

N° D'ORDRE :

UNIVERSITE PIERRE ET MARIE CURIE
PARIS VI

THESE

présentée

par

Michel LUONG

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE PARIS VI

Spécialité : Electronique

SUJET

ETUDE DE L'EMISSION ELECTRONIQUE PAR EFFET DE CHAMP
SUR DES SURFACES LARGES
EN REGIME STATIQUE ET HYPERFREQUENCE

Soutenue le 16 juin 1997 devant la commission d'examen composée de :

Prof. Claude ALQUIE

M. Bernard BONIN

M. Jean-Pierre CHABRERIE

M. Thomas JUNQUERA

Prof. Burkhard JUTTNER

M. Guillaume PETITE

« Quels que puissent être les progrès de nos connaissances,
ce que nous savons ne sera jamais qu'une île infime dans l'océan
de l'inconnu, une tache lumineuse entourée de toutes parts d'ombre
profonde. Le savant pénètre hardiment dans la pénombre qui en
dessine les contours, mais c'est pour élargir le domaine du terrain
éclairé. »

Emile MAYERSON

REMERCIEMENTS

Ces trois années de recherche se sont déroulées dans le Service d'Etude des Accélérateurs (SEA) au Centre d'Etudes Nucléaires du Commissariat à l'Energie Atomique (CEA) à Saclay. Aussi, je tiens à remercier avant tout Monsieur Bernard AUNE, chef du SEA, de m'avoir accueilli, et Monsieur Jean GASTEBOIS qui a remplacé M. AUNE au cours des deux dernières années, de m'avoir donné tous les moyens pour mener à bien les expériences.

La réussite de ce travail doit beaucoup à l'encadrement efficace et enthousiaste de Messieurs Bernard BONIN et Henri SAFA. Leurs conseils scientifiques et leurs encouragements ont été précieux. Je leur témoigne la plus profonde gratitude, en particulier à Monsieur Bernard BONIN qui, en dépit de ses lourdes charges, a continué à assurer le suivi de mon travail, après son départ du SEA pour diriger un service de l'Institut de Protection et de Sécurité Nucléaire (IPSN).

Je suis également très reconnaissant au Professeur Claude ALQUIE, responsable du DEA Electronique de l'Université Paris VI, pour la confiance qu'elle m'a accordée tout au long de ces trois années.

Une partie des résultats est le fruit d'une étroite collaboration avec le groupe de Recherche et de Développement des Accélérateurs (RDA) dirigé par Monsieur Thomas JUNQUERA. Je tiens particulièrement à le remercier, et je suis honoré de sa présence dans le jury. Le travail expérimental avec Sophie MAISSA a toujours été très agréable et intéressant. Je lui témoigne toute mon admiration et mon amitié. Je ne saurais trop la remercier de m'avoir fait économiser un temps précieux en m'autorisant à utiliser certaines illustrations de sa création dans mon manuscrit. Je n'oublierai pas non plus l'aide que m'a apportée Monsieur Alain LE GOFF dans la réalisation du montage pour l'étude des caractéristiques du faisceau électronique. Sa compétence et sa bonne humeur n'ont jamais fait défaut. Je lui exprime mes sincères remerciements et ma profonde sympathie.

Je remercie Monsieur Jean Pierre CHABRERIE, directeur du Laboratoire de Génie Electrique de Paris, et le Professeur Burkhard JUTTNER de l'Institut de Physique des Plasmas Max-Planck (Berlin), d'avoir accepté de juger mon manuscrit au titre de rapporteur. Leur intérêt pour ce travail me fait honneur. Je suis heureux que Monsieur Guillaume PETITE, chef adjoint du SRSIM (Service de Recherche sur les Surfaces et l'Irradiation de la matière) fasse partie du jury, lui qui a suivi régulièrement la progression des travaux de notre laboratoire. Je le remercie vivement.

Le succès de cette recherche doit aussi beaucoup aux multiples discussions avec Marcel JABLONKA, Michel BOLORE, Mustapha BOUSSOUKAYA, et Anne ZEITOUN.

Le travail réalisé au SEA est aussi l'œuvre d'une équipe, je ne manquerai pas de remercier :

- Eric JACQUES, pour son aide technique à la mise au point et au test du système d'étuvage par lampe,
- Bao PHUNG, pour le prêt des instruments de mesure en hyperfréquence,
- Jorge NOVO, Bernard DAILLANT, pour la réalisation de circuits électroniques,
- Jean-Claude FAUSSET, Jean-Claude LAUNAY, Léon BUCH, et Gérard LAZARD, pour la réalisation des pièces mécaniques,
- Bernard MAHUT, Jean Pierre POUPEAU, Claire ANTOINE, pour les traitements chimiques des échantillons,
- Claude HENRIOT, Jérôme MARTIGNAC, Jean Pierre RODRIGUEZ, et Bernard COADOU, pour les conseils et aide technique sur le matériel du vide,
- Yves BOUDIGOU, Alain PORCHER et Serge SIMON pour l'assistance informatique,

et tous les autres qui ont contribué anonymement au bon déroulement des travaux, en particulier Mesdames Eliane COTTEVERTE et Denise EVZLINE, pour avoir répondu avec une grande gentillesse à toutes mes questions impromptues d'ordre administratif.

Enfin, certaines expériences n'auraient pas pu être réalisées sans la participation d'autres services au sein du CEA :

- le Laboratoire Pierre Süe (DSM/DRECAM/LPS),
- le Laboratoire Moderne de Soudure (DTA/CEREM/DPSA/STA/LMS),
- le Bureau de Conférences et des Sessions d'Etudes (INSTN).

Que Monsieur Gilles REVEL, Madame Diane de PRUNELE, et Madame Monique CHARAIX en soient remerciés.

Pour clore la liste, je voudrais dire un grand merci à mes collègues, Pierre, Marion, Joël, Xavier, et mes amis, Alexandre, Myriam, Kim, Pierre-Yves, Vi, Dominique et Kasia, pour leur soutien le long de ces trois années.

TABLE DES MATIÈRES

REMERCIEMENTS	5
TABLE DES MATIÈRES	7
AVANT PROPOS	11
INTRODUCTION.....	13
PARTIE A	17
ETAT DE L'ART ET ANALYSE DU PROBLEME	17
A.1. MODÈLE DE FOWLER ET NORDHEIM (F&N).....	19
A.1.1. HYPOTHÈSES.....	19
A.1.2. DENSITÉ DE COURANT.....	20
A.1.2.1. TEMPÉRATURE NULLE	21
A.1.2.2. TEMPÉRATURE NON NULLE.....	21
A.2. DISCUSSIONS SUR LE MODÈLE F&N	22
A.2.1. CONFIRMATION EXPÉRIMENTALE.....	22
A.2.2. CORRECTION DU POTENTIEL IMAGE.....	23
A.2.3. APPROXIMATION DES ELECTRONS LIBRES.....	24
A.2.4. LIMITATION PAR LA CHARGE D'ESPACE	24
A.2.5. EMISSION DE CHAMP DES METAUX À L'ETAT SUPRACONDUCTEUR.....	25
A.2.6. EMISSION DE CHAMP EN REGIME HYPERFRÉQUENCE.....	26
A.3. EMISSION DE CHAMP SUR DES SURFACES LARGES.....	28
A.3.1. DEMENTI DE LA PREDICTION DU MODÈLE DE F&N.....	28
A.3.2. CARACTÈRE LOCAL DE L'EMISSION RENFORCEE	29
A.3.3. TECHNIQUES D'ETUDE DE L'EMISSION RENFORCEE.....	29
A.3.3.1. TECHNIQUES EN REGIME DC	29
A.3.3.2. TECHNIQUES EN HF.....	30
A.3.4. DISTINCTIONS ENTRE SITE NATUREL ET SITE SELECTIONNÉ.....	32
A.3.5. MODELES THEORIQUES.....	33
A.3.5.1. MODÈLE GEOMETRIQUE CLASSIQUE	33
A.3.5.2. MODELE DES « FILAMENTS ELECTROFORMÉS ».....	34
A.3.5.3. MODÈLE DES « ELECTRONS CHAUDS »	35
A.3.5.4. MODÈLE DES PROTUBÉRANCES SUPERPOSEES.....	38

A.3.6. RESONANCE TUNNEL INDUITE PAR L'ADSORPTION	40
A.3.7. RESUME DE QUELQUES RESULTATS EXPERIMENTAUX RECENTS	42
A.3.7.1. COMPOSITION DES SITES NATURELS	42
A.3.7.2. COMPORTEMENT DES SITES SÉLECTIONNES	43
A.3.7.3. LES TRAITEMENTS CURATIFS DE L'ÉMISSION RENFORCEE	45
A.3.7.4. QUESTIONS OUVERTES	48
PARTIE B	51
DISPOSITIFS EXPERIMENTAUX ET PREPARATION DES ECHANTILLONS	51
B.1. DISPOSITIFS A CHAMP STATIQUE	53
B.1.1. CHAMBRE ULTRAVIDE À MESURE GLOBALE (DC1)	53
B.1.1.1. DESCRIPTION GENERALE	53
B.1.1.2. SYSTEME D'ETUVAGE DE L'ECHANTILLON	54
B.1.1.3. INSTRUMENTATION DE CONTRÔLE ET D'ACQUISITION	57
B.1.1.3. EVALUATION DU CHAMP ELECTRIQUE	57
B.1.2. MICROSCOPE ELECTRONIQUE A BALAYAGE (MEB) AMENAGE (DC2)	59
B.1.2.1. DESCRIPTION GENERALE	59
B.1.2.2. POSITIONNEMENT DE L'ANODE ET MESURE DE L'EMISSION	60
B.1.2.3. CHAUFFAGE DE L'ECHANTILLON	61
B.2. DISPOSITIF A CHAMP HYPERFRÉQUENCE	62
B.2.1. DESCRIPTION GÉNÉRALE (HF1, HF2 ET HF3)	62
B.2.1.1. CAO DE LA CAVITE FERMÉE	62
B.2.1.2. COUPLAGE DE LA CAVITE	63
B.2.1.3. INSTRUMENTATION	65
B.2.1.4. EVALUATION DU CHAMP PIC E_p ET MESURE EXPÉRIMENTALE DE Q_o	67
B.2.1.5. VALIDATION DE LA MESURE DE E_p	68
B.2.1.6. AUGMENTATION DE E_p	69
B.2.1.7. PHENOMENES PHYSIQUES ANNEXES EN FONCTIONNEMENT	70
B.2.2. SYSTEME OPTIQUE DE LA BAIE HF2	72
B.2.2.1. DESCRIPTION GENERALE	72
B.2.2.2. LES DETECTEURS LUMINEUX	73
B.2.2.3. CARACTERISATION DES PERTES OPTIQUES	74
B.2.2.4. CALIBRATION DU SPECTROMETRE	74
B.2.2.5. MESURE DE LA SENSIBILITE DES DETECTEURS	76
B.2.2.6. CONTROLE ET ACQUISITION	76
B.2.3. SYSTÈME DE FOCALISATION ET DE DEFLECTION MAGNETIQUE (HF3)	79
B.3. PREPARATION DES ECHANTILLONS	80
PARTIE C	83
ETUDES EXPERIMENTALES ET RESULTATS	83

C.1. FLUCTUATION DU COURANT ET ROLES DES GAZ ADSORBÉS	85
C.1.1. CONTEXTE ET OBJECTIFS	85
C.1.2. RAPPELS THÉORIQUES SUR L'ADSORPTION	85
C.1.3. INFLUENCE DE L'ADSORBAT SUR L'ÉMISSION DE CHAMP	86
C.1.4. EXPERIENCES ET RESULTATS.....	87
C.1.4.1. SELECTION DU SITE METALLIQUE	87
C.1.4.2. PROCEDURE DE STABILISATION DU COURANT PAR DESORPTION.....	88
C.1.4.3. REDUCTION DES FLUCTUATIONS	88
C.1.4.4. REPRODUCTIBILITÉ DE LA MESURE STABLE	89
C.1.4.5. CONSERVATION DES CARACTÉRISTIQUES DE L'EMISSION STABLE	90
C.1.4.6. COMPORTEMENT DE TYPE FOWLER ET NORDHEIM.....	91
C.1.4.7. RÉAPPARITION DES FLUCTUATIONS APRÈS UNE RUPTURE DE L'ULTRAVIDE.....	92
C.1.5. DISCUSSION	93
C.2. COMPARAISON DES CARACTÉRISTIQUES D'UN SITE MÉTALLIQUE EN RÉGIME CONTINU (DC) ET HYPERFRÉQUENCE (HF).....	94
C.2.1. CONTEXTE ET OBJECTIFS	94
C.2.2. LE MATÉRIEL	94
C.2.2.1. LE SITE EMETTEUR METALLIQUE.....	94
C.2.2.2. DISPOSITIFS DE MESURE.....	95
C.2.3. PROCEDURE EXPERIMENTALE	96
C.2.4. RESULTATS.....	97
C.2.5. DISCUSSION	100
C.3. ETUDE DU FAISCEAU ELECTRONIQUE DANS LA CAVITÉ HF.....	101
C.3.1. INTRODUCTION.....	101
C.3.2. PREPARATION DES ECHANTILLONS	101
C.3.3. MESURES ET RESULTATS.....	102
C.3.3.1. MESURE DE LA DEVIATION DU FAISCEAU	102
C.3.3.2. ACQUISITION DE L'IMAGE DES SPOTS	102
C.3.3.3. MESURE DU COURANT TOTAL DU FAISCEAU.....	104
C.3.4. EXPLOITATION DES MESURES.....	104
C.3.4.1. ENERGIE DU FAISCEAU	104
C.3.4.2. EMITTANCE DU FAISCEAU	104
C.3.5. SIMULATIONS.....	105
C.3.5.1 APPROXIMATION DES DISTRIBUTIONS DE CHAMPS.....	106
C.3.5.2. TRANSPORT D'ÉLECTRONS RELATIVISTES	109
C.3.5.3. RÉSULTATS DES SIMULATIONS.....	109
C.3.6. CONCLUSION	110
C.4. TRAITEMENT DE L'ÉMISSION RENFORCÉE PAR UN CHAUFFAGE LOCAL DE LA SURFACE.....	112

C.4.1. UN TRAITEMENT NOUVEAU DE L'EMISSION ELECTRONIQUE	112
C.4.2. LA TECHNIQUE DU BOMBARDEMENT ELECTRONIQUE DIRECT	112
C.4.3. EXPERIENCE ET RESULTATS.....	114
C.4.3.1. TRAITEMENT DE 2 ECHANTILLONS « ARIANE » EN MOLYBDENE.....	114
C.4.3.2. TRAITEMENT DE 4 ECHANTILLONS « PHI3 » EN NIOBIUM.....	117
C.4.4. DISCUSSION	118
C.4.4.1. METHODE D'ANALYSE APPROCHEE.....	118
C.4.4.2. CAS DE L'ÉCHANTILLON « ARIANE » EN MOLYBDENE.....	120
C.4.4.3. CAS DE L'ECHANTILLON « PHI3 » EN NIOBIUM.....	123
C.4.5. CONCLUSION	124
C.5. TRAITEMENT DE L'ÉMISSION RENFORCEE PAR LE RINÇAGE À HAUTE PRESSION	
HYDRAULIQUE (HPR)	125
C.5.1. CONTEXTE : RINÇAGE À HAUTE PRESSION (HPR)	125
C.5.2. INSTALLATION POUR LE HPR	125
C.5.3. EXPERIENCE ET RESULTATS.....	127
C.5.4. DISCUSSION	127
C.5.5. CONCLUSION	133
C.6. TRAITEMENT HYPERFRÉQUENCE À FORT CHAMP CRÊTE.....	134
C.6.1. INTRODUCTION.....	134
C.6.2. MATERIELS EXPERIMENTAUX.....	134
C.6.3. EXPÉRIENCE ET RESULTATS.....	135
C.6.4. DISCUSSION.....	139
C.6.5. CONCLUSION.....	141
C.7. EMISSION RENFORCEE DES PARTICULES ISOLANTES	143
C.7.1. INTRODUCTION.....	143
C.7.2. CHOIX DES PARTICULES ET PREPARATION DES ECHANTILLONS.....	143
C.7.3. RESULTATS.....	144
C.7.4. DISCUSSION.....	149
CONCLUSION GENERALE.....	153
ANNEXE I.....	159
RELEVES DE CHAMP POUR LA LENTILLE ET LE DEFLECTEUR MAGNETIQUE.....	159
ANNEXE II.....	161
EMITTANCE ET BRILLANCE.....	161
RÉFÉRENCES	167

AVANT PROPOS

Le mémoire relate une étude sur l'émission d'électrons par une surface métallique en présence d'un champ électrique élevé. Cette émission, dite émission de champ, demeure une limitation majeure des performances des cavités résonantes utilisées dans les accélérateurs de particules, ainsi que divers dispositifs industriels exigeant une haute tenue en tension ou en champ.

Le travail, mené au Service d'Etude des Accélérateurs (SEA) du Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay, en collaboration avec le groupe de Recherche et de Développement des Accélérateurs (RDA) de l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay (IPN), s'inscrit dans l'effort continu entrepris par les deux laboratoires depuis plusieurs années pour :

- mieux comprendre la nature et le comportement des sites émetteurs,
- explorer les procédés capables de prévenir ou d'éliminer ces sites,

Nos tests et résultats intéressent, bien sûr en premier lieu les constructeurs d'accélérateurs, mais aussi les concepteurs de dispositifs industriels (isolateurs, interrupteurs, canons thermoionique et cavités de sortie pour les klystrons, tubes radiologiques, etc.). Enfin, les développeurs de nouveaux dispositifs (écran plat, triode hyperfréquence et microélectronique sous vide) utilisant l'émission de champ comme source d'électrons, peuvent aussi y trouver des éléments susceptibles de répondre à certaines de leurs préoccupations.

INTRODUCTION

Le terme d'émission de champ désigne une émission électronique par un matériau lorsqu'il est soumis à un champ électrique intense. Suivant les situations, ce phénomène peut être bénéfique ou nuisible. Il est bénéfique lorsqu'il est utilisé comme source d'électrons (dans les canons pour les microscopes électroniques à haute résolution, la microélectronique HF sous vide, les écrans de visualisation ultraplats, etc.) sur des pointes ou réseaux de pointes métalliques très fines. Sur les surfaces métalliques larges (armatures des isolateurs haute tension, électrodes d'extraction dans les canons thermoioniques, cavité HF, etc.), l'émission de champ est généralement indésirable, car elle détériore les performances des dispositifs impliqués. Le développement des cavités HF utilisées pour accélérer des particules chargées à une énergie élevée (du GeV au TeV), qui représente la principale activité de notre laboratoire, se trouve justement confronté à ce problème de l'émission de champ.

Pour ces cavités, l'utilisation d'un matériau supraconducteur réduit considérablement les pertes par effet Joule sur les parois métalliques, permettant ainsi d'obtenir à la fois un gradient accélérateur élevé, une économie d'énergie en fonctionnement, un fonctionnement en continu et une meilleure stabilité du faisceau. En théorie, les cavités supraconductrices en niobium peuvent fournir jusqu'à un champ accélérateur de 50 MV/m [1]. Cette limite théorique est imposée par la valeur critique du champ magnétique associé à l'onde électromagnétique stationnaire : au delà d'un champ magnétique donné, le matériau supraconducteur transite vers un état de conduction normale. En pratique, les cavités supraconductrices qui équipent les accélérateurs en service aujourd'hui, atteignent difficilement un gradient de 10 MV/m. L'écart important entre la limite théorique et pratique repose essentiellement sur deux phénomènes indésirables, tous deux induits par une imperfection du matériau ou de sa surface (inclusions, contaminations, surfaces mal polies, etc.).

Le premier phénomène, bien que ne faisant pas partie de notre étude, mérite d'être mentionné en raison de l'importance qu'il a présenté dans les années récentes et du rôle qu'il continue à jouer dans les cavités supraconductrices. Le "quench" thermo-magnétique se produit lorsque la cavité transite de l'état supraconducteur à l'état normal. Le coefficient de surtension chute à une valeur trop faible pour entretenir un champ accélérateur utile à la puissance nominale dissipée. Ce phénomène est souvent initié par un échauffement local dû à la circulation du courant de surface induit par le champ magnétique à travers un défaut : particule ou inclusion de mauvaise

conductivité électrique et thermique. Une limitation de ce type a pu être repoussée par l'amélioration de la pureté du matériau, soit à l'approvisionnement, soit après la fabrication de la cavité, par des techniques de recuit de purification [2].

Le second phénomène est dû à l'émission des électrons par la surface sous l'effet du champ électrique local. La dégradation des performances des cavités par l'émission de champ constitue sans doute aujourd'hui le principal obstacle à l'obtention de hauts gradients accélérateurs. En effet, les électrons émis sont accélérés suivant les lignes de champ et produisent des impacts sur d'autres régions de la cavité, en restituant leur énergie par un échauffement local [3]. Sur les cavités supraconductrices, cet échauffement peut conduire à un "quench" aux conséquences identiques à celles d'un "quench" thermo-magnétique. Pour toute cavité, l'émission de champ représente toujours une source de dissipation supplémentaire qui réduit le coefficient de surtension et par conséquent, le gradient accélérateur. Par ailleurs, un courant électronique de quelques microampères pourrait perturber la stabilité du faisceau de particules accélérées [4], si aucune précaution n'était prise.

La première description détaillée du phénomène de l'émission de champ avait été donnée par R. W. Wood dès 1897 [5]. Le phénomène commença véritablement à intéresser les physiciens au début des années 1920. En 1923, W. Schottky [6] introduisit, dans le modèle d'émission thermo-électronique de Richardson-Dushman, une diminution de la barrière de potentiel provoquée par la polarisation et l'effet de force image. La loi de la densité de courant déduite avait été vérifiée expérimentalement pour des champs faibles et des températures élevées. Mais, rapidement, d'autres expériences menées à plus fort champ et à différentes températures avaient mis en lumière l'insuffisance de cette théorie.

Une autre interprétation du phénomène, fondée sur la possibilité pour un électron de franchir une barrière de potentiel par effet tunnel, sera donnée en 1928 par Fowler et Nordheim [7]. La validation expérimentale de cette théorie sur des pointes micrométriques avait constitué à l'époque, un des premiers tests pour le formalisme de la mécanique quantique. Plus tard, on s'apercevait que les surfaces plus grandes ($>1\text{mm}^2$) pouvaient émettre une densité de courant supérieure à celle prédite par la théorie. En fait, l'émission se produisait comme si le champ appliqué était localement multiplié par un facteur compris entre 10 et 1000. C'est cette émission dite « renforcée » qui perturbe le fonctionnement des cavités hyperfréquence, et qui constitue le sujet de notre étude.

Au cours des dernières décennies, la recherche a progressé. Elle a identifié la principale origine des sites émetteurs comme étant des défauts géométriques de la surface ou des particules de contamination extrinsèque. La qualité du matériau, les nouvelles méthodes de fabrication des cavités, les précautions de propreté (décapage chimique intégré, rinçage haute pression à eau ultra pure et montage en salle blanche) et le traitement in situ à forte puissance, permettent à l'heure actuelle d'atteindre un gradient accélérateur de 15 MV/m [8] sur des cavités de 9 cellules ; plus une cavité comporte de cellules, plus il est difficile d'obtenir un gradient élevé dans chacune d'elles. Cependant, une étape importante reste encore à franchir pour atteindre un gradient de 25 MV/m exigé par les futurs accélérateurs à très haute énergie de collision comme le projet TESLA [9], justifiant ainsi des études permettant de comprendre davantage et mieux traiter le problème de l'émission de champ. Par ailleurs, l'obtention de grandes surfaces métalliques supportant des champs électriques élevés sans émission électronique, représente toujours un défi important pour bon nombre d'autres dispositifs industriels.

Ce mémoire se compose de trois parties :

La partie A dresse un état de l'art concernant les théories et expériences décrivant les aspects importants de l'émission de champ. Elle identifie les difficultés de l'étude et propose une analyse du problème. La partie B fournit une description des principaux dispositifs expérimentaux utilisés. Comme les travaux antérieurs, tant théoriques [10] qu'expérimentaux [11, 12], n'ont pas montré d'influence significative de l'état supraconducteur sur l'émission de champ, tous nos dispositifs expérimentaux fonctionnent à température ambiante. Enfin, la partie C présente les différentes études expérimentales, leurs résultats et discussions. Ces études sont organisées suivant trois axes principaux : caractérisation de l'émission renforcée, validation d'un modèle, traitements réduisant l'émission de champ. Les thèmes des études expérimentales sont :

- le rôle des gaz adsorbés dans l'émission en champ continu,
- la comparaison des caractéristiques d'émission d'un même site en régime continu et en régime hyperfréquence,
- l'étude des émissions lumineuses associées à l'émission de champ,
- l'étude des caractéristiques du faisceau électronique pulsé émis en régime hyperfréquence,
- l'effet d'un bombardement électronique intense et direct sur un site émetteur,
- l'effet d'un rinçage à l'eau ultra pure sur un site émetteur « intrinsèque »,
- le mécanisme du traitement hyperfréquence à fort champ.

PARTIE A

ETAT DE L'ART ET ANALYSE DU PROBLEME

L'étude de l'émission de champ connaît déjà une longue histoire. Ce travail de thèse s'achèvera, en effet, l'année du centenaire de la découverte du phénomène par R W Wood en 1897. Ceci laisse préfigurer toute la richesse et toute la difficulté attachée à son étude.

A.1. MODÈLE DE FOWLER ET NORDHEIM (F&N)

La première théorie confirmée par l'expérience date de 1928 (Fowler et Nordheim [7]). Bien qu'elle se sera révélée, dans sa formulation de 1928, insuffisante à rendre compte de nombreuses observations, elle garde une place importante, en pratique, dans une étude de l'émission de champ.

A.1.1. HYPOTHÈSES

Le modèle de Fowler et Nordheim repose sur l'hypothèse d'une interface idéale assimilée à un plan géométrique séparant le métal du vide. Les électrons de la bande de conduction du matériau sont considérés, suivant le modèle de Sommerfeld, comme un gaz de particules libres obéissant à la statistique de Fermi-Dirac (Figure 1).

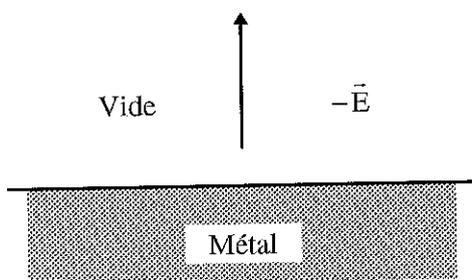


Figure 1

Schéma d'une interface idéale

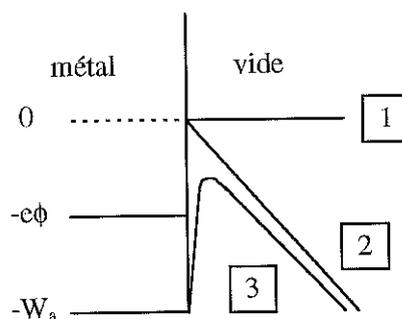


Figure 2

Barrière de potentiel : (1) sans champ, (2) avec champ, (3) avec champ et force image

Le processus de l'émission électronique est traité en considérant une barrière de potentiel mono-dimensionnelle (Figure 2) dont la représentation avait déjà été utilisée par Schottky [6] dans sa tentative pour interpréter classiquement l'émission comme le résultat de l'abaissement de la barrière. Typiquement, ϕ vaut 4.5 eV, et W_a/e environ 10eV. Le calcul du courant émis envisage ensuite un phénomène de traversée de la barrière par effet tunnel.

La simplicité de ce modèle, puisqu'il ne nécessite qu'un paramètre pour caractériser le métal, i.e. son travail de sortie ϕ , contribue à sa force et à sa faiblesse, comme on le montrera par la suite.

A.1.2. DENSITÉ DE COURANT

Soient w l'énergie totale d'un électron et T la température du métal. La densité du courant émis peut être obtenue si l'on sait calculer [13] :

- $N(w,T)$, le nombre d'électrons qui arrivent à l'interface métal-vide par unité de surface et par unité de temps, et dont l'énergie est comprise dans l'intervalle $[w, w+dw]$,
- et $D(w,E,\phi)$, le coefficient de transmission par effet tunnel à travers la barrière de potentiel.

$$J(E,T,\phi) = e \int_{-w_s}^{\infty} N(w,T) D(w,E,\phi) dw, \quad (1)$$

Pour l'intégration, il est plus simple de définir :

$$w^* = w - \frac{p_y^2}{2m} - \frac{p_z^2}{2m} = \frac{p_x^2}{2m} + V(x). \quad (2)$$

$$\text{Ainsi, } N(w^*,T) = \frac{4 \pi m kT}{h^3} \ln \left\{ 1 + \exp \left(- \frac{w^* + \phi}{kT} \right) \right\}, \text{ et} \quad (3)$$

$$D(w^*,E,\phi) = \exp \left(- \int_{x_1}^{x_2} \sqrt{\frac{8m}{\hbar^2} (V(x) - w^*)} dx \right); \quad x_1 \text{ et } x_2 \text{ étant les zéros du radical,} \quad (4)$$

où p représente la quantité de mouvement, m la masse de l'électron et $V(x)$ décrit la barrière de potentiel :

$$V(x) = -eEx, \text{ en l'absence de la force image,} \quad (5)$$

$$V(x) = -eEx - e^2/16\pi\epsilon_0 x \text{ avec la force image.} \quad (6)$$

La relation (3) vient du modèle des électrons libres de Sommerfeld et (4) vient de l'approximation WKB. Les unités employées ici et dans la suite du document sont en SI, sauf précision expresse, comme pour le travail de sortie ϕ qui est donné en eV.

L'équation (1) alors devient :

$$J(E, T, \phi) = e \int_{-w_a}^{\infty} N(w^*, T) D(w^*, E, \phi) dw^*, \quad (7)$$

Le résultat de l'intégrale (7) prendra une forme plus ou moins compliquée dans différents cas [13].

A.1.2.1. TEMPÉRATURE NULLE

i) Sans la force image

$$J_{0K}^o(E) = \frac{1.54 \times 10^{-6} E^2}{\phi} \exp\left(-\frac{6.83 \times 10^9 \phi^{1.5}}{E}\right), \quad (8)$$

ii) Avec la force image

$$J_{0K}^i(E) = \frac{1.54 \times 10^{-6} E^2}{\phi t^2(y)} \exp\left(-\frac{6.83 \times 10^9 \phi^{1.5} v(y)}{E}\right), \quad (9)$$

où $y = 3.79 \times 10^{-5} \frac{\sqrt{E}}{\phi}$, $t(y)$ et $v(y)$ sont des fonctions sans dimension, à variations lentes, tabulées [14], et proches de l'unité.

A.1.2.2. TEMPÉRATURE NON NULLE

Au dessus de 0 K, les états d'énergie supérieure à l'énergie de Fermi sont peuplés, d'autant plus que la température est élevée. Les électrons dans ces états « voient » une barrière de potentiel plus étroite. Ils la franchissent par conséquent avec une plus forte probabilité, contribuant ainsi à l'augmentation du courant émis. Pour une température typiquement inférieure à 1000 K, une correction analytique à partir des expressions (8) et (9) est possible :

$$J_{T(K)}(E) = J_{0K}(E) \frac{\pi T / T_c}{\sin(\pi T / T_c)}, \text{ avec } T_c = 1.07 \times 10^{-6} \frac{E}{\sqrt{\phi}}. \quad (10)$$

Le comportement du facteur de correction est présenté pour $1K < T < 1000 K$, et $2 \times 10^9 V/m < E < 10 \times 10^9 V/m$ (Figure 3). Généralement, la relation à 0 K constitue une bonne approximation pour la plupart des expériences à température ambiante.

A une température plus élevée, une intégration numérique de (1) est alors nécessaire. Par ailleurs, la contribution de l'émission thermoionique peut devenir substantielle. Une étude théorique avait été présentée par Paulini et al [15].

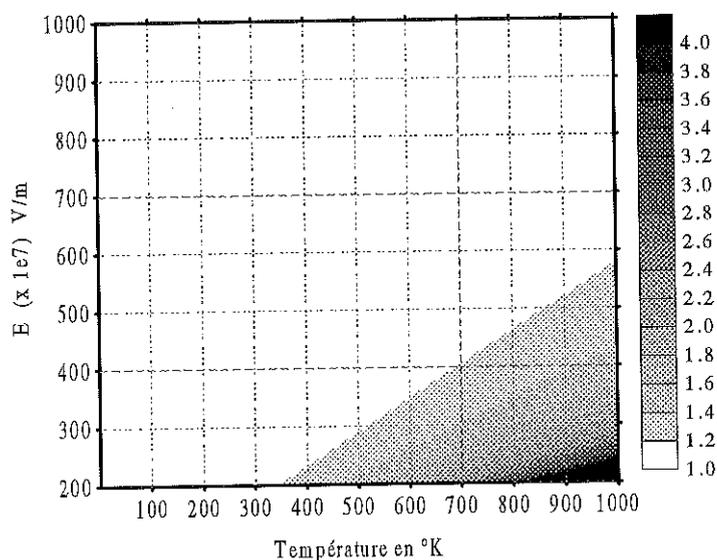


Figure 3

Facteur de correction en température

A.2. DISCUSSIONS SUR LE MODÈLE F&N

A.2.1. CONFIRMATION EXPÉRIMENTALE

Historiquement, les vérifications expérimentales du modèle F&N avaient toujours été entreprises avec des pointes très fines ($< 1 \mu\text{m}$) tenant lieu de cathodes. Ce choix était dicté par deux exigences. Premièrement, la théorie /équation (8) ou (9)/ prévoyait une densité de courant mesurable à partir des valeurs de champ de l'ordre du GV/m. Seule une cathode très pointue permettait alors d'atteindre ces valeurs. Deuxièmement, la mesure devait employer une surface métallique « propre », c'est-à-dire chauffée à plus de 2000°C pour éliminer les traces d'oxyde et de molécules adsorbées, afin de se rapprocher au mieux de la surface idéale. Une petite pointe convenait bien à ce traitement dans une enceinte ultravide (UHV, $p < 10^{-8} \text{ Pa}$) car elle pouvait être soudée sur un filament résistif en tungstène.

Les premières tentatives remontaient à 1937 avec les expériences de Müller [16]. A l'époque, une observation fine de la pointe faisait défaut. La géométrie mal connue de la pointe répercute une incertitude importante sur l'évaluation du champ. Cette lacune fut comblée par Heafer [17] trois ans plus tard, avec l'utilisation d'un microscope électronique. Cependant, son dispositif expérimental ne lui permettait pas d'obtenir une image d'émission de la pointe pour en apprécier la propreté. Ces expériences furent donc reprises en 1953 par Dyke et Trolan [18] avec toutes les précautions nécessaires. Ils avaient exploré le domaine de champs entre 2.6 et 8.3 GV/m pour des densités de courant comprises entre 6×10^4 et 6×10^{10} A/m². Leurs résultats conclurent à la validité du modèle F&N.

A.2.2. CORRECTION DU POTENTIEL IMAGE

La correction de la barrière de potentiel par l'effet de la force image avait été initialement introduite par Schottky [6]. Elle considérait le potentiel électrostatique exercé sur un électron qui s'éloignait perpendiculairement d'un plan infini porté à un potentiel uniforme. Pour une raison de symétrie, la contribution du plan était équivalente à celle d'une charge virtuelle de signe opposé, placée à égale distance derrière le plan. Cette correction conduisait à l'expression (6). Pour un champ électrique modéré, elle impliquait un abaissement de la hauteur et une réduction de l'épaisseur de la barrière par rapport à la forme triangulaire (Figure 2). En 1978, Ehrich et Plummer [19] avaient évalué expérimentalement l'influence de cette correction sur la densité de courant jusqu'à un champ de 6 GV/m. Ils avaient constaté que la densité mesurée était environ 5 fois inférieure à celle prévue par la correction /éq.(9)/ et 30 fois supérieure à celle sans correction /éq.(8)/. Pour expliquer les écarts, les auteurs suggéraient que la barrière effective rencontrée par l'électron était différente de celles modélisées. En l'absence d'autres précisions, leur conclusion était que l'une ou l'autre des deux équations pouvait être utilisée. Toutefois, il est facile de voir que pour des champs plus intenses, la correction devient problématique. En effet, à 15 GV/m, elle supprime théoriquement la barrière de potentiel (Figure 4).

En réalité, il faut d'abord noter qu'à cette valeur de champ, l'épaisseur de la barrière triangulaire (sans correction) se réduit à quelques angströms, c'est-à-dire de l'ordre de grandeur des distances interatomiques. A ce stade, la surface de l'échantillon « vue » par l'électron diffère vraisemblablement d'un plan de potentiel uniforme. Expérimentalement, Weinberg et Harstein [20] ont montré que l'effet de force image s'écroulait à des distances inférieures à environ 3 Å. Dans la mesure où la barrière de potentiel effective reste inaccessible, l'approche la plus générale revient à considérer une barrière triangulaire ; ce que nous ferons le long de ce travail.

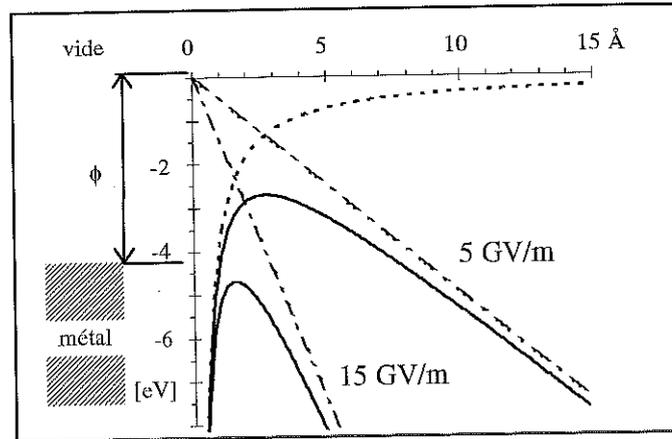


Figure 4

Barrière de potentiel corrigée à très fort champ

A.2.3. APPROXIMATION DES ELECTRONS LIBRES

Puisque le modèle de F&N repose sur l'hypothèse du gaz d'électrons libres, il était légitime de se demander si la structure de bande pouvait avoir, en pratique, une influence substantielle sur l'émission de champ. Cette question fut étudiée par Christensen et Feuerbacher [21] qui n'avaient relevé aucune prépondérance particulière de la structure de bande, en tout cas pour la face <110> du tungstène. Par ailleurs, une amélioration du modèle avait également été tentée par Nicolaou et Modinos [22] par une description des électrons faiblement liés. Le calcul montrait une distribution totale en énergie quasi identique à celle obtenue par le modèle F&N ; aussi bien dans la forme que dans l'amplitude.

A.2.4. LIMITATION PAR LA CHARGE D'ESPACE

Lorsque le champ appliqué est très élevé, la densité du courant émis devient telle qu'il se produit un effet d'écrantage par la charge d'espace. Le champ électrique effectif sur la cathode diminue et réduit à son tour le courant émis. Ainsi, en reportant les mesures dans le plan de F&N, i.e. $\ln(I/E^2)$ en fonction de $1/E$, on peut constater un écart par rapport à la droite F&N, caractéristique de l'émission de champ (Figure 5).

Chatterton [23] a montré que le champ seuil à partir duquel la charge d'espace se manifeste peut s'écrire : $E_{ch} = 8 \times 10^8 \phi^{3/2}$, avec E_{ch} en V/m et ϕ en eV.

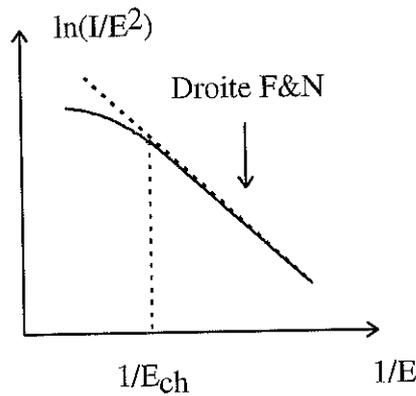


Figure 5

Effet de la charge d'espace sur l'abaque F&N

A.2.5. EMISSION DE CHAMP DES METAUX À L'ETAT SUPRACONDUCTEUR

La question de la sensibilité de l'émission de champ vis-à-vis de la transition S-N, de l'état supraconducteur à l'état normal fut posée depuis longtemps. En 1961, Klein et Leder [24] avaient calculé la variation du courant d'émission associée à la transition S-N, et l'avaient mesurée sur une pointe en niobium, lorsque la température dépasse juste la température critique. En fin de compte, les mesures ne dépassèrent guère le bruit de fond de l'appareillage. Quelques années plus tard, Léger [10] avait repris le calcul et les expériences avec le tantale, choisi parce qu'il devait produire un effet plus mesurable, mais néanmoins très faible. La variation $\Delta i/i$ attendue n'était que de 5×10^{-5} . La transition était modulée par l'induction magnétique. Mais là encore, les mesures restèrent souvent en deçà des valeurs théoriques.

Plus récemment [12], des expériences ont été réalisées avec des électrodes larges (1 cm de diamètre) pour étudier l'effet sur l'émission de champ renforcée (cf. A.3). Les électrodes étaient composées, soit de métaux massifs (niobium, vanadium, tantale, aluminium), soit de leur dépôt en couche mince sur un disque de quartz. Ici comme ailleurs, aucune variation significative des caractéristiques de l'émission n'a été constatée au cours de la transition S-N. De même, le travail de sortie mesuré par photoémission reste inchangé.

Cependant, il est bien connu que les paires d'électrodes d'isolation peuvent avoir une meilleure tenue en tension à la température cryogénique [25]. La contradiction n'est qu'apparente. En effet, lorsque l'écartement des électrodes est grand (> 1 mm), le claquage est moins initié par l'émission de champ que par le bombardement des particules et la formation de plasma ainsi induite [26]. Autrement, l'effet de la transition apparaît très faible et négligeable.

A.2.6. EMISSION DE CHAMP EN REGIME HYPERFRÉQUENCE

Le modèle F&N est initialement établi pour un champ électrique statique. Dans quelle condition peut-il s'adapter à un champ hyperfréquence ($E(t) = E_0 \sin \omega t$) de pulsation ω ?

Soit τ la durée d'interaction de l'électron tunnel avec la barrière, la théorie [27] montre que si ω est très inférieure à $1/\tau$, alors le coefficient de transmission de l'électron arrivant sur la barrière à l'instant t , sera déterminé par la forme de cette dernière à cet instant. Or la valeur de τ , estimée par Büttiker et Landauer [27], prend la forme :

$$\tau = \int_{x_1}^{x_2} \left(\frac{m}{2(V(x) - \epsilon_f)} \right)^{1/2} dx, \quad (11)$$

où x_1 et x_2 sont respectivement les abscisses des plans d'entrée et de sortie de la barrière, m est la masse, e la charge de l'électron, V la barrière, et ϵ_f l'énergie de Fermi (en unité MKSA). Pour la barrière triangulaire, on obtient alors ($E = 5 \times 10^9$ V/m et $\phi = 4.5$ eV) :

$$\tau = \frac{1}{E} \left(\frac{2m\phi}{e} \right)^{1/2} \approx 1.4 \times 10^{-15} \text{ s}. \quad (12)$$

Ainsi, lorsque la fréquence, $f = \omega/2\pi$, est inférieure à 1 THz, la densité de courant instantanée, $J(t)$ peut être calculée par les expressions de F&N /éq.(8), (9) (10)/ en y substituant E par $E(t)$. Même sans recours à la théorie, c'était une conjecture aisée qui avait conduit Charbonnier et al. [28], en 1963, à construire un « femitron » pour la tester expérimentalement. Il s'agissait d'un dispositif micro-onde capable d'amplifier un signal (classe A) ou de générer des harmoniques (classe C), constitué de 2 cavités réentrantes montées en opposition, et de pointes d'émission de champ en tungstène (Figure 6). La cavité d'entrée était excitée par un signal de 9 GHz. Sur la base de la conjecture, les auteurs avaient calculé le gain en classe A et le rendement de génération du quatrième harmonique, les avaient comparés avec leur valeur mesurée et constatèrent une bonne correspondance. Ils avaient également, dans une expérience préliminaire avec un autre montage, montré que l'image de l'émission d'une pointe tungstène était identique en champ statique et hyperfréquence. Ces résultats semblent indiquer la possibilité d'adapter le modèle de F&N pour l'émission en hyperfréquence ; tout au moins pour des pointes fines. Néanmoins, cette vérification indirecte était tributaire de la précision des calculs intermédiaires du gain et du rendement.

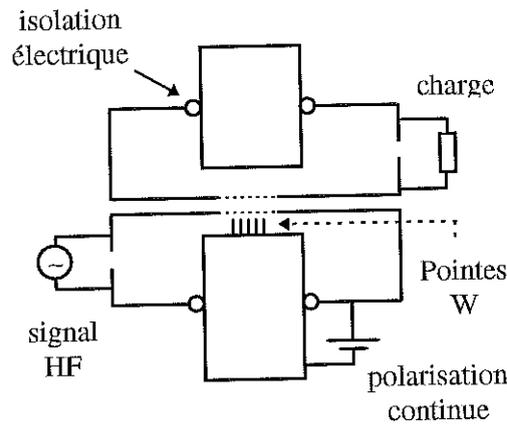


Figure 6
Schéma du « femitron »

Une autre méthode plus directe pour valider l'extension du modèle consiste à calculer le courant moyen en fonction de l'amplitude du champ, puis à le mesurer. Soit A_e l'aire de la surface d'émission, le courant moyen est donné par l'intégrale :

$$\langle I(E_0) \rangle = \frac{A_e}{T} \int_0^{T/2} J(E_0 \sin \omega t) dt \quad (13)$$

Selon la méthode utilisée et le domaine de champ considéré, l'expression analytique qui en résulte peut être différente. Par exemple, Hübner [29] obtient autour de 2GV/m :

$$\langle I(E_0) \rangle = C_1 E_0^{3/2} \exp\left(-\frac{C_2}{E_0}\right), \text{ où } C_1 \text{ et } C_2 \text{ sont des constantes.} \quad (14)$$

En reportant les points de mesures sur une pointe, dans le plan $X=1/E_0$ et $Y=\ln(\langle I \rangle/E_0^{3/2})$, il a pu vérifier leur alignement. Dans une étude relatée par Fursey [30], les auteurs ont trouvé un champ en exposant 3 dans le terme préexponentiel, avec des constantes différentes. Cependant aucun de ces auteurs n'a vérifié expérimentalement la valeur des constantes, car la connaissance exacte du champ sur une pointe très fine n'est pas aisée.

Deux méthodes plus générales ont également été proposées ([31, 32], [33]), elles aboutissent à une expression analytique similaire :

$$\langle I(E_0) \rangle = A_e \frac{M E_0^{5/2}}{\phi^{7/4}} \exp\left(-\frac{N \phi^{3/2}}{E_0}\right), \quad (15)$$

Pour une barrière triangulaire et E_0 entre 2 et 20 GV/m, nous avons calculé numériquement la valeur des constantes : $M = 5.27 \times 10^{-12} \pm 12\%$, $N = 6.62 \times 10^9 \pm 3\%$. Nous utiliserons ce résultat dans notre travail.

Il faut noter que le courant moyen ne dépend pas de la fréquence de l'excitation. Cette caractéristique a été vérifiée par Klein [34] sur des surfaces larges (émission renforcée, cf. A.3) en excitant plusieurs modes d'une cavité micro-onde.

A.3. EMISSION DE CHAMP SUR DES SURFACES LARGES

A.3.1. DEMENTI DE LA PREDICTION DU MODÈLE DE F&N

En pratique, les champs électriques intenses de plusieurs GV/m sont peu usités, sauf dans le microscope à effet de champ. Couramment, la valeur du champ macroscopique imposée à un bon nombre de dispositifs (interrupteur, isolateur haute tension, câble et guide-ondes, cavités électromagnétiques, etc.) se situe autour de quelques dizaines de MV/m. Si on considérait l'application d'un champ de 30 MV/m sur une surface métallique caractérisée par un travail de sortie de 4.5 eV, le modèle F&N prédirait /éq.(8)/ une densité de courant direct de 10^{-928} A/m^2 , tout à fait indétectable, ce qui n'était pas le cas expérimentalement..

Dès le début du siècle, le problème du courant de fuite dans les « gaps » haute tension, paires d'électrodes isolées par le vide, était connu comme un des phénomènes précurseurs du claquage [35, 36, 37]. A partir de 1920, plusieurs études furent menées par Millikan et son équipe [38, 39, 40]. Elles établirent la nature électronique du courant et une loi empirique :

$$I = C_1 \exp(-C_2/E), \text{ où } C_i \text{ sont des constantes liées au matériau.} \quad (16)$$

De telles émissions électroniques qualifiées depuis de « renforcées » furent également observées sur les « gaps » soumis à un champ haute fréquence (20-120 MHz) [41] et sur les parois des cavités accélératrices hyperfréquence où elles produisent un rayonnement X par le freinage des électrons dans le matériau [42]. En dépit des décennies de recherche, l'explication des mécanismes physiques réserve encore des difficultés et le débat reste ouvert.

A.3.2. CARACTÈRE LOCAL DE L'EMISSION RENFORCEE

Au milieu des multiples aspects de l'émission renforcée brille une certitude. L'émission des électrons, aussi bien en champ statique que micro-onde, est toujours localisée sur de petites régions appelées sites émetteurs. Cette constatation est commune à toutes les études, quels que soient les dispositifs expérimentaux utilisés.

A.3.3. TECHNIQUES D'ETUDE DE L'EMISSION RENFORCEE

Les techniques expérimentales appliquées à l'étude de l'émission de champ renforcée sont nombreuses et la plupart a été passée en revue par Noer [43] en 1982. Elles permettent soit la localisation des sites, soit la détermination de leur nature, ou encore le tracé de leurs caractéristiques courant-champ (I-E). Nous rappelons seulement les principes de ces techniques pour une meilleure appréciation des résultats obtenus à travers elles. La panoplie disponible pour l'étude en champ statique (DC) est bien plus riche que pour son homologue en champ hyperfréquence (HF). Dans une cavité, la distribution de champ variable dans le temps et l'espace complique les trajectoires électroniques. De même, la structure fermée d'une cavité ne facilite pas la détection et l'observation des phénomènes.

A.3.3.1. TECHNIQUES EN REGIME DC

1/ Fluorescence : L'anode en verre est recouverte d'un phosphore par dessus duquel vient se déposer une couche mince métallique, nécessaire à la polarisation de l'électrode. Le phosphore image l'impact des électrons émis. La résolution est limitée par la divergence du pinceau électronique ; elle peut être augmentée en diminuant l'écartement des électrodes, au risque cependant de détériorer l'anode car la densité de courant y sera importante. La taille minimale des spots avoisine 0.2 mm. La caractéristique I-E du site peut être obtenue en calibrant l'intensité du spot lumineux.

2/ Rayonnement de transition : Le rayonnement de transition est produit lorsqu'une particule chargée traverse l'interface de deux milieux aux propriétés optiques différentes, comme le vide et l'anode métallique. Sa détection utilise un photomultiplicateur. La puissance du rayonnement étant proportionnelle à la puissance du faisceau d'électron, la caractéristique du site s'obtient aisément.

3/ Point incandescent : Lorsque l'anode est constituée d'une feuille mince, la densité élevée du courant électronique provoque une élévation locale de la température de l'anode. Elle se traduit par un spot incandescent.

4/ Rayonnement X : Il est possible d'imager l'impact des électrons de quelques dizaines de keV sur l'anode en disposant derrière celle-ci un film sensible aux rayonnements X.

5/ Pulvérisation : Cette technique réalise un marquage des sites émetteurs en recouvrant l'anode par un film de plomb, facilement pulvérisable par le pinceau d'électrons. Les atomes de plomb ionisés positivement « remontent » le courant électronique vers la cathode le long des lignes de champ. Les sites de petites dimensions ($\sim 5 \mu\text{m}$) ont ainsi pu être identifiés. Le marquage présente l'inconvénient de contaminer le site et de modifier sa caractéristique d'émission.

6/ Anode trouée : Le déplacement d'une anode plane circulaire, trouée en son centre, au dessus de l'échantillon permet de localiser les sites. Les électrons traversent le trou et sont collectés, soit par une cage de faraday placée derrière l'anode pour la mesure du courant, soit par un spectromètre pour l'analyse du spectre en énergie des électrons émis. La détection est limitée aux sites les plus forts. Si le champ appliqué est augmenté pour localiser les sites faibles, l'émission des sites forts entraînera des claquages. La précision de cette technique dépend du diamètre du trou et de la distance entre électrodes.

7/ Anode pointe : Le balayage par une pointe anode recense la plupart des sites avec une meilleure résolution spatiale que la technique « anode trouée », avec un moindre risque de claquage du fait que seule une petite surface est soumise au champ. Des précautions sont ici nécessaires pour l'évaluation du champ.

8/ Emission lumineuse à la cathode : Une émission locale lumineuse sur l'échantillon, dans le spectre visible, a souvent été observée en corrélation avec l'émission renforcée. Cette technique a récemment été étendue au régime hyperfréquence (cf. B.2.2).

A.3.3.2. TECHNIQUES EN HF

Avant d'aborder les techniques de diagnostic dans les cavités accélératrices, rappelons brièvement quelques notions de base à partir d'un schéma (Figure 5). Une cavité composée de

plusieurs cellules identiques forme un tronçon accélérateur, la puissance hyperfréquence y pénètre par le coupleur d'entrée. Une distribution de champ électromagnétique stationnaire identique est établie dans chaque cellule, mais en opposition de phase de l'une à l'autre. La longueur de la cellule est choisie de sorte qu'un paquet relativiste ($\beta \cong 1$) de particules chargées, injecté à son entrée dans l'axe de la cavité, puis accéléré par le champ axial dit accélérateur (noté E_{acc}) traverse la cellule pendant exactement une $\frac{1}{2}$ période HF. Un coupleur HOM (High Order Mode) évacue les modes supérieurs générés par le faisceau de particules chargées. Les émissions renforcées se produisent préférentiellement au niveau des iris où le champ est presque le double du champ accélérateur.

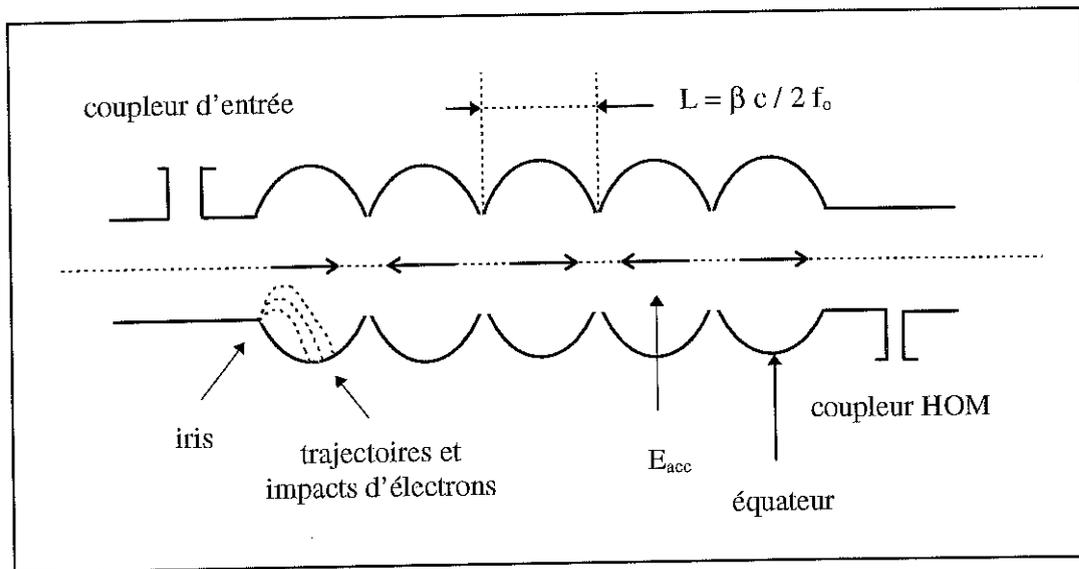


Figure 7
schéma d'une cavité 5 cellules

Techniques de diagnostics :

1/ Sonde de courant : une antenne polarisée positivement insérée dans la cavité recueille une partie des électrons émis. Cette méthode simple ne permet cependant pas la localisation des sites.

2/ Mesure du facteur de qualité à vide Q_0 : En l'absence de l'émission renforcée, le tracé de Q_0 en fonction de E_{acc} donnerait une droite horizontale jusqu'au « quench » magnétique. Lorsque les électrons sont émis, une partie de l'énergie électromagnétique est absorbée pour les accélérer. La valeur de Q_0 diminue, car elle est inversement proportionnelle aux pertes HF dans la cavité, présentant une pente dans son tracé. Comme la méthode précédente, celle-ci détecte globalement une émission [44].

3/ Détecteur de rayonnement X : La dose de rayonnements X reçue par les photodiodes peut indiquer la présence de l'émission d'électrons et permet de suivre son évolution en fonction du champ [42].

4/ Réseaux de thermomètres : C'est la technique la plus sophistiquée et la plus informative pour les cavités supraconductrices. Elle emploie un grand nombre de thermomètres à base de carbone, disposés en rang le long des méridiens de la paroi externe d'une cellule. L'écart de température mesuré (quelques mK de résolution) par rapport à la moyenne, indique l'impact d'électrons qui cèdent leur énergie cinétique à la paroi. La prise en compte d'un modèle de transfert thermique entre cette dernière et le bain d'hélium [45] permet de déduire l'énergie des électrons à l'impact. Une simulation des trajectoires, connaissant la distribution du champ électromagnétique (macroscopique) dans la cellule, permet de remonter [46] à l'emplacement des sites. L'erreur de localisation provient surtout de l'ignorance du facteur d'accroissement local du champ électrique sur le site à identifier. Assistée par un algorithme d'acquisition rapide [47], cette technique donne l'évolution des sites au cours d'un conditionnement (ex. HPPP). Par ailleurs, elle peut s'utiliser conjointement avec la mesure de Q_0 .

Parallèlement à ces techniques, il existe aussi des dispositifs dédiés spécifiquement à l'étude de l'émission renforcée en régime hyperfréquence comme ceux présentés dans ce travail.

A.3.4. DISTINCTIONS ENTRE SITE NATUREL ET SITE SELECTIONNÉ

Les sites naturels sont créés sur une surface au cours de son élaboration, ses traitements spécifiques ou son séjour dans une atmosphère contaminante. Ils sont classés généralement suivant leur origine ; intrinsèque ou extrinsèque. Parmi les premiers, on trouve les rayures et autres défauts géométriques du métal, produits par exemple à l'occasion de contacts accidentels. La seconde famille, plus vaste, comprend les objets contaminants microscopiques (particules, fragments) déposés sur la surface ou inclus. De façon rudimentaire, on distingue les objets conducteurs, semi-conducteurs, et isolants. Pratiquement, il est possible de déterminer qualitativement les éléments chimiques qui composent les objets contaminants. La micro-analyse par EDX (cf. B.1.2.1.) est souvent utilisée. L'image en électron secondaire dans un MEB fournit également un moyen pour repérer un objet isolant du fait de son accumulation de charge. Cette dernière produit une image brillante très contrastée. En revanche, la quantification de la

composition chimique d'un objet ne peut être que très imprécise, car son origine et sa forme aléatoire mettent en échec les procédures de calibration habituelles.

Finalement, les résultats des études sur les sites naturels dépendent nécessairement de la préparation des surfaces et de leur « histoire » ; c'est-à-dire les endroits où elles ont transité et les manipulations dont elles ont fait l'objet. Ces résultats sont ainsi difficilement reproductibles. Par ailleurs, leur interprétation n'est pas facilitée par la coexistence de sites émetteurs aux propriétés différentes.

Ces remarques ont conduit à l'étude des sites sélectionnés, objets de forme et de caractéristiques connues, qui sont introduits sur des surfaces initialement aussi propres que possible. La démarche de contamination sélective constitue un moyen efficace pour vérifier la généralité des résultats obtenus sur les sites naturels, ainsi que la validité des modèles proposés.

A.3.5. MODELES THEORIQUES

Les modèles théoriques présentés dans cette section sont élaborés à partir d'observations sur l'émission renforcée en régime statique. Les expériences en amont sur le régime hyperfréquence sont récentes et encore rares. De fait, il convient de garder une réserve sur l'extension de certains modèles en régime hyperfréquence.

A.3.5.1. MODÈLE GEOMETRIQUE CLASSIQUE

Outre le caractère local de l'émission renforcée, un autre résultat incontestable obtenu sur les sites naturels, est le fait que les points de mesure (courant-champ) s'alignent dans le plan F&N : $X=1/E$, $Y = \ln(I/E^2)$ pour un champ statique, et $Y = \ln(\langle I \rangle/E^{2.5})$ pour un champ micro-onde. Ceci signifie que la caractéristique courant-champ a la même forme mathématique que les relations de F&N /éq. (8) et (15)/, avec cependant une pente différente.

En 1964, Alpert et al. [48] reprenaient le modèle de F&N en y introduisant une hypothèse ad hoc. Ils suggéraient que le champ appliqué était multiplié par un facteur β au niveau d'une protubérance de la surface, en raison de l'effet de pointe. Afin de préciser cet effet, la valeur de β a été calculée pour différentes géométries simples (cylindre coiffé d'un hémisphère, ellipsoïde, etc.) en résolvant l'équation de Laplace [48,49]. Il en ressortait que : $\beta \equiv h/r$, où h est la hauteur de

la protubérance et r le rayon de la surface émissive. En vertu de ce modèle dit de F&N modifié, les relations courant-champ devaient s'écrire respectivement pour le régime statique et hyperfréquence :

$$I(E) = A_{eDC} \frac{1.54 \times 10^{-6} (\beta_{DC} E)^2}{\phi} \exp\left(-\frac{6.83 \times 10^9 \phi^{3/2}}{\beta_{DC} E}\right), \text{ et} \quad (17)$$

$$\langle I(E_o) \rangle = A_{eRF} \frac{M (\beta_{RF} E_o)^{5/2}}{\phi^{7/4}} \exp\left(-\frac{N \phi^{3/2}}{\beta_{RF} E_o}\right), \quad (18)$$

où les notations conservent la même signification que dans (8) et (15).

Les valeurs expérimentales de β peuvent être obtenues par ajustement mathématique grâce à (17) et (18). Elles valent généralement quelques centaines dans les deux régimes. L'étude de la morphologie des sites sur les électrodes larges (DC) avait d'abord conforté le modèle [50, 51] qui était resté largement accepté jusqu'à la fin des années 70. La première remise en cause de ce modèle fut l'observation de spots lumineux à l'emplacement des sites électroniques [52]. La seconde vint de l'analyse du spectre d'énergie totale des électrons émis [53]. Le maximum du spectre, au lieu de coïncider avec le niveau de Fermi comme le prédit le modèle F&N, était décalé vers les valeurs inférieures. De plus, sa largeur à mi-hauteur dépassait celle calculée par le même modèle. Enfin, une étude morphologique plus soignée [54], qui évitait les microdécharges au cours de la mesure de l'émission continue, démontrait à tort l'absence de géométrie susceptible de rendre compte des valeurs mesurées de β . Nous verrons plus tard pourquoi cette démonstration était fautive. Cependant, ces différents points ont fortement ébranlé le modèle géométrique au profit de nouveaux modèles qui mettent en avant les propriétés diélectriques des contaminants.

A.3.5.2. MODELE DES « FILAMENTS ELECTROFORMÉS »

Le modèle s'appuie sur l'observation du basculement d'un isolant à un état conducteur « switching on » dans une structure MIM (Métal-Isolant-Métal). Celle-ci comporte un substrat métallique (cathode) recouvert d'une couche d'oxyde de 10 à 1000 nm, obtenue par anodisation ou réaction à haute température avec l'oxygène. Un dépôt de métal par évaporation d'environ 10 nm (anode) referme le sandwich. Le basculement, correspondant à une augmentation de la conductivité jusqu'à 8 ordres de grandeur, se produit typiquement pour une polarisation de quelques volts [55,56]. Plus intéressant encore, cet état particulier engendre une émission électronique et lumineuse très localisée. Leurs emplacements semblent par ailleurs coïncider

[55,57]. Ces résultats ont été interprétés par la formation de filaments conducteurs au sein de l'isolant sous l'effet du champ électrique.

Le même processus a été invoqué par Hurley [99] pour expliquer une série d'observations associées à l'émission renforcée sur les électrodes larges en régime DC. D'abord, l'émission électronique a été attribuée au renforcement du champ à l'extrémité du filament (Figure 8). En effet, les filaments très fins, constitués de lacunes d'oxygène, peuvent avoir un diamètre aussi petit que 2 nm. La diminution de l'émission en présence de pression partielle d'oxygène ou d'azote [58] s'explique ainsi naturellement par l'empoisonnement des canaux.

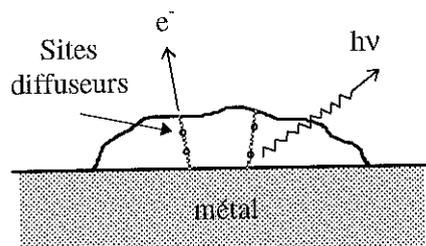


Figure 8

Formation de filament dans un isolant déposé sur le métal

L'instabilité du courant devait trouver son origine dans les ruptures et créations erratiques des filaments. Enfin, la diffusion des électrons hors du canal conducteur, par des sites disséminés de fortes résistances, rendrait compte de l'émission de photons.

Malgré ses attraits apparents, le modèle comporte quelques faiblesses. Le mécanisme de formation des filaments reste flou. L'expérience montre uniquement une forte dépendance à la température ; notamment, aucun « switching on » n'a été observé en dessous de 77 K. Aussi, l'émission renforcée dans les cavités supraconductrices à 4.2 K ne peut pas être interprétée par ce modèle. En outre, même à température ordinaire, il n'est pas certain que la croissance des filaments soit compatible avec un champ hyperfréquence.

A.3.5.3. MODÈLE DES « ELECTRONS CHAUDS »

Ce modèle périodiquement remanié par ses auteurs, Latham et al., depuis son apparition vers 1978 [59], n'est pas sans analogie avec le modèle précédent. Il fait appel à la même

configuration de site émetteur (Figure 8) et au concept de filaments formés dans l'isolant. Toutefois, le filament ne se comporte pas ici comme un brin métallique, mais présente seulement une certaine conductivité dans son prolongement et surtout une forte densité électronique équivalente à celle d'un métal à son extrémité qui débouche sur le vide. La description du modèle a adopté le formalisme de la représentation des bandes d'énergie afin de mieux illustrer sa capacité à rendre compte du décalage et élargissement expérimental du spectre d'énergie.

Dans la version la plus sophistiquée du modèle [60], la particule diélectrique de 0.1 à 1 μm doit posséder des caractéristiques particulières. Elle doit contenir des impuretés qui donnent naissance à des pièges et centres donneurs d'électrons. La concentration de ces derniers doit être de l'ordre de 10^{24} m^{-3} . Le niveau des pièges doit se trouver au dessus du niveau de Fermi ; celui des donneurs en dessous. Il est également nécessaire que l'interface isolant-vide (IV) présente des états de surface initialement non remplis. Ces caractéristiques sont requises pour expliquer l'allumage des sites émetteurs « switching on ». Le mécanisme commence par la pénétration du champ électrique dans l'isolant. Celui-ci déplace les électrons issus des donneurs vers l'interface IV et les trous résultant vers l'interface métal-isolant (MI) où se crée une charge d'espace qui accroît le champ local. Ce champ bien qu'élevé reste insuffisant pour provoquer un passage tunnel du métal vers l'isolant. Il permet en revanche une injection par saut d'électrons « hopping » [61] à des points préférentiels. Les électrons injectés traversent l'isolant suivant les lignes de champ, en remplissant les pièges et formant ainsi des canaux filamenteux. Une fois les pièges remplis, les électrons viennent s'accumuler dans les états de surface, juste derrière l'interface IV. Ainsi, le champ à cette interface augmente tandis que celui à l'interface MI diminue du fait de l'écrantage. Si le champ électrique appliqué reste inchangé, le courant d'injection s'annulera et aucune émission ne se produira. Par contre, s'il est augmenté continuellement, l'effet d'écrantage se saturera quand tous les états de surface seront remplis ; alors l'injection reprendra. A partir d'une valeur de champ donnée, l'injection et la déformation de la structure des bandes d'énergie produisent un gaz d'électrons dégénéré tout près de l'interface IV où règne un très fort champ local. Les électrons peuvent y acquérir une énergie suffisante pour passer par dessus la barrière, presque sans perte d'énergie par interaction avec les phonons en raison de la courte distance parcourue. Ces électrons « chauds » sont ainsi émis thermoioniquement. Une partie peut également franchir la barrière par effet tunnel. La recombinaison des paires électron-trou est susceptible de produire une émission lumineuse comme celle observée sur les cathodes. (Figure 9).

Ce modèle, bien que séduisant, suscite quelques réserves. Il faut d'abord noter que le modèle propose seulement un scénario possible pour l'émission renforcée et son amorçage. Jusqu'à présent, aucune équation de transport et d'équilibre n'a été établie pour s'assurer de la possibilité d'atteindre le régime stationnaire décrit à la Figure 9. Ensuite, même en admettant cette possibilité, le développement mathématique [60] pour décrire la caractéristique courant-champ, le décalage et l'élargissement du spectre d'énergie n'ont jamais pu être vérifiés directement, faute de pouvoir mesurer les paramètres pertinents : concentration des pièges et des donneurs, propriétés des états de surface, permittivité, affinité, et énergie de Fermi de la particule.

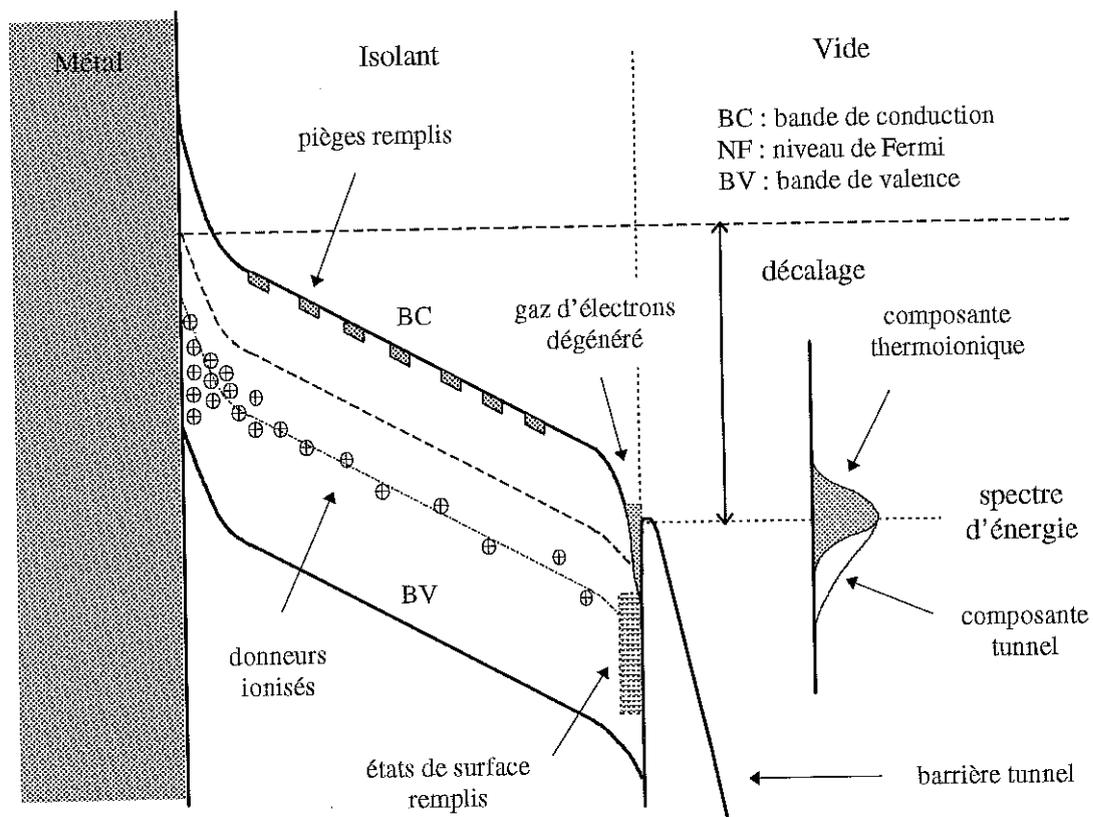


Figure 9

Régime d'émission stationnaire selon le modèle des « électrons chauds »

Plus paradoxalement encore, jusqu'à 100 MV/m, la contamination sélective d'une surface par des particules d'alumine ou de silice, ou le dépôt d'une couche d'oxyde anodique, ne révèle généralement aucune émission renforcée en champ statique, situation pour laquelle le modèle est élaboré [88]. Par contre, les mêmes particules émettent en champ hyperfréquence de 1.5 GHz, alors que le temps de remplissage et de formation des charges d'espace laisserait supposer une

dynamique lente, et par conséquent une probabilité d'émission moindre. Toutefois, le spectre d'énergie des électrons émis en champ hyperfréquence n'a jamais été mesuré. Aussi, l'argument principal, que constitue le décalage spectral en faveur du modèle, ne peut être invoqué. De fait, il n'est pas certain que l'émission observée en HF relève du mécanisme décrit.

Note : Effet d'antenne

Il s'agit d'un accroissement local du champ électrique à la base d'un fragment ou particule isolé du substrat métallique par un film diélectrique, en raison du resserrement des équipotentiels (Figure 10). Le facteur vaut environ $h/\delta d$. Cet effet favoriserait localement la formation des filaments selon le modèle A.3.5.2 ou A.3.5.3.

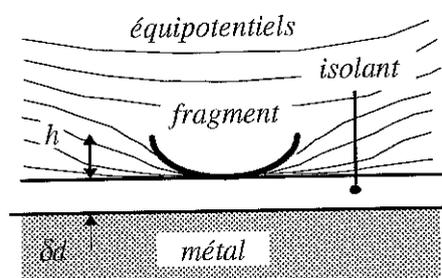


Figure 10

Effet d'antenne

A.3.5.4. MODÈLE DES PROTUBÉRANCES SUPERPOSEES

Ce modèle a été proposé par notre laboratoire suite aux études expérimentales qui y ont été menées [88]. Au cours des études sur les sites naturels, il est toujours difficile d'affirmer le caractère isolant ou semi-conducteur d'un site. Souvent, un aspect blanc et brillant de l'image en électrons secondaires est retenu comme un argument. En effet, un matériau diélectrique possède généralement un rendement plus grand en émission secondaire. D'autre part, l'objet se charge négativement sous le faisceau primaire. Ce faisant, il repousse les électrons secondaires émis par le métal avoisinant. La région autour du site apparaît donc sombre ; ce qui renforce le contraste de l'image. Néanmoins, un site métallique ayant une structure feuilletée, comme il a été parfois observé, peut aussi produire une image claire car la sortie des électrons secondaires est favorisée. L'analyse chimique qualitative EDX ou Auger révèle seulement les éléments présents, mais ne permet pas de juger, sans une calibration précise, des liaisons chimiques et à fortiori de la

conductivité du matériau. La présence de Mo et S peut aussi bien correspondre à un disulfure de molybdène, MoS_2 ou à un composé de soufre adsorbé sur une particule de Mo. Par contre, un site de luminosité équivalente au substrat métallique peut être considéré comme conducteur. Ce type d'observation recouvre au moins 50% des sites naturels d'après Jimenez [88]. L'image au microscope électronique à balayage (MEB) confirme en outre qu'une partie de ces sites sont des défauts géométriques de la surface métallique. Ainsi, la possibilité de l'émission renforcée par des sites métalliques ne laisse plus de doute.

L'idée nouvelle de la superposition des protubérances (Figure 11) découle de la comparaison de l'émission entre des particules sélectionnées de même taille, mais d'aspect différent ; les unes sont parfaitement lisses et sphériques, les autres rugueuses et de forme quelconque. Il s'est avéré que les premières présentent un seuil d'émission défini pour un courant de 10 pA, supérieur à 120 MV/m, alors que les secondes émettent déjà à 20 MV/m.

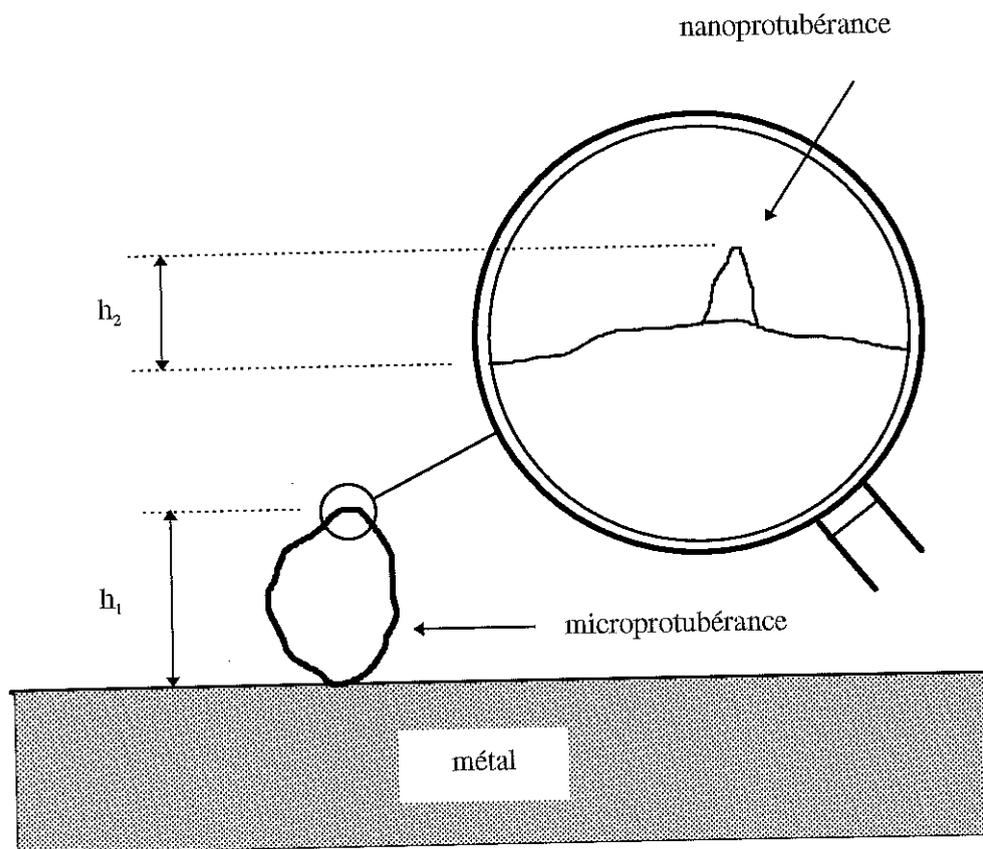


Figure 11

Modèle de 2 protubérances superposées

Cette hypothèse de la superposition rend compatible les facteurs de l'ordre de 100 avec la morphologie des sites émetteurs. En effet, il apparaît raisonnable de supposer que l'accroissement local du champ sur la microprotubérance par le facteur β_1 disons de 10, toujours donné par le rapport hauteur/rayon, s'étende sur toute la hauteur de la nanoprotubérance (typiquement 100 nm). Ainsi, si la géométrie de cette dernière renforce le champ d'un facteur β_2 , le champ local sur la pointe émissive sera $\beta_2 \times \beta_1 \times E_0$, où E_0 est le champ macroscopique appliqué. Le facteur β global sera donc : $\beta = \beta_1 \times \beta_2$. Finalement, des valeurs β_1 de l'ordre de 10 suffisent à produire les valeurs du β global mesuré de l'ordre de 100.

Jimenez et al. [88] ont résolu numériquement l'équation de Laplace pour une superposition de deux cylindres terminés par un hémisphère. En prenant un rapport hauteur/rayon égale à 10 pour chaque protubérance et h_1/h_2 égale à 10, le calcul donne un facteur d'accroissement local β de 50. Pour une nanoprotubérance très petite devant la microprotubérance, le calcul devient imprécis du fait du maillage pour des structures disproportionnées. En réalité, il faut bien noter que cette représentation de la superposition des protubérances vise simplement un but pédagogique. Elle exprime l'idée que l'accroissement local du champ généré par un défaut possédant une terminaison très fine de l'ordre du nanomètre peut être très important, sans qu'un code numérique ne puisse l'évaluer en raison de la disproportion des dimensions. Notre modèle n'est rien d'autre qu'un modèle géométrique affiné. Le rejet du modèle géométrique dit classique venait du simple fait qu'il n'avait pas considéré les protubérances à une échelle suffisamment petite. Toutefois, l'observation de ces nanoprotubérances est délicate. Les techniques de haute résolution, microscope à effet tunnel ou à force atomique, sont pratiquement inutilisables car elles ne permettent que l'observation de très petits détails sur une surface plane. Basé sur la théorie de F&N, notre modèle reste impuissant à interpréter, à lui seul, le décalage du spectre d'énergie. Mais si l'on suppose que le décalage est dû à une modification de la barrière de potentiel produit par des atomes ou molécules adsorbés (passage tunnel résonnant), il pourrait rendre compte de la plupart des observations expérimentales.

A.3.6. RESONANCE TUNNEL INDUITE PAR L'ADSORPTION

L'adsorption d'espèces chimiques sur une surface métallique soumise à un champ électrique perturbe la barrière tunnel. Son influence peut être modélisée par l'addition à la barrière initiale d'un puits de potentiel rectangulaire de largeur w , situé à une distance d du métal, et caractérisé par un état lié au niveau d'énergie E_b , [62] (Figure 12). L'effet de résonance a été mis

en évidence par Duke et Alferieff en 1967 [63] au moyen du calcul du courant total et du spectre en énergie d'émission de champ à travers la barrière modifiée. Leurs calculs ont permis d'expliquer un résultat expérimental resté pendant un temps un paradoxe [64]. Une pointe de tungstène ayant adsorbé l'azote émet un courant plus faible qu'une pointe propre. En même temps, sa caractéristique courant-champ dans le plan F&N ($y = \ln(I/E^2)$, $x = 1/E$) présente aussi une pente plus faible. Ce qui suggère une diminution du travail de sortie /cf. (8)/. Or, un tel changement aurait augmenté le courant émis ! Ce comportement en apparence paradoxal peut être interprété par le calcul de Duke et Alferieff. L'étude paramétrique montre en outre, selon les caractéristiques du puits, la possibilité d'une émission plus forte ($\times 10^2$ à 10^4), et l'apparition d'une bosse dans le spectre d'énergie sous le niveau de Fermi, lorsque le niveau de l'état lié se situe dans la bande de conduction. Dans certains cas, cette bosse devient la contribution dominante dans le spectre, masquant la composante près de l'énergie de Fermi. Le calcul prévoit également son déplacement vers les énergies plus faible au fur et à mesure que le champ électrique appliqué croît. Cette prédiction est compatible avec les spectres expérimentaux obtenus sur des sites émetteurs de cathodes larges en régime DC par l'équipe de Latham [65] qui les interprète cependant par le modèle des « électrons chauds ».

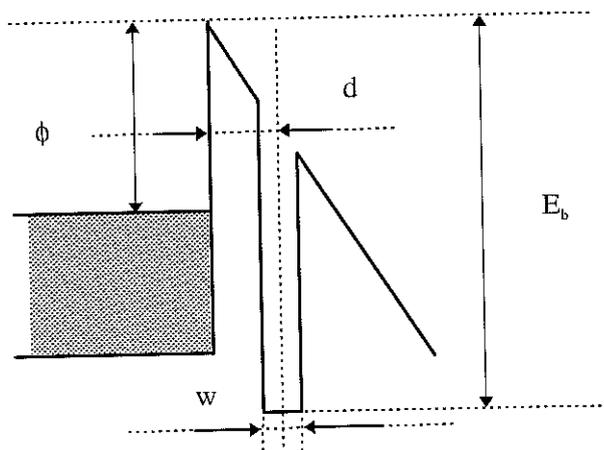


Figure 12

Perturbation de la barrière de potentiel par un adsorbat

Les mêmes calculs ont été repris par Tan [33] (1995) avec une méthode numérique plus précise et ont abouti aux mêmes conclusions. Malgré tout, il n'est pas encore aisé aujourd'hui d'établir une correspondance nette entre le type d'adsorption et les caractéristiques du puits de potentiel additionnel.

A.3.7. RESUME DE QUELQUES RESULTATS EXPERIMENTAUX RECENTS

L'analyse de ces résultats, dont une partie a été obtenue dans notre laboratoire, participe largement à l'orientation du travail présent. Ils recouvrent à la fois le régime statique ou DC et le régime hyperfréquence HF, sur les sites naturels et sélectionnés. Les surfaces DC, sous forme d'échantillons, sont testées dans divers dispositifs spéciaux. L'étude de l'émission sur les surfaces HF est effectuée soit directement sur la paroi d'une cavité supraconductrice, soit sur des échantillons placés dans une cavité à température ambiante.

A.3.7.1. COMPOSITION DES SITES NATURELS

i) Surfaces DC

La composition des sites naturels dépend pour l'essentiel du conditionnement de la surface. Les sites émetteurs identifiés par Niedermann [66] sur des surfaces en niobium, brossées avec une brosse à fibre de carbone, dans l'intention d'enlever les grandes particules, contiennent systématiquement du carbone. Lorsque les surfaces sont préparées avec la procédure utilisée pour les cavités accélératrices (cf. B.3.), c'est-à-dire chimiquement polies et rincées proprement, l'analyse des sites révèle les éléments étrangers tels que [67, 68, 88] : Al, Fe, Cr, W, Ti, Cu, Si, C, S, Ca et O. Les mêmes éléments peuvent être trouvés dans les particules sur des surfaces autres que le niobium. Cette liste est parfois raccourcie pour une analyse en EDX dont le seuil de détection est plus élevé que l'analyse Auger. La taille des particules varie entre 0.5 μm et 50 μm . Certaines surfaces, en particulier celles qui sont polies mécaniquement, présentent des défauts comme des rayures qui émettent souvent.

ii) Surface HF

Le type de contaminant dépend non seulement de l'environnement pendant les étapes de préparation de la surface, mais aussi des techniques de montage de la cavité (plus lourdes et potentiellement plus contaminantes que pour les surfaces DC). Aussi, une étude dans une cavité supraconductrice spécialement dessinée, dite cavité « champignon » [69], dont les conditions de montage et de test sont très similaires à celles d'une cavité accélératrice, peut fournir des informations plus pertinentes sur la nature et la composition des sites naturels. Ces sites sont identifiés après le test HF par des cratères ou des « starbursts » (Figure 13), qui témoignent de

l'activité passée d'un site émetteur. D'après Hays et al. [70], sur 29 sites analysés par la spectroscopie Auger, 23 contiennent du Fe, 16 du Cr, 9 du Si, quelques sites présentent des traces de Ni, Mn, In, Cu, C, et F. Les sites contenant du Cr, contiennent également du Fe. Ils sont probablement constitués par des particules d'acier inoxydable détachées des pièces de montage. Les auteurs attribuent la présence de silice au verre borosilicate qui compose les filtres d'air. L'apparition fréquente de Fe et du Cr a aussi été confirmée par l'analyse des surfaces directement sur les cavités accélératrices [71, 72]. Ces résultats soulignent le rôle important des particules métalliques dans l'émission renforcée sur les surfaces HF.

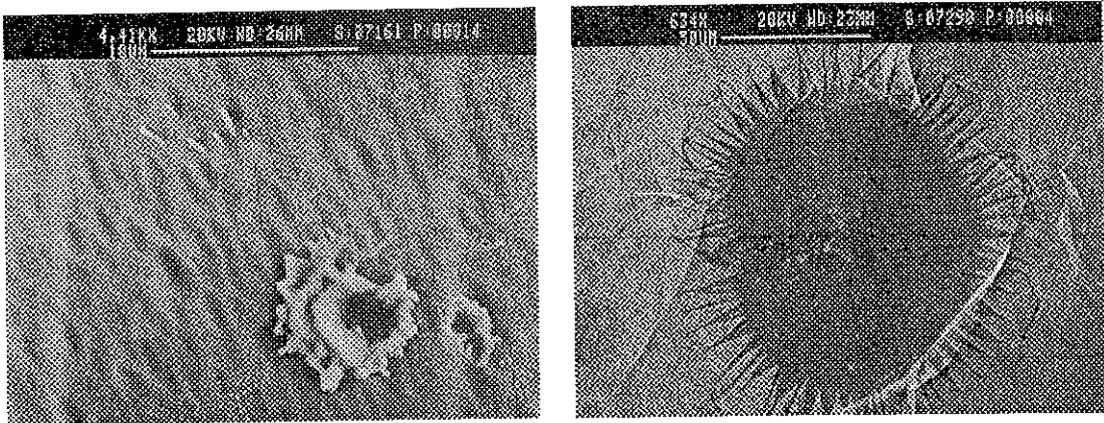


Figure 13

a) cratère

b) « starburst »

A.3.7.2. COMPORTEMENT DES SITES SÉLECTIONNES

L'intérêt de l'étude des sites sélectionnés a été explicité dans la section A.3.4. Notre laboratoire a largement contribué à ces études, tant en régime DC qu'en régime HF.

i) Régime DC

- Forme : l'influence de la forme de particules métalliques sur le seuil d'émission à 10 pA a été étudié sur des particules (Fe, Ni) sphériques lisses (10 à 20 μm) et des particules d'aspect rugueux et de forme irrégulière (5 à 10 μm). Il s'est avéré que le seuil des premières se situe au delà de 120 MV/m alors que celui des secondes débute à 20 MV/m [73].

- Taille : d'après Jimenez [88], il ne semble pas avoir de relation directe entre la taille et le seuil d'émission pour des particules métalliques de 1 à 50 μm .

- Couche d'oxyde : le rôle de la couche d'oxyde pourrait apparaître dans deux situations différentes. Certaines particules métalliques contaminantes (Nb, Ti) possèdent une couche d'oxyde naturel isolante. Celle-ci semble avoir une influence inhibitrice sur l'émission [74]. Le substrat métallique lui-même peut comporter une couche d'oxyde sur laquelle se dépose la particule de contamination. Dans ce cas, la structure MIM ainsi formée a-t-elle une émission électronique différente de celle qu'aurait la particule posée sur un métal nu ? Jimenez a étudié l'émission des particules de fer et d'argent en fonction de l'épaisseur de l'oxyde sur le niobium (Nb_2O_5), entre 5 nm (oxyde naturel) et 240 nm (oxyde anodique). Il a conclu à l'absence d'une influence significative. En fait, l'émission de la particule provoque le claquage de l'oxyde qui perd sa propriété isolante, illustré par l'image MEB de la particule avant et après émission [74]. Finalement, la particule émet comme si elle était déposée sur un niobium exempt de couche d'oxyde.

- Emission des défauts géométriques de la surface : l'analyse de la surface d'une cavité montre parfois des micro-rayures résultant probablement de contacts avec un objet quelconque au cours des étapes de préparation. De tels défauts, d'une dizaine de microns de haut, ont été reproduits intentionnellement. Ils exhibent une émission électronique importante et reproductible.

- Fusion partielle : le courant d'émission d'un site métallique (particule ou défaut géométrique) est limité. Lorsque le champ électrique augmente, il se produit à un moment donné une chute brutale et irréversible du courant. L'autopsie du site révèle toujours une fusion partielle [74]. Cette observation atteste une fois de plus du caractère très localisé de l'émission renforcée.

ii) Régime HF

- Action de la force électrique [75] : un champ d'une vingtaine de MV/m suffit à dresser les particules de fer ($\sim 10 \mu\text{m}$) dans leur plus grande hauteur. Lorsque la densité de contamination est forte, plusieurs particules s'empilent pour former un édifice stable de 100 μm de haut. Ces phénomènes ne peuvent que favoriser l'émission en renforçant géométriquement le champ local. Le redressement et l'empilement se conservent après suppression du champ, comme en témoignent des observations ultérieures au MEB (Figure 14). Celles-ci montrent clairement des

traces de fusion entre les particules et à la base, entre une particule et la surface. Elles expliquent dans ce cas le maintien des édifices. Néanmoins, les forces d'adhésion suffisent à assurer le maintien dans la plupart des cas. L'action de la force électrique avait déjà été observée par Farrall [76] en régime DC.

- Emission des particules isolantes : contrairement au régime DC, les surfaces contaminées intentionnellement par des particules d'alumine, présentent une émission même à faible champ (quelques MV/m). La caractéristique courant-champ est proche de celle de F&N. Le mécanisme et l'opposition par rapport au régime DC de cette émission demeurent mal expliqués.

D'une manière générale, les caractéristiques du régime DC se retrouvent dans le régime HF, à l'exception cependant du comportement de certains types de particules isolantes.

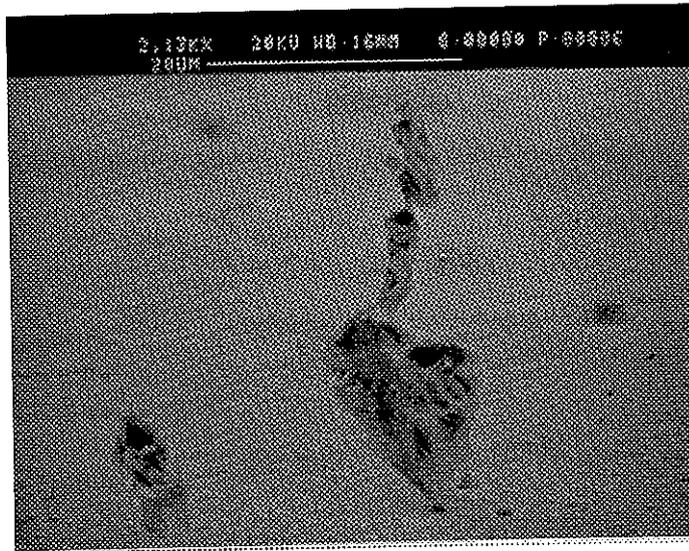


Figure 14

Redressement et empilement de particules de fer sous l'action de la force électrique

A.3.7.3. LES TRAITEMENTS CURATIFS DE L'ÉMISSION RENFORCEE

Aucun traitement parfaitement efficace et reproductible n'a encore vu le jour jusqu'à présent pour supprimer l'émission renforcée. Les traitements cités ci-dessous ont été expérimentés avec plus ou moins de succès.

- Conditionnement au gaz : on trouve dans la littérature [43] un grand nombre d'expériences utilisant différents gaz. Elles ont fourni des résultats parfois contradictoires. Parmi ces expériences, il faut distinguer celle où l'introduction du gaz se déroule en absence du champ et celle en sa présence. Généralement, l'effet sur le courant d'émission est attribué dans le premier cas à l'adsorption qui provoque soit une résonance tunnel inhibitrice, soit une augmentation du travail de sortie. Dans le second cas, la modification du site émetteur par pulvérisation ionique est souvent invoquée. Néanmoins, les études plus récentes en régime DC montrent dans ce dernier cas, la possibilité d'un effet réversible. Zeitoun et Jüttner [77,78] ont obtenu un cycle de réduction et augmentation du courant par un cycle d'introduction et évacuation de gaz (Ar ou CO). Bajic et Latham [79] ont démontré que le bénéfice du conditionnement par différents gaz (He, Ar, O₂, N₂) peut être annihilé par un chauffage de l'échantillon à 250°C. Les auteurs imputent ce résultat à la diffusion dans le métal des ions implantés. Paradoxalement, en régime HF dans les cavités supraconductrices, la condensation de O₂ et He semble au contraire activer des « sites dormants » [80]. Toutefois, l'effet est également réversible par un recyclage à la température ambiante.

- Traitement thermique : là encore, on trouve dans la littérature revue par Noer [43] des résultats contradictoires. Certains traitements procurent une diminution du courant d'émission alors que d'autres font apparaître de nouveaux sites émetteurs. Sur ce débat, les expériences récentes [66,81] ont permis de clarifier les données sans pour autant fournir une réponse définitive. Il apparaît qu'un traitement à 1400°C inhibe l'émission renforcée du niobium, alors qu'un traitement en dessous de 800°C active des sites nouveaux. Examinons un résultat typique présenté par Pupeter et al. [81] sur un échantillon soumis à 100 MV/m (Figure 15).

Chaque pic sur le disque représente une émission supérieure à 10 nA. Au vu de ce résultat et en absence de données supplémentaires fournies par les auteurs, nous pensons que l'activation des sites à 400 °C (b) pourrait correspondre à une contamination de l'échantillon par des particules ou à une précipitation d'impuretés au cours du traitement thermique. Il est possible que le chauffage des pièces de support libère des particules. Celles-ci seraient émoussées ou dissoutes par un effet de recuit à 1400°C ; d'où la suppression de l'émission en vertu du modèle des protubérances superposées. L'apparition de nouveaux sites et leur augmentation en nombre au cours du deuxième traitement à 400°C (d à f) traduiraient une nouvelle contamination suggérée par l'emplacement différent des sites par rapport à (b). L'arrivée progressive des particules ou la formation progressive de précipités expliquerait la multiplication des sites le long du traitement. Un nouveau polissage chimique (BCP) qui enlève 10 µm à la surface, enlève les particules et

précipités; d'où la quasi absence d'émission en (g). Le dernier traitement (h) aurait de nouveau contaminé la surface, avec un nouvel emplacement des sites. Ce scénario, qui n'a pas été proposé par les auteurs de l'étude, rend compte avec cohérence des observations expérimentales.

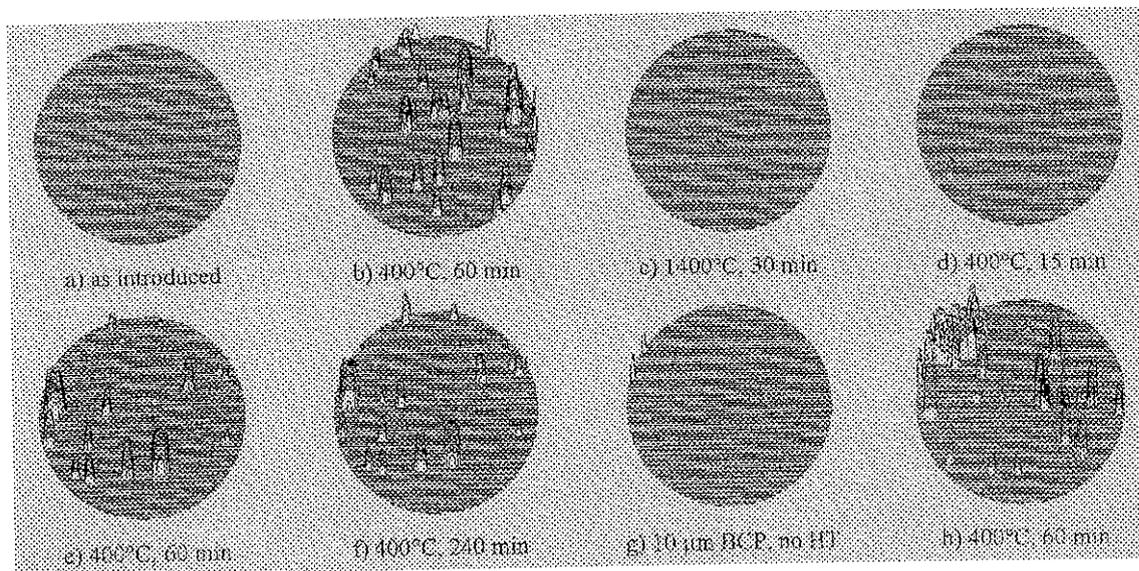


Figure 15

Effet d'un traitement thermique sur l'émission renforcée d'un échantillon en niobium $\phi = 12$ mm poly-cristallin chimiquement poli et rincé à eau ultra pure à très haute pression (d'après [81])

Les traitements thermiques ont été essayés sur des cavités supraconductrices [80]. Ceux à haute température (1350°C) ont confirmé la réduction de l'émission de champ renforcée. Malheureusement, ils présentent l'inconvénient de diminuer aussi le facteur de qualité de la cavité, en raison de la diffusion des « getters titane » employés pour prévenir l'adsorption d'oxygène par la surface interne de la cavité. Il faut avoir recours à un nouveau décapage chimique de la surface pour retrouver un coefficient de surtension acceptable. Tout le bénéfice du traitement thermique sur l'émission de champ est alors perdu.

- Traitement hyperfréquence : l'application du champ hyperfréquence sur la surface peut constituer en elle-même un procédé in situ, capable de réduire l'émission renforcée.

i) Dépoussiérage par l'action électrique

Si la force électrique est capable de dresser et d'empiler les particules (cf. A.3.7.2), elle peut aussi arracher celles-ci de la surface pour les déposer dans une région de moindre champ, où elles ne seraient plus nuisibles. L'efficacité d'un tel traitement a été qualifiée par Tan et al. [82]

sur des échantillons. Il en ressort que la proportion des particules arrachées augmente avec la durée effective du traitement et la réduction de la largeur de l'impulsion HF, pour un cycle utile de 1%. Un traitement de 200 s à 30 MV/m, avec des impulsions de 10 μ s, élimine 90 % des particules de fer (20-50 μ m) intentionnellement déposées sur une surface.

La force électrique varie en première approximation comme le carré de la hauteur de la particule, et comme le carré du champ électrique. La force d'adhérence est davantage proportionnelle à la taille de la particule. Ainsi, l'efficacité du traitement dépend également de la taille des particules contaminantes. La taille maximale en dessous de laquelle le traitement perd son efficacité peut être estimée [83]. Par exemple, à 30 MV/m, les particules de taille inférieure à 1 μ m devraient rester à la surface. Par ailleurs, de plus grandes particules peuvent être soudées à la surface par la dissipation du courant d'émission à l'interface particule-substrat. Ceci justifie l'emploi d'impulsions courtes et d'une montée progressive en champ. En dépit de ces précautions et du dépoussiérage, certaines particules restent en place. Leur comportement vis-à-vis de l'émission de champ est alors comparable à celui des défauts géométriques.

ii) Destruction sur place des sites émetteurs

Un procédé, essayé avec un relatif succès à la fois sur les cavités chaudes en cuivre et les cavités supraconductrices en niobium, est connu sous le nom de « HPPP » (High Peak Power Processing). Il consiste à coupler une forte puissance HF dans la cavité en régime d'impulsions. Le champ appliqué à la surface dépasse alors sa valeur nominale en fonctionnement. Graber et al. [84] ont montré que les cavités en niobium (3 GHz) ainsi traitées, accroissent leur gradient accélérateur jusqu'à 80 % en régime d'onde continue (CW). Ce procédé in situ se révèle aussi efficace contre les contaminations qui surviennent lors des recyclages à chaud ou des expositions à l'air. Il semble uniquement limité par la valeur maximale du champ électrique appliqué pendant le traitement. Néanmoins, ses mécanismes physiques restent à confirmer.

A.3.7.4. QUESTIONS OUVERTES

Au terme de cette analyse, nous retenons deux points essentiels : i) la part importante des sites métalliques ou conducteurs dans l'émission renforcée ; particulièrement dans les cavités HF où le nombre et la complexité des étapes de montage favorisent ce type de contamination, ii) la simplicité avec laquelle le modèle des protubérances superposées peut interpréter la plupart des

observations expérimentales. Ce modèle autorise des prédictions qui soulèvent des questions dont les réponses apporteraient une consolidation ou un démenti à sa validité.

La théorie de F&N à la base du modèle, prévoit un courant d'émission stable tandis qu'un grand nombre de mesures en régime DC indique une fluctuation. Quelle est l'origine de cette fluctuation ? Peut-on rétablir de manière simple la stabilité du courant ?

Le facteur de renforcement du champ généré par l'effet de géométrie fine et l'aire effective d'émission, doivent être identiques dans le régime DC et HF. Que donne la mesure de ces paramètres sur un même site métallique dans les deux régimes ?

La géométrie fine ou nano-structure implique un élément émissif très fragile du point de vue thermique et mécanique. Pourra-t-on réduire l'émission en détruisant cet élément par un traitement thermique ou mécanique superficiel sans modifier le site à une échelle plus grande ?

D'autres questions appellent aussi des réponses d'une importance pratique. Quels sont les mécanismes et les limites du traitement HPPP ? Comment apprécier le danger que représentent les particules isolantes pour les surfaces HF ? D'où vient l'abaissement de leurs seuils d'émission par rapport au régime DC ? Quelles sont les propriétés du faisceau d'électrons émis par un site métallique en régime HF ? Peut-on envisager son utilisation dans une source froide pulsée ?

Notre étude vise à apporter une réponse expérimentale à chacune de ces questions.

PARTIE B

**DISPOSITIFS EXPERIMENTAUX ET PREPARATION DES
ECHANTILLONS**

Les ensembles expérimentaux comprennent essentiellement deux dispositifs à champ statique, i.e. à courant direct (DC) et 3 dispositifs à champ hyperfréquence (HF). Leur description et leurs caractéristiques sont présentées dans cette partie. Ils seront référencés par la suite par les abréviations DC1, DC2, HF, HF2, HF3.

B.1. DISPOSITIFS A CHAMP STATIQUE

B.1.1. CHAMBRE ULTRAVIDE À MESURE GLOBALE (DC1)

B.1.1.1. DESCRIPTION GENERALE

Ce dispositif est destiné à la mesure du courant total émis par un échantillon plan ou quasi-plan. L'ensemble constitue une structure de diode, polarisable jusqu'à un potentiel de 25 kV. Une pièce cylindrique en acier inoxydable de 14 mm de diamètre forme l'anode et l'échantillon d'un diamètre inférieur, la cathode (Figure 16). La distance inter-électrodes sera souvent choisie autour de 0.5 mm, résultat d'un compromis entre l'obtention d'un champ électrique élevé et la réduction du risque de claquage. Des détails supplémentaires sont disponibles dans [85].

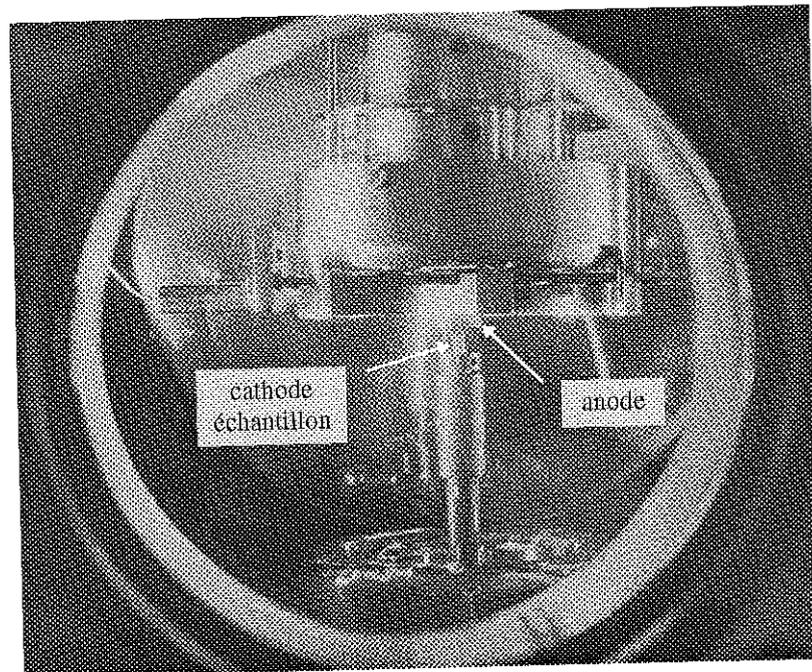


Figure 16

Vue de la structure de diode à travers le hublot

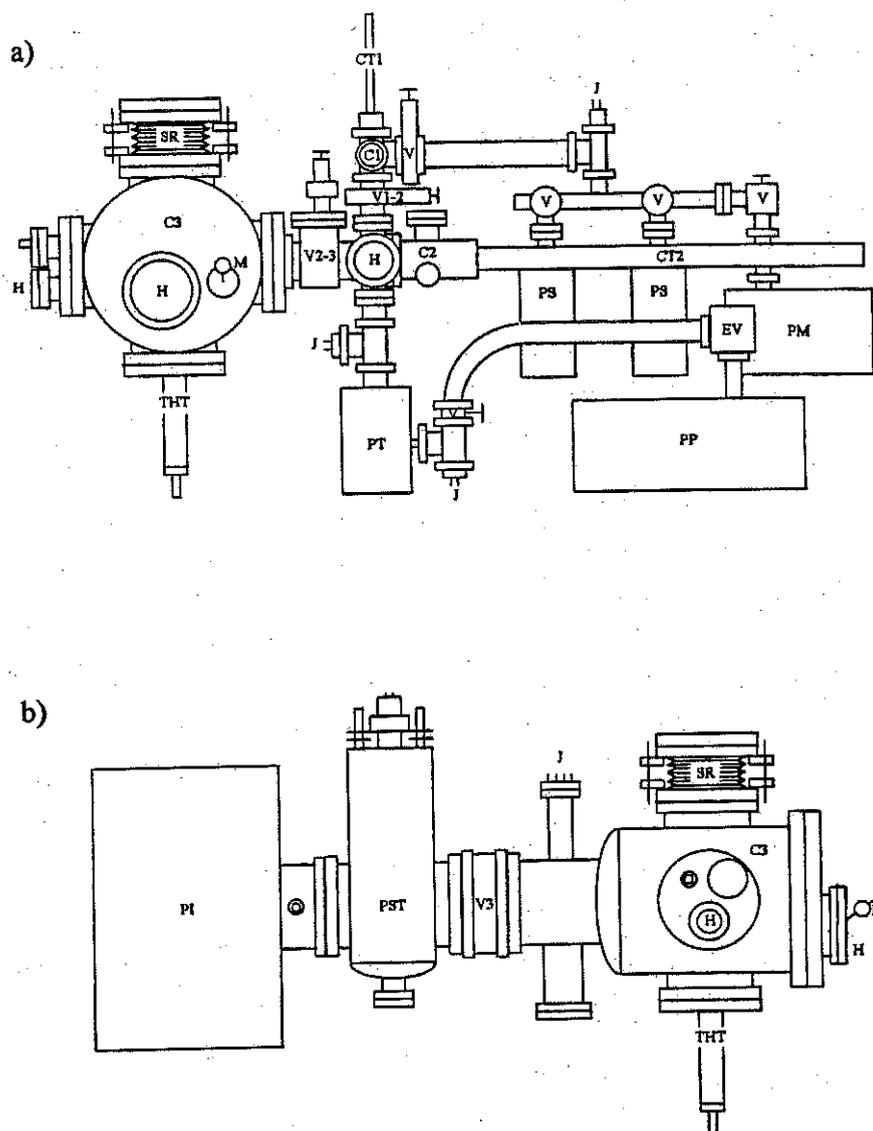
La stabilité et la reproductibilité des mesures dépendent étroitement de la qualité du vide dans la chambre. En effet, l'ionisation des gaz résiduels peut engendrer, d'une part, un courant ionique qui perturbe la mesure en se superposant au courant électronique, et d'autre part, une modification de la surface de la cathode par bombardement d'ions [86]. L'ampleur de ces phénomènes augmente avec la surface soumise au champ élevé. Comme toute la surface supérieure de nos échantillons ($\sim 10 \text{ mm}^2$) subit un fort champ, l'emploi de l'ultravide ($p < 10^{-8} \text{ Pa}$) devient incontournable.

La technique de l'ultravide impose un choix restrictif des matériaux. Ceux-ci doivent présenter une faible pression de vapeur et une tenue suffisante en température. En pratique, seuls l'acier inoxydable étuvé à 450°C par le fabricant pour diminuer le taux d'hydrogène dissout, le verre et les céramiques en alumine sont utilisés. Une fois assemblée, l'enceinte doit subir un étuvage à 250°C pendant le pompage pour désorber les molécules d'eau et de monoxyde de carbone sur les parois. L'étuvage d'une enceinte de grande taille dure plusieurs jours. Cette opération doit être renouvelée à chaque fois que la chambre est exposée à l'air, comme lors de changement d'un échantillon. Aussi a-t-on préféré introduire ce dernier à travers plusieurs sas isolés les uns des autres par des vannes. Cette solution permet de maintenir la chambre de mesure en permanence sous un vide inférieur à 10^{-7} Pa , mais augmente l'encombrement de l'ensemble (Figure 17).

A chaque mesure, le transfert de l'échantillon se fait grâce aux bras manipulateurs, successivement à travers les chambres C1, C2, et C3. La chambre C1 est évacuée ($p \sim 1 \text{ Pa}$) par une pompe sèche à membrane, relayée par une pompe à sorption (zéolytes) refroidie à l'azote liquide. Ces systèmes sont exempts d'huile. Le vide secondaire de C2 ($p \sim 10^{-5} \text{ Pa}$) est assuré par une pompe turbomoléculaire (100 l/s) couplée à une pompe à palette. L'ultravide ($p \sim 10^{-8} \text{ Pa}$) dans la chambre de mesure C3 est obtenu après prévidage à travers C2, par une pompe ionique (600 l/s) et un puits à sublimation de titane (PST). Le PST maintient un bon vide dans C3 même en cas de coupure secteur, lorsque la vanne V2-3 est fermée.

B.1.1.2. SYSTEME D'ETUVAGE DE L'ECHANTILLON

A l'intérieur de C3, l'échantillon est porté sur une longue tige centrale comportant plusieurs raccords vissés, isolée de la paroi de la chambre par une céramique. Ce montage, qui assure une bonne sécurité du point de vue électrique, rend très défavorable la conduction thermique entre la



- | | | | |
|-----|--|----|---------------------|
| C | chambre à vide : C1 primaire, C2 secondaire | CT | cannes de transfert |
| EV | électrovanne | H | hublots |
| J | jauges | M | manipulateur |
| THT | traversée haute tension à 100 kV | V | vannes d'isolement |
| P | pompes : PI ionique, PST sublimation de titane, PT turbomoléculaire, PP à palettes, PS à sorption, PM à membrane | | |
| SR | système de réglage du parallélisme et de la distance inter-électrodes | | |

Figure 17

Vue d'ensemble de l'installation DC1

a) vue de face, b) vue de gauche

chambre et l'échantillon. Ainsi, même en étuvant la première, la température du dernier ne pourra guère monter. En pratique, on constate un courant d'émission très fluctuant. Afin de vérifier si l'origine de ces fluctuations réside dans les molécules d'eau ou de monoxyde de carbone adsorbées à la surface de l'échantillon, il a été décidé de monter un système de chauffage pour celui-ci. Idéalement, le système de chauffage ne doit pas contaminer la chambre, par exemple par son propre dégazage, et fonctionner en présence de la haute tension appliquée à l'échantillon. Cette double exigence peut être satisfaite en optant pour un chauffage extérieur par une lampe, à travers le hublot.

La réalisation comporte une ampoule halogène de 250 W à enveloppe de quartz et à filament de tungstène, dont le spectre se situe entre 0.6 μm et 1.5 μm (Figure 18) et réflecteur ellipsoïdal, avec un revêtement réfléchissant à haut rendement en rhodium OPTILAS®. Le faisceau lumineux émis par l'ampoule placée à un foyer se retrouve focalisé sur l'échantillon qui coïncide avec le second foyer distant du premier de 40 cm. La fenêtre du hublot en verre SUPRASIL présente une absorption limitée dans le spectre de la lampe. Néanmoins, elle peut s'échauffer notamment par convection de l'air. Des précautions doivent être prises pour éviter un gradient de température trop élevé et trop subit entre la fenêtre et sa bride, qui peut conduire à la fissuration et à l'éclatement du verre. Celles ci consistent, par exemple, en une ventilation de la fenêtre et un préchauffage par cordon de la bride.

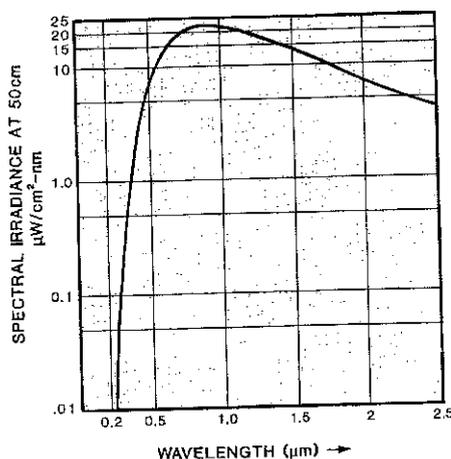


Figure 18
Spectre de la lampe halogène
(documentation Oriel)

La température atteinte sur l'échantillon a été calibrée par un thermocouple en fonction de la puissance de la lampe contrôlée par une alimentation variable (Figure 19).

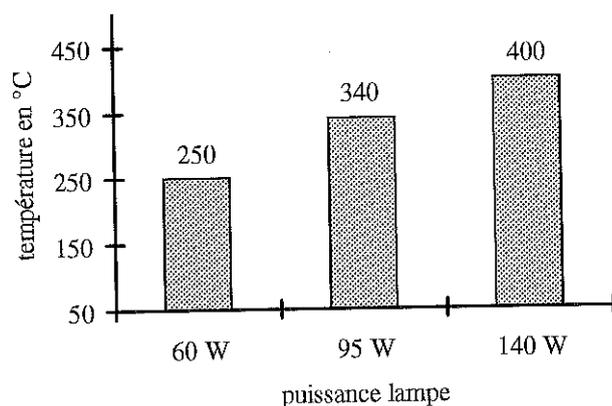


Figure 19

Température de l'échantillon en fonction de la puissance de la lampe

B.1.1.3. INSTRUMENTATION DE CONTRÔLE ET D'ACQUISITION

Classiquement, une alimentation Très Haute Tension (THT) constitue le cœur de ce dispositif. Elle est commandée par une alimentation Basse Tension (BT). Le potentiel aux bornes des électrodes est lu à travers un pont diviseur (1/1000) par un voltmètre protégé par un éclateur à gaz. Le picoampèremètre qui mesure le courant émis bénéficie d'une protection par interrupteur électronique. Un schéma électrique est présenté à la Figure 20. L'ensemble (générateur BT, voltmètre, interrupteur et picoampèremètre) est commandé par une application programmée avec le langage graphique LABVIEW® (Laboratory Virtual Instrument Engineering Workbench, National Instrument) [87]. Ce langage permet d'exploiter aisément les fonctions résumées dans le Tableau 1.

B.1.1.3. EVALUATION DU CHAMP ELECTRIQUE

Les échantillons utilisés se présentent sous la forme d'un cylindre de 3 mm de diamètre avec un méplat au bord arrondi (cf. Figure 16). La géométrie n'est pas exactement celle d'un condensateur plan. Néanmoins, nous avons pu vérifier grâce au code OPERA-2D® de la société Vector Field que l'approximation $E = V/d$ reste valide ; V étant le potentiel appliqué et d la distance inter-électrodes mesurée au cathétomètre avec une précision de 5 μm .

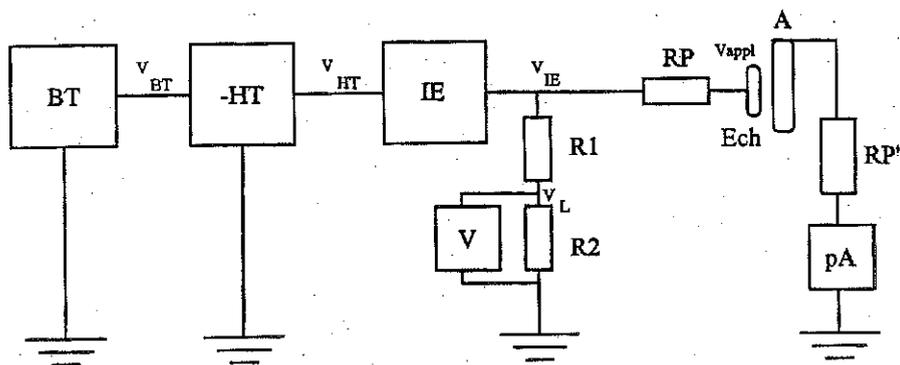


Figure 20

Schéma électrique

BT/base tension, HT/haute tension, IE/interrupteur électronique, V/voltmètre
 R1et R2/résistances du pont diviseur, RP et RP'/résistances de protection
 Ech/échantillon, A/anode, pA/picoampèremètre

CONTROLE D'INSTRUMENT	<ul style="list-style-type: none"> • Bus IEEE 488 • RS 232 • VXI
AQUISITION DE DONNEES	<ul style="list-style-type: none"> • Entrées/sorties analogiques • Entrées/sorties numériques
TRAITEMENT NUMERIQUE	<ul style="list-style-type: none"> • Génération des signaux • Filtrages, fenêtrage • Analyse fréquentielle
TRAITEMENT STATISTIQUE	<ul style="list-style-type: none"> • Régression, lissage • Moyenne, écart-type
AFFICHAGE DES DONNEES	<ul style="list-style-type: none"> • Interface interactive • Graphique, courbes
STOCKAGE DES DONNEES	<ul style="list-style-type: none"> • Archivages des données • Impression

Tableau 1

Fonctions disponibles sous LABVIEW

Le dispositif DC1 servira à l'étude des fluctuations du courant induites par les gaz adsorbés.

B.1.2. MICROSCOPE ELECTRONIQUE A BALAYAGE (MEB) AMENAGE (DC2)

B.1.2.1. DESCRIPTION GENERALE

Contrairement à DC1 qui possède une géométrie de type plan-plan pour les électrodes, DC2 fait usage d'une géométrie pointe-plan (anode-cathode) pour réaliser une mesure locale de l'émission, au lieu d'une mesure globale sur tout l'échantillon. Ce dispositif avait déjà été employé par Jimenez [88] dans une étude très fructueuse sur les sites émetteurs en champ statique ; et l'appareillage n'a été que légèrement modifié depuis. Par conséquent, nous nous contenterons d'une présentation sommaire (Figure 21)

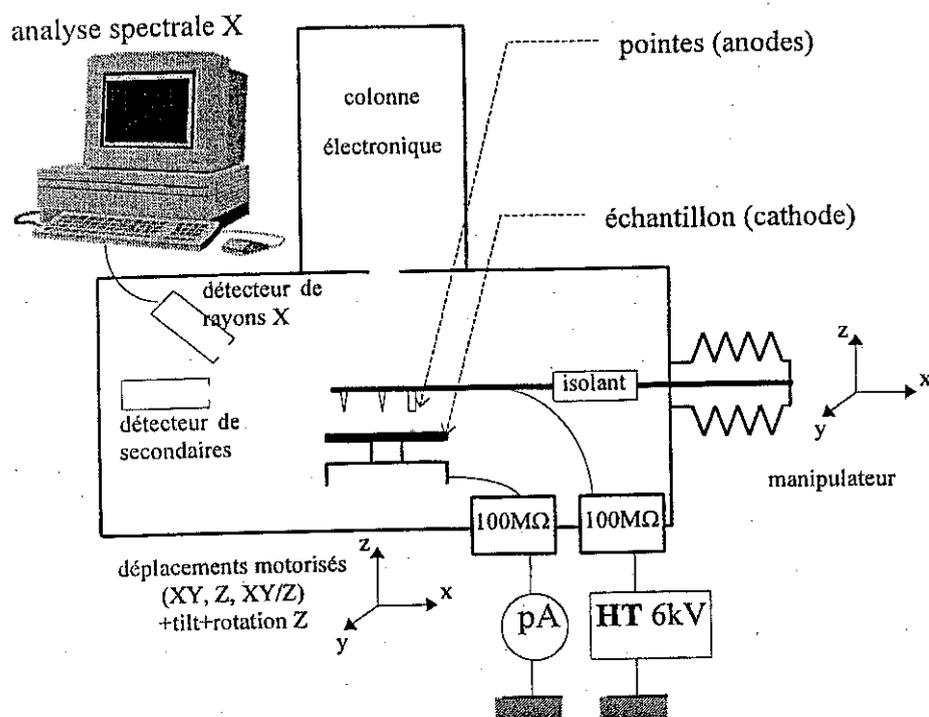


Figure 21

MEB aménagé pour l'étude de l'émission de champ

Le principal atout de ce dispositif réside dans la combinaison de trois outils de grande résolution. D'abord, une mesure de l'émission des sites avec une précision de quelques microns grâce à des anodes-pointes très fines obtenues par polissage électrolytique. Ensuite, une observation directe de la surface émissive grâce à la fonction MEB révèle sa morphologie avec une résolution d'une dizaine de nanomètres. La microanalyse par dispersion en énergie des rayons

X [89] apporte une connaissance sur la nature chimique de ses composants. La Figure 22 montre un exemple d'image de microanalyse du MEB.

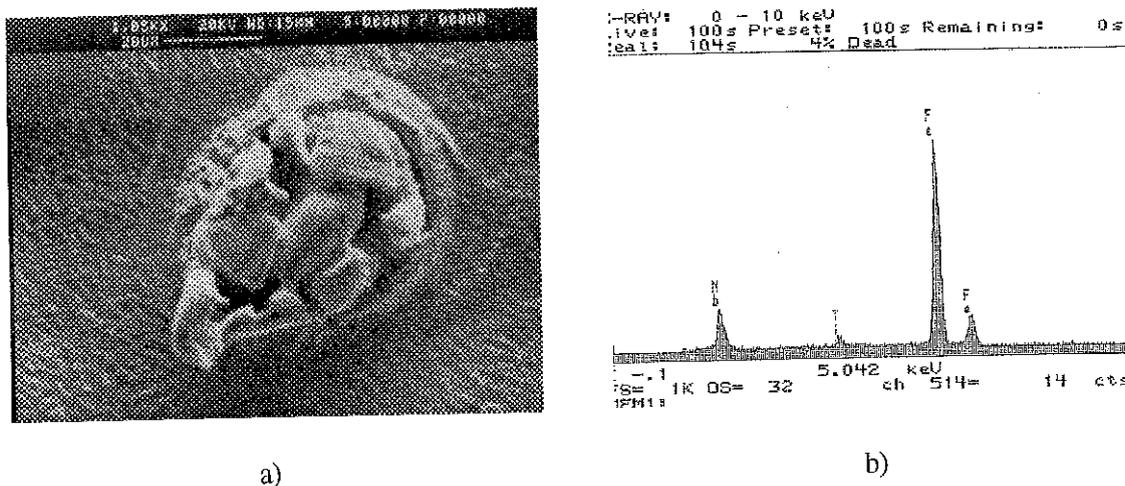


Figure 22

Particule de fer partiellement diffusée dans le niobium après un recuit :
a) image en électrons secondaire, b) identification des éléments chimiques

B.1.2.2. POSITIONNEMENT DE L'ANODE ET MESURE DE L'EMISSION

L'intérêt du dispositif consistant à pouvoir analyser la morphologie et la composition du site émetteur, il est impératif d'emmener la pointe non polarisée dans l'alignement de la sonde électronique en utilisant le déplacement latéral de la tige porte-pointe (cf. Figure 21). Pratiquement, on visualise l'extrémité de la pointe avec un fort grandissement. Ensuite, il faut déterminer avec précision la distance entre les électrodes. Pour ce faire, le procédé le plus fiable consiste à rapprocher délicatement l'échantillon à l'aide du déplacement en z du plateau porte-échantillon. Tant qu'il reste un espace entre les électrodes, le moindre tapotement sur le support du MEB fera vibrer la pointe suspendue à une longue tige (Figure 23) avec une très faible amplitude ($\sim 0.1 \mu\text{m}$), mais suffisante pour être visible sur l'image, car le grandissement est important. On rapproche l'échantillon jusqu'à supprimer l'espace. Il ne reste plus alors qu'à éloigner la pointe avec le déplacement en z de la tige, contrôlé par une vis micrométrique sur laquelle se fera la lecture de la distance. La précision est de $2 \mu\text{m}$ environ. En général, la distance choisie est de $100 \mu\text{m}$; ce qui correspond à erreur relative de 2%. Le champ électrique appliqué juste sous la pointe prend la forme :

$$E_o = \alpha_o \frac{V - R_p I}{d}, \quad (19)$$

où R_p désigne la résistance de protection (200 M Ω), α_o dépend de la forme de la pointe et de la distance entre électrodes d . Généralement, pour les échantillons testés, d est de l'ordre de 100 μm et α_o vaut environ 1 avec une pointe de 1 mm de rayon de courbure. La tension appliquée ne dépasse pas 5 kV.

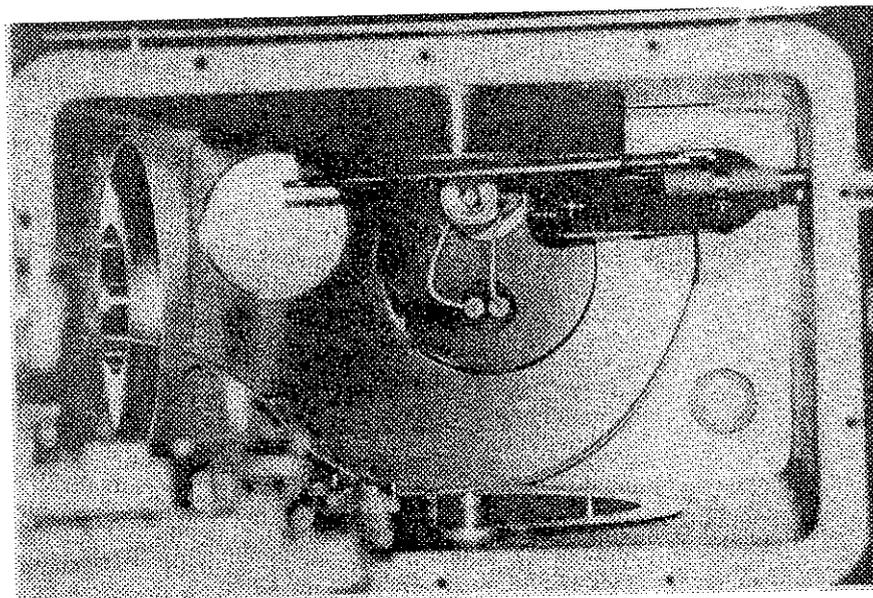


Figure 23

Intérieur du MEB avec la tige porte-pointe juste sous la colonne électronique

B.1.2.3. CHAUFFAGE DE L'ECHANTILLON

En raison du vide secondaire qui règne dans le MEB, une cartouche chauffante avec un thermocouple intégré a pu être employée sans dégrader le vide dans l'enceinte. Elle est insérée dans le support et porte l'échantillon à 300°C maximum. Bien qu'une température plus élevée ait pu être atteinte, celle-ci était volontairement limitée afin de ne pas détériorer certaines pièces du support (rondelle de TEFLON : polyfluoroéthylène). Ce chauffage est régulé par un boîtier WATLOW 965.

Le dispositif DC2 sera employé pour la comparaison des caractéristiques d'émission d'un site émetteur en régime statique (DC) et hyperfréquence (HF).

B.2. DISPOSITIF A CHAMP HYPERFRÉQUENCE

Nous disposons de deux cavités résonnantes à 1.5 GHz très similaires. La première équipe la baie HF1 pour la mesure du courant uniquement. La seconde, couplée à un banc optique, équipe la baie HF2 qui permet à la fois la mesure du courant et l'analyse spectrale de la lumière émise conjointement à l'émission de champ. Cette seconde cavité est particulièrement dédiée à l'émission associée aux particules isolantes. La section suivante décrit les caractéristiques principales des deux cavités. Deux autres sections présenteront le système optique de HF2, et le banc HF3 qui utilise la même cavité avec un arrangement pour l'étude du faisceau HF.

B.2.1. DESCRIPTION GÉNÉRALE (HF1, HF2 ET HF3)

B.2.1.1. CAO DE LA CAVITE FERMÉE

Pour étudier l'émission de champ sur une surface métallique, il est nécessaire de lui appliquer un champ de plusieurs MV/m. Or, le champ électrique maximal dans une cavité dépend de son facteur de qualité à vide Q_0 , et de la puissance fournie :

$$Q_0 = \zeta \frac{E_{\max}^2}{P_d}, \quad (20)$$

où ζ est fixé par la fréquence de résonance et la géométrie de la cavité, et P_d la puissance dissipée. Dès lors, deux solutions sont généralement envisageables. La première fait appel aux matériaux supraconducteurs afin d'obtenir une valeur de Q_0 très élevée, mais nécessite un environnement cryogénique lourd. La deuxième requiert une source hyperfréquence puissante fonctionnant à faible cycle utile, pour limiter la chaleur dissipée. La première solution, coûteuse et difficile à mettre en œuvre, ne convient à une étude en amont du phénomène de l'émission de champ. Nous avons choisi la seconde tout en réduisant la surface d'étude à quelques 10 mm^2 afin de gagner sur la puissance requise (5 kW). Même dans ce cas, la géométrie de la cavité en cuivre doit être optimisée ; ce que permet le code URMEL [90] basé sur la méthode des différences finies. Le résultat retenu est une cavité deux fois réentrante (Figure 24).

La deuxième partie réentrante constitue l'échantillon démontable. Il s'agit d'une pièce cylindrique de 3.0 mm de diamètre, qui lui vaut son surnom « Phi3 », avec un méplat au bord arrondi. Le code URMEL fournit la valeur de Q_0' calculée pour une conductivité σ , égale à

$5.8 \times 10^7 \text{ } \Omega^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$ par défaut (cuivre OFHC : Oxyde Free High Conductivity), ainsi que le champ pic, E_p' sur le méplat pour une puissance dissipée donnée P_d' . La notation « ' » désigne les valeurs calculées par le code URMEL. De cette façon, on peut définir un rapport :

$$K = \frac{E_p'}{\sqrt{P_d'}} = 1.01 \text{ (MV} \cdot \text{m}^{-1} / \sqrt{\text{W}}) \text{ pour « Phi3 » .} \quad (21)$$

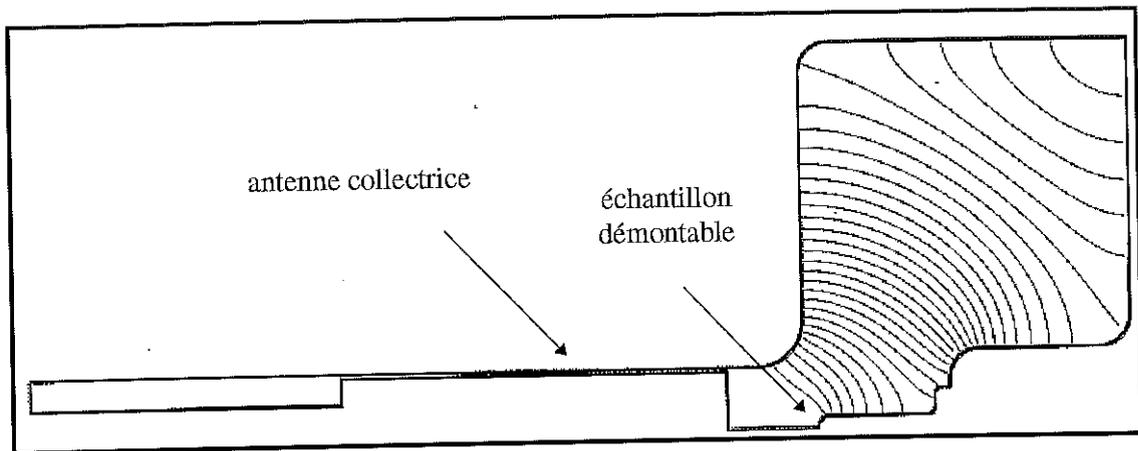


Figure 24

Demi-vue de la cavité avec les lignes de champ E du mode TM010 fournies par URMEL

Par conséquent, un champ de 71 MV/m pourrait être obtenu pour une puissance dissipée de 5 kW si la conductivité effective des parois était de $5.8 \times 10^7 \text{ S} \cdot \text{m}^{-1}$. En pratique, la cavité est réalisée en acier inoxydable pour être compatible avec les joints d'étanchéité (CF cuivre). Un dépôt électrolytique de cuivre recouvre sa surface intérieure. La rugosité de celui-ci étant plus grande que celle d'un cuivre poli OFHC, la conductivité « équivalente » est plus faible et le champ E_p moins élevé. L'évaluation du champ devra donc en tenir compte, comme on le verra en B.2.1.4, par l'intermédiaire de la valeur expérimentale de Q_0 . L'antenne qui collecte les électrons émis, face à l'échantillon, a été dimensionnée de façon à ramener une impédance nulle dans le plan de la cavité, minimisant à la fois le couplage avec cette dernière, et le champ sur sa surface. Celui-ci ne représente que 2% de E_p . Il ne peut donc y avoir d'émission de champ sur l'antenne.

B.2.1.2. COUPLAGE DE LA CAVITE

Deux sondes capacitives équipent la cavité. Elles sont composées d'un court cylindre en cuivre, monté sur un connecteur N (Figure 25). La première dite incidente excite la cavité. La seconde dite transmise prélève une très faible puissance pour évaluer E_p . Plus la sonde est proche de l'axe de la cavité plus le couplage sera fort. Néanmoins, vu la présence de l'antenne collectrice

et la taille du connecteur N, la sonde incidente a dû se cantonner à 30 mm de l'axe. L'ajustement de la longueur de la sonde, qui plonge de quelques millimètres dans la cavité, permet d'obtenir un couplage critique ($\beta_i \sim 1$). La sonde transmise, largement sous-couplée ($\beta_t \sim 0.02$), en retrait par rapport à la cavité, se retrouve à 38 mm de l'axe (Figure 26 et Figure 27). Le réglage des sondes a été effectué expérimentalement par tâtonnements [91].

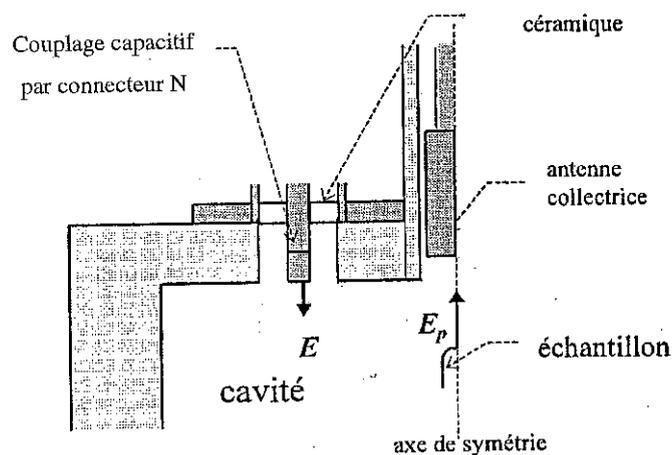


Figure 25

Vue en coupe de la cavité montrant une sonde de couplage

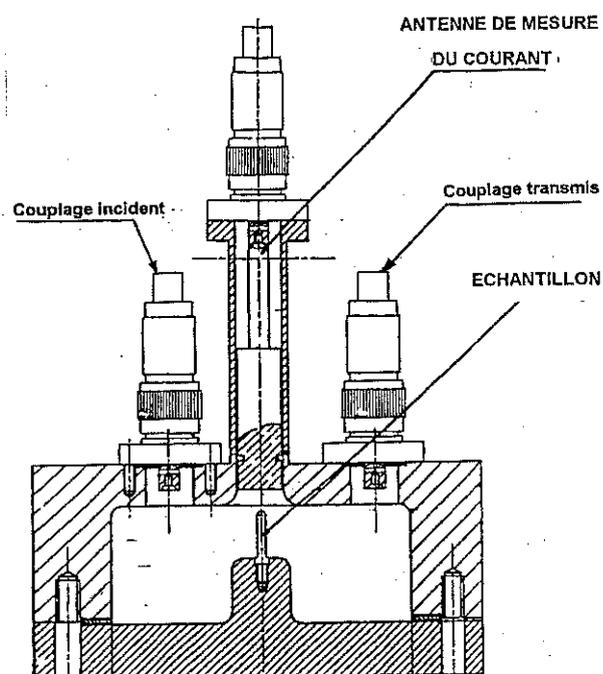


Figure 26

Dessin de la cavité avec ses antennes

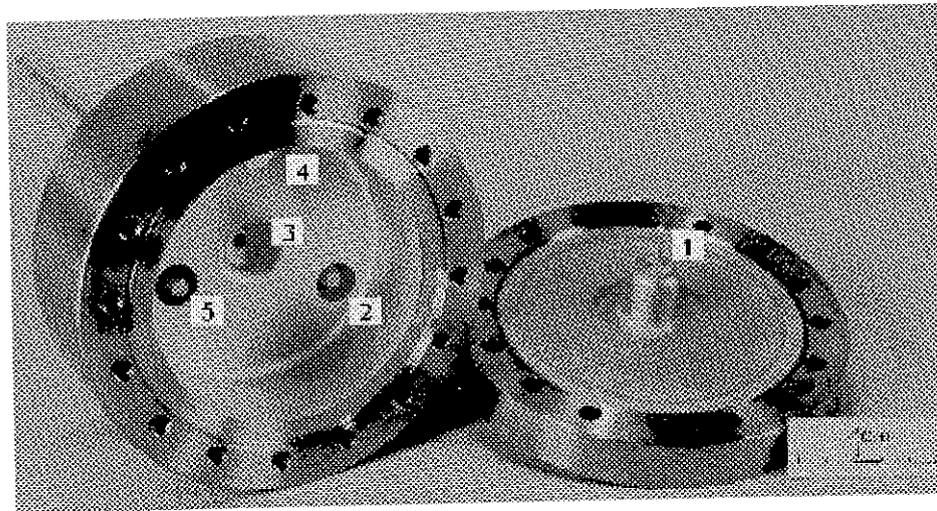


Figure 27

Vue de l'intérieur de la cavité

- 1) échantillon, 2) sonde transmise, 3) sonde incidente,
4) ouverture de pompage, 5) antenne collectrice trouée (HF2)

B.2.1.3. INSTRUMENTATION

i) Source et mesure hyperfréquence

En raison du câble et du connecteur de type N utilisés à l'entrée de la cavité, le fonctionnement doit se limiter au régime impulsionnel. La durée de l'impulsion et le cycle utile doivent rester respectivement en deçà de 10 ms et 1/100 pour éviter un échauffement excessif des connecteurs. Inversement, le temps de charge de la cavité impose une durée minimale de 2 μ s, soit 3τ avec τ défini par :

$$Q_{ch} = \omega \tau \approx \frac{Q_0}{2}, \quad (22)$$

où Q_{ch} et Q_0 sont respectivement les facteurs de qualité en charge et à vide, ω la pulsation à la résonance. Un générateur d'impulsion SEFRAM 4434 pilote un synthétiseur de signaux HF (SYSTRONDONNER 1502) à faible niveau de sortie (20 dBm max.). Le signal est alors dirigé vers un préamplificateur à semi-conducteur qui attaque l'entrée du klystron (THOMSON TH 2466). L'ensemble délivre une puissance de 4 kW (limitée par la saturation du préamplificateur) dans une bande comprise entre 1493 et 1502 MHz.

Pour des impulsions supérieures à 200 μ s, les puissances incidente, réfléchie, et transmise sont lues au moyen d'un bolomètre (LEISTUNGSMESSKOPF, NRV-Z2) par l'intermédiaire d'un coupleur et d'un commutateur HF (Figure 28). Dans les autres cas, une diode à cristal (HP 423B002) avec un temps de montée inférieur à 10 ns remplace le bolomètre. Celle-ci ne donne cependant pas une lecture absolue, et nécessite une calibration préalable.

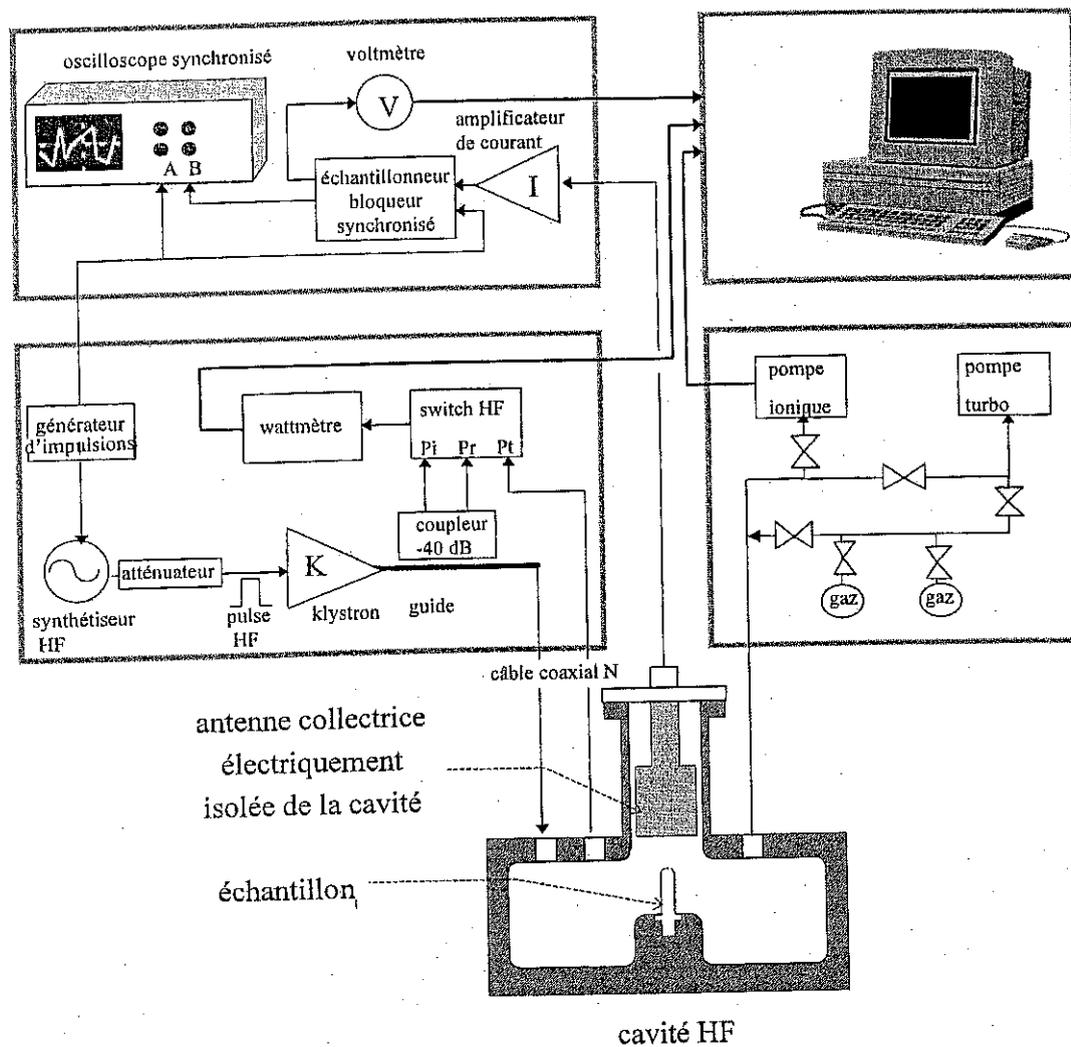


Figure 28

Schéma de la baie HF1 (cavité et instrumentation)

ii) Mesure du courant d'émission

Le courant d'émission de champ collecté par l'antenne centrale est transmis par un câble coaxial blindé, afin de réduire le bruit, à un convertisseur courant-tension précis et de grande

dynamique (KEITHLEY 428). Le signal visualisé sur un oscilloscope numérique représente une macro-impulsion dont le plateau indique, après multiplication par le gain de conversion, la valeur moyenne du courant $\langle I \rangle$. En effet, la bande passante de 100 KHz ne permet pas de distinguer le courant pic à chaque période HF. Les filtres électriques incorporés dans l'appareil abaissent le bruit de détection à 10 pA typiquement.

iii) Banc de pompage

Le prévidage de la cavité utilise un groupe de pompes primaire et turbomoléculaire. Lorsque la pression décroît à 5×10^{-3} Pa, ce groupe est isolé par une vanne et une pompe ionique (25 l/s) prend le relais pour fournir un vide de 10^{-5} Pa dans la cavité. Comme celle-ci est ouverte à la pression atmosphérique pour le changement des échantillons, un étuvage périodique à 200°C est nécessaire pour garantir un bon vide. Inversement, il est possible d'introduire de manière contrôlée un gaz donné (CO , N_2 , CO_2) par une vanne microfuite pour étudier soit l'effet des gaz adsorbés, soit du bombardement des ions.

B.2.1.4. EVALUATION DU CHAMP PIC E_p ET MESURE EXPÉRIMENTALE DE Q_o

Comme signalée en B.2.1.1, la valeur expérimentale de Q_o diffère de celle calculée par URMEL du fait de la conductivité du matériau. L'évaluation de E_p doit en tenir compte. Il suffit d'écrire :

$$Q_o' = \zeta \frac{E_p'^2}{P_d'} \quad \text{et} \quad Q_o = \zeta \frac{E_p^2}{P_d} \quad (\text{voir B.2.1.1}) \quad (23)$$

Par la division et la remise en ordre des termes, on obtient :

$$E_p = K \sqrt{\frac{Q_o}{Q_o'}} \sqrt{P_d'} \quad , \quad \text{avec} \quad K = \frac{E_p'}{\sqrt{P_d'}} \quad \text{donné par URMEL.} \quad (24)$$

Ainsi, deux valeurs expérimentales suffisent à l'évaluation de E_p : P_d et Q_o . La première s'obtient par la mesure des puissances, incidente P_i , réfléchie P_r et transmise P_t , une fois corrigées des pertes dans le coupleur et les câbles : $P_d = P_i - P_r - P_t$. La seconde fera appel à un analyseur de réseau. Soient Q_i et Q_t respectivement les facteurs de qualité extérieurs associés à la sonde incidente et transmise, le facteur en charge du dispositif s'écrit :

$$\frac{1}{Q_{ch}} = \frac{1}{Q_o} + \frac{1}{Q_i} + \frac{1}{Q_t}, \text{ tels que } \beta_i = \frac{Q_o}{Q_i} \text{ et } \beta_t = \frac{Q_o}{Q_t}. \quad (25)$$

Par construction, Q_i est proche de Q_o (couplage critique) et Q_t est très supérieur à Q_o . Ainsi, on a :

$$\frac{1}{Q_{ch}} \approx \frac{1}{Q_o} + \frac{1}{Q_i} \Rightarrow Q_o \approx (1 + \beta_i) Q_{ch}. \quad (26)$$

Ce qui revient à l'approximation d'une cavité connectée à une seule ligne d'entrée. Dans ce cas, on montre que [92] :

$$\beta_i = \frac{1}{Z_c G} \text{ et } Q_{ch} = \frac{f_o}{2 |f_{1/2} - f_o|}, \quad (27)$$

Z_c étant l'impédance caractéristique de la ligne (50Ω), G la conductance présentée par la cavité à la fréquence de résonance f_o , et $f_{1/2}$ la fréquence à laquelle la moitié de la puissance incidente est réfléchie. G s'obtient en affichant le coefficient de réflexion en mode « abaque de Smith » sur l'analyseur de réseau, et Q_{ch} directement en mode « Δ logarithmique » ; voir [93].

La valeur expérimentale de Q_o varie jusqu'à 30% entre un échantillon en cuivre et un échantillon en niobium car la conductivité est différente. Aussi, il est important d'appliquer cette procédure de mesure de Q_o à chaque changement d'échantillon pour garantir une évaluation juste de E_p .

B.2.1.5. VALIDATION DE LA MESURE DE E_p

Comme indiquée au paragraphe précédent, l'évaluation expérimentale de E_p fait usage de la constante K obtenue par le code URMEL. Pour apprécier la validité du calcul, deux méthodes de vérification ont été utilisées, la technique de perturbation et la mesure du rayonnement X.

i) Le principe de la technique de perturbation [94, 95] repose sur la mesure de la variation de la fréquence de résonance induite par l'introduction d'un petit objet perturbateur dans la cavité, qui en l'occurrence était une courte aiguille métallique creuse de 0.78 mm de long et 0.48 mm de diamètre, se déplaçant le long d'un fil confondu avec l'axe de symétrie de la cavité. La variation est enregistrée pour plusieurs positions de l'objet et comparée avec celle prédite par le code URMEL :

$$\frac{\Delta f}{f_0} = \frac{\int_V [\epsilon_0 (1 - \epsilon_r) E_0 E_1 + \mu_0 (1 - \mu_r) H_0 H_1] d\tau}{\int_V (\epsilon_0 E_0^2 + \mu_0 H_0^2) d\tau}, \quad (28)$$

<u>objet perturbateur</u>		<u>cavité</u>
v : volume		V : volume
ϵ_r, μ_r : constantes relatives du milieu		ϵ_0, μ_0 : constantes du vide
E_1, H_1 : champs perturbés		E_0, H_0 : champs non perturbés

Le résultat [91] montre une marge d'erreur de 10%.

ii) La mesure du rayonnement X consiste à mesurer l'énergie maximale des photons X émis par la paroi de la cavité, à l'emplacement de l'antenne collectrice, sous l'impact des électrons. Cette énergie coïncide avec l'énergie des électrons émis et accélérés par le champ électrique dans la cavité. Ainsi, cette mesure permet de remonter par un calcul jusqu'au champ pic sur l'échantillon. Le résultat [96] conclut sur un champ réel de 12% supérieur au champ évalué par la procédure détaillée en B.2.1.4. Néanmoins, cet écart pourrait être exagéré soit par le phénomène d'empilement, i.e. deux photons d'énergie ϵ détectés simultanément pourraient être interprétés comme un seul photon d'énergie 2ϵ , soit par un accroissement local du champ sur l'échantillon, responsable de l'émission de champ. Par ailleurs, une mesure directe de l'énergie des électrons par une déviation magnétique (cf. 3.4.1) montre que l'énergie est seulement inférieure de 3 % à celle calculée avec le champ macroscopique évalué selon la procédure présentée.

Finalement, l'incertitude de la procédure (B.2.1.4) de mesure de E_p est au plus de 10%.

B.2.1.6. AUGMENTATION DE E_p

L'échantillon « Phi 3 » présenté à la Figure 29, permettait d'atteindre au plus un champ de 50 MV/m. Cette valeur restait malheureusement deux fois plus faible par rapport à celle des champs appliqués sur la paroi des cavités accélératrices au cours des traitements HPPP (High Pic Power Processing) pour réduire l'émission de champ. Afin d'étudier sur des échantillons ce type de traitement, un nouvel échantillon a été optimisé par le code URMEL pour obtenir une valeur de

E_p au moins égale à 100 MV/m, au prix d'une réduction encore plus sévère de la surface utile. Cet échantillon sera surnommé « Ariane » du fait de sa géométrie (Figure 29)

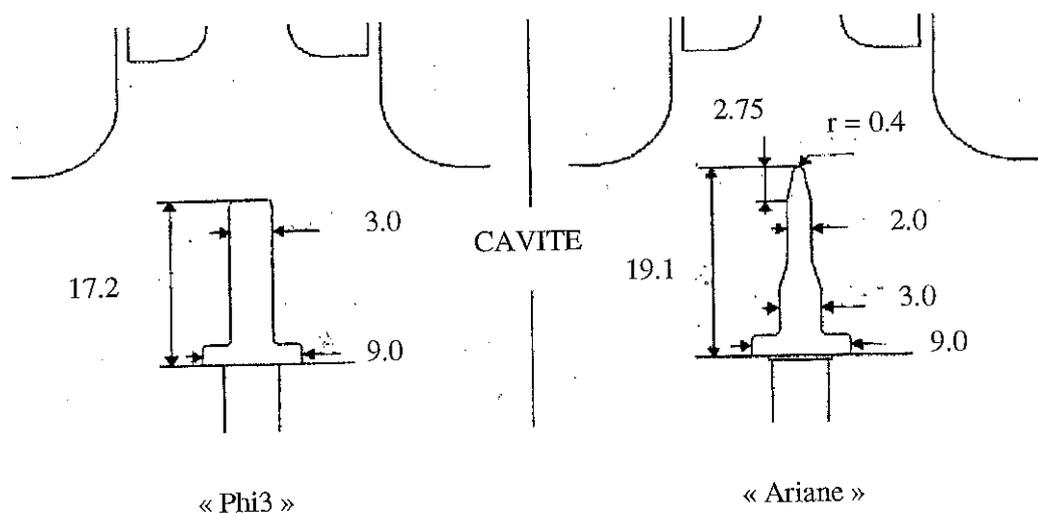


Figure 29

Géométrie des deux classes d'échantillon

B.2.1.7. PHENOMENES PHYSIQUES ANNEXES EN FONCTIONNEMENT

Ces phénomènes, en pratique indésirables, limitent le domaine de travail de la cavité et rendent nécessaires une procédure dite de formation avant toute mesure reproductible de l'émission de champ. Les deux premiers concernent particulièrement HF1 et HF2. La situation sur HF3 est plus favorable du fait de l'absence de l'antenne collectrice remplacée par un tube de glissement.

i) « Multipactor » sur l'antenne collectrice

Pour une faible puissance dissipée dans la cavité, correspondant à un champ E_p d'environ 15 MV/m pour l'échantillon « phi 3 » et 30 MV/m pour « Ariane », un courant électronique important (parfois plusieurs milliampères) est relevé par l'antenne collectrice. Cependant, l'origine de ce courant ne peut être l'émission de champ, car il ne suit pas une évolution exponentielle en fonction du champ. En réalité, il résulte plus probablement d'un phénomène dit de multipactor. Lorsqu'un électron frappe une surface, celle-ci émet à son tour un à plusieurs électrons, dits électrons secondaires. Le rendement, rapport du nombre d'électrons secondaires sur celui des incidents, est généralement maximal pour une énergie des incidents d'environ 400 eV.

En présence de deux surfaces en vis-à-vis, le phénomène peut être amplifié, en générant un grand nombre d'électrons, et devenir auto-entretenu par le champ HF. Le fait que le champ électrique décroît de l'antenne vers sa paroi déséquilibre l'échange en faveur de l'antenne ; le flux des électrons résultant est orienté vers celle-ci, d'où le courant mesuré. Ce phénomène empêche la mesure de l'émission de champ dans le domaine de champ indiqué (sauf sur le banc HF3 où l'antenne est absente).

ii) Dégazage et flux d'ions positifs

En continuant à augmenter la puissance incidente, le multipactor cesse, car les conditions de son entretien ne sont plus réunies. Apparaît alors un autre régime marqué par la détection d'un fort courant d'ions positifs (jusqu'à quelques milliampères). Ces derniers peuvent provenir de la désorption de l'échantillon sous l'effet combiné du chauffage résistif à la surface de la puissance HP (désorption thermique) et du champ électrique pendant l'alternance positive (désorption par champ) [97]. Au delà d'une certaine puissance et d'un certain temps, le phénomène s'atténue en laissant la place à un courant d'émission stable, synchrone avec l'impulsion HF. Ainsi pour assurer une mesure de l'émission de champ reproductible, il est nécessaire de « former » la cavité à la puissance maximale pendant au moins $\frac{3}{4}$ d'heure.

iii) Dérive en température de la fréquence de résonance

A forte puissance dissipée, l'échantillon peut atteindre une température d'environ 300°C. Sa dilatation diminue la fréquence de résonance. Néanmoins, la dérive est lente. Compte tenu du facteur de qualité Q_0 peu élevé en comparaison avec les cavités supraconductrices, le désaccord peut être corrigé manuellement ou électroniquement [98], en agissant sur la fréquence du synthétiseur. La fréquence de résonance équilibrée peut différer de 3 MHz par rapport à sa valeur initiale.

iii) Emission de rayonnement X

L'émission du rayonnement X qui a permis la vérification de E_p dans la section B.2.1.5 représente en fonctionnement normal un danger dont il faut se protéger. Elle impose en pratique un éloignement de l'opérateur, donc une télécommande du dispositif.

B.2.2. SYSTEME OPTIQUE DE LA BAIE HF2

La conception et la mise au point de ce système, permettant une imagerie et une analyse spectrale de l'émission lumineuse associée à l'émission de champ, est l'oeuvre de S. Maïssa au sein du groupe RDA, de l'Institut de Physique Nucléaire (Orsay) avec qui nous avons collaboré. Du point de vue de la cavité, seul un trou de 5 mm de diamètre a été percé au centre de l'antenne collectrice afin de livrer un passage au faisceau lumineux. Un hublot en saphir à large bande passante optique assure l'étanchéité et l'interface avec le banc d'analyse. Tout le développement de la section B.2.1 reste valable.

B.2.2.1. DESCRIPTION GENERALE

Le système optique, schématisé sur la Figure 30, focalise l'image de la surface d'étude sur l'aire sensible d'un détecteur (caméra, photomultiplicateur, barrette CCD : Coupled Charge Device).

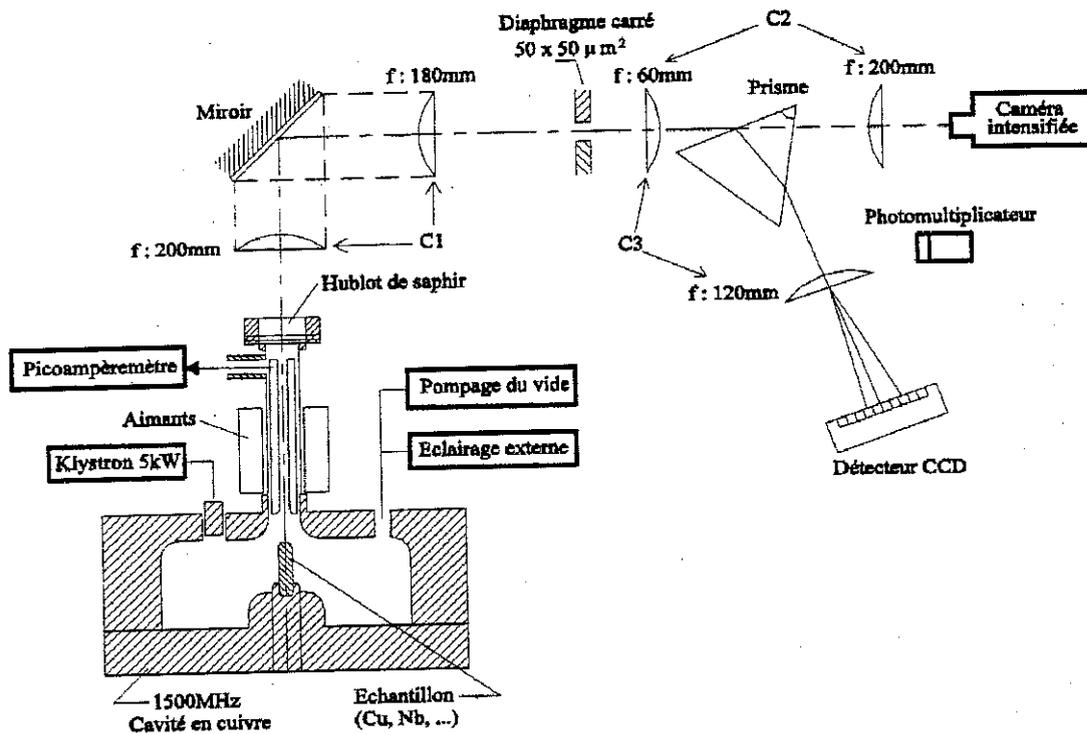


Figure 30

Schéma du système optique de la baie HF2

Il se compose de :

- la pupille d'entrée correspondant à l'ouverture circulaire de l'antenne collectrice ($\phi = 5.0$ mm),
- un miroir achromatique placé à 45° du plan défini par la surface étudiée de l'échantillon, qui renvoie une image dans le plan vertical de la surface sensible des détecteurs,
- deux couples de doublets achromatiques, C1 (f : 200 mm et 180 mm), la lentille de 200 mm est motorisée afin de parfaire la mise au point sur l'échantillon,
- C2 (f : 60 mm et 200 mm), l'ensemble donne un grandissement de 3,
- une caméra (CCD ou intensifié),
- un photomultiplicateur.

Ces deux derniers éléments sont placés sur une table motorisée. La fonction spectromètre est réalisée à l'aide d'éléments qui s'ajoutent au système optique. Il s'agit de :

- un diaphragme d'entrée constitué de deux fentes de $50 \mu\text{m}$, qui isole un site lumineux à la surface de l'échantillon pour l'analyser,
- un couple de doublets achromatiques : C3 (f : 60 mm et 120 mm) donnant un grandissement de 3,
- un prisme équilatéral escamotable motorisé qui forme l'élément dispersif, interceptant ou non le faisceau pour le dévier vers la barrette CCD,
- une barrette CCD fonctionnant comme un analyseur linéaire.

Toutes les motorisations sont construites à partir de moteurs pas à pas possédant une résolution de déplacement de $50 \mu\text{m}$. Ce qui, ramenée à la surface de l'échantillon compte tenu du grandissement, correspond à une résolution de $17 \mu\text{m}$.

B.2.2.2. LES DETECTEURS LUMINEUX

Les détecteurs ont été choisis en fonction de leur bande spectrale, leur sensibilité, et leur résolution spatiale. Chacun de ces critères a été prédéfini à partir des mesures de l'émission lumineuse en champ statique [99, 100, 101, 102]. L'ensemble des caractéristiques est résumé dans le Tableau 2.

La caméra CCD ou intensifiée, ainsi que le photomultiplicateur, sont des instruments bien connus des physiciens. En revanche, l'utilisation de la barrette CCD dans ce contexte mérite un commentaire. Le détecteur CCD linéaire (HAMAMATSU C5809) est adapté à la spectrométrie car ses pixels répartis sur 512 canaux de 64 pixels verticaux, sont lus selon une technique qui les rend équivalents à un détecteur linéaire de 512 canaux. En illuminant chaque canal par une longueur d'onde donnée, le signal de sortie restitue le spectre lumineux. Il a en outre la faculté de détecter des intensités lumineuses extrêmement faibles grâce à la réduction du bruit intrinsèque par un refroidissement Peltier. La durée minimale d'intégration des photons de 12 ms est supérieure à l'impulsion HF, typiquement comprise entre 1 et 5 ms. Un circuit électronique commande la lecture du signal vidéo et permet l'intégration des charges lumineuses de façon synchrone avec l'impulsion HF et limitée à 12 ms pour éviter la prise en compte des charges d'obscurité. L'intervalle restant entre deux impulsions consécutives est utilisé pour vider les photocharges et lire le signal vidéo.

B.2.2.3. CARACTERISATION DES PERTES OPTIQUES

Chaque élément optique présente des pertes qui ont été évaluées à 5% près, grâce à un bolomètre, dans le domaine spectral de transmission maximale (Tableau 3). La perte totale sur les deux trajets optiques est d'environ 40%.

B.2.2.4. CALIBRATION DU SPECTROMETRE

Pour mesurer un spectre, il est nécessaire de calibrer au préalable un canal avec un faisceau monochromatique de longueur d'onde λ_0 connue, empruntant le même trajet que le faisceau à analyser, pour « signer » un canal (Figure 31). Ainsi, en ayant identifié le canal k correspondant à la longueur d'onde λ_0 , les longueurs d'onde associées aux canaux adjacents sont déduites par un calcul d'optique géométrique.

En pratique, cette signature est effectuée en éclairant l'échantillon par une lampe à filament de tungstène. La lumière transmise est diaphragmée, puis filtrée par un filtre à bande étroite centré sur 750 nm, réduisant l'image à une tache monochromatique de 50x50 μm . Les réglages d'alignement optique sont réalisés de sorte que la tâche placée au centre de l'écran signe un canal au centre de la barrette CCD. Chaque spot lumineux à analyser sera par la suite isolé et centré sur l'écran afin que le faisceau emprunte le même trajet optique que le faisceau d'étalonnage.

Détecteur	Caméra CCD COHU 4910	Caméra intensifiée SOFRETEC	Photomultiplicateur R955*	Barrette CCD C5806*
intervalles de réponse spectrale (pris à 10% de la valeur max.)	351-900 nm	350-800 nm	180-850 nm	440-1050 nm
sensibilité donnée par le fabricant	0.016 lux	5×10^{-4} lux	3.8×10^5 A/W	200 mA/W
dimension de la surface sensible	4.1 x 4.1 mm	9.2 x 9.2 mm	8 x 24 mm	12.29 x 1.54 mm
dimension du pixel	8 x 8 μ m	18 x 18 μ m équivalent	/	24 x 24 μ m
surface examinée sur l'échantillon	1.5 x 1.5 mm	3.1 x 3.1 mm	0.9 x 2.7 mm	/
résolution sur l'échantillon	3 μ m	6 μ m	/	/
réponse temporelle	20 ms	20 ms	~ ns	12 ms

*HAMAMATSU

Tableau 2
Caractéristiques des détecteurs

Elément optique	miroir	hublot	doublet	prisme
Coefficient de transmission	0.85	0.89	0.93	0.96
Domaine spectral	300-1300 nm	400-1700 nm	400-1500 nm	400-1500 nm

Tableau 3
Calibration des pertes optiques

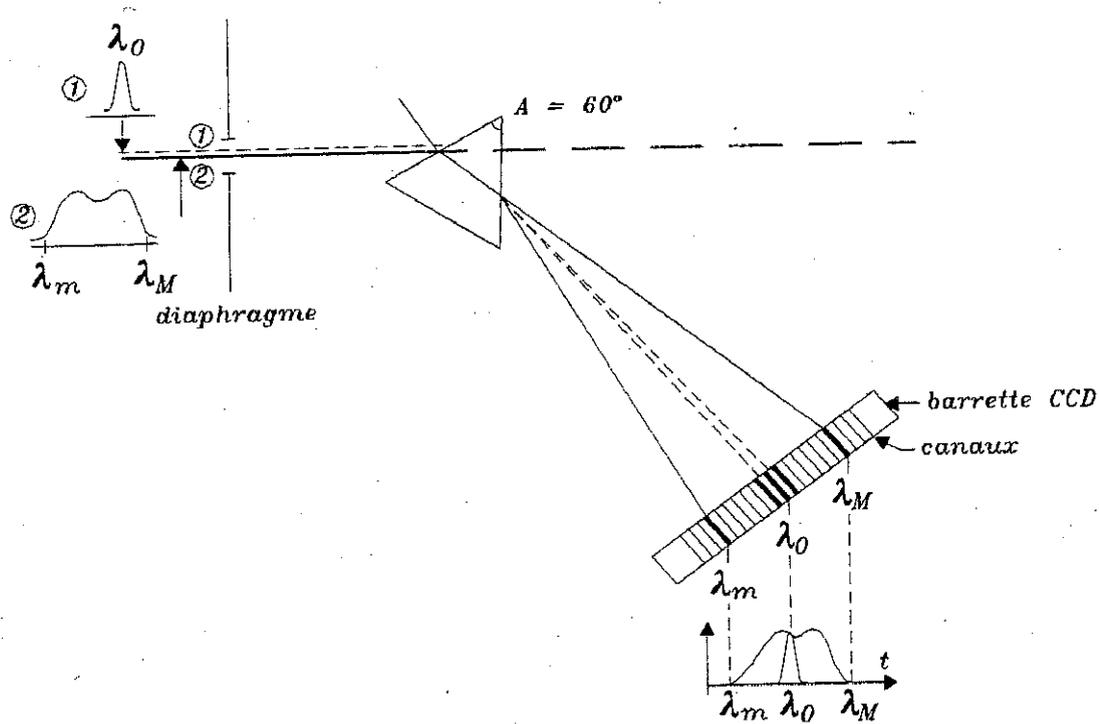


Figure 31
Calibration du spectromètre

B.2.2.5. MESURE DE LA SENSIBILITE DES DETECTEURS

Le Tableau 4 rappelle les résultats des mesures [103] et leur comparaison avec les données des constructeurs. La sensibilité monochromatique, mesurée à une longueur d'ondes donnée, représente le rapport entre le signal de sortie sur le signal d'entrée, évalué chacun dans leur unité respective. L'unité de mesure exotique « g » correspond à « gris » car les caméras monochromes présentent un signal numérisé en niveaux de gris (ex. 256). La sensibilité mesurée et convertie dans l'unité du constructeur est obtenue par la convolution de la sensibilité monochromatique mesurée avec la courbe de réponse spectrale fournie par le constructeur.

B.2.2.6. CONTROLE ET ACQUISITION

Tout le dispositif optique est télécommandé via la motorisation, car la présence de rayonnement X de 100 keV produit par l'impact des électrons émis interdit toute manoeuvre à proximité. Les données physiques telles que les puissances HF, le courant émis, les signaux du

spectromètre sont gérées et stockées grâce à une application programmée sous LABVIEW. Les images de l'émission lumineuse sont enregistrées par un magnétoscope sur une bande magnétique. Elles serviront à analyser la taille, la localisation et l'intensité des spots lumineux au moyen d'une interface vidéo LASERLAB de la société ARIES. La Figure 32 présente un schéma d'ensemble de la baie HF2.

Détecteur	Caméra CCD COHU 4910	Caméra intensifiée SOFRETEC	Photomultiplicateur HAMAMATSU R955	Barrette CCD HAMAMATSU C5806
sensibilité mesurée à 630 nm	5×10^{14} g/W (2×10^{-15} W/g)	5×10^{15} g/W (2×10^{-16} W/g)	4×10^5 A/W	$\lambda = 670$ nm 10^{-12} W/V (10^{12} V/W)
P_{\min} à 630 nm	2×10^{-13} W	2×10^{-14} W	2.5×10^{-14} W	1.2×10^{-13} W
P_{\min} à λ_{opt}	$\lambda_{\text{opt}} = 500$ nm 1.4×10^{-13} W	$\lambda_{\text{opt}} = 450$ nm 10^{-14} W	$\lambda_{\text{opt}} = 450$ nm 1.5×10^{-14} W	$\lambda_{\text{opt}} = 830$ nm 10^{-13} W
sensibilité donnée par le constructeur	0.02 lux	5×10^{-4} lux	3.8×10^5 A/W	200 mA/W
sensibilité mesurée et convertie dans l'unité du constructeur	0.028 lux	5.6×10^{-4} lux	4×10^5 A/W	187 mA/W
$P_{\text{saturation}}$ à λ_{opt}	4×10^{-12} W	3×10^{-13} W	1.5×10^{-10} W	5×10^{-11} W

Tableau 4
Sensibilité des détecteurs

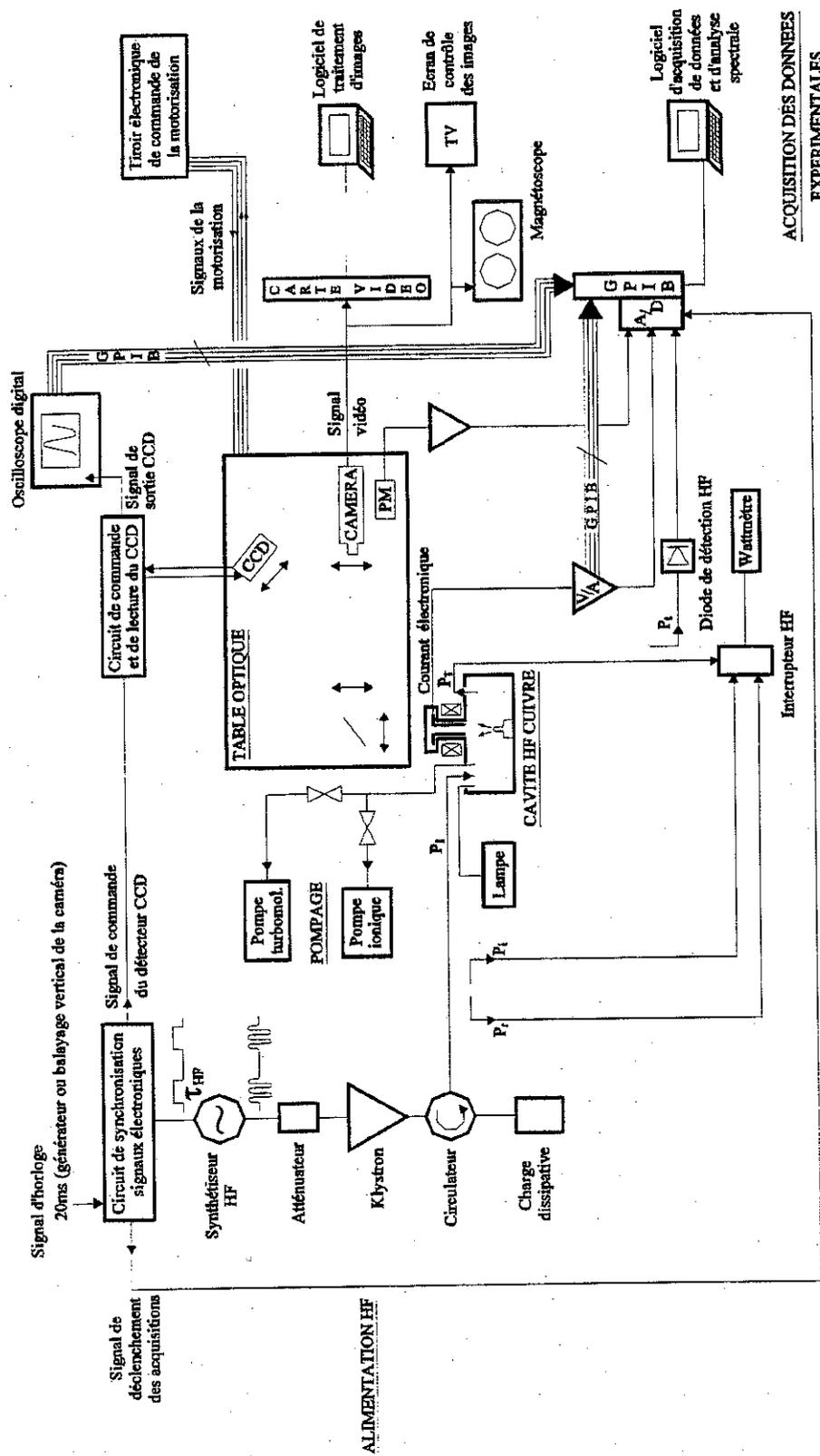


Figure 32
Schéma d'ensemble de la baie HF2

B.2.3. SYSTÈME DE FOCALISATION ET DE DEFLECTION MAGNETIQUE (HF3)

Le principe de ce dispositif consiste à focaliser le faisceau sur un écran fluorescent de façon à former une image d'émission du site. On peut ainsi compter le nombre de régions émissives. Si la tache observée est circulaire, il sera possible d'estimer l'émittance du faisceau en mesurant son rayon en fonction de l'induction magnétique de la bobine de focalisation. Le dispositif dérive de la cavité 1.5 GHz. Un tube de glissement est ajouté à la cavité. Une lentille mince magnétique, montée sur le tube, permet de focaliser le faisceau à l'extrémité du tube où un écran fluorescent ou une cage de Faraday est placé. L'écran est revêtu d'un dépôt d'oxisulfure de gadolénium dopée au terbium d'une épaisseur de 4 ou 8 μm . Les électrons freinés dans la matrice produisent un rayonnement X qui excite le terbium dont la relaxation émet une lumière verte (550 nm). Le dépôt fourni par la société Thomson Tubes, possède un rendement de 4.5 $\mu\text{W/nA}$ pour des électrons de 60 keV. Le seuil de détection de la caméra CCD étant inférieur à 0.1 pW, un courant de 1 pA pourra être détecté. Un déflecteur permet en outre de mesurer l'énergie du faisceau. La caméra visualise les spots lumineux à travers soit un objectif 1.8, soit une lentille optique de 60 mm de focale travaillant à grandissement unité. Couplé à une carte d'acquisition de numérisation du signal vidéo et un logiciel adapté (LASERLAB), l'ensemble permet de calculer les dimensions des spots et de stocker les images. Pour la mesure du courant de faisceau, l'écran peut être remplacé par une cage de Faraday, polarisée afin de « retenir » les électrons secondaires. Un schéma de l'ensemble est donné à la (Figure 33).

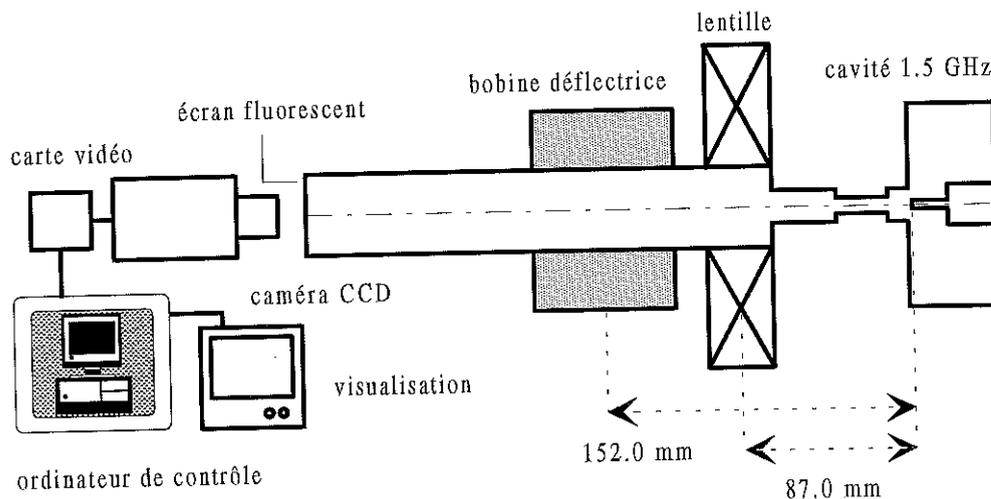


Figure 33

Schéma du montage pour l'étude du faisceau en régime HF

La lentille mince et le déflecteur sont des éléments déterminants du montage. Leurs caractéristiques ont été mesurées. Pour la lentille, la variation de B_z a été relevée en fonction de z sur l'axe optique, à l'aide d'un magnétomètre (BELL 640). Le courant peut atteindre une valeur de 1.2 A en fournissant un champ axial maximal de 50 mTesla. La réponse linéaire vis-à-vis du courant, vaut 41.7 mTesla/A. Les points expérimentaux sont ajustés par une fonction analytique, notamment pour être utilisée ultérieurement dans la simulation. De même, la composante transversale B quasi uniforme du déflecteur a été mesurée. Sa réponse est de 4 mTesla/A. Les courbes de mesure sont présentées en Annexe I.

B.3. PREPARATION DES ECHANTILLONS

Nous avons expliqué à la section A.3.4 les raisons qui nous conduisent à l'étude de l'émission de champ sur des sites sélectionnés (rayures, défauts géométriques, et les particules de contamination). Dans une telle démarche, il est indispensable de disposer d'une surface d'origine « propre », i.e. aussi peu émissive que possible, avant l'introduction des sites sélectionnés, pour éviter toute interférence.

Pour cela, les échantillons doivent subir une succession d'opérations.

- Un dégraissage au détergent pour les échantillons en provenance de l'usinage.
- Un polissage chimique pour les échantillons en niobium à l'aide d'une solution d'acide nitrique (HNO_3), fluorhydrique (HF) et orthophosphorique (H_3PO_4), dans les proportions volumétriques 1.1.2. Le premier oxyde le niobium (formation Nb_2O_5), le deuxième dissout l'oxyde, et le dernier régule la vitesse de réaction. Environ un micron de métal est enlevé par face pendant une minute. Cette recette est celle appliquée sur les cavités accélératrices. Un échantillon neuf restera immergé dans la solution pendant 50 minutes avec une agitation lente pour décaper 50 μm . La rugosité de la surface résultante est d'environ 3 μm . Un échantillon déjà utilisé sera remis à neuf après un décapage de 30 μ en prenant soin de n'attaquer que la surface utile. La réduction de la longueur de l'échantillon au cours de ses utilisations successives produit une augmentation de la fréquence de résonance. Cette usure peut être compensée par l'insertion d'une rondelle en cuivre entre la base de l'échantillon et le couvercle de la cavité.
- Un polissage mécanique pour les autres métaux (Cu, Mo, Al). Il débute par un papier abrasif de grade 400 pour finir à 800. Les papiers de grade supérieur risquent d'écrouir fortement la surface.

Aussi, préfère-t-on terminer le polissage par une pâte de diamant de 1 μm , puis d'alumine de 0.1 μm .

- Un rinçage à l'eau ultra pure (18 M Ω .cm).
- Un nettoyage aux ultrasons dans un bain d'éthanol à usage médical pendant ¼ d'heure pour éliminer les débris et les traces de contamination.
- Un rinçage final à l'eau ultra pure.
- Un séchage en zone grise sous flux laminaire.
- Stockage dans une boîte hermétique pour le transport. Les échantillons sont vissés dans un socle de sorte que la surface d'étude ne touche aucun objet.

Au terme de cette préparation, si les échantillons sont montés dans le dispositif de test en ambiance propre, par exemple sous flux laminaire filtré, ils ne présentent pas, ou très peu d'émission de champ. Ceci est rendu possible par les petites dimensions de la surface utile qui permettent un polissage uniforme et qui limite le risque de contamination.

L'introduction des sites sélectionnés a lieu avant le rinçage final pour les défauts géométriques et juste avant le stockage pour les particules. Les procédures spécifiques seront décrites en temps utile.

PARTIE C

ETUDES EXPERIMENTALES ET RESULTATS

C.1. FLUCTUATION DU COURANT ET ROLES DES GAZ ADSORBÉS

C.1.1. CONTEXTE ET OBJECTIFS

Sans préparation particulière, une surface large présente une émission électronique fluctuante en régime DC. Cette fluctuation peut être considérée comme un bruit. La densité spectrale de ce bruit, i.e. la transformée de Fourier de la fonction d'autocorrélation, a souvent révélé un comportement en $1/f^\alpha$, où α est compris entre 1 et 2 [104]. Ce type de bruit est caractéristique des phénomènes de recombinaisons entre des paires d'électron-trou. Il suggère par conséquent l'implication de matériau semi-conducteur dans le mécanisme d'émission de champ. Au contraire, le modèle des protubérances métalliques superposées, basé sur le mécanisme de F&N ne prévoit pas de fluctuation du courant.

Nous allons montrer expérimentalement que le courant émis par un site métallique peut effectivement fluctuer ; mais que cette fluctuation n'est pas intrinsèquement associée au mécanisme fondamental de l'émission sur les surfaces larges. Nous pensons qu'elle trouve son origine dans les gaz adsorbés sur le site. En effet, il est bien connu que les molécules adsorbées peuvent induire une fluctuation du courant sur les pointes fines [105,106]. Nous montrerons qu'il est possible de stabiliser l'émission sur une surface large par une procédure de désorption appropriée.

C.1.2. RAPPELS THÉORIQUES SUR L'ADSORPTION

L'adsorption traduit l'existence de forces d'attraction au niveau d'une interface gaz-solide. L'énergie de cohésion sera plus ou moins grande en fonction des mécanismes mis en jeu. Cette grandeur permet de distinguer deux types d'adsorption : la physisorption et la chimisorption.

i) Physisorption

Elle repose sur le jeu de forces de faible intensité de type Van der Waals. L'interaction avec les atomes de la surface métallique ne modifie pas la structure électronique de l'atome ou de la molécule adsorbée. Pour les adsorbats dipolaires (H_2O , CO , etc.), l'adhésion se manifestera par

l'orientation et l'attraction des dipôles. Pour les autres (He, Ne, CH₄, etc.), le moment dipolaire sera induit par effet miroir sur la surface métallique. Généralement, le fond du puits d'attraction se situe vers 3 Å de la surface et présente une valeur de 10 à 100 meV. La physisorption domine davantage à basse température, car l'énergie d'agitation thermique à 300 K se trouve déjà autour de 25 meV.

ii) Chimisorption

La liaison de l'adsorbat au substrat solide est ici plus forte. Elle doit être comprise en terme de réaction chimique. Une liaison d'adsorption covalente obéit essentiellement aux mêmes règles qu'une liaison covalente entre atomes et molécules. Le concept de recouvrement d'orbitales reste valable, au moins dans une approche qualitative. Par rapport à la physisorption, l'énergie de liaison est plus importante (2 à 5 eV) et la distance adsorbat-substrat approximativement deux fois plus courte. Ce phénomène offre également plus de complexité. Il peut conduire à la dissociation des adsorbats et à la formation de nouvelles espèces. La désorption implique souvent une énergie supérieure à l'énergie de liaison plus une énergie d'activation.

C.1.3. INFLUENCE DE L'ADSORBAT SUR L'ÉMISSION DE CHAMP

L'adsorption agit de deux façons sur l'émission de champ : soit en introduisant une résonance tunnel (c.f. A.3.6), soit en modifiant le travail de sortie.

Les atomes et les molécules adsorbés modifient généralement de façon significative, la structure électronique de la surface. Ils réarrangent la charge électronique à l'intérieur de la liaison chimique et peuvent aussi ajouter des dipôles élémentaires si les molécules adsorbées possèdent un moment dipolaire propre. Dans le cas de chimisorption forte, une charge est déplacée du substrat vers l'adsorbat ou inversement. De même, la charge image créée par la physisorption génère un moment dipolaire statique supplémentaire dont le champ agira sur l'électron émis. Un modèle simple [97] permet d'évaluer la variation du travail de sortie ϕ par :

$$\Delta\phi = -\frac{p n_{\text{dip}}}{\epsilon_0} \left(1 + \frac{9\alpha n_{\text{dip}}^{3/2}}{4\pi\epsilon_0} \right)^{-1}, \quad (29)$$

où p est le moment dipolaire élémentaire, n_{dip} la densité surfacique de dipôles, et α la polarisabilité de l'adsorbat ($\Delta\phi$ est en eV et les autres grandeurs en SI).

Néanmoins, faute de pouvoir connaître la valeur de α et p , il est difficile de prédire la variation de ϕ dans une situation donnée. En pratique, la variation se mesure par spectroscopie en photoémission UV. Suivant la nature de l'interface adsorbat-substrat et le degré de couverture, le travail de sortie variera expérimentalement de quelques dixièmes de eV.

Les molécules adsorbées peuvent posséder une certaine mobilité à la surface, du fait de la faible intensité des liaisons avec cette dernière. Leurs déplacements pourraient produire les fluctuations observées du courant d'émission de champ.

C.1.4. EXPERIENCES ET RESULTATS

C.1.4.1. SELECTION DU SITE METALLIQUE

Les sites étudiés ont été créés de manière contrôlée sur la surface d'échantillons « Phi3 » en cuivre, soigneusement préparés suivant la procédure indiquée à la section B.3. Ils consistent en une rayure produite par une pointe de tungstène. La dureté du tungstène par rapport au cuivre évite une contamination du site par le tungstène. Le frottement entre les deux matériaux aurait pu arracher des éléments à la pointe. Ce type de site métallique possède le même comportement que les particules métalliques du point de vue de l'émission, avec en outre, l'avantage d'être parfaitement localisé et solidaire de la surface, contrairement aux particules que la force électrique peut détacher de la surface (cf. A.3.7.2). Généralement, l'émission dominante se trouve sur l'extrémité de la rayure (Figure 34).

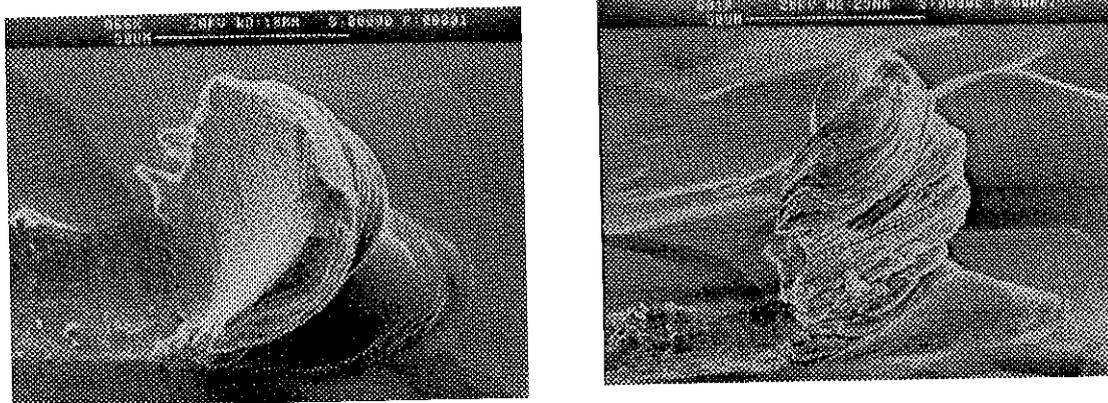


Figure 34

Extrémité d'une rayure : zone d'émission dominante

C.1.4.2. PROCEDURE DE STABILISATION DU COURANT PAR DESORPTION

La première étape consiste à étuver la chambre du dispositif DC1 (cf. B.1) à 200°C pendant au moins 48 heures, après le montage de l'échantillon. Le vide est alors assuré par la pompe turbo moléculaire. Ensuite, lorsque la chambre retrouve la température ambiante après l'étuvage, le groupe de pompage ionique est mis en route. Avec le puits de sublimation de titane, il permet d'obtenir un vide meilleur que 10^{-7} Pa. La désorption thermique de l'échantillon est réalisée par la lampe halogène de 200 W pendant 5 à 6 heures. La température avoisine 700 K à l'équilibre thermique. Comme la dilatation diminue la valeur du gap inter-électrode, il est nécessaire de partir d'un gap plus important. Cette dilatation peut être contrôlée visuellement par le cathétomètre. L'équilibre thermique est atteint lorsque le gap conserve une valeur donnée pendant plus de 10 minutes. Une tension est alors appliquée de façon à obtenir un courant d'environ 1 μ A jusqu'à la fin de la procédure de désorption.

C.1.4.3. REDUCTION DES FLUCTUATIONS

La procédure de désorption permet effectivement de stabiliser le courant d'émission. La Figure 35 montre une comparaison des fluctuations du courant avant et après la désorption, pour deux valeurs de champ différentes. La variation relative est de 1.9 % autour de 100 nA et de 0.9 % autour de 800 nA.

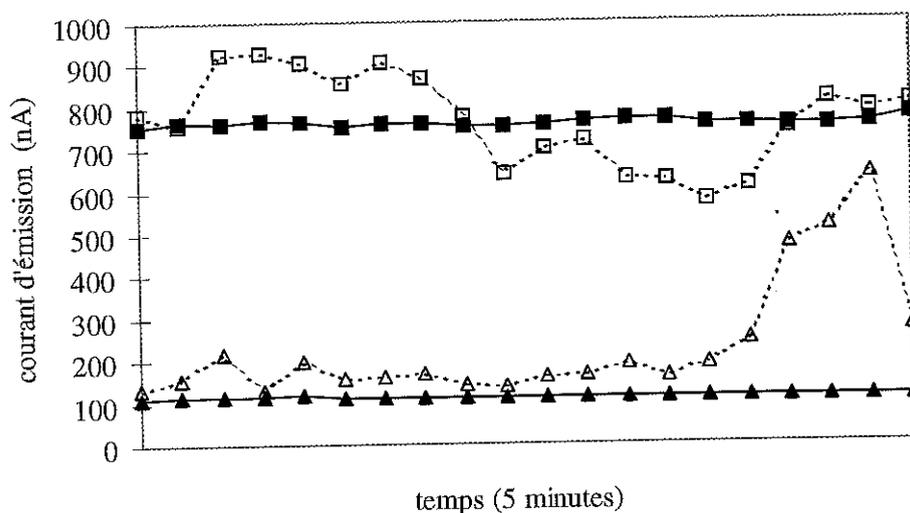


Figure 35

Comparaison de la fluctuation du courant avant (creux) et après (plein) désorption

C.1.4.4. REPRODUCTIBILITÉ DE LA MESURE STABLE

L'émission stabilisée par la désorption est reproductible. La reproductibilité a été testée par deux cycles (montée et descente en champ) consécutifs de mesure. Habituellement, sur des surfaces non désorbées, seules les mesures en champ décroissant montrent une certaine reproductibilité. Pour une émission stable, les mesures à la fois en champ croissant et décroissant sont reproductibles. Les paramètres expérimentaux sont rappelés dans le Tableau 5 et le résultat présenté à la Figure 36.

Gap inter-électrodes	0.97 mm
Tension min.	3 kV
Tension max.	5.5 kV
Incrément en tension	0.25 kV
Nombre de mesures sur un palier	20
Période d'échantillonnage	1 seconde

Tableau 5
Paramètres expérimentaux

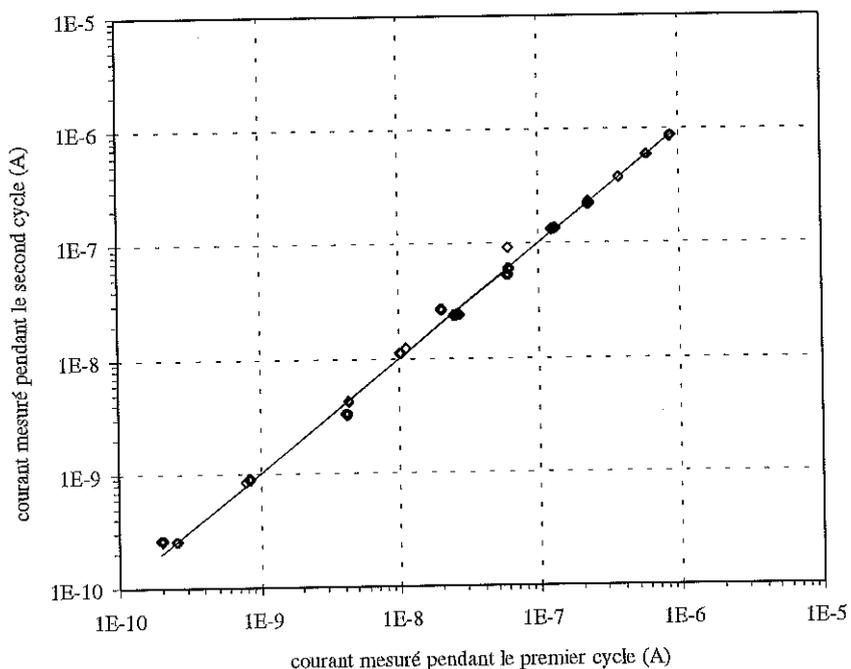


Figure 36
Reproductibilité sur deux cycles

Sur la Figure 36, chaque losange représente un point dont l'abscisse est la valeur du courant mesurée au cours du premier cycle et l'ordonnée par celle du second cycle. L'alignement autour de la droite de pente unitaire traduit la reproductibilité des mesures.

C.1.4.5. CONSERVATION DES CARACTÉRISTIQUES DE L'EMISSION STABLE

Lorsqu'un échantillon est désorbé, puis maintenu dans un environnement ultravide, il conserve une émission stable au delà de 6 jours. De même, la caractéristique courant-champ reste quasiment inchangée. La Figure 37 montre les fluctuations relatives du courant d'émission à chaque palier au cours du premier jour, puis du 6ème jour ; les conditions expérimentales restant les mêmes.

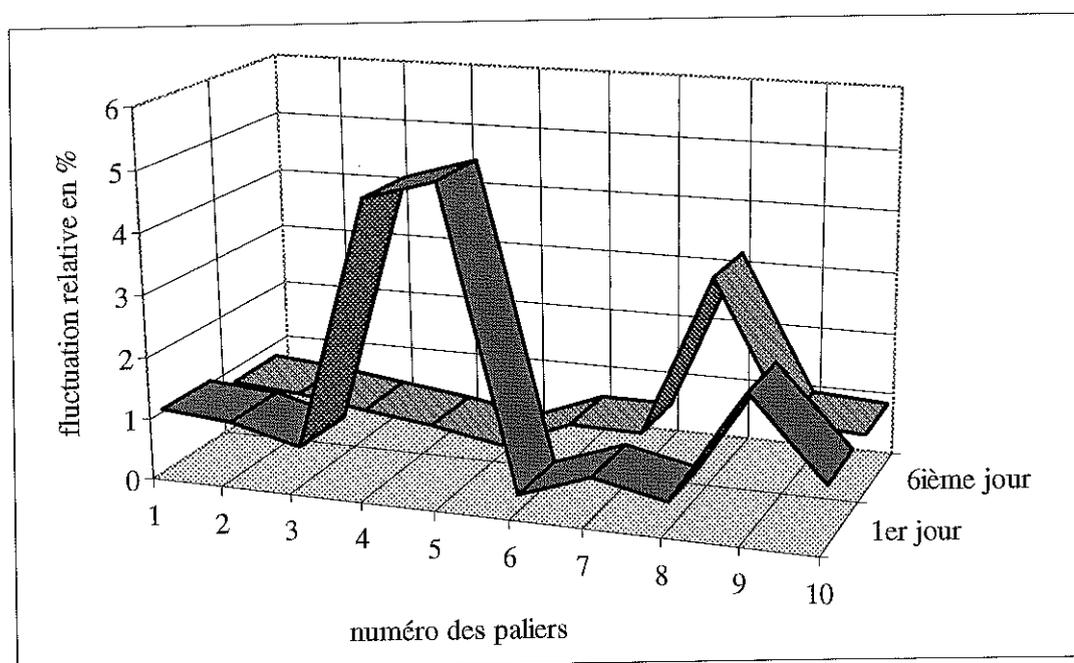


Figure 37

Absence d'évolution significative des fluctuations au cours du temps

Les fluctuations, sur la plupart des paliers, restent quasiment identiques entre le premier et le sixième jour. Paradoxalement, elles ont même diminué pour les paliers 4 et 5. Cette diminution peut être le résultat d'une amélioration de l'ultravide dans la chambre de mesure.

La Figure 38 apporte la preuve de la conservation des caractéristiques courant-champ du site émetteur dans l'intervalle des deux mesures.

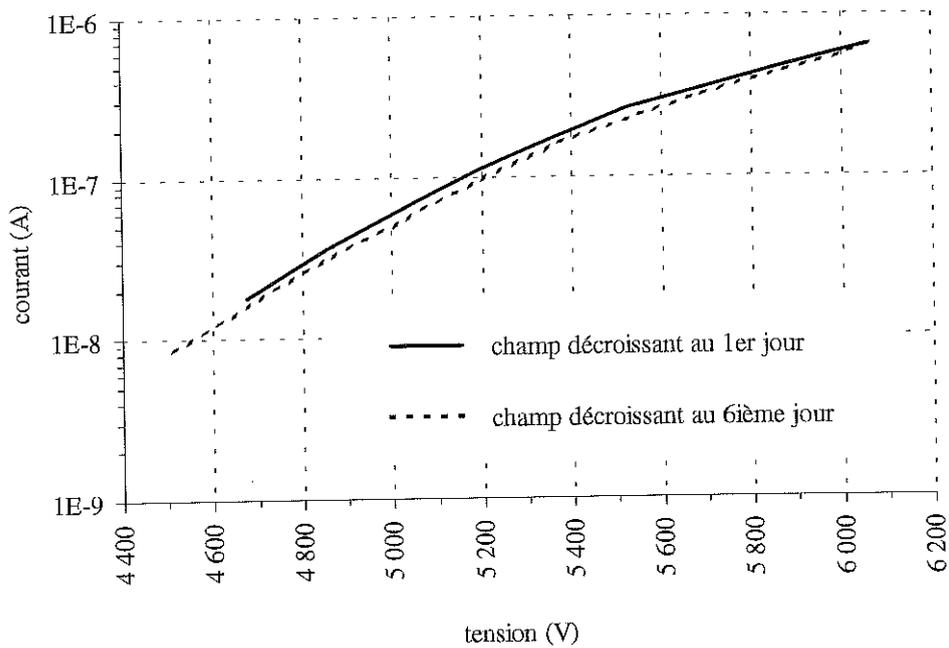


Figure 38

Conservation des caractéristiques du site émetteur

C.1.4.6. COMPORTEMENT DE TYPE FOWLER ET NORDHEIM

Les points de mesure s'alignent dans un abaque F&N ($X = 1/E$, et $Y = I/E^2$), confirmant ainsi que l'émission stable obéit à la théorie F&N modifiée /éq. (17)/. Un exemple est donné à la Figure 39 pour un site caractérisé par une valeur de β de 490 et A_e de $9.4 \times 10^{-16} \text{ m}^2$.

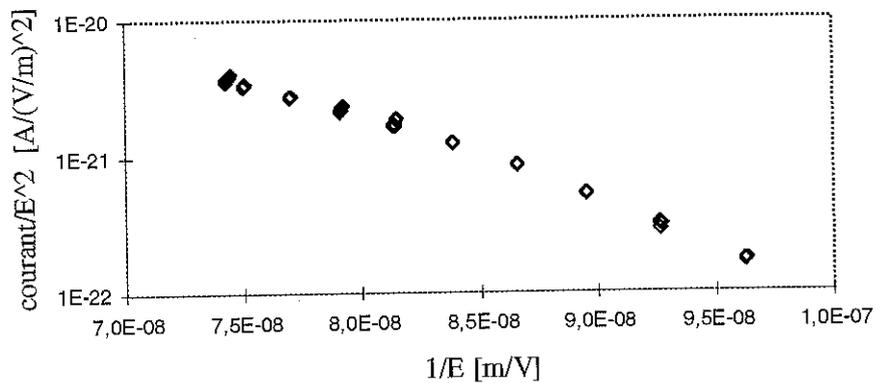


Figure 39

Tracé des points de mesure sur un abaque F&N

C.1.4.7. RÉAPPARITION DES FLUCTUATIONS APRÈS UNE RUPTURE DE L'ULTRAVIDE

Pour s'assurer que les fluctuations sont bien induites par l'adsorption des molécules de gaz du vide résiduel, une rupture de l'ultravide a été pratiquée. La vanne qui isole la pompe ionique et le puits à sublimation de titane est fermée. Celle qui isole le groupe turbomoléculaire est ouverte. Ensuite, l'alimentation électrique du groupe est coupée. La valeur du vide dans l'enceinte remonte alors à 10^{-2} Pa. Enfin, la pompe turbomoléculaire est remise en marche afin de rétablir un vide de 10^{-4} Pa. Sur un échantillon dont on a préalablement mesuré le courant stabilisé pour deux valeurs données de tension appliquée (3500 et 4000 V), on constate une réapparition des fluctuations sur les mesures après la rupture de l'ultravide. Ces dernières mesures ont été relevées pour les mêmes tensions appliquées. Le résultat est donné à la Figure 40.

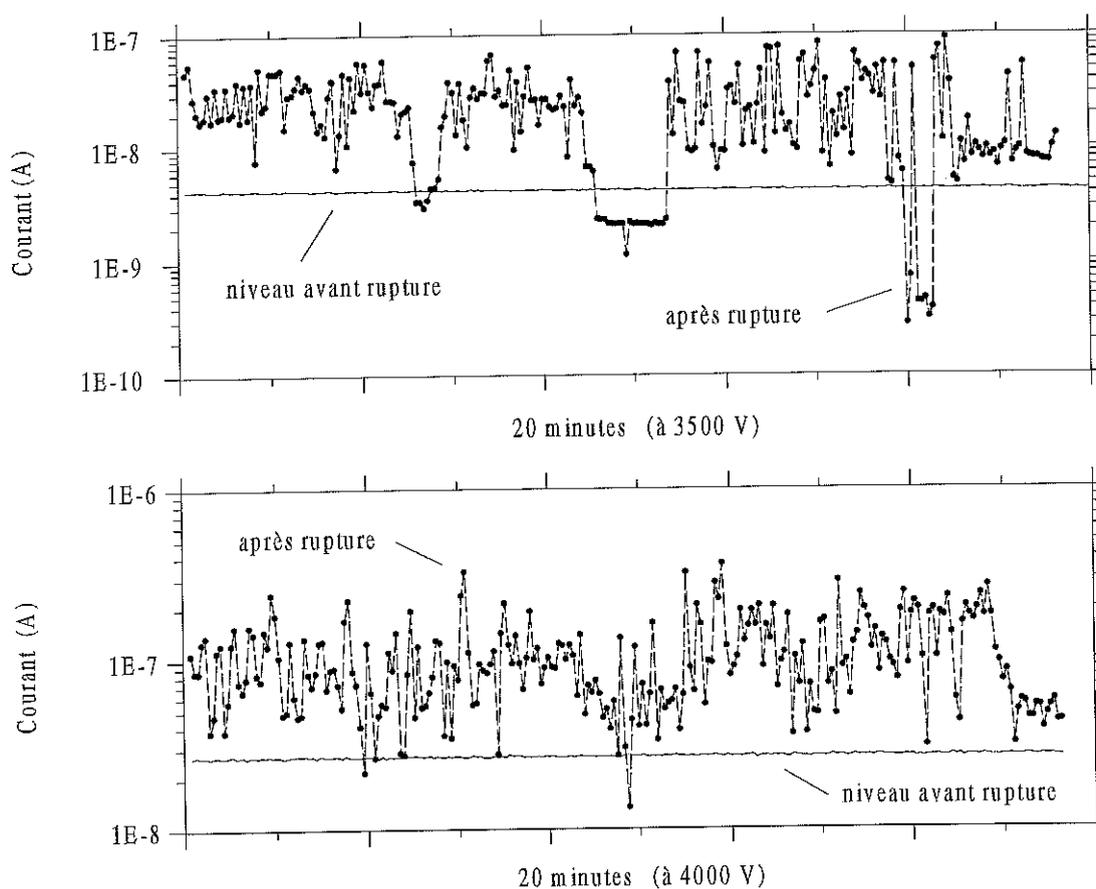


Figure 40

Stabilité du courant d'émission avant et après rupture de l'ultravide

La réapparition des fluctuations peut être interprétée par la formation d'une nouvelle couche adsorbée lorsque la pression du gaz résiduel a augmenté. En effet, la vitesse de formation d'une couche est proportionnelle au nombre d'impacts de molécules par unité de temps et de surface. Ce nombre est déterminé à partir de la théorie cinétique des gaz et donné par la relation de Hertz-Knudsen :

$$\dot{n} = \frac{p}{\sqrt{2\pi mkT}}, \quad (30)$$

où p est la pression résiduelle, m la masse de la molécule, k la constante de Boltzmann, T la température (unité SI). La vitesse de formation croît donc de 4 ordres de grandeur entre un vide secondaire de 10^{-4} Pa et un ultravide de 10^{-8} Pa.

C.1.5. DISCUSSION

Cette étude montre que l'émission de champ n'est pas un processus intrinsèquement fluctuant puisque le courant peut être stabilisé en chauffant l'échantillon dans une enceinte ultravide. Avec la réapparition des fluctuations après la rupture de l'ultravide, l'hypothèse du rôle des gaz adsorbés semble se confirmer.

L'identification expérimentale des adsorbats responsables de la fluctuation du courant n'a pas été possible, car la surface de l'échantillon était trop petite par rapport à celle de la paroi de l'enceinte ; des techniques très sensibles sont nécessaires. Toutefois, des adsorbats possibles peuvent être suggérés à partir des données de la littérature sur l'adsorption des différents gaz contenus dans l'atmosphère par le cuivre.

D'après [107], le taux de couverture par adsorption est négligeable pour H_2 , N_2 , CO_2 , et CO à 300 K sur le cuivre. Au contraire, l'oxygène (O_2) est fortement chimisorbé. Un chauffage à 1020 K reste généralement insuffisant pour désorber proprement une surface. Il apparaît donc difficile que l'étuvage de nos échantillons à 700 K ait pu désorber l'oxygène. Néanmoins, l'augmentation de la température aurait pu provoquer la diffusion du gaz dans le volume, appauvrissant ainsi la concentration en surface. Enfin, la molécule d'eau (H_2O) est la seule susceptible d'être aisément physisorbée par orientation du moment dipolaire. L'énergie de liaison reste cependant faible, et rend possible la désorption thermique à 700 K. En conclusion, la stabilisation du courant d'émission de champ renforcée résulte le plus probablement de la diffusion de O_2 dans le volume ou de la désorption de H_2O .

C.2. COMPARAISON DES CARACTÉRISTIQUES D'UN SITE MÉTALLIQUE EN RÉGIME CONTINU (DC) ET HYPERFRÉQUENCE (HF)

C.2.1. CONTEXTE ET OBJECTIFS

Il est bien connu que l'émission électronique renforcée sur des électrodes larges soumises à un champ électrique statique (DC) obéit plus ou moins à la loi de F&N modifiée /*éq. (17)*/ avec les paramètres effectifs β_{DC} et $A_{e,DC}$. Généralement, les fluctuations du courant gênent l'extraction de ces paramètres. La section précédente (cf. C.1) indique l'origine de ces fluctuations. Il est également bien connu que les électrodes larges exposées à un champ hyperfréquence (HF) émettent un courant moyen qui suit approximativement une loi F&N /*éq. (18)*/. Le comportement d'une électrode donnée dépend fortement de la préparation de la surface, mais pour des surfaces préparées de manière similaire, les paramètres β et A_e sont de même ordre de grandeur en régime DC et HF. Par ailleurs, U. Klein [34] avait montré, en excitant plusieurs modes de résonance d'une cavité, que la loi courant-champ d'un même site ne dépendait pas de la fréquence ; ce qui conforte la validité de l'équation /*(18)*/.

Cependant, l'étude des valeurs des paramètres β et A_e sur un même site émetteur n'a pas encore été réalisée. Or, pour un site métallique, le modèle des protubérances superposées qui repose en définitive sur la théorie de F&N, prédit l'identité de ces paramètres dans les deux régimes. Leur comparaison sur un site bien défini fournit un test pertinent du modèle en question.

C.2.2. LE MATÉRIEL

C.2.2.1. LE SITE ÉMETTEUR MÉTALLIQUE

Le site est créé par un contact avec une pointe tungstène au centre de la surface d'un échantillon « Phi3 » préparé selon la procédure standard (cf. B.3). On obtient ainsi un site plus facilement reproductible qu'une rayure, avec une forme et des dimensions bien contrôlées. Le cratère obtenu présente typiquement un diamètre de 100 μm et une hauteur sur les bords de 10 μm . La Figure 41 en donne une illustration.

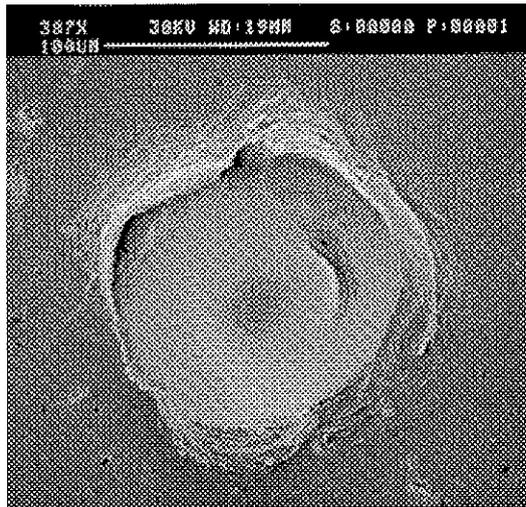


Figure 41

Un site typique pour la comparaison DC/HF

C.2.2.2. DISPOSITIFS DE MESURE

Les mesures en régime HF sont réalisées dans la cavité 1.5 GHz, dispositif HF1 (cf. B.2.1).

Le MEB aménagé, dispositif DC2 (cf. B.1.2), servira pour les mesures en DC. L'équipement d'étuvage de l'échantillon permet de diminuer les fluctuations du courant en DC, bien que l'absence d'un ultravide dans le MEB empêche l'obtention d'un courant aussi stable que dans l'étude précédente (cf. C.1). Le choix de la pointe anode revêt ici une importance particulière. En effet, le champ appliqué doit être le plus uniforme possible sur tout le site, ainsi que dans son voisinage. Pour préserver une interprétation de β comme le résultat d'un accroissement géométrique du champ appliqué, la distance anode-échantillon doit largement dépasser la hauteur du site. Compte tenu des dimensions du cratère, la pointe anode aura un rayon de courbure, $R = 1000 \mu\text{m}$, et sera positionnée à la distance $d = 200 \mu\text{m}$ de la surface de l'échantillon. Il est possible de donner une géométrie hyperbolique à la pointe. Dans ce cas, le champ appliqué juste en-dessous d'elle sera :

$$E_{\text{max}} = U / \left\{ d \sqrt{1 + R/d} \operatorname{arctanh} \left(\frac{1}{\sqrt{1 + R/d}} \right) \right\} \quad (31)$$

$$\approx 0.94 \frac{U}{d},$$

où U représente la tension appliquée.

La décroissance radiale du champ est lente :

$$E(\rho) = E_{\max} \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{\rho^2}{d(d+R)}}} \quad (32)$$

Pour un point situé à une distance double du rayon, le champ ne diminue que de 2 %. Ces conditions assurent une comparaison significative des caractéristiques d'émission.

C.2.3. PROCEDURE EXPERIMENTALE

Chaque échantillon est d'abord testé dans la cavité HF. Lorsque le vide atteint une valeur de 10^{-5} Pa, la puissance hyperfréquence est augmentée avec un cycle utile de 1% (1ms / 100ms) jusqu'à la valeur maximale (environ 4 kW). Le champ hyperfréquence avoisine alors généralement 40 MV/m. L'échantillon est alors désorbé grâce à la dissipation thermique par effet Joule à cette valeur de champ maximale pendant 45 minutes (« formation » du site). Ensuite, le cycle utile est abaissé à 1ms / 400ms, et le courant d'émission électronique (courant moyen) est alors mesuré en suivant des paliers de champs décroissants. L'ajustement des points de mesure avec l'équation (18) fournit les valeurs β_{HF} et $A_{e, \text{HF}}$ du site, en supposant le travail de sortie égale à 4.1 eV et 4.4 eV respectivement pour le niobium et le cuivre. Ces paramètres sont introduits dans l'équation (17) pour prédire le courant $I_{\text{DC pred}}$ en régime DC, dans l'hypothèse de l'identité des caractéristiques pour les deux régimes. La comparaison du courant DC mesuré avec celui prédit statuera sur l'hypothèse.

Après le test HF, l'échantillon est démonté et transporté avec précaution au MEB de façon à éviter toute contamination par des particules qui peuvent donner naissance à des sites supplémentaires indésirables. La cartouche chauffante insérée dans le support d'échantillon portera ce dernier à 570 K pendant 6 heures. Cet étuvage réduit les fluctuations du courant et prévient des micro-claquages initiés par la désorption en cours de mesure. Un tel phénomène modifie irréversiblement le site émetteur. L'application du champ et la mesure seront effectuées lorsque l'échantillon aura été refroidi à la température ambiante. En raison de la fluctuation réduite mais persistante du courant, 100 valeurs seront relevées à chaque palier de façon à déduire une valeur moyenne. Les couples de points de mesure (courant DC, champ E) sont ensuite ajustés par l'équation (17) pour déduire les paramètres β_{DC} et $A_{e, \text{DC}}$, afin de les comparer aux paramètres HF.

C.2.4. RESULTATS

Pour les échantillons qui sont testés à faible courant (<200 nA) en régime DC, les paramètres caractéristiques β , A_e sont quasiment identiques dans les deux régimes (Tableau 6).

	β_{HF}	β_{DC}	$A_{e HF}$ [m ²]	$A_{e DC}$ [m ²]	$\langle I_{HF} \rangle$ max. [nA]	I_{DC} max. [nA]
cuivre	274	260	2.3×10^{-16}	4.8×10^{-16}	9100	129
niobium	222	214	10^{-16}	1.7×10^{-16}	480	70

Tableau 6

Comparaison des caractéristiques DC/HF à bas champ et courant

La comparaison du courant DC prédit par les paramètres HF avec le courant DC mesuré montre également fortement l'identité des caractéristiques d'émission dans les deux régimes (Figure 42).

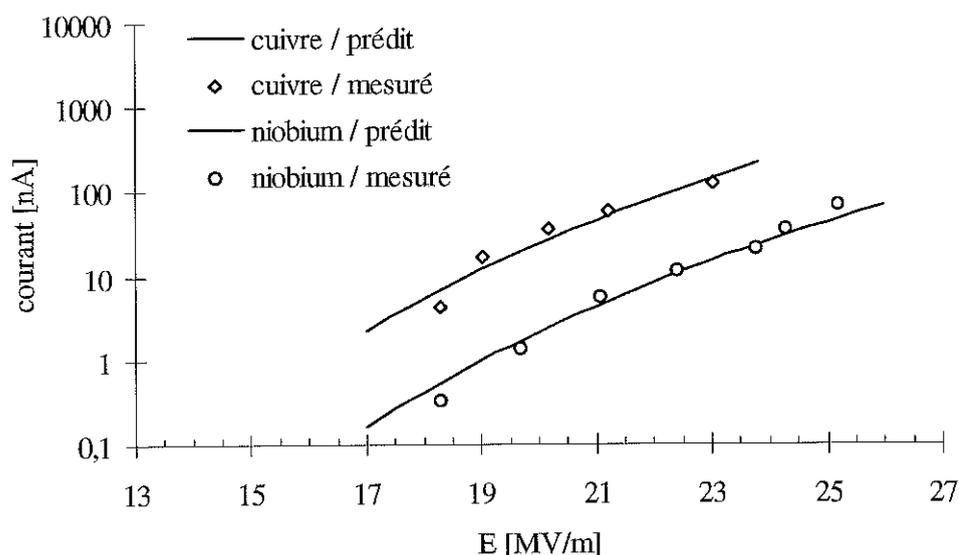


Figure 42

Comparaison du courant DC mesuré au courant prédit pour deux échantillons

Après le test DC, les échantillons repassent dans la cavité HF pour une nouvelle mesure. Ceci a pour but de vérifier l'absence de contamination au cours du test DC et l'intégrité du site initial. La superposition des deux relevés en régime HF (Figure 43) montre bien que le site étudié n'a pas subi de modification significative.

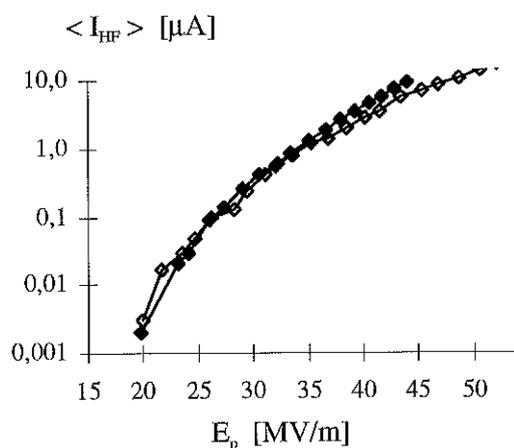


Figure 43

Courant HF mesuré avant (plein) et après (vide) le test DC

Dans les expériences précédentes, les courants continus maxima extraits étaient d'un ou deux ordres de grandeur inférieurs au courant moyen du test HF. La question se posait de savoir s'il était possible d'obtenir un courant continu plus important tout en conservant les caractéristiques d'émission. Afin de répondre à cette question, 4 échantillons Nb et 1 échantillon Cu supplémentaires en niobium ont été étudiés. Cette fois-ci, un champ plus élevé était appliqué pendant le test DC pour faire émettre un courant de l'ordre du microampère.

En comparant le courant mesuré et celui prédit par les caractéristiques HF, le premier est apparu beaucoup plus important que le second. L'extraction des caractéristiques DC à l'aide de l'équation (17) révèle une augmentation de la valeur de β d'un facteur 2 ou plus (Tableau 7).

	<i>Nb</i>	<i>Nb</i>	<i>Nb</i>	<i>Nb</i>	<i>Cu</i>
β_{HF}	98	125	169	169	187
β_{DC}	219	217	237	424	542

Tableau 7

Modification du site induite par un fort courant DC

Sur 3 de ces sites, l'augmentation de β s'accompagne également d'une réduction de A_c . L'examen au MEB n'a pas montré de changement morphologique à l'échelle du micron. Bien que la résolution du MEB soit meilleure, de l'ordre de 50 nm, une exploration exhaustive d'un site de 100 μm à cette résolution n'est pas praticable. Par conséquent, ces observations semblent seulement montrer que des modifications géométriques du site sont limitées à une échelle submicrométrique.

Après le test DC, les 5 échantillons repassent dans la cavité HF pour une nouvelle mesure. Pour tous, on observe une chute brutale du courant d'émission au cours de la montée en champ avant même d'avoir atteint le champ maximal disponible pour la « formation » du site. Ces événements indiquent la possibilité de phénomènes explosifs capables de détruire le site émetteur et de réduire ainsi le courant. Pour vérifier cette hypothèse, les échantillons ont été réexaminés au MEB. Cette fois-ci, on a pu observer des traces de fusion très localisées qui semblent effectivement résulter de l'échauffement violent d'un site lui-même très localisé, en adéquation avec l'idée d'un site de très petite taille (Figure 44).

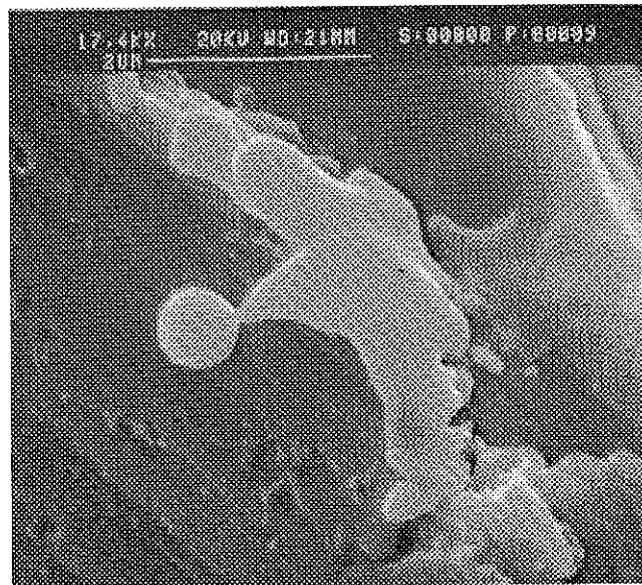


Figure 44

Traces de fusion résultant de la destruction au cours du 2^e test HF d'un site modifié

La manifestation de phénomènes thermiques de grande ampleur apparaît comme une conséquence directe de l'augmentation de β subie par le site au cours du test DC ; la densité du courant émis croît en effet de façon exponentielle avec β /éq.(18)/.

C.2.5. DISCUSSION

En ce qui concerne les sites métalliques, cette étude démontre que les caractéristiques d'émission en régime HF sont identiques à celles du régime DC, lorsque le courant continu mesuré dans un vide de 10^{-4} Pa est inférieur à 200 nA.

Pour un courant DC plus élevé, une modification irréversible de β est observée ; celle-ci résulte probablement d'un changement de la géométrie du site. Cet événement impliquerait soit une pulvérisation par des ions [108],109] générés par les gaz résiduels, soit une migration de surface. Les migrations de surface prennent place sous l'effet d'une forte polarisation électrique et d'un apport d'énergie d'activation. Elles peuvent être stimulées par une température élevée [110,111] ou un bombardement ionique [112,113,114]. Les échanges thermiques associés à l'émission de champ augmentent localement la température du site. La contribution de l'effet Joule peut être évaluée selon l'analyse de Dolan et al. [115], et l'effet Nottingham selon Miskovsky et al. [116]. Pour des densités de courant autour de 10^8 A/m² obtenues pendant les tests DC, la première contribution est négligeable, et l'effet Nottingham ne devrait pas produire une élévation de la température au delà de 900 K. Ainsi, l'activation thermique de la migration de surface est moins probable que l'activation par le bombardement ionique. Le flux d'ions pourrait provenir soit de l'ionisation des gaz résiduels dans le vide secondaire, soit de la désorption de l'anode non étuvée sous l'action des électrons. Par conséquent, l'utilisation d'une chambre ultravide et d'un étuvage de l'anode permettrait la mesure d'un courant DC maximum plus élevé sans modification du site.

En conclusion, l'identité des caractéristiques d'émission dans les deux régimes affirme davantage la validité du modèle des protubérances superposées. Il s'agit aussi d'un résultat d'une certaine importance pratique pour les applications de triodes à vide utilisant un réseau de pointes métalliques nanométriques comme source d'électrons.

C.3. ETUDE DU FAISCEAU ELECTRONIQUE DANS LA CAVITÉ HF

C.3.1. INTRODUCTION

Jusqu'à présent, aucune expérience n'a été réalisée pour caractériser le faisceau électronique produit en régime HF par l'émission de champ renforcée sur une surface large. Notre étude constitue une première tentative. Elle vise essentiellement à répondre à deux questions. Sur un site métallique circulaire comme celui créé à la surface par le contact avec une pointe plus dure, combien de régions d'émission effective compte-t-on à une échelle de l'ordre de 10 μm ? Peut-on envisager la construction de sources électroniques en régime HF, « RF guns » [117], sur la base de ce type d'émission ? Ces sources sont utilisées dans les injecteurs des accélérateurs de particules ou les lasers à électrons libres. Les exigences à l'égard d'un « RF gun » pour une telle application concernent la brillance et la cohérence, caractérisées par la valeur de l'émittance (cf. Annexe II), et la durée de vie de la source. Les principaux avantages d'une source à émission de champ en régime HF sont : des paquets d'électrons directement pulsés à la fréquence HF et un filtrage automatique en énergie du fait de l'évolution exponentielle de la loi de F&N, par rapport aux « RF guns » thermoioniques, et l'économie de la mise en œuvre d'un laser en comparaison avec les « RF guns » à photoémission. En outre, la distribution du champ électrique peut être optimisée pour éviter le bombardement de la surface émissive par le retour des électrons, et pour obtenir rapidement une énergie suffisamment grande pour compenser l'effet de charge d'espace dans le faisceau.

C.3.2. PREPARATION DES ECHANTILLONS

Comme dans les autres expériences, la surface des échantillons « Phi3 » en niobium a subi une préparation standard. Par contre, le défaut émetteur doit être ici parfaitement centré par rapport à l'axe optique du dispositif. Pour cela, la pointe de tungstène et l'échantillon sont montés sur un tour d'usinage. La première s'enfonce d'une dizaine de microns dans le second, puis effectue quelques tours. Le résultat obtenu est un cratère au bord irrégulier de 200 μm de diamètre (Figure 45). Ensuite, l'échantillon est nettoyé aux ultrasons et rincé à l'eau ultra pure afin d'éliminer les traces d'impureté.

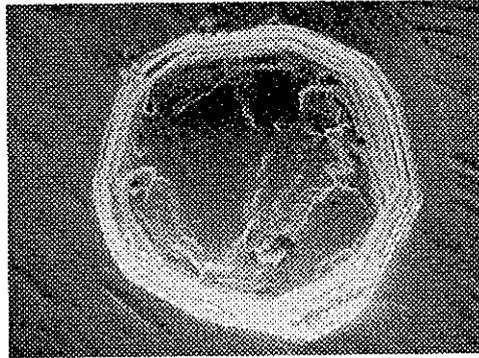


Figure 45

Site émetteur sur une surface en niobium

C.3.3. MESURES ET RESULTATS

Plusieurs échantillons préparés de la même façon ont été testés sur le banc HF3, et ont donné des résultats similaires. Pour illustrer la procédure expérimentale et celle de l'exploitation des résultats, nous présentons une expérience au cours de laquelle le champ macroscopique était de 21.3 MV/m. La puissance HF était pulsée à 3 ms/600 ms.

C.3.3.1. MESURE DE LA DEVIATION DU FAISCEAU

Pour cette mesure, un objectif 1.8, monté avec une bague « macro », est utilisé de façon à couvrir toute la surface de l'écran avec la matrice CCD de la caméra. Le faisceau est focalisé par la lentille magnétique ($I_L = 0.92$ A). Grâce au logiciel LASERLAB couplé à la carte d'acquisition vidéo CYCLOPE, il est aisé de mesurer la position du spot sur l'écran. Puis, le déflecteur est alimenté ($I_D = 0.25$ A) pour dévier le faisceau. Les deux positions successives du spot permettent de déterminer la valeur de la déviation (13.0 mm). A partir de celle-ci, l'énergie du faisceau pourra être calculée. La dispersion en énergie du faisceau devrait se traduire par une élongation du spot dévié. Expérimentalement, une telle déformation n'a pas été observée avec la résolution du dispositif, ce qui signifie que la dispersion est probablement très faible.

C.3.3.2. ACQUISITION DE L'IMAGE DES SPOTS

Pour l'acquisition des images, l'objectif de la caméra est démonté. Il est remplacé par une lentille de focale 60 mm, assurant un grandissement unité. Autrement, les spots formeraient une

image trop petite sur la matrice CCD. Les images des spots en fonction de la valeur du courant de lentille sont enregistrées sur un disque dur. Elles sont ensuite analysées grâce aux utilitaires de LASERLAB. La distribution de l'intensité lumineuse peut être tracée. Pour les spots de plus petit diamètre, cette distribution est assimilable à une gaussienne dont on peut calculer l'écart-type. Les écarts-types en fonction du courant de lentille serviront à estimer l'émittance du faisceau. Les images de spots (cadrées 4.8mm x 4.8mm) sont présentées à la (Figure 46).

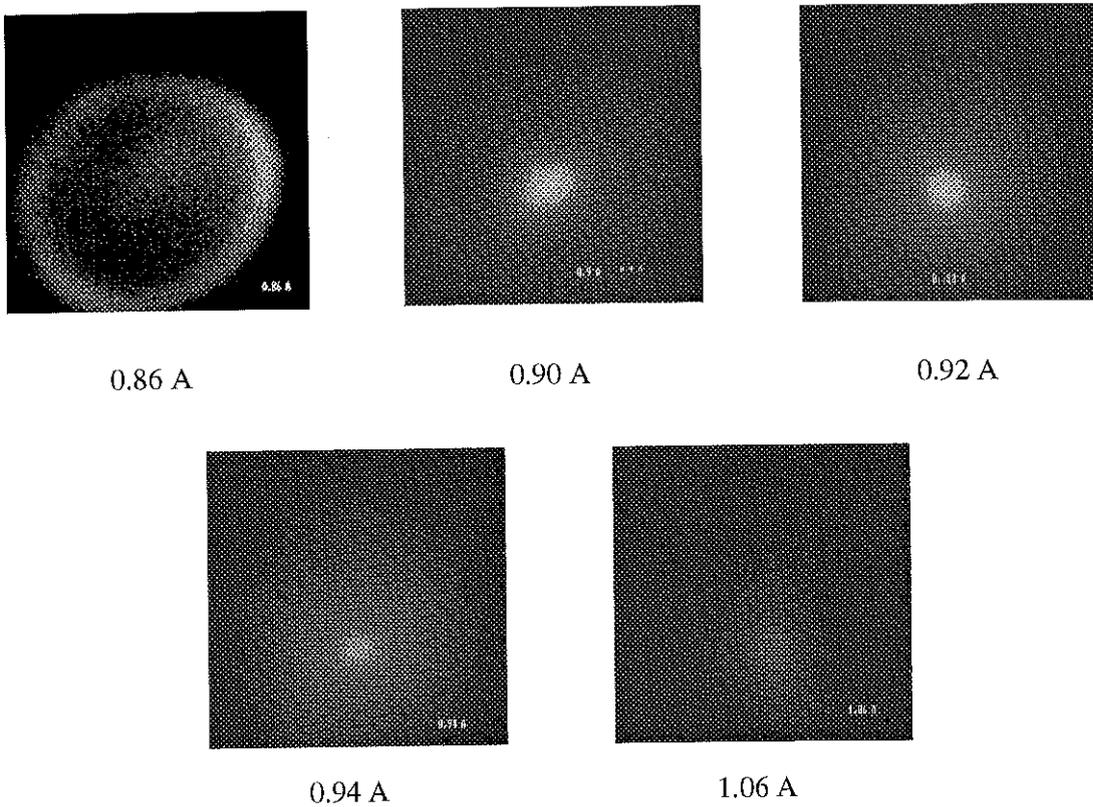


Figure 46

Images sur l'écran fluorescent pour différents courants dans la lentille

On observe, pour un courant de focalisation de 0.86 A, un anneau de diamètre 3.6 mm. Pour les courants de 0.90 à 0.94 A, le spot présente une distribution gaussienne, dont on peut extraire l'écart-type σ_r du rayon du spot. Respectivement, on a σ_r égale à 310, 222, et 285 μm pour les courants de 0.90, 0.92, et 0.94 A. Au delà de cette dernière valeur, l'image devient floue et le signal lumineux très faible.

C.3.3.3. MESURE DU COURANT TOTAL DU FAISCEAU

En remplaçant l'écran par la cage de Faraday polarisée à +27 V afin de capturer les électrons secondaires générés, on mesure un courant moyen de 1 μA .

C.3.4. EXPLOITATION DES MESURES

C.3.4.1. ENERGIE DU FAISCEAU

Connaissant les caractéristiques des bobines magnétiques (Annexe I) et la déviation du faisceau on peut déterminer l'énergie de celui-ci par un code de transport comme celui du paragraphe C.3.6.2. Dans le cas présent l'énergie déduite de la mesure est de 47 keV.

C.3.4.2. EMITTANCE DU FAISCEAU

En l'absence d'accélération, l'émittance d'un faisceau à symétrie circulaire est décrite par l'équation d'enveloppe suivante (cf. Annexe II) :

$$\frac{d^2 r}{dz^2} + K_b r - \frac{K_i}{r} - \frac{\epsilon^2}{r^3} = 0, \text{ avec } K_b = \left(\frac{e B_z}{2 m_0 \beta_e c \gamma_e} \right)^2, K_i = \frac{e I}{2 \pi m_0 \epsilon_p (\beta_e c \gamma_e)^3}, \quad (33)$$

où r est le rayon de l'enveloppe, β_e et γ_e les paramètres de correction relativiste, c la vitesse de la lumière, B_z la composante en z de la lentille de focalisation, I le courant du faisceau, ϵ_p la permittivité du milieu de propagation, et ϵ l'émittance du faisceau. Pour des valeurs à la sortie du canon : r_o , $\theta_o = (dr/dz)_o$, et ϵ_o fixées, cette équation permet de déterminer le rayon d'enveloppe à une distance donnée dans la direction de propagation et pour un courant de lentille donné. Pour les échantillons étudiés, on peut considérer que le plan de sortie du canon se situe à 7.0 mm de la surface émissive, car le champ électrique décroît très vite en s'éloignant le long de l'axe optique, et devient quasiment nul au delà de 7.0 mm (Figure 48). Un code de calcul utilisant l'équation (33) et la méthode d'optimisation du gradient sans contrainte [118] permettent de connaître les paramètres du faisceau à la sortie de canon (r_o , $\theta_o = (dr/dz)_o$, et ϵ_o) à partir de la variation de σ_r en fonction du courant de la lentille. Le courant de faisceau de 1 μA n'a pas de répercussion significative sur le calcul qui donne : $r_o = 0.6$ mm, $\theta_o = 0.86^\circ$, et $\epsilon_o = 1.8 \pi \text{ mm.mrad}$.

La Figure 47 compare l'évolution de l'enveloppe calculée en fonction du courant de lentille, à partir des paramètres optimisés, avec les points de mesure. Elle montre l'efficacité de l'optimisation qui pourrait fonctionner avec un plus grand nombre de points de mesure, s'ils étaient disponibles.

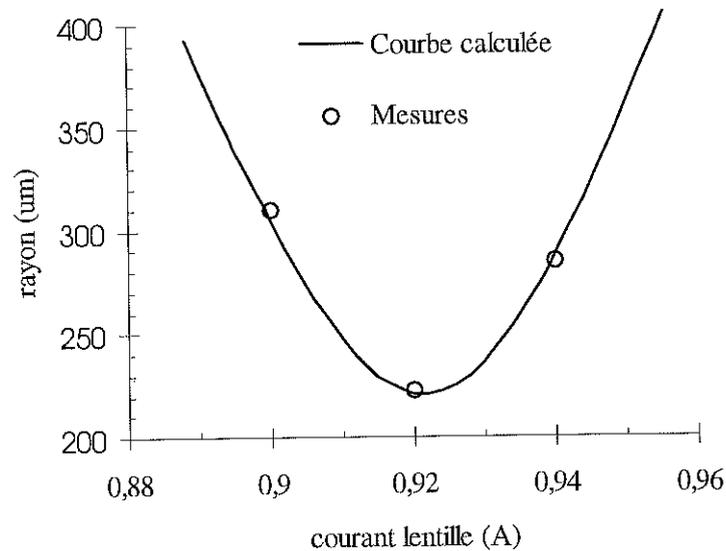


Figure 47

Comparaison du rayon mesuré en fonction du courant dans la lentille avec le rayon d'enveloppe déduit des paramètres optimisés

C.3.5. SIMULATIONS

L'image (0,86 A) de la Figure 46 suggère que plusieurs émetteurs sont actifs sur le bord du site. Afin d'écartier la possibilité d'un artefact, il est nécessaire de vérifier que les électrons issus des multiples émetteurs bordant le site puissent réellement produire une telle image, à l'impact sur l'écran fluorescent. La simulation des trajectoires électronique dans notre dispositif répond à cette nécessité. Elle offre également un moyen supplémentaire de valider la mesure du champ appliqué à l'échantillon, en comparant la déflexion calculée à celle mesurée. Dans la mesure où les trajectoires sont paraxiales, l'exécution du code de calcul peut être accélérée en adoptant une approximation analytique pour la distribution des champs, et en négligeant les effets de charges d'espace (dans l'hypothèse de faibles courants) : c'est-à-dire, la répulsion électrique entre les trajectoires et le champ magnétique induit par le courant du faisceau.

C.3.5.1 APPROXIMATION DES DISTRIBUTIONS DE CHAMPS

i) La composante E_z du champ électromagnétique

Dans l'approximation paraxiale, E_z est supposée indépendante de r . Les valeurs fournies par URMEL sont approchées par une expression analytique (Figure 48). Le site émetteur se situe dans le plan $z = 0$.

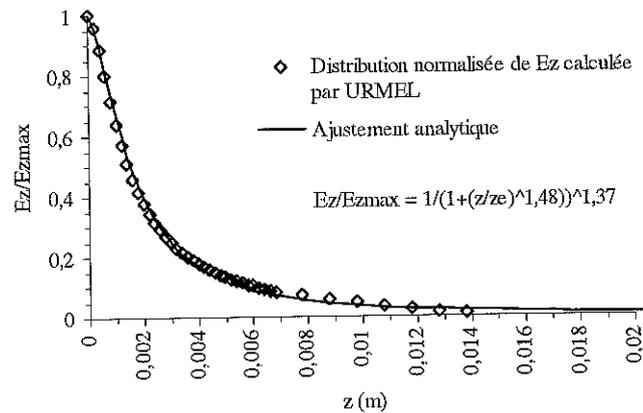


Figure 48

Approximation analytique de E_z

L'erreur commise par l'approximation analytique autour de l'échantillon émetteur est représentée par la Figure 49.

ii) Composante E_r du champ électromagnétique

La composante tangentielle tend à faire diverger le faisceau. Son rapport sur E_z est donné par la carte de la Figure 50. L'approximation analytique de E_r s'obtient par la relation locale de Maxwell-Gauss :

$$\operatorname{div} \vec{E} = 0 \Leftrightarrow \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r E_r) + \frac{1}{r} \frac{\partial E_\theta}{\partial \theta} + \frac{\partial E_z}{\partial z} = 0. \quad (34)$$

Comme la cavité fonctionne sous le mode TM₀₁₀, les composantes E_θ et E_z sont nulles, l'équation (34) devient :

$$\frac{\partial E_r}{\partial r} + \frac{E_r}{r} = 0, \quad \text{qui admet pour solution : } E_r = -\frac{r}{2} \frac{\partial E_z}{\partial z}. \quad (35)$$

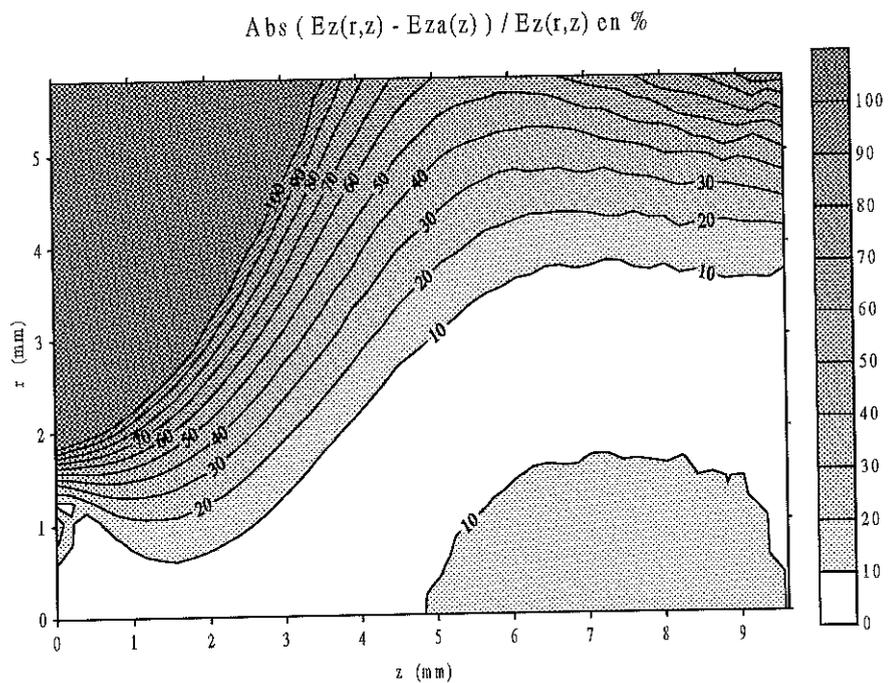


Figure 49

Carte de l'erreur de E_z liée à l'approximation analytique

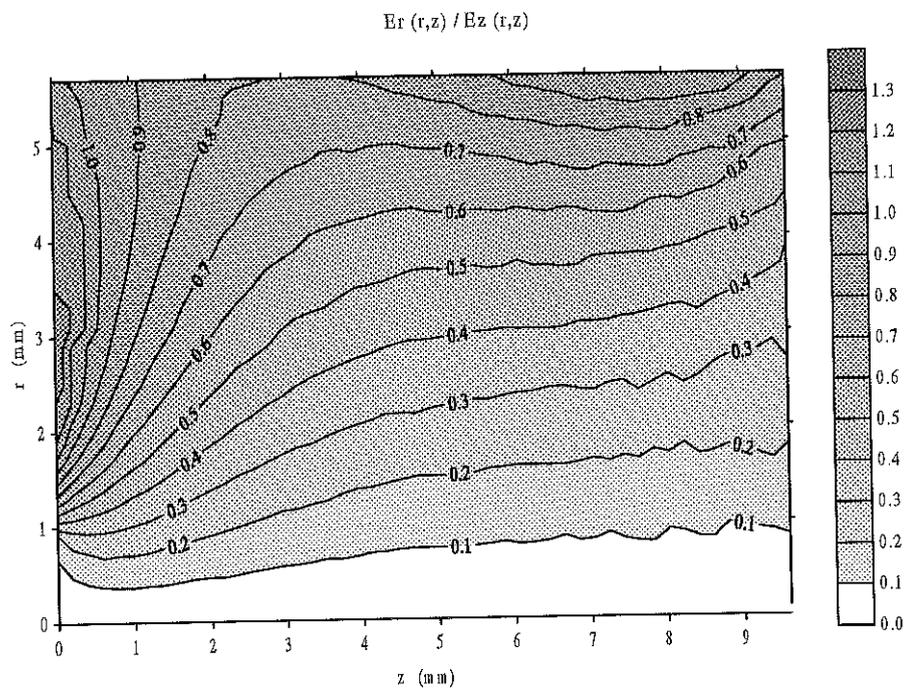


Figure 50

Rapport de la composante transversale sur la composante axiale du champ électrique

L'écart entre cette approximation et les valeurs données par URMEL est donné par la carte à la Figure 51.

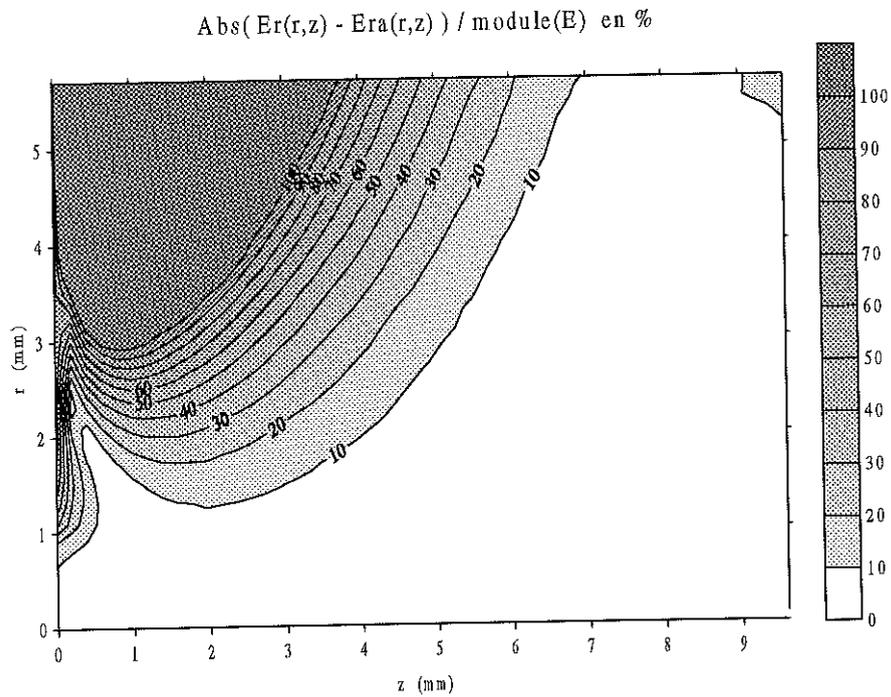


Figure 51

Carte d'erreur pour l'approximation analytique de E_r

iii) Composante B_θ du champ électromagnétique

A partir de la relation locale de Maxwell-Ampère,

$$r\vec{\text{rot}}\vec{H} = \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}, \text{ on trouve aisément l'expression : } B_\theta = \frac{r}{2c^2} \frac{\partial E_z}{\partial t}. \quad (36)$$

iv) Champ magnétique de la lentille

B_z étant mesuré et B_θ nulle pour raison de symétrie, B_r se calcule grâce à $\text{div}\vec{B}=0$, et s'écrit :

$$B_r = -\frac{r}{2} \frac{\partial B_z}{\partial z}. \quad (37)$$

v) Bobine déflectrice

La valeur du champ est directement mesurée (cf. Annexe I) puis ajustée par une courbe analytique à deux morceaux.

Les cartes présentées dans cette section permettent de s'assurer que l'approximation analytique des distributions de champs n'introduise que des erreurs minimales. Elles garantissent la validité du calcul des trajectoires régies par les forces déduites de ces champs approximatés.

C.3.5.2. TRANSPORT D'ÉLECTRONS RELATIVISTES

Soient \vec{F} la somme des forces électriques et de Lorentz, \vec{v} le vecteur vitesse et \vec{a} le vecteur accélération, la relation de la dynamique relativiste s'écrit :

$$\vec{F} = m_0 \gamma_e \left(\gamma_e^2 \beta_e \frac{\partial \beta}{\partial t} \vec{v} + \vec{a} \right). \quad (38)$$

En reformulant (38) en termes de composantes dans un repère cylindrique, on aboutit à un système algébrique d'équations dont on extrait \ddot{r} , $\ddot{\theta}$, et \ddot{z} en fonction des composantes vitesse et position, et des composantes de la somme des forces. L'intégration de la trajectoire se fait ensuite par :

$$X(t + dt) = X(t) + \dot{X} dt + \frac{\ddot{X} dt^2}{2}, \text{ avec } X \in \{r, \theta, z\}. \quad (39)$$

Le code programmé en FORTRAN simule un grand nombre de trajectoires en un temps raisonnable.

C.3.5.3. RÉSULTATS DES SIMULATIONS

Les trajectoires électroniques sont calculées à partir d'émetteurs ponctuels distribués aléatoirement sur le bord d'un cratère de 100 μm de rayon. Chaque point émet dans un cône d'ouverture 15°, et avec un déphasage entre une avance et un retard de 3° par rapport au champ électrique maximal. Ce dernier est calculé à partir des mesures de puissance et du facteur de qualité de la cavité. L'énergie initiale de chaque électron est évaluée à 5 eV.

i) Déflexion calculée

Pour un champ appliqué de 21.3 MV/m, évalué selon la procédure B2.1.4, l'énergie du faisceau calculée est de 49 keV (mesurée 47 keV), et la déflexion, dans les conditions indiquées au paragraphe C.3.4.1, est de 12.7 mm (mesurée 13.0 mm).

ii) Impact des électrons sur l'écran fluorescent

Pour chaque valeur de courant, 4000 impacts sont simulés. Les résultats sont présentés à la Figure 52. Les images sont à la même échelle que celles de la Figure 46.

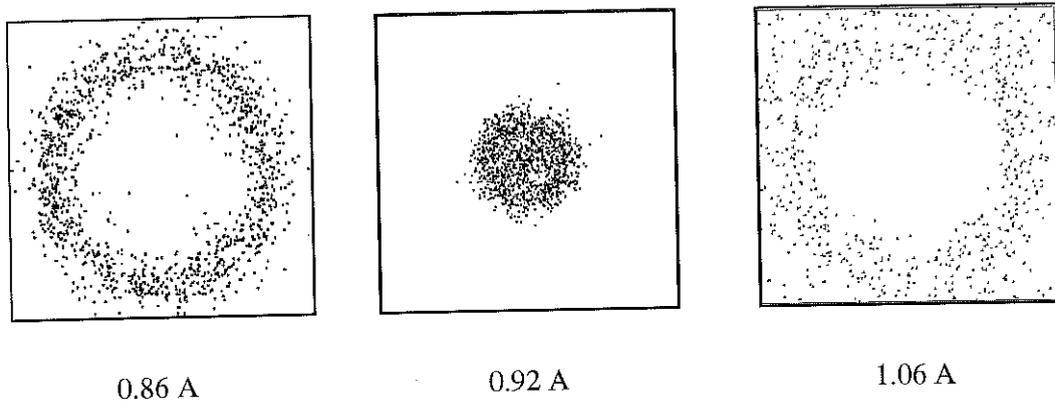


Figure 52

Images simulées des spots sur l'écran fluorescent

La structure et la taille des images simulées sont très proches de celles observées expérimentalement. La forme annulaire de l'image prise à 0.86 A de la Figure 46, reflète bien la forme du site émetteur. Ce qui signifie que plusieurs émetteurs (nano-protubérances) sont présents sur le bord du site. Une simulation qui ne considère qu'un élément émetteur sur le bord ne produit pas un anneau mais une petite tache décentrée. Néanmoins, la luminosité de l'anneau observé à 0.86 A (Figure 46) n'est pas égale partout. La région plus brillante indique la présence d'un émetteur dominant. Enfin, l'atténuation rapide de la luminosité de l'image à 1.06 A trouve, à travers le résultat de la simulation, une explication ; elle traduit ainsi un effet de dispersion qui diminue la densité du flux des électrons incidents. La région de luminosité diffuse observée près du centre de l'image 1.06 A de la Figure 46, peut correspondre à quelques émetteurs à l'intérieur du site qui n'ont pas été envisagés dans la simulation. Leur présence se devine déjà dans l'image 0.86 A. La rotation de cette région entre les deux images est due à la focalisation magnétique. Ces observations sont communes à plusieurs expériences.

C.3.6.. CONCLUSION

En comparant la Figure 46 et Figure 52, on peut observer une bonne correspondance entre les résultats des simulations et ceux de l'expérience pour les courants de focalisation de 0.86 et 0.92 A. Pour 1.06 A, la simulation montre bien une dispersion importante du spot ; ceci explique

la faible luminosité de l'image expérimentale. Ces résultats montrent qu'à 21.3 MV/m, le cratère émet préférentiellement sur le bord. Il semble y avoir un certain nombre d'éléments émissifs répartis sur le bord, avec toutefois une région plus intense. S'il y avait un seul émetteur très localisé, le spot défocalisé n'aurait pas été annulaire. La densité du faisceau n'est pas uniforme, l'évaluation de l'émittance représente davantage une estimation majorée de la valeur vraie.

En outre, la simulation des trajectoires des électrons émis indique que ceux-ci ne peuvent revenir bombarder l'émetteur. Ce phénomène de bombardement en retour empêche une utilisation de longue durée de vie d'une cathode thermoionique dans la cavité, car l'émission n'est pas synchrone avec le champ HF. A un champ de 21.3 MV/m, le courant moyen reste faible, environ 1 μ A. Pour ce type de site, une augmentation du champ donnerait un plus fort courant. Mais en pratique, elle « processe » le site ; la plupart des émetteurs sont détruits, laissant un émetteur ou petit groupe d'émetteurs décentré, sur le bord du site. Le faisceau ne présente alors plus une symétrie axiale. L'évaluation de l'émittance devient problématique.

C.4. TRAITEMENT DE L'ÉMISSION RENFORCÉE PAR UN CHAUFFAGE LOCAL DE LA SURFACE

C.4.1. UN TRAITEMENT NOUVEAU DE L'ÉMISSION ÉLECTRONIQUE

Le modèle des protubérances superposées (cf. A.3.5.4) postule l'existence d'excroissances de taille nanométrique sur les sites émetteurs de nature conductrice. Ces excroissances peuvent aussi bien exister sur des objets « intrinsèques » tels que les rayures, que sur des objets « extrinsèques » tels que les particules de contamination. L'unicité des causes de l'émission sur ces deux types de sites a été démontrée par Jimenez [73]. Des petites dimensions de ces excroissances, il découle logiquement une fragilité accrue vis-à-vis d'un échauffement à la fois fort, rapide et localisé de la surface. Un tel échauffement ferait fondre les excroissances responsables de l'activité électronique du site sans pour autant modifier significativement la morphologie de la surface métallique à une échelle micronique. Disons que l'effet est comparable à celui que provoquerait le passage rapide d'une flamme au-dessus d'un doigt, qui réduirait les poils en cendres sans brûler la peau. Ce traitement se distingue des autres tentatives de traitements thermiques par une élévation superficielle de la température de l'échantillon au lieu d'un chauffage en volume.

C.4.2. LA TECHNIQUE DU BOMBARDEMENT ÉLECTRONIQUE DIRECT

L'utilisation d'un canon électronique de forte intensité en mode balayage représente une solution technique satisfaisante pour le type de traitement souhaité. Le bombardement électronique se faisant dans une enceinte avec un vide poussé (10^{-4} Pa), il évite le problème d'oxydation de la surface au cours de l'opération, qui compliquerait l'interprétation des résultats. C'est là un avantage majeur qui a déterminé notre choix au détriment d'une solution laser. Le canon utilisé est celui d'un poste de soudure industrielle.

Les 4 paramètres critiques pour obtenir les effets désirés sont la tension d'accélération, l'intensité du courant, le diamètre du faisceau, et la vitesse de balayage. Le premier conditionne la profondeur de pénétration, c'est-à-dire l'épaisseur de la couche dans laquelle l'énergie cinétique des électrons incidents est dissipée en chaleur. Celle-ci dépend aussi de la masse volumique du

matériau bombardé. En l'occurrence, nous étudierons des échantillons en Nb (8.4 g/cm^3) et en Mo (10.2 g/cm^3). Une tension d'accélération de 25 kV a été choisie, correspondant à une profondeur de pénétration de $1.4 \text{ }\mu\text{m}$ environ pour les deux matériaux. La tension d'accélération étant choisie, l'intensité du courant et le diamètre (0.5 mm) du faisceau déterminent la densité de puissance déposée localement. La vitesse de balayage contrôle la durée du dépôt, donc la température maximale atteinte localement. Pour fixer les 2 derniers paramètres, l'intensité et la vitesse de balayage, nous avons considéré un modèle thermique simplifié appliqué à une excroissance d'une dizaine de microns de haut (Figure 53).

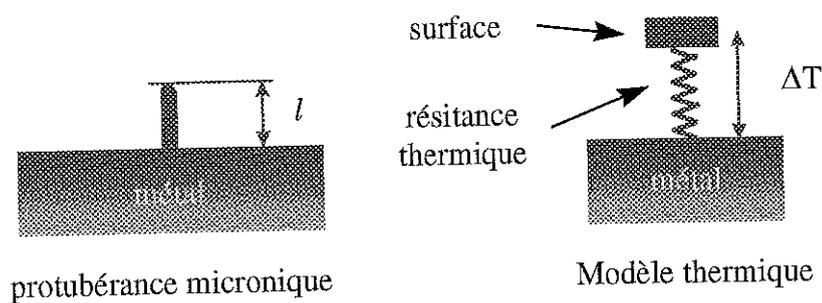


Figure 53

Modèle thermique simplifié

D'après ce modèle, la densité de puissance thermique évacuée de la surface supérieure de l'excroissance vers la surface du métal, en régime permanent, est de l'ordre $(\lambda/l) \Delta T$, où λ est la conductivité thermique et ΔT la différence de température entre les deux surfaces. Si l'on souhaite que la température à l'extrémité de l'excroissance dépasse la température de fusion ($\Delta T \sim 2500 \text{ K}$ pour le Mo et Nb), la densité de puissance incidente devra dépasser 10^{10} W/m^2 . Le temps d'établissement du régime permanent est de l'ordre de $\rho C l^2 / \lambda$, où ρ est la masse volumique et C la capacité calorifique. Pour le Mo ou Nb, il vaut environ $10 \text{ }\mu\text{s}$. Ainsi, nous avons choisi un courant de faisceau de 100 mA, ce qui donne une densité de puissance de $1.3 \times 10^{10} \text{ W/m}^2$. Une fréquence de balayage de 1000 Hz a été fixée dans une des deux directions cartésiennes (x-y). Dans la seconde la fréquence est de 10 Hz. La vitesse de balayage est déterminée par la fréquence la plus haute qui limite la durée d'irradiation locale à $5 \text{ }\mu\text{s}$, compte tenu du diamètre du faisceau. Le faisceau balaie une surface beaucoup plus grande ($45 \times 45 \text{ mm}^2$) que la surface de l'échantillon ($\sim 7 \text{ mm}^2$) afin que plusieurs passages puissent être réalisés sans produire une trop forte élévation de la température dans le volume de l'échantillon. La Figure 54 présente la configuration du bombardement électronique balayé.

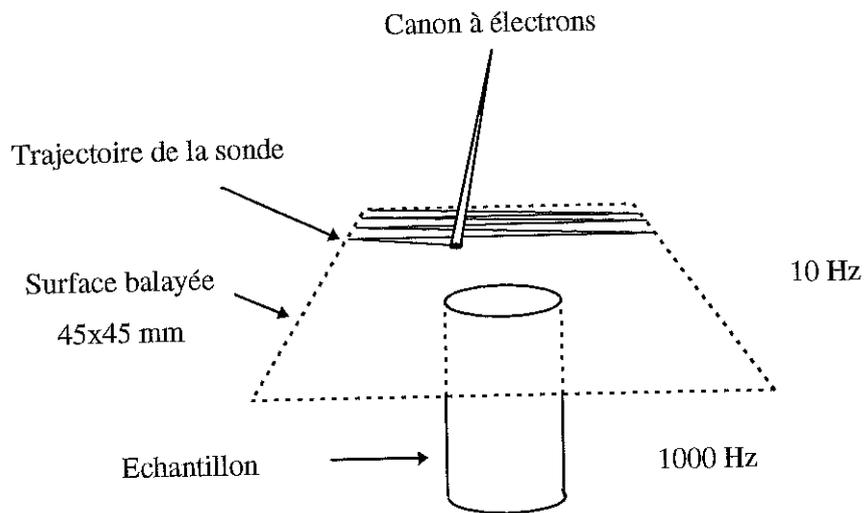


Figure 54

Schéma du bombardement électronique

C.4.3. EXPERIENCE ET RESULTATS

C.4.3.1. TRAITEMENT DE 2 ECHANTILLONS « ARIANE » EN MOLYBDENE

Afin de mettre en évidence de façon plus manifeste le résultat de l'expérience, des sites originellement très stables ont été soumis au bombardement. Ces sites sont obtenus par rayure et contacts avec une pointe W, sur la surface d'un échantillon « Ariane » en Mo, métal résistant à la déformation (limite d'élasticité égale à 400 Mpa à 25°C) et à haut point de fusion (2610°C). Avant la création des sites émetteurs, les échantillons ont subi une préparation standard (cf. B.3). Après, ils sont rincés à l'eau ultra pure de manière à les débarrasser d'éventuels débris. Ensuite, chacun est formé à fort champ (environ 100 MV/m) dans la cavité du dispositif HF1 (cf. B.2.1). Une telle formation ne laisse sur l'échantillon qu'un site stable dont on relève la caractéristique courant moyen en fonction du champ. Les sites géométriques sont photographiés au MEB avant le bombardement électronique.

Le premier échantillon noté Mo1 est exposé au balayage électronique pendant 10 s, le second Mo2, pendant 1 s. Après le bombardement, les deux échantillons sont nettoyés aux

ultrasons, puis rincés à l'eau ultra pure et séchés sous flux laminaire. Un second passage des échantillons dans HF1 permet de comparer la caractéristique d'émission de chaque échantillon avant et après le traitement. Il s'avère que l'émission électronique est largement réduite (d'un facteur 10 à 100) conformément à la prédiction. Les résultats sont explicités dans la Figure 55 et la Figure 56. Un traitement plus long augmente l'efficacité. Elle semble bien corrélée à la température atteinte sur le site qui croît avec la durée du balayage (cf. discussion).

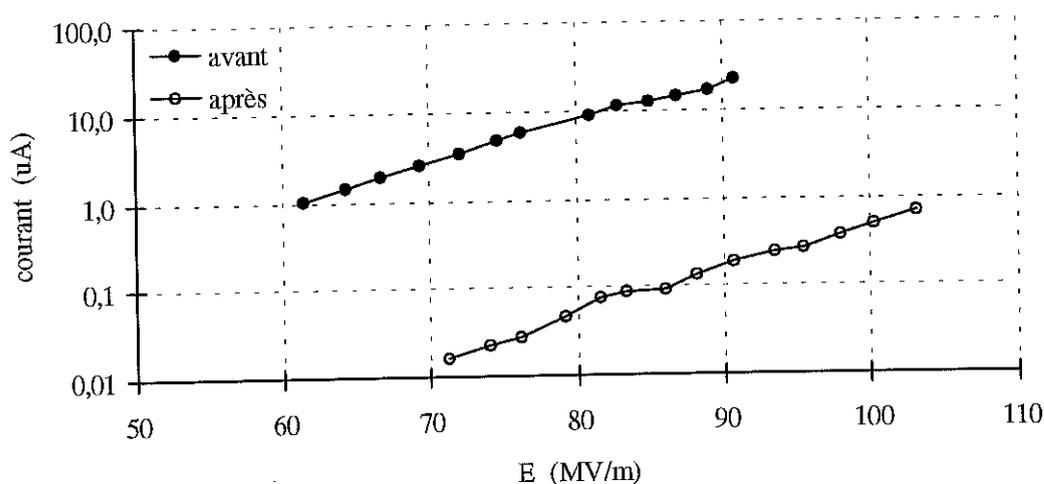


Figure 55

Emission électronique de Mo1 avant et après un bombardement de 10 s

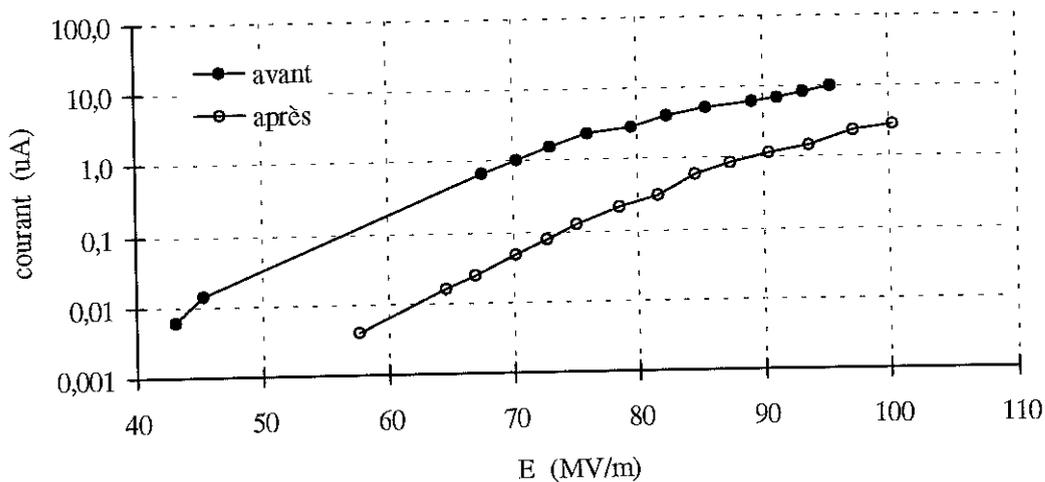
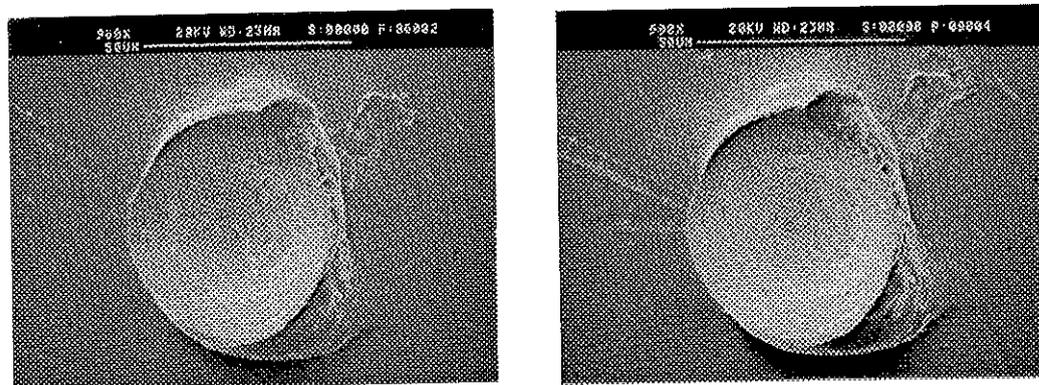


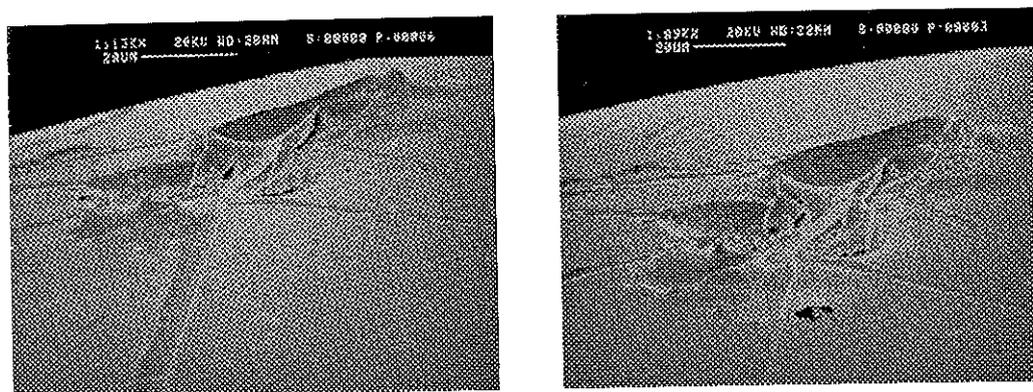
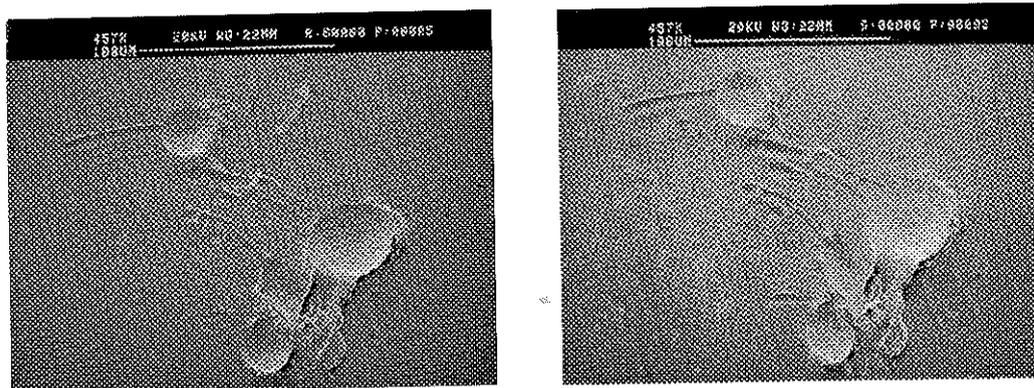
Figure 56

Emission électronique de Mo2 avant et après un bombardement de 1 s

Pour préciser l'interprétation de ces résultats, il était nécessaire de vérifier l'absence de modifications de la géométrie globale des sites au moyen du MEB. Les photos, prises avant et après le traitement, qui apparaissent à la Figure 57 en apportent la confirmation. Aucun changement à l'échelle micrométrique n'a été observé.



Mo1



avant traitement

Mo2

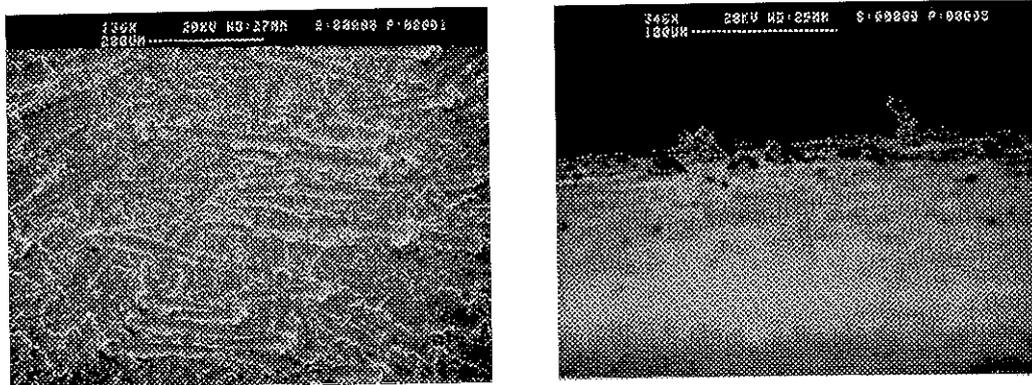
après traitement

Figure 57

Absence de changement visible à l'échelle micrométrique

C.4.3.2. TRAITEMENT DE 4 ECHANTILLONS « PHI3 » EN NIOBIUM

Suite au résultat encourageant obtenu dans l'expérience précédente, il apparaît intéressant de valider l'efficacité de ce nouveau traitement sur une plus grande surface aussi rugueuse qu'une surface brute d'usinage et comportant de surcroît des rayures accidentelles. De telles surfaces ont été reproduites sur 4 échantillons « Phi3 » en Nb, qui offrent une aire utile plus grande que les échantillons « Ariane ». Un exemple de leur image au MEB est donné à la Figure 58. La rugosité moyenne est de l'ordre de $0.5 \mu\text{m}$; un relevé au profilomètre est présenté à la Figure 59.



Vue de dessus

Vue de profil

Figure 58

Image d'une surface très émissive

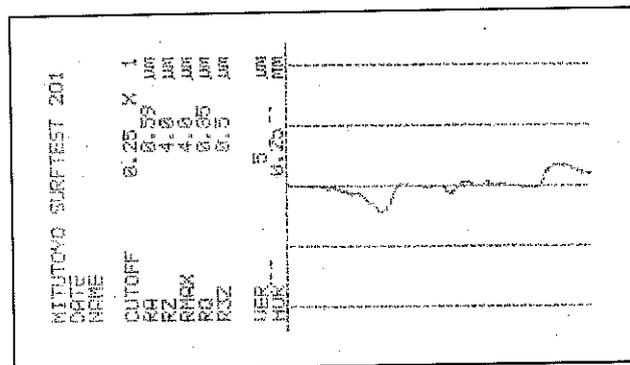


Figure 59

Profil rugosimétrique

Les échantillons sont nettoyés aux ultrasons et rincés à l'eau ultra pure avant leur premier test en HF. Le champ électrique atteint avoisine 40 MV/m et le courant moyen correspondant est relevé. Ensuite, ils sont traités par le faisceau du canon pendant 10 s chacun. Les conditions opératoires sont les mêmes que précédemment, pendant et après le bombardement. Le second test

HF révèle une réduction de l'émission de champ encore plus spectaculaire (Figure 60) que dans l'expérience précédente. Sur les 4 échantillons, 3 ont vu leur courant diminuer jusqu'à 5 ordres de grandeur et ramené près du niveau de bruit du dispositif. Seul un échantillon continue à émettre une dizaine de nanoampère, cependant environ 10 000 fois moins qu'avant le traitement.

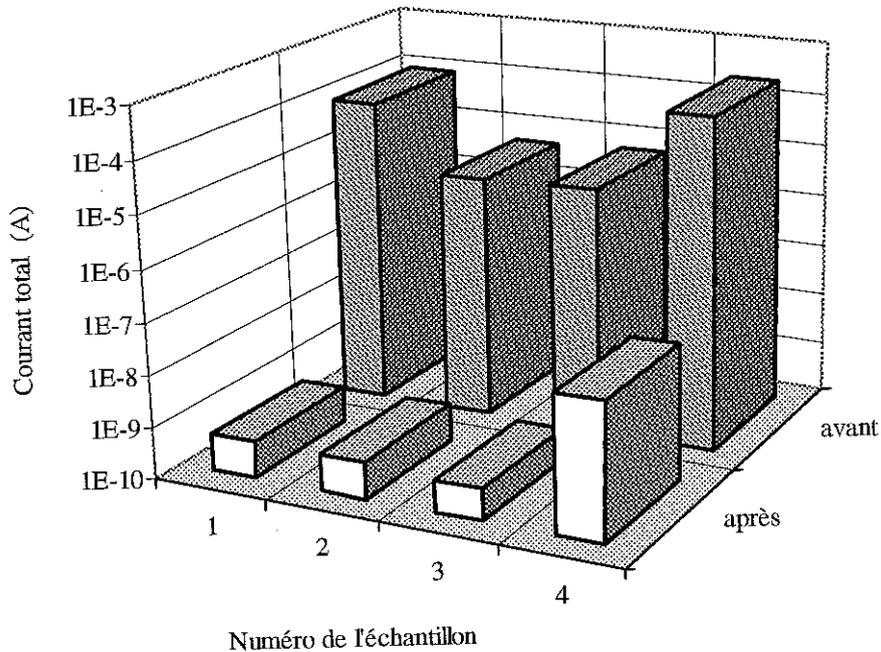


Figure 60

Efficacité du traitement thermique sur l'émission renforcée à 40 MV/m

C.4.4. DISCUSSION

L'analyse de l'effet thermique transitoire du bombardement électronique sur le site émetteur, excroissance de la surface de l'échantillon, constitue l'objet de cette discussion. Elle s'attachera en particulier à montrer que la température peut effectivement dépasser le point de fusion du matériau à la pointe de l'excroissance alors qu'elle reste ailleurs en deçà de celui-ci.

C.4.4.1. METHODE D'ANALYSE APPROCHEE

i) Transfert de l'énergie cinétique des électrons

L'impact des électrons incidents sur la surface du métal déclenche plusieurs phénomènes physiques : rétrodiffusion d'une partie des électrons, freinage des électrons dans l'épaisseur de

pénétration, production d'électrons secondaires et de rayonnement X. Parmi eux, seuls les deux premiers ont une importance sur l'énergie thermique dissipée à la surface. Comme le canon opère en incidence normale, le rapport Γ de la puissance réfléchiée par l'incidente est d'environ 0.3 pour le niobium et le molybdène dont les numéros atomiques sont respectivement 41 et 42 (ce rapport augmente avec le numéro atomique) [119]. La puissance incidente se calcule simplement par le produit tension d'accélération (V) par le courant de faisceau (I). La profondeur de pénétration étant très faible (1.5 μm), l'énergie thermique communiquée à la surface de l'échantillon peut être représentée par un flux de puissance \dot{q} en W/m^2 :

$$\dot{q} = (1 - \Gamma) \frac{4 V I}{\pi \phi_s^2} \sin \theta, \quad (40)$$

avec ϕ_s , le diamètre du faisceau, et θ l'angle entre le faisceau et la normale à la surface.

ii) Double effet du bombardement électronique balayé

Il aurait été peu aisé de simuler la trajectoire du faisceau sur la surface et de calculer, dans le temps, l'évolution de la température en chaque point de l'échantillon. Une analyse approchée considère que l'augmentation de la température d'un point donné de la surface résulte de la superposition de deux effets. Un seul passage sur un point donné produit un effet transitoire. La température croît très brusquement. Le maximum atteint dépend de la micro géométrie de la surface. Aussitôt le faisceau passé, la température décroît rapidement. C'est le plus important effet du traitement. Les nombreux passages du faisceau au cours du traitement produisent un effet cumulé. La chaleur dissipée se répartit par conduction dans le volume. La température globale de l'échantillon augmente en fonction de la durée du traitement.

L'effet cumulé sera pris en compte en considérant un flux moyen \bar{q} tel que :

$$\bar{q} = \dot{q} \frac{S_{\text{ech}}}{S_{\text{bal}}}, \quad (41)$$

où S_{ech} est la surface utile de l'échantillon et S_{bal} celle balayée. L'échantillon sera donc considéré comme étant exposé continuellement à ce flux moyen pendant la durée totale du balayage.

L'effet transitoire correspondra à l'exposition d'une petite zone dont l'aire est égale à la section du faisceau, pendant un temps très court (5 μs) déterminé par le diamètre du faisceau (0.5 mm) et la vitesse de balayage (100 m/s).

iii) Résolution de l'équation de Fourier en 3 D (symétrie axiale) en fonction du temps

La distribution de la température est essentiellement régie par la conduction thermique. L'équation de transfert de chaleur est résolue par le code numérique Castem 2000 [120], dédié aux problèmes de structure mécanique et thermique. Basé sur la méthode des éléments finis, Il fournit aussi bien les solutions stationnaires que transitoires. Le flux sortant dû au rayonnement thermique à haute température est négligé devant le flux entrant, nettement plus important. Cette approximation n'a donc aucune répercussion sur la température maximale transitoire atteinte. Tout au plus, elle peut rallonger le temps de décroissance après le passage du faisceau.

Pour le calcul, la dilatation des matériaux est négligée. Leur masse volumique à 300 K sera utilisé. La conductivité thermique et la chaleur spécifique sont des grandeurs dépendantes de la température. Leur valeur moyenne dans la plage de température pertinente a été introduite dans le code de calcul.

C.4.4.2. CAS DE L'ÉCHANTILLON « ARIANE » EN MOLYBDENE

i) Effet cumulé et influence de la durée de traitement

Au cours du traitement, l'échantillon est vissé sur un bloc métallique dont l'influence sur la température maximale à la surface utile reste modérée. Pour le calcul, l'ensemble est supposé thermalisé à 300 K initialement. Les résultats sont donnés à la Figure 61. Elle montre deux points importants. D'abord, la température moyenne apparaît quasiment uniforme dans le volume sous la surface utile, jusqu'à une profondeur de 0.4 mm. Ceci permet de réaliser plus aisément le calcul dans l'étape suivante. Ensuite, la différence de température maximale de 250° K indique l'importance du choix la durée de balayage.

Un balayage long risquerait de porter un grand volume sous la surface à une température trop élevée. Des phénomènes autres que superficiels pourraient alors interférer avec l'expérience. En 20 s, toute la pointe de l'échantillon atteint 850 K (Figure 62). Au delà, la température continuerait à augmenter ; la courbe de la Figure 62 ne s'infléchit pas. Inversement, un balayage court diminuerait le nombre de passage, donc la probabilité d'illuminer au moins une fois chaque point de la surface. L'itération des passages, plus que la différence finale de 250 K, pourrait expliquer une réduction plus forte du courant d'émission observée sur le traitement de 10 s par rapport à celui d'une seconde.

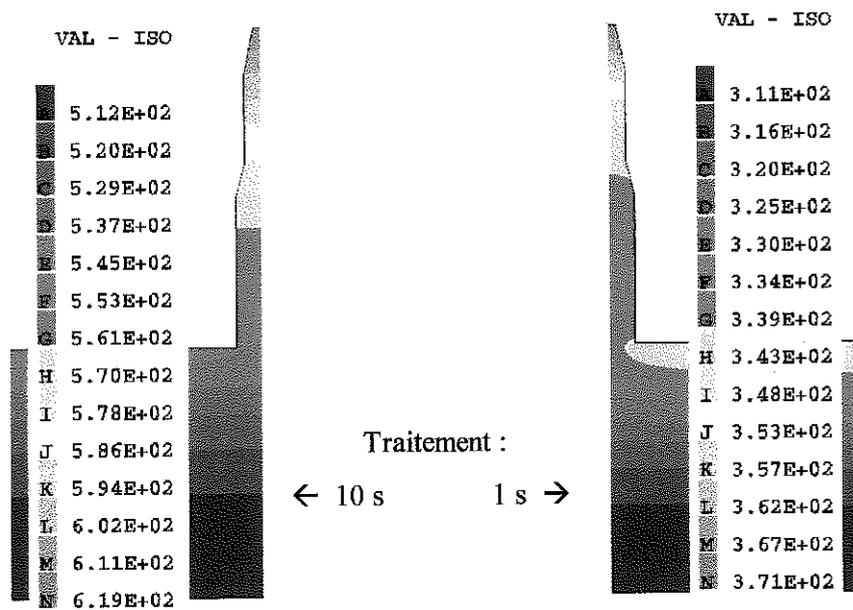


Figure 61

Distribution en volume de la température due aux balayages cumulés (K)

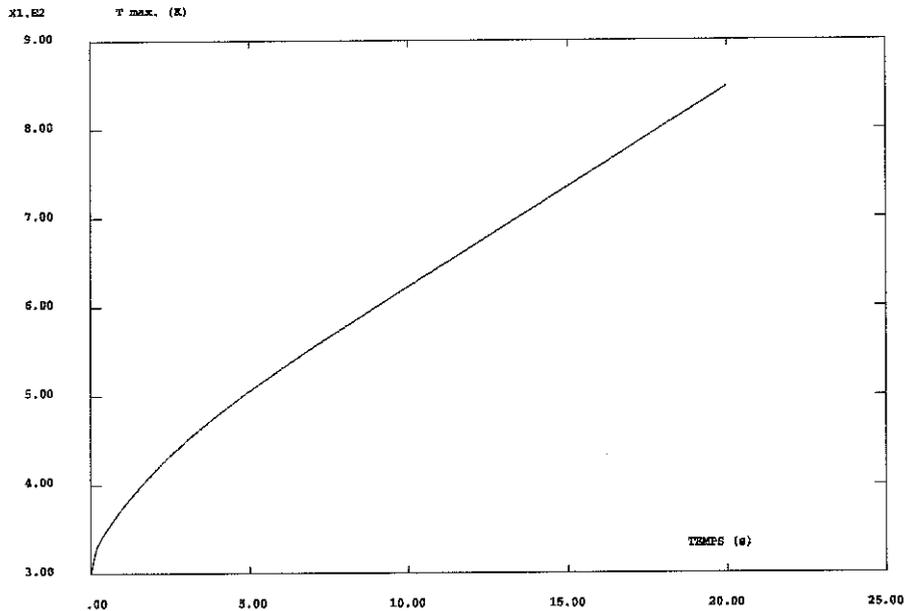


Figure 62

Evolution de la température à la pointe de l'échantillon, due aux balayages cumulés, en fonction de la durée du traitement

ii) Effet transitoire et fusion superficielle des excroissances

Nous avons modélisé une excroissance par la superposition d'un petit cône (500 nm de haut et 300 nm de rayon de base) sur un premier cône plus grand (23.5 μm de haut et 10 μm de rayon à la base) tronqué à 3.5 μm du sommet (cf. Figure 63). Cette géométrie est très proche de celles généralement observées au MEB sur les rayures.

Dans le calcul, les contraintes de maillage ne permettent pas de représenter toute la surface de l'échantillon. Une partie seulement de celui-ci est associée à l'excroissance. Nous avons considéré un disque de 100 μm de rayon et 100 μm d'épaisseur. Ce disque suffit amplement pour prendre en compte des échanges thermiques par conduction dans le volume de l'échantillon, plutôt localisés car l'irradiation du site est très brève (5 μs). Les conditions limites sont telles que la température, à la base du disque et sur la paroi latérale, reste constante ; égale à la température initiale de l'ensemble. Le calcul de la distribution de température sur le site juste après l'illumination donne le résultat présenté à la Figure 63. Dans ce calcul, la température initiale correspond à la température moyenne sur la surface utile de l'échantillon au bout de 10 s de balayage (610 K).

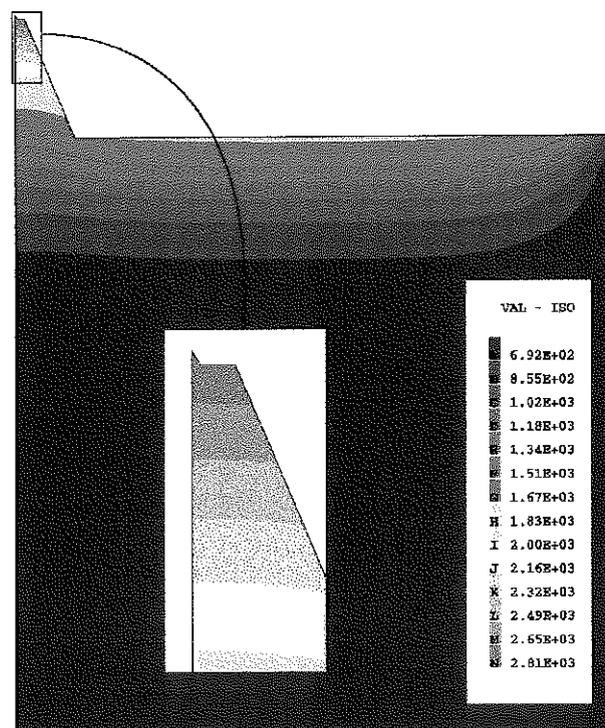


Figure 63

Élévation maximale de la température (K) sur un site à la fin d'un passage du faisceau

La Figure 63 montre effectivement que la température au sommet du cône tronqué atteint 2820 K, très proche du point de fusion du molybdène (2883 K) alors que celle de la surface lisse de l'échantillon en reste nettement inférieure (1700 K). Le code de couleur est insuffisant pour indiquer la température au sommet du petit cône, partie émettrice selon le modèle de protubérances superposées. Une analyse des valeurs numériques fournies par le code de calcul révèle une température à peine de quelques dizaines de degrés supérieure à celle du sommet du cône tronqué.

C.4.4.3. CAS DE L'ECHANTILLON « PHI3 » EN NIOBIUM

i) Effet cumulé

Le calcul montre que le cumul de la chaleur élève la température de la pointe de l'échantillon à 655 K au bout de 10 s de traitement. Cette température est quasi uniforme sur 1 mm d'épaisseur.

ii) Effet transitoire et fusion superficielle des excroissances

Le calcul pour une géométrie identique à C.3.4.2 est effectué dans le cas du niobium dont les propriétés thermiques diffèrent de celles du molybdène (Figure 64).

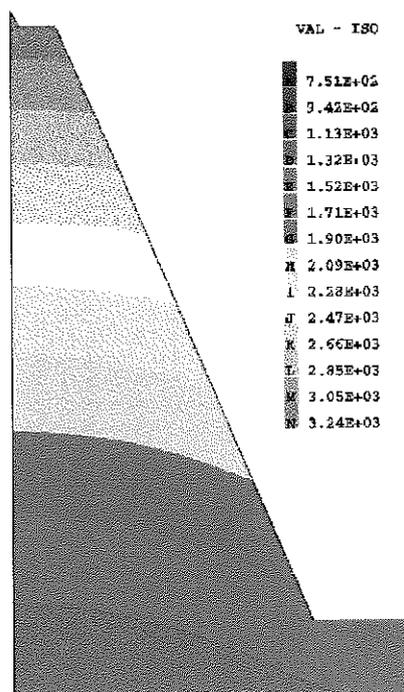


Figure 64

Elévation maximale de la température (K)
d'une excroissance sur un échantillon en niobium
suite au passage du faisceau

En raison de la conductivité thermique plus faible du niobium par rapport au molybdène, la température au sommet (3200 K) de l'excroissance dépasse ici nettement le point de fusion du métal (2741 K). Une fusion superficielle du sommet est donc possible. Elle ne peut cependant se produire sur la surface vierge de l'échantillon, car la température n'y atteint que 2000 K.

C.4.5. CONCLUSION

La discussion précédente, basée un modèle thermique, montre clairement que le sommet d'une excroissance micrométrique de géométrie relativement standard peut atteindre une température suffisamment élevée, suite au bombardement électronique, et subir une fusion superficielle. Celle-ci fait disparaître les excroissances nanométriques responsables de l'émission de champ selon le modèle des protubérances superposées.

Cette discussion fournit donc une interprétation plausible de la réduction ou suppression de l'émission de champ renforcée, observée expérimentalement sur les échantillons ayant subi le traitement par le faisceau électronique intense, ainsi que l'absence de changement visible de la morphologie de la surface à une échelle micrométrique.

Dans son ensemble, cette étude apporte des éléments qui confortent la validité du modèle de protubérances superposées que nous proposons pour l'émission de champ par les sites conducteurs. L'efficacité et la rapidité du traitement ouvrent une voie intéressante pour la réduction de l'émission de champ sur les grandes surfaces métalliques qui peuvent être aisément irradiées par un faisceau électronique ou laser intense.

C.5. TRAITEMENT DE L'ÉMISSION RENFORCÉE PAR LE RINÇAGE À HAUTE PRESSION HYDRAULIQUE (HPR)

C.5.1. CONTEXTE : RINÇAGE À HAUTE PRESSION (HPR)

La technique du rinçage à haute pression (8 à 11 MPa) des cavités accélératrices par une eau ultra pure a été développée pour améliorer la propreté des surfaces. Elle est connue pour sa capacité à éliminer les particules (aussi petites que 0.1 μm) adhérentes à la surface, grâce à l'écoulement, à très grande vitesse, que produit le jet d'eau au voisinage de l'impact [121]. Cette technique a déjà prouvé son efficacité en permettant d'obtenir régulièrement un gradient accélérateur supérieur à 20 MV/m [122] sur des cavités mono cellule sans le recours au conditionnement HF (cf. C.6). Le record de 40 MV/m en champ accélérateur appartient à une cavité ayant subi ce type de traitement. Cependant, l'effet du jet d'eau sur un site émetteur solidement arrimé, par exemple une particule soudée à la surface au cours d'un premier test HF ou un défaut géométrique intrinsèque, reste inexploré. Le modèle des protubérances superposées laisse espérer un effet bénéfique car les nano-protubérances devraient être fragiles mécaniquement.

L'expérience que nous présentons vise justement à étudier l'effet du HPR sur l'émission des défauts géométriques sélectionnés sur des échantillons en niobium recuit et non recuit. En outre, nous vérifierons par des observations au MEB si le jet d'eau peut provoquer une modification de la morphologie des sites.

C.5.2. INSTALLATION POUR LE HPR

Un système HPR a été installé dans une salle blanche de classe 100 du laboratoire pour le traitement des cavités accélératrices (Figure 65).

Le système se compose de :

- un groupe de pompage à haute pression variable (11 Mpa max.) alimenté en eau ultra pure, qui débite 10 litres par minute,

- un filtre nylon chargé, d'un seuil de rétention de 0.1 μm pour éliminer les poussières éventuellement générées dans le groupe de pompage,
- un conduit qui guide l'eau sous pression jusqu'à la buse,
- une buse avec deux ouvertures à 180° de 0.8 mm de diamètre chacune,
- un moteur qui assure la rotation et la translation d'un plateau le long d'une canne creuse fileté traversée par le conduit d'eau,
- un plateau sur lequel est fixé le support de cavité en polymère et le paravent en plexiglass (démonté sur la photo) qui évite les éclaboussures d'eau,
- un panneau de commande qui permet de régler la pression à la sortie de la pompe et les vitesses de rotation/translation du plateau ; les deux mouvements étant liés par le pas de la canne fileté.

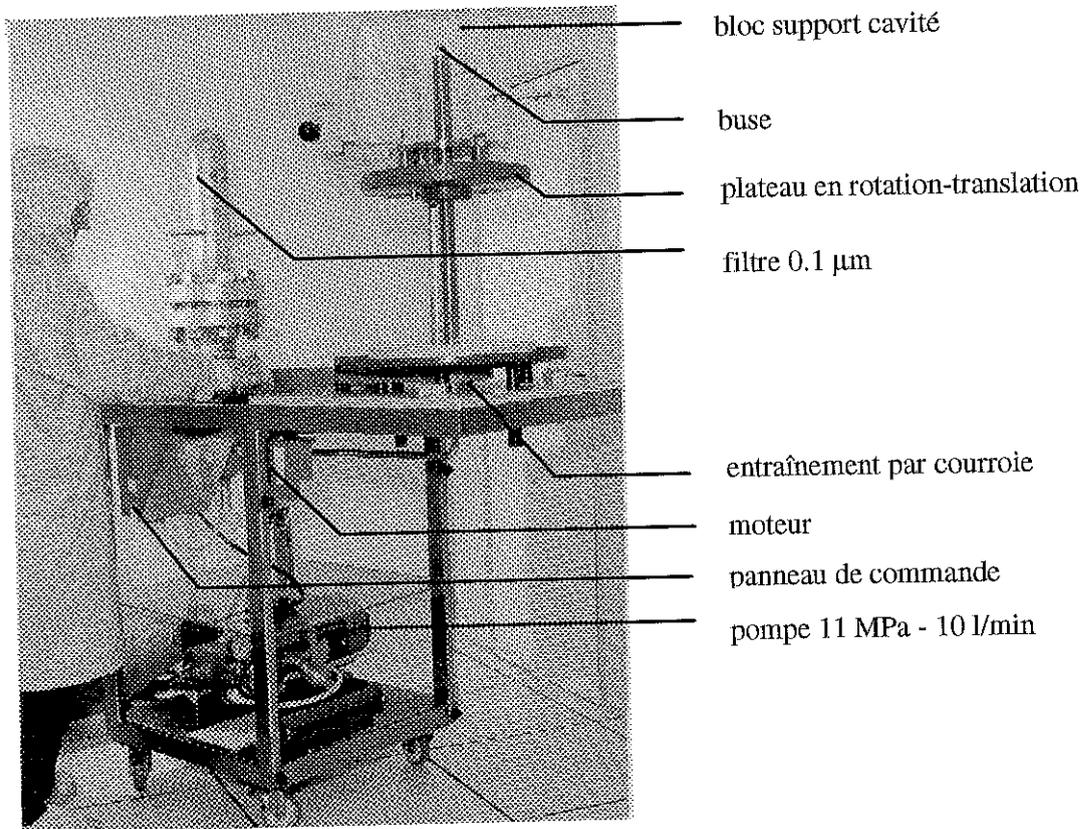


Figure 65

Installation pour le rinçage haute pression en salle blanche

Pour traiter les échantillons « Phi3 », un paravent en acier inoxydable est réalisé. Une équerre fixée sur sa paroi intérieure supporte un disque sur lequel sont vissés les échantillons à rincer. La distance entre la surface utile des échantillons et la buse se règle en faisant coulisser le

disque le long de l'équerre. En l'occurrence, cette distance a été choisie égale au rayon (43 mm) de l'iris d'une cavité accélératrice à 1.5 GHz.

Quatre échantillons ont été préparés avec la procédure standard. Les sites émetteurs sont introduits sur la surface utile par des contacts ou rayures à l'aide d'une pointe en tungstène. Un nettoyage aux ultrasons et un rinçage classique à l'eau ultra pure débarrassent finalement d'éventuels débris produits par les contacts ou rayures.

C.5.3. EXPERIENCE ET RESULTATS

Trois des échantillons sont testés dans la cavité HF1 ; les courants d'émission électronique à 40 MV/m avoisinaient 1 μ A après la période de formation des sites. Le quatrième sert de témoin pour vérifier si le HPR produit un effet différent selon que les sites ont été formés ou non préalablement par la puissance HF. Les défauts géométriques sur les 4 échantillons sont ensuite photographiés au MEB avant le HPR. Nous avons adopté la même pression de l'eau et la même vitesse de rotation du plateau que lors du rinçage d'une cavité ; soit 10 Mpa et 2.15 rad/s. Après le HPR, les échantillons sont mesurés à nouveau dans la cavité HF1. Cette fois-ci, aucun courant supérieur au bruit mesure (1 nA) n'a été détecté sur les 4 échantillons, au cours de la montée en champ jusqu'à 40 MV/m. Les échantillons repassent alors au MEB pour un nouvel examen photographique. Les images obtenues avant et après le traitement HPR sont présentées sur 3 figures (Figure 66, Figure 67 et Figure 68). Selon les défauts, on observe quelques modifications géométriques partielles plus ou moins évidentes. Elles sont entourées sur les photos.

C.5.4. DISCUSSION

Cette expérience a permis de répondre à deux questions importantes. La première concernait l'efficacité du rinçage HPR sur les sites solidement ancrés à la surface, autres que les particules liées par des forces d'adhésion relativement faibles (force de Van der Waals). L'absence d'émission jusqu'à 40 MV/m sur les rayures traitées dans les mêmes conditions que d'éventuels sites situés sur l'iris d'une cavité accélératrice, montre clairement que l'efficacité du rinçage HPR ne se limite pas à une action de dépoussiérage. Ce résultat apporte déjà un premier élément de réponse à la seconde question qui concernait l'étendue de l'action mécanique du jet d'eau sur la surface métallique. Les modifications partielles de la géométrie des défauts observée au MEB, indiquent que la pression exercée par le jet d'eau atteint localement une valeur

supérieure à la limite d'élasticité du matériau. Cette constatation appelle une analyse détaillée des caractéristiques d'un jet d'eau à haute pression pour mieux comprendre la façon dont une si forte contrainte peut être produite. Elle permettra d'adapter la dimension et géométrie de la buse selon

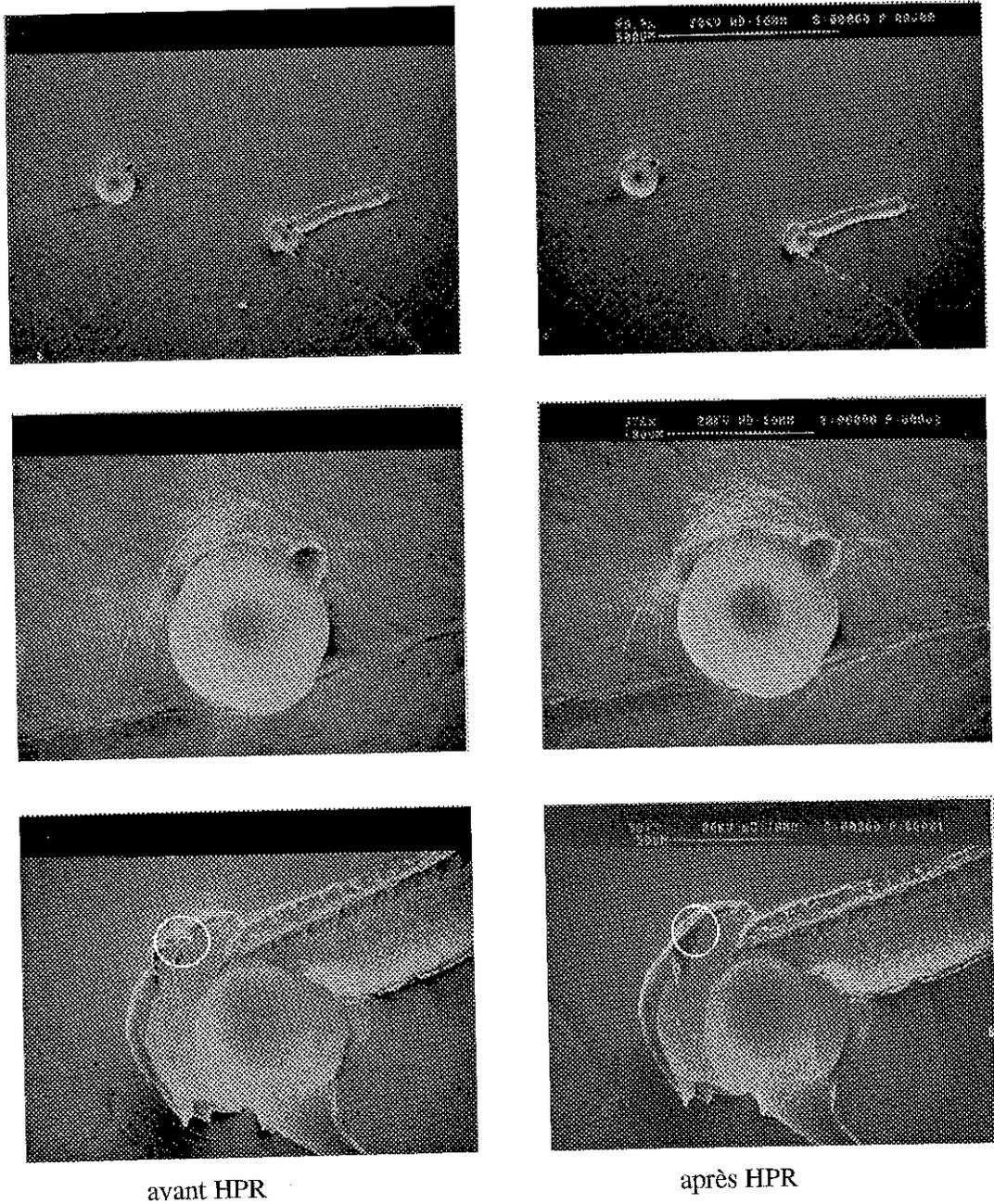
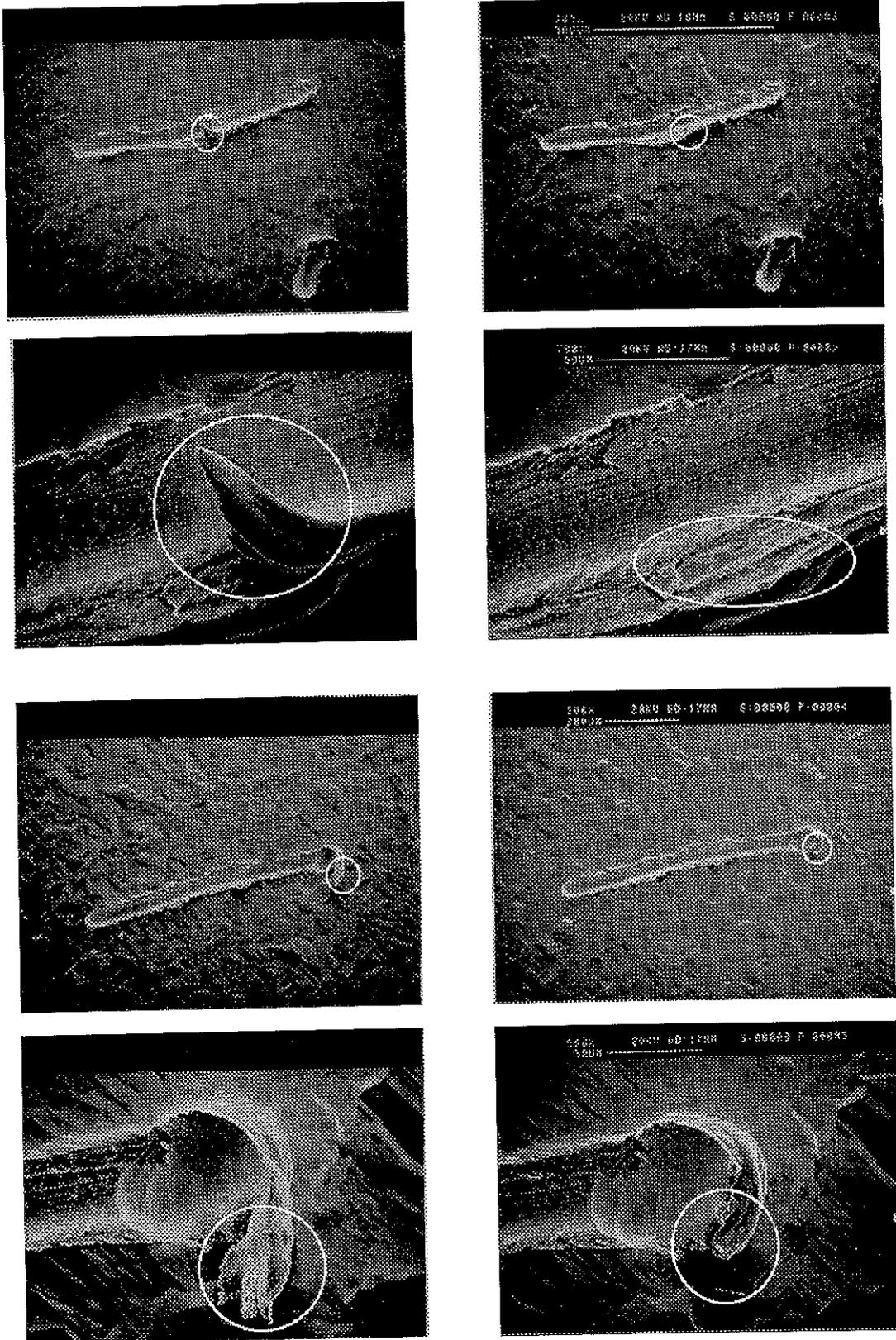


Figure 66
Echantillon n° 1

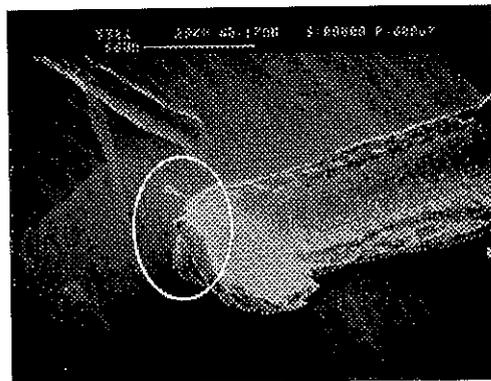
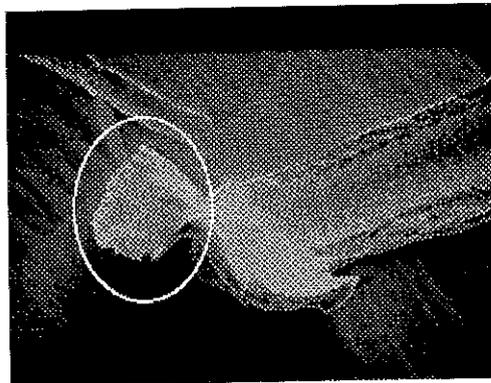
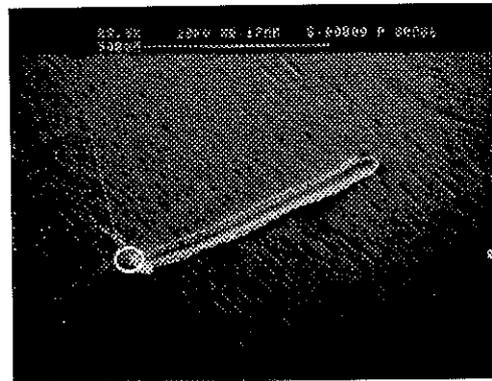
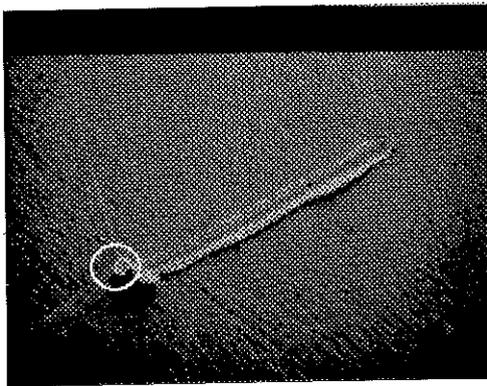


avant HPR

après HPR

Figure 67

Echantillon n°2 (haut) et n°3 (bas)



avant HPR

après HPR

Figure 68

Echantillon n°4 (sans formation HF avant HPR)

qu'un simple effet de dépoussiérage ou qu'un effet mécanique plus important est souhaité. La structure d'un jet d'eau évolue le long de son axe. Pour une buse, une pression et un débit donné, la contrainte mécanique en un point de la surface dépendra de la distance à la buse et de celle à l'axe du jet. Suivant la première distance, on distingue 3 grandes régions [123] (initiale, principale et terminale) en considérant la distribution des vitesses, et 3 autres régions qui chevauchent les premières en considérant le type de l'écoulement, i.e. mélange de phases liquide/air (Figure 69).

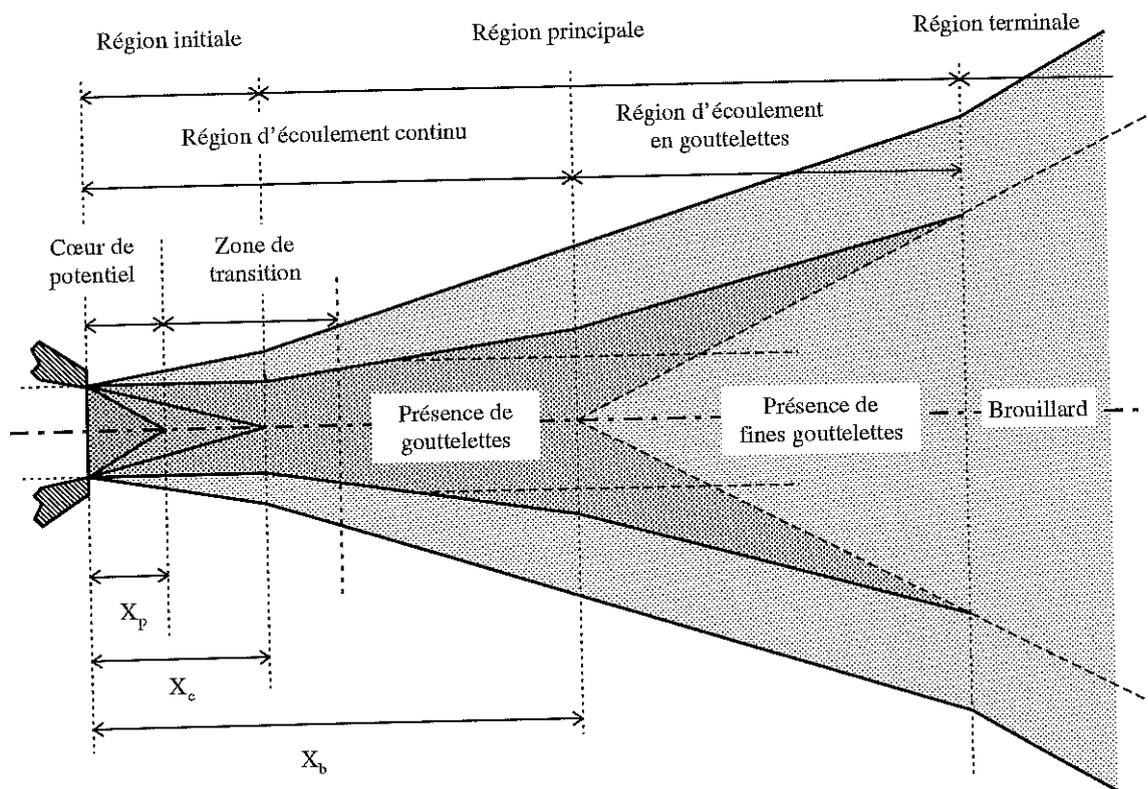


Figure 69

Structure d'un jet d'eau (échelle arbitraire), d'après [123]

Dans la région initiale ($X < X_p$), la vitesse moyenne du fluide est constante sur l'axe, et égale à la vitesse à la sortie de la buse. Elle reste constante aussi sur la section droite du cône dans le cœur de potentiel, puis varie selon une gaussienne dans la section droite du cône de la zone de transition. Dans la région principale, la vitesse diminue avec l'éloignement de la buse, la variation radiale demeure gaussienne. Enfin, dans la région terminale, la vitesse décroît très vite.

La nature de l'écoulement permet également de distinguer 3 autres régions. La région à écoulement continu, dominée par la phase eau, englobe la région initiale et une petite partie de la

région principale. La région à écoulement discontinu se caractérise par un mélange de gouttelettes d'eau et d'air. La région à écoulement diffus (brouillard) se confond quasiment avec la région terminale.

Dans la zone conique de la région initiale, l'action mécanique est exercée par la pression dynamique du fluide :

$$P = \frac{\rho}{2} U^2, \quad (42)$$

où ρ est la masse volumique du fluide et U la vitesse moyenne. Cette dernière est déterminée par le débit volumique (\dot{V}) et la section de la buse (S) : $U = \dot{V} / S$. Sur notre équipement, le débit de 10 l/min à travers 2 orifices de buse de 0.8 mm de diamètre produit un jet initial à 166 m/s. La pression P atteint donc 14 MPa. Néanmoins, cette valeur reste d'un ordre de grandeur inférieur à la limite d'élasticité du niobium (120 à 200 MPa selon le traitement mécanique ou thermique subi préalablement par le métal, i.e. recuit ou écrouissage) et ne peut expliquer la modification des rayures. Par contre, à la périphérie de la région initiale et au début de la région principale, l'impact des gouttelettes sur la surface peut produire, par effet d'une onde de choc, une contrainte beaucoup plus importante connue sous le nom de « martelage hydraulique » ou « effet de bélier » [124] :

$$P_g = \rho v_s U, \quad (43)$$

où v_s est la vitesse du son dans l'eau (1500 m/s). Ainsi, $P_g = 250$ MPa apparaît du même ordre de grandeur que la limite d'élasticité du niobium. L'impact des gouttelettes sur une excroissance fragile peut provoquer une modification visible. Néanmoins, une rayure comporte potentiellement un certain nombre d'émetteurs, une modification partielle ne suffit pas à expliquer la suppression totale de l'émission renforcée. Par conséquent, les gouttelettes ont dû aussi « écraser » les nanoprofubérances responsables de l'émission, sans que l'on puisse pour autant le vérifier directement. Afin de préciser dans quelle région se situe la surface de nos échantillons au cours du rinçage, on peut comparer la distance de travail par rapport à X_c . D'après Yanaida [125] :

$$X_c = \frac{1.94}{k^2} D_0 \approx 80 \text{ mm}, \quad (44)$$

où $k \sim 0.14$ est un nombre adimensionnel qui dépend uniquement de la géométrie de la buse de diamètre D_0 . Par conséquent, la surface se trouve bien dans la zone initiale où le jet est entouré par un écoulement en gouttelettes. En théorie, un autre phénomène, la cavitation, peut également

générer très localement une contrainte plus forte que la pression dynamique. Les micro-cavités résultent de la transition de phase eau - vapeur dans les zones de dépression du jet, généralement créées par les turbulences. Elles sont entraînées par le jet pour venir finalement s'écraser sur la surface du métal. Leur implosion donne naissance à un micro jet dont la pression dynamique peut dépasser 1000 MPa. La cavitation est le plus souvent responsable d'une érosion lente des matériaux. Le caractère extrêmement localisé de la cavitation et le nombre de passage limité (habituellement 2) dans le rinçage HPR, rendent improbable son influence dans la déformation des rayures.

C.5.5. CONCLUSION

Cette expérience prouve que l'effet du rinçage HPR sur une surface métallique ne se limite pas à un simple dépoussiérage. Elle met en évidence une contrainte mécanique plus importante, capable de déformer certaines excroissances dans le cas du niobium. Une telle contrainte semble résulter de l'impact des gouttelettes entraînées dans le jet d'eau.

La suppression de l'émission de champ renforcée sur les rayures traitées au rinçage HPR ne peut être interprétée comme un dépoussiérage de la surface. La modification de la géométrie des sites observée au MEB suscite une explication plus plausible. Néanmoins, la plupart des excroissances n'a été que partiellement affectée alors que la suppression du courant a été totale. Aussi l'inactivation des sites émetteurs présents à l'origine semble impliquer des modifications géométriques, à une échelle nanométrique, invisibles avec nos outils d'observations. Encore une fois, l'expérience démontre la fragilité des émetteurs, prédite par le modèle des protubérances superposées.

C.6. TRAITEMENT HYPERFRÉQUENCE À FORT CHAMP CRÊTE

C.6.1. INTRODUCTION

Le traitement in situ à très fort champ crête (HPP / High Peak Power) est apparu depuis longtemps comme un moyen pour réduire l'émission de champ renforcée dans les cavités accélératrices en cuivre. Son application à des cavités supraconductrices est plus récente, mais s'est déjà révélée prometteuse [126,71]. En dépit de ces succès, le phénomène physique mis en jeu n'a pas encore été clairement identifié. Parmi les explications possibles, l'instabilité thermique des sites et la déformation produite par la contrainte électrostatique exercée par le champ local sont souvent invoquées. La première est suscitée par l'observation de traces de fusion sur les protubérances ou sur les particules et de l'existence de cratères sur la surface du métal, la seconde par la comparaison de la pression électrostatique, $p = \epsilon_0 \beta^2 E^2$ avec la limite d'élasticité des métaux usuels (Tableau 8). Pour une valeur β de 100 et un champ appliqué de 100 MV/m, la pression p , qui tend à arracher l'excroissance quelle que soit l'alternance du champ HF, peut atteindre très localement 900 MPa.

Cette étude tente d'élucider la phénoménologie du traitement HPP en procédant avec des échantillons de surface utile limitée sur lesquels sont introduits des sites émetteurs bien localisés (rayures). Afin d'évaluer le rôle des effets thermiques et mécaniques, les échantillons ont été fabriqués dans des métaux à point de fusion et à limite d'élasticité différent.

C.6.2. MATERIELS EXPERIMENTAUX

Les échantillons de type « Ariane » (cf. B.2.1.6), qui permettent d'atteindre un champ appliqué de 100 MV/m, sont testés dans les cavités 1.5 GHz montées soit sur HF1, soit sur HF2. Les métaux utilisés pour l'usinage des échantillons sont le cuivre désoxydé de haute conductivité électrique (OFHC), l'aluminium (Dural), le molybdène et le niobium. Les valeurs courantes de leurs propriétés thermiques et mécaniques sont indiquées au Tableau 8.

	Mo	Nb	Cu	Al(Dural)
point de fusion (K)	2883	2741	1356	916
limite de d'élasticité (MPa)	400	250	300	90

Tableau 8
Propriétés des métaux utilisés

La préparation de la surface des échantillons est quasiment identique à celle adoptée dans l'expérience C.5 précédente, avec cependant un polissage moins soigné.

C.6.3. EXPÉRIENCE ET RESULTATS

Avant le traitement HPP, l'échantillon est monté dans la cavité 1.5 GHz et celle-ci est évacuée pendant 10 heures pour assurer un vide de 10^{-5} Pa.

Ensuite, une procédure générale est appliquée :

1/ Au début du traitement, la puissance HF, modulée par un signal rectangulaire de période 400 ms et de durée 1 ms, est progressivement augmentée. Pendant ce temps, les puissances incidente, réfléchie et transmise, ainsi que le courant émis sont relevés.

2/ Une fois le champ maximal atteint, une période dite de « formation » commence et dure au moins 30 min.

3/ Ensuite, la puissance est réduite par paliers pour mesurer les valeurs de courant et de champ qui serviront à estimer les paramètres β et A_e de l'émetteur supposé dominant [127,128], grâce à l'équation (18).

Durant l'étape 1, des courants très élevés ont été observés. L'ajustement des points de mesure dans la phase de champ croissant avec l'équation (18) échoue généralement. Cet échec traduit sans doute la modification des caractéristiques du site entre chaque point de mesure. Par ailleurs, lorsque la puissance incidente n'a pas atteint une valeur suffisante, certains phénomènes peuvent brouiller la mesure du courant émis (cf. B.2.1.7). En général, les mesures réalisées sur l'échantillon « Ariane » à un champ inférieur à 30 MV/m sont peu reproductibles, donc peu

fiables. Vers la fin de cette étape et au cours de l'étape 2, on assiste à des chutes brutales de courant parfois de plus de 2 ordres de grandeurs, précédées par la naissance de fluctuations. En revanche, les mesures effectuées dans l'étape 3 se montrent toujours reproductibles.

Au total, 21 échantillons ont été testés : 4 Al, 7 Cu, 6 Mo et 4 Nb. Parmi eux, un échantillon Nb et un Mo n'ont pas été rayés. Voici les principaux résultats.

a/ Les échantillons rayés émettent un plus fort courant, ce qui confirme une fois encore la nocivité des excroissances conductrices.

b/ Puisque les échantillons avaient des propriétés physiques différentes, un comportement et un résultat différent vis-à-vis du traitement HPP étaient attendus. Par exemple, on pouvait escompter une réduction plus marquée de l'émission de champ (valeur de β plus faible) sur les échantillons en Al que ceux en Mo. L'aluminium possède en effet un point de fusion et une limite d'élasticité plus faible que le molybdène. Néanmoins, les résultats ne semblent pas montrer une corrélation visible entre les caractéristiques des sites restant après le traitement et les propriétés physiques de l'excroissance (Figure 70).

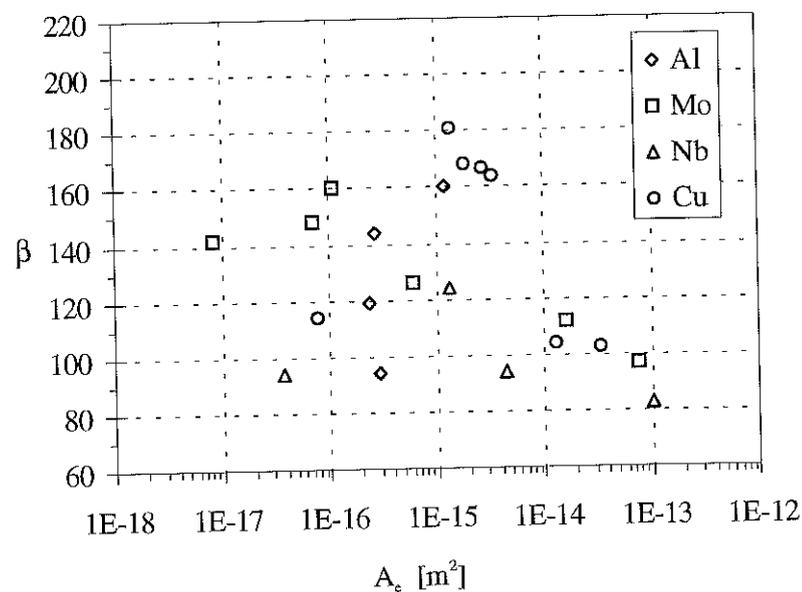


Figure 70

Répartition des caractéristiques d'émission après le traitement HPP

c/ L'examen de la surface des échantillons au MEB, après le traitement révèle des gouttelettes métalliques solidifiées et des traces de fusion qui suggèrent qu'une température très élevée a été atteinte localement, conduisant à des transformations brutales du site (Figure 71).

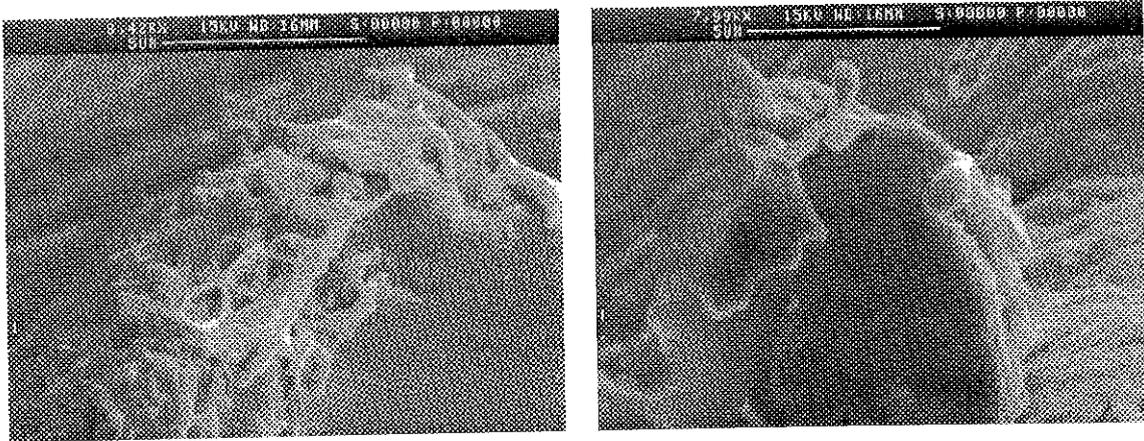


Figure 71

Traces de fusion : témoins de transformations violentes

Pour les 3 échantillons en cuivre étudiés sur le banc optique HF2, on a observé des spots lumineux très brefs au cours de l'étape 1 de la procédure expérimentale, en coïncidence avec des chutes de courant. Leur origine sera discutée plus loin.

d/ La densité de courant stable moyenne ($\langle I \rangle / A_e$) mesurée au champ maximal pour chaque échantillon, après le traitement, ne dépasse pas 10^{12} A/m² quel que soit le métal et la valeur du courant total (Figure 72). On remarquera, par ailleurs, que la dispersion des valeurs sur le courant total est plus forte que celle sur la densité de courant.

e/ Il apparaît bien que la modification des caractéristiques des sites émetteurs est induite par une forte densité de courant. Ceci est clairement illustrée sur le traitement HPP d'une rayure en molybdène (Figure 73). Pour suivre l'évolution des caractéristiques d'émission, la procédure expérimentale est légèrement modifiée. Le champ est d'abord augmenté continuellement jusqu'à ce qu'une chute brutale du courant amène le point d'émission sur l'abaque F&N ($1/E, \langle I \rangle / E^{2.5}$) en (A). Là, le champ est diminué par paliers pour relever les valeurs de champ et courant, qui reportées dans l'abaque, forment une première droite F&N. L'estimation de β et A_e donne respectivement 194 et 8×10^{-15} m². Ensuite, le champ est de nouveau augmenté. En remontant en (A), les valeurs mesurées sont très proches de celles obtenues précédemment en champ

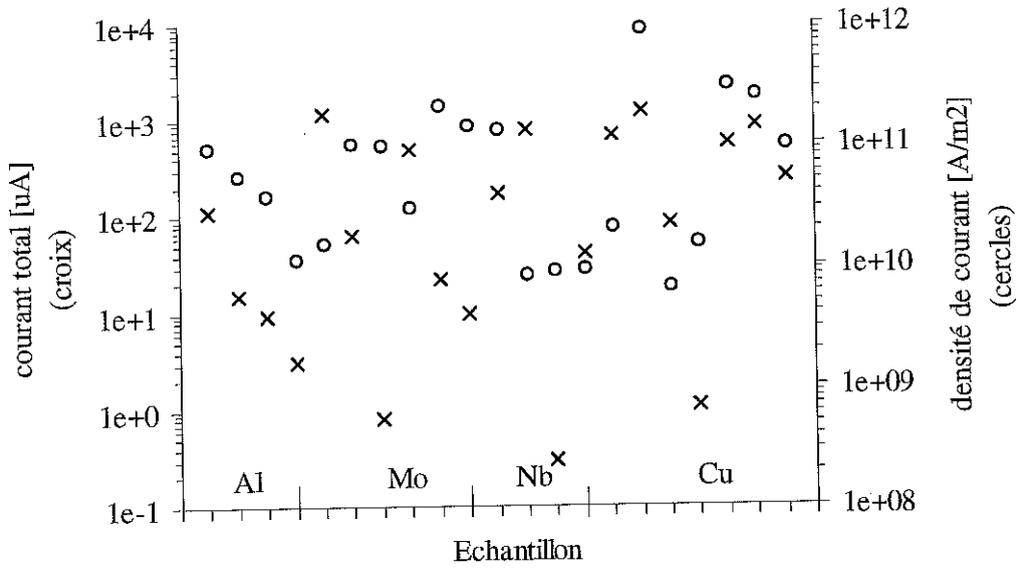


Figure 72

Courant et densité de courant mesurés après le traitement HPP

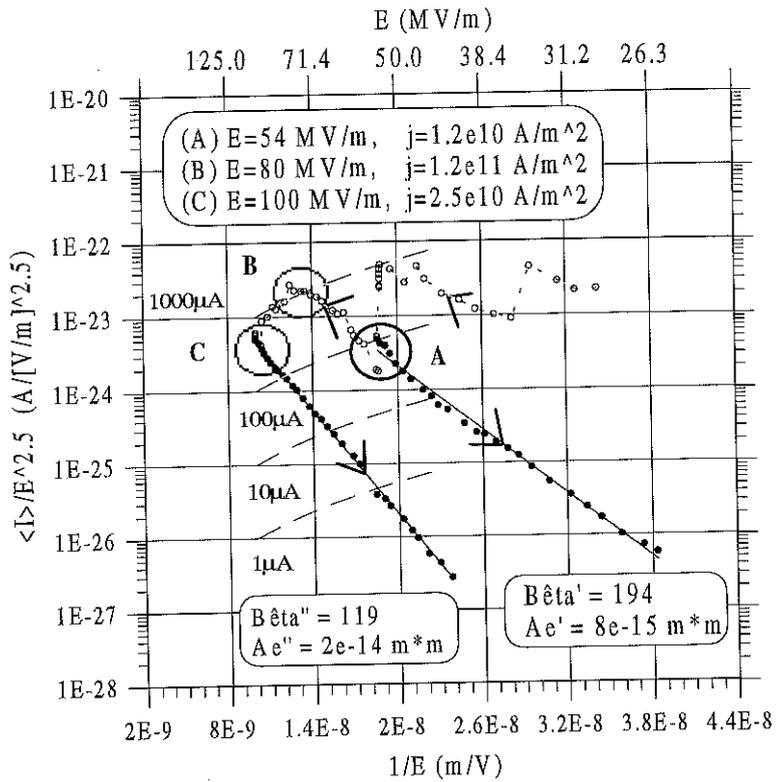


Figure 73

Evolution des caractéristiques d'émission au cours d'un traitement HPP

décroissant. Jusqu'à (B), les points d'émission s'alignent dans le prolongement de la première droite F&N, prouvant que, le site n'a pas été affecté depuis (A). Au delà de (B), la densité de courant dépasse $2 \times 10^{11} \text{ A/m}^2$; la modification du site émetteur se traduit par un fléchissement des points qui s'écarte de la droite F&N initiale. Le courant reste quasiment constant alors que le champ continue de croître. Lorsque celui-ci plafonne à sa valeur maximale en (C), une nouvelle mesure en champ décroissant permet de tracer une seconde droite F&N dont les paramètres β et A_e sont respectivement 119 et $2 \times 10^{-14} \text{ m}^2$. Dans cet exemple, le passage de 50 MV/m (A) à 100 MV/m (C) s'est accompagné d'une réduction de β de 194 à 119, soit presque d'un facteur 2.

C.6.4. DISCUSSION

Les traces de fusion, la chute brutale du courant et l'émission lumineuse transitoire, observées dans ces expériences, mettent en évidence des phénomènes instables divergents, de types explosifs, dans le processus actif du traitement HPP. La limitation de la densité du courant moyen ($\langle I \rangle / A_e$) à 10^{12} A/m^2 (celle du courant instantané est environ 6 fois plus grande) offre un indice précieux sur la nature de ces phénomènes. En effet, une telle valeur limite sur la densité de courant avait été trouvée au cours des expériences sur le claquage en régime DC [129,130,131]. Le scénario suivant était proposé. Sous l'action d'une forte densité de courant, le site émetteur est porté à une température très élevée par la dissipation résistive. Une augmentation de la température aura comme conséquence une augmentation de la densité de courant (cf. A.1.2.2) et de la résistivité thermique et électrique du matériau. Il en résulte une température locale accrue (les calculs [132,133] montrent qu'une température de 1000 à 2000 K peut être atteinte pour une densité de courant de 10^{12} A/m^2). Ainsi, le phénomène diverge jusqu'à ce qu'une faible quantité de matière fonde puis s'évapore. A partir de là, une description détaillée des phénomènes devient plus délicate. L'existence des cratères suggère que le nuage entourant le site s'ionise pour aboutir à la formation d'un micro-plasma. Ce dernier serait capable de provoquer la fusion du métal autour de l'émetteur sur une aire beaucoup plus grande que l'aire émissive (typiquement quelques microns, cf. Figure 71).

Expérimentalement, nous avons observé dans le dispositif HF2 une émission lumineuse très brève, le temps d'une fraction de la macro-impulsion (1 ms), concomitante à l'apparition d'une composante ionique dans le courant total collecté. Cette composante perturbe le courant et parfois domine complètement la contribution électronique (Figure 74). La puissance lumineuse est détectée par le photomultiplicateur. Aux impulsions suivantes, le courant électronique se stabilise à une valeur de plus d'un ordre de grandeur inférieur à sa valeur avant la perturbation.

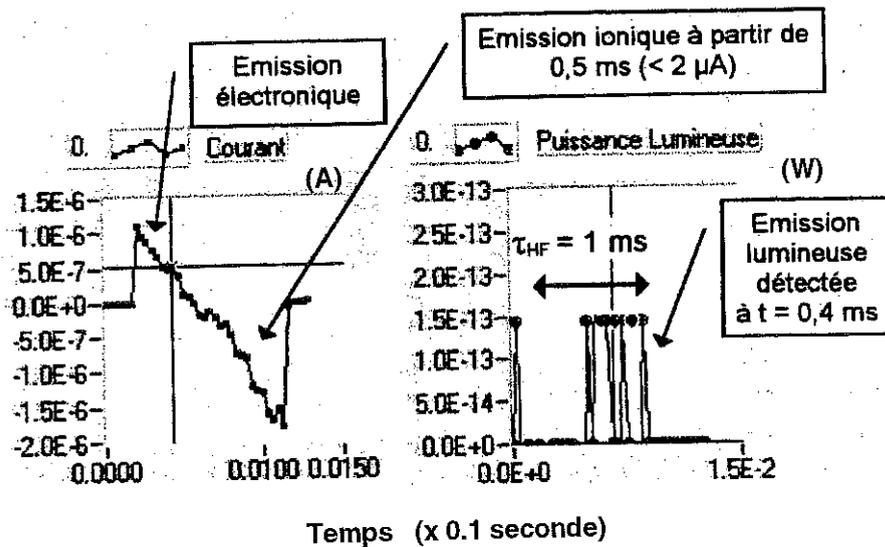


Figure 74

Une acquisition par Labview® des événements ioniques et lumineux accompagnant une réduction brutale du courant d'émission sur une rayure en cuivre

D'après Jüttner [131], la durée de vie d'un micro-plasma est de l'ordre de la dizaine de nanosecondes. Notre équipement expérimental ne permet pas de détecter un événement aussi bref. Par contre, la flaque de métal en fusion émet un rayonnement thermique dans un large spectre, et nous pouvons évaluer la fraction de puissance détectée par le photomultiplicateur. Considérons une flaque circulaire d'aire $A_f = 1.25 \times 10^{-11} \text{ m}^2$ (2 μm de rayon estimé à partir de la Figure 71) portée à 1356 K (cuivre en fusion) émettant comme un corps gris dans un hémisphère (2π stéradians). A cette température, son émissivité ϵ_T est de 0.16 [134]. La puissance détectée par le photomultiplicateur dans sa bande passante (180-850 nm), à l'intérieur de l'angle solide de mesure Ω de 2.5×10^{-3} stéradian, et à travers le système optique de rendement η égale à 0.6 (cf. B.2.2), s'écrit :

$$P = \eta \frac{\Omega}{2\pi} A_f \epsilon_T \int_{180-850 \text{ nm}} \pi L_\lambda^0 d\lambda, \quad (45)$$

où $L_\lambda^0 = \frac{c_1 \lambda^{-5}}{\exp(c_2 / \lambda T) - 1}$ est la luminance du corps noir, avec $c_1 = 11.91 \times 10^{-17} \text{ W.m}^2$ et

$c_2 = 1.44 \times 10^{-2} \text{ m.K}$. L'intégrale vaut 279 W.m^2 . Il vient : $P = 1.3 \times 10^{-13} \text{ W}$, qui est très proche de la valeur mesurée (Figure 74).

Ainsi, l'émission lumineuse transitoire observée témoigne de la formation d'un cratère et donc indirectement de celle d'un micro-plasma. La réduction de l'émission de champ au cours du traitement HPP apparaît alors comme le résultat des contraintes thermiques et mécaniques exercées par les micro-plasmas formés à très fortes densités de courant d'émission sur les sites.

Enfin, ces expériences n'ont pas permis de discerner le rôle des propriétés physiques du matériau à l'égard du traitement HPP. S'il est vrai que le processus actif résulte d'un emballement thermique, son initiation devra dépendre de la géométrie fine du site émetteur. Or, ce dernier paramètre n'était pas en toute vraisemblance identique pour tous les sites créés sur nos échantillons selon la procédure utilisée. On peut donc comprendre que les résultats, par exemple, les caractéristiques β et A_e des sites après le traitement, ne reflètent pas la nature du matériau. D'autre part, il est également possible qu'une fois l'emballement initié, celui-ci aboutisse à la destruction de l'émetteur quelles que soient les caractéristiques mécaniques ou thermiques du métal.

Pour revenir à la limitation de la densité de courant à 10^{12} A/m², l'équation (18) montre que ce résultat revêt une valeur prédictive. En effet, pour la plupart des métaux usuels, le travail de sortie avoisine 4.5 eV, la densité de courant variera essentiellement en fonction de $\beta \times E$. Ainsi, cette limitation conduit à définir une borne supérieure pour la valeur de β des sites pouvant « survivre » à un traitement HPP à un champ E donné. La compilation des résultats expérimentaux obtenus par d'autres auteurs : Tan [33], Tanabe [135] et Wang [136], confirme une telle prédiction (Figure 75).

C.6.5. CONCLUSION

En résumé, cette étude montre que le phénomène physique responsable de la réduction du courant d'émission de champ dans le traitement HPP repose sur un emballement thermique. Celui-ci est initié lorsqu'une forte densité de courant émis est atteinte, sa valeur se situe vers 10^{12} A/m² pour les matériaux testés, tels que Al, Cu, Mo, et Nb. Cet emballement se conclut par la formation d'un micro-plasma à partir de la matière évaporée au-dessus du site émetteur. Le contact du micro-plasma avec la surface génère une contrainte mécanique et thermique qui provoque la fusion du métal au voisinage du site. Le rayonnement thermique du métal en fusion a été détecté avec un photomultiplicateur pendant un bref instant, avant le refroidissement de la zone. Le

mécanisme de l'emballlement n'est pas encore complètement élucidé. Il est probablement tel que les caractéristiques

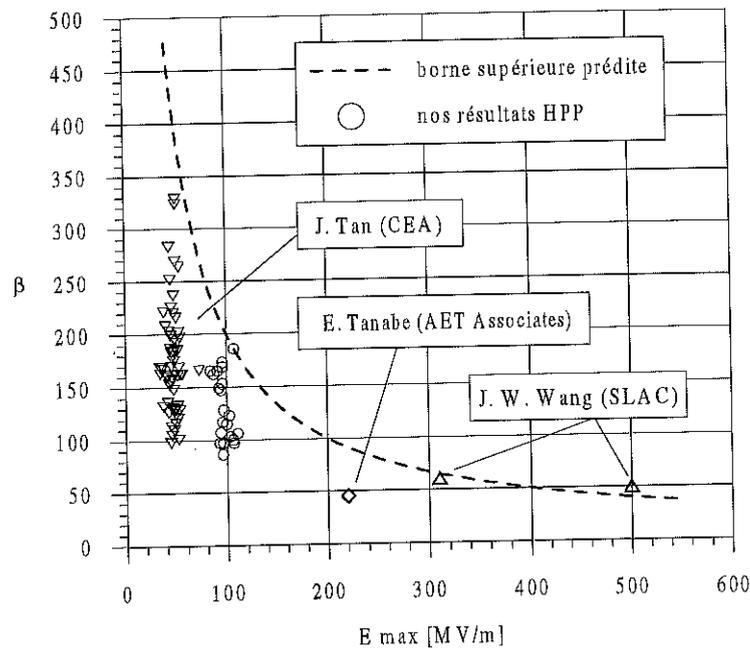


Figure 75

Les valeurs expérimentales de β se situent sous la borne prédite

physiques du métal de la surface ont peu d'influence sur lui. Après avoir étudié des métaux à différentes propriétés mécaniques et température de fusion, nous n'avons pas observé qu'un métal se traite mieux qu'un autre.

Une prédiction de la caractéristique déterminante β des sites émetteurs, restant sur une surface après un traitement HPP à un champ E donné, est désormais possible. Elle est confirmée par les résultats expérimentaux et montre qu'il faut dépasser 200 MV/m pour traiter systématiquement les sites de β inférieure à 100.

C.7. EMISSION RENFORCEE DES PARTICULES ISOLANTES

C.7.1. INTRODUCTION

Les études en champ continu (DC) de l'émission électronique sur les surfaces étendues [88] avaient marqué une nette distinction entre les contaminants conducteurs et les isolants. Le terme de contaminant est pris ici au sens large et inclut les particules et les autres défauts présents à la surface. Les premiers émettent fortement à des champs relativement faibles de 10 MV/m alors que les seconds présentent généralement des seuils d'émission supérieurs à 100 MV/m. En régime de champs hyperfréquence, les contaminants conducteurs avaient également prouvé leur nocivité, comme on pouvait le constater dans les sections précédentes de cette étude. Concernant les isolants, la réponse apparaissait encore peu claire. La littérature reste pauvre en ce domaine. Néanmoins, quelques expériences réalisées par J. Tan [33] sur des particules d'alumine semblent montrer une émission non négligeable en régime HF. Cette catégorie de contaminants mérite donc une investigation un peu plus approfondie.

Les résultats exposés dans cette section sont obtenus au cours d'expériences menées en commun avec S. Maïssa. Ils constituent une partie de son étude, beaucoup plus complète [103], sur les phénomènes lumineux associés à l'émission de champ.

C.7.2. CHOIX DES PARTICULES ET PREPARATION DES ECHANTILLONS

Les particules étudiées : alumine (Al_2O_3), silice (Si_2O_3) et Téflon (tétrafluoroéthylène ou PTFE) ont été sélectionnées en raison de leurs implications possibles sur les surfaces de cavités accélératrices. L'alumine et le Téflon sont largement utilisés pour l'isolation électrique des connecteurs HF. La silice est relativement abondante dans une atmosphère non filtrée. Leur taille est étudiée comme un paramètre de l'émission. Les poudres employées sont de classe commerciale, c'est-à-dire d'une pureté de l'ordre de 95 %. Les fournisseurs assurent une taille calibrée moyenne.

Les échantillons de type « Phi3 » ou « Ariane » sont préparés selon la procédure standard (cf. B.3). Les particules sont simplement saupoudrées à la surface pour limiter le nombre d'outils

qui interviennent dans l'opération et qui risquent d'apporter d'autres contaminants. Malheureusement, il est difficile dans ces conditions de contrôler la quantité de particules retenues par la surface.

Tous les échantillons sont ensuite testés dans le dispositif HF2, avec une durée d'impulsion de 1 à 4 ms et un cycle utile de 0.5 à 1%. Les résultats ne se sont pas révélés sensibles à ces paramètres.

C.7.3. RESULTATS

Le dispositif HF2 permet d'étudier le comportement des particules à la fois du point de vue de l'émission électronique et de l'activité lumineuse qui, nous avions espéré, nous renseignerait sur les mécanismes de la première.

Tout d'abord, les 3 types d'isolant se distinguent par une activité électronique et lumineuse plus ou moins abondante sous le champ HF et par une dépendance de celle-ci vis-à-vis de la taille des particules. La silice apparaît le moins actif, suivi par le Téflon. Pour eux, la taille de la particule ($< 10 \mu\text{m}$ ou $> 50 \mu\text{m}$) ne semble pas jouer un quelconque rôle. Contrairement à ses homologues, l'émission électronique et lumineuse de l'alumine augmente avec la taille des particules. Au delà de $50 \mu\text{m}$, des phénomènes intenses et violents sont induits. De loin, les particules d'alumine se révèlent être les plus nocives parmi les isolants testés.

Pour caractériser l'émission lumineuse, on différencie les spots instables des spots stables. Les premiers ne « vivent » que le temps d'une ou deux impulsions HF alors que les seconds durent longtemps (un spot stable a été observé pendant 4 heures d'expérience à un champ constant) et sur une plage de champ s'étendant sur quelques MV/m à 10 MV/m .

Voici le comportement général des particules isolantes. Au début de la montée en champ, on peut observer sur quelques échantillons, peu importe le contaminant, une forte émission électronique accompagnée d'un spot stable autour de 10 MV/m. L'intensité de ce dernier diminue en quelques dizaines de secondes à champ constant. Néanmoins, elle augmente instantanément lorsque le champ croît légèrement. La plage de survie de ce type de spots est limitée ($< 3 \text{ MV/m}$). Il n'a pas été possible d'analyser son spectre.

Dans la suite de la montée, l'évolution du courant électronique devient erratique, marquée par une activité lumineuse abondante, surtout dans les cas de l'alumine. Un grand nombre de spots instables naît pendant cette phase. Globalement, le courant n'augmente pas exponentiellement avec le champ et semble refléter une modification des sites ou « processing » (Figure 76).

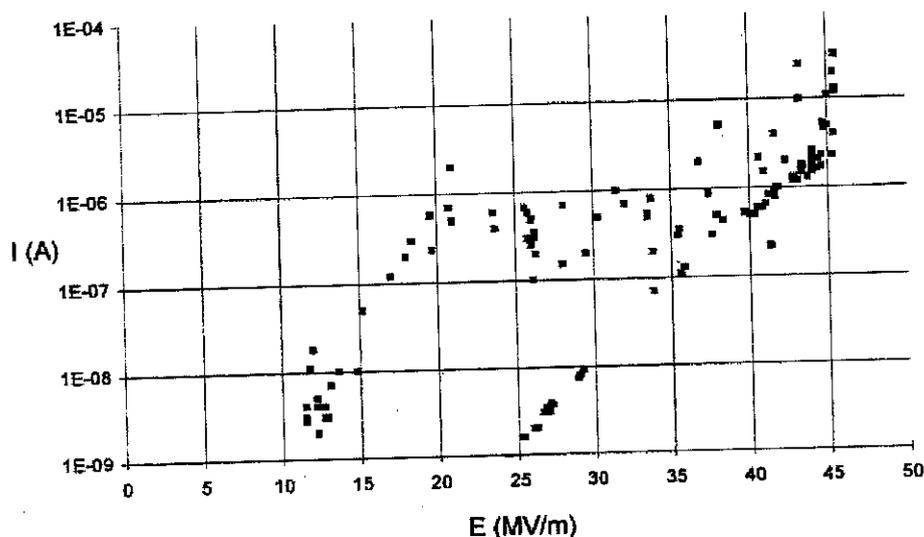


Figure 76

Evolution du courant sur un échantillon cuivre « Phi3 » contaminé avec des particules d'alumine inférieures à 50 μm de diamètre

L'intensité et la distribution des spots lumineux sur la surface contaminée varient en fonction du champ électrique. L'activité atteint généralement son apogée entre 30 et 40 MV/m (Figure 77) ; au delà, les spots s'éteignent de façon irréversible. Vers 80 MV/m, tous les spots sont éteints. Mais un courant électronique dont la caractéristique suit plus ou moins la loi de F&N modifiée, est toujours collecté par l'antenne.

Après cette phase dite de « formation », lorsque la surface est initialement contaminée par des particules d'alumine de grande taille ($\sim 50 \mu\text{m}$), l'observation au MEB montre à l'emplacement de celles-ci, des débris de taille plus petite, dont la composition analysée à l'EDX inclut les éléments aluminium et oxygène. Ils proviennent probablement de l'éclatement des grandes particules à l'aspect originel fritté. Certains débris présentent plutôt un aspect lisse, comme ayant été soumis à une forte température, et partiellement fondus (Figure 78).

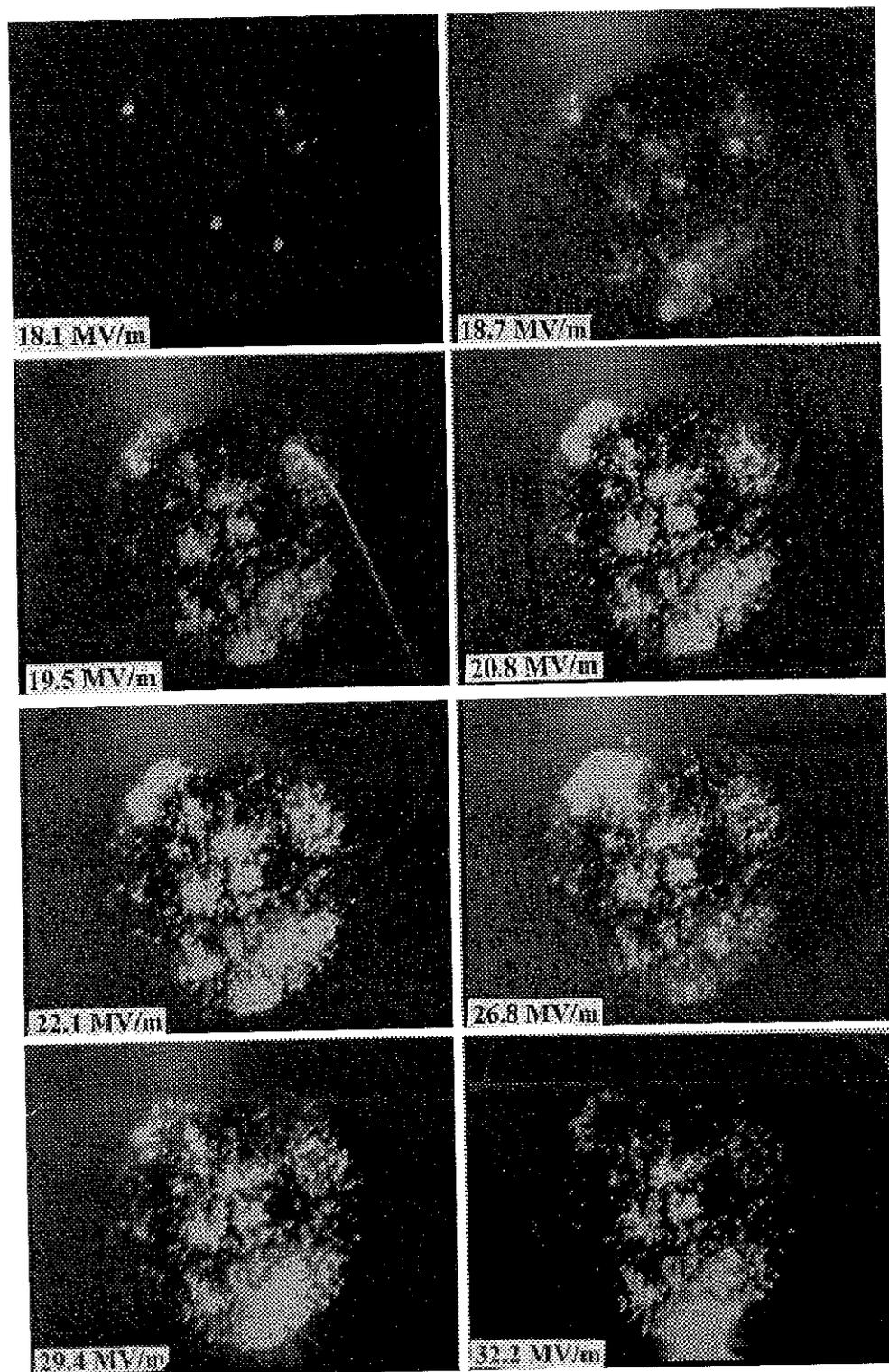


Figure 77

Activité lumineuse suivant le champ sur un échantillon « phi3 » contaminé avec l'alumine

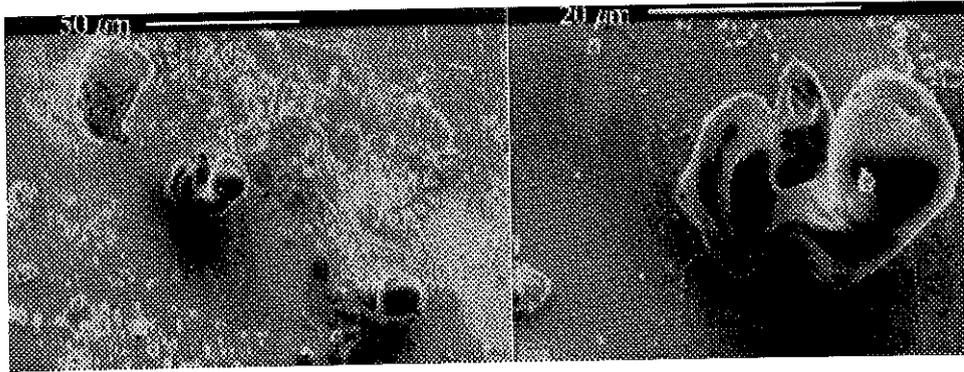


Figure 78

Emplacement des grandes particules d'alumine après la « formation » HF

Les spectres optiques des spots stables ont été réalisés. Généralement, pour un champ donné, le spot le plus lumineux est isolé par le système de deux fentes, puis analysé. Plusieurs spectres d'un même spot peuvent être obtenus pour plusieurs valeurs de champ. En pratique, c'est la densité spectrale ($dP/d\lambda$) qui est calculée puis représentée à partir des mesures. Plus commodément, on appellera spectre cette représentation. Quels que soient le contaminant et le champ électrique, le spectre affiche une forme triangulaire en échelle linéaire, avec un sommet variant selon le spot entre 600 et 800 nm et une largeur à mi-hauteur de l'ordre de 200 nm (Figure 79).

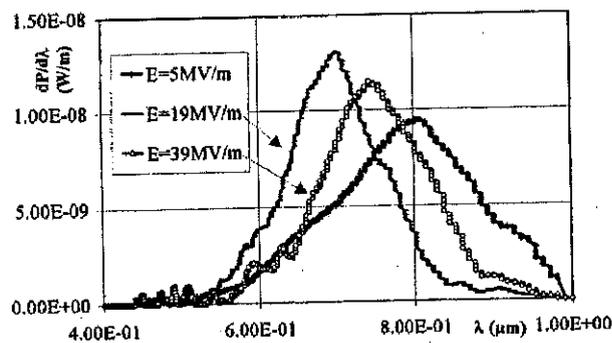


Figure 79

Exemple de spectres de 3 spots différents à des champs différents

Pour un même spot analysé à des champs croissants, le sommet du spectre ne se décale pas en longueur d'onde, mais se déplace simplement en amplitude, traduisant une augmentation de l'intensité du spot (Figure 80).

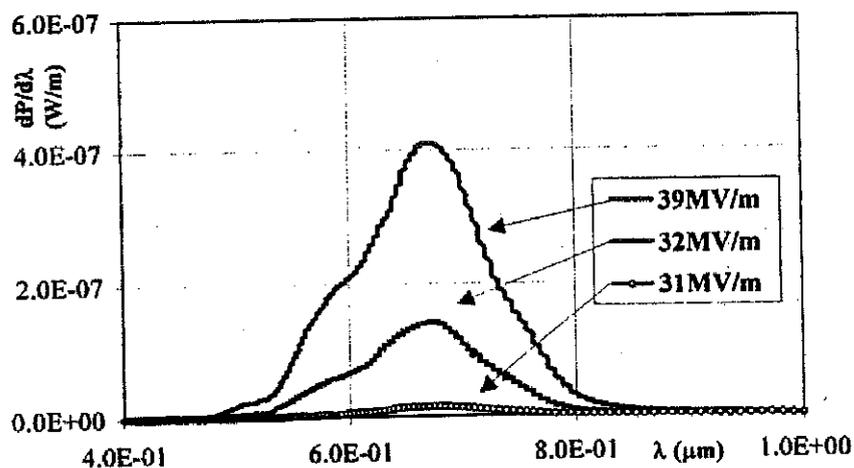


Figure 80

Evolution du spectre d'un même spot en fonction du champ

La puissance totale émise par un spot dans la bande passante du système optique, peut être mesurée par le photomultiplicateur en fonction du champ. Elle semble obéir à une loi établie par Alfrey et Taylor [137] pour l'électroluminescence dans les sulfures de zinc ; i.e. $\ln P \propto 1/E^{0.5}$ (Figure 81).

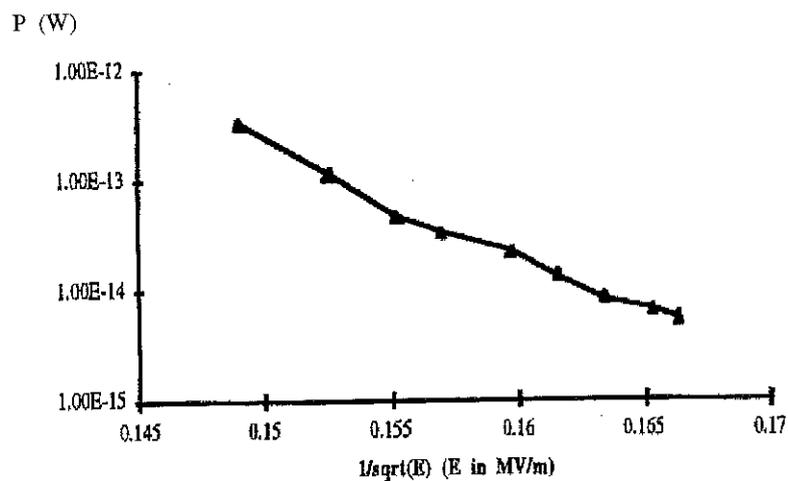


Figure 81

Courbe de la puissance lumineuse d'un spot en fonction du champ

C.7.4. DISCUSSION

Le but de l'utilisation du dispositif HF2 dans l'étude de l'émission électronique des particules isolantes était de corréler cette émission avec l'émission lumineuse qui devait fournir quelques indices sur les mécanismes physiques mis en jeu, afin d'expliquer la différence de comportement de ces particules en régime continu et en régime HF. Au vu des résultats, les mécanismes recherchés apparaissent plus complexes et sans doute plus divers. Il y avait bien eu des spots lumineux qui naissent et meurent en coïncidence avec l'émission électronique. Cependant, ces phénomènes ont toujours été observés à bas champ (~10 MV/m). Ensuite, à des champs plus élevés, l'augmentation globale de l'activité lumineuse semble bien suivre celle du courant électronique. Mais, observée plus en détail, l'extinction subite d'un spot stable le plus intense de la surface, n'affecte que rarement le courant. Enfin, après la « formation » HF de la surface, une émission électronique subsiste alors que tous les spots se sont éteints. Ainsi, l'interdépendance entre l'émission électronique et lumineuse, sans doute existe-t-elle, ne paraît pas évidente.

Parmi les 3 isolants, le comportement de l'alumine se prête le mieux à une tentative d'interprétation, en raison de sa dépendance à l'égard de la taille des particules. Entre le régime continu et HF, une première différence fondamentale réside dans la réponse du matériau isolant au champ. Sous un champ continu, les molécules dipolaires contenues dans le matériau s'orientent une fois pour toutes. Sous un champ HF, elles seront sollicitées en permanence à changer d'orientation. Comme leurs degrés de liberté sont limités par les interactions avec les autres molécules, il s'ensuit une sorte de frottement qui croît avec la fréquence et dissipe la puissance HF dans le matériau :

$$P_{HF} = \frac{1}{2} \iiint_V \omega \varepsilon'' |E|^2 d\tau, \quad (46)$$

avec ε'' la composante imaginaire de la permittivité électrique, V le volume, E le champ crête dans le volume ($E = E_p / \varepsilon_r$, où E_p est le champ appliqué à l'extérieur et ε_r la permittivité relative). La composante ε'' est souvent donnée par l'angle de perte ; $\text{tg } \delta = \varepsilon'' / \varepsilon'$. La particule étant petite, on peut que considérer le champ est constant. Ainsi, la densité de puissance dissipée s'écrit :

$$\bar{P} = \frac{P_{HF}}{V} = \omega \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_r} \text{tg } \delta E_p^2, \quad (47)$$

Dans le cas de l'alumine, ϵ_r vaut environ 10, $\text{tg } \delta$, environ 10^{-3} à 1.5 GHz. Pour un champ E_p de 30 MV/m, la densité de puissance dissipée est de l'ordre de 10^{10} W/m³. La température stationnaire de la particule dépend essentiellement de la résistance thermique de contact R_{th} avec la surface métallique :

$$T_{\text{particule}} = R_{th} \bar{P} V = R_{th} P_{HF} . \quad (48)$$

La puissance P_{HF} dissipée dans une particule sphérique de 50 μm de diamètre avoisine 0.7 mW. La température croît donc comme le cube de la taille de la particule. Par ailleurs, la valeur de R_{th} a été évaluée expérimentalement par J. Tan [33] en irradiant des particules par la sonde électronique du MEB jusqu'à la fusion de celles-ci. La valeur trouvée pour l'alumine est de 8×10^6 K/W, et semble ne pas dépendre de la taille de la particule. Ainsi, la température calculée selon (48) devrait atteindre 5600 K. Bien sûr, la particule d'alumine dont la température de fusion se situe à 2140 K aura été fondue bien avant, comme le révèle l'observation au MEB (cf. Figure 78). Le but de ce modèle rudimentaire vise simplement à montrer qu'une température importante pouvait être atteinte au sein d'une particule isolante en régime HF.

Porté à une telle température, la bande de conduction d'un matériau isolant peut commencer à se peupler. Si la densité d'électrons y devenait suffisamment importante, une émission thermoionique devrait prendre naissance. Avec une température $T = \gamma E_p^2$, donnée par les relations (47) et (48), la relation Richardson-Dushman :

$$j = A T^2 \exp\left(-\frac{\phi}{k T}\right), \quad (49)$$

donnerait une caractéristique courant moyen-champ,

$$\langle I \rangle = \eta A \gamma^2 E_p^4 \exp\left(-\frac{\phi}{k \gamma E_p^2}\right), \quad (50)$$

où η traduit à la fois un certain rendement et une certaine surface effective. En effet, tous les électrons émis pendant l'impulsion HF, par la surface de la particule ne sont pas transportés par le champ électrique jusqu'à l'antenne. Seuls ceux qui seront émis en phase avec le maximum du champ pourront l'être. Autrement dit, l'antenne ne capte qu'une partie des électrons thermoioniquement émis. Cette caractéristique a été relativement bien vérifiée pour l'alumine en reportant les points de mesure tels que : $Y = \ln(\langle I \rangle / E_p^4)$ et $X = 1/E_p^2$. Ces points s'alignent

effectivement (Figure 82).

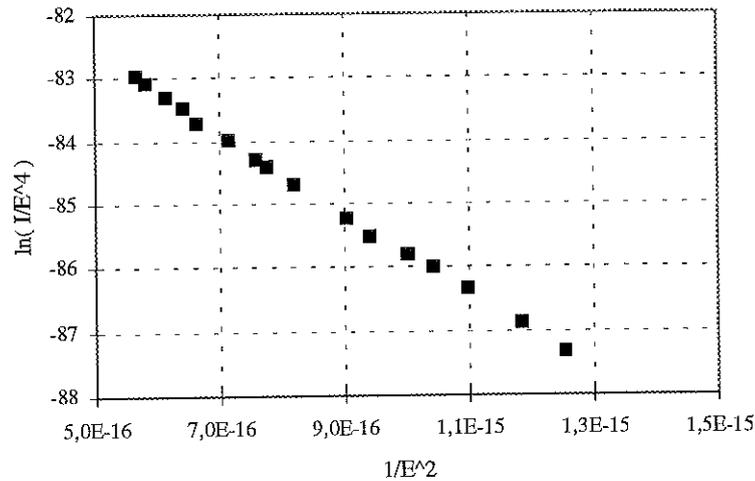


Figure 82

Vérification de l'équation (50) pour l'émission électronique produite par des particules d'alumine

Nous avons proposé ici une explication possible de l'émission électronique par les particules isolantes en régime HF et de son absence en régime continu. Elle peut être valable pour l'alumine et la silice dont les températures de fusion sont élevées, bien que nos résultats expérimentaux ne permettent pas d'établir qu'elle soit la seule possible. Le cas du Téflon échappe en tout cas à une telle interprétation en raison de son point de fusion très bas à 600 K. Nous devons par conséquent garder à l'esprit d'autres modèles (cf. A.3.5.2 et 3) selon lesquels une augmentation de la température du matériau isolant peut favoriser l'émission électronique. A leur propos, nos résultats ne nous permettent pas de statuer.

Enfin, l'émission lumineuse des particules isolantes en régime HF, que nous avons été les premiers à mettre en évidence, n'a pas encore trouvé une explication satisfaisante. Les spectres optiques montrent bien cependant, par leur forme et leur amplitude, qu'elle n'est pas d'origine thermique. En effet, un spectre thermique aurait présenté un maximum à la borne supérieure en longueur d'onde de la fenêtre d'analyse et une décroissance vers les longueurs d'onde inférieures. Et les densités spectrales des pics dépassent de plus de 2 ordres de grandeurs celles qu'aurait mesurées notre spectromètre compte tenu de l'angle solide d'ouverture et de la taille des particules (cf. relation (45)). La comparaison de ces spectres avec ceux obtenus sur des cathodes larges en régime continu [52,102] et l'évolution de l'intensité totale en fonction du champ

semblent indiquer une origine électroluminescente. Malgré tout, ce résultat ne contredit pas le fait que l'émission électronique, elle, peut avoir une origine thermique. Pour certains isolants, seule une recherche plus approfondie, par exemple en travaillant à une fréquence HF plus basse et en étudiant le synchronisme entre le signal lumineux et le signal HF, pourrait apporter des réponses plus précises sur la corrélation entre les deux types d'émission.

Pour conclure du point de vue pratique, il ressort de cette étude que les particules isolantes sont également nocives en régime HF. Pour certaines d'entre elles, la nocivité augmente avec la taille. Or un rinçage de la surface avec de l'eau sous pression enlève facilement les particules supérieures à 0.5 μm . Ce qui signifie que le danger peut être conjuré. Par ailleurs, l'étude montre que l'émission peut aussi être enrayée par un traitement in situ à fort champ.

CONCLUSION GENERALE

Grâce à un ensemble de dispositifs diversifiés, dont certains ont été mis au point au améliorés au cours de ce travail, nous avons apporté des réponses à des questions tant fondamentales que pratiques, sur l'émission électronique renforcée des surfaces métalliques soumises à un champ électrique statique ou hyperfréquence. Les défauts géométriques sur la surface ont été particulièrement étudiés, car leur comportement émissif ne diffère pas de celui des particules métalliques déposées par la contamination. Ils forment avec ces dernières sans doute la plus grande famille de sites émetteurs indésirables.

Le fait d'avoir pu stabiliser le courant d'émission de ces sites en régime DC et identifier les mêmes paramètres β et A_e sur un site donné, dans les deux régimes DC et HF, fournit une preuve supplémentaire que les émissions observées peuvent être interprétées sur la base de la théorie de Fowler & Nordheim, et écarte la nécessité d'invoquer d'autres mécanismes plus complexes à travers d'éventuelles couches diélectriques qui recouvriraient les sites dans une théorie plus sophistiquée. Nous avons montré que l'adsorption de molécules d'eau ou de gaz suffit à rendre compte des fluctuations du courant d'émission, souvent constatées en régime DC. Inspirés par les résultats expérimentaux obtenus depuis quelques années dans notre laboratoire sur l'émission des surfaces contaminées, nous avons émis une hypothèse sur l'origine physique du paramètre β . Nous pensons qu'il reflète un accroissement local du champ électrique dû à une géométrie très fine (de dimension nanométrique) de la terminaison des protubérances qui composent le site émetteur. Le modèle, dit de la superposition des protubérances qui en résulte, laisse prévoir une grande fragilité thermique et mécanique des éléments terminaux par lesquels les électrons sont effectivement émis.

L'importante réduction du courant d'émission obtenue par un bombardement électronique intense de la surface, confirme à la fois la fragilité thermique des éléments émissifs aux dimensions nanométriques. En effet, ce type de traitement, qui agit très superficiellement, ne produit aucune modification visible du site au microscope électronique à balayage, à une échelle micrométrique. L'efficacité et la rapidité du traitement permettent d'envisager son application à des surfaces étendues simples comme des électrodes planes par exemple. La structure quasi fermée d'une cavité accélératrice rendrait cependant difficile la mise en œuvre d'une telle technique.

La fragilité mécanique des sites s'est révélée à travers le succès du rinçage à eau ultra pure sous haute pression (HPR) sur les rayures émissives. L'émission de ces dernières avait radicalement disparue jusqu'à 50 MV/m après le traitement. Ce résultat fait du HPR la technique la plus efficace et la plus souple pour supprimer l'émission de champ là où elle est néfaste. Elle permet à la fois de débarrasser de la surface les particules de contamination et d'inactiver les sites solidement ancrés. Il faut toutefois veiller à ce que les surfaces traitées ne soient pas contaminées à nouveau dans les étapes ultérieures de leur mise en œuvre. Par exemple, pour les cavités accélératrices, un prévidage en salle blanche et une isolation par une vanne est nécessaire avant le montage sur l'insert de test HF. Malgré tout, le risque de contamination ne sera jamais nul. Par conséquent, une technique de réduction de l'émission de champ in situ, comme le traitement HF à forte puissance crête (HPP), peut s'avérer utile.

Nous avons étudié les mécanismes et les limites du HPP sur de nombreuses surfaces métalliques rayées de nature différente. Il en ressort que la réduction de l'émission provient de la transformation brutale du site, initiée par une forte densité du courant émis. Son seuil se situe expérimentalement autour de 10^{12} A/m². Une importante montée en température du site aboutit à une fusion locale ou évaporation partielle. La naissance de microplasmas peut en résulter. Le « point chaud » ou la transformation d'un site se traduit par la détection d'un spot lumineux transitoire. En se basant sur la loi de Fowler & Nordheim appliquée au régime HF, ce mécanisme caractérisé par la densité limite de 10^{12} A/m² permet de prédire la valeur du paramètre β du plus fort site survivant à un traitement à un champ donné. Cette prédiction se trouve en bon accord avec les résultats expérimentaux obtenus par d'autres chercheurs.

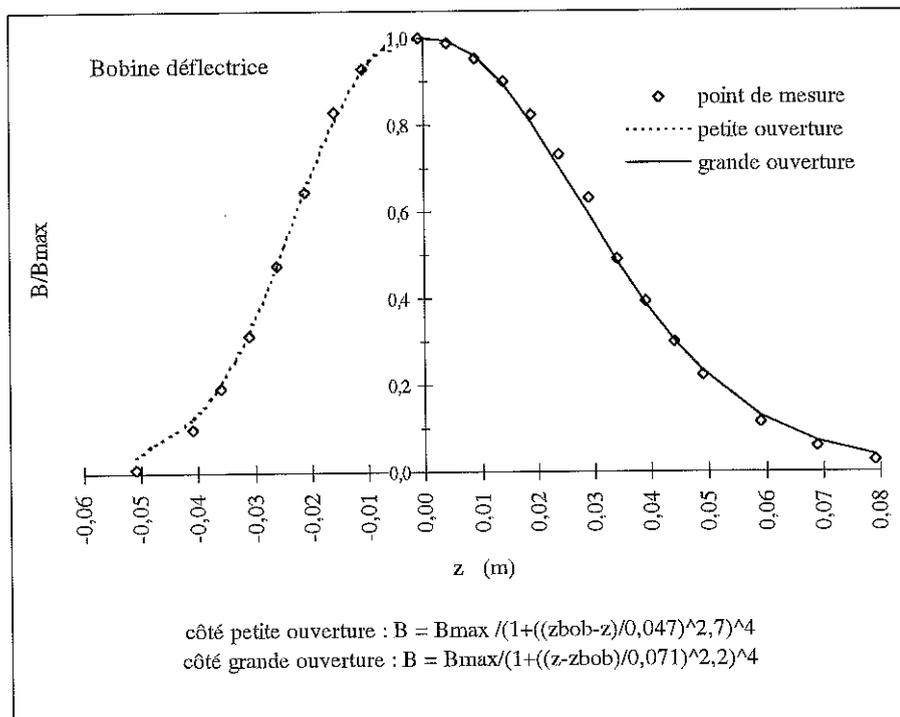
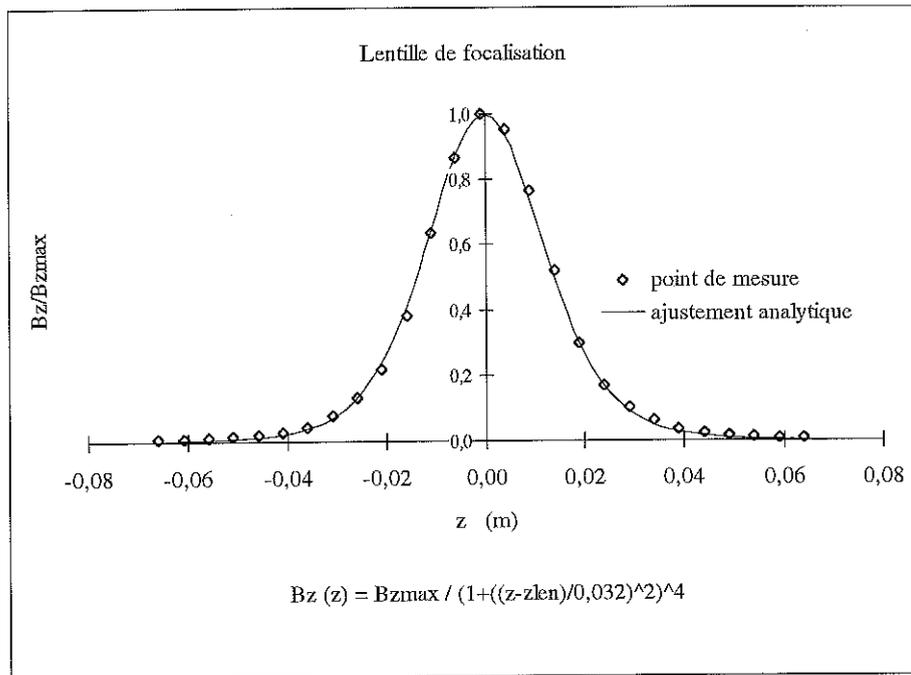
D'autres sites émetteurs, tels que les particules isolantes : alumine, silice, Téflon, ont également été étudiés. Leur émission électronique en régime HF s'accompagne parfois d'une émission lumineuse stable, et peut aussi être réduite par un traitement HF in situ. Des hypothèses sont émises sur les mécanismes de ces émissions, mais demandent encore une confirmation plus précise.

Enfin, une première étude a été dédiée au faisceau électronique émis par ces sites métalliques en régime hyperfréquence. Leur utilisation dans un « RF gun », source de paquets d'électrons pulsés à la période hyperfréquence, ne semble pas avoir été examinée. Il a été aisé de transformer notre cavité d'étude en un « RF gun » dont nous avons pu mesurer la faible émittance, caractéristique exigée pour certaines applications comme les lasers à électrons libres. Néanmoins,

le courant obtenu était encore trop faible. Pour ces applications, les principaux attraits qui justifient une étude plus approfondie résultent de la simplicité du concept et de la faible émittance attendue, liée à la nature de l'émission.

ANNEXE I

RELEVÉS DE CHAMP POUR LA LENTILLE ET LE DEFLECTEUR MAGNETIQUE



ANNEXE II

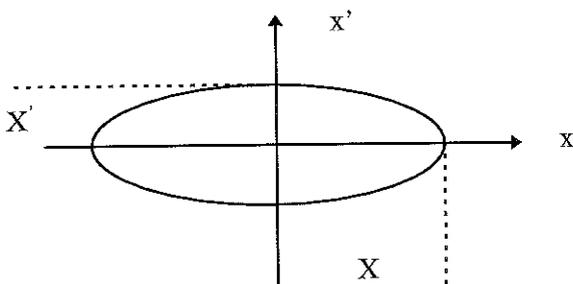
EMITTANCE ET BRILLANCE

REPRÉSENTATION DANS L'ESPACE DES PHASES

Un faisceau comporte un grand nombre de particules. Il est difficile de suivre l'évolution du faisceau en représentant la trajectoire individuelle de chaque particule dans l'espace réel $[x(t), y(t), z(t)]$. Les traces apparaissent chaotiques. Dans un hyperspace à 6 dimensions $[x(t), p_x(t), y(t), p_y(t), z(t), p_z(t)]$ où p_i représente les composantes du vecteur quantité de mouvement, les traces des particules dans un faisceau sans collision, c'est-à-dire lorsque les forces qui agissent sur les particules varient peu sur la distance moyenne entre particules deviennent plus ordonnées. Les points voisins dans l'espace des phases suivent des chemins voisins sans s'entrecroiser. Le faisceau peut être alors assimilé à un fluide laminaire dans cet espace. Lorsque le mouvement des particules est indépendant dans les directions transverses x et y , on peut réaliser une projection selon une des directions, par exemple (x, p_x) , et tracer sur un plan de phase à 2 dimensions les orbites des particules. Un faisceau traversant un système optique linéaire dans lequel les forces appliquées croissent linéairement avec la distance à l'axe, présente des orbites elliptiques.

NOTION D'ÉMITTANCE TRANSVERSE

Au lieu du plan (x, p_x) , on peut utiliser un plan (x, x') , dit plan de traces, pour représenter un faisceau. Comme $x' = dx/dz$, avec z la direction de propagation du faisceau, et $p = \beta\gamma mc x'$ dans le cas d'un faisceau monochromatique, les orbites gardent une forme elliptique. L'utilisation du plan de traces est plus appropriée au mesure, car il est plus facile de mesurer x' plutôt que p_x . On définit un facteur de mérite, appelé émittance transverse dans la direction x , par l'aire de l'ellipse divisée par π .



$$\epsilon_x = X X' \text{ en } \pi.m.rad \quad (a.1)$$

En l'absence d'accélération et de non-linéarité dans l'optique de transport du faisceau, l'émittance se conserve. Lorsque le faisceau subit une accélération, l'émittance transverse tend à diminuer. Pour retrouver une quantité qui se conserve, on introduit l'émittance normalisée : $\epsilon_{nx} = \beta\gamma \epsilon_x$. Un faisceau parallèle idéal d'émittance nulle se propage dans l'espace libre, avec le même rayon d'enveloppe R. Une émittance non nulle produit un faisceau divergent. Ceci montre que l'émittance traduit l'action d'une force.

EQUATION D'ENVELOPPE POUR UN FAISCEAU CIRCULAIRE PARAXIAL

Force d'émittance

Dans le cas d'un faisceau à symétrie cylindrique, on définit l'émittance transverse dans le plan (r, $r' = dr/dz$). Si la variation du rayon d'enveloppe est très petite devant le rayon sur une distance de propagation équivalente à ce rayon (faisceau paraxial), alors la force radiale associée à une valeur d'émittance ϵ_r peut être évaluée. Elle égale la force axiale linéaire exercée par une optique externe pour maintenir le rayon d'enveloppe R inchangé :

$$F_r(r) = -F_0 \frac{r}{R_0}, \text{ où } F_0 \text{ est une force et } R_0 \text{ une distance constante. (a.2)}$$

Si aucune autre force n'agit sur le faisceau, alors les orbites décrivent des ellipses dans l'espace des phases, puisque les particules réalisent des oscillations radiales de pulsation ω_r pour toutes les particules :

$$\omega_r = \sqrt{\frac{F_0}{\gamma m_0 R_0}}. \text{ (a.3)}$$

Par définition, $\epsilon_r = R v_r / v_z = \omega_r R^2 / v_z$, d'où $\omega_r = \epsilon_r v_z / R^2$. En l'égalant à l'expression précédente, on obtient :

$$F_r(R) = -F_0 \frac{R}{R_0} = \epsilon_r^2 \frac{(\gamma m_0 v_z^2)}{R^3}. \text{ (a.4)}$$

F_r est souvent appelée force d'émittance. En absence de toute autre force, le principe de la dynamique donne la vitesse de la variation du rayon en fonction du temps :

$$\frac{d^2(\gamma m_0 R)}{dt^2} = \epsilon_r^2 \frac{(\gamma m_0 v_z^2)}{R^3}. \quad (a.5)$$

Habituellement, il est plus pratique de connaître la variation $R(z)$ plutôt que $R(t)$. Aussi, transforme-t-on l'équation (a.5) par :

$$\frac{d}{dt} \rightarrow \frac{dz}{dt} \frac{d}{dz} \rightarrow v_z \left(\frac{d}{dz} \right), \quad (a.6)$$

ce qui donne :

$$\frac{d^2 R}{dz^2} = R'' = \frac{\epsilon_r^2}{R^3}. \quad (a.7)$$

Force de focalisation

La contribution des forces magnétiques de focalisation sur d^2R/dz^2 est calculée à l'aide de l'équation du mouvement d'un électron dans un repère cylindrique (r, θ, z) . Le principe de la dynamique donne :

$$\vec{F} = m \frac{d\vec{v}}{dt} = -e (\vec{v} \wedge \vec{B}). \quad (a.8)$$

Pour un champ magnétique axial utilisé dans les optiques magnétiques, B_θ est nulle, d'où les composantes :

$$\begin{aligned} F_r &= -e v_\theta B_z, \\ F_\theta &= e (v_r B_z - v_z B_r), \\ F_z &= e v_\theta B_r. \end{aligned} \quad (a.9)$$

De (a.8) et (a.9), il vient :

$$\begin{aligned} m \left[\frac{d^2 r}{dt^2} - r \left(\frac{d\theta}{dt} \right)^2 \right] &= -e r \frac{d\theta}{dt} B_z, \\ m \left[r \frac{d^2 \theta}{dt^2} + 2 r \frac{dr}{dt} \frac{d\theta}{dt} \right] &= e \left[B_z \frac{dr}{dt} - B_r \frac{dz}{dt} \right], \\ m \frac{d^2 z}{dt^2} &= e r \frac{d\theta}{dt} B_r. \end{aligned} \quad \{a.10\}$$

En régime statique et dans l'espace libre, le champ magnétique peut se déduire d'un potentiel scalaire $\psi(r,z)$, solution d'une équation de Laplace, de façon analogue au potentiel électrostatique.

On a : $B_z = -\mu_0 (\partial\psi/\partial z)$ et $B_r = -\mu_0 (\partial\psi/\partial r)$. La résolution par le développement en série donne :

$$\psi(r,z) = \psi(z) - \frac{r^2}{4} \psi''(z) + \frac{r^4}{64} \psi^{(4)}(z) \dots \quad (\text{a.11})$$

D'où :

$$B_r(r,z) = -\frac{r}{2} \frac{\partial B_z}{\partial z} + \frac{r^3}{16} \frac{\partial^3 B_z}{\partial z^3} \dots \quad (\text{a.12})$$

Dans l'approximation du faisceau paraxial, on néglige le terme en r^3 de (a.12). En introduisant (a.12) dans la deuxième équation du groupe (a.10), on obtient :

$$\frac{d\theta}{dt} = \frac{e B_z}{2 \gamma m_0}, \text{ avec } m = \gamma m_0. \quad (\text{a.13})$$

Grâce à (a.13), la première équation de (a.10) s'écrit :

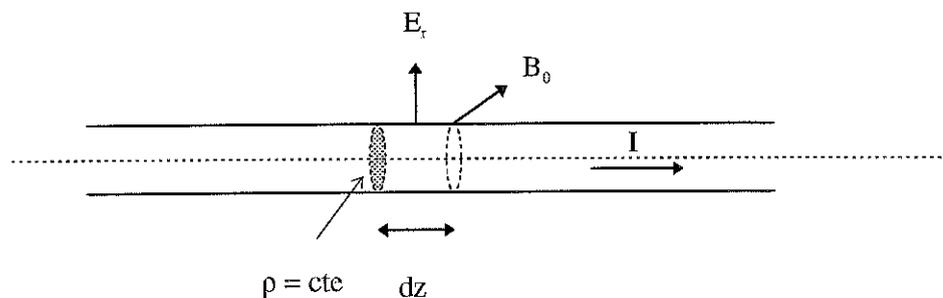
$$m_0 \gamma \left[\frac{d^2 r}{dt^2} - r \left(\frac{e B_z}{2 m_0 \gamma} \right)^2 \right] = -e r \left(\frac{e B_z}{2 m_0 \gamma} \right) B_z, \quad (\text{a.14})$$

Il reste à transformer d^2/dt^2 par $v_z^2 d^2/dz^2 = \beta^2 c^2 d^2/dz^2$ pour obtenir finalement :

$$\frac{d^2 r}{dz^2} = - \left[\frac{e B_z}{2 m_0 \beta c \gamma} \right]^2 r, \quad (\text{a.15})$$

Forces liées aux charges d'espace

Ces forces sont générées par la répulsion coulombienne entre électrons et le champ magnétique induit par le courant du faisceau. Dans le cas d'un faisceau paraxial, on peut assimiler l'action du reste du faisceau sur un tronçon élémentaire à celle d'un tube de courant de longueur infinie. La densité de courant est supposée uniforme.



En raison de la symétrie, $E_z = 0$, $E_\theta = 0$, $B_r = 0$, et $B_z = 0$. L'équation du mouvement s'écrit :

$$\gamma m_0 \left[\frac{d^2 r}{dt^2} - r \left(\frac{d\theta}{dt} \right)^2 \right] = e E_r - e B_\theta \beta c, \quad (\text{a.16})$$

En supposant v_θ faible, (a.16) devient :

$$\gamma m_0 \frac{d^2 r}{dt^2} = e E_r - e B_\theta \beta c, \quad (\text{a.17})$$

Les valeurs des composantes E_r et B_θ sont obtenues respectivement par le théorème de Gauss et par le théorème d'Ampère :

$$\frac{1}{\epsilon_0} \iiint \rho \, d\tau = \oiint \vec{E} \, d\vec{s} \Rightarrow E_r = \frac{I}{2 \pi r \beta c \epsilon_0}, \quad (\text{a.18})$$

$$\frac{1}{\mu_0} \oint \vec{B} \, d\vec{l} = \sum I \Rightarrow B_\theta = \frac{I}{2 \pi r \epsilon_0 c^2}, \quad (\text{a.19})$$

Finalement, (a.17) donne, en supprimant le temps par la transformation $d^2/dt^2 = \beta^2 c^2 d^2/dz^2$:

$$\frac{d^2 r}{dz^2} = \frac{e I}{2 \pi r m_0 \epsilon_0 (\beta c \gamma)^3}. \quad (\text{a.20})$$

Maintenant, en réunissant toutes les contributions (a.7), (a.15) et (a.20), à la variation du rayon d'enveloppe R , on obtient l'équation d'enveloppe :

$$\frac{d^2 R}{dz^2} = \left[\frac{e B_z}{2 m_0 \beta c \gamma} \right]^2 R - \frac{e I}{2 \pi m_0 \epsilon_0 (\beta c \gamma)^3 R} - \frac{\epsilon^2}{R^3}. \quad (\text{a.21})$$

BRILLANCE

La brillance caractérise la densité de courant par unité d'angle solide dans la direction du faisceau. Elle se définit par : $B = I / \pi^2 \epsilon_r^2$, exprimée en $A/(m^2 \cdot rad^2)$. Aujourd'hui, les faisceaux de forte brillance sont recherchés pour des applications telles que les lasers à électrons libres.

Pour plus de précisions

Humphries S Jr. 1986 « Principles of charged particles acceleration » Wiley-Interscience.

Humphries S Jr. 1990 « Charged particles beams » Wiley-Interscience.

RÉFÉRENCES

- 1 Piel H 1989 CAS Cern Accelerator School : Superconductivity in Particles Accelerators, (Cern 89-04) 149-96
- 2 Safa H, Moffat D, Koechlin F, Jacques E and Boudigou Y 1995 Proceedings of the seventh workshop of RF superconductivity v.II 649-52
- 3 Weingarten W 1984 Proceedings of the second workshop of RF superconductivity 551-82
- 4 Boussoukaya M and Septier A 1973 Nucl. Instr. Meth. **107** 473-44
- 5 Wood R W 1897 Phys. Rev. **5** 1
- 6 Schottky W 1923 Z. Physik **14** 63
- 7 Fowler R H and Nordheim L 1928 Proc. Roy. Soc. Lond. **A119** 173
- 8 Möller W D 1995 Proceedings of the seventh workshop of RF superconductivity v.I 119-27
- 9 Brinkmann R 1995 Status of Design for the TESLA Linear Collider, **M95-08** DESY
- 10 Léger A 1968 J. de Phys. **29** 646-54
- 11 Sayag G J, Nguyen Tuong V, Bergeret H and Septier A 1977 J. of Phys. E **10** 176-9
- 12 Cobourne M H and Williams W T 1981 Physica C **104** 50-55
- 13 Good R H and Müller E W 1956 Handbuch der Physik, Springer Verlag
- 14 Burgess R E, Kroemer H and Houston J M 1953 Physical Review **90** 515
- 15 Paulini J, Klein T and Simon G 1993 J. of Phys. D : Appl. Phys. **26** 1310-15
- 16 Müller E W 1937 Z. Phys. **106** 541-50
- 17 Heafer R H 1940 Z. Phys. **116** 604
- 18 Dyke W P et Trolan J K 1953 Phys. Rev. **89** 779-808
- 19 Ehrich C D et Plummer E W 1978 Phys. Rev. B **18** 3767-71
- 20 Weinberg E W et Harstein A 1976 Solid State Comm. **20** 179
- 21 Christensen N E et Feuerbacher B 1974 Phys. Rev. B **10** 2349
- 22 Nicolaou N et Modinos A 1975 Phys. Rev. B **11** 3687
- 23 Chatterton P A 1966 Proc. Phys. Soc. London **88** 231-45
- 24 Klein R et Leder L B 1961 Phys. Rev. **124** 1050
- 25 Mazurek B 1995 dans « High Voltage Vacuum Insulation » 487 Academic Press
- 26 Cranberg L 1952 J. Appl. Phys. **23** 518-22
- 27 Büttiker M et Landauer R 1982 Phys. Rev. Letters **49** 1739
- 28 Charbonnier F M et al. 1963 Proc. of the IEEE **51** 991-1004
- 29 Hübner H 1983 Optik **64** 113

-
- 30 Fursey G 1994 J. Vac. Sci. Tech. B **13-2** 558-65
- 31 Schopper H et al. 1968 KFK-Extern 3/68-6
- 32 Wang J W 1989 SLAC report 339-7
- 33 Tan J 1995 Thèse de Doctorat, Université Paris 6
- 34 Klein U et Turneure J P 1983 IEEE Trans. on Mag. **19-3** 1330-33
- 35 Earhart R F 1901 Phil. Mag. **1** 147-59
- 36 Hobbs G M 1905 Phil. Mag. **10** 617-31
- 37 Millikan R A et Sawyer R A 1918 Phys. Rev. **12** 167-70
- 38 Millikan R A et Shackelford B E 1920 Phys. Rev. **15** 239-40
- 39 Millikan R A et Eyring C F 1926 Phys. Rev. **27** 57-61
- 40 Millikan R A et Lauritsen CC 1928 Proc. Nat. Acad. Sci. (US) **14** 45-49
- 41 Kustom R L J. Appl. Phys. **41** 3256-68
- 42 Schwettman H A et al. 1974 J. of Appl. Phys. **45-2** 914-22
- 43 Noer R J 1982 Appl. Phys. A **28** 1-24
- 44 Nogushi S 1981 Nucl. Instr. Meth. **179** 205-215
- 45 Shu Q S 1989 Nucl. Instr. Meth Phys. Res. **A278** 329
- 46 Bernard Ph et al. 1981 Nucl. Instr. Meth. **190** 257
- 47 Pekeler M et al. 1995 Proc. of the 7^e Workshop on RF Superconductivity **v1 79**
- 48 Alpert D et al. 1964 J. Vac. Sci. Techn. **1** 35-50
- 49 Rohrbach F 1971 Cern Report 71-5/TC-L
- 50 Hackam R 1972 Mater. Res. Bull. **7** 655-62
- 51 Hackam R 1972 Mater. Res. Bull. **8** 868-70
- 52 Hurley R E et Dooley P J 1977 J. Phys. D **10** L195-201
- 53 Allen N K et Latham R V 1978 J. Phys. D **11** L55-57
- 54 Beukema G P 1981 Physica C **104** 35-45
- 55 Bierderman 1976 Vacuum **26** 513-23
- 56 Dearnaley G et al. 1970 Rep. Prog. Phys. **33** 1129-91
- 57 Yankelevitch Y B 1980 Vacuum **30** 97-107
- 58 Jüttner B et al. 1972 Proc. 5th Int. Symp. on Dis. and Elec. Ins. In Vac. 65-9
- 59 Allen n K et Latham R V 1978 Proc. VIII Int. Symp. On Disch. And Elec. Insul. In Vac.
B3 1
- 60 Xu N S 1995 « High Voltage Vacuum Insulation » Academic Press 116-64
- 61 Simmons J G et Verderder R R 1967 Proc. Roy. Soc. **A301** 77-102

-
- 62 Harrison W A 1966 « Pseudopotentials In The Theory Of Métaux » W A Benjamin Inc.
- 63 Duke C B et Alferief M E 1967 J. of Chemical Physics **46-3** 923-37
- 64 Delchar D A et Ehrlich G 1965 J. of Chemical Physics **42** 2686
- 65 Athwal C S et Latham R V 1981 Physica **104C** 189-95
- 66 Niedermann P 1986 Thèse de Doctorat, Université de Genève
- 67 Mahner E 1993 Proc. 6th Workshop on RF Superconductivity **vII** 252-66
- 68 Pupeter N et al. 1996 Appl. Surf. Sci. **94/95** 94-100
- 69 Moffat D L et al. 1990 Proc. of the 4th Workshop on RF Superconductivity, KEK report 89-21 445-66
- 70 Hays T et al. 1993 Proc. of the 6th Workshop on RF Superconductivity (CEBAF), **v.II** 750-62
- 71 Graber J et al. 1994 Nucl. Instr. And Meth. In Phys. Res. A **350** 582-94
- 72 Knobloch J et Padamsee H 1995 Proc. of the 7th Workshop on RF Superconductivity (IN2P3/DAPNIA) **v.I** 95-103
- 73 Jimenez M et al. 1994 J. Phys. D : Appl. Phys. **27** 1038-45
- 74 Jimenez M et al. 1994 J. Phys. D : Appl. Phys. **26** 1503-09
- 75 Tan J et al. 1994 J. Phys. D : Appl. Phys. **27** 2654-58
- 76 Farrall G A 1981 Physica **104C** 139-54
- 77 Zeitoun-Fakiris A et Jüttner B 1988 J. Phys. D : Appl. Phys. **21** 960-67
- 78 Zeitoun-Fakiris A et Jüttner B 1991 J. Phys. D : Appl. Phys. **24** 750-56
- 79 Bajic S et Latham R 1988 J. Phys. D : Appl. Phys. **21** 943
- 80 Padamsee H et al. 1990 Proc. of the 4th Workshop on RF Superconductivity (KEK) **v.I** 207-47
- 81 Pupeter N et al. 1994 Proc. of the 4th EPAC (London) **v.3** 2066-70
- 82 Tan J et al. 1994 Proc. of the 4th EPAC (London) **v.3** 2071
- 83 Bonin B et al. 1995 Proc. of the International Vacuum Conference
- 84 Graber et al. 1994 Nucl. Instr. And Meth. In Phys. Res. A **350** 572-81
- 85 Chianelli C et al. 1991 Proc. of the 5th Work-Shop of RF Superconductivity 706
- 86 Latham R V 1981 « High Voltage Vacuum Insulation : The Physical Basis » Academic Press
- 87 Long H 1995 Mémoire d'ingénieur au Conservatoire National de Arts et Métiers Paris
- 88 Jimenez J M 1994 Thèse de Doctorat de l'Université Clermont II

-
- 89 Maurice F, Meny L, et Tixier R 1978 « Microanalyse et Microscopie Electronique à Balayage », Les Editions de Physique, Orsay-France
- 90 Weiland T 1983 NIM **216** 329
- 91 Tessier J M 1992 Rapport interne, DSM/DAPNIA/SEA
- 92 Gardiol F 1990 « Traité d'Electricité » Vol. XIII, Hyperfréquence, édit. Presses Polytechniques Romandes
- 93 Document constructeur de l'analyseur
- 94 Hansen W W et Post R F 1948 J. Appl. Phys. **19** 1059
- 95 Hauser W et Brown L 1959 J. Appl. Phys. **30** 1460
- 96 Duclos C 1993 Rapport interne, DSM/DAPNIA/SEA
- 97 Lüth H 1993 « Surfaces and Interfaces of Solids » Springer-Verlag
- 98 Luong M 1994 Rapport interne, DSM/DAPNIA/SEA
- 99 Hurley R E 1979 J. Phys. D : Appl. Phys. **12** 2229
- 100 Hurley R E 1979 J. Phys. D : Appl. Phys. **12** 2247
- 101 Hurley R E 1980 J. Phys. D : Appl. Phys. **13** 1121
- 102 Hurley R E et Dooley D J 1977 Vacuum **28** 147
- 103 Maïssa S 1996 Thèse de Doctorat de l'Université Paris XI, IPNO-T-9604
- 104 Kleint C 1988 Surf. Sci. **200** 472
- 105 Gomer R 1973 Surf. Science **38** 373
- 106 Mazenko G et al. 1981 Surf. Science **107** 459
- 107 Saxena S C et Joshi R K 1981 « The thermal accomodation and adsorption coefficients of gases » Mc Graw Hill/Cindas Data Series on Material Properties
- 108 Janssen A P and Jones J P 1971 J. Phys. D : Appl. Phys. **4** 118
- 109 Schiller C, Koomans A A, Van Rooy T L, Schönenberger C, and Elswijk H B 1995 Surf. Sci. **339** L925-L930
- 110 Benjamin M et Jenkins R O 1940 Proc. Roy. Soc. A **176** 262-79
- 111 Bettler P C et Charbonnier F M 1960 Physical Review **119** 85-93
- 112 Cavaille J Y et Drechsler M 1977 Revue Phys. Appl. **12** 1631-39
- 113 Schwoebel PR et Hanson G R 1986 J. Physique Coll. **47** C2 59-66
- 114 Schwoebel PR 1988 J. Appl. Phys. **64** 2359-64
- 115 Dolan W W, Dyke W P, et Trolan J K 1953 Physical Review **91** 1054-57
- 116 Miskovsky N M, Park S H, He J, et Cutler P H 1992 J. Vac. Techn. B **11** (2) 366-70
- 117 Travier C 1991 Part. Accel. **36** 33-74

-
- 118 Drouin M 1994 « Technique d'optimisation » cours de DESS, Université Paris VI, Paris
- 119 Reichelt W 1975 *Angew. Chem.* **87/7** 239-243
- 120 Cours d'utilisation du logiciel CASTEM 2000 1996 Socotec Industrie
- 121 Musselman R P et Yarbrough T W 1987 *The Journal of Environmental Sciences* **1** 51-6
- 122 Kneisel P et Lewis B 1995 *Proc of the 7th Workshop on RF Superconductivity* **vI** 311-27
- 123 Schmitt A et al. 1991 « La technique de découpe par jet d'eau » *Innovation* 128
- 124 Spain I L et Paauwe J 1977 « High pressure technology » V.II Marcel Dekker 465-79
- 125 Yanaida K 1980 5^b Symp. Int. sur la Techno. des Jets Coupants **art. A3**, Hanover RDA
- 126 Kirchgessner J et al. 1993 *Proceedings of the 1993 Particles Accelerator Conference*, **vol. 2** 918-20
- 127 Farral G A 1970 *J. Appl. Phys.* **41** 563-71
- 128 Young R W 1973 *Vacuum* **24** 167-72
- 129 Mesyats G A 1983 *IEEE Trans. on Elec. Insul.* **EI-18, 3** 218-25
- 130 Mesyats G A 1983 *IEEE Trans. on Elec. Insul.* **EI-20, 3** 729-34
- 131 Jüttner B 1987 *IEEE Trans. on Plasma Sci.* **PS-15, 5** 474-80
- 132 Miskovsky N M, Park S H, He J, and Cutler P H 1993 *J. Vac. Sci. Technol. B* **11(2)** 366-70
- 133 Litvinov E A 1985 *IEEE Trans. on Elec. Insul.* **EI-20, 4**, 683-89
- 134 Base de données 1997 Omega Engineering Inc. (internet : <http://www.omega.com>)
- 135 Tanabe E 1994 *Appl. Surf. Sci.* **76/77** 16-20
- 136 Wang J W et al. 1992 *Linear Accelerator Conference Proceedings* **2** 716-18
- 137 Alfrey G F et Taylor J B 1955 *Proc. Phys. Soc. Lond.* **68** 775

RESUME

L'émission électronique renforcée par effet de champ sur les surfaces métalliques étendues dégrade les performances des dispositifs industriels exigeant une forte tenue en champ. En dépit d'une longue recherche passée, le mécanisme de cette émission n'est toujours pas bien élucidé. Récemment, les travaux dans notre laboratoire ont remis à jour l'importance des sites conducteurs. Le modèle de la superposition de protubérances a été formulé pour expliquer l'accroissement local du champ. Comme une suite logique, le présent travail vise à éprouver ce modèle tout en étudiant les moyens capables de neutraliser les sites en question. Ainsi, nous avons montré :

- l'origine de la fluctuation de l'émission en champ continu (DC),
- l'identité des paramètres A_0 et β d'un même site en régime continu (DC) et hyperfréquence (HF),
- l'efficacité d'un traitement thermique par le biais d'un bombardement électronique intense externe,
- l'efficacité d'un traitement mécanique par un rinçage à eau ultra pure sous forte pression,
- les mécanismes et les limites d'un traitement HF in situ.

Par ailleurs, l'émission des particules isolantes en régime HF est aussi étudiée à travers l'analyse spectrale de l'émission lumineuse associée. Au terme de ce travail, le modèle des protubérances superposées pour les sites conducteurs est renforcé tandis qu'un autre modèle est proposé sur certains sites isolants. Les traitements des sites conducteurs et l'émission des particules isolantes ont été explorés. Enfin, les propriétés d'un faisceau pulsé en HF, émis par un site conducteur, ont été examinées pour la première fois en vue d'une application possible de ce type d'émission comme source électronique.

ABSTRACT

The enhanced electronic field emission from large area metallic surfaces lowers performances of industrial devices that have to sustain high electric field under vacuum. Despite of numerous investigations in the past, the mechanisms of such an emission have never been well clarified. Recently, research in our laboratory has pointed out the importance played by conducting sites (particles and protrusions). A refined geometrical model, called superposed protrusions model has been proposed to explain the enhanced emission by local field enhancement. As a logical continuation, the present work aims at testing this model and, in the same time, investigating the means to suppress the emission where it is undesirable. Thus, we have showed :

- the cause of current fluctuations in a continuous field regime (DC),
- the identity of emission characteristics (β , A_e) in both radiofrequency (RF) and DC regimes,
- the effectiveness of a thermal treatment by extern high density electronic bombardment,
- the effectiveness of a mechanical treatment by high pressure rinsing with ultra pure water,
- the mechanisms and limits of an in situ RF processing.

Furthermore, the electronic emission from insulating particles has also been studied concurrently with a spectral analysis of the associated luminous emission. Finally, the refined geometrical model for conducting sites is reinforced while another model is proposed for some insulating sites. Several emission suppressing treatments has been explored and validated. At last, the characteristic of a RF pulsed field emitted electron beam has been checked for the first time as a possible application of such a field emission.