4	3.82	0.73	53.75	3'30	C	1.52	0.25
8/1/1	2.7	4.8	1.125	41.6	3'24	C	1.4	0.3
3/1/1	2	3.39	1.18	40.3	18''	INC	0.44	0.7
1/1/18	1.36	3.6	0.75	53	2'30	INC	0.69	0.65
8/1/18	4.13	7.94	1.04	43	18''	C	2	0
3/1/5	3.11	5.08	1.22	39.23	21''	INC	qqles μm	non-mes.~1
3/1/5	4.07	6.23	1.3	37.42	34''	C	aucun	1

Tableau III.3

(C = sous-Gravure complète; INC = sous-Gravure incomplète)

Les observations au Microscope Electronique à Balayage (Photos III.6) font apparaître une vitesse horizontale très violente, suivant une direction de clivage <011>, qui se traduit par une quasi disparition des structures suivant cette orientation. Perpendiculairement, les profils restent laissant apparaître une sous gravure partielle de profondeur élevée, conséquence d'une vitesse d'attaque verticale supérieure à la vitesse horizontale suivant cette direction.



Photos III.6 : Structure lames réalisées avec la solution 8:H₂SO₄/1:H₂O₂/1:H₂O

Concrètement, ces résultats donnent une structure triangulaire de base très large (1,5 à 2 fois la largeur du motif élémentaire), de hauteur 1 à 2 μm avec un sommet tronqué. Les temps de gravure de ces échantillons s'échelonnent de 30 secondes à 4 minutes en fonction des concentrations. Les temps d'attaque obtenus et

l'état de surface des structures laissent supposer une réelle potentialité de réalisation de lames suivant une direction donnée.

Cependant, l'élargissement conséquent de la base (sur-gravure) de la structure vis à vis du motif élémentaire du masque soulève le problème de la densité d'intégration de ces structures. En outre, cette structure au sommet aplani ne laisse pas présumer l'obtention de rayons de courbures attrayants.

III.5 Système HCl/H₂O₂/H₂O

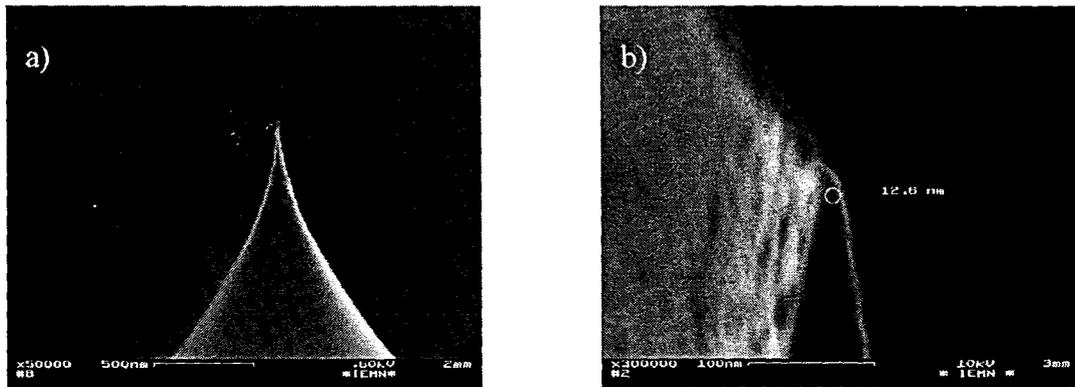
Contrairement aux solutions précédentes, les profils incurvés révélés par le système HCl/H₂O₂/H₂O dans la littérature semblent convenir davantage à notre objectif. En effet, Les morphologies²² tendent pour de fortes concentrations d'HCl, à s'incurver; indiquant que la sous gravure devient indépendante des directions cristallines azimutales.

masque	h(μm)	b (μm)	ra(μm)	α(°)	t(sec.)	remarques	méplat (μm)	sous-gravure (μm)
lame 6μm	3,82	8,9	0,85	50	>900	r=6nm		C
lame 2μm	1,27	2,48	1,02	44,3	230		0,198	~0,9μm
lame 2μm	1,12	2	1,12	41,7	240	r=50nm		C
carré 2μm	0,97	1,97	0,98	45,2	180	r=24nm		C
cône Ø=2μm	2,18	4,05	1,07	42,9		r=10nm		C

Tableau III.4 (C = sous-Gravure complète; INC = sous-Gravure incomplète)

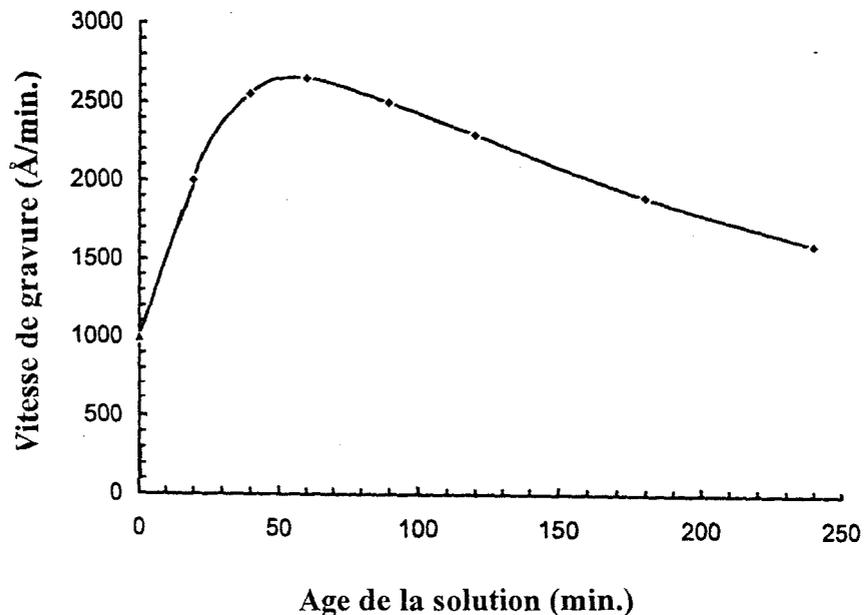
Les vitesses d'attaque élevées, nécessitent une dilution par H₂O, qui néanmoins modifie le profil de sous gravure et favorise l'anisotropie. Le compromis proposé 40/4/1 offre des géométries (Tableau III.4) de plusieurs micromètres de hauteur (1 à 3μm suivant la taille du masque) avec des rayons de courbure au sommet de 5-15 nm et un rapport d'aspect proche de l'unité (~1,1). A l'apex, la verticalité de ces arrondis est presque parfaite (α ≈ 0 °).

Malgré un aspect nanoscopique fort convenable (Photos III.7), cette solution étant sujette à de fortes ébullitions implique un état de surface macroscopique très perturbé avec l'apparition de cratères.



Photos III.7 : Sommets de structures gravées avec 40:HCl/4:H₂O₂/1:H₂O :
- a) Apex de pointe très effilé montrant un profil arrondi - b) rayon de courbure de 6 nm et une verticalité quasi-parfaite ($\alpha \approx 0$) de l'extrémité d'une lame

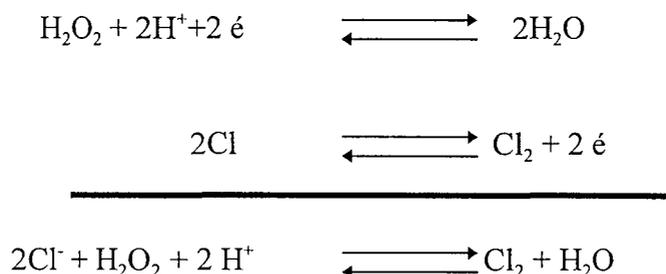
De plus, la réaction fortement exothermique occasionne des gradients de température en surface de l'échantillon entraînant une disparité des vitesses d'attaque qui se traduit par l'apparition à l'échelle macroscopique de cratères à la surface de l'échantillon pouvant introduire une inhomogénéité des structures.



Courbe III.6 : Evolution typique de la vitesse d'attaque d'un système HCl/H₂O₂/diluant : caractéristique d'1:HCl/1:H₂O₂/40:CH₃COOH.

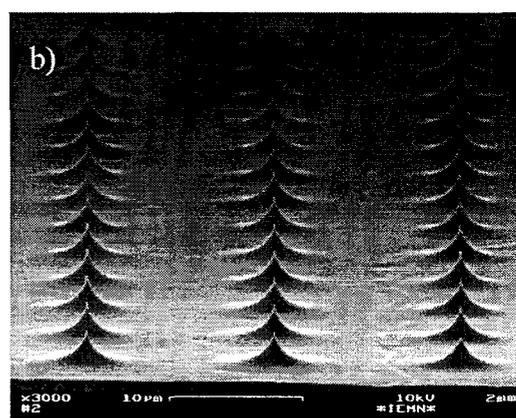
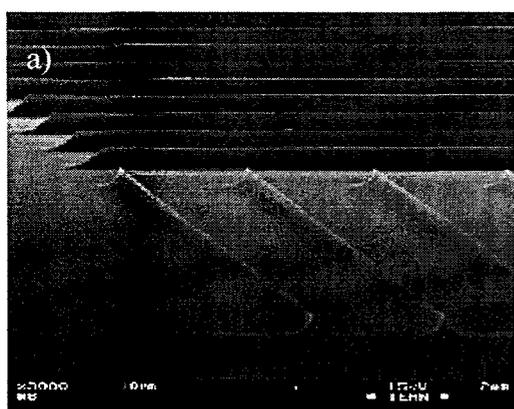
Les dégradations décrites précédemment ont été atténuées dans un premier temps en maintenant une horizontalité de l'échantillon (nacelle) pendant l'attaque limitant ainsi considérablement l'adhésion de bulle en surface.

Reconnue pour son instabilité²³, liée à une augmentation importante de la vitesse de gravure dans les premières minutes suivie d'une lente évolution décroissante (Courbe III.6), l'association des composantes HCl et H₂O₂ entraîne une modification chimique exothermique qui se manifeste par une oxydation de l'ion Cl⁻ par H₂O₂ formant ainsi un composé de chlore (Cl₂). Ceci peut être qualitativement décrit par les équations d'oxydo-réduction :

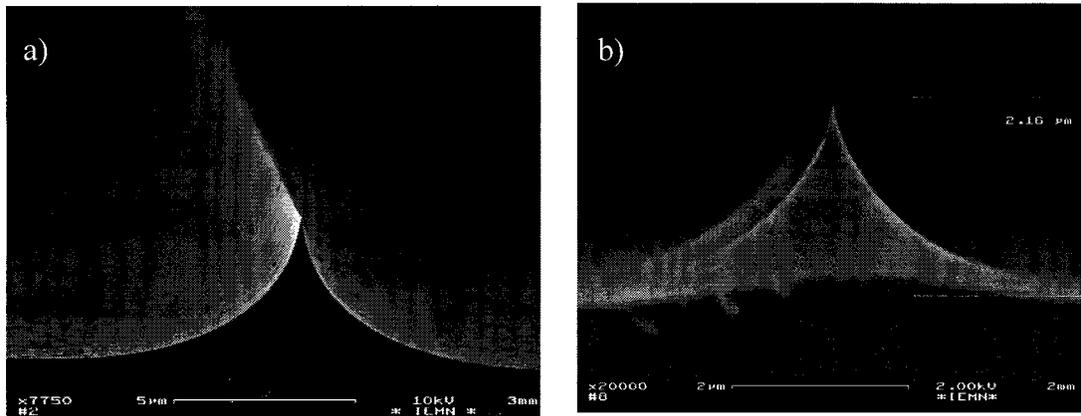


Le chlore est un élément gazeux qui s'évapore alors progressivement de la solution au cours du temps réduisant la température et l'action de la gravure.

Néanmoins, cette manipulation a été améliorée en laissant stabiliser la préparation de la solution jusqu'à température ambiante avant toute gravure. Ces conditions entraînent une réduction significative de la vitesse de gravure mais favorise la croissance de couche d'oxyde en surface qui peut susciter une diminution des performances d'émission. Un compromis a pu être établi en réchauffant et en réglant à 40°C la solution stabilisée. La vitesse de gravure initialement de 1,2 µm/min (~60°C) se voit réduite à 0,6 µm/min avec les conditions décrites ci-dessus. Ces dernières opérations n'affectent pas le profil de gravure initial des structures émettrices et permettent d'observer une meilleure uniformité de réseau (Photos III.8 et III.9).



Photos III.8 : Réseaux de structures gravées 40:HCl/4:H₂O₂/1:H₂O espacées de 10µm :
 - a) Lames de longueur 100µm orientées suivant les 2 plans de clivage - b) Pointes de hauteur ~2 µm



Photos III.9 : Profil de structure gravées 40:HCl/4:H₂O₂/1:H₂O - a) type lame - b) type pointe

Ces améliorations ont ainsi permis d'obtenir des émetteurs dont les caractéristiques seront discutées ultérieurement (§III-2. IV).

III.6 Particularité de Gravure

D'après la littérature⁷, sur matériau GaAs, le comportement anisotrope de certaines solutions de gravure aurait tendance par orientation à 45° des motifs de base (par rapport aux plans de clivage), à donner des profils symétriques.

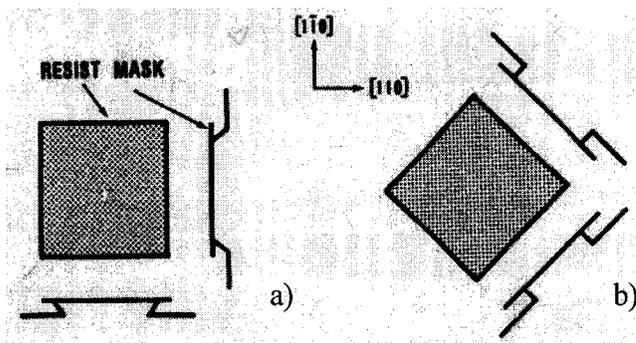


Fig. III.17 : Exemple de gravure GaAs sur un motif carré :

a) profil type de la plupart des gravure anisotrope.

b) profil de gravure résultant de l'inclinaison du motif élémentaire.

Appliqué sur le système²¹ H₂SO₄/H₂O₂/H₂O, la possibilité d'obtenir une gravure isotrope (dans le plan) a été démontrée (Tableau III.5). Malgré un rapport d'aspect intéressant, la gravure d'un masque carré (2μm de côté) laisse apparaître un profil de pointe arrondi à l'apex avec un rayon de courbure de 70 nm et des temps de gravure de 25sec ne permettant aucun contrôle précis de la sous-gravure. Le ralentissement des vitesses par dilution modifie la symétrie de ce profil.

Système	b (μm)	h (μm)	ra	α (°)	t (sec)	remarques
H ₂ SO ₄ /H ₂ O ₂ /H ₂ O 1/1/8 Pointe	1,02	0,719	1,4	35	25	r = 71,1nm
HF/H ₂ O ₂ /H ₂ O 1/10/21.2 Pointe	1μ	0,4	0,8	51	25	t = 12°C r = 7nm
HF/H ₂ O ₂ /H ₂ O 1/20/100 Pointe	0.95	0,47	0,99	45	35	r = 6nm

Tableau III.5 : Structures gravées à partir d'un masque (carré ou rectangulaire) orienté à 45° par rapport au plan de clivage.

De même, rapporté sur un système HF/H₂O₂/H₂O (Tableau III.5) les structures "microlames" ont laissé place à des pointes de symétries planes, affichant d'excellents rayons de courbure avoisinant les 5 nm. Néanmoins, les vitesses de gravure élevées et les modestes hauteurs obtenues (<0,5μm), apportent un aspect limitatif pour l'application visée.

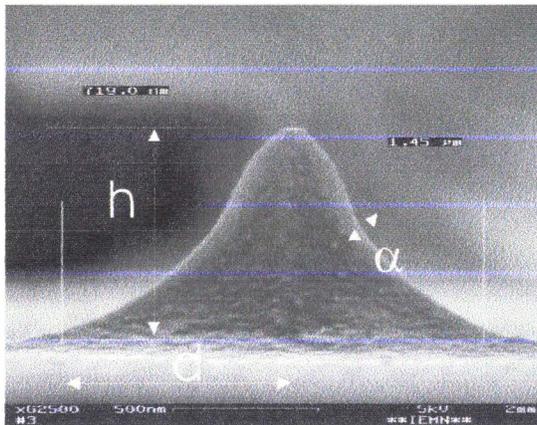


Photo III.10 : Pointe gravée avec le système 1:H₂SO₄/1:H₂O₂/8:H₂O orientée à 45°.

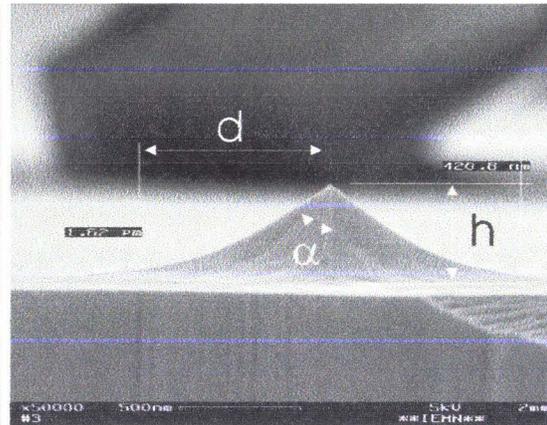
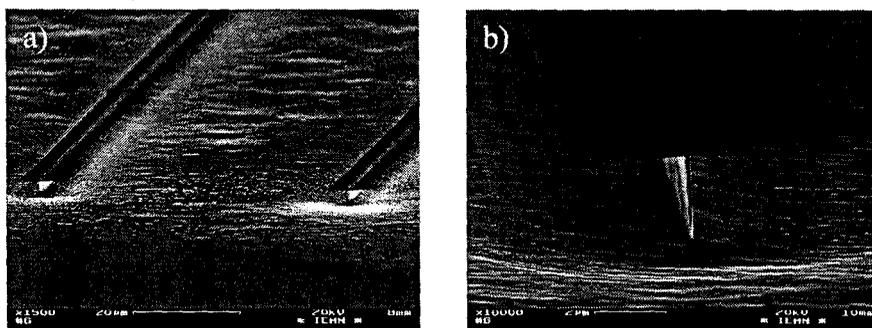
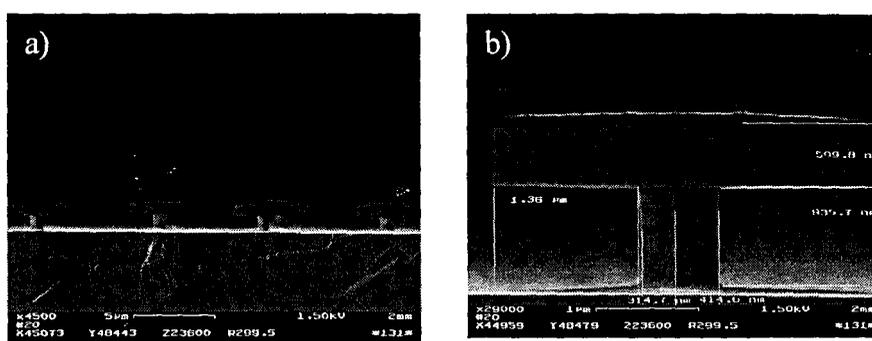


Photo III.11 : Pointe gravée avec le système 1:HF/10:H₂O₂/21,2H₂O refroidi orientée à 45°.

Par ailleurs, au devant de ces résultats encourageants, le système NH₄OH/H₂O₂/H₂O souligne le remarquable potentiel d'anisotropie des gravures sur GaAs. En effet, les sous gravures de masques carrés ou rectangulaires ont donné lieu (Photos III.12 et III.13) à des profils très abrupts respectivement de type "pilier" ou "mur" combinant une excellente verticalité avec un rapport d'aspect très élevé.



Photos III.12 : Sous-gravure incomplète de masques rectangulaires orientés à 45°:
 - a) réseau de "Murs" - b) profil de "murs" de longueur 100µm et de 2,8µm de hauteur.



Photos III.13 : Sous-gravure incomplète de masques carrés orientés à 45°:
 - a) réseau de "pilier" - b) profil de "pilier" de hauteur avoisinant 1µm.

Cependant, cette forte verticalité et la vitesse élevée de l'attaque (Tableau III.6) rendent la maîtrise de la réalisation sur l'ensemble d'un réseau d'émetteurs fort délicate.

$$(\alpha = \text{angle de verticalité} = \arctan\left(\frac{(b - b')/2}{h}\right); \text{ra} = \text{rapport d'aspect} = \frac{h}{b/2})$$

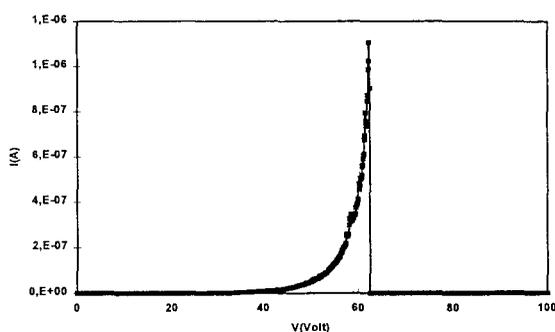
Système	b (µm)	b'(µm)	h (µm)	ra	α (°)	t (sec)	remarques
NH ₄ OH/H ₂ O ₂ /H ₂ O 1/1/8 Pointe	0,514	~0,514	0,935	3,6	~0	32	méplat de 0,514 µm
NH ₄ OH/H ₂ O ₂ /H ₂ O 1/1/8 Mur	0,12	~0,12	2,8	45	~0	120	méplat de 0,12 µm

Tableau III.6 : Structures gravées à partir d'un masque (carré ou rectangulaire) orienté à 45° par rapport au plan de clivage.

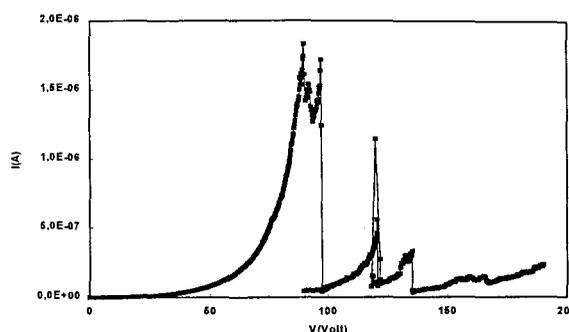
IV. Réalisations et caractérisations électriques

IV. 1. Formation des structures

Bien souvent, les débuts d'émission proviennent de protusions, issues de la rugosité du matériau et des imperfections résultant de la technologie. Parfois, ils donnent lieu à des densités de courant localisées très élevées et ces phénomènes excessifs peuvent entraîner un arc et provoquer l'arrêt brutal de l'émission par claquage (Figs. III.7 et III.8).

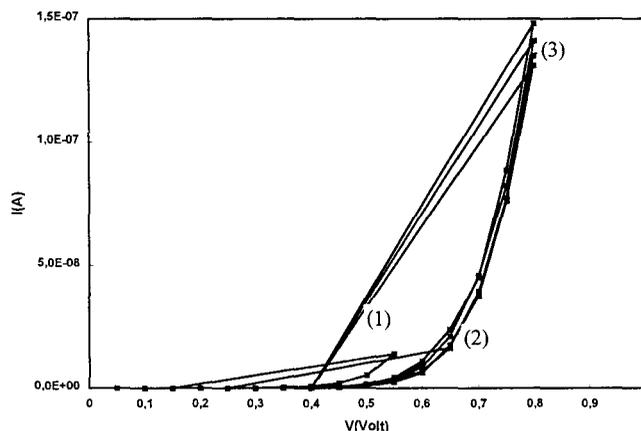


Courbe III.7 : Extinction de l'émission



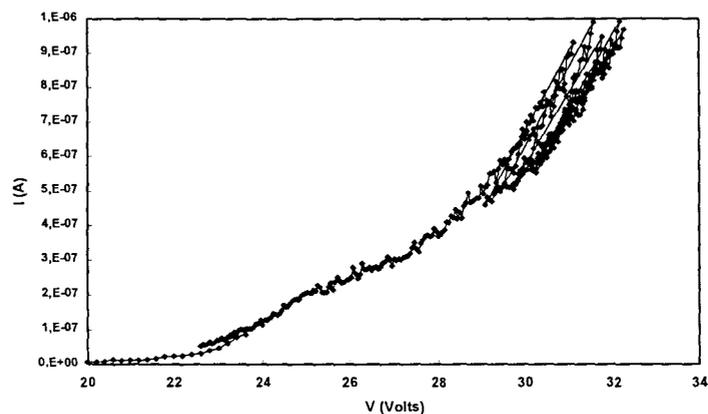
Courbe III.8 : Extinctions successives

Aussi, des précautions de "pré-manipulations" s'avèrent nécessaires : recuit suivi d'une mise en fonctionnement progressive (période de "formation" des structures); augmentation de la polarisation alternée avec des périodes de stabilisation du courant protégé par une procédure de limitation (Fig. III.9).



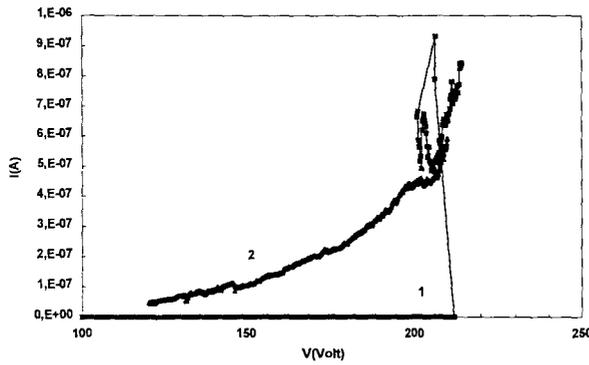
Courbe III.9 : Exemple de procédure de limitation en courant (échauffement) d'un réseau de micro-émetteurs.

L'acquisition des données du courant et le pilotage automatisé de la manipulation a ainsi permis d'établir un protocole de mise en fonctionnement des émetteurs. Cette formation consiste à effectuer des cycles de polarisation visant à stabiliser la caractéristique pour un certain niveau de courant avant de passer à un niveau plus élevé (Courbe III.10). L'incrémentation en tension sera par conséquent suffisamment lente (0,2V/min). Pour les courants les plus élevés, afin d'éviter un échauffement trop important de la pointe; la polarisation de l'échantillon est décrémentée à une tension de repos ($V-k.\Delta V$) et maintenue un certain temps (t_{repos}) avant de poursuivre.

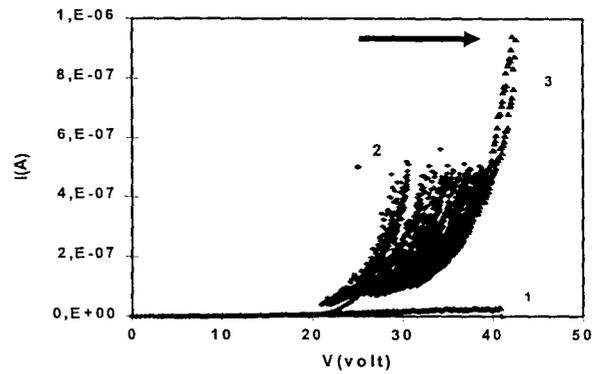


Courbe III.10 : Mise en évidence d'une procédure de formation des pointes par répétition d'un cycle de polarisation.

Les caractéristiques de démarrage de l'émission prennent des allures très différentes d'un échantillon à l'autre. Pour les émetteurs gravés par HCl/H₂O₂/H₂O (procédure standard non réchauffé), il est généralement observé une augmentation progressive du courant d'émission à mesure que la tension est incrémentée. En revanche, pour les structures ayant subi une gravure à base de HF/HNO₃/HO₂, le démarrage de l'émission apparaît très brutal (Courbes III.11 et III.12) et se produit pour des tensions relativement élevées (150-300V) (parfois même ne se produit pas dans la gamme de tension disponible $V < 450V$).

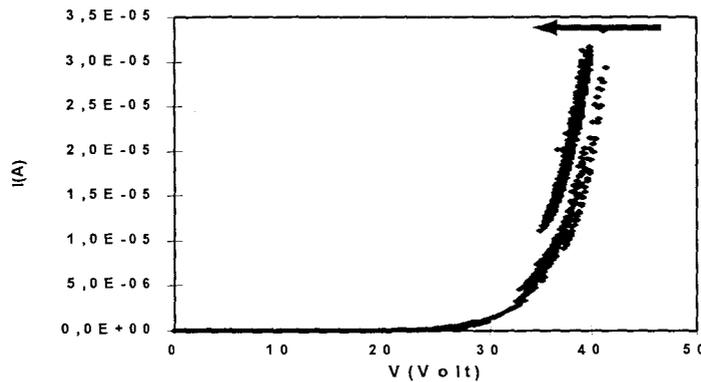


Courbe III.11 : Exemple de "claquage d'oxyde" (1) lors du premier balayage et émission correcte lors du second balayage (2)



Courbe.III.12 : Exemple de "claquage d'oxyde" : (1) de "formation" des structures (2) de mesure I-V sur structures formées (3)

Cet effet semble assimilable à un phénomène de claquage et pourrait être lié au perçage d'une couche d'oxyde²⁴ en surface à l'apex de l'émetteur. Les courbes illustrent également ce phénomène, suivi ici d'une période de "formation" des structures définie par le balayage successif en tension et montrant une dérive du courant. Cette dérive⁶ peut glisser vers des polarisations croissantes (Courbe III.12) ou décroissantes (Courbe III.13) jusqu'à atteindre une valeur limite au-delà de laquelle le niveau de courant devient reproductible. L'acquisition de la caractéristique I-V est alors envisageable.



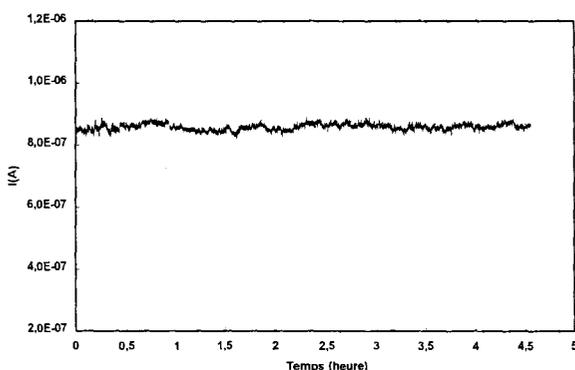
Courbe III.13 : Exemple de "formation" de structures avec une évolution décroissante de la polarisation

Plusieurs scénarios peuvent être attribués à la description de ce phénomène lié sans doute à une migration du matériau au niveau de l'apex sous l'effet d'échauffement thermique local, induit par un champ électrique intense appliqué sur des surfaces réduites.

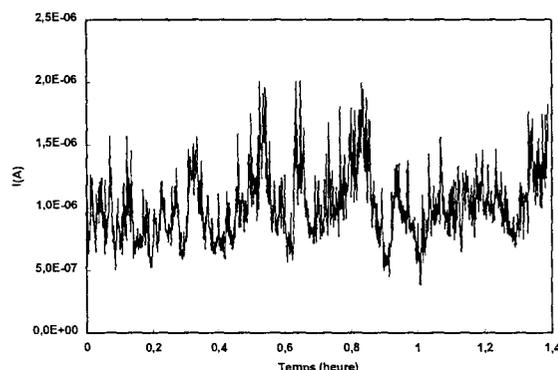
Dans le premier cas (polarisation croissante), la pointe aurait tendance à "s'arrondir" diminuant la zone active. En raisonnant à courant constant, la géométrie de la pointe au sommet s'étant dégradée (augmentation du rayon de courbure), la polarisation sera réajustée induisant une répartition du champ électrique plus étalée ce qui engendre une densité surfacique de courant moindre. Dans l'autre cas, on peut supposer que la matière échauffée localement (proche de la fusion) aurait tendance à suivre la trajectoire des électrons favorisant ainsi un profil plus effilé et une polarisation d'extraction plus faible à courant constant. Dans tous les cas, après plusieurs balayages en tension, ce processus converge vers un état d'équilibre thermodynamique qui conduit à une stabilisation du courant d'émission et à une reproductibilité de la mesure.

IV. 2. Bruit d'émission

Cependant, certaines émissions apparaissent très "bruitées" (Courbe III.16) en comparaison d'émissions typiques telles que celles présentées à travers les courbes. III.11 et III.12 .



Courbe III.15 : Stabilité de l'émission sur un réseau de pointes HF/HNO₃/H₂O. Les fluctuations n'excèdent pas 5% sur 5h.



Courbe III.16 : Fluctuations du courant pour un réseau de lames HCl/H₂O₂/H₂O

Ces problèmes de bruit intense sont plus fréquemment mis en évidence sur des échantillons gravés par HCl/H₂O₂/H₂O (procédure standard) n'ayant subi aucun traitement de désoxydation avant la mesure. Ces instabilités²⁵ se retrouvent sur les enregistrements du courant au cours du temps sous polarisation fixe (Courbe III.16). Notons qu'à l'inverse, une émission stable, caractéristique par exemple des gravures à

base de HF/HNO₃/H₂O se traduit par des fluctuations du courant inférieures à 5% pendant plusieurs heures (Courbe III.15).

Cette instabilité²⁶ semble issue de courants parasites provenant de perturbations localisées à l'extrémité de l'apex, émanant de la rugosité du matériau. Bien souvent, les débuts d'émission donnant lieu à des densités de courant intenses induisent une migration de "nanoprotusions" (rugosité, impureté...) qui naissent et disparaissent par un réarrangement de la surface sous l'influence d'échauffement thermique mais aussi de bombardements ioniques, pouvant conduire à des phénomènes excessifs d'arc et de claquage.

Ces imperfections à cette échelle résultent des technologies employées lors la réalisation mais également de l'imperfection du vide environnant (désorption, stabilisation chimique,...). De nombreuses littératures^{27,28} illustrent ce dernier phénomène par les effets (dégradation par impact, modification du travail de sortie,...), que procure l'insertion de gaz (O₂, N₂...) dans le bâti pendant l'émission de courant

Le phénomène d'instabilité de courant, présent sous différentes formes (fluctuation, démarrage d'émission) souligne le rôle déterminant des propriétés de surface au sommet de l'émetteur.

C'est pourquoi nous consacrons le paragraphe suivant, à une étude plus complète sur les propriétés de surface (chimiques, rugosité) de GaAs.

IV. 3. Traitement de surface

L'état de surface très rugueux observé sur les microémetteurs après gravure par HF/HNO₃/H₂O (Photos III.15 et III.16) conduit à s'interroger sur la présence d'une couche "d'oxyde" formée pendant la gravure, et ses répercussions sur la stabilité de l'émission de courant.

Une étude par spectroscopie de photoémission des rayons X de la surface de GaAs avant et après gravure (Courbe III.17 a et b) a donc été entreprise pour deux solutions.

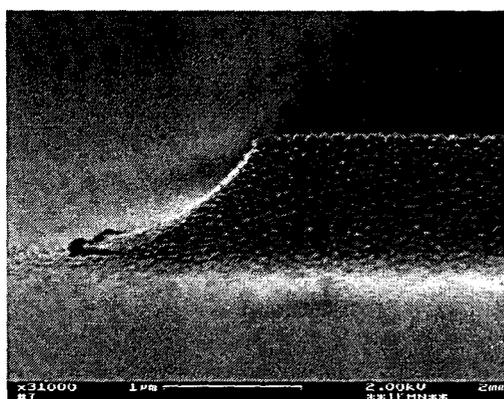


Photo III.15 : Rugosité de la surface d'une lame juste après gravure par HF/HNO₃/H₂O

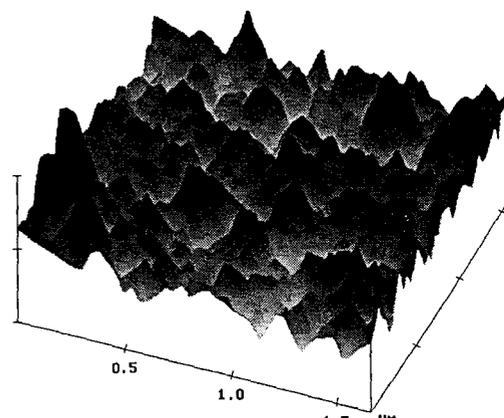


Photo III.16 : Profil AFM d'une surface de GaAs juste après gravure par HF/HNO₃/H₂O (x et y : 0,5 μm/div, z : 50nm/div.)

Dans le cas de la solution HF/HNO₃/H₂O, la comparaison des spectres (Courbes III.17) met notamment en évidence la disparition après gravure, des raies associées au Ga. La couche de surface analysée sur une épaisseur d'environ 50 Å semble être un mélange d'éléments As de type métallique et de composantes oxydées. En effet, il est connu¹⁹ que l'oxydation de GaAs par HNO₃ conduit à la formation d'une couche d'As₂O₃. En s'intéressant au rapport d'intensité des éléments As métallique sur la composante oxydée, le modèle suggéré pourrait être le suivant:

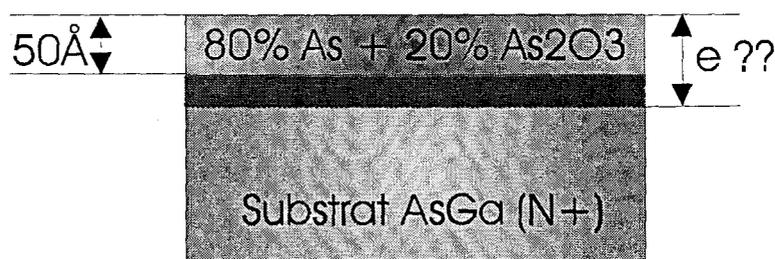
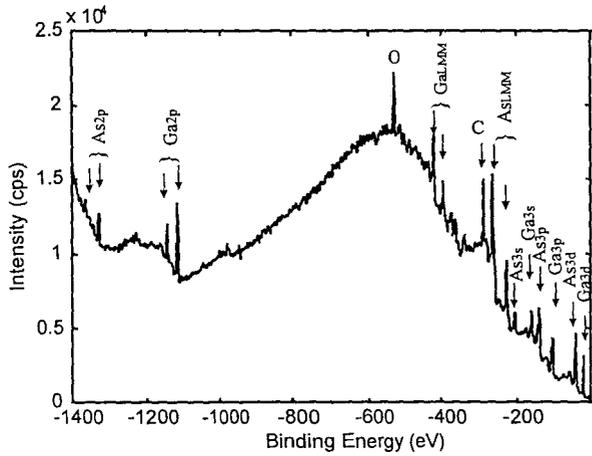


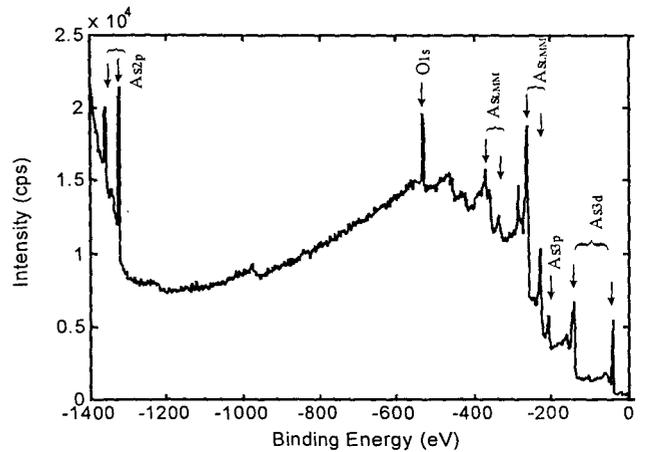
Fig. III.18 : composition de la surface après gravure HF/HNO₃/H₂O - (e : épaisseur de la couche superficielle)

Cette couche superficielle composée essentiellement d'As métallique pourrait faire "écran" et inhiber l'effet de champ local, bloquant toute émission

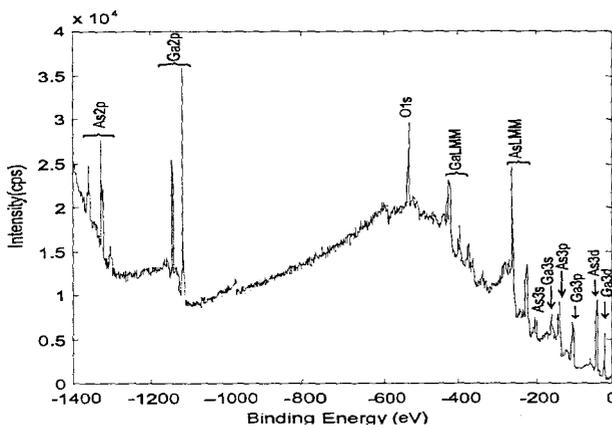
En effet, le champ électrique dans l'As métallique étant supposé nul, impliquerait à l'interface semiconducteur-As métallique, une zone désertée défavorable à l'émission (Fig. III.19).



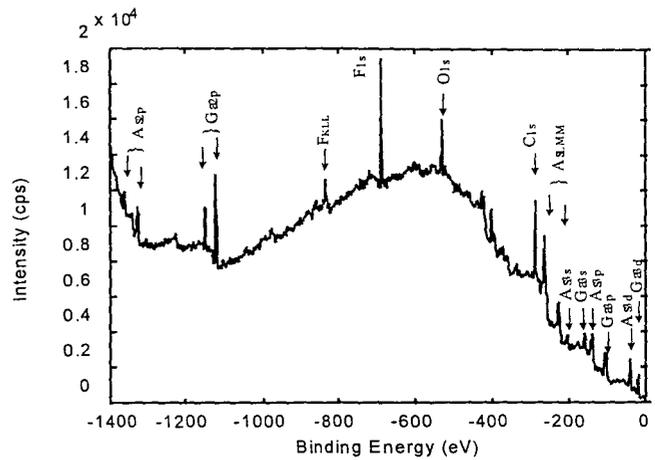
- a) GaAs non gravée



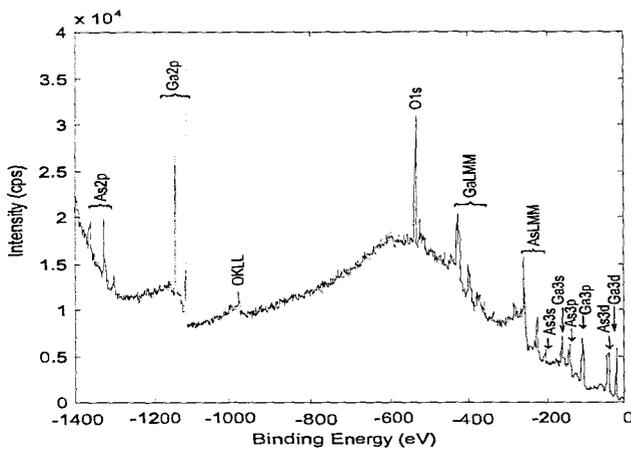
- b) GaAs après gravure HF/HNO₃/H₂O



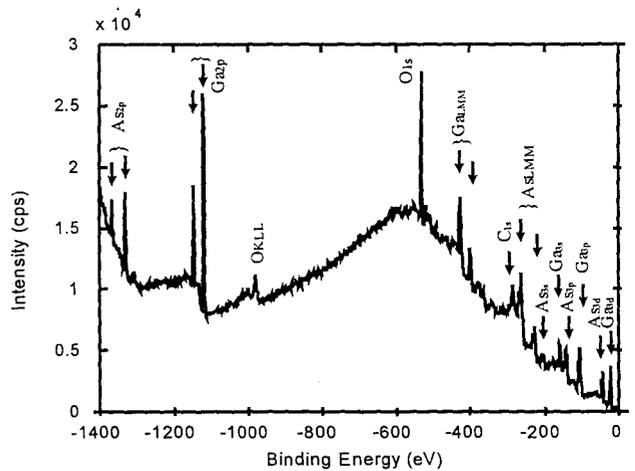
- c) GaAs après gravure HCl/H₂O₂/H₂O



- d) GaAs après gravure HF/HNO₃/H₂O + BOE



- e) GaAs après gravure HCl/H₂O₂/H₂O + BOE+ 1h00 recuit à 300°C



- f) GaAs après gravure HF/HNO₃/H₂O + BOE+ 1h00 recuit à 300°C

Courbes III.17 : Spectres de photoémission de rayon X de surface GaAs

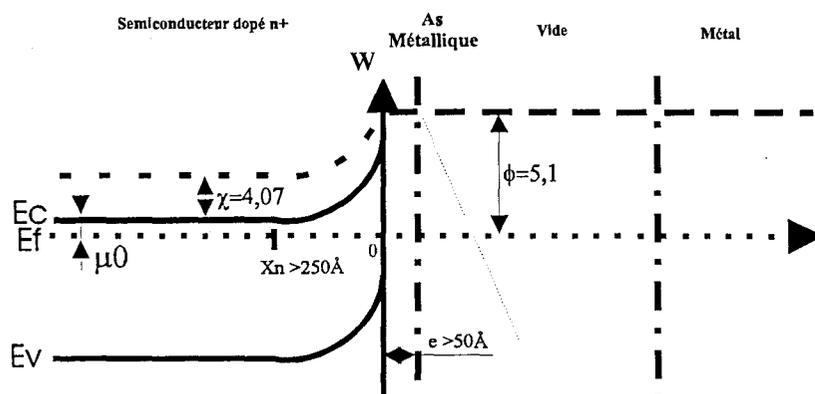


Fig.III.19 : Structure de bande du modèle proposé en Fig. III.18 inhibant toute émission

Toutefois, cette couche superficielle est éliminée par une désoxydation à base de BOE (buffered oxide etchant: HF/NH₄S). Les raies relatives au Ga sont de nouveau visibles sur le spectre (Courbe III.15-c) qui montre également une contamination en Fluor introduite par le BOE. Ces ions F⁺ seront à leur tour éliminés par un recuit à 300°C pendant une heure (Courbe III.17-d), recuit qui semble avoir un effet de "lissage" de la surface avec une augmentation de l'intensité des pics de Ga. Une analyse A.F.M. de la surface (Photo III.17), confirme cette amélioration de la rugosité dans un facteur 4.

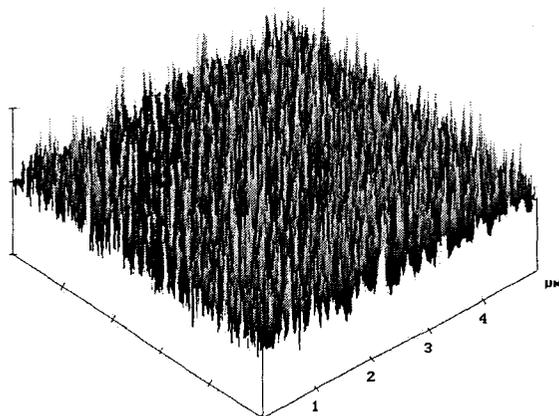


Photo III.17 : Profil AFM de la surface d'AsGa, après gravure HF/HNO₃/H₂O, désoxydation BOE et recuit à 300°C. (x et y : 1 μm/div, z : 10nm/div.)

A la fin de ce protocole, l'épaisseur de la couche superficielle n'est plus que d'environ 35 Å et se compose essentiellement d'oxydes de Ga et d'As. Elle autorise alors l'injection d'électrons dans le vide mais surtout semble bénéfique à la stabilité du courant (Courbe III.15).

Une analyse similaire menée pour la gravure HCl/H₂O₂/H₂O montre un résultat après gravure qui diffère par la composition et l'épaisseur de la couche superficielle.

Cette dernière serait un mélange d'oxydes de Ga et d'As sur une faible épaisseur d'environ 15Å. Malgré un aspect macroscopique sur plusieurs mm² perturbé par la présence de "cratères" durant l'ébullition lors de la gravure, la surface offre un aspect microscopique (1-5µm²) appréciable de rugosité inférieure à la dizaine d'Angströms (Photos III.18 et III.19).

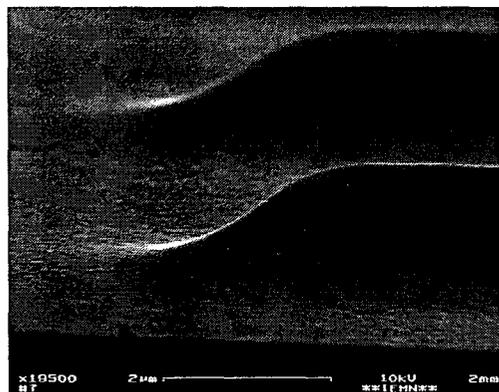


Photo III.18 : Rugosité de la surface d'une lame juste après gravure par HCl/H₂O₂/H₂O

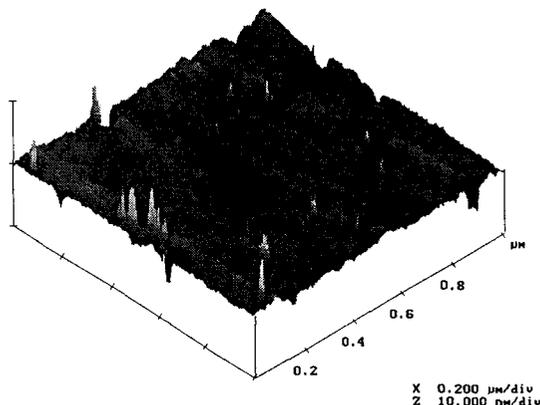


Photo III.19 : Profil AFM de la surface d'AsGa, après gravure HCl/H₂O₂/H₂O, désoxydation BOE et recuit à 300°C.

(x et y : 1µm/div, z : 10nm/div.)

Etant donnée la faible couche résiduelle existante, le protocole de désoxydation BOE suivi du recuit influe très modérément sur l'épaisseur. Le B.O.E a tendance à favoriser les éléments de Ga et perturbe l'état de surface (augmentation de la rugosité - Tableau III.7). Après recuit, il est à noter une légère amélioration de la morphologie de surface (Tableau III.7) et un renforcement de l'intensité des pics de Ga au détriment de ceux d'As.

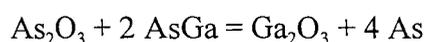
Surface de GaAs	Rugosité analysée
① : Après gravure HCL/H ₂ O ₂ /H ₂ O	10Å
② : ① + B.O.E.	17Å
③ : ② + recuit à 300°C	13Å
④ : ① + HF dilué (1/1)	8Å
⑤ : ④ +recuit à 300°C	5Å
⑥ : Après gravure HF/HNO ₃ /H ₂ O	39Å
⑦ : ⑥ + B.O.E. + recuit à 300°C	14Å

Tableau III.7 : Rugosité rms de surface gravées après différents traitements de désoxydation

Après le protocole, les analyses XPS des deux types de gravure tendent à converger vers une même composition de surface.

Finalement, le BOE dissout les oxydes d'arsenic mais tend à introduire des irrégularités de surface. Il peut être avantageusement substitué par une solution diluée d'HF/H₂O (1/1) qui présente un comportement chimique similaire tout en conservant une rugosité appréciable (5Årms - Tableau III.7). Le recuit semble avoir un effet bénéfique sur la qualité de la surface tout en éliminant la contamination de fluor. D'après les spectres (Courbes III.17-e et III.17-f), cela contribue également à l'émergence des pics de Ga sans doute liée à un phénomène de désorption lent des éléments d'arsenic tendant vers un enrichissement de Ga₂O₃.

Comme on peut le noter dans la littérature, la cinétique du comportement chimique de la surface de GaAs²⁹, évolue avec la température pour converger vers une phase stable de Ga₂O₃ et As, l'oxyde As₂O₃ tendant à interagir avec l'AsGa de la manière suivante:



Cette opération évolue lentement selon la température. A température ambiante, cela se manifeste par la présence de couches d'oxyde Ga₂O₃ et As₂O₃ non équilibrées et de fraction de monocouche d'As. Au bout d'une semaine, une phase d'équilibre est atteinte avec un oxyde contenant à part égale³⁰ des éléments d'As et de Ga.

Une étude plus fine des spectres montre que l'évaluation de l'épaisseur de la couche d'oxyde (Courbes III.17) diffère légèrement suivant qu'elle est déduite des pics Ga ou As (Tableau III.8). Cet écart indique que la couche d'oxyde n'est probablement pas homogène et qu'elle se décomposerait plutôt en deux zones. selon le modèle ci-dessous (Fig. III.20)

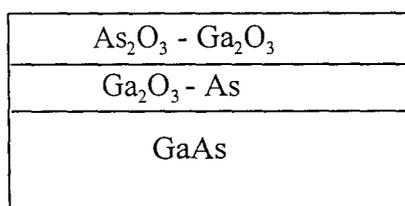


Fig. III.20 : Schéma proposé pour la composition de la couche d'oxyde en surface après protocole de désoxydation B.O.E. (HF) +recuit à 300°C

	pics Ga	pics As
HF/HNO ₃ /H ₂ O	22.5Å	14 Å
HCl/H ₂ O ₂ /H ₂ O	16 Å	10.5 Å

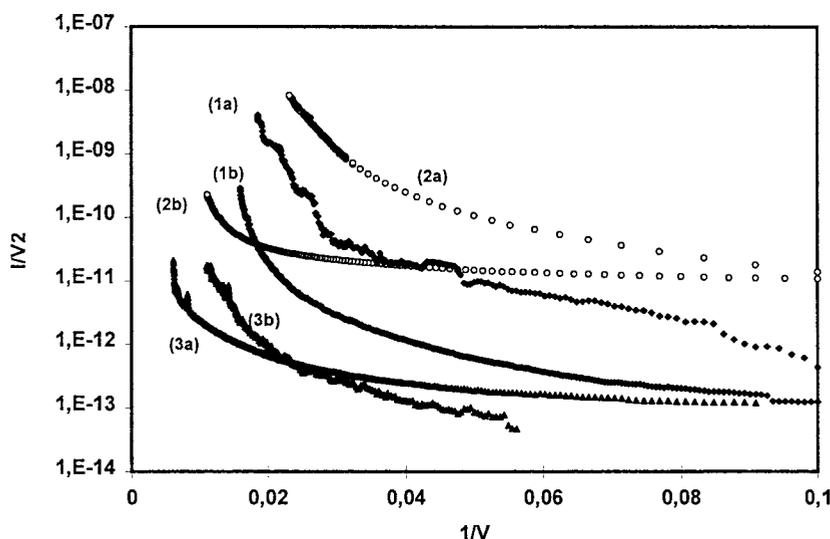
Tableau III.8 : Epaisseur de la couche d'oxyde déduite des spectres ESCA après différents types de gravure + désoxydation BOE + recuit

Ces oxydes peuvent former une couche protectrice établissant une possibilité de conduction^{24,31,32} lors du "claquage d'oxyde". Dans cette optique, on privilégiera l'oxyde de type Ga₂-O₃ (obtenu³³ par des recuits à plus haute température supérieurs à 450°C) pour sa stabilité physico-chimique contrairement aux oxydes d'arsenic dont la forte réactivité favorise la contamination de la surface responsable des comportements d'instabilité et de claquage des émissions de courant³⁴.

Cependant d'autres protocoles peuvent être envisagés. Ces hypothèses n'ont pour effet que de souligner l'importance de l'état de surface résultant de la procédure technologique, qui semble être un facteur critique conditionnant l'efficacité de l'émission.

IV. 4. Analyse statistique et comparaison de l'émission de différents réseaux

Les procédures d'exploitation des caractéristiques expérimentales de l'émission électronique dans nos structures, ont été décrites dans le chapitre II. Ainsi, une étude comparative des réseaux de micropointes et de microlames peut être effectuée portant d'une part sur les caractéristiques préliminaires (sans procédure de formation) présentées en première partie (Courbes III.3 , III.4 et III.5) dont les résultats en sont résumés dans les tableaux (III.8, III.9, III.10 et III.11) et d'autre part sur des structures ayant subi une phase de formation telle que décrite précédemment.



Courbes III.18: Diagramme de Fowler -Nordheim obtenus sur différents réseaux d'émetteurs: (1a) et (1b): pointes HCl (A15-a et A15-b) - (2a) et (2b) pointes HNO₃ (A08-1 et A21-4) - (3a) et (3b): lames HCl (A17-a et A17-b).

Caractéristiques	h (μm)	D _{ak} (μm)	pente	ordonnée à l'origine	β (m ⁻¹)	r ₀ (m)	S _{tot} (m ²)	N _{eq}
pointes (Courbe.III.3)	1	6	28	1.4×10 ⁻⁷	1.92×10 ⁹	8.7×10 ⁻¹¹	8.5×10 ⁻²²	0.018
lames I1 (Courbe III.4)	1	3	47	7.5×10 ⁻⁴	1.13×10 ⁹	2.6×10 ⁻¹¹	1.3×10 ⁻¹⁷	0.001
lames I2 (Courbe III.4)	1	3	83	4.8×10 ⁻³	6.42×10 ⁸	4.9×10 ⁻¹¹	2.6×10 ⁻¹⁶	0.008
lames 1) (Courbe III.5)	1	6	155	1.8×10 ⁻²	3.44×10 ⁸	4.5×10 ⁻¹¹	3.4×10 ⁻¹⁵	0.118
lames 2) (Courbe III.5)	1	6	155	6.5×10 ⁻³	3.44×10 ⁸	4.5×10 ⁻¹¹	1.2×10 ⁻¹⁵	0.043
lames 3) (Courbe III.5)	1	6	100	6.3×10 ⁻²	5.33×10 ⁸	2.8×10 ⁻¹¹	4.9×10 ⁻¹⁵	0.283

Tableau III.8 : Détermination du facteur β, du rayon moyen et de la surface totale d'émission à partir du tracé de Fowler-Nordheim

Caractéristiques	pente	ordonnée à l'origine	β (m ⁻¹)	r _{min} (m)	r ₀ (m)	r ₀ -r _{min}
pointes (Courbe.III.3)	17.2	6.1×10 ⁻¹⁰	3.1×10 ⁹	5.4×10 ⁻¹¹	1.12×10 ⁻¹⁰	5.8×10 ⁻¹¹
lames I1 (Courbe III.4)	41.4	7.3×10 ⁻⁶	1.29×10 ⁹	2.3×10 ⁻¹¹		
lames I2 (Courbe III.4)	67.6	1.1×10 ⁻⁵	7.88×10 ⁸	3.9×10 ⁻¹¹		
lames 1) (Courbe III.5)	142	5.9×10 ⁻⁵	3.75×10 ⁸	4.1×10 ⁻¹¹		
lames 2) (Courbe III.5)	139	1.45×10 ⁻⁵	3.83×10 ⁸	4.0×10 ⁻¹¹		
lames 3) (Courbe III.5)	85	1.4×10 ⁻⁴	6.27×10 ⁸	2.3×10 ⁻¹¹		

Tableau III.9 : Détermination du rayon minimal d'émission à partir du tracé I/V⁴=f(1/V)

Caractéristiques	C ₀	B ₀	A ₀	β(m ⁻¹)	r ₀ (m)	S _{tot} (m ²)	σ _B	σ _r	σ _B /B ₀
lames 1) (Courbe III.5)	161.4	92.9	-3.89	5.7×10 ⁸	5.6×10 ⁻¹¹	1.4×10 ⁻¹⁵	17.9	9.17×10 ⁻¹²	0.19
lames 2) (Courbe III.5)	1099	401	8.7	1.3×10 ⁹	1.3×10 ⁻¹⁰	7.7×10 ⁻⁹	46.9	1.23×10 ⁻¹¹	0.12
lames 3) (Courbe III.5)	83	36.6	-16.8	1.4×10 ¹⁰	9.4×10 ⁻¹²	5.4×10 ⁻²²	12.9	3.03×10 ⁻¹²	0.35

Tableau III.10 : Détermination du facteur β, du rayon moyen de la surface totale d'émission et de l'écart-type à partir de l'interpolation polynomiale: ln(I/V²)=A₀-B₀/V+C₀/V²

Caractéristiques	C ₀	B ₀	β(m ⁻¹)	r ₀ (m)	σ _B	σ _r	σ _B /B ₀
lames I1 (Fig.III.4)	348.7	95.6	5.5×10 ⁸	5.7×10 ⁻¹¹	18.7	9.6×10 ⁻¹²	0.195
lames 2) (Courbe III.5)	2047	378	1.4×10 ⁹	1.2×10 ⁻¹⁰	45.2	1.18×10 ⁻¹¹	0.12
lames 3) (Courbe III.5)	11585	16448	3.2×10 ¹⁰	9.8×10 ⁻⁹	107.6	3.06×10 ⁻¹¹	0.006

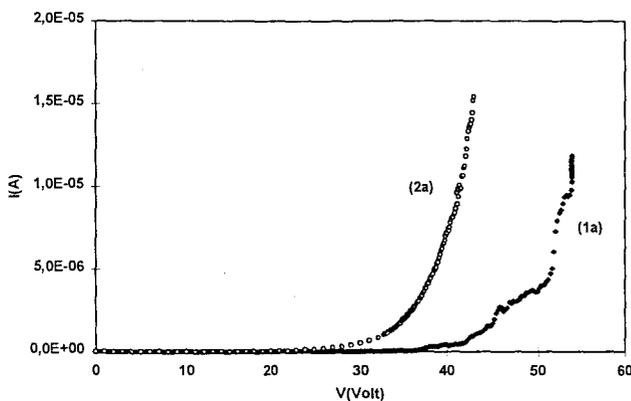
Tableau III.11 : Détermination du facteur β, du rayon moyen de la surface totale d'émission et de l'écart-type à partir de la dérivée: d(ln(I/V²))/d(1/V)=-B₀+C₀/V=-B₀+σ²/V

Ces derniers réseaux se décomposent en deux dispositifs ayant été gravés par HCl/H₂O₂/H₂O (réfs A15-a et A15-b), deux par HF/HNO₃/H₂O (réfs: A08-1 et A21-4) et deux réseaux de lames gravées par HCl/H₂O₂/H₂O (réfs: A17-a et A17-b). Les émetteurs ont dans tous les cas, une hauteur de 1μm et sont espacés les uns des autres de 10μm.

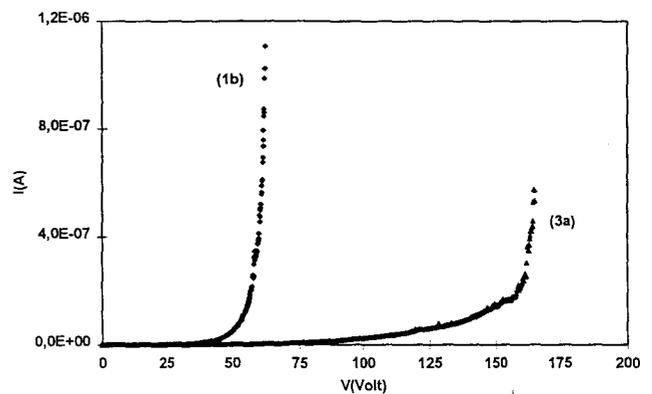
La taille des réseaux est de 4mm^2 excepté pour le réseau A15-b de surface 10mm^2 . L'ensemble des caractéristiques courant-tension obtenues est résumé dans le diagramme de Fowler-Nordheim des courbes III.18 .

Les intensités du courant d'émission se situent typiquement entre $1\mu\text{A}$ et $20\mu\text{A}$ pour tous les réseaux mais ces résultats ne permettent pas de porter de conclusions quantitatives sur les technologies mises en œuvre.

On peut simplement noter que les réseaux de pointes pour les deux types de gravure présentent des caractéristiques courant-tension assez proches (Courbe III.19), avec, comme attendu, une tension de démarrage deux à trois fois plus faible que dans le cas des lames (Courbe III.20).

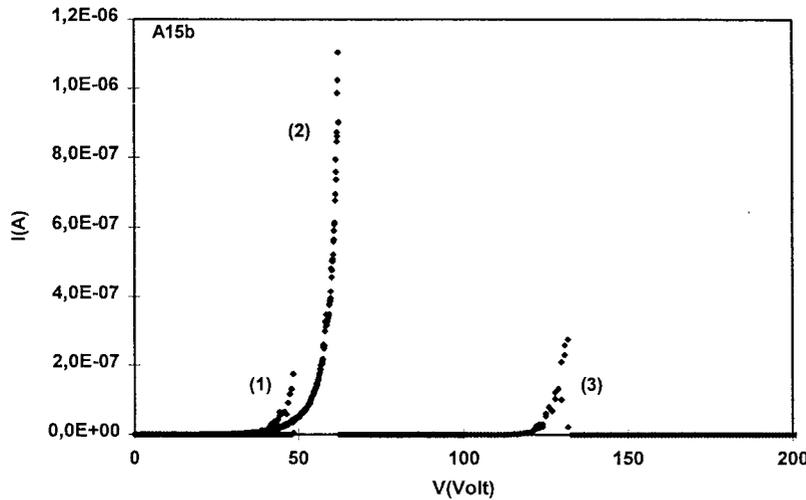


Courbe III.19 : Caractéristiques I-V de réseaux de 4×10^4 pointes gravées par: (1a): $\text{HF}/\text{HNO}_3/\text{H}_2\text{O}$ (A08-1), - (2a): $\text{HCl}/\text{H}_2\text{O}_2/\text{H}_2\text{O}$ (A15-b)



Courbe III.20 : Caractéristiques I-V de réseaux d'émetteurs gravés par $\text{HCl}/\text{H}_2\text{O}_2/\text{H}_2\text{O}$: (1b): pointes (A15-b), (3a): lames (A17-a).

Pour le réseau de pointes A15-b, plusieurs courbes représentatives de différentes phases de fonctionnement de l'échantillon ont été extraites (Courbe III.21), la courbe notée (1) correspond à la première courbe d'émission après le phénomène de claquage d'oxyde, la courbe (2) est représentative d'une caractéristique stabilisée par la procédure de formation et avant toute dégradation de l'échantillon, la courbe (3) est une reprise d'émission à plus forte polarisation après une forte extinction. Les paramètres déduits sont reportés dans les tableaux III.12 à III.15 .



*Courbe III.21 : Caractéristiques I-V d'un réseau de pointes (A15-b): Evolution de la caractéristique lors de la procédure de formation:
 (1): première émission après claquage de l'oxyde (zone détaillée en encart) (I limité à 0.2μA),
 (2): caractéristique d'émission maximale stabilisée avant première extinction,
 (3): redémarrage de l'émission à tension plus élevé.*

Les valeurs des rayons de courbure extraites des pentes de Fowler-Nordheim (Tableau III.12) sont d'un à deux ordres de grandeur supérieures à celles déduites des caractéristiques n'ayant pas subi de procédure de formation (§III-1 . III.2). Ces valeurs, typiquement comprises entre 1 à 2 nm se trouvent ainsi plus en conformité avec celles attendues. On peut également noter qu'en prolongeant la période de formation du réseau (ex: A15-b), les valeurs des rayons augmentent notablement (courbe (2): 3.4nm, courbe (3): 13nm). Ceci peut s'expliquer par la disparition progressive de "nanoprotusions" sous l'effet d'échauffement pour tendre vers un "lissage" de la surface d'émission.⁴

Bien que tous les réseaux présentent un coude prononcé dans le tracé de Fowler-Nordheim aux faibles tensions d'émission, le traitement logarithmique à partir d'une interpolation polynomiale (Tableau III.14) s'avère difficile à mettre en œuvre de façon correcte dans la plupart des cas.

Il semble donc que la procédure de formation ait non seulement pour effet de décaler la distribution des géométries r_0 des émetteurs vers les rayons de courbure plus élevés, mais aussi le rayon d'émission minimal r_{min} (les nanoprotusions ne participant plus à l'émission), ce qui conduit à une répartition gaussienne effective des géométries fortement tronquée du côté des rayons de courbure les plus faibles. Ceci peut être clairement illustré en remarquant que les valeurs de r_{min} déduites du tracé $I/V^4=f(1/V)$ (Tableau III.10) et celles de σ_r déduites de la dérivée du tracé de Fowler-Nordheim (Tableau III.12) sont cohérentes. Or, dans l'hypothèse d'une répartition gaussienne des géométries, nous avons vu que l'influence sur le courant des émetteurs dont les rayons sont compris entre $r_0-\sigma$ et $r_0-3\times\sigma$ ne pouvait pas être

négligée. Enfin, il est à souligner le niveau relativement modeste du courant obtenu, en comparaison du nombre d'émetteurs constituant le réseau. On peut alors se demander si ces valeurs correspondent à une efficacité optimum d'émission pour le GaAs ou si ces limitations proviennent de l'uniformité insuffisante des émetteurs réalisés par gravure chimique.

réseaux présentant un coude prononcé		h (μm)	D _{ak} (μm)	pente	ordonnée à l'origine	β (m ⁻¹)	r ₀ (m)	S _{tot} (m ²)
Pointes HNO ₃	A08-1	1	7	282	5.16×10 ⁻⁶	1.89×10 ⁸	7.56×10 ⁻¹⁰	3.25×10 ⁻¹⁸
Pointes HNO ₃	A21-4	1	7	518	6.95×10 ⁻⁸	1.03×10 ⁸	1.39×10 ⁻⁹	1.47×10 ⁻¹⁹
Pointes HCl	A15-a	1	7	412	7.3×10 ⁻⁶	1.29×10 ⁸	1.1×10 ⁻⁹	9.8×10 ⁻¹⁸
Pointes HCl	A15-b (1)	1	7	574	1.15×10 ⁻⁵	9.28×10 ⁷	1.54×10 ⁻⁹	3×10 ⁻¹⁷
	(2)	1	7	1268	1.75×10 ⁻¹	4.2×10 ⁷	3.4×10 ⁻⁹	2.22×10 ⁻¹²
	(3)	1	7	4979	5.26×10 ⁵	1.07×10 ⁷	1.3×10 ⁻⁸	1.03×10 ⁻⁴
Lames HCl	A17-a	1	7	4334	4.8×10 ⁰	1.23×10 ⁷	1.6×10 ⁻⁹	7.16×10 ⁻¹⁰
Lames HCl	A17-b	1	7	414	2.0×10 ⁻¹¹	1.29×10 ⁸	1.14×10 ⁻¹⁰	2.7×10 ⁻²³

Tableau III.12: Détermination du facteur β, du rayon moyen et de la surface totale d'émission à partir du tracé de Fowler-Nordheim

Réseaux		pente	ordonnée à l'origine	β (m ⁻¹)	r _{min} (m)	r ₀ (m)	r ₀ -r _{min}
Pointes HNO ₃	A08-1	205	4.75×10 ⁻¹⁰	2.6×10 ⁸	5.49×10 ⁻¹⁰	8.9×10 ⁻¹⁰	3.44×10 ⁻¹⁰
Pointes HNO ₃	A21-4	344	1.24×10 ⁻¹²	1.55×10 ⁸	9.22×10 ⁻¹⁰	1.7×10 ⁻⁹	7.8×10 ⁻¹⁰
Pointes HCl	A15-a	324	5.1×10 ⁻¹⁰	1.64×10 ⁸	8.68×10 ⁻¹⁰	1.26×10 ⁻⁹	3.94×10 ⁻¹⁰
Pointes HCl	A15-b (1)	396	8.9×10 ⁻¹¹	1.34×10 ⁸	1.06×10 ⁻⁹⁰	2.24×10 ⁻⁹	1.19×10 ⁻⁹
	(2)	731	7.19×10 ⁻⁹	7.29×10 ⁷	1.96×10 ⁻⁹	1.82×10 ⁻⁸	1.63×10 ⁻⁸
	(3)	4747	5.34×10 ⁰	1.12×10 ⁷	1.27×10 ⁻⁸	1.37×10 ⁻⁸	1.03×10 ⁻⁹
Lames HCl	A17-a	3923	1.4×10 ⁻⁵	1.36×10 ⁷	1.46×10 ⁻⁹		
Lames HCl	A17-b	216	2.6×10 ⁻¹⁶	2.47×10 ⁸	5.53×10 ⁻¹¹		

Tableau III.13: Détermination du rayon minimal d'émission à partir du tracé I/V⁴=f(1/V)

Réseaux		σ ² /2	B ₀	A ₀	β(m ⁻¹)	r ₀ (m)	S _{tot} (m ²)	σ _B	σ _r	σ _B /B ₀
Pointes HCl	A15-b (1)	14890	1202	4.99	4.16×10 ⁷	4.04×10 ⁻¹⁰	1.68×10 ⁻⁹	316.2	8.4×10 ⁻¹¹	0.26
Lames HCl	A17-b	5×10 ⁴	1279	21	4.43×10 ⁷	3.22×10 ⁻⁹	9.8×10 ⁻²¹	172	4.3×10 ⁻¹¹	0.13

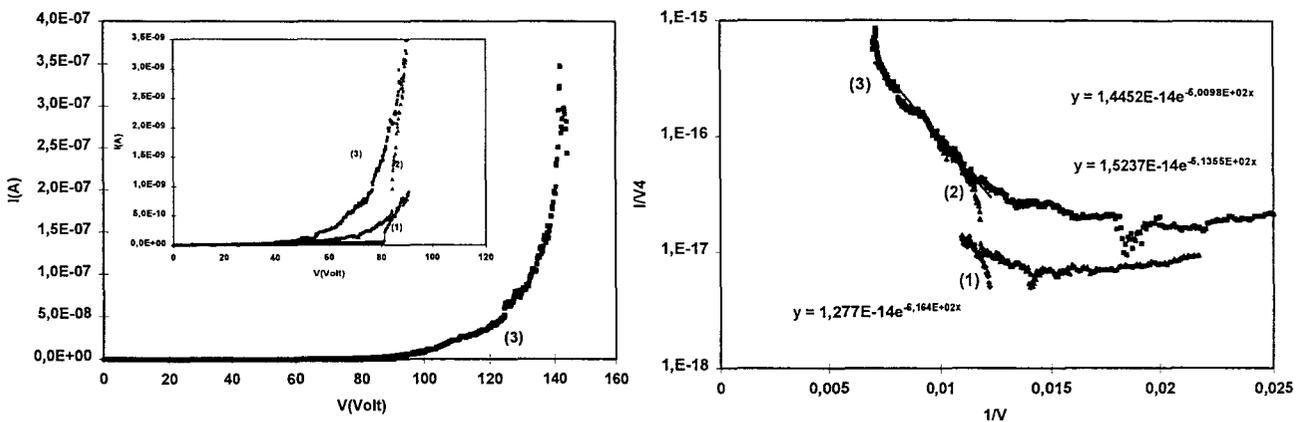
Tableau III.14: Détermination du facteur β, du rayon moyen de la surface totale d'émission et de l'écart-type à partir de l'interpolation polynomiale: ln(I/V²)=A₀-B₀/V+C₀/V²

Réseaux		σ ²	B ₀	β(m ⁻¹)	r ₀ (m)	σ _B	σ _r	σ _B /B ₀
Pointes HNO ₃	A08-1	24830	969	5.5×10 ⁷	2.6×10 ⁻⁹	157.6	4.22×10 ⁻¹⁰	0.16
Pointes HNO ₃	A21-4	1.34×10 ⁵	2109	2.5×10 ⁷	5.6×10 ⁻⁹	366	9.60×10 ⁻¹⁰	0.173
Pointes HCl	A15-b (2)	1.08×10 ⁶	18850	2.82×10 ⁶	5.05×10 ⁻⁸	1039.2	2.78×10 ⁻⁹	0.055
Lames HCl	A17-a	1.7×10 ⁷	10840	4.9×10 ⁶	4.86×10 ⁻⁹	4123	1.55×10 ⁻⁹	0.38
Lames HCl	A17-b	8.8×10 ⁴	1160	4.6×10 ⁷	3.6×10 ⁻¹⁰	296.7	7.85×10 ⁻¹¹	0.25

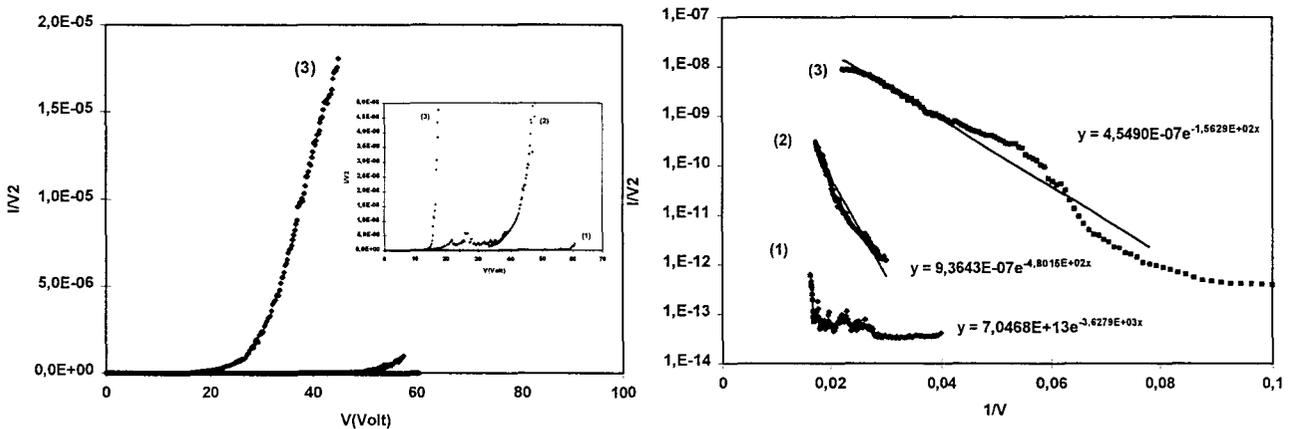
Tableau III.15: Détermination du facteur β, du rayon moyen de la surface totale d'émission et de l'écart-type à partir de la dérivée: d(ln(I/V²))/d(1/V)=-B₀+C₀/V=-B₀+σ²/V

IV. 5. Emission d'émetteur unique : pointe et lame

Afin d'évaluer les potentialités d'émission d'une structure sur GaAs, nous avons réalisé des structures à émetteur unique, pointe ou lame. Présentant les profils les plus effilés, seules les morphologies de structures gravées à partir de la solution HCl/H₂O₂/H₂O seront étudiées. Les caractéristiques d'émission d'une pointe et d'une lame sont présentées en Courbes III.22 et III.23 respectivement et les dépouillements associés dans les tableaux III.16 et III.17.



Courbes III.22 : Caractéristiques d'émission d'une pointe unique réalisée par gravure chimique HCl:H₂O₂:H₂O.



Courbes III.21 : Caractéristiques d'émission d'une lame unique de longueur 100 μ m réalisée par gravure chimique HCl:H₂O₂:H₂O.

Ces résultats mettent clairement en évidence que les performances en émission pour un émetteur unique sont nettement meilleures. Nous obtenons ainsi un courant de 0.35 μ A pour une pointe et 20 μ A pour une lame. Ces niveaux de courant sont tout à fait cohérents avec les prédictions de Charbonnier⁵ pour GaAs et laissent augurer des applications à fort courant.

		pente	ordonnée à l'origine	β (m ⁻¹)	r_{\min} (m)	r_0 (m)	r_0 (m) - r_{\min} (m)	S_{tot} (m ²)
pointe unique	(1)	871.2	5.9×10^{-9}	6.1×10^7		8.2×10^{-9}		3.6×10^{-20}
	(1)	616.4	1.3×10^{-14}	8.6×10^7	5.8×10^{-9}	1.4×10^{-8}	7.9×10^{-9}	
	(2)	788	6.9×10^{-10}	6.7×10^7		7.4×10^{-9}		3.4×10^{-21}
	(2)	513.5	1.5×10^{-14}	1.1×10^8	4.8×10^{-9}	7.3×10^{-9}	2.5×10^{-9}	
	(3)	681,3	9.3×10^{-10}	7.8×10^7		6.4×10^{-9}		3.4×10^{-21}
lame unique	(3)	501	1.4×10^{-14}	1.1×10^8	4.7×10^{-9}	7.6×10^{-9}	2.9×10^{-9}	
	(2)	480	9.4×10^{-7}	1.1×10^8		4.4×10^{-10}		1.7×10^{-18}
	(2)	434	1.4×10^{-10}	1.3×10^8	3.9×10^{-10}			
	(3)	156.3	4.6×10^{-7}	3.4×10^8		1.3×10^{-10}		8.8×10^{-20}
	(3)	113.9	1.1×10^{-10}	4.7×10^8	9.1×10^{-11}			

Tableau III.16: Détermination du facteur β , du rayon moyen r_0 et de la surface totale d'émission à partir du tracé de Fowler-Nordheim, et du rayon minimal d'émission r_{\min} à partir du tracé $I/V^4=f(1/V)$, pour des structures à émetteur unique.

		C_0	B_0	A_0	β (m ⁻¹)	r_0 (m)	S_{tot} (m ²)	σ_B	σ_r
pointe unique	(2)	18858	748.3	-24.1	7.1×10^7	7.1×10^{-9}	1.5×10^{-22}	194.2	1.8×10^{-9}
	(2)	72600	1378		3.8×10^7	1.3×10^{-8}		269.4	2.5×10^{-9}
	(3)	28450	1189	-18.6	4.4×10^7	1.1×10^{-8}	9.7×10^{-20}	238.5	2.2×10^{-9}
	(3)	127000	2009		2.6×10^7	1.9×10^{-8}		356.4	3.3×10^{-9}
lame unique	(1)	2018.7	157.8	-27.9	3.3×10^8	1.3×10^{-10}	1.5×10^{-25}	63.5	4.8×10^{-11}
	(1)	39900	1090		4.8×10^7	1.1×10^{-9}		199.7	1.7×10^{-10}
	(2)	29135	1804	0.73	2.9×10^7	1.9×10^{-9}	5.4×10^{-11}	241.4	2.1×10^{-10}
	(2)	53600	1700		3.1×10^7	1.8×10^{-9}		231.5	1.9×10^{-10}
	(3)	4370.3	810.8	9.1	6.5×10^7	7.9×10^{-10}	4.5×10^{-8}	93.5	7.3×10^{-11}

Tableau III.17: Détermination du facteur β , du rayon moyen, de la surface totale d'émission et de l'écart-type à partir de l'interpolation polynomiale: $\ln(I/V^2)=A_0-B_0/V+C_0/V^2$ (cf: expression 1.38) et de la dérivée: $d(\ln(I/V^2))/d(1/V)=-B_0+C_0/V=-B_0+\sigma^2/V$.

Les mêmes remarques que précédemment peuvent être formulées concernant la conformité des valeurs extraites portant sur l'évolution notable de la caractéristique I-V [repère (1), (2) et (3)] au cours de la procédure de formation et sur l'ordre de grandeur des rayons de courbure déduits. Toutefois, il est intéressant de noter que la détermination de la surface d'émission d'un émetteur unique est 10^{-5} à 10^{-6} fois inférieure à la surface d'émission potentielle (demi-sphère ou demi cylindre), et semble conforter l'hypothèse du caractère très ponctuel des sites émissifs.

III-3 Technologies "sèches"

I. Procédés technologiques

L'objectif d'une intégration maximale de microsources sur le réseau convient davantage au process avec Gravure Ionique Réactive (G.I.R.) dans la mesure où ce procédé vise à favoriser l'action physique verticale sur la surface du matériau. Idéalement, ce principe amènerait la réalisation d'émetteurs tels que la largeur du masque fixe la dimension de l'apex et non plus comme dans la voie chimique précédente, où le masque fixait la hauteur des émetteurs du fait de la sous gravure omnidirectionnelle. De plus, le profil d'émetteur attendu, abrupt de type "pilier" (mur ou pylône), de très faible largeur au sommet s'apparenterait plus à la structure optimale favorisant un effet de champ intensif à l'apex qui induit des tensions de démarrage ("turn-on") plus faibles.

De ce fait, des investigations seront engagées et consisteront à "canaliser" cette verticalité des structures afin de développer des profils à fort rapport d'aspect pour des applications à haute densité d'intégration.

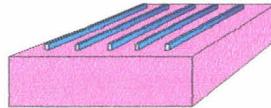
Ceci fera l'objet d'une recherche de process qui s'articulera autour d'une étape de fabrication de masques de faibles dimensions et d'une optimisation de la phase de "gravure ionique réactive".

La réalisation technologique de ces réseaux conduira alors à l'étape de caractérisation électrique de ces échantillons.

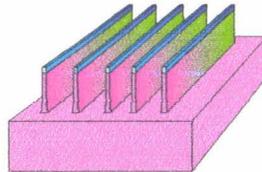
II. Procédé technologique G.I.R.

Le processus "gravure sèche" repose sur trois étapes technologiques (Fig. III.21).

Réalisation du masque



Gravure G.I.R.



Nettoyage du masque

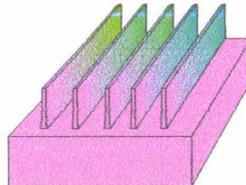


Fig. III.21 : Description du procédé technologique haute densité utilisant la Gravure Ionique Réactive (G.I.R.) sur un réseau de "murs".

La transcription et la réalisation de masques de dimensions minimales (quelques dizaines d'Angströms) qui conditionnent la taille des sites émetteurs, apparaissent comme une étape clef de ce procédé.

Dans l'opération suivante, la surface de GaAs masquée subira l'agression d'une Gravure Ionique Réactive avec une action verticale prédominante afin de façonner en volume dans le substrat, les structures les plus effilées.

Enfin, une dernière étape de nettoyage de masques mettra à jour la cathode froide constituée de réseau de microstructures.

III. Lithographie

III.1. Etude du procédé de lithographie électronique

Cette étude a pour objectif de réaliser des réseaux de masques, de motifs de dimensions ultimes afin de définir l'apex des microémetteurs. Le masqueur électronique LEICA disponible au laboratoire dispose pour cela d'une ouverture minimum de faisceau de 12 nm permettant ainsi d'envisager une réalisation de motifs de quelques dizaines de nm. L'utilisation de ce matériel "High-Tech" présente l'avantage et la souplesse de générer les motifs à transcrire à partir de fichier informatique offrant une possibilité d'avoir plusieurs niveaux de masque modifiable et ne nécessitant plus la réalisation de masque physique. Le masque de développement utilisé pour cette étude n'est qu'une transcription de la matrice de réseau de lignes (largeur $2\mu\text{m}$ et longueur $100\mu\text{m}$) exploitée pour la réalisation de lames micromiques, à une échelle plus réduite conduisant à une largeur de ligne de $0,1\mu\text{m}$ (longueur $10\mu\text{m}$).

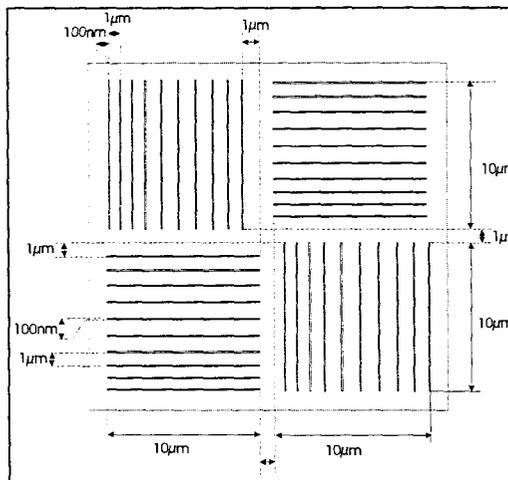


Fig. III.22 : Description du masque utilisé pour le développement de structures "piliers" (murs).

III.2. Principe et généralité

L'opération de lithographie électronique nécessite le contrôle de nombreux paramètres d'écriture influant sur l'exposition du polymère sensible au faisceau d'électrons, à savoir:

- la tension d'accélération des électrons élevée pour obtenir un faisceau très directif.
- La taille du spot et le courant de faisceau : les répulsions entre électrons du faisceau limitant la taille du spot, il faudra préférer un faible courant de faisceau.
- La vitesse de déplacement du faisceau fixe la dose de charges (en C/cm²) que reçoit une surface S du substrat.
- La résolution c'est à dire le pas du faisceau utilisé pour l'écriture d'un motif.

Cette résolution est toutefois limitée par divers mécanismes d'interaction entre les électrons, la résine et le substrat regroupés sous l'appellation d'"effet de proximité". Les effets de proximité se manifestent par un élargissement du faisceau lié à un phénomène de dispersion des électrons lorsqu'ils pénètrent dans les matériaux.

En ce qui concerne la résine électrosensible, les trois propriétés essentielles sont :

- Le contraste ou énergie minimale nécessaire pour que la résine subisse des changements de propriétés. Un bon contraste assure des profils de résine très verticaux.
- La sensibilité à l'exposition.
- La résolution d'une résine c'est à dire la plus petite ouverture réalisable dans le polymère. C'est un paramètre essentiel lorsqu'il s'agit d'écrire des lignes nanométriques.

Le choix des révélateurs ne saurait être dissocié de celui des résines. De ce fait, chaque technologie fait l'objet d'études de doses, tel que le paramètre temporel de la phase de révélation soit de l'ordre de la minute de manière à garantir la reproductibilité pour cette opération.

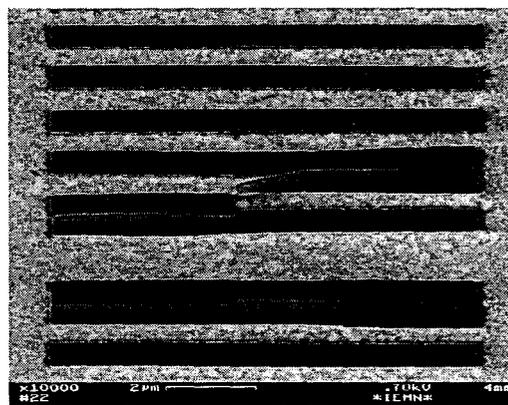
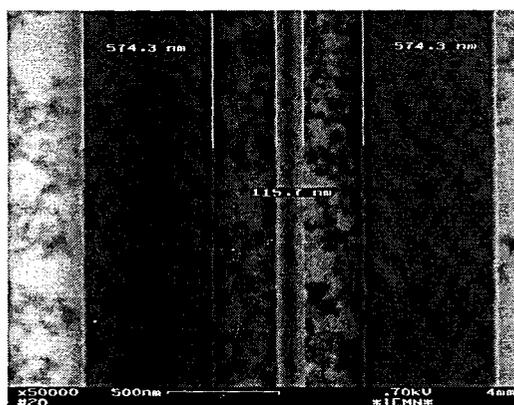
Pour ce faire, différentes solutions technologiques seront prospectées qui feront appel à l'utilisation de résines diverses, tout en veillant à limiter le nombre d'étapes technologiques nécessaires. Dans un premiers temps, un développement de lithographie a été établi sur une technique de résine monocouche, puis des travaux sur des résinages bicouches mieux connus au laboratoire ont été également menés.

III.3. Technologie monocouche

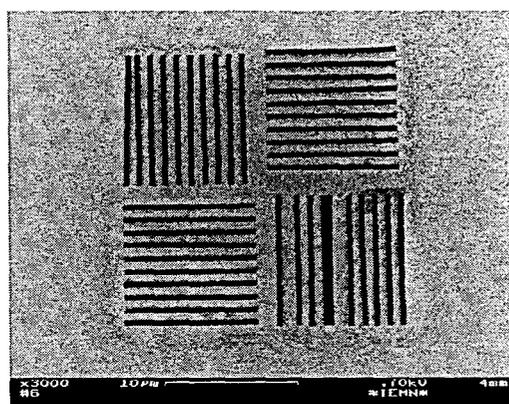
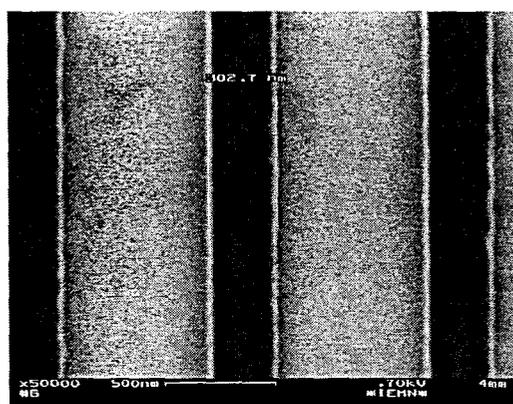
La technologie monocouche plus simple comporte deux solutions qui diffèrent par la nature du masque résultant.

III.3. a Résine négative - AZPN114

Cette technique fait appel à une résine "négative" AZPN114 déjà utilisée dans les technologies "humides" pour la conception de microstructures à base de systèmes HF. Excepté qu'ici, il est prévu de réaliser des lignes de largeurs de 100 nm à partir avec d'une épaisseur de résine de 6600Å. Des problèmes (Photos III.20) de tenue mécanique (d'où une réduction de l'épaisseur à 3300 Å par l'emploi d'un solvant de type PMGEA (Propylène Glycol Monométhyl Ether Acétate) ou d'adhérence (utilisation du promoteur d'adhérence Microposit Primer) ont été constaté et n'ont pu aboutir cependant à des résultats satisfaisants (Photos III.21).

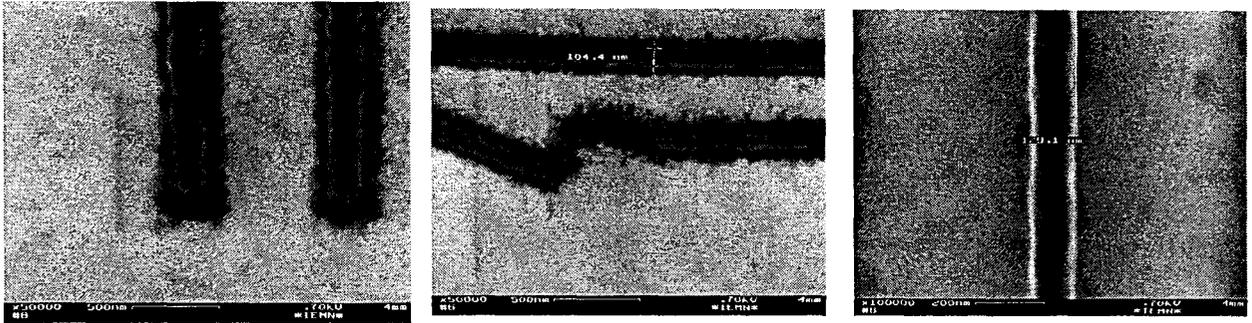


Photos III.20 : Réseau de lignes de résine AZPN114 (épaisseur de 6600Å) de largeur 100nm - observation de lignes couchées.



Photos III.21 : Réseau de lignes de résine AZPN114 amincies par dilution ($\epsilon = 3300\text{Å}$) après révélation - observations de lignes couchées sur le flan

Ces difficultés rencontrées également avec un design de 50 nm, pourraient laisser supposer une résolution ultime pour ce type de résine estimé aux environs de 150 nm.



Photos III.22 : Observation de lignes de largeur en deçà de 150nm : phénomène de discontinuité, de motif mal défini

III.3. b Résine positive - PMMA 3% (950K)

L'application d'une technique de lithographie "positive", offre la possibilité d'utiliser des résines PMMA (Poly Methacrylate de Méthyle) connues pour leur pouvoir de résolution pouvant atteindre 5-7nm³⁵, leur bonne adhérence et leur excellent contraste. Comparativement à la résine précédente qui présentait des doses d'insolation d'environ 100 µC/cm², la PMMA apparaît 10 à 20 fois moins sensible ce qui fait appel à des énergies importantes.

Ainsi, lors de l'insolation pour ces doses élevées, la manifestation d'un phénomène de rétrodiffusion d'électrons entraîne une exposition plus importante du bas de la couche de résine provoquant un élargissement au voisinage du substrat du motif (Fig. III.23).

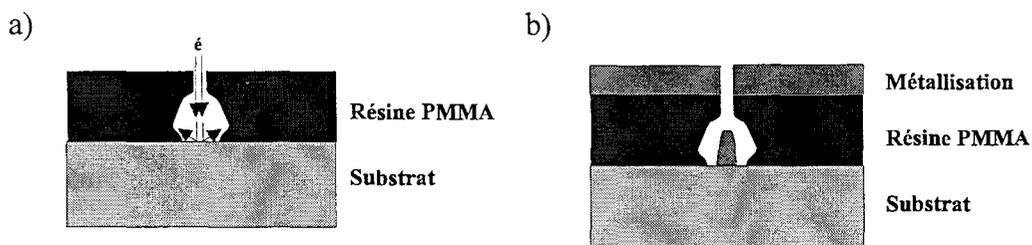
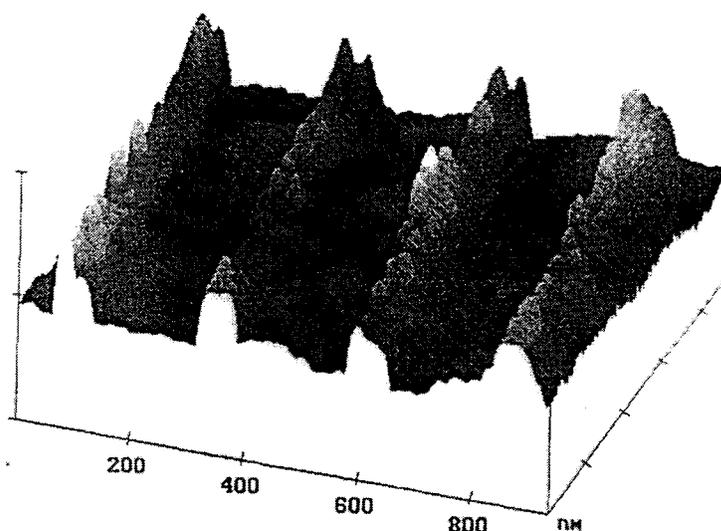


Fig. III.23 : Schématique d'un profil casquette réalisé à partir d'une monocouche de résine PMMA : a) - réalisation du "moule" par rétrodiffusion d'électron - b) - métallisation par évaporation .

Cette technique implique ensuite une étape supplémentaire de métallisation par évaporation pour réaliser les masques métalliques, obtenus après une phase de "lift-off" dans un solvant de type acétone pour enlever l'empreinte de résine et ne laisser que les motifs de métal "moulés".

Ces travaux³⁶ ont abouti, à partir d'une monocouche de PMMA (3% -950K) d'épaisseur 600Å, à l'obtention de lignes métalliques de 60 nm de large et d'épaisseur 15 nm. Le cliché pris à l'A.F.M. (Photo III.23) montre qu'il subsiste un élargissement du motif initial et une dispersion de l'épaisseur de métal sans doute liés à une mauvaise définition du profil de résine. Ces difficultés nous ont conduits à préférer une technologie bicouche.



Photos III.23 : Observation A.F.M. à partir d'un résinage monocouche d'un réseau de lignes métalliques de largeur 60nm obtenues après "Lift-off".

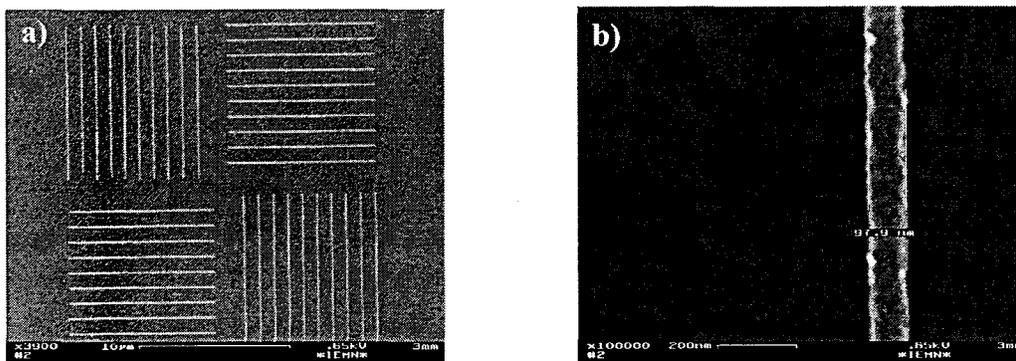
III.4. Technologie bicouche

Le système bicouche repose sur le principe de superposition de deux résines de sensibilités différentes qui favorise avantageusement le profil en casquette et améliore par conséquent les caractéristiques de "lift-off". La première couche est la plus sensible et elle limite l'épaisseur de métal qui sera déposée tandis que le second étage moins sensible déterminera la précision du motif lithographié.

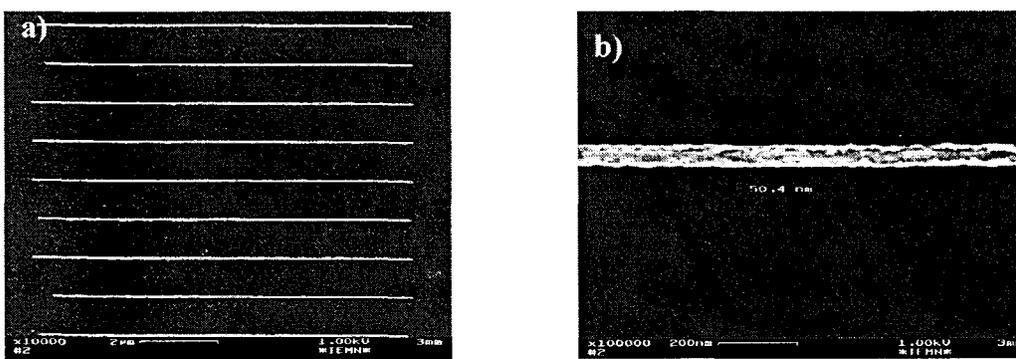
III.4. a Combinaison de deux résines PMMA

Cette étude a consisté à superposer 2 couches de résine PMMA de poids moléculaires différents en vue d'obtenir le profil décrit précédemment (Fig. III.12). Ces deux couches diffèrent également par leur quantité de solvant (anisole) afin de mieux contrôler l'épaisseur déposée (visco-élasticité). Ainsi, l'empilement satisfaisant de résines 4% (450K) et 3% (950K) offre respectivement une épaisseur déposée de 600Å et 300Å. La première couche autorise une métallisation de 250Å d'épaisseur suffisante pour résister à l'étape G.I.R.. La phase de lift-off semble moins délicate que pour un système monocouche.

Cette technique a permis la réalisation de lignes de 100nm (Photos III.24) et de 50nm (Photos III.25).



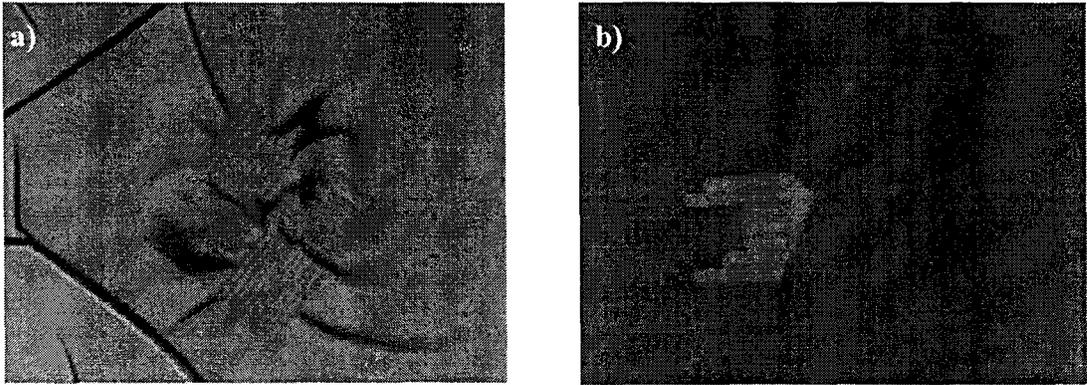
Photos III.24: Observation au M.E.B. de lignes métalliques réalisées à partir d'un "design " 100nm. - a) Vue de la matrice de base - b) - Zoom sur une ligne de 100nm



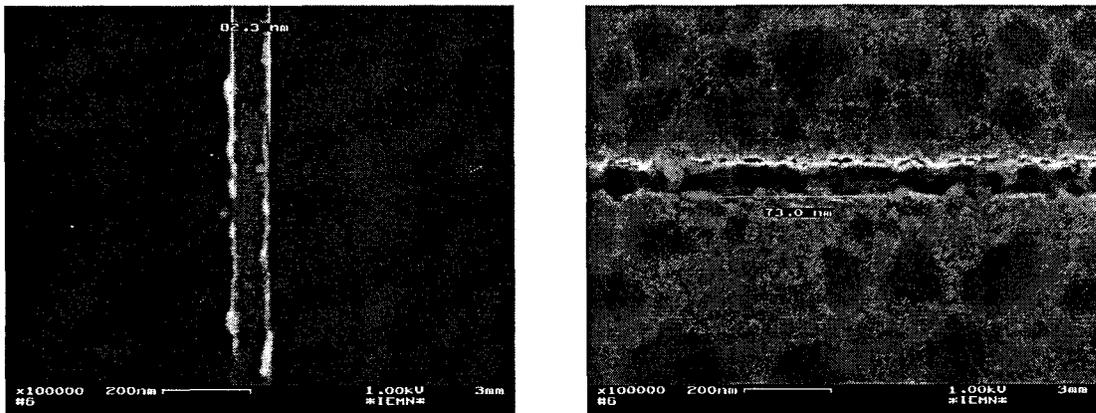
Photos III.25: Observation au M.E.B. de lignes métalliques réalisées à partir d'un "design " 50nm. - a) - Aspect réseau - b) - Zoom sur une ligne de 50nm

La morphologie du masque métallique semble d'une définition correcte mais montre des effets de " lichettes " sur le contour des lignes. Afin de diminuer cet effet, une réduction de l'épaisseur de métal à 150Å a été envisagée mais n'améliore que sensiblement ce

phénomène qui ne présente d'ailleurs pas un caractère reproductible, sans doute lié à des opérations de recuits trop critiques.



Photos III.26 : Exemple de lift-off présentant des difficultés de réalisation - Observations au microscope optique (X 150) - a) - Légère amorce puis blocage du lift-off de la matrice réseau de lignes élémentaire - b) - La métallisation subsiste partiellement; le Lift-off demeura incomplet.



Photos III.27 : Ligne métallique de 100nm de largeur réalisée à partir d'un bicouche PMMA 4% + PMMA 3% pour deux doses différentes

En effet, une structure multicouches utilisant le même solvant peut présenter des problèmes de miscibilité si la température de recuit n'a pas été suffisante pour évaporer le solvant. Cette difficulté a donc été surmontée en substituant à la première couche de PMMA, un copolymère de composition différente utilisant un autre type de solvant.

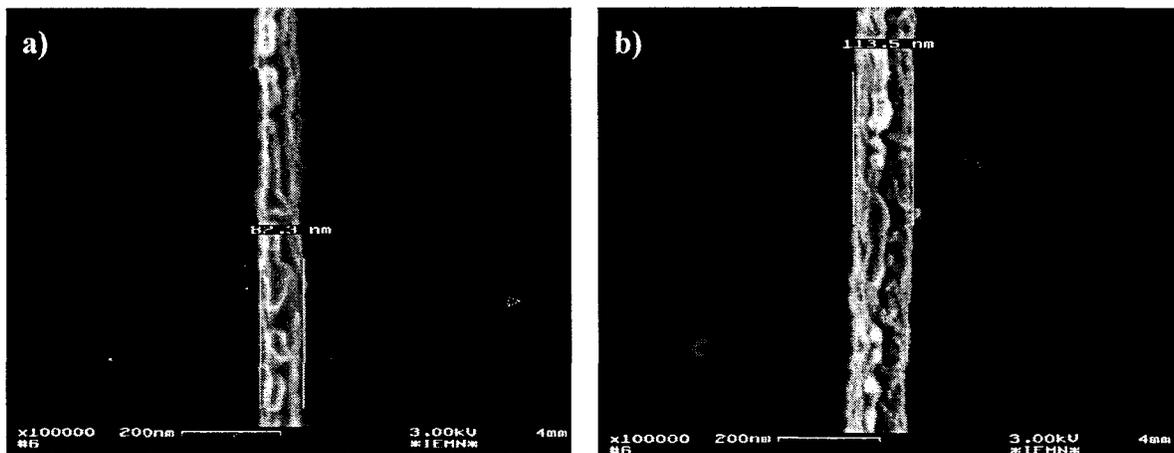
III.4. b Copolymère 14%+PMMA 3%

La combinaison de copolymère P(MMA-MAA) (poly (methacrylate de mathyle - méthacrylate) avec la résine PMMA a permis l'essor des systèmes

multicouches notamment pour la réalisation de grille de transistors en " T " à partir de techniques bicouche et tricouche. Le copolymère présente le double avantage d'utiliser un solvant différent l'éthyllactate qui ne pose plus de problème de miscibilité des couches entre elles et d'être plus sensible aux radiations que la PMMA. De plus, la source de révélation développe indistinctement les deux résines.

Des premiers essais mettent en oeuvre une première couche de copolymère P(MMA-MAA) 14% d'épaisseur 6500Å pouvant accueillir des épaisseurs de métallisation de 3000Å, suivie d'une couche de PMMA (950K) 3% de 630Å d'épaisseur.

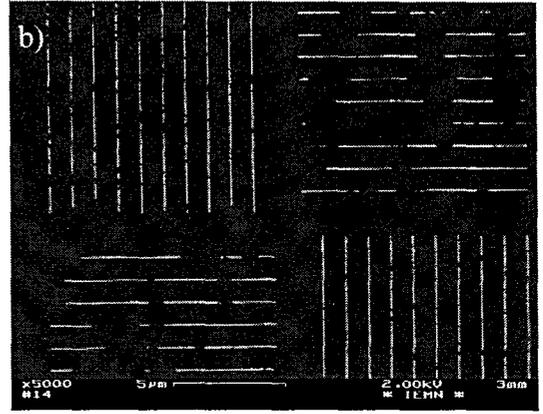
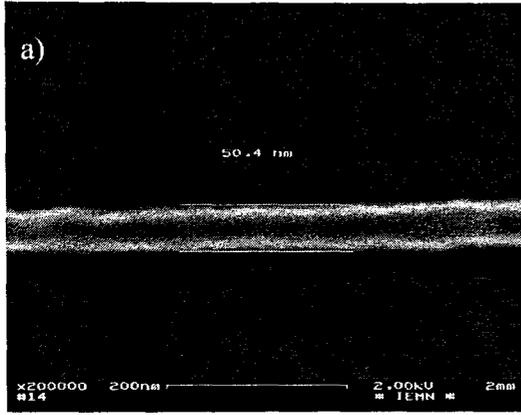
Les observations au MEB (Photos III.28) dévoilent une morphologie de ligne métallique chahutée en volume. Ces perturbations peuvent devenir indésirables et influencer sur la définition du mur lors de l'étape de gravure (action verticale).



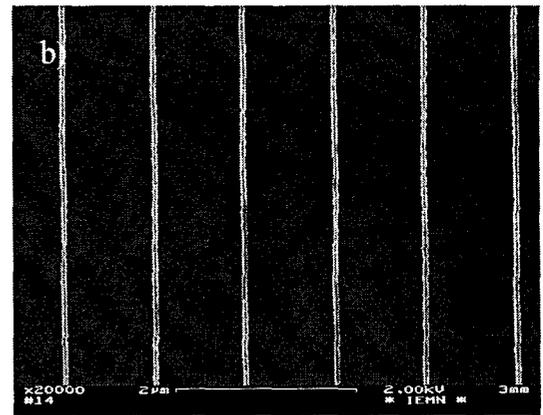
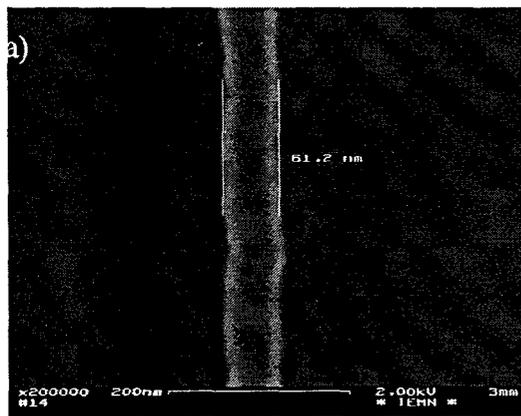
Photos III.28 : Lignes métalliques réalisées par un procédé de résinage bicouche copo. 13% et PMMA 3% :
- a) - à partir d'un design de 100nm - b) - à partir d'un design de 50nm

De même, il a été possible de réaliser avec un design 50, des largeurs de lignes de 80nm malgré certaines irrégularités observées (bords "morcelés"). Cette dispersion provient sans doute d'une épaisseur de copolymère trop importante qui engendre une dispersion du faisceau d'électrons lors de l'insolation au regard des faibles dimensions des motifs.

Techniquement, au niveau du masqueur électronique, il semble improbable d'assurer une ouverture de plusieurs dizaines de nanomètres dans ce système avec une grande précision. Il paraît donc judicieux d'élaborer un bicouche de faible épaisseur ayant pour vocation la réalisation de motifs ultimes " haute définition ".

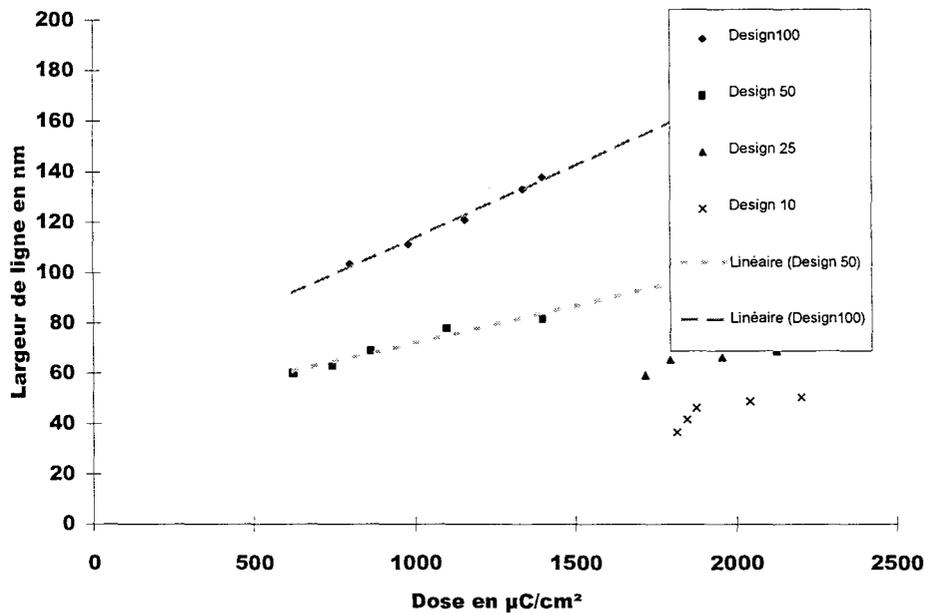


Photos III.30 : Lignes obtenues avec un design 50 : - a) - largeur de ligne identique à celle du motif (design) - b) - matrice incomplète composée de ligne de largeur 50nm mettant en évidence un effet de sous dosage.



Photos III.31 : Lignes obtenues à partir d'un design 50 : - a) - largeur typique de lignes de 60nm - b) - illustration de la première matrice de lignes entièrement définie

Cependant, on a pu remarquer une dépendance linéaire de la dose sur la largeur des lignes obtenue après lift-off (Courbe III.22).



Courbe III.22 : Etude de nanoréalisation de lignes : Influence de la dose et du design sur la largeur des lignes après lift-off.

III.4. c Bicouche haute résolution

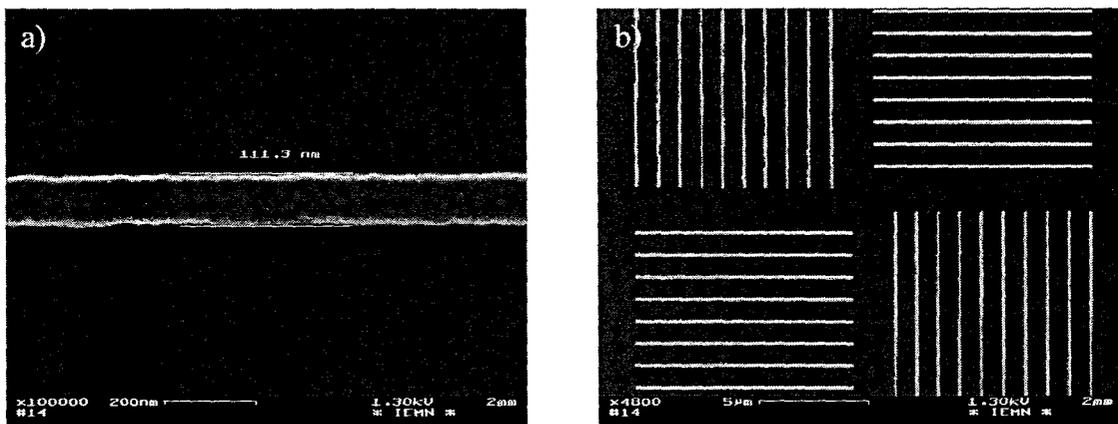
Pour cela, nous nous sommes investis dans une autre association bicouche composé d'un niveau de 750Å de copolymère 4 % et d'un niveau PMMA 3 % de 350Å. Ces grandeurs ont permis une opération de lift-off offrant une épaisseur maximale de métallisation pouvant aller jusqu'à 400Å ; celle-ci semble satisfaisante au niveau de la tenue mécanique, ainsi qu'au niveau de l'épaisseur de métal autorisant ultérieurement une sélectivité de la gravure suffisante. Cette phase de lift-off pourra être accompagnée d'un traitement d'ultra-son pour les épaisseurs les plus importantes.

Les opérations de lithographie électronique effectuées préalablement tout au long de cette étude utilise le masqueur dans sa configuration optimum de fonctionnement : Nous avons travaillé à 100 keV avec une résolution de 10-25nm une taille de diamètre de faisceau de 25-35nm et un courant de 300-400pA.

1) Influence de la dose

Afin de réaliser des réseaux "haute résolution" une première technique a consisté à minimiser l'insolation. Aussi, en se fixant une résolution et un diamètre de spot de 25nm, quatre balayages du faisceau d'électrons ont permis la faisabilité de matrices de lignes de largeurs 100nm avec une très bonne définition (<5%) et une excellente uniformité.

Ces résultats ont débouché suivant la même méthodologie vers la fabrication de lignes 50nm.

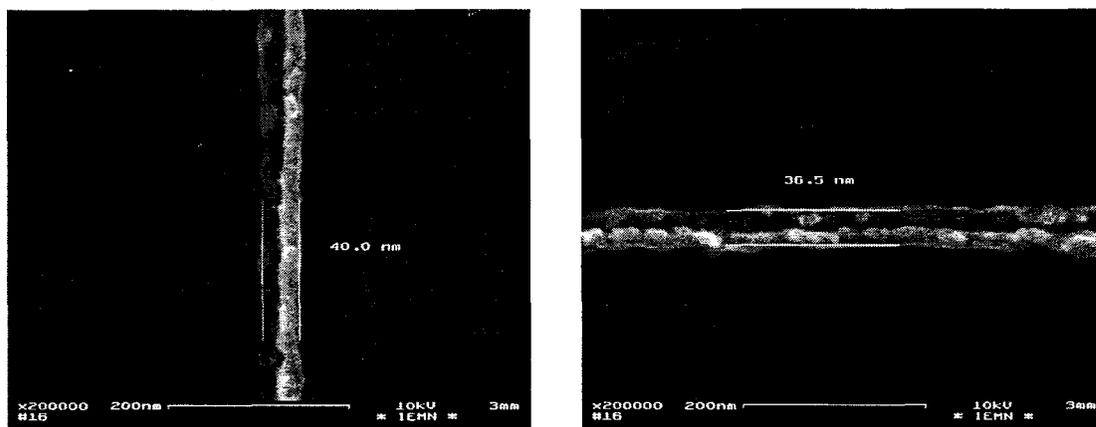


Photos III.29 : Lignes réalisées avec un design 100 : - a) - première matrice de lignes entièrement définie qui fixera le choix de la dose à prendre en considération.- b) - largeur de ligne de 105-110 nm pour cette dose.

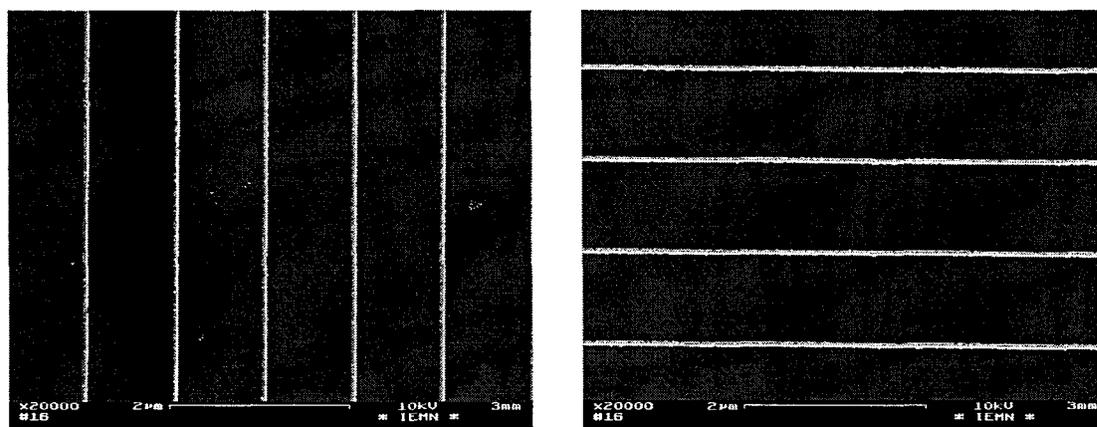
Autrement dit, définie, la largeur des lignes réalisées est supérieure à celle initialement, phénomène qui peut être attribué au débordement du faisceau gaussien.

Aussi, la nano-réalisation de lignes métalliques inférieures à 50nm a t-elle été poursuivie par une technique de surdosage. En effet, à partir d'un masque au motif largement plus petit que celui désiré (diamètre de spot supérieur au design) et en se limitant à un balayage unique, une surexposition des résines entraîne une ouverture et par conséquent une largeur de ligne plus importante que celle définie initialement. Par ajustement des paramètres (design, diamètre de spot et dose), ceci permettra, dans le principe, d'atteindre rapidement des lignes étroites. Des essais ont été menés à partir de design 25 et 10 pour un diamètre de spot de 25-30nm. D'après la courbe III.22, l'influence de la dose laisse apercevoir un comportement qui tend vers une de saturation de la largeur de ligne pour les fortes insulations.

La mise en place de cette méthode a conduit à la réalisation de réseau de lignes de 30-40nm de largeur avec un design 10 (Photos III.32 et III.33).

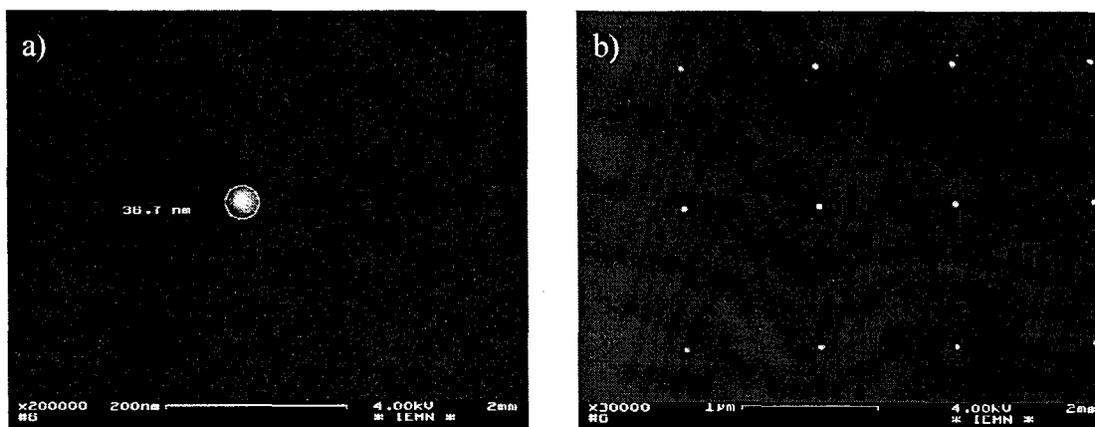


Photos III.32 : Lignes typiques réalisées à partir d'un design 10 : ligne de largeur de 30-40 nm issue de la première matrice complètement définie



Photos III.33 : Réseaux de lignes de largeur 30-40nm issue d'un design 10 : Illustration suivant les 2 directions de la première matrice entièrement définie qui déterminera en conséquence le niveau de la dose à utiliser.

Ces résultats ont été appliqués à la réalisation, avec un design 10 de ronds, de 30-40 nm qui, après gravure, se transformeront en sites émetteurs de type piliers.



Photos III.34 : Ronds métalliques typique obtenus avec un design 10 après "lift-off" : - a) - diamètre de ronds de 30-40nm. - b) - réseau de ronds espacés de 1 μ m

Ces résultats prometteurs peuvent être encore améliorés en réduisant le diamètre de spot donné pour une valeur de 10nm. La couche supérieure de PMMA donnant lieu à la fabrication de la ligne métallique finale ne constitue pas en soi une limitation puisqu'elle a déjà fait l'objet de réalisation de structure³⁷ de 5-7 nm.

2) Potentialité d'intégration

Ces lignes haute définition apporteront d'une part une réduction considérable de l'apex favorable à une émission de courant et d'autre part contribueront activement à l'obtention de réseaux haute densité.

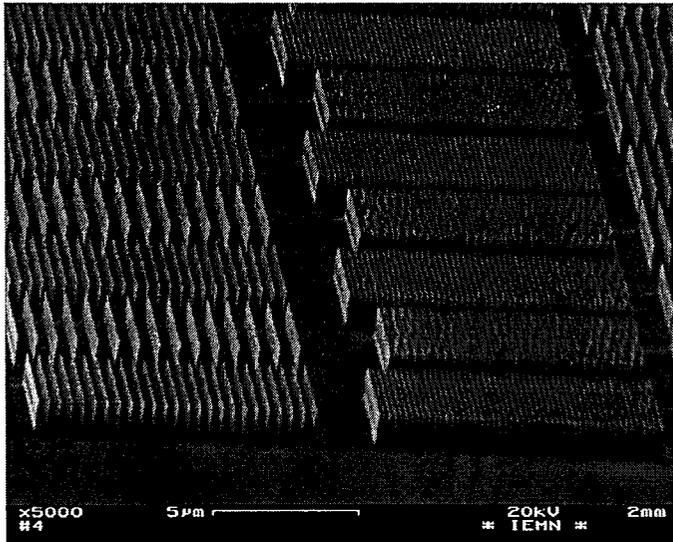
Une première ébauche des possibilités d'intégration a consisté à appliquer le procédé précédent (largeur de ligne 30-40nm) sur des réseaux de lignes avec une diminution de l'espacement inter-structures réduit à 700nm, 600nm, 500nm, 400nm, 200nm et 150nm sans correction de proximité (Photos III.35).

La photo (III.35).souligne des problèmes d'interaction pour le pas de répétition de 150nm. Tous les autres se sont avérés concluants.

La réduction de l'espace inter-structure permet d'atteindre une densité d'intégration d'environ 5.10^7 lignes/cm².

L'application au cas de plot de 40-50 nm ayant un pas de répétition de 200nm entraînerait une densité d'intégration de $2,5 \cdot 10^9$ éléments/cm².

Ces valeurs pourraient encore être améliorées de manière sensible en opérant une correction de proximité des doses à partir de logiciel spécifique (Skeleton et Proxecco).



*Photo .III.35: Réseaux de lignes à espacement variable après gravure :
- En bas à droite le pas de répétition était de 200nm. Au dessus, 150nm.
- En bas à gauche, le pas est de 400nm. Au-dessus, 500nm.
Ces structures sont issues d'un design 10 et affiche des largeurs de ligne de 30-40 nm*

IV. Gravure GIR

Protégé par un masque de lignes de faible dimension (<100nm) réalisé préalablement, le substrat va alors subir une attaque verticale afin de dégager des profils de type "murs" ou "piliers". De ce fait, plusieurs points délicats comme le choix du matériau constituant le masque et le type de gravure associé sont à examiner.

IV. 1. Choix du matériau constituant le masque

Le matériau constituant le masque devra répondre à certaines exigences notamment durant l'étape de gravure.

En premier lieu, il devra faire preuve d'une excellente adhérence sur le substrat. Sur support GaAs, dans le cas de masque métallique, une couche dite "d'accrochage" (Ti,Ni,...) est préalablement déposée. L'utilisation de promoteurs d'adhérence est préconisée dans le cas de résine.

Dans un deuxième temps, ces masques devront faire face aux agressions chimiques et physiques lors de l'étape de gravure. Autrement dit, le matériau sélectionné devra faire l'objet d'une sélectivité optimum vis-à-vis de la gravure GIR. Si la sélectivité est faible, le masque devra présenter une épaisseur plus importante. Une forte sélectivité peut conduire, dans le cas où les résultantes de la gravure sont peu volatiles, à un redépôt des résidus évacués amenant un phénomène de "micro-masquage" (Photo III.36).

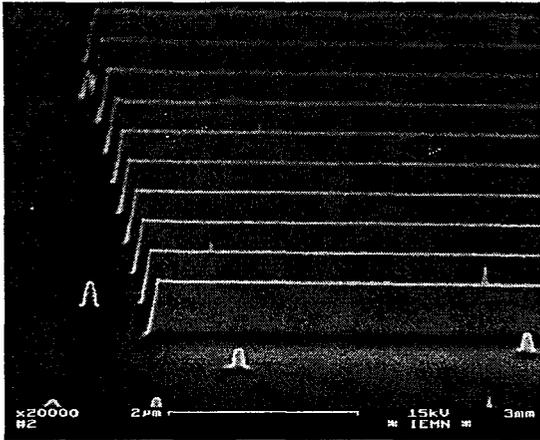


Photo III.36 : Observation M.E.B. d'un léger phénomène de "micromasquages" obtenu avec des masques Ti.

Pour la réalisation de masque haute résolution (<100nm), l'épaisseur du film de matériau déposée sera très faible. Pareillement, une forte verticalité des flancs du masque devra être observée afin d'obtenir la définition souhaitée. Par ailleurs, l'aspect haute résolution repose sur la qualité de l'étape de "lift-off".

Plusieurs natures de masques ont été envisagées, notre investigation s'étant arrêtée sur l'alliage Ti-Au qui semble répondre au mieux aux exigences ci-dessus (Tableau III.18).

Matériau	Rapport des vitesse de gravure V_{GaAs} / V_{masque}
AZPN114	3
Au	>30
Ti	>20
GaAs	1

Tableau III.18 : Etude de sélectivité de matériaux e dans les conditions de gravure G.I.R. retenues pour la réalisation de réseaux haute densité

IV. 2. Choix de la gravure

La Gravure Ionique Réactive (ou R.I.E: Reactive Ionic Etching) résulte d'interactions physiques et chimiques du plasma avec la surface exposée ce qui permet en terme de profil de ne pas être limité par les directions cristallographiques.

Aussi, l'objectif visé étant de réaliser des émetteurs à flancs verticaux proches de la structure idéale, cela implique que l'action physique de l'attaque G.I.R sera ici privilégiée. En effet, dans ce cas l'impact ionique lors de la pulvérisation de la surface rompt les liaisons de la couche superficielle de manière à ce que les molécules ainsi libres puissent réagir avec les espèces chimiques pour former des espèces volatiles.

La multitude des paramètres (pression, combinaison de gaz, débit, puissance RF, temps d'attaque,...) apporte une certaine souplesse à la gravure sèche se répercutant sur les morphologies, les profils et les états de surface obtenus; en contre partie, une étape de mise au point du procédé plus systématique³⁸ s'avère nécessaire. Sur GaAs, de nombreux éléments gazeux sont disponibles^{39,40,41,42,43} et notre choix s'est porté sur SiCl_4 ^{44,45}.

Le procédé de gravure défini résulte du protocole suivant :

- Dans le but de conserver une vitesse d'attaque raisonnable sans trop endommager la surface, une puissance RF de 100W a été adoptée.
- Le travail à basse pression (5mTorr) présente l'avantage de minimiser les dommages et favorise le mécanisme physique.
- Le débit de SiCl_4 [2sccm] influe également sur la nature de l'attaque, la réaction chimique avec le substrat formant des éléments de type GaCl_3 ou AsCl_3 issus des ions Cl^+ qui, assistés par un important flux [10sccm] d'Argon (non réactif) permettent une évacuation efficace des espèces résultantes.
- Le temps d'attaque est assez long ($1\mu\text{m/h}$) afin de minimiser les problèmes de "pollutions". De plus, la gravure se déroulera par cycles (~10 min.) entre lesquels l'attaque sera arrêtée pour revenir à une pression de base facilitant l'évacuation des espèces.
- Ajoutons que chaque gravure GIR est précédée d'un nettoyage de la chambre du bâti suivi de plusieurs heures de pompage.

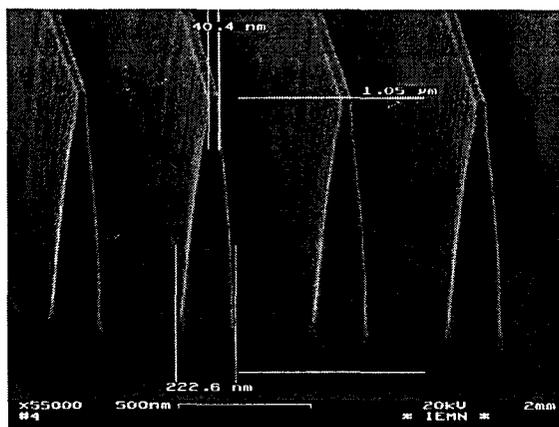


Photo III.37 : Réalisation typique de réseau de structures "pilliers" (murs) obtenues à partir de gravure G.I.R SiCl_4 .

(α = angle de verticalité = $\arctan [(b-b')/(2 \cdot h)]$); ra = rapport d'aspect = $2 \cdot h / b$)

masque	temps de gravure (min.)	h(μm)	b(nm)	b'(nm)	ra(μm)	$\alpha(^{\circ})$	remarques: masque
carrés 2μm	60	1,65	2500	1800	1,3	12,8	résine 6500Å
lignes 100nm	20	0,51	151	90	6,74	3,42	métal 250Å
lignes 80 nm	50	0,784	280	83	5,6	7,1	métal 350Å
lignes 40nm	60	1,06	222	40	9,45	4,7	métal 350Å
lignes 40 nm	60	1,05	172	40	12,2	3,59	métal 350Å

Tableau III-19

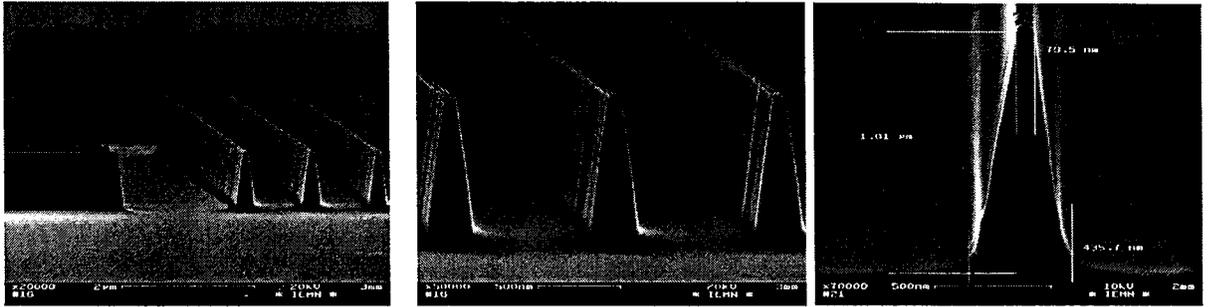
Néanmoins, le gaz utilisé SiCl_4 , soulève quelques soucis de "micro-masquages". Ceux-ci proviennent de l'apparition de masques parasites issus d'une contamination résultant de la présence d'impuretés dans le bâti ou de l'éjection des espèces gravées au cours de l'attaque. Ces problèmes dépendent des matériaux constituant le masque (résines, nitrures, métaux...) sensibles à la nature chlorée du gaz et aux effets cumulés physico-chimiques.

Les résultats technologiques de ces travaux de réalisation de microémetteurs par voie sèche sont rassemblés dans le tableau III.19 et dans le paragraphe suivant.

V. Réalisations technologiques et caractérisations électriques

V.1. Réalisations technologiques

Les premiers réseaux microniques ont été réalisés à partir d'un résinage bicouche de PMMA qui ont conduit à l'obtention de 640 000 lignes de largeur 80 nm distantes de 1 μm. Les photos III.38 illustrent l'intérêt porté par cette technique.



Photos III.38: Réalisation des premiers réseaux de murs - Typiquement ces structures présentent une largeur au sommet de 80nm et une hauteur (profondeur gravée) de 0,8 et 1 μm.

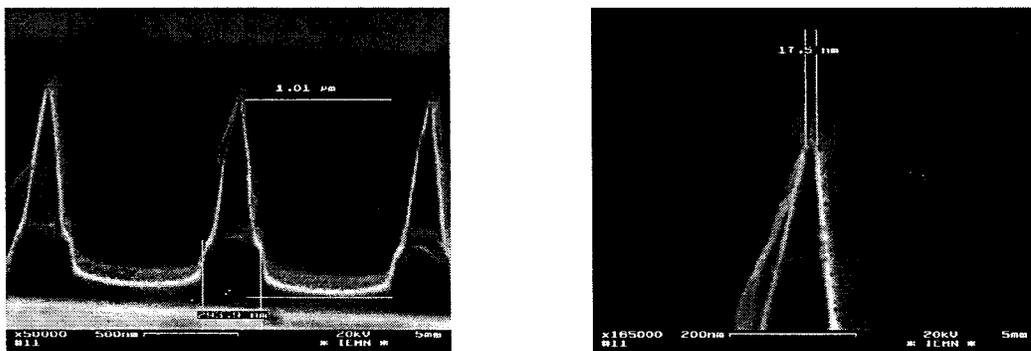
En terme de caractérisation électrique, il est à noter que ces structures donneront (§III-3 . V.2) des résultats en émission de courant prometteurs.

Au devant de ces résultats encourageants, l'objectif de puissance implique un affinement éventuel des structures et une augmentation du nombre de sites émetteurs. Tel que se présente le réseau (photos III.38), une intégration plus élevée conduirait alors à réduire l'espace inter-structure, à diminuer la largeur de la base des microlames.

Ces deux possibilités sont envisagées par la suite.

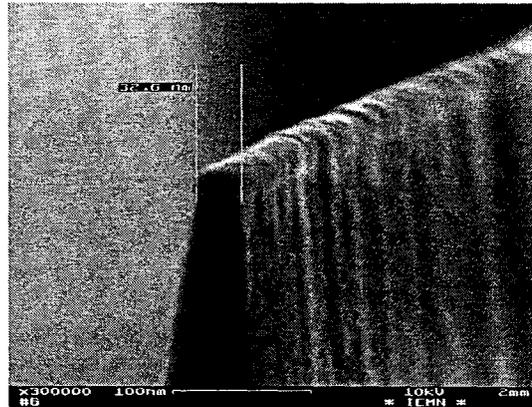
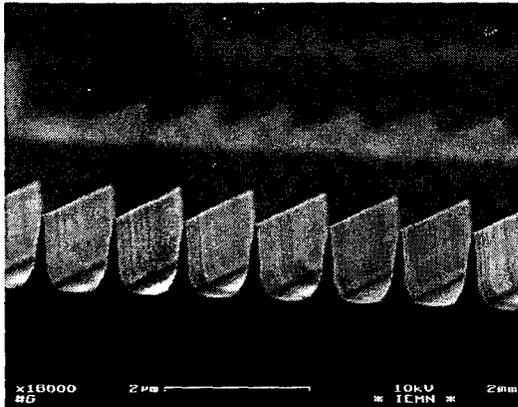
Plus immédiat, l'affinement de murs reste une tâche très délicate en terme d'observation et d'élaboration. La solution d'attaque devra privilégier une vitesse de sous-gravure extrêmement lente tout en conservant le profil avantageux des murs de forte verticalité.

La composition $H_3PO_4/H_2O_2/H_2O$ apparaît particulièrement adaptée et a permis de ramener la largeur au sommet (Photos III.39) à des valeurs inférieures à 20nm. Néanmoins, cette solution offre une cinétique d'attaque encore trop rapide (1800Å/min - refroidi à 4°C).



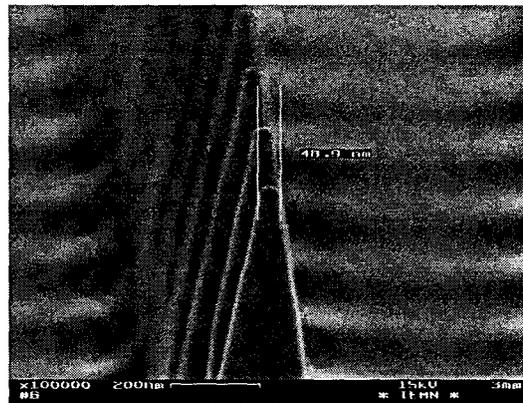
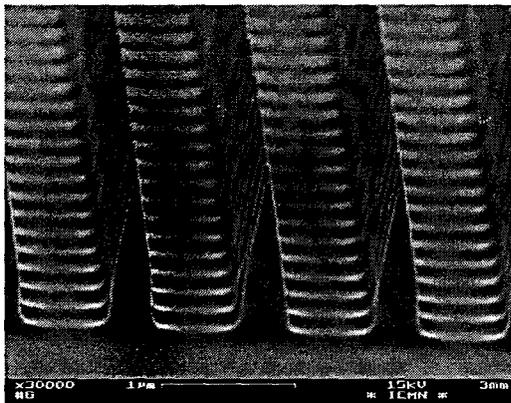
Photos III.39 : Structure murs affinée par solution humide $H_3PO_4/H_2O_2/H_2O$ - à gauche vue en coupe du réseau - à droite zoom sur l'apex affiné à 18nm (rayon de courbure de <10nm)

L'autre possibilité a consisté à porter un effort particulier à la lithographie électronique en vue de réaliser des masques de lignes de largeurs minimales. Les différents aménagements du process technologique que nous avons présentés ont répondu à cette visée et des murs de 30 à 40 nm (Tableau III.19) de largeur ont pu être réalisés (Photos III.40) par la technologie bicouche "haute résolution" (§III-3.III.4.c).



Photos III.40 : Réalisation de réseaux de murs présentant une largeur typique au sommet de 35nm et une hauteur de 1µm.

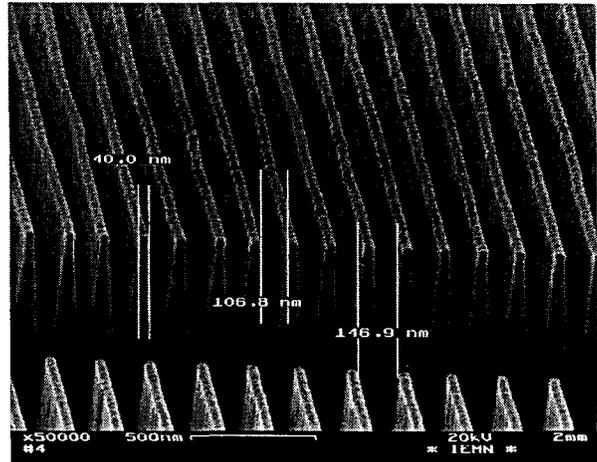
De même, des structures piliers ont pu être développés (Photos III.41) observant ainsi une densité d'intégration de 10^8 piliers/cm².



Photos III.41 : Réalisation de réseaux de piliers présentant une largeur typique au sommet de 50nm et une hauteur de 1µm.

Ce procédé technologique permettrait d'ailleurs avec quelques améliorations spécifiques (§III-3.III.4.c) d'obtenir des densités d'intégration supérieures à $60 \cdot 10^6$ murs/cm² ($4 \cdot 10^9$ /cm² pour des piliers). La photo III.42 témoigne de la faisabilité de réseaux de murs où l'espacement inter-structures a été réduit à 150nm.

Photo III.42 : Optimisation de la densité d'intégration de murs présentant une largeur typique au sommet de 40nm et une hauteur de 1µm.

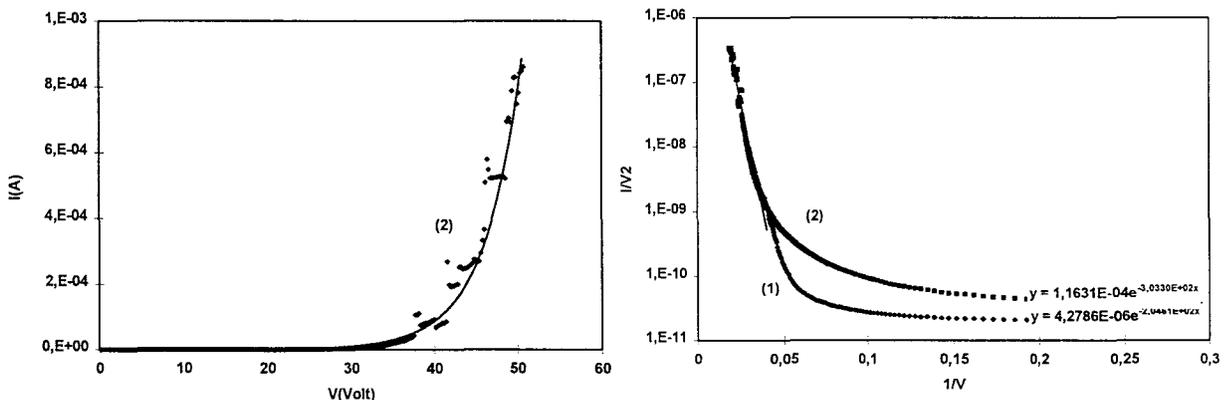


Ce procédé pourrait se projeter au cas de piliers de 40nm de diamètre et ainsi offrir pour un même espacement inter-structure de 150nm, des densités d'intégration de réseaux de 4.10^9 piliers/cm².

V. 2. Caractérisations électriques de réseaux haute densité

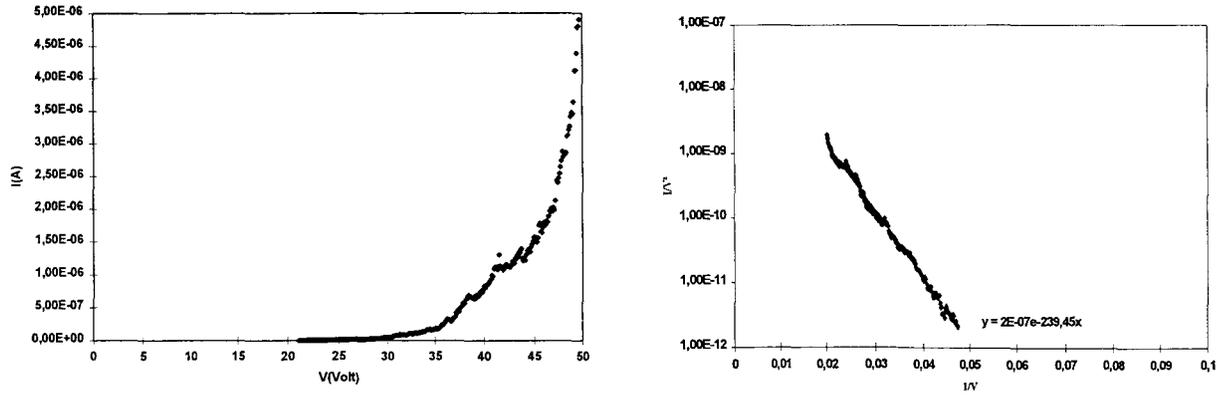
D'une manière analogue, la caractérisation en émission et l'analyse des résultats a été entreprise ici sur des réseaux de "murs".

Les caractéristiques I-V montrent un niveau de courant systématiquement plus élevé d'un à deux ordres de grandeur (Courbes III.23, III.24 et III.25) par rapport au courant obtenu sur les réseaux gravés chimiquement et ceci pour des tensions de démarrage et des surfaces d'échantillons comparables.



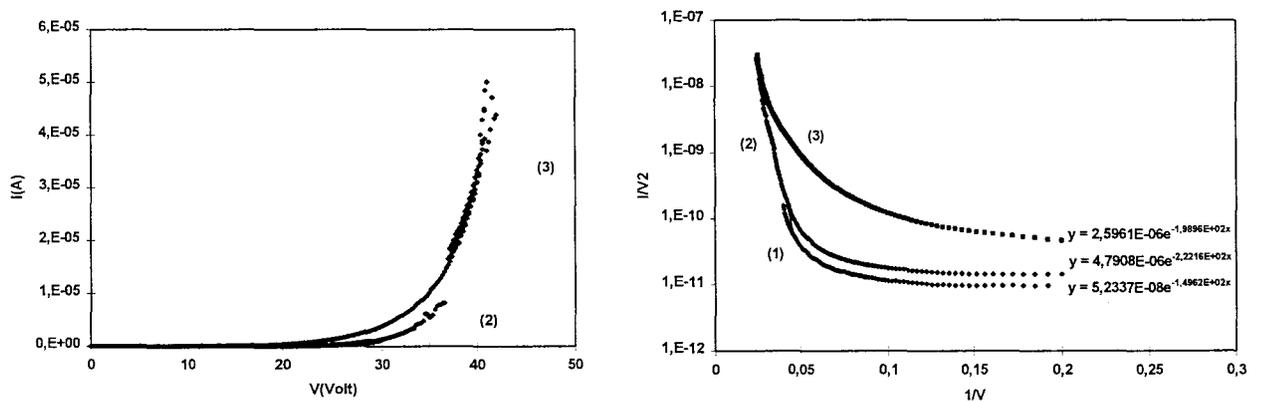
Courbes III.23 : Caractéristiques d'émission d'un réseau de murs haute densité (murs 60nm) réalisés par Gravure Ionique Réactive.

Ainsi, un courant maximum de 1mA a été mesuré à 50V sur un réseau de murs de 10 mm² de surface (Photo III.38). Cette performance rejoint l'état de l'art en émission⁴⁶ de courant de réseaux de micro-émetteurs sur matériaux AsGa.



Courbes III.24 : Caractéristique d'émission d'un réseau de murs haute densité (murs 30-40nm) réalisé par G.I.R

On peut noter que les diagrammes de Fowler-Nordheim associés présentent des caractéristiques linéaires sur plusieurs décades, signe probable d'une meilleure uniformité des sites émissifs. Les paramètres extraits de ce tracé sont présentés dans les tableaux III.20 et III.21 et le bon accord obtenu entre les différentes techniques de dépouillement conforte cette hypothèse. Les valeurs ainsi extraites sont d'autant plus voisines que l'écart-type est faible.



Courbe III.25 : Caractéristiques d'émission d'un réseau de murs haute densité affinés par gravure chimique.

Caractéristiques	h (μm)	pente	ordonnée à l'origine	β (m ⁻¹)	r_0 (m)	r_{min} (m)	S_{tot} (m ²)
murs 30-40nm (Fig.III.24)	1	240	2×10^{-7}	2.22×10^8	7.4×10^{-11}		8.96×10^{-20}
murs 60nm (1) (Fig.III.23)	0.8	204	4.3×10^{-6}	2.61×10^8	5.2×10^{-11}		1.4×10^{-18}
murs 60nm (2) (Fig.III.23)	0.8	303	1.2×10^{-4}	1.76×10^8	7.9×10^{-11}		8.4×10^{-17}
	0.8	270	2.9×10^{-8}	1.9×10^8		6.9×10^{-11}	
murs affinés (1) (Fig.III.25)	1	149	5.2×10^{-8}	3.6×10^8	3.7×10^{-11}		9.1×10^{-21}
	1	81.7	5.3×10^{-12}	6.5×10^8		1.9×10^{-11}	
murs affinés (2) (Fig.III.25)	1	221	4.6×10^{-6}	2.4×10^8	5.7×10^{-11}		3.6×10^{-18}
	1	152	1.9×10^{-10}	3.5×10^8		3.7×10^{-11}	
murs affinés (3) (Fig.III.25)	1	199	2.6×10^{-6}	2.7×10^8	5.1×10^{-11}		8.1×10^{-19}
	1	215	1.1×10^{-7}	2.5×10^8		5.5×10^{-11}	

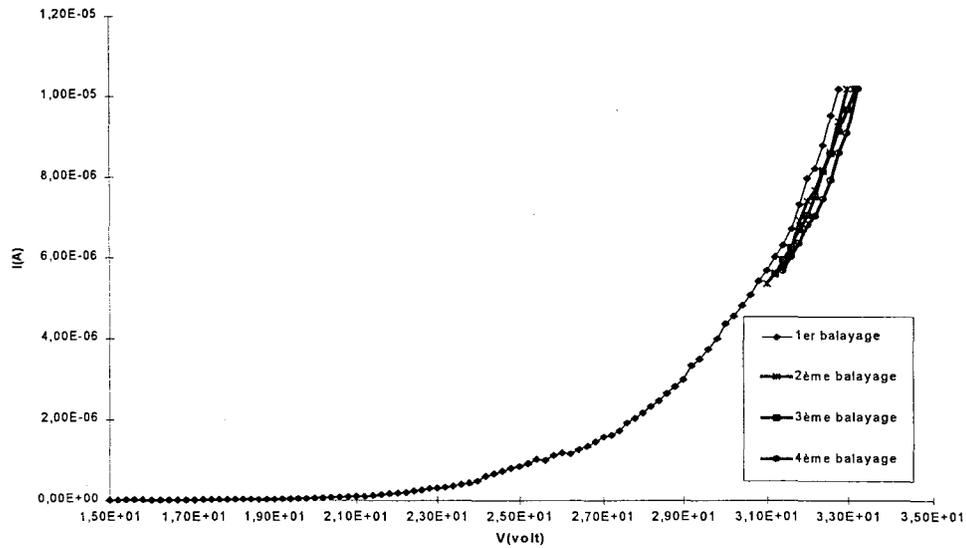
Tableau III.20 : Détermination du facteur β , du rayon moyen r_0 et de la surface totale d'émission S_{tot} à partir du tracé de Fowler-Nordheim $I/V^2=f(1/V)$ et du rayon minimal r_{min} à partir du tracé $I/V^4=f(1/V)$.

Caractéristiques	C_0	B_0	A_0	β (m ⁻¹)	r_0 (m)	S_{tot} (m ²)	σ_B	σ_r	σ_B/B_0
murs 60nm	5650	620	-4,8	8.5×10^7	1.8×10^{-10}	2.5×10^{-14}	106	2.5×10^{-11}	0.17
	8710	516		1.0×10^8	1.4×10^{-10}		93.3	2.1×10^{-11}	0.18
murs affinés (1)	1674	250	-15.6	2.1×10^8	6.5×10^{-11}	8.5×10^{-20}	57.8	1.3×10^{-11}	0.23
	4550	334		1.6×10^8	9.0×10^{-11}		67.4	1.5×10^{-11}	0.20
murs affinés (2)	3340	441	-9,7	1.2×10^8	1.2×10^{-10}	9.3×10^{-17}	81.7	1.9×10^{-11}	0.18
	12667	724		7.3×10^7	2.1×10^{-10}		112.5	2.7×10^{-11}	0.156
murs affinés (3)	911	179	-14	2.9×10^8	4.5×10^{-11}	2.1×10^{-19}	42.7	9.3×10^{-12}	0.24
	25300	926		5.7×10^7	2.8×10^{-10}		159.1	3.9×10^{-11}	0.17

Tableau III.21 : Détermination du facteur β , du rayon moyen, r_0 de la surface totale d'émission S_{tot} et de l'écart-type à partir de l'interpolation polynomiale: $\ln(I/V^2)=A_0-B_0/V+C_0/V^2$ et de la dérivée $d(\ln(I/V^2))/d(1/V) = -B_0+C_0/V = -B_0+\sigma^2/V$.

Cependant, il faut souligner que les rayons de courbure déduits du facteur d'activation β sont anormalement faibles (typiquement inférieurs à 1 Å), ce qui met en évidence les limites de validité de notre modèle. Si celui-ci a donné des résultats relativement cohérents en rayon de courbure dans le cas des structures pointe et lame réalisés par gravure humide, il semblerait que l'émission à partir de structures « murs » ne soit pas essentiellement conditionnée par le rayon à l'apex de la structure. En effet, compte tenu de la verticalité des flancs observée, on peut se demander si dans ce cas, l'émission ne serait pas plutôt localisée préférentiellement au niveau des arêtes, voire même des coins particulièrement aigus de la structure, exploitation qui

conduirait alors à des valeurs de rayons de courbure d'un ordre de grandeur supérieur c'est à dire du nm.



Courbe III.26 : Effet typique de la procédure de formation sur des réseaux de murs non affinés

Une autre remarque qu'inspirent ces résultats, concerne l'effet relativement faible de la procédure de formation (Courbe III.26): la caractéristique I-V évoluant peu, après plusieurs balayages successifs en tension, contrairement à ce qui est observé sur les réseaux de pointes ou de lames. On peut quand même noter que l'effet de la procédure de formation est plus visible sur les murs affinés (Courbe III.25) ce qui laisserait supposer un échauffement (affinement) du site émetteur alors plus localisé ou que la gravure chimique modifie notablement l'interface du matériau.

III- 4 Conclusions et perspectives

I. Conclusions

Les technologies développées pour mener à bien cette étude reposent sur différents procédés de fabrication de masques. Ces réalisations s'appuient sur une étape clef de lithographie, soit optique caractérisé par sa simplicité et son faible coût, soit électronique qui offre une excellente résolution et une grande souplesse de mise au point.

Ces investigations ont abouti à la mise en place d'un panel de masques de formes variables (rond, carré, rectangulaire...) et de natures différentes (nitrures, résine et métal).

(*h*: hauteur de la structure; *r*: rayon de courbure, *a*: largeur du masque, γ : rapport d'aspect, α : angle de verticalité à l'apex, *h/a*: indice d'intégration)

Solutions de gravure	forme d'émetteur	temps de gravure	h (μ m)	r(nm)	h/a
HF/HNO3/H2O	pointe (pyramidale)	1'	0,93	30-40	0,46
HF/H2O2/H2O	microlame (effilée)	30"	0,77	6-8	0,38
HF/H2O2/H2O	pointe (pyramidale)	35"	0,47	5-7	0,23
NH4OH/H2O2/H2O	mur (pilier)	2'	4,6	~50	0,47
HCl/H2O2/H2O	pointe (effilée)	2'-3'	1,1	10-30	0,55
HCL/H2O2/H2O	lame (effilée)	3'-4'	1,1	10-30	0,55
SICl4	pylône (piler)	1h	1	~20	25
SICl4	mur (pilier)	1h	1	~20	25

Tableau III.22 : Résumé des différentes caractéristiques géométrique des microstructures réalisée par les technologies "humide" et "sèche".

Cette diversité a conduit à une recherche de solutions de gravure chimique appropriée amenant à l'émergence de micro-émetteurs (Tableau III.22). En effet, une exploitation des propriétés cristallographiques du composé GaAs nous a conduits à sélectionner certaines solutions pour leur profil de gravure attractif. Ainsi, les solutions HF et HCl présentent des morphologies respectivement pyramidales ou effilées et isotropes, de hauteur 1-10 μm et affichent des rayons de courbures de 10 à 20 nm.

En outre, au regard d'excellents rayons de courbure de 5 nm, des structures "micro-lames" sont obtenues à partir de solutions HF/H₂O₂/H₂O. Très prometteuses également sont les particularités de gravure proposées par le système NH₄OH/H₂O₂/H₂O qui révèlent des structures de type pilier ou mur de très grande verticalité sur une hauteur de plusieurs microns.

Les réalisations technologiques issues des deux attaques choisies ont fait l'objet de caractérisations d'émission. Des les premiers essais, certains phénomènes de dérive de la caractéristique en courant en fonction de balayages successifs en tension, corrélés bien souvent à des problèmes d'extinction et de claquage ont pu être observés. Ces constatations ont été suivies par la mise en place d'un protocole de formation des échantillons jusqu'à reproductibilité des mesures. Malgré tout, il est à noter qu'il subsiste un lien entre la stabilité du courant mesuré et le type de gravure utilisé pour la fabrication des émetteurs. Ceci souligne le fait que l'émission est conditionnée par une couche superficielle d'oxydes à la surface des émetteurs. Un traitement de désoxydation et recuit a ainsi pu être établi. Des différences comportementales subsistent toutefois qui laissent supposer que l'épaisseur de la couche superficielle joue un rôle protecteur mais autoriserait l'émission après claquage d'oxyde. De nombreuses questions restent soulevées pour savoir quelle serait alors la composition de surface qui garantirait une efficacité maximale d'émission

L'interprétation des caractéristiques expérimentales n'a pas permis de porter des conclusions quantitatives sur les différentes technologies en terme de performances en émission. Néanmoins, les structures pointes présentent des valeurs de tensions "turn-on" plus faibles que celles des lames.

Des courants de plusieurs dizaines de microampères ont pu être typiquement obtenus avec tous les réseaux. Ces valeurs restent cependant faibles au vu du nombre potentiel

de sites émissifs. En effet, la caractérisation d'émetteur unique de type "pointe" et "lame" a montré une efficacité de courant respectivement de $0,35\mu\text{A}$ et de $20\mu\text{A}$. Ces résultats laissent entrevoir des potentialités intéressantes pour les microcathodes GaAs. De plus, cette dernière valeur milite en faveur des lames pour leur aptitude à émettre des courants plus intenses.

Les aléas de mesure (dispersion des points, discontinuité incohérente, ...) n'ont pas permis l'application systématique des modèles d'analyse statistique sur l'ensemble des relevés. Bien que les valeurs extraites des surfaces actives soient anormalement faibles, un bon accord comportemental a été notamment observé lors de la procédure de formation, sur les rayons de courbure.

Ainsi, l'effet ponctuel de l'émission semble diverger de la logique de réseau dans le cas des technologies humides. En effet, la perception à une échelle microscopique de la géométrie très localisée des profils a montré le réel potentiel des gravures "humides". Mais, d'un point de vue macroscopique, les effets de bord, de flux variables des attaques, tendent à troubler l'homogénéité de la gravure sur des surfaces importantes. De ce fait, le nombre de sites identiques n'est pas optimal ne favorisant pas l'objectif de puissance visé. A un instant donné, tous les émetteurs ne vont pas donner lieu à une même émission. Certains très effilés vont émettre intensément voire se détruire par échauffement thermique alors que d'autres trop émoussés ne donneront lieu à aucune émission.

Ainsi, statistiquement, cette technique de gravure semble mal adaptée à l'élaboration de réseau de microsources froides mais la variété des géométries révélées par les gravures et la performance délivrée par les émetteurs uniques montre que cette technologie trouve son potentiel dans son aptitude à pouvoir fournir des valeurs de courant importantes à partir d'un petit nombre de structures optimisées ou peut être à partir de configurations plus élaborées associant chaque pointe à une grille d'extraction proche de l'émetteur.

La deuxième partie de l'étude technologique a porté sur la réalisation de réseaux de haute densité où l'écriture électronique de motifs de dimensions minimales sur la résine visera à définir directement la zone d'émission des microsources. Ces travaux, après optimisation des paramètres d'écriture, ont

débouché sur la mise au point d'un processus bicouche haute résolution permettant d'élaborer des masques métalliques de type Ti-Au. De ce fait, la recherche d'une gravure verticale, à forte selectivité, et minimisant les dommages de la surface du matériau GaAs a abouti à l'optimisation d'une attaque plasma utilisant l'élément SiCl_4 .

Cette technique, reproductible, a conduit à la réalisation de réseaux de murs (Tableau III.22) de hauteur $1\mu\text{m}$, de largeur au sommet inférieure à 40nm , avec un espacement inter-structure de $1\mu\text{m}$ pouvant être réduit à $0.15\mu\text{m}$. Cette diminution autorise alors une densité d'intégration de $6 \cdot 10^7$ murs/ cm^2 . Une projection de cette technologie au cas de pilier (masque de rond) 40 nm de diamètre permettrait d'atteindre une densité d'intégration de $4 \cdot 10^9$ piliers / cm^2 . Ces résultats accrochent l'état de l'art et peuvent être sans doute améliorés par une optimisation de l'étape de lithographie (espacement réduit avec correction de proximité).

D'une manière similaire, ce type de structures a fait l'objet de caractérisations en émission qui manifestent systématiquement des niveaux de courant plus élevés. Un courant maximum de 1mA a été mesuré confirmant les valeurs rapportées par l'état de l'art sur le matériau GaAs.

Les diagrammes de Fowler-Nordheim associés à l'ensemble des caractéristiques I-V tendent à présenter une linéarité sur plusieurs décades, signe d'une bonne homogénéité des structures. Néanmoins, les valeurs géométriques extraites de l'analyse statistique s'avèrent anormalement faibles en surface active et rayons de courbure ce qui laisserait supposer une émission à caractère très ponctuel au niveau des arêtes des murs. Il est à noter cependant que les exploitations sur des murs ultérieurement affinés se rapprochent davantage de celles des réseaux chimiques et semblent plus en conformité avec les observations M.E.B.

II. Perspectives

Cette étude semble montrer que les microstructures GaAs ont un intérêt pour promouvoir l'émission électronique à partir d'un réseau. Néanmoins, la réalisation

technologique du réseau sur de grandes surfaces (cm^2) amène bien souvent des «inhomogénéités» dans la structure où certains émetteurs ont atteint leur capacité maximum d'émission et se détruisent alors que d'autres n'ont pas encore démarré.

Une autre philosophie que celle d'uniformiser les émetteurs permettant d'atteindre l'objectif de puissance consiste à «auto-limiter» le courant par structure élémentaire.

Une première méthode déjà mise en place pour des pointes métalliques et silicium dans l'application d'afficheur à écran plat, consiste à insérer une couche résistive entre chaque élément, assurant une limitation du courant. Cette technique mérite sans doute d'être développée dans le cas de notre matériau.

La deuxième suggestion profitant de l'avantage des matériaux III-V s'appuie sur l'insertion d'un matériau grand gap (hétérostructure) à proximité du sommet pour améliorer l'efficacité d'émission. La mise à profit de la résonance tunnel dans une telle structure où une hausse de tension entraîne une baisse de courant et donc un refroidissement de la zone active, assurerait par ailleurs, un rôle de protection «thermique». L'exploitation judicieuse de ce phénomène, dans une gamme de polarisation appropriée, améliorerait probablement les niveaux de courant obtenus.

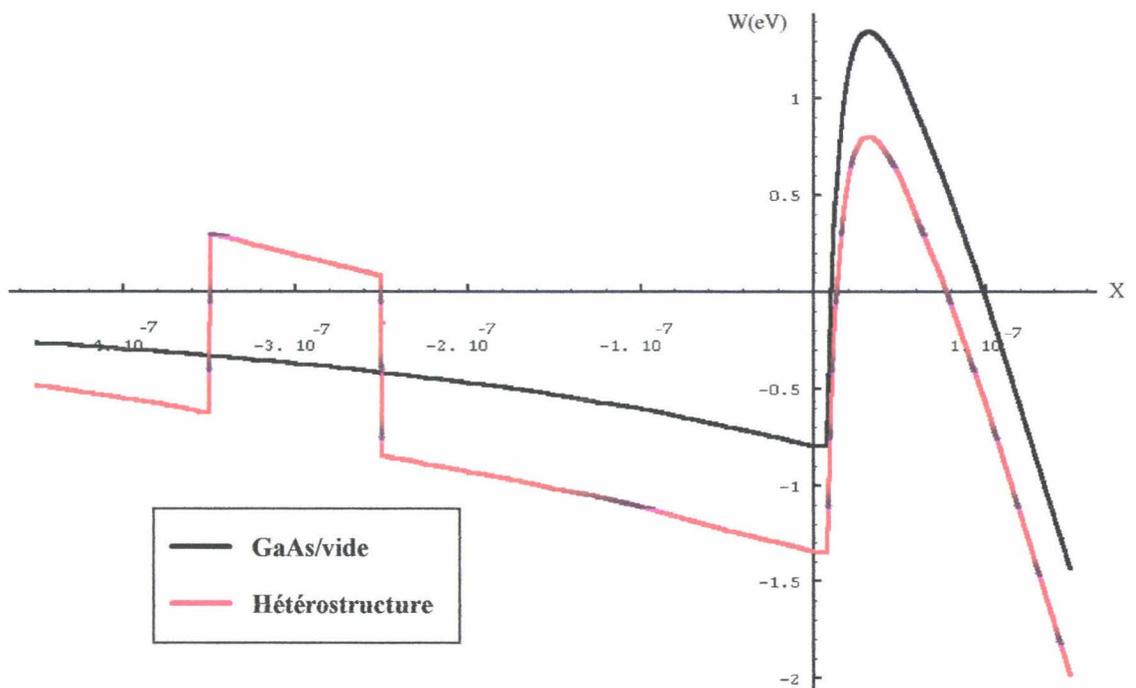
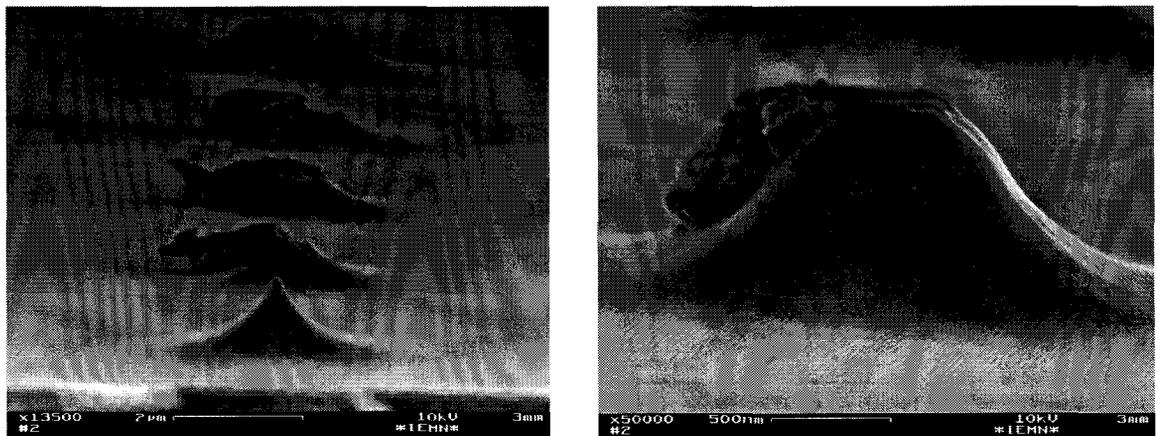


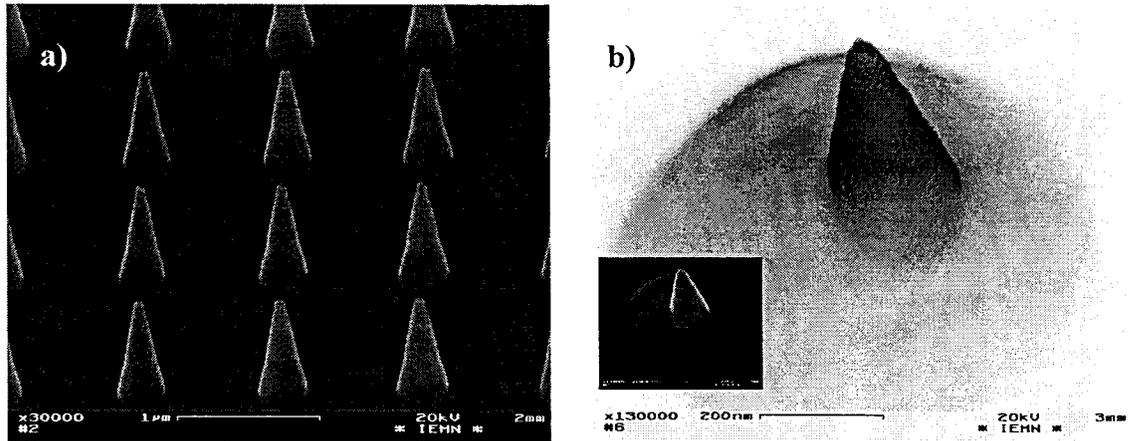
Fig. III.24 : Ingénierie de la bande d'énergie dans le cas d'une structure GaAs/vide et une hétérostructure : AsGa / AlAs / AsGa / vide : effet d'une hétérostructure

En outre, l'ingénierie de la structure de bande de l'hétérostructure procure une double barrière (Fig. III.24) et en première approche, montre la présence d'une zone vide de charges qui forcerait le champ électrique à pénétrer plus profondément dans le matériau en courbant davantage la bande de conduction et en diminuant implicitement la hauteur de barrière relative. Il en résulterait une amélioration de la densité d'électrons à un niveau d'énergie donné.

L'absence de contrôle individuel du courant entraîne une destruction thermique du site émetteur. Ce phénomène a été remarqué essentiellement dans le cas de «pointe». Cette dégradation semble provenir, pour des «pyramides» ou des structures effilées résultant des technologies humides, de la fusion de l'apex (Photos III.43) alors que les pylônes issus d'une technologie «sèche» montrent une dégradation plutôt localisée à l'embase de la structure (Photos III.44) Ceci pourrait expliquer les résultats décevants en courant (quelques μA) obtenus avec ce type de structures et souligne le rôle important de l'aspect thermique qui doit être pris en considération dans la recherche d'optimisation des dispositifs. Cette optimisation qui nécessiterait l'utilisation d'outils de simulation 3D, devrait prendre en compte les interactions éventuelles entre émetteurs soit liées aux effets de proximité de faisceaux voisins, soit dues à la configuration globale diode ou triode du dispositif. Instinctivement, la structure adéquate offrant un maximum d'efficacité aurait une forme de type micro-lame ou micro-mur affiné éventuellement.



Photos III.43: Observations MEB de pointes après émissions et extinctions successives



Photos III.44 : "pylônes de \varnothing à l'apex de 50nm" réalisés à partir d'une technologie "sèche" : a) avant émission - b) après émission

Sous un autre aspect, il serait intéressant d'approfondir l'aspect modélisation statistique afin de permettre de déterminer l'uniformité du réseau pour préciser ensuite de façon plus fiable les paramètres géométriques des émetteurs actifs. De toute évidence, tout ceci n'est envisageable que si la correspondance «théorie-expérimentation» reste clairement établie. Dans le cas de microémetteurs GaAs, ceci se traduit par la nécessité d'une meilleure connaissance du mécanisme d'émission par effet de champ dans les pointes semiconductrices III-V. La formulation de Fowler-Nordheim utilisée a été réduite pour les besoins de la thèse à une expression simplifiée, mais sans doute faudrait-il prendre en considération la contribution de phénomènes plus complexes (électrons lourds dans les vallées latérales, approximation à émission non nulle...).

D'un point de vue technologique, les techniques «humides» pourraient améliorer l'homogénéité de leur réseau par l'utilisation d'agents mouillants qui donnent un caractère hydrophile à la surface à graver et assurent de ce fait une action d'oxydo-réduction plus uniforme. Dans les opérations de gravure, le profil spectaculaire de micro-lames ou de murs réalisées à partir de solutions chimiques HF/H₂O₂/H₂O et NH₄OH/H₂O₂/H₂O méritent de plus profondes investigations. Quant aux gravures ioniques réactives, de grandes espérances se portent sur une composition gazeuse à base de BCl₃ qui permettrait des profils aussi bien isotropes que fortement anisotropes sur le matériau GaAs avec une excellente qualité de surface. Mais l'amélioration la plus probante provient à court terme, de la possibilité d'utilisation d'une correction de

proximité au niveau du masqueur électronique en vue d'augmenter encore la densité d'intégration des émetteurs.

Une des remarques sans doute à retenir de cet aspect technologique concerne la mise en évidence de l'importance de l'état de surface sur l'émission de courant. En effet, la surface doit être conditionnée à l'émission et de nombreux travaux restent à faire afin d'analyser la composition de la surface assurant une efficacité optimum. On notera par exemple l'influence du milieu environnant qui montre dans le cas de pointes métalliques une efficacité et une stabilité nettement améliorée après un traitement sous flux d'hydrogène.

Cette démarche qui pourrait être complétée par un recouvrement d'émetteurs avec des matériaux présentant une affinité électronique faible (Cs, Diamant, ZrC, HfC, GaN) illustre les nombreuses perspectives d'investigation des microcathodes froides.

Remarquons enfin qu'en ce qui concerne le dispositif de mesure, les imperfections de parallélisme cathode-anode dans une configuration diode appliquée sur une surface du cm^2 deviennent déterminantes et deux possibilités nous paraissent envisageables :

- la première repose sur le remplacement de la cale faisant office d'espaceur par un dépôt hautement isolant d'épaisseur suffisante par une technique C.V.D.
- La seconde plus communément adoptée consiste à associer au process de conception des microsources, une grille extractrice d'électrons placée dans le plan des émetteurs et auto-alignée avec chacun des sites élémentaires. Un contrôle de planéité satisfaisant est alors envisageable, configuration qui présente aussi l'intérêt d'élargir l'espace environnant l'apex des émetteurs, l'anode qui ne joue plus alors qu'un rôle de collecteur d'électrons pouvant être située à quelques centaines de microns des pointes.

BIBLIOGRAPHIE
CHAPITRE III

- ¹ R.N. Thomas, R.A. Wickstrom, D.K. Schroder and al., "Fabrication and some applications of large-area silicon field emission arrays", *Solid State Electron.*, n° 17, (1974), pp. 155-163
- ² D.O. Smith and J.S. Judge, U.S. Patent n°3,970,887 20 July (1976)
- ³ H.F. Gray, G.J. Campisi and R.F. Greene, *Techn. Digest. IEDM 86*, Washington, DC, USA, (1986), pp. 776-779
- ⁴ W.L. Chen, J.C. Cowles, G.I. Haddad and al., "Ohmic contact study for quantum effect transistors and heterojunction bipolar transistor with InGaAs contact layers", *J. Vac. Sci. Technol. B*, vol. 10, n° 6, (1992), pp. 2354-2360
- ⁵ C. Py and R. Baptist, "Stability of the emission of a microtip", *J. Vac. Sci. Technol. B*, vol. 12, n° 2, (1994), pp. 685-688
- ⁶ Q.Li, J.F. Xu, H.B. Song and al., "Instability and reliability of silicon field emission array", *J. Vac. Sci. Technol. B*, vol. 14, n° 3, (1996), pp. 1889-1894
- ⁷ R. Williams, "GaAs Processing Techniques", Artech House, (1984), 406 Pages.
- ⁸ M. Otsubo, T. Oda, H. Kumabe et al., "Preferential etching of GaAs through photoresist masks", *J. Electrochem. Soc.*, vol. 123, n° 5, (1976), pp. 676-680
- ⁹ Y. Mori and N. Watanabe, "A new etching solution system, $H_3PO_4-H_2O_2-H_2O$, for GaAs and its kinetics", *J. Electrochem. Soc.*, vol. 125, n° 9, (1978), pp. 1510-1514
- ¹⁰ J.J. Gannon and C.J. Nuese, "A chemical etchant for the selective removal of GaAs through SiO_2 masks", *J. Electrochem. Soc.*, vol. 121, (1974), pp. 1215-1219
- ¹¹ M. Higuchi, "GaAs polishing mechanism with NaOCl solution", *J. Electrochem. Soc.*, vol. 136, n°9, (1989), pp. 2710-2712
- ¹² D.N. MacFadyen, "On the preferential etching of GaAs by $H_2SO_4-H_2O_2-H_2O$ ", *J. Electrochem. Soc.*, vol. 130, n°9 (1983), pp.1934-1941
- ¹³ J.A. Chen, S.C. Lee and T.I. Ho, "The etching characteristics of (100) GaAs by $K_2S_2O_8-H_2O$ system", *J. Electrochem. Soc.*, vol. 132, n° 12, (1985), pp.3016-3019
- ¹⁴ H. Itoh and T. Ishibashi, "Selective and nonselective chemical etching of InGa(As)P/GaAs heterostructures", *J. Electrochem. Soc.*, vol. 142, (1995), pp.3383-3386
- ¹⁵ B.Y. Mao, J.A. Nielsen, R.A. Friedman and al., "The applications of citric acid/hydrogen peroxide etching solutions in the processing of pseudomorphic MODFETs", *J. Electrochem. Soc.*, vol. 141, n° 4, (1994), pp. 1082-1085
- ¹⁶ S. Adachi and K. Oe, "Chemical etching of GaAs", *J. Electrochem. Soc.*, vol. 131, n° 1, (1984), pp. 126-130
- ¹⁷ S. Adachi and K. Oe, "Chemical etching characteristics of (001) GaAs", *J. Electrochem. Soc.*, vol. 130, n° 12, pp. 2427, 1983
- ¹⁸ B. Tuck, J.S.K. Mills and al., "Chemical etching of (100) GaAs in the HNO_3-HF-H_2O system", *J. Mat. Sci.*, n° 11, (1976), pp. 847-854
- ¹⁹ D.F. Kyser and M.F. Millea, "Etching of Gallium Arsenide with Nitric Acid", *J. of Electrochem. Soc.*, Vol.11, n° 9, (1964), pp. 1102-1104
- ²⁰ T. Takebe, T. Yamamoto, M. Fuji and al., "Fundamental selective etching characteristics of $HF+H_2O_2+H_2O$ mixtures for GaAs", *J. Electrochem. Soc.*, vol. 140, n° 4, (1993), pp.1169-1180
- ²¹ S. Lida and K Ito, "Selective etching of Gallium Arsenide crystals in $H_2SO_4-H_2O_2-H_2O$ system", *J. Electrochem. Soc.*, vol. 118, n° 5, (1971), pp.768-771.
- ²² D.W. Shaw, "Localized GaAs etching with acidic hydrogen peroxide solutions", *J. Electrochem. Soc.*, vol. 128, n° 4, 1981, pp. 874-880
- ²³ J.R. Flemish and K.A. Jones, "Selective wet etching of GaInP, GaAs and InP in solution of $HCl/CH_3COOH/H_2O_2$ ", *J. Electrochem. Soc.*, vol. 140, n° 3, (1993), pp.844-847
- ²⁴ G. Yang and K.K. Chin, "Electron field emission through a very thin oxide layer", *IEEE Trans. Electron Devices*, vol.38, n° 10, (1991), pp. 2373-2376
- ²⁵ M. Xianji et Z. Hao, "Experimental research for the stability of field emission current at high vacuum", 4th Int. Vacuum Microelectronics Conf., Proc. of IVMC'91, Nagahama, Japon, (1991), pp. 184-185
- ²⁶ T.T. Tsong, "Dynamic behavior and instability of field emitter surfaces", *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 38, n° 10, (1991), pp. 2317-2319

- 27 M. Takai, H. Morimoto, A. Hosono and al., "Effect of gas ambient on improvement in emission behavior of Si field emitter arrays", 10th Int. Vacuum Microelectronics Conf., Proc. of IVMC'97, Kyongji, Corée, pp.416-420
- 28 B.R. Chalamala, R.M. Wallance and B.E. Gnade, "Effect of O₂ on the electron emission characteristics of active molybdenum field emission cathode arrays", J. Vac. Sci. Technol. B, vol. 16, n° 5, (1998), pp. 2859-2865
- 29 G. Hollinger, R. Skheyta-Kabbani and M. Gendry, Phy. Rev. B (condensed Matter), vol. 49, n° 16, (1994), pp. 11159-11167
- 30 W. Storm, D. Wolany, F. Schröder and al., "Analysis of stoichiometry and oxide growth of GaAs (100) by x-ray photoelectron spectroscopy and time-of-flight secondary ion mass spectrometry", J. Vac. Sci. Technol. B, vol. 12, n° 1, (1994), pp. 147-153
- 31 V. Filp, D. Nicolaescu, F. Okuyama and al., "Transport phenomena related to electron field emission from semiconductors through thick oxide layers", 11th Int. Vacuum Microelectronics Conf., Proc. of IVMC'98, Asheville, NC, USA, (1998), pp. 297-298
- 32 L.L. Shaw et H. Gray, "Emission limiting in silicon field emitters", 11th Int. Vacuum Microelectronics Conf., Proc. of IVMC'98, Asheville, NC, USA, (1998), pp. 146-147
- 33 C.W. Wilmsen, J. Vac. Sci. Technol., vol. 19, n° 3, (1981), pp. 279-89
- 34 K. Bock and H.L. Hartnagel, "Surface technology and ESD protection: Towards highly reliable GaAs microwave circuits", Semicond. Sci. Technol., n° 9, (1994), pp. 1005-1015
- 35 W. Chen and H. Ahmed, "Fabrication of 5-7 nm wide etched lines in silicon using 100 keV electron beam lithography and PMMA resist", Appl. Phys. Lett., vol. 62, n° 13, 29 March, (1993), pp. 1499-1501
- 36 P. Godts, A. Vanovershelde, P. Kropfeld and al., "Etude de cathode froide sur matériau GaAs", Rapport annuel du contrat DGA-DRET n° 94078, (1996), 62 pages
- 37 A.M. Haghiri-Gosnet, C. Vieu, G. Simon and al., "Nanofabrication at a 10nm length scale : Limits of lift-off and electroplating transfer processes", 6^{ème} Journées Nationales de Microélectronique et Optoélectronique III-V", Proc. of the JNMO'97, Chantilly, France, (1997), pp. 133-140
- 38 R. Hamelin, "Etude de réalisation d'émetteurs optiques intégrés sur matériaux III-V", Thèse de doctorat de l'Université des Sciences et Technologies de Lille, 17 Novembre 1995, 121 pages
- 39 N. Furuhashi, H. Miyamoto, A. Okamoto and al., "Chemical dry etching of GaAs and InP by Cl₂ using a new ultrahigh-vacuum dry-etching molecular beam epitaxy system", J. Appl. Phys., vol. 65, n° 1, (1989), pp. 168-171
- 40 R.E. Klinger and J.E. Greene, "Reactive ion etching of GaAs in CCl₂F₂", Appl. Phys. Lett., vol. 38, n° 8, (1981), pp. 620-624
- 41 V.M. Donnelly and D.L. Flamm, Solid state technol., vol.24, n° 4, (1981), p.161
- 42 R.E. Klinger and J.E. Greene, "Reactive ion etching of GaAs in CCl_{4-x}F_x (x=0,2,4) and mixed CCl_{4-x}F_x/Ar discharge", J. Appl. Phys., vol. 54, n° 3, (1983), p.1595
- 43 S. Semura, T. Ohta, T. Kuroda and al., "AlGaAs/GaAs buried Multiquantum well lasers with a reactive ion etched window facet", Jap. J. of Appl. Phys., vol. 24, n°6, (1985), pp. L463-465
- 44 G.J. Sonek, L. Jian-zhong, E.D. Wolf and al., "SiCl₄ RIE for GaAs optical waveguides", J. of Lightwave Technol., Vol. L.T-3, n° 5, (1985), pp. 1147-1150
- 45 A. Toda, T. Kobayashi, M. Dohsen and al., "Gain guided laser diode having a curved-mirror-cavity with a low astigmatism.", Appl. Phys. Letters, vol. 63, n° 6, 09 august, (1993), pp. 726-728
- 46 F. Charbonnier, "Voltage Breakdown in vacuum microelectronics microwave devices using field emitter arrays causes, possible solutions and recent progress", 10th Int. Vacuum Microelectronics Conf., Proc. of IVMC'97, Kyongju, Corée, (1997), pp. 7-16

CONCLUSION GÉNÉRALE

Conclusion générale

L'émergence de la microélectronique du vide nous a permis de souligner l'intérêt croissant de ce nouveau concept, communion des microtechnologies et des techniques du vide. Cette synergie conduit à de multiples applications en visualisation, télécommunications, capteurs..., l'illustration majeure étant l'afficheur à écran plat mettant en oeuvre des micropointes à émission de champ.

Le projet dans lequel s'inscrit ce travail vise à prospecter l'intérêt que peut engendrer l'utilisation de microcathodes froides dans une application hyperfréquence de puissance. De ce fait, l'objectif des travaux présentés dans ce mémoire a porté sur la conception et la caractérisation de réseaux de microsources à émission de champ sur matériau GaAs.

L'étude théorique de l'émission a été abordée avec une difficulté croissante afin d'élaborer des modèles simples permettant de mettre en évidence les spécificités des microstructures étudiées (natures, morphologies,...), d'autre part d'exploiter les caractéristiques en émission de nos échantillons. En s'appuyant sur la loi de Fowler-Nordheim traduisant l'injection par effet tunnel d'électrons du métal dans le vide, l'étude souligne l'extrême sensibilité de la densité de courant aux variations portées sur le champ électrique E ainsi que la dépendance au travail de sortie du matériau.

Pour faciliter l'obtention des champs électriques très élevés nécessaires, la réalisation de microstructures effilées mettant en exergue l'effet de « pointe » est parfaitement adaptée. Elle est traduite par l'introduction d'un facteur de forme β dans la formulation de la densité de courant, qui caractérise l'amplification très localisée du champ à l'apex des microstructures. Deux morphologies-types : « pointes » et « lames » ont été étudiées à partir de modèles idéaux mettant en évidence les facteurs substantiels de l'efficacité d'émission que sont le rayon de courbure extrêmement faible, la hauteur des éléments... La morphologie « pointe » favorise des démarrages d'émission précoces tandis que la morphologie « lame » préconise des surfaces émissives plus étendues qui engendreront des courants plus importants.

Dans le substrat semiconducteur, un effet de pénétration du champ électrique dans le matériau vient s'ajouter à l'effet de pointe. Comparativement au silicium, une plus faible densité d'états libres dans l'arséniure de gallium provoque un effet de pénétration plus important, contre balancé par une diminution de la hauteur de barrière propice aux candidats au passage dans le vide. Etablis au travers d'un modèle planaire très simplifié, les résultats d'une simulation théorique ont permis d'estimer un caractère d'émission de l'AsGa qui se rapprocherait davantage du cas métallique. Pour cette raison et par souci de simplicité, nous avons conservé dans ce travail le formalisme de Fowler-Nordheim pondéré du facteur de forme spécifique à la géométrie des émetteurs.

La multiplication des sites émissifs afin d'extraire un courant suffisamment important de la cathode froide implique une dispersion technologique inévitable des paramètres géométriques des éléments et notamment du rayon de courbure à l'apex des structures. Dans ce contexte, différents modèles de distributions statistiques associés à des méthodes d'exploitation des mesures en émission ont été présentés mettant en évidence une non linéarité du tracé de Fowler-Nordheim à faible niveau. Ces modèles permettent d'extraire des informations concernant la géométrie des microémetteurs et d'évaluer l'homogénéité du réseau.

La partie principale de ce travail a été centrée sur la fabrication technologique et la caractérisation électrique des micro-émetteurs réalisés. Un large

éventail de structures a été prospecté et trouve son argumentation dans le fait que l'émetteur optimisé présentera une tension de démarrage faible (soit un rayon de courbure faible et une hauteur suffisante), devra fournir un courant important (une grande surface émissive réduisant les problèmes de dissipation thermique) et permettra l'intégration d'un grand nombre d'émetteurs avec une bonne tenue mécanique (des profils à grand rapport d'aspect facilitant les densités élevées).

Les procédés technologiques de réalisations des micro-émetteurs reposent sur la gravure du substrat d'arséniure de gallium protégé par un masque, par des technologies « humide » ou « sèche ». Elaborée par une lithographie adaptée selon l'échelle, la surface masquée subit une phase de gravure qui façonnera une microstructure appartenant au panel décrit précédemment. La caractérisation en émission des microsources peut alors être effectuée dans un bâti sous ultra vide, après un protocole de formation des pointes par automatisation de la caractérisation électrique, amenant reproductibilité et stabilisation de la mesure.

Une première technologie basée sur un principe de sous gravure du masque a conduit à la réalisation de réseaux typiquement de 10^6 pointes/cm² et de 75000 lames/cm² à partir des solutions chimiques HCl/H₂O₂/H₂O et HF/H₂O₂/H₂O. Ces structures présentent un profil très « effilé » ou pyramidal de hauteur micrométrique, affichant des rayons de courbure respectivement de 5-10 nm et 20-30 nm.

Les caractérisations en émission de ces réalisations ont montré des problèmes de stabilité et de démarrage d'émission pouvant être liés à l'état de surface de l'émetteur, résultant des étapes du process. La mise en place d'une procédure de désoxydation a permis de converger vers un état de surface similaire et d'améliorer ainsi l'efficacité d'émission. Les deux systèmes de gravure n'ont pu être départagés et ont présenté typiquement des courants d'une centaine de μA , valeurs qui restent faibles en regard du nombre d'émetteurs constituant les réseaux. Des caractérisations de pointe et de lame unique affichant des valeurs de courant fort attractives de $0.35\mu\text{A}$ et de $20\mu\text{A}$ confirment les potentialités du substrat GaAs et démontrent que les réseaux n'ont pas atteint leur maturité optimum d'émission. La comparaison lame-pointe rejoint les prédictions théoriques sur les plus faibles tensions de démarrage des réseaux de pointes

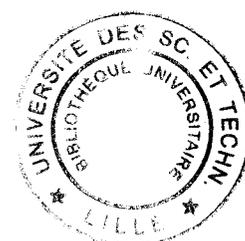
et une émission des microémetteurs à «lame» comparable voire plus performante que leurs homologues. Ceci conforte l'idée de l'intérêt que nous avons porté, pour une application de puissance, à la morphologie des structures de surface émissive plus importante.

Bien qu'en pratique, l'application des modèles d'analyse statistique ne se soit pas toujours avérée facile à mettre en oeuvre, les résultats de ces dépouillements ont démontré une certaine cohérence laissant entrevoir la tendance comportementale du réseau lors du protocole de formation et le caractère très ponctuel de l'émission. Par ailleurs, ils révèlent sans doute une uniformité de réseau insuffisante pouvant être attachée au procédé technologique. De plus, ce principe de sous gravure du substrat masqué se voit fortement limité en terme d'intégration par la taille micrométrique des masques.

La deuxième technologie repose sur l'exploitation de l'anisotropie des gravures GIR qui s'avère mieux adaptée à des applications haute densité. La taille du masque diffère peu de celle de la structure gravée inférieure à 100 nm. La mise au point d'une technique bicouche a conduit à la réalisation de masques de lignes de largeur 30-40 nm. Sous l'action d'une gravure plasma, des réseaux d'émetteurs de hauteur micrométrique ont révélé une densité d'intégration de $7.5 \cdot 10^6$ murs/cm². Une projection de cette technologie permettrait d'obtenir une densité d'intégration de $4 \cdot 10^9$ piliers/cm². Ces réalisations ont montré systématiquement un niveau de courant plus élevé comparativement aux réseaux obtenus par voie chimique. Une forte linéarité des tracés de Fowler-Nordheim semble conforter le fait que les réseaux présentent une uniformité meilleure. Ils ont ainsi permis de rejoindre un niveau record de l'ordre du mA, sur le matériau GaAs.

Ainsi, les deux technologies étudiées présentent un potentiel pouvant répondre à l'objectif de puissance visé sur ce matériau. La technologie «humide» propose des sites élémentaires capables de supporter de fort courant tandis que la technologie «sèche» se tourne vers l'obtention de réseaux haute densité. Les résultats obtenus ont également montré les réelles potentialités en émission du matériau GaAs, ouvrant voie à de

nombreuses perspectives d'investigation que nous avons évoquées précédemment. A cette fin, l'étape technologique prioritaire ultérieure semble, à notre avis, d'intégrer une grille d'extraction au processus afin de conserver l'objectif initial de fonctionnement à faible polarisation et de tendre, dans une certaine mesure, à uniformiser l'émission dans ces dispositifs par une localisation des effets.



COMMUNICATIONS ET PUBLICATIONS

Publications dans des revues avec commission de lecture

P. Kropfeld, A. Vanovershelde, F. Ducroquet et al., "*Etude de microcathodes froides sur AsGa profilées en pointes ou en lames pour application hyperfréquence*", Le vide: science, technique et applications (SFV), n°282, Octobre/Novembre/Décembre 1996, pp. 485-498

F. Ducroquet, P. Kropfeld, O. Yaradou et al., "*Fabrication and emission characteristics of GaAs tip and wedge shaped field emitter arrays by wet etching*", J. Vac. Sci. Technol. B , Vol. 16, N° 2, Mars/Avril 1998, pp. 787-789

F. Ducroquet, P. Kropfeld, O. Yaradou et al., "*Arrays of ungated GaAs Field Emitters fabricated by wet and dry etching* ", J. Vac. Sci. Technol. B , Vol. 17, N° 4, Juillet/Aout 1999, pp. 1553-1560

Publications dans des actes de congrés

F. Ducroquet, P. Kropfeld, O. Yaradou et al., "*Fabrication and emission characteristics of GaAs tip and wedge shaped field emitter arrays by wet etching*", 10th International Vacuum Microelectronics conference, , "10th International Vacuum Microelectronics conference", Proc. of IVMC'97, Kyongju, Corée, 17-21 Août1997, pp.83-89

P. Kropfeld, F. Ducroquet, O. Yaradou et al., "*GaAs Edge Field Emitter Arrays Fabrication by wet and dry etching*", 11th International Vacuum Microelectronics conference, Proc. of IVMC'98, Asheville (NC),U.S.A., Juillet 1998, pp. 88-89

O. Yaradou, F. Ducroquet, P. Kropfeld et al., "*Emission capabilities of GaAs field emitter arrays fabricated using a HCl:H₂O₂:H₂O solution* ", ISC-CAS'98, "International Semiconductor Conference", Sinaia, Roumanie, Octobre 1998, pp. 361-364

Communications à des colloques nationaux

P. Kropfeld, F.Ducroquet, O. Yaradou et al., "Réalisation de réseaux de pointes à émission de champ à base d'AsGa", 6^{ème} Journée Nationale de Microélectronique et Optoélectronique III-V, Proc. of JNMO'97 (Chantilly), 29-30 Janvier 1997, pp.266-267

O. Yaradou, F.Ducroquet, P. Kropfeld et al., "Conception et caractérisation en émission de microcathodes froide sur GaAs", 7^{ème} Journée Nationale de Microélectronique et Optoélectronique III-V, Proc. of JNMO'99,(Egat), 6-8 Janvier 1999, pp. C24-C25