HAL
open science

Modélisation des phénomènes physiques intervenant au cours de l'émission électronique sous haute tension sous vide

Benjamin Seznec

To cite this version:

Benjamin Seznec. Modélisation des phénomènes physiques intervenant au cours de l'émission électronique sous haute tension sous vide. Physique Numérique [physics.comp-ph]. Université Paris Saclay (COmUE), 2017. Français. NNT : 2017SACLS525 . tel-01709866

HAL Id: tel-01709866

https://theses.hal.science/tel-01709866v1

Submitted on 15 Feb 2018

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

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

université PARIS-SACLAY

NNT : 2017SACLS525

Thèse de doctorat

Modélisation des phénomènes physiques intervenant au cours de l'émission électronique sous haute tension sous vide

Thèse de doctorat de l'Université Paris-Saclay

préparée à l'université Paris-Sud

École doctorale n°572 : Ondes et Matière (EDOM)

Spécialité de doctorat : physique des plasmas

Thèse présentée et soutenue à Orsay, le 8 décembre 2017, par

Benjamin Seznec

Composition du Jury :

Philippe Dessante, Professeur CentraleSupelec (GeePS)	Président
Stephen Purcell, Directeur de recherche CNRS (ILM)	Rapporteur
Laurent Pecastaing, Professeur Université Pau (SIAME)	Rapporteur
Claire Antoine, Ingénieur-HDR (CEA Saclay)	Examinateur
Pierre Legagneux, Ingénieur (Thales)	Examinateur
Philippe Teste, Chargé de recherche CNRS (GeePS)	Examinateur
Gilles Walrand, Ingénieur (AddUp)	Examinateur
Tiberiu Minea, Professeur Université Paris-sud (LPGP)	Directeur de thèse
Pascal Zenhter, Expert (CEA Bruyère-le-châtel)	Invité
Vincent Français, Ingénieur (AddUp)	Invité

Science n'est que physique ou philatélie.

Ernest Rutherford

Remerciements

Je tiens à remercier mon directeur de thèse, Tiberiu Minea de m'avoir permis d'effectuer cette thèse sur ce sujet. Je le remercie pour sa confiance au cours de mes trois années de thèses et pour tous les conseils qu'il a pus me donner malgré son emploi du temps chargé.

Je remercie Philippe Dessante et Philippe Testé pour le co-encadrement de ma thèse. Les réunions hebdomadaires, qui ont toujours eu lieu dans la bonne humeur, m'ont permis d'avancer efficacement au cours de ces trois années de thèse.

Je souhaite remercier Laurent Pecastaing et Stephen Purcell qui ont accepté de rapporter mon manuscrit ainsi que les examinateurs Claire Antoine, Pierre Legagneux et Gilles Walrand. Merci aussi à Pascal Zenhter et Vincent Français d'avoir accepté d'assister à ma soutenance.

Je veux remercier Lise Caillault, qui a encadré mes stages sur ce sujet et qui m'a permis de débuter ma thèse dans les meilleures conditions.

Durant ce travail de thèse, j'ai encadré deux stagiaires, Tobias Jager et Valentin Gérard, qui ont beaucoup apporté à mon travail de thèse. Qu'ils en soient remerciés.

Je souhaite aussi remercier l'équipe TMP-DS et les services communs du LPGP. Au cours de cette thèse, j'ai eu la chance de rencontrer beaucoup de gens sympathiques avec qui j'ai été très heureux de passer du temps, notamment lors de pauses déjeuners ou de soirées entre collègues. Adrien (Monsieur C++), TJ (le plus français des anglais), Steven (avec qui j'ai partagé le bureau pendant presque quatre années), Big Martin, Felipe, Charles, Daniel, Mathieu, Patrick, Thomas, Fréderic, Sophie, Katell, Alexis, Pascal, Virginie, Stéphane, merci à vous!

Je veux aussi remercier l'équipe de l'équipe "Arcs et décharges électriques" du GeePs pour l'intérêt porté à mes travaux.

Je souhaite remercier mes amis du magistère de physique d'Orsay notamment Loïc, Nicolas, Perrine et Raoul.

Je voudrais terminer ce paragraphe en remerciant ma famille pour leur soutien tout au long de mes études.

Tables des matières

Chapitre 1 : Introduction générale 10
Chapitre 2 : Théories et Modèles 15
2.1. Théorie de l'émission électronique sous l'effet du champ et de la température 16
2.1.1. Description des électrons dans le métal : modèle de Sommerfeld 16
2.1.2. Distribution énergétique des électrons 18
2.1.3. Barrière de potentiel dans un métal 20
2.1.4. Calcul de la transparence. 22
2.1.5. Expression de la densité de courant émise par effet de champ 26
2.1.6. Effet du champ électrique et de la température sur la densité de courant émise 28
2.1.7. Energie de Nottingham 30
2.2. Modélisation de l'émission électronique d'une pointe 33
2.2.1. Modèle multi-physique 34
2.2.2. Maillage 38
2.2.3. Renforcement local du champ électrique 39
2.2.4. Exemple de résultats obtenus avec le modèle en DC 41
2.2.4. Comparaison des modèles d'émission électroniques 42
2.2.5. Contribution de l'effet Nottingham au chauffage de la pointe. 43
2.3. Effet de la charge d'espace sur l'émission électronique 45
2.3.1. Modèle d'estimation de la charge d'espace 46
2.3.2. Extrapolation du modèle de charge d'espace stationnaire en régime de tension pulsée à la nanoseconde 49
2.3.3. Limites du modèle en régime de tension pulsée 51
2.4. Conclusions 52
Chapitre 3 : Emission thermo-ionique assistée par effet de champ contrôlée et claquage sous vide avec des impulsions nanosecondes 54
3.1. Effet des impulsions nanosecondes de tension sur l'émission thermo-ionique assistée par effet de champ 54
3.2. Influence de la géométrie 58
3.3. Influence de la durée et de la forme de l'impulsion de tension 61
3.4. Influence du matériau de l'électrode 63
3.5. Effet de la charge d'espace sur la tension de claquage et l'émission de courant 64
3.5.1. Effet de la charge d'espace sur la tension de claquage et émission électronique en DC64
3.5.2. Tension de claquage et émission électronique durant une impulsion électrique de 3 ns68
3.6. Conclusions 70
Chapitre 4 : Photo-émission assistée par un champ électrique. 72
4.1. Rappel historique et bibliographique 72
4.2. Rendement quantique 73

4.2.1. Modèle de Spicer ... 74
4.2.2. Limites du modèle de photo-émission assisté par effet de champ ... 78
4.2.3. Quelques résultats préliminaires ... 80
4.2.4. Effet Nottingham pour des électrons photo-excités ... 82
4.3. Photo-émission et chauffage du métal pour des pulses laser de l'ordre de la picoseconde ... 83
4.3.1. Validité de la distribution de Fermi-Dirac à l'échelle de la picoseconde ... 84
4.3.2. Modèle à deux températures ... 86
4.3.3. Conservation du courant ... 90
4.3.4. Maillage ... 91
4.3.5. Comparaison entre la puissance associée au champ électrique dans le métal (effet Joule) à la densité de puissance du laser ... 92
4.3.6. Effet du flux associé à l'effet de Nottingham sur le chauffage des électrons ... 93
4.3.7. Effet du coefficient d'absorption sur le chauffage. ... 94
4.3.8. Effet de la conductivité thermique des électrons sur le profil de température ... 95
4.4. Résumé ... 96
Chapitre 5 : Résultats concernant l'émission électronique sous l'effet d'un laser picoseconde ... 97
5.1. Emission électronique pour un champ électrique fixe et pour différentes densités surfaciques de puissance d'un laser picoseconde ... 97
5.2. Régimes d'émission électronique en fonction du champ appliqué et de la densité surfacique du laser. ... 101
5.3. Conclusions ... 104
Chapitre 6 : Dynamique des microparticules dans le claquage sous vide ... 105
6.1. Effet des microparticules sur la tension de claquage ... 105
6.2. Origines des microparticules ... 108
6.3. Modèle d'interaction entre un faisceau d'électron et une microparticule : dynamique de la MP dans l'espace inter-électrodes ... 109
6.3.1. Distribution du champ électrique dans l'espace inter-électrodes ... 110
6.3.2. Distribution de courant électronique dans l'espace inter-électrodes ... 111
6.3.3. Charge initiale de la MP. ... 113
6.3.4. Section efficace d'interaction électron-MP ... 113
6.3.5. Pouvoir d'arrêt des électrons et chauffage de la MP ... 114
6.3.6. Emission secondaire des électrons ... 115
6.3.7. Emission thermo-ionique assistée par effet de champ de la MP ... 117
6.3.8. Résumé ... 118
Chapitre 7 : Comportement des microparticules sous haute tension et irradiation électronique : rôle des microparticules dans le claquage sous vide. ... 120
7.1. Trajectoire d'une microparticule de rayon R_{MP}=10.µm ... 120
7.2. Différent scénarii pour la dynamique de la MP ... 123
7.3. Variations de l'émission électronique quand la MP collisionne avec la pointe ... 126
7.3.1. Changement de l'émission par effet de champ quand une MP rentre en collision avec la pointe 126

7.3.2. Chauffage de la pointe après une collision avec la MP 127
7.4. Conclusions 128
Chapitre 8 : Conclusions et perspectives 130
8.1. Conclusions générales 130
8.2. Perspectives 132
Bibliographie 135

Chapitre 1 :
Introduction générale

L'objectif de cette thèse, effectuée au Laboratoire de Physique des Gaz des Plasmas (LPGP) et au Laboratoire Génie électrique et électronique de Paris (GeePS), est d'étudier l'émission électronique haute tension sous vide.

Historiquement, la première méthode d'émettre des électrons fut découverte en 1880 par Thomas Edison en essayant de comprendre le noircissement du verre de ses lampes incandescentes. En 1883, en ajoutant une électrode adjacente au filament, il observa qu'un courant circulait entre les électrodes. La loi décrivant l'émission d'électrons en fonction de la température fut décrite par Richardson en 1903 et ce dernier reçu le prix Nobel de Physique en 1928 « pour ses travaux sur le phénomène thermoïonique et particulièrement pour la loi portant son nom ».

La deuxième méthode d'émission des électrons fut découverte en 1887 par Hertz. Il s'agit de l'effet photo-électrique. Albert Einstein fut le premier à donner une explication physique en 1905 [1]. Sa théorie démontra la quantification de l'énergie de la lumière et proposa l'existence, de ce qu'on appellera plus tard, le travail de sortie, pour expliquer pourquoi les rayons UV causaient l'émission d'électrons alors que la lumière visible ne le permettait pas. Dans les années qui suivirent, avec le développement de la mécanique quantique, de nombreuses théories furent développées. La plus connue est celle proposée par Dubridge [2], qui considére l'effet photo-électrique comme un phénomène de surface. Elle est toujours utilisée abondamment par les expérimentateurs. Il fallut attendre 1964 pour que Spicer et Berglund [3] propose une description volumique du phénomène. Par ailleurs, l'émission électronique peut être causée par l'absorption de plusieurs photons infrarouge, effet découvert avec le développement des lasers de haute énergie [4].

Enfin, une troisième méthode d'émettre des électrons par une cathode froide fut observée pour la première fois en 1897 par Wood [5]. Schottky [6] fut le premier à interpréter ce phénomène en 1923 par un abaissement de la barrière de potentiel à la surface du métal sous l'effet d'un champ électrique. La description complète de l'émission de champ d'une cathode froide a été réalisée en 1928 par Fowler et Nordheim [7] en prenant en compte les électrons émis par effet tunnel. En 1956, Murphy et Good [8] développèrent une théorie de l'émission thermo-ionique assistée par effet de champ couplant l'émission de champ et l'émission thermo-ionique.

L'application historique de l'émission électronique, au début du vingtième siècle, furent les tubes à vide. Ceci fut le début de l'électronique (du vide) avec la construction des diodes, des triodes et par la suite d'autres tubes électroniques (penthodes, etc) qui ont permis la construction des premières radios, télévisions, radars, etc Cependant, après la seconde guerre mondiale, avec l'avènement du premier transistor solide en 1947, les tubes à vide commencèrent à tomber en désuétude dans de nombreuses applications, remplacées par les semi-conducteurs, moins coûteux plus petits et moins chers à fabriquer ouvrant l'ère de la micro-électronique. Les tubes électriques [9] sont toujours utilisés pour les amplificateurs très hautes puissances, ou très hautes fréquence, car pour ce type d'applications, les semi-conducteurs toujours moins performants que le vide, excellent isolateur thermique et permettant un temps de réponse plus court. Les semi-conducteurs solides, quant à eux, sont sensibles à la température (la conductivité électrique y dépend fortement) et leur rendement est moins efficace. D'autre part, la mobilité des porteurs dans un solide est limitée, ce qui limite également les fréquences

de fonctionnement. La Fig.1-1 représente les puissances pour lesquelles les tubes électroniques sont toujours nécessaires. Ils sont notamment utilisés pour les radars ou les sources de puissances des accélérateurs de particules. Les sources d'électrons utilisées pour amplifier ces ondes dans les tubes électroniques sont des émetteurs à effet de champ de taille micrométrique. L'idée de ces sources d'électrons a été proposée par Shoulders [10] du Stanford Research Institute (SRI) en 1961 et les premiers résultats obtenus par Spindt [11], du SRI, pour des pointes pyramidales en molybdène ont été publiés en 1968. Cependant, ces cathodes ont des fréquences de coupure de l'ordre de 10 GHz, ne permettant de monter plus en fréquence. Elles ont donc été remplacées par des nanotubes de carbone, découverts en 1991 par Iijima [12]. Les propriétés géométriques, électriques, mécaniques, chimiques de ces objets en font en effet un matériau remarquable pour l'émission de champ [13-14]. Ils sont de plus extrêmement robustes et les procédés de croissance permettent la fabrication à bas coût (sur de larges surfaces) de cathodes très performantes.

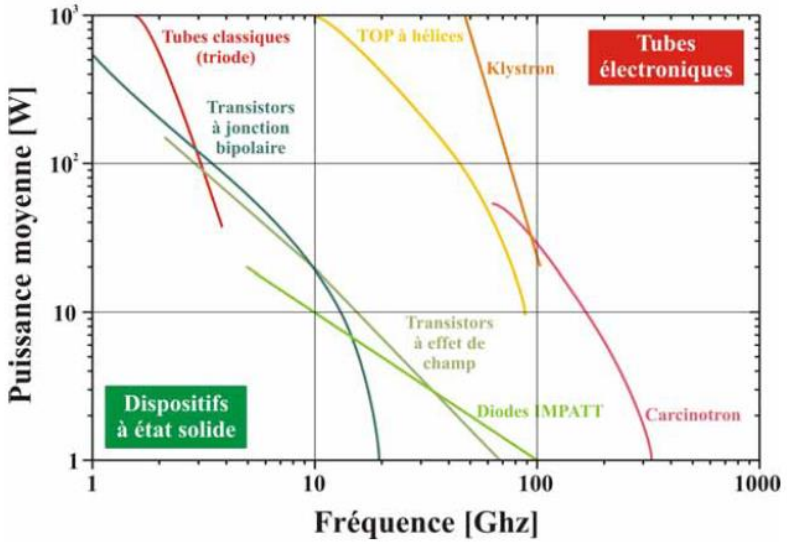

Fig.1-1. Diagramme puissance-fréquence pour les tubes électroniques et les dispositifs à état solide [9]

Les sources d'électrons sont aussi utilisées dans les accélérateurs tels que la radiographie éclair [15], par exemple où l'objectif est d'accélérer des paquets d'électrons de très fortes énergies (de l'ordre du MeV) pour les faire collisionner sur une cible afin de générer des rayons X d'énergie très élevées permettant l'observation des phénomènes physiques en milieu opaques ou l'éclairement d'objets en mouvement ou d'explosifs en fonctionnement. Les sources d'électrons pour ces applications sont aussi des sources à émission de champ car une impulsion nanoseconde de plusieurs kilovolts est appliquée à la cathode. Dans de nombreux autres accélérateurs, des lasers picosecondes ont utilisées pour émettre des électrons d'une cathode, afin de générer des paquets d'électrons plus compacts, monocinétiques et de limiter les aberrations du faisceau d'électrons.

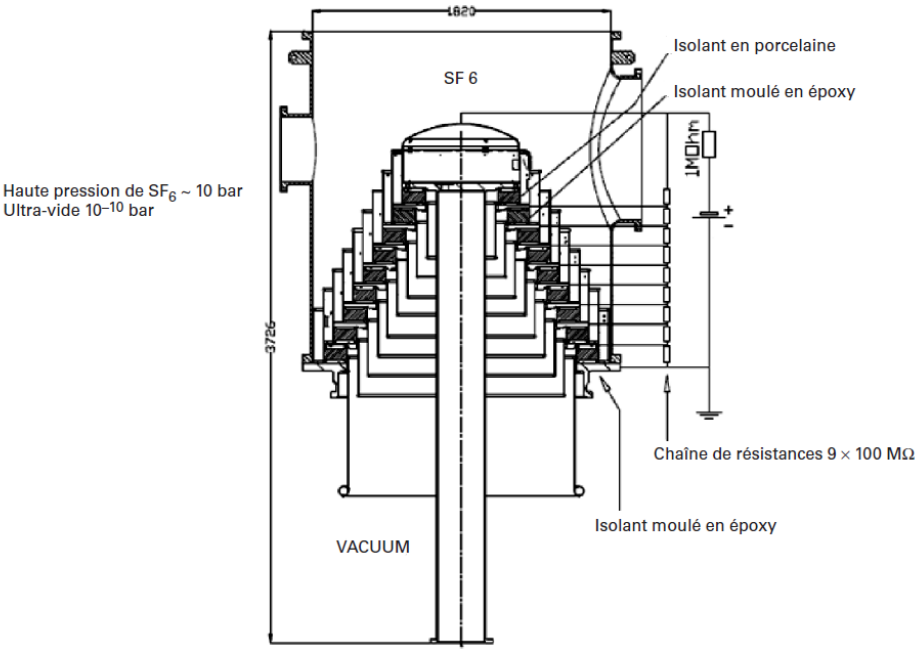

Fig.1-2.*bushing* haute tension (HT ~ 1 MV) supportant la haute pression d'un côté et l'ultra-vide de l'autre d'après [18]

La tenue des hautes tensions sous vide est une autre problématique de l'émission électronique dont dépend le succès des installations soumises à des très hautes tensions, dont par exemple celles liées à la problématique de la fusion telles que ITER (International Thermonuclear Experimental Reactor) en cours de construction à Cadarache (France) ou DEMO (DEMOnstration Power Plant)), à l'avenir. Ces réacteurs ont besoin d'un système de chauffage additionnel du plasma, essentiellement des espèces lourdes composant le plasma. Ainsi, il a été choisi d'injecter au cœur du plasma de fusion deux des faisceaux énergétiques (1 ou 2 MeV) d'isotopes d'hydrogène à l'état neutre [16]. Pour atteindre ces énergies, les neutres sont ionisés puis accélérées à travers plusieurs grilles électrostatiques pour atteindre l'énergie désirée (~MeV) avant d'être neutralisés [17]. Ces accélérateurs très spécifiques fonctionnent sous vide et la différence de potentiel entre les grilles accélératrices est obtenue par l'application d'une tension continue de l'ordre de 1 MV ou plus. Outre l'accélérateur, un autre composant peut poser problème, notamment le système permettant l'alimentation en haute tension, continue, des grilles de l'accélérateur, système appelé *bushing* en anglais, et représenté sur la Fig. 1-2. La haute tension continue (~ 1 MV) est amenée sur les grilles des accélérateurs par une traversée haute tension divisée en deux parties, l'isolation dans la partie extérieure est faite par une surpression de SF_6 (typiquement 10 bars), alors que la partie intérieure est isolée par le vide [18]. Ce système doit donc supporter une différence de pression d'environ dix ordres de grandeur, tout en assurant le transport de la haute tension (~200 kV entre 2 étages) et éviter l'apparition de court-circuits.

En effet, des claquages peuvent survenir entre les grilles ou les étages du *bushing* les endommageant (perte de fonctionnalité), mais surtout mettant hors service le réacteur de fusion. Ces claquages débutent souvent par un phénomène d'émission de champ au niveau des rugosités présentes sur les surfaces des éléments. La rugosité dominante (émettant le plus fort courant) commence à chauffer par effet Joule et le courant émis continue à augmenter car la température devient de plus en plus élevée au sommet de la rugosité. Le courant émis continue ainsi à augmenter ainsi que l'effet Joule provoquant un emballement thermo-émissif provoquant l'évaporation de la pointe. Le gaz formé devant la pointe est ionisé par le courant d'électrons émis entrainant la formation d'un plasma et, sous

certaines conditions, le passage à l'arc. Ces claquages peuvent être aussi générer par des microparticules quand elles collisionnent les électrodes. Pour éviter les claquages, des processus de conditionnement sont réalisés.

Une autre problématique de l'émission électronique concerne les courants de fuite, courant appelé courant d'obscurité, (*Dark current*). Dans le cas du *bushing*, il intervient dans la partie intérieure de la traversée et il est de l'ordre de quelques centaines de mA [19], mesuré expérimentalement. Ce courant d'obscurité limite la tension maximale appliquée et donc des pertes de puissances au détriment de l'accélération.

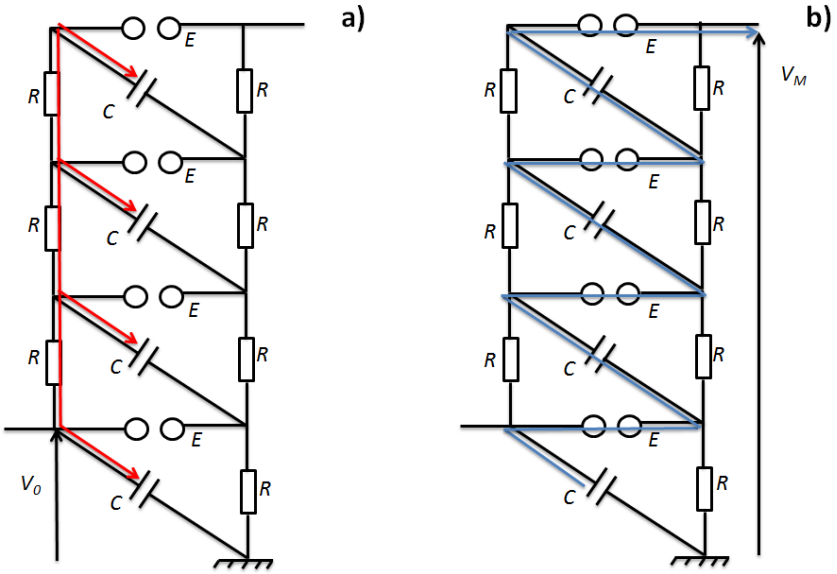

Fig.1-3. Schéma équivalent du générateur de Marx lors de sa phase de charge (a) et décharge (b).

Le claquage sous vide n'est pas toujours nuisible. Il peut servir dans certaines applications telles que les éclateurs sous vide. Ces derniers font partie de circuits *RLC* permettant de commuter des hautes tensions sur des durées inférieures à la nanoseconde. Un schéma classique est le générateur de la Marx, représentée sur la Fig.1-3. *N* condensateurs de capacité C sont chargés en parallèle à une tension V_0. La fermeture des éclateurs *E* en simultanée par un claquage sous vide permet de décharger les *N* condensateurs en série et d'atteindre en sortie une tension égale à $V_M = N \times V_0$ en théorie si on néglige les effets résistifs dans le circuit. On retrouve cette technologie, par exemple, dans les générateurs haute puissances impulsionnelle [15].

L'objectif de ce travail de thèse est d'étudier l'émission électronique, par la modélisation, que ce soit dans le cas d'émetteurs ou de rugosités. Ce travail de thèse est divisé en 7 chapitres :

Après cette introduction générale, le premier chapitre débute par un état de l'art concernant l'émission thermo-ionique assistée par effet de champ pour une surface plane. Un nouveau modèle pour ce type d'émission à la surface d'une pointe 2D-axi-symetrique, développé au cours de cette thèse sera décrit, ainsi que les limites de ce modèle. Les hypothèses sur lesquelles reposent ce modèle ainsi que les limites de celui-ci seront discutées.

Le troisième chapitre décrit les résultats obtenus avec ce modèle proposé. En particulier, l'évolution de l'émission thermo-ionique assistée par effet de champ sera décrite dans un régime à dépendance temporelle, notamment lors de l'application d'impulsions de tension nanoseconde. Cette étude a été

faite pour différentes géométries, différents matériaux et différentes formes d'impulsions. L'effet de la présence, devant l'émetteur, de la charge d'espace due aux électrons émis sera aussi discuté.

Dans le quatrième chapitre, les effets de l'illumination d'une cathode soumise à la haute tension par un laser picoseconde seront décrits. L'effet photo-électrique ainsi que les phénomènes hors équilibre qui peuvent exister à l'échelle de la picoseconde seront discutés. Un modèle décrivant la photo-émission électronique assistée par effet par effet de champ et à haute température est développé.

Le cinquième chapitre présente les résultats du modèle de photo-émission assisté par effet de champ et développé au chapitre précédent pour une cathode plane en tungstène. L'influence de la densité surfacique du rayonnement laser sur l'émission est étudiée permettant dans une dernière partie de drécrire les différents régimes émissifs observables.

Le sixième chapitre revient sur le problème du claquage sous vide causés par les rugosités mais cette fois-ci en présence de microparticules. L'état de l'art concernant les mécanismes d'apparition des claquages sous vide causés par les microparticules est tout d'abord présenté. Puis un nouveau modèle 3D décrivant l'interaction entre une microparticule et les électrons émis par une rugosité présente sur la cathode est proposé.

Le septième chapitre expose les résultats obtenus avec le modèle décrit au chapitre précédent. Les différents régimes de trajectoires de la microparticule suivant les courants émis par la rugosité sont identifiés et décrits ainsi que les interactions entre la rugosité et la microparticule lorsque cette dernière arrive à la cathode.

Le huitième chapitre regroupe la conclusion générale de l'étude rappelant les résultats les plus marquants obtenus au cours de cette thèse ainsi que les perspectives qui s'ouvrent suite à ce travail.

Chapitre 2 :
Théories et Modèles

Le chapitre **Introduction** a permis de présenter les différentes applications où l'émission électronique intervient, voire joue un rôle indispensable. Que ce soit dans l'étude du claquage sous vide ou dans les sources d'électrons par effet de champ, l'émission électronique est un phénomène physique essentiel qui a lieu et devient dominante à la cathode. Dans le cas du claquage sous vide, la première étape de ce mécanisme est l'émission d'électrons au sommet de rugosités présentes sur la surface. Bien souvent celles-ci peuvent être modélisées sous la forme de « pointes » qui sont distribuées de façon plus ou moins aléatoires sur la surface. Dans le cas des sources d'électrons, l'émission des électrons peut se faire au niveau d'émetteurs qui eux aussi peuvent être décrits sous la forme de « pointes » (tels que les nanotubes de carbones). Dans ce dernier cas, ces émetteurs sont distribués de manière ordonnée sur la surface (source d'électrons par effet de champ).

D'une façon générale, il est donc indispensable d'étudier l'émission électronique à la surface de pointes aussi bien pour appréhender les phénomènes de claquage sous vide que pour développer des sources contrôlées d'électrons.

Ce chapitre est consacré à la présentation des différentes théories existantes et utilisées décrivant l'émission électronique ainsi qu'à l'introduction des nouveaux modèles (2D et 3D) développés au cours de ce travail de thèse en vue des deux objectifs poursuivis ; l'étude de l'émission électronique volontaire (émission par effet de champ et photoémission pulsée assistée par effet de champ) et l'étude du claquage sous vide.

Dans la première section de ce chapitre, un rappel bibliographique concernant la modélisation de l'émission électronique d'un métal soumis à un champ électrique intense sera proposé. Le modèle d'émission électronique choisi pour calculer la densité de courant est décrit ensuite. L'objectif de cette section est multiple : outre le fait de proposer quelques rappels concernant la façon de décrire un métal, ses propriétés électroniques, de présenter les différents travaux sur la modélisation de l'émission électronique, une tentative de regard critique a été réalisée sur ces travaux afin de présenter au mieux les hypothèses faites et donc les limitations de notre modèle.

Dans une seconde section, une description du modèle développé pour décrire l'émission électronique à la surface d'une pointe de géométrie simple (axisymétrique) est détaillée. Un tel modèle nécessite la prise en compte des phénomènes thermiques au sein (effet Joule) et en surface (effet Nottingham) de l'électrode. Il s'agit donc de coupler des phénomènes quantiques (émission électronique), électrocinétiques (à l'intérieur de la pointe) et thermiques au sein de la pointe Les différents phénomènes ainsi que leurs imbrications seront ainsi décrits en détail.

Dans une troisième section, on s'intéressera aux limitations de l'émission électronique induite par la présence de la charge d'espace liée aux électrons émis. En effet, la charge d'espace aura plusieurs conséquences : d'une part dans le cas d'un émetteur d'électron, la charge d'espace va limiter la densité de courant émise et d'autre part, dans le cas du claquage sous vide elle va contribuer à « retarder » (en termes de tension de claquage) le claquage.

2.1. Théorie de l'émission électronique sous l'effet du champ et de la température

Dans cette section, nous allons dans un premier temps évoquer le modèle de Sommerfeld, modèle développé pour décrire le comportement des électrons dans un métal. Ce modèle simple est à la base de nombreux modèles d'émission développés depuis. Dans un second temps, la distribution en énergie des électrons dans le métal sera évoquée. La température du métal affectant la distribution énergétique des électrons, cela a pour conséquence de permettre plus facilement l'émission d'électrons confinés dans le métal. Après, l'effet du champ électrique sur la barrière de potentiel à la surface du métal sera décrit et présenté. Ce résultat permettra de déterminer, par la suite, la probabilité de sortie d'un électron du métal sous l'effet du champ électrique. Tous ces éléments permettront d'en déduire un modèle d'émission thermo-ionique sous l'effet du champ électrique, qui sera décrit dans une cinquième sous-section. A partir de là, le calcul de la distribution énergétique des électrons émis permettra de calculer l'énergie de Nottingham, différence d'énergie entre l'énergie moyenne des électrons émis et l'énergie des électrons dans le métal.

2.1.1. Description des électrons dans le métal : modèle de Sommerfeld

La théorie de Sommerfeld [20] permettant de décrire les propriétés des électrons d'un métal est très souvent utilisée par les modèles développés pour décrire l'émission Dans cette théorie, le métal est formé d'un gaz d'électrons qui correspondent à une partie des électrons dans le métal, les électrons conducteurs (présent dans la bande de conduction), et un réseau d'ion. Le reste des électrons sont des électrons de valence et contribuent à la cohésion des atomes voisins. Entre deux collisions, les électrons conducteurs n'interagissent pas entre eux, c'est l'approximation des électrons indépendants. L'interaction des électrons avec les ions est modélisée par un potentiel attractif constant dans le métal : les électrons sont piégés dans ce puit de potentiel. Dans le métal, la fonction d'onde décrivant les électrons dans le métal est obtenue à partir de la solution de l'équation de Schrödinger stationnaire :

$$-\frac{h^2}{2m}\Delta\psi(x,t)+(V-W)\psi(x,t)=0 \qquad (1)$$

V correspond à l'énergie potentielle des électrons dans le métal. W correspond à l'énergie totale de l'électron. Le niveau de référence en énergie est fixé au niveau du vide (Fig.2-1).

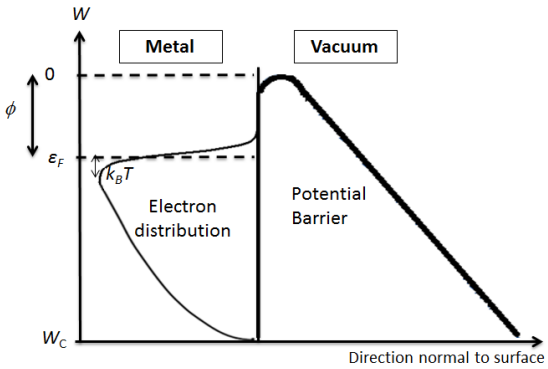

Fig.2-1. Distribution énergétique dans un métal.

Dans un métal, à température nulle, les électrons occupent des niveaux d'énergie allant jusqu'au niveau d'énergie maximal, appelé niveau de Fermi ε_F , suivant le principe de Pauli. Le travail de sortie ϕ est défini comme la différence entre le niveau de Fermi et le niveau du vide. L'énergie en bas de la bande de conduction est égale à W_C. Si le métal est excité thermiquement, les électrons gagnent une énergie suffisante pour occuper des énergies supérieures, au dessus du niveau de Fermi, tout en restant prisonniers du métal. Si ce gain en énergie est supérieur au travail de sortie du métal, les électrons peuvent sortir librement du métal, c'est l'émission thermo-ionique ou la thermo-émission. Une autre manière d'émettre des électrons est d'exciter des électrons dans le métal par des photons à une énergie suffisante : c'est l'émission photo-électrique, décrit par Einstein. Il existe une troisième manière d'émettre des électrons : si le champ électrique est suffisamment intense (>GV/m), la barrière de potentiel est abaissée et amincit et les électrons peuvent quitter le métal par effet tunnel ou en passant au-dessus de la barrière, c'est l'émission de champ. Ces différents types d'émission sont représentés sur la Fig. 2-2.

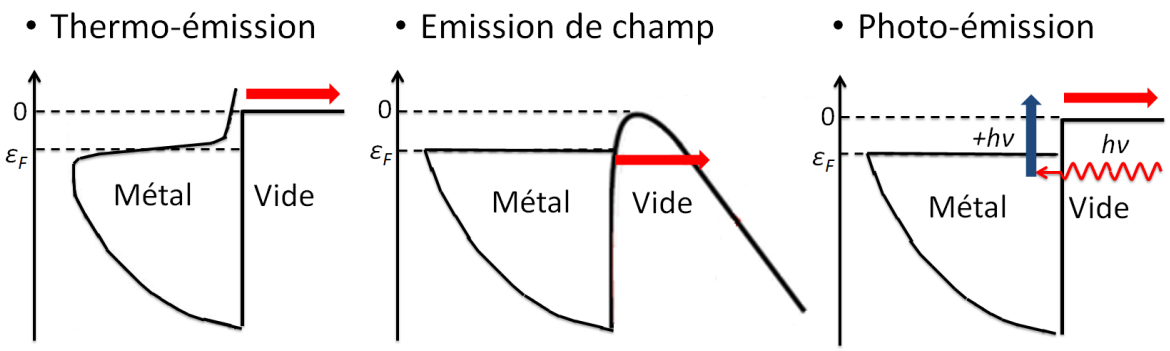

Fig.2-2. Description schématique des différents types d'émissions électroniques

Tab.2-1. Travaux de sortie pour différent métaux

Métal	Travail de sortie (eV)
Cuivre	4.53-5.10
Titane	4.32
Tungstène	4.5
Césium	2.14
Niobium	3.95-4.87

Le tableau 2-1 rappelle le travail de sortie pour différent métaux [21]. Pour un même métal, le travail de sortie peut varier suivant les faces cristallines. Par exemple dans le cas du cuivre, le travail de sortie varie entre 4.53 et 5.10 eV. De manière générale, le travail de sortie varie entre 2.0 et 5.0 eV. Bien sûr, plus le travail de sortie est faible, plus il est facile de faire émettre des électrons d'un métal. Il existe une faible dépendance du travail de sortie en fonction de la température, qui peut être décrite par l'expression issue de Klein et *al.* [22] :

$$\phi(T) = \phi_0 \left[1 - \frac{\pi^2}{12} \left(\frac{k_B T}{\phi_0} \right)^2 \right] \quad (2)$$

Cette dépendance est négligeable. En effet, pour une température de 4000 K, le travail de sortie à cette température diffère de 0.5% par rapport au travail de sortie à température nulle ϕ_0 qui était égal à

4.5.eV. La dépendance de la température est donc négligeable et ne sera pas prise en compte au cours de ce travail.

2.1.2. Distribution énergétique des électrons

Dans un métal, la fonction d'occupation des états électroniques est donnée par la distribution de Fermi-Dirac [20].

$$F_{FD}(W,T) = \frac{1}{1+\exp\left(\frac{W-\varepsilon_F}{k_B T}\right)} \qquad (3)$$

W représentant l'énergie des électrons et s'écrit de la manière suivante :

$$W = m_e\left(\frac{v_x^2+v_y^2+v_z^2}{2}\right)+W_C \qquad (4)$$

Où v_x, v_y, v_z représentent les composantes de la vitesse des électrons. k_B m_e, T représentent respectivement la constante de Boltzmann, la masse d'un électron et la température du métal. La Fig. 2-3 représente cette fonction pour plusieurs valeurs de température : 300, 1000 et 2000 K.

Les trois courbes ont un point d'inflexion autour de 4.3 eV, qui correspond au niveau de Fermi. La température affecte ces courbes en augmentant la population des niveaux d'énergie plus élevée aux dépends des niveaux de plus basses énergies. Autrement dit, la probabilité de peuplement des niveaux d'énergie au-dessus du niveau de Fermi augmente avec la température, favorisant ainsi la sortie des électrons du matériau.

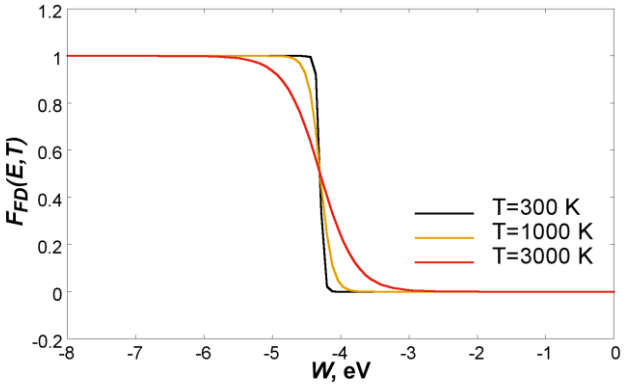

Fig.2-3. Fonction d'occupation des électrons pour plusieurs valeurs de températures de surface du titane (ϕ=4.3 eV).

Dans le cadre de la théorie de Sommerfeld, la densité d'état énergétique disponible (nombre d'états électroniques / atome / eV) N peut être estimée sous la forme suivante :

$$N(W) = \frac{1}{2\pi^2}\left(\frac{2m_e}{\hbar^2}\right)^{\frac{3}{2}}(W-W_c)^{\frac{1}{2}} \qquad (5)$$

La variation de la densité est représentée sur la Fig.2-4.

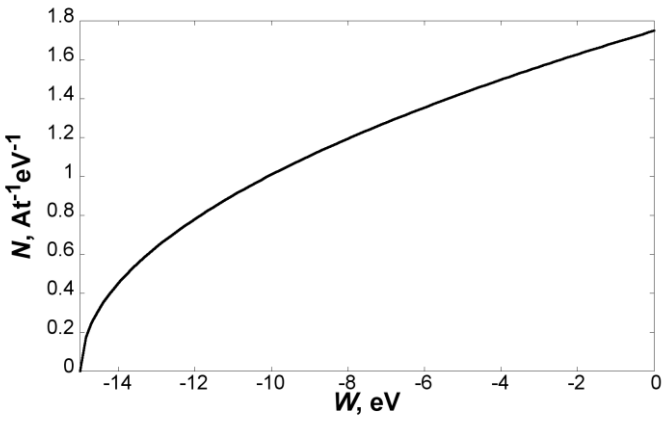

Fig.2-4. Représentation de la densité d'état électronique disponible dans un métal donnée par la théorie de Sommerfeld, équation 5.

Cependant, le calcul de la densité d'état par cette méthode peut s'avérer pour certains métaux être une approximation grossière. A titre d'exemple, la densité d'état électronique disponible pour le tungstène et le cuivre [23] sont respectivement représentées sur la Fig.2-5.

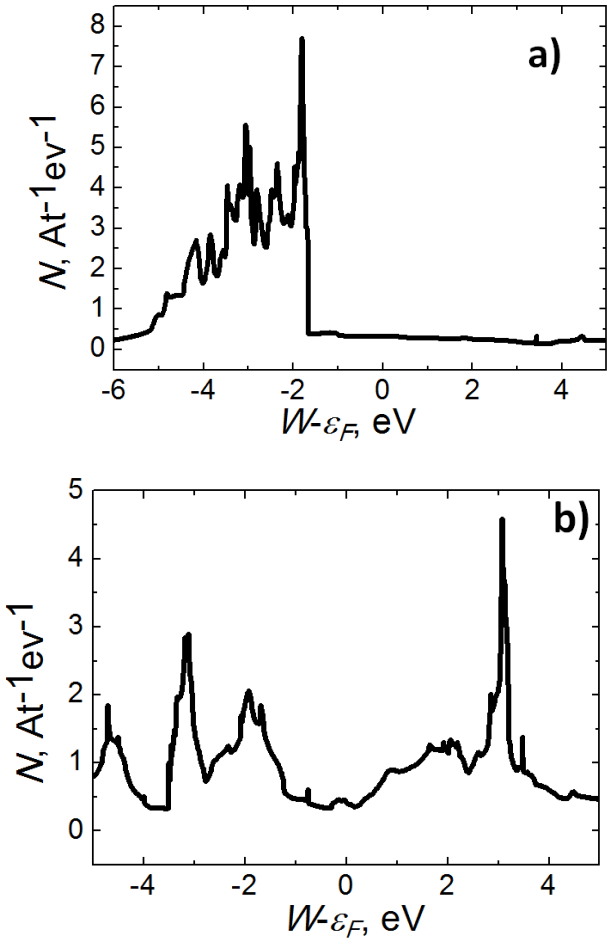

Fig.2-5. Densités d'états électronique du cuivre (a) et du tungstène (b)

Une comparaison de la densité d'état obtenue pour le cuivre en utilisant le modèle de Sommerfeld et la méthode des liaisons fortes [23], représentés sur la Fig. 2-6., montre un bon accord entre les modèles pour des énergies proches du niveau de Fermi. Dans ce cas, le modèle de Sommerfeld convient pour décrire les propriétés électroniques des électrons du métal. Dans le cas du tungstène (Fig.2-5b)), le modèle de Sommerfeld diffère fortement de la densité d'état du tungstène.

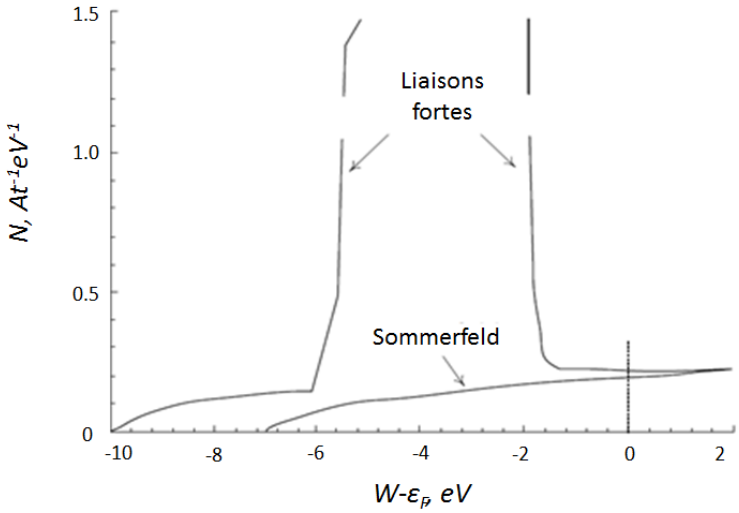

Fig.2-6. Comparaison des modèles (Sommerfeld et liaisons fortes) pour déterminer la densité d'état du cuivre. Les deux modèles convergent pour des énergies W< ε_F-1

2.1.3. Barrière de potentiel dans un métal

Dans le cas d'une surface plane, Fowler et Nordheim [7,24] ont été les premiers à essayer de déterminer la modification de la forme de la barrière de potentiel sous l'action d'un champ électrique. Le calcul du potentiel « vu » par un électron localisé devant la surface peut se faire à l'aide de la méthode des images afin de faire apparaître la surface métallique comme étant une équipotentielle. A ce potentiel ainsi obtenu en absence de champ électrique il faut ajouter le potentiel lié à l'existence d'un champ macroscopique résultant du dispositif expérimental global envisagé.

La variation de la barrière de potentiel *V* suivant la coordonnée normale à la surface du métal *z* s'écrit donc :

$$V(z) = -\frac{q_e^2}{16\pi\varepsilon_0 z} - q_e E z \qquad (6)$$

q_e et ε_0 correspondent respectivement à la charge de l'électron et la permittivité du vide.

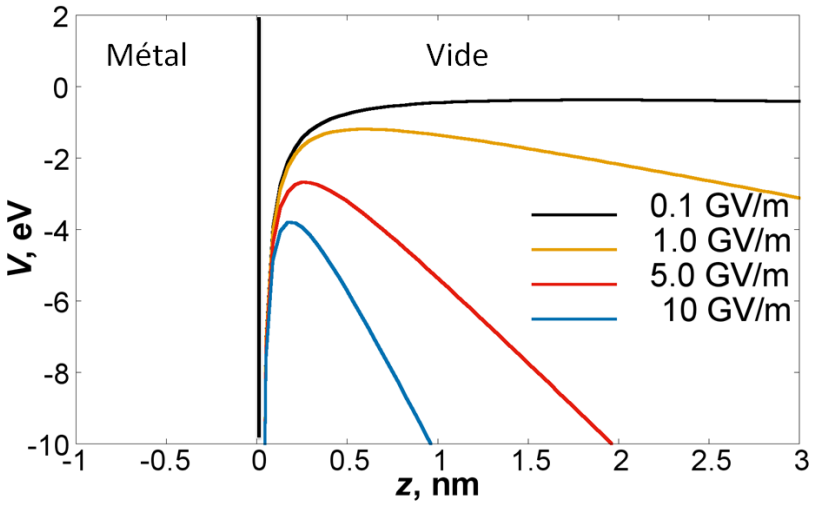

Fig.2-7. Energie potentielle électronique en fonction de la distance à la surface pour différentes valeurs de champs électriques appliqués

La Fig. 2-7 représente l'effet du champ électrique sur la barrière de potentiel. Pour un champ électrique faible (0.1 GV/m), la largeur de la barrière peut être considérée comme infinie, les électrons du métal ne peuvent pas s'échapper du solide par l'effet tunnel. Quand le champ électrique augmente, la hauteur et l'épaisseur de la barrière diminuent. Pour un champ électrique de 10 GV/m, le sommet de la barrière de potentiel s'est abaissée de 4 eV et la largeur de la barrière fait moins de 1 nm.

Dans le cas d'objets nanométriques, tels que les nanotubes de carbone ou des nanoparticules, la surface ne peut plus être considérée comme plane et il est nécessaire de prendre en compte les effets de courbure de surface [25-27]. L'expression de la barrière de potentiel est alors exprimée, en prenant en compte les effets de courbure :

$$V(z) = \frac{-q_e ERs}{(R+z)} - \frac{q_e^{\,2}}{16\pi\varepsilon_0 z}\frac{2R}{2R+z} \qquad (7)$$

R correspond au rayon de courbure de l'objet nanométrique et *E* représente le champ électrique à la surface de l'objet nanométrique. La Fig. 2-8 montre la variation de barrière de potentiel pour un champ électrique *E* à la surface égal à 5 GV/m. L'épaisseur de la barrière augmente lorsque le rayon de courbure diminue mais la hauteur de la barrière ne varie pas beaucoup suivant le rayon de courbure. Les effets de courbures affectent donc la probabilité de sortie des électrons par effet tunnel.

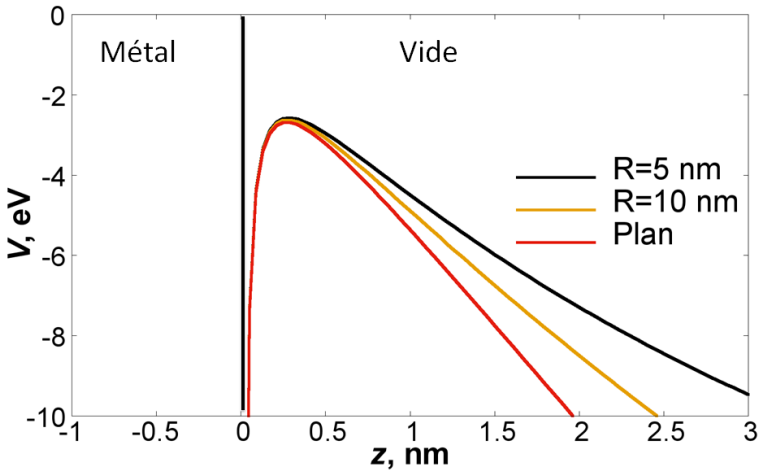

Fig.2-8. Barrière de potentiel pour un champ électrique à la surface de 5 GV/m pour une surface plane et des surfaces courbées respectivement de rayon *R*=5 nm et 10 nm.

D'autres modèles ont été développés, visant à obtenir une forme plus précise de l'énergie potentielle électronique aux abords du métal ont été proposées. Ils utilisent notamment la théorie de la fonctionnelle de la densité (DFT pour Density Functional Theory)[28] en vue de proposer une forme auto-cohérente de l'énergie potentielle. On peut citer les travaux de Lang et *al.* [29] qui ont proposé, en absence de champ un modèle auto-cohérent (Schrödinger-Poisson) ou ceux de Jennings *et al.* [30] qui ont proposé une expression interpolée (et auto-cohérente) de l'énergie potentielle devant la surface. Celle-ci s'exprime de la façon suivante :

$$V(z)=\begin{cases}\dfrac{1}{2(z-z_0)}(1-\exp(\lambda(z-z_0)) & si\ z<z_0\\ \dfrac{-U_0}{A\exp(-B(z-z_0)+1} & si\ z>z_0\end{cases} \qquad (8)$$

A et *B* sont des constantes calculées pour que la fonction soit continue et continument dérivable en z_0. Les valeurs de U_0, λ et z_0 sont des constantes qui dépendent de la nature de l'électrode.

D'autres modèles de ce type ont été développés pour décrire la barrière de potentiel en présence d'un champ électrique [31-34]. Dans la suite du document, nous nous plaçons dans le cas où ces effets nanométriques sont négligeables et nous appliquons la théorie des surfaces planes, valable à des échelles micrométriques.

2.1.4. Calcul de la transparence.

Connaissant la forme de la barrière de potentiel, la probabilité de sortie d'un électron du matériau en fonction de son énergie, appelé aussi transparence ou coefficient de transmission, peut être déterminée. Pour déterminer le coefficient de transmission, il est nécessaire de résoudre l'équation de Schrödinger (équation 1). Nous nous plaçons dans le cas stationnaire pour une surface semi-infinie. Le problème devient donc 1D.

Le domaine (métal et vide) se divise en trois zones :

La zone 0, dans le métal, la fonction d'onde est représentée comme la superposition d'une onde incidente et d'une onde réfléchie.

La zone 2, dans le vide, où la fonction d'onde est représentée comme une onde transmise

La zone 1, « dans la barrière de potentiel », où l'équation de Schrödinger est résolue.

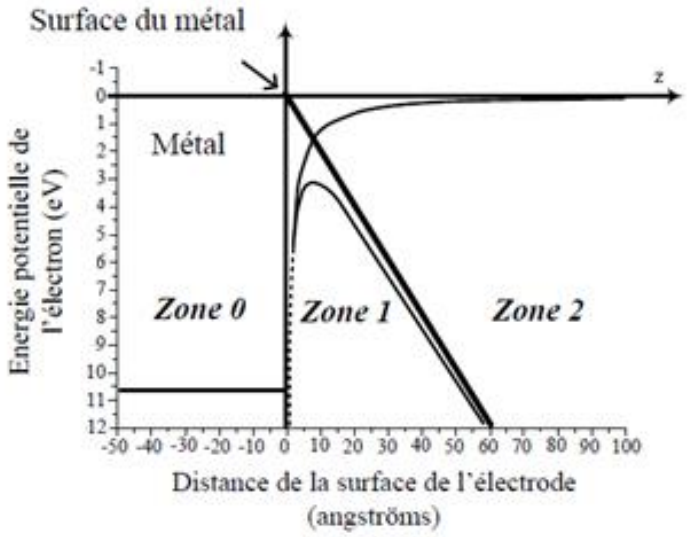

Fig.2-9. Exemple de forme de barrière de potentielle dans le cas classique où la barrière résulte de deux contributions : énergie potentielle liée au champ électrique et potentiel image extraite de [35]

Murphy & Good [8-36] ont utilisé l'approximation Brillouin Kramers Wentzel (BKW) [37] pour déterminer une solution de l'équation de Schrödinger. Dans ce cas, la solution de l'équation différentielle s'écrit sous la forme suivante :

$$\psi(x) = \exp(\frac{i}{\hbar} S(x)) \qquad (9)$$

$\hbar$ représente la constante de Planck. En injectant cette solution dans l'équation de Schrödinger stationnaire, l'équation devient

$$\left(\frac{dS(x)}{dx}\right)^2 - i\hbar \frac{d^2S(x)}{dx^2} + G^2(x) = 0 \qquad (10)$$

avec

$$G^2(x) = \sqrt{V(x) - W} \qquad (11)$$

Quand $\hbar$ tend vers 0, S peut s'écrire sous la forme d'un développement limité :

$$S(x) = \sum_{k=0}^{n} (\frac{\hbar}{i})^k S_1^k(x) \qquad (12)$$

En conservant uniquement le terme d'ordre 0, la fonction d'onde peut s'écrire sous la forme suivante :

$$\psi(x) = \exp\left(\frac{i}{\hbar} S_0(x)\right) = \exp\left(-\frac{1}{\hbar}\int_0^x G(\xi)d\xi\right) \qquad (13)$$

Le facteur de transmission est déterminé comme le rapport du courant de probabilité transmis dans le vide sur le courant de probabilité incident, ce courant de probabilité étant défini de la manière suivante.

$$D(x) = \frac{-i\hbar}{2m}\left(\psi(x)^*\vec{\nabla}\psi(x) - \psi(x)\vec{\nabla}\psi(x)^*\right) \qquad (14)$$

Le facteur de transmission, dépendant du champ électrique et de l'énergie des électrons, s'exprime de la forme suivante en appliquant l'approximation de Kemble [38] :

$$D(W,E) = \begin{cases} 1 & si\, W > -\sqrt{\dfrac{e^3E}{4\pi\varepsilon_0}} \\ \dfrac{1}{1+\exp\left[\dfrac{4\sqrt{2}}{3}(4\pi\varepsilon_0)^{-3/4}\left(\dfrac{m_e^2 q_e^5}{\hbar^4 E}\right)^{1/4} y^{-3/2} v(y)\right]} & si\, W \le -\sqrt{\dfrac{e^3E}{4\pi\varepsilon_0}} \end{cases} \qquad (15)$$

avec

$$y = \frac{1}{|W|}\sqrt{\frac{q_e^3 E}{4\pi\varepsilon_0}} \quad (16)$$

et

$$v(y) = \begin{cases} \sqrt{1+y}\left[L\left(\sqrt{\dfrac{1-y}{1+y}}\right) - y\mathrm{K}\left(\sqrt{\dfrac{1-y}{1+y}}\right)\right] & si\ y \le 1 \\ -\sqrt{\dfrac{y}{2}}\left[-2L\left(\sqrt{\dfrac{y-1}{2y}}\right) - (1+y)\mathrm{K}\left(\sqrt{\dfrac{y-1}{2y}}\right)\right] & si\ y > 1 \end{cases} \qquad (17)$$

K et *L* sont des fonctions elliptiques qui peuvent s'écrire sous la forme :

$$\mathrm{K}(k) = \int_0^{\pi/2} \frac{1}{\sqrt{1-k^2\sin^2(\theta)}}.d\theta \qquad (18)$$

$$L(k) = \int_0^{\pi/2} \sqrt{1-k^2\sin^2(\theta)}.d\theta \qquad (19)$$

Différentes formes analytiques approchées de $v(y)$ ont été proposées. La plus précise est celle proposée par Forbes[39].

$$v(y) = 1 - y^2 + \frac{1}{3}y^2\ln(y) \qquad (20)$$

Dans notre cas, au lieu d'utiliser une forme analytique, les intégrales elliptiques présentes dans l'expression de $v(y)$ de Murphy et Good ont été calculées numériquement [40]. Pour des y supérieures à 0.3, les valeurs de v(y) obtenues numériquement sont plus proches des valeurs tabulées que les valeurs analytiques de Forbes [41]. Pour des y inférieures à 0.3, les valeurs obtenues numériquement s'éloignent des valeurs tabulées. Cependant, les faibles valeurs de y correspondent aux électrons se situant au bas de la bande de conduction et intervenant rarement dans l'émission électronique. Cette erreur pour les faibles valeurs de y est donc négligeable.

Tab.2-2. Comparaison des valeurs de $v(y)$ tabulées, obtenues analytiquement et numériquement

y	$v(y)$ tabulée	$v(y)$ Forbes	$v(y)$ numérique
0.1	0.98168	0.98232	0.98547
0.2	0.93704	0.93854	0.93875
0.3	0.87176	0.87388	0.87281
0.4	0.78876	0.79113	0.78950
0.5	0.68997	0.69224	0.69051
0.6	0.57681	0.57870	0.57722
0.7	0.45041	0.45174	0.45071
0.8	0.31166	0.31240	0.31186
0.9	0.16131	0.16155	0.16141
1	0.00000	0.00000	0.

Le coefficient de transmission pour différents champs électriques est représenté sur la fig.2-10. Pour un faible champ électrique (0.1 GV/m, sur la Fig.2-10 en rouge), seuls les électrons qui sont proches de l'énergie du vide peuvent sortir du métal. Pour des énergies inférieures à -1eV, la probabilité de sortie de l'électron chute et est nulle. Quand le champ électrique augmente, la transparence de la barrière augmente. Pour un champ électrique de 1 GV/m, représentée en noir, la probabilité de sortie des électrons augmentent pour des énergies plus faibles car la barrière de potentiel diminue et s'amincit.

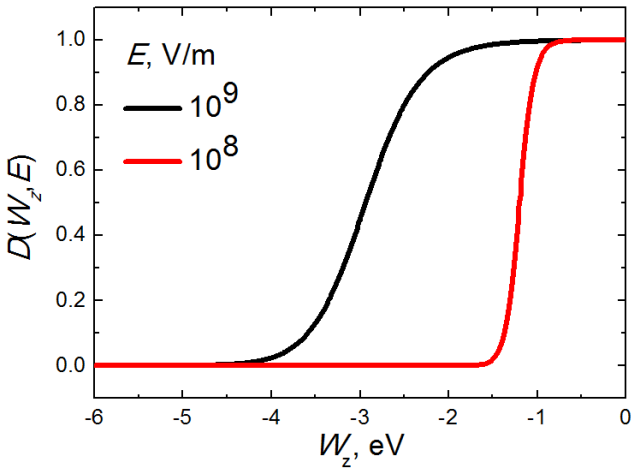

Fig.2-10. Transparence pour différents champs électrique.

D'autres modèles de détermination de la transparence ont été développés. En particulier, Testé *et al.* [35] ont déterminé la transparence en résolvant cette fois-ci, l'équation de Schrödinger 1D stationnaire en utilisant la méthode de Numerov [41] et non plus en utilisant les solutions de l'équation WKB. Une comparaison des deux modèles d'émission sera effectuée dans la section suivante.

Récemment, des calculs de transparence en résolvant l'équation de Schrödinger 3D stationnaire en utilisant l'approximation BKW sur une pointe elliptique ont été réalisés par Kyrtisakis *et al.* [42] et ont montré pour un champ électrique fixé à la surface de la pointe, une diminution de la zone d'émission effective quand le facteur d'aspect (rapport entre la hauteur de la pointe H et le rayon à la base de la pointe R_b) de la pointe elliptique augmentait.

2.1.5. Expression de la densité de courant émise par effet de champ

Connaissant les variations de la distribution énergétique des électrons suivant la température du métal et les variations de la transparence en fonction du champ électrique, une expression de l'émission thermo-ionique assistée par effet de champ peut être déterminée.

La densité de courant émise par le métal peut s'écrire sous la forme :

$$J_e(E,T) = \int_{v_x=0}^{\infty} \int_{v_y=-\infty}^{\infty} \int_{v_z=-\infty}^{\infty} \frac{2q_e m_e^3}{h^3} F_{FD}(v_x, v_y, v_z, T) D(E, \frac{m_e v_z^2}{2}) v_z dv_x dv_y dv_z \qquad (21)$$

h représente la constante de Planck. v_z représente la composante de la vitesse normale à la surface du métal. v_x et v_y représentent les composantes contenues dans le plan. Elle peut s'écrire sous la forme suivante :

$$J_e(E,T) = \int_{v_x=0}^{\infty} q_e \int_{v_y=-\infty}^{\infty} \int_{v_z=-\infty}^{\infty} \frac{2m_e^2}{h^3} \frac{1}{1+\exp\left(\frac{m_e(v_x^2+v_y^2+v_z^2)}{2}\right)\exp\left(\frac{W_C-\varepsilon_F}{k_B T}\right)} D(E, \frac{m_e v_z^2}{2}) v_z dv_x dv_y dv_z \qquad (22)$$

Après intégration des composantes v_x et v_y, l'expression de la densité de courant émise s'écrit :

$$J_e(E,T) = q_e \int_{W_z=W_C}^{\infty} D(E,W_z) k_B T \frac{4\pi m_e}{h^3} \ln\left[1+\exp\left(\frac{\varepsilon_F - W_C - W_z}{k_B T}\right)\right] d(W_z) \qquad (23)$$

avec $W_z = \frac{1}{2} m_e v_z^2$ (24)

L'émission électronique s'écrit de manière générale sous la forme suivante :

$$J_e(E,T) = q_e \int_{W_z=-W_C}^{\infty} N(W_z,T).D(E,W_z).dW_z \qquad (25)$$

$$N(W_z,T) = \frac{4\pi m_e}{h^3} k_B T \ln\left[1+\exp\left(\frac{\varepsilon_F - W_C - W_z}{k_B T}\right)\right] \qquad (26)$$

N(W_z,T) représente le nombre d'électron arrivant à la surface par unité de temps, par unité de surface et par unité d'énergie. Dans la littérature, ce terme porte le nom de *supply function*. La figure 2-11 montre l'influence de la température de surface T sur la *supply function* pour deux températures, 300

et 1000 K. Le nombre d'électrons d'énergie au-dessus du niveau de Fermi (4.3 eV pour le titane) est évidemment plus important quand la température augmente.

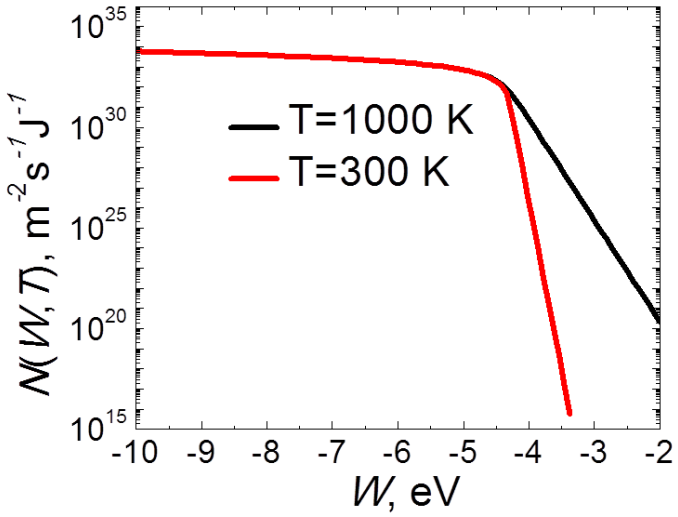

Fig.2-11. *Supply function* en fonction de W pour plusieurs températures dans le cas du titane (ϕ=4.3 eV).

Dans le cas où aucun champ électrique n'est appliqué à la surface du métal, le régime d'émission est un régime de thermo-émission, la probabilité de sortie d'un électron vaut 0 pour les énergies supérieures à 0 et 1 sinon.

La densité de courant qui s'exprime sous la forme suivante :

$$J_e = \frac{4\pi q_e m_e}{h^3} \int_{W_C}^{\infty} k_B T \, dW_z \, \ln\left[1 + \exp\left(\frac{\varepsilon_F - W_C - W_z}{k_B T}\right)\right] \qquad (27)$$

En régime de thermo-émission, la température est élevée. Nous pouvons donc faire un développement limité de l'exponentielle de de l'expression précédente et l'émission électronique thermo-ionique peut s'écrire sous la forme suivante :

$$J_e = \frac{4\pi q_e m_e}{h^3} \int_{W_C}^{\infty} k_B T \exp\left(\frac{\varepsilon_F - W_C - W_z}{k_B T}\right) d(W_z) \qquad (28)$$

Après intégration, nous retrouvons la loi de Richardson-Dushman [43] :

$$J_e = \frac{4\pi q_e m_e}{h^3} k_B^2 T^2 \exp\left(\frac{\varepsilon_F}{k_B T}\right) \qquad (29)$$

En remplaçant le niveau de Fermi par le travail de sortie, celle-ci s'écrit sous la forme :

$$J_e = \frac{4\pi q_e m_e}{h^3} k_B^2 T^2 \exp\left(\frac{-\phi}{k_B T}\right) \qquad (30)$$

En repartant de l'équation 25, on peut appliquer l'approximation Schottky c'est-à-dire la densité de courant d'électrons qui peuvent passer au-dessus de la barrière de potentiel (pas d'électrons qui

sortent par effet tunnel). En considérant cette fois-ci que la transparence est nulle si l'énergie est inférieure au travail de sortie effective ϕ_{eff}. Il s'exprime de la façon suivante.

$$\phi_{eff} = \phi - \sqrt{\frac{e^3 E}{4\pi\varepsilon_0}} \qquad (31)$$

En effectuant les mêmes hypothèses dans le cas de la thermo-émission pure, la densité de courant s'exprime de la manière suivante :

$$J_e = \frac{4\pi m_e}{h^3} k_B^2 T^2 \exp\left(-\frac{\phi_{eff}}{k_B T}\right) \qquad (32)$$

Cette expression de la densité de courant est la forme bien connue de l'émission Schottky.

De manière générale, l'équation 25 a été intégrée et une forme approximée peut s'écrire sous la forme [8]:

$$J_e = \frac{1.54\times10^{-6} E^2}{\phi t(y)^2} f(T) \exp\left(-\frac{6.83\times10^9 \phi^{\frac{3}{2}}}{E} v(y)\right) \qquad (33)$$

Les expressions $v(y)$ et $t(y)$ sont des fonctions elliptiques. Les formes analytiques les plus proches des valeurs tabulées sont celles proposées par Forbes [39]. $v(y)$ avait été défini dans la sous-section précédente sur le calcul de la transparence (équation 20). La fonction t(y) s'écrit :

$$t(y) = 1 + \frac{1}{9}(y^2 - y^2 \ln(y)) \qquad (34)$$

L'expression de la densité de courant émise dépend aussi de la température sous la forme d'une fonction qui peut s'écrire :

$$f(T) = \frac{1}{\sin c\left(\frac{\pi k_B T \phi t(y)^{0.5}}{9.76\times10^{-11} E}\right)} \qquad (35)$$

Pour que cette fonction soit valable, il faut que le terme à l'intérieur du sinus cardinal soit inférieur à π.

Dans la suite de ce document, les résultats présentés concernant la densité de courant thermo-ionique assistée par effet de champ sont obtenus en intégrant numériquement l'équation 25.

2.1.6. Effet du champ électrique et de la température sur la densité de courant émise

A titre d'exemple, la Fig. 2-12 représente les variations de la densité de courant électronique en fonction de la température et du champ électrique respectivement pour le titane qui a un travail de sortie égal à 4.3. (fig.2-12.a) et le tungstène qui a un travail de sortie égal à 4.5 (fig.2-12.b). Les densités de courant électroniques sont représentées jusqu'aux températures de fusion de ces deux matériaux (1930 K pour le titane et 3700 K pour le tungstène). Ces variations sont fortement non-linéaires. Par exemple, Dans le cas du titane, pour un champ électrique égal à 1×10^9 V/m, la densité de

courant varie de huit ordres de grandeurs entre 1000 K et 1930 K. Cette densité de courant varie, pour une température fixée, fortement avec le champ électrique : pour une température égale à 1000 K, la densité de courant varie de quinze ordres de grandeurs entre $1x10^9$ V/m et $1x10^{10}$ V/m. Dans le cas du tungstène, il est possible d'atteindre des températures plus élevées car la température de fusion est plus élevée. Les variations de densité de courant sont donc encore plus importantes : pour un champ électrique de $1x10^9$ V/m, entre 1000 K et 3700 K, la densité de courant varie de 12 ordres de grandeurs.

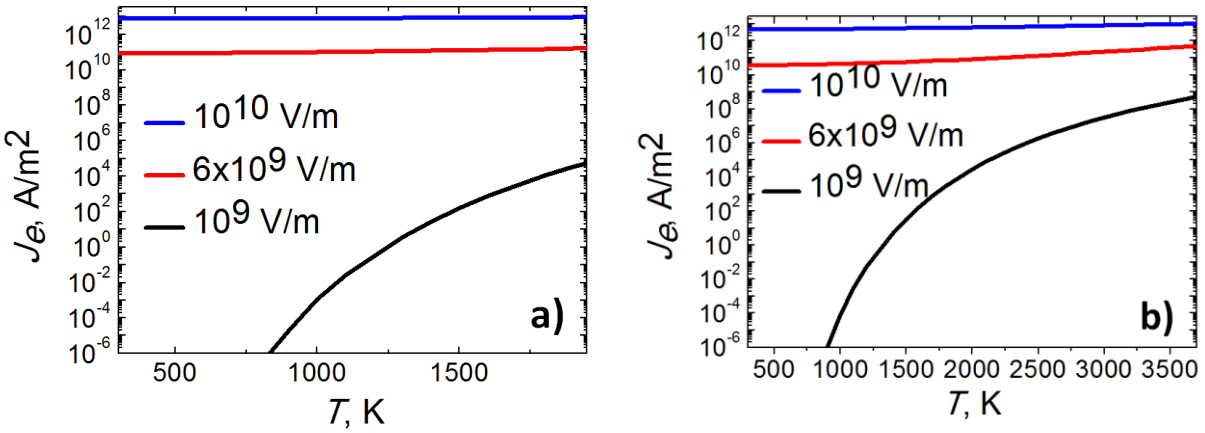

Fig. 2-12. Variation de la densité de courant électronique en fonction de la température pour différentes valeurs du champ électrique d'après la théorie de Murphy and Good.a) électrode en titane, b) électrode en tungstène.

La Fig. 2-13 représente les régions d'émission de champ et d'émission thermo-ionique dans le plan du champ électrique E et de la température de surface T dans le cas du titane et du tungstène. Ces différents régimes peuvent être déduits à partir de l'équation 25. Pour de faibles champs électriques, les changements de nature de l'émission électronique s'effectuent pour des températures faibles. Dans le cas du titane (Fig.2-13.a), pour un champ électrique de $4x10^8$ V/m, le régime d'émission électronique est un régime d'émission de champ pour des températures inférieures à 200 K. Pour une température comprise entre 200 K et 750 K, l'émission électronique est mixte : l'émission est une émission thermo-ionique assistée par le champ électrique. Pour des températures supérieures à 750 K, le régime d'émission est purement thermo-ionique. Pour des champs électriques qui augmentent jusqu'à $6x10^9$ V/m, la température à la surface du métal nécessaire pour passer de la zone d'émission de champ pure à la zone d'émission mixte augmente car l'épaisseur de la barrière de potentiel décroit quand le champ électrique augmente, permettant aux électrons de sortir par effet tunnel. Au-delà d'un champ électrique de $6x10^9$ V/m pour le titane, la situation inverse est observée : la température nécessaire pour passer du régime de champ pur au régime d'émission mixte diminue avec le champ électrique car la hauteur de la barrière de potentiel diminue avec le champ électrique permettant l'émission Schottky. De plus, cette chute de température entre ces deux régimes est plus importante pour le titane que pour le tungstène (Fig.2-13.b) car le travail de sortie du titane (4.3 eV) est plus faible que le travail de sortie du tungstène (4.5 eV) favorisant ainsi l'émission Schottky dans le cas du titane. Pour des champs électriques supérieures à 1.5 $x10^9$ V/m, il devient impossible pour le titane d'atteindre le régime thermo-ionique car la température nécessaire pour atteindre ce régime est supérieure à la température de fusion. Dans le cas du tungstène, le régime d'émission thermo-ionique peut être atteint pour des champs électriques inférieurs à 2 $x10^9$ V/m.

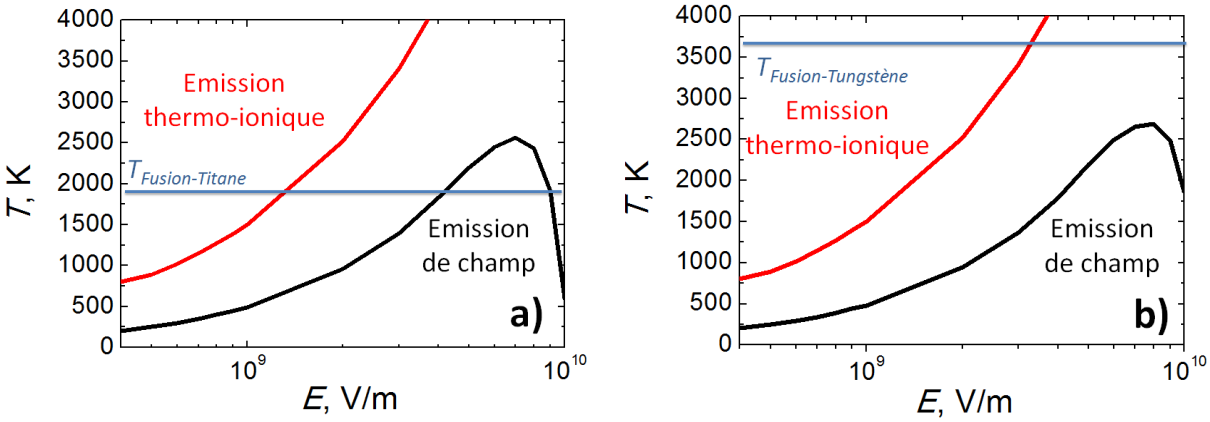

Fig. 2-13. Limites des régions dominées soit par l'émission de champ, soit par l'émission thermoélectronique en fonction du champ électrique microscopique et de la température de surface du matériau cathodique.
a) électrode en titane, b) électrode en tungstène

2.1.7. Energie de Nottingham

L'émission électronique produit, à la surface du métal émetteur, un effet thermique appelé effet de Nottingham [44-45] qui dépend, lui aussi, du champ électrique, du matériau d'électrode et de la température. Il est causé par la différence entre l'énergie moyenne des électrons émis et l'énergie moyenne des électrons dans le métal. Cette différence d'énergie correspond à l'énergie de Nottingham, W_N et s'exprime donc de la manière suivante :

$$W_N(T,E) = \langle E_n \rangle_{émis} - \langle E_n \rangle \qquad (36)$$

L'énergie moyenne des électrons $\langle E_n \rangle$ correspond au niveau de Fermi.

L'énergie moyenne des électrons émis s'exprime de la manière suivante :

$$\langle E_n \rangle_{emis} = \frac{\int_{v_x=0}^{\infty}\int_{v_y=-\infty}^{\infty}\int_{v_z=-\infty}^{\infty} \frac{2q_e m_e^3}{h^3}\left(m_e\left(\frac{v_x^2+v_y^2+v_z^2}{2}\right)+W\right)_C F_{FD}(v_x,v_y,v_z,T)\, D\left(E,\frac{m_e v_z^2}{2}\right) v_z\, dv_x\, dv_y\, dv_z}{J_e(E,T)} \qquad (37)$$

On peut en déduire la densité de puissance associée à l'effet de Nottingham.

$$\varphi_N = -j_e \frac{W_N}{q_e} \qquad (38)$$

L'énergie de Nottingham peut être positive ou négative selon le champ électrique. Dans le cas d'un faible champ électrique, quelle que soit la température, l'énergie moyenne des électrons émis est supérieure à l'énergie moyenne des électrons dans le métal. L'émission refroidit la surface car l'électron sort avec une énergie supérieure à celle qu'il avait dans le métal (Fig.2-14.a). Dans le cas d'un champ fort, pour des températures assez faibles, l'énergie moyenne des électrons émis est inférieure à l'énergie moyenne des électrons dans le métal. Dans ce cas, l'émission chauffe la surface car l'électron quittant le métal a cette fois-ci une énergie inférieure à celle qu'il avait dans le métal (Fig.2-14.b).

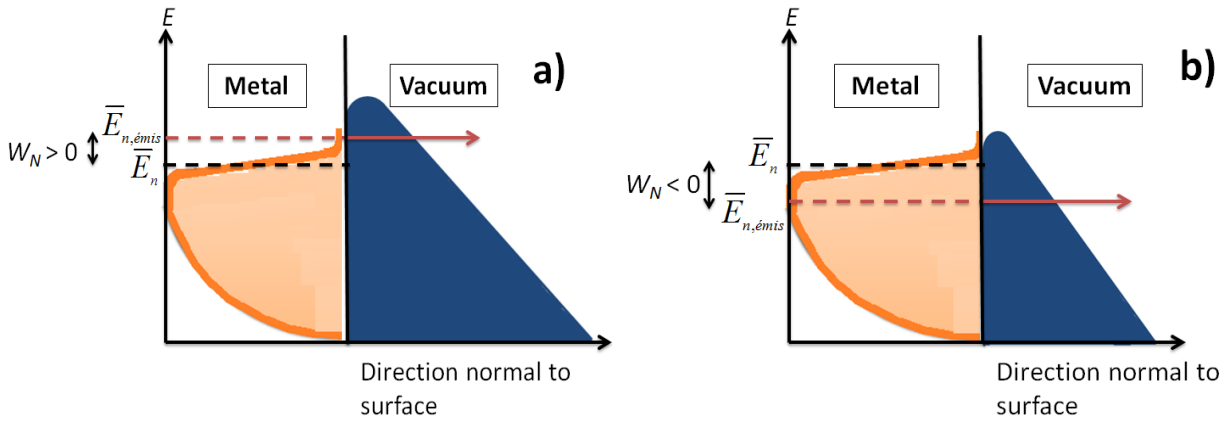

Fig.2-14. Effet Nottingham pour un champ électrique faible (a) et fort (b)

Les variations de l'énergie de Nottingham, suivant la température et le champ électrique, représentées sur la Fig. 2-15 dans le cas du titane, montre que plus le champ électrique est fort, plus la dynamique de l'évolution de l'énergie de Nottingham devient faible et plus le point W_N=0 se décale vers les hautes températures. Le point W_N =0 définit la température d'inversion, c'est-à-dire la température critique qui correspond à un changement de régime (ou de signe) dans l'effet de Nottingham.

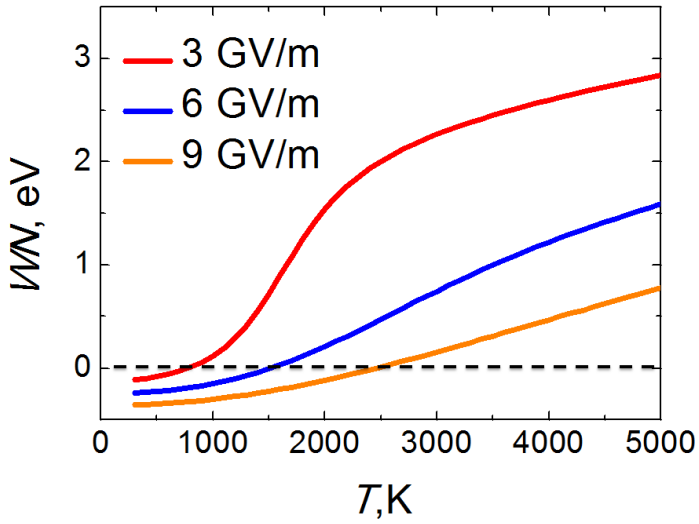

Fig.2-15. Variations de l'énergie de Nottingham pour différents champs électriques et températures dans le cas du titane.

Une forme analytique approchée de la température d'inversion peut être déterminée en recherchant le zéro de l'équation 25. Mais il existe plusieurs expressions qui permettent d'estimer cette grandeur par ailleurs. Nous en avons relevé trois : celles de Levine [46], Latham [47] et Mesyats [48]. Elles sont définies comme suit :

- Selon Levine [46] :

$$T_{inv}(K) = \frac{q_e \hbar E_{(V/m)}}{4k_B\sqrt{2m_e\phi_{(J)}}} \approx \frac{5.661\times10^{-7} E_{(V/m)}}{\sqrt{\phi_{(eV)}}} \qquad (39)\ ;$$

- Selon Latham [47] :

$$T_{inv}(K) = \frac{5.4\times10^{-7} E_{(V/m)}}{\theta(y)\sqrt{\phi_{(eV)}}} \qquad (40)$$

où on retrouve la fonction θ(y) (qui correspond à la dérivée de la fonction v(y)), telle que :

$$\theta(y) \approx 0.956 - 1.06y^2 \quad \text{avec} \quad y = 3.795\times10^{-5}\frac{\sqrt{E_{(V/m)}}}{\phi_{(eV)}} \qquad (41)\ ;$$

- Selon Mesyats [48] :

$$T_{inv}(K) = \frac{5.32\times10^{-7} E_{(V/m)}}{\sqrt{\phi_{(eV)}}} \qquad (42)$$

La figure 2-16 montre une comparaison entre ces trois approximations et l'expression analytique déduite de la théorie de Murphy and Good pour le titane. Les trois approximations donnent des valeurs similaires, l'expression de Mesyats étant plus précise. Pour le titane, ces estimations sont en bon accord avec la théorie, exceptées pour les champs électriques forts lorsque la température d'inversion approche la valeur de la température de fusion.

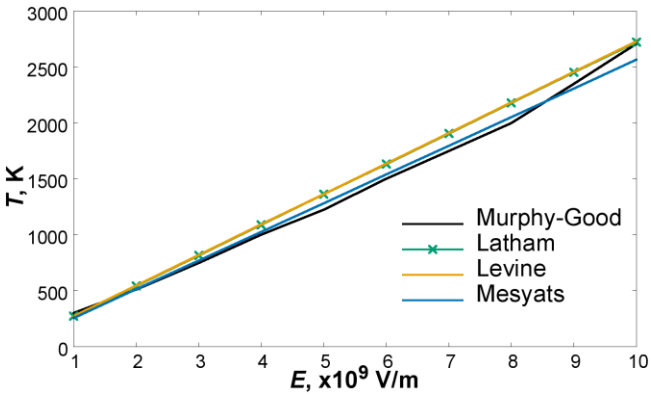

Fig. 2-16. Evolutions de la température d'inversion de l'effet Nottingham en fonction du champ électrique. Comparaison entre la théorie de Murphy and Good [8] et les approximations de Levine [46], Latham [47] et Mesyats [48], dans le cas d'une électrode en titane.

À ce stade de l'étude, une première conclusion peut être faite. Dans cette première section, le phénomène d'émission thermo-ionique assisté par effet de champ a été introduit. Le modèle d'émission électronique choisi pour décrire l'émission électronique est le modèle de Murphy et Good. Ce modèle est basé sur la modèle de Sommerfeld qui décrit le comportement des électrons dans un métal. La transparence à la surface du métal est déterminée à partir de solution 1D de l'équation de

Schrödinger en appliquant l'hypothèse BKW. Les premiers résultats montrent que l'émission électronique à la surface du métal varie non linéairement en fonction du champ électrique et de la température. Des variations de plusieurs ordres de grandeurs ont pu être observées. Cependant, ce modèle pour décrire l'émission comporte quelques limites : la limite la plus importante est l'expression de la densité d'état dans le modèle d'émission considéré. Cette densité d'état qui est déterminée par la théorie de Sommerfeld est valable pour certains métaux tels que le cuivre, peut être très différente de la densité réelle de certains métaux tel que le tungstène. L'expression obtenue avec la théorie de Sommerfeld permet néanmoins d'estimer l'émission électronique. La seconde limite est la forme de la barrière sous l'effet du champ électrique. Dans le cas du modèle de Murphy et Good, la forme de la barrière est déterminée pour une surface plane alors que dans le cas d'émetteur nanométrique, la courbure de la surface peut influencer la forme de la barrière de potentiel. Dans la suite, l'émetteur sera de taille micrométrique.

2.2. Modélisation de l'émission électronique d'une pointe

Le modèle d'émission électronique que nous avons utilisé représente un des outils pour l'étape suivante de notre travail dont l'objectif est la modélisation de l'émission d'une rugosité (qui aura la forme d'une pointe axisymétrique). Considérons maintenant le cas de deux électrodes planes sur lesquelles nous appliquons une différence de potentiel. Un champ géométrique uniforme à l'échelle des électrodes est créé par cette différence de potentiel. Localement, des rugosités présentes sur la surface de l'électrode induisent un renforcement du champ électrique par un effet de pointe. Du fait du courant circulant dans la pointe, l'effet Joule va chauffer cette dernière entraînant une augmentation de la température de celle-ci et augmentant donc l'intensité du courant électronique émis (Fig. 1-17). En surface, l'effet Nottingham va lui aussi avoir une influence sur la densité d'électrons émis. Ainsi, pour décrire correctement l'évolution du courant émis par une pointe, il est nécessaire de développer un modèle qui décrit divers phénomènes couplés : émission électronique, transfert de chaleur distribution du courant au sein de la pointe (problème électrocinétique). Pour des raisons de simplification de modélisation, nous prendrons le cas d'une rugosité de forme axisymétrique.

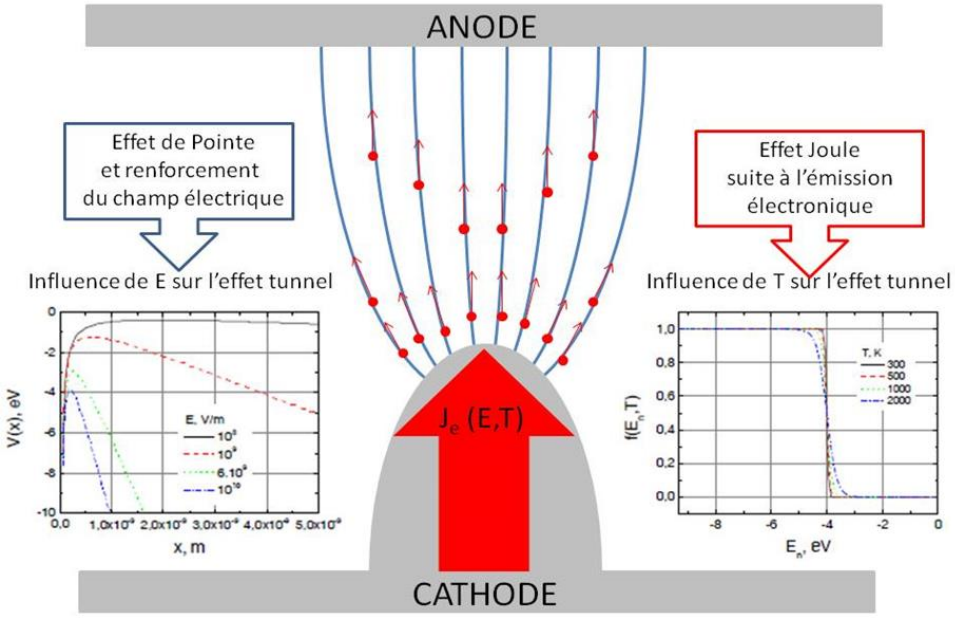

Fig. 2-17. Emission électronique à la surface d'une pointe

Dans la section suivante nous allons donc décrire en détail le modèle que nous avons élaboré pour décrire l'émission électronique d'une pointe

Après un rapide rappel des travaux proposés dans la littérature, nous présenterons les différents phénomènes à prendre en compte et les équations qui les traduisent. La géométrie du domaine modélisée sera présentée ainsi que les conditions aux limites relatives aux différents phénomènes considérés. La seconde sous-section sera dédiée au choix du maillage et à son influence sur les résultats concernant dans les zones sensibles, à savoir la distribution du champ électrique devant la pointe et la distribution de température au sommet de la pointe

Dans les trois sous-sections suivantes, quelques résultats généraux seront exposés. La sous-section 2.2.3. concerne le calcul du renforcement du champ en bout de pointe : des comparaisons seront effectuées entre notre modèle et les résultats proposés dans la littérature. La sous-section 2.2.4. présente quelques résultats quand le régime permanent est atteint en DC. La sous-section 2.2.5. concerne le calcul de l'effet Nottingham. La dernière sous-section compare l'émission électronique à la surface de la pointe pour deux modèles d'émission électronique.

2.2.1. Modèle multi-physique

Pour décrire l'émission thermo-ionique assistée par effet de champ, il est nécessaire de déterminer le champ électrique et la température à la surface de la pointe. Le chauffage d'une pointe a été décrit pour la première fois par Dolan *et. al.* [49] qui ont proposé un modèle 1D analytique stationnaire. Dans ce modèle, l'effet de Nottingham est négligé. Après, de nombreux modèles ont été développés. Levine [46] fut le premier à proposer un modèle analytique 1D stationnaire en prenant en compte l'effet de Nottingham. D'autres modèles ont été développés par la suite en régime stationnaire et en régime non-stationnaire. En régime stationnaire, Caillault *et al.*[50] et Minea [51] ont développé un modèle 1D ½ qui décrit l'émission électronique d'une pointe. D'un point de vue thermique, il est supposé que la pointe se comporte comme une « ailette » : pour des pointes à fort facteurs d'aspects (de hauteur suffisamment grande par rapport au rayon le pointe), le flux radial de la chaleur est alors négligeable devant le flux suivant la hauteur (direction z). Les pointes considérées étant 2D–axisymétrique, ils pouvaient transformer un problème typiquement 2D en un problème 1D en considérant que les coordonnées radiales pouvaient s'exprimer une fonction de la position en z. En régime non-stationnaire Litvinov *et al.* [52] ont développé un modèle analytique 1D. Rossetti *et al.* a développé un modèle numérique 1D [53] et Keser *et al.* [54] un modèle 2D.

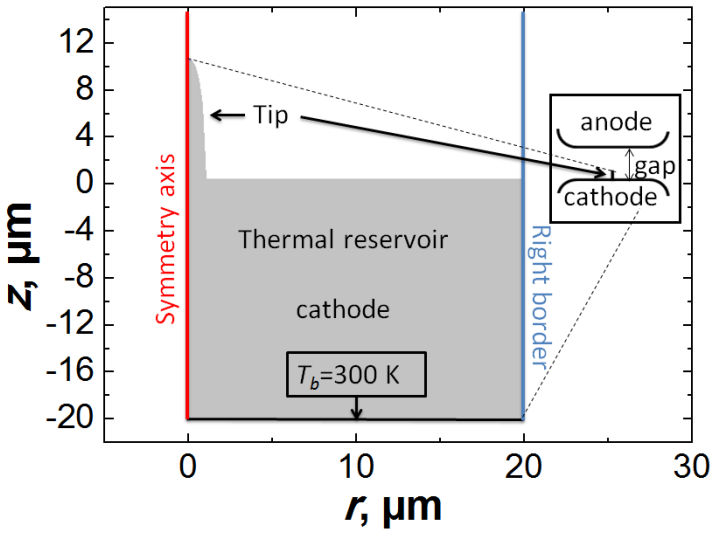

Fig.2-18. Représentation d'une pointe 2D axisymétrique et de l'électrode sur laquelle elle se trouve et qui constitue un réservoir thermique. L'image insérée représente la pointe et l'espace inter-électrodes. La figure n'est pas à l'échelle)

A partir d'une tension que nous avons fixée à la surface d'une cathode qui comprend une rugosité (qui a la forme d'une pointe axisymétrique), le modèle que nous avons développé décrit l'évolution de la distribution de champ électrique dans l'espace inter-électrodes, la distribution de température dans la pointe et par conséquent, il est possible d'en déduire l'émission électronique à la surface de la pointe. Notre modèle [55] est 2D axisymétrique. Notre pointe est posée sur un cylindre (de taille infiniment plus grande que la pointe, voir Fig.2-18). Elle est de taille micrométrique et est infiniment petite comparée à la distance inter-électrodes qui est millimétrique. Dans la suite, nous présentons les différentes équations utilisées pour décrire l'émission électronique d'une pointe. Elles couvrent différents domaines tels que l'électrostatique, la thermique, l'électrocinétique et la physique quantique. Dans les prochains paragraphes, les différentes modélisations mathématiques vont être présentées avec un découpage par domaine physique.

i. Electrostatique

Dans l'espace inter-électrodes, la distribution de potentiel V_{out} peut être calculée à l'aide de l'équation de Laplace, quand la charge volumique créée par le courant émis est négligée. Elle s'écrit de la manière suivante :

$$\Delta V_{out}(r,z) = 0 \qquad (43)$$

Le champ électrique dans l'espace inter-électrodes $\vec{E}_{out}$ dérive de ce potentiel V_{out} :

$$\vec{E}_{out}(r,z) = -\vec{\nabla} V_{out}(r,z) \qquad (44)$$

Le potentiel à la surface de chaque électrode étant connue, les conditions limites à la surface des électrodes s'écrivent respectivement :

$V_{cathode} = 0$ (45)

$V_{anode}=V_{app}$ (46)

Où V_{app} est la tension appliquée.

Le modèle étant 2D-axisymétrique, il y a une condition de symétrie au niveau de l'axe de symétrie sur la composante radiale du champ électrique $E_{out,r}$.

$$E_{out,r}\Big|_{axis} = 0 \qquad (47)$$

Loin de la pointe le champ électrique est uniforme et dirigé selon la direction Oz. Il y a donc la condition suivante sur la composante radiale du champ électrique.

$$E_{out,r}\Big|_{right.border} = 0 \qquad (48)$$

ii. Transfert thermique dans la pointe

À l'intérieur de la cathode on a à résoudre l'équation classique de la chaleur :

$$\rho(T)c(T)\frac{\partial T(r,z)}{\partial t} - \vec{\nabla}.(\lambda(T)\vec{\nabla}T(r,z)) = \frac{j_e^2(r,z)}{\sigma_c(T)} \qquad (49)$$

où T représente la température, ρ est la densité massique, c la chaleur spécifique, J_e la densité de courant dans la pointe émise, λ est la conductivité thermique et σ_c est la conductivité électrique.

On fait l'hypothèse que loin de la pointe, au bas du réservoir, il n'y a pas de chauffage et la température T_b reste constante.

$T_b=300$ K (50)

La surface de la pointe est chauffée ou refroidi par l'effet Nottingham, suivant le champ électrique et la température à la surface du métal à cet endroit. Le flux radiatif est négligeable même dans le cas de matériaux réfractaires tels que le tungstène. Ceci a été vérifié en faisant deux calculs, avec et sans le terme radiatif. L'erreur sur la carte des températures est bien inférieure à 1°C pour tous les cas et les matériaux testés. Nous avons donc :

$$-\lambda(T)\vec{\nabla}T.\vec{n}_{surface} = \varphi_N \qquad (51)$$

le flux de chaleur correspond au flux de Nottingham $\varphi_N = \dfrac{J_{e,surface}(\|\vec{E}\|,T,\phi)}{-e}W_N(\|\vec{E}\|,T,\phi)$ (52)

Compte tenu du caractère axisymétrique de la géométrie, il y a une condition de symétrie au niveau de l'axe de symétrie pour la température.

$$\left.\frac{\partial T}{\partial r}\right|_{axis} = 0 \qquad (53)$$

Quand on s'éloigne de la pointe, sur le bord latéral de la cathode, le problème devient 1D et la température ne varie que suivant *z*. Nous avons donc :

$$\left.\frac{\partial T}{\partial r}\right|_{right\text{-}border} = 0 \quad (54)$$

iii. Electrocinétique

Pour connaître la distribution de température dans la pointe, on doit déterminer la densité de courant $j_e(r,z)$ de celle-ci. Pour cela, il est nécessaire de prendre en compte la conservation du courant (en supposant qu'il n'y a pas de sources ou de pertes de charge le long de la pointe).

$$\vec{\nabla}.\vec{j}_e(r,z) = 0 \qquad (55)$$

Il est nécessaire aussi de prendre en compte la loi d'Ohm.

$$\vec{j}_e(r,z) = (\sigma(T) + \varepsilon_0 \frac{\partial}{\partial t})\vec{E}_{in}(r,z) \qquad (56)$$

En combinant ces deux équations 55 et 56, nous obtenons:

$$\vec{\nabla}.(\sigma(T) + \varepsilon_0 \frac{\partial}{\partial t})\vec{\nabla} V_{in}(r,z) = 0 \qquad (57)$$

Le potentiel loin de la pointe, au bas du réservoir, est fixé égal à celui de la cathode.

$$V_{in,bottom} = V_{cathode} \qquad (58)$$

le courant normal à la surface de la pointe est égal au courant émis et la condition limite s'écrit de la façon suivante :

$$\vec{\nabla} V_{in} \cdot \vec{n}_{surface} = \frac{\vec{j}_{e,surface}(\|\vec{E}\|, T)}{\sigma(T)} \cdot \vec{n}_{surface} \qquad (59)$$

Compte tenu du caractère axisymétrique de la géométrie, il y a une condition de symétrie au niveau de l'axe de symétrie pour la potentiel.

$$\left.\frac{\partial V_{in}}{\partial r}\right|_{axis} = 0 \qquad (60)$$

De plus, aucun courant ne sort de la cathode par le bord latéral.

$$\left.\frac{\partial V_{in}}{\partial r}\right|_{right\text{-}border} = 0 \qquad (61)$$

Quelques remarques importantes :

- On considère, dans ce modèle que lorsque la température de fusion du matériau est atteinte pour une certaine tension anode-cathode, cette dernière correspond à la tension de claquage dans la pointe. Pour des tensions supérieures, nous considérons que l'emballement thermo-émissif s'enclenche et qu'il est impossible d'avoir une solution stationnaire au système d'équation décrit précédemment.

- Au cours de nos calculs nous avons été amené à réaliser des calculs aves des pulses de tension de quelques nanosecondes (3 ns). Il s'agissait alors de savoir si pour ce type d'impulsion, l'effet de peau était ou non négligeable. Un rapide calcul de l'épaisseur de peau a montré que pour une fréquence de l'ordre de 1 GHz celle-ci était supérieure à quelques dizaines de micromètres pour les matériaux considérés, dimensions bien supérieure à celle de la pointe. L'effet de peau a donc été négligé.

- Le modèle développé pendant cette thèse néglige l'effet de l'évaporation d'atomes sous l'effet du champ électrique [56]. Cet effet a été observé pour des champs supérieurs à 20 GV/m [57]. Dans notre cas, même en utilisant un métal réfractaire, nous atteignons la tension de claquage pour des champs électrique à la surface légèrement inférieur (10 GV/m).

- L'environnement numérique utilisé pour trouver la solution du modèle couplant les différents domaines de physique a été COMSOL multiphysics. COMSOL Multiphysics est un logiciel de simulation numérique permettant de simuler de nombreux problèmes physiques, notamment les phénomènes faisant intervenir des équations non-linéaires et fortement couplées [58]. Ici, nous avons utilisé les modules « Transferts thermiques », « Courants électriques » et « Electrostatique ». Il est adapté à toute géométrie et utilise la méthode des éléments finis.

2.2.2. Maillage

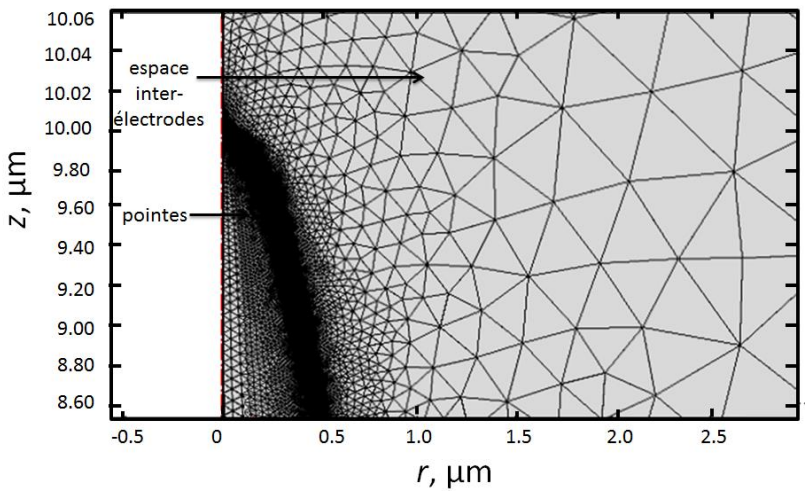

Fig.2-19. maillage choisi

Il est nécessaire mailler les deux domaines : l'espace inter-électrodes et la cathode (comprenant la pointe et le réservoir). Le domaine inter-électrodes à mailler étant de grande taille devant les dimensions de la pointe, il est nécessaire de réaliser un maillage non uniforme afin de minimiser les temps de calculs tout en s'efforçant de garder des résultats physiques pertinents. Le maillage doit être raffiné au-dessus de la pointe car le champ électrique varie fortement dans cette zone. Dans la pointe, il est aussi nécessaire de raffiner le maillage à la surface de la pointe car l'effet Joule et l'effet Nottingham sont aussi importants. La Fig. 2-19 montre le maillage au bout de la pointe utilisé dans cette thèse, en fixant le nombre de mailles sur la paroi de la pointe et en les distribuant de manière à avoir un gradient en taille de mailles avec un nombre important de nœuds en bout de pointe et de moins en moins en s'éloignant. Un exemple de maillage dans l'ensemble du domaine est représenté sur la Fig. 2-20.

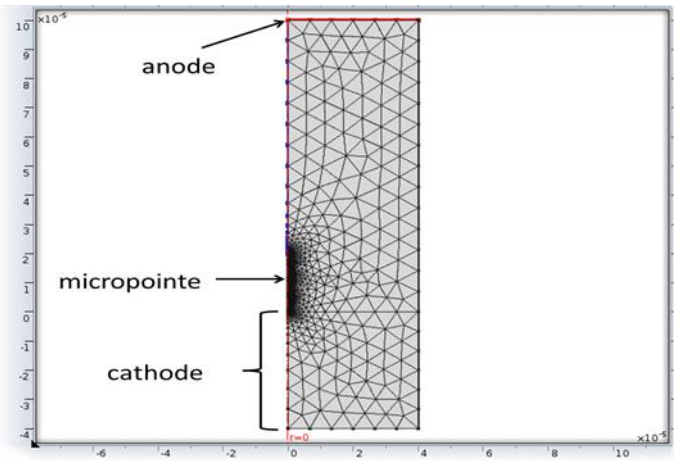

Fig.2-20.Ensemble du domaine modélisé, maillé pour une pointe de hauteur H=10 µm et de rayon R=0.97 µm

2.2.3. Renforcement local du champ électrique

Au sommet de la pointe, le champ électrique est amplifié, phénomène communément nommé « effet de pointe ». Il est nécessaire de connaître précisément ce renforcement. Dans une géométrie plan / plan, le champ électrique macroscopique s'exprime de la manière suivante :

$$\vec{E}_{macro} = -\frac{V_{app}}{d}\vec{n} \qquad (62)$$

$\vec{n}$ représente le vecteur normal à la surface de la cathode. d correspond à la distance inter-électrodes. Le renforcement local de champ, noté β, a été défini de plusieurs manières dans la littérature.

La première définition est la suivante [59] :

$$\vec{E}_{micro} = \beta V \vec{n} \qquad (63)$$

L'avantage de cette formulation est que la notion de champ macroscopique n'est pas à définir. Cette notion peut être difficile à définir notamment dans le cas des géométries générant un champ électrique fortement inhomogène (pointe / plan). L'inconvénient est que dans ce cas β est dimensionné en m^{-1} et dépend non seulement de la rugosité à l'échelle « microscopique » mais aussi de la géométrie des électrodes à l'échelle macroscopique.

La seconde définition de β consiste à comparer le champ électrique uniforme dans l'espace inter-électrodes au champ électrique à la surface de la pointe [47]:

$$\vec{E}_{micro} = \beta \vec{E}_{macro} \qquad (64)$$

Dans ce cas, le coefficient β est adimensionné et il est beaucoup plus pratique à utiliser dans le cas d'une géométrie plan-plan. Dans la suite du manuscrit, cette définition du β sera suivie.

Des expressions exactes du coefficient β peuvent être déterminées dans le cas de géométries simples telles que les demi-sphères (β=3). Dans le cas de formes géométriques plus compliquées, des fonctions analytiques ont été obtenues. Par exemple dans le cas d'une pointe elliptique de hauteur H et de rayon à la base R_b, le coefficient β s'exprime de la manière exacte sous la forme suivante [60] :

$$\beta = \frac{\left(\left(\frac{H}{R_b}\right)^2 - 1\right)^{1.5}}{\frac{H}{R_b}\ln\left[\frac{H}{R_b} + \left(\left(\frac{H}{R_b}\right)^2 - 1\right)^{0.5}\right] - \left(\frac{H}{R_b}^2 - 1\right)^{0.5}} \qquad (65)$$

Le coefficient β ne dépend que du rapport H/R_b. Pour vérifier la validité de notre calcul et de notre maillage dans l'espace inter-électrodes dans le modèle 2D-axisymétrique proposée, nous comparons les valeurs de coefficients de renforcement de champ électrique obtenu avec le modèle à celles obtenues analytiquement à l'aide de l'équation 65. La Fig. 2-21 qui présente la valeur de β en fonction du rapport H/R_b dans le cas d'une rugosité elliptique montre un excellent accord entre le modèle et la fonction analytique.

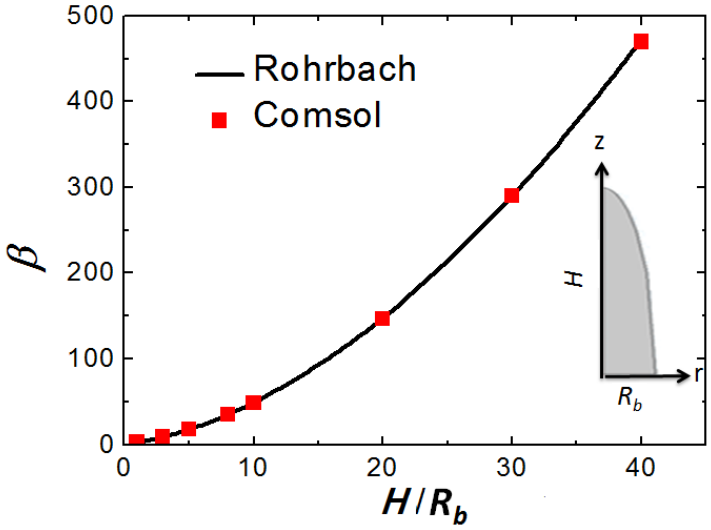

Fig.2-21. Comparaison du coefficient de renforcement β, en fonction du facteur d'aspect avec la formule de l'équation 65 et les valeurs obtenues avec Comsol Multiphysics

2.2.4. Exemple de résultats obtenus avec le modèle en DC

Cette sous-section présente les principaux résultats obtenus en DC pour une pointe elliptique (H=10 µm et R_b=0.97 µm) quand la tension appliquée est égale à 32.8 kV. Pour cette tension, nous atteignons la température de fusion au sommet de la pointe. L'évolution de la température au sommet de la pointe est représentée sur la Fig.2-22. On peut remarquer qu'après 10 µs, la température au sommet de la pointe reste constante.

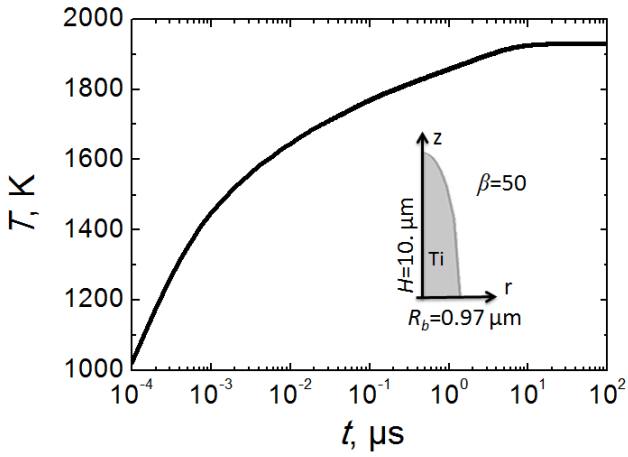

Fig.2-22 Evolution de la température à la surface d'une pointe elliptique de titane pour V_{app}=32.8 kV et d=0.2 mm

Les profils de température sur l'axe de symétrie sont représentés à différents instant (2.5, 5, 7.5 et 10 µs) sur la Fig.2-23. Il est possible de remarquer que la température au sommet de la pointe varie très peu (une dizaine de Kelvin) entre 2.5 µs et 10 µs alors qu'il varie plus fortement dans la pointe : pour z=6 µm, la température varie de 200 K entre 2.5 µs et 10 µs. On remarque aussi que les profils de températures à t=7.5 µs et 10 µs sont presque semblables. Il est à noter que la température au bas de la pointe (en z=0 µm) n'est pas égale à 300 K. Pour décrire correctement l'évolution de la température dans la pointe, il n'est donc pas possible de fixer la température au bas de la pointe et le réservoir présenté dans la sous-section 2.2.1 est nécessaire.

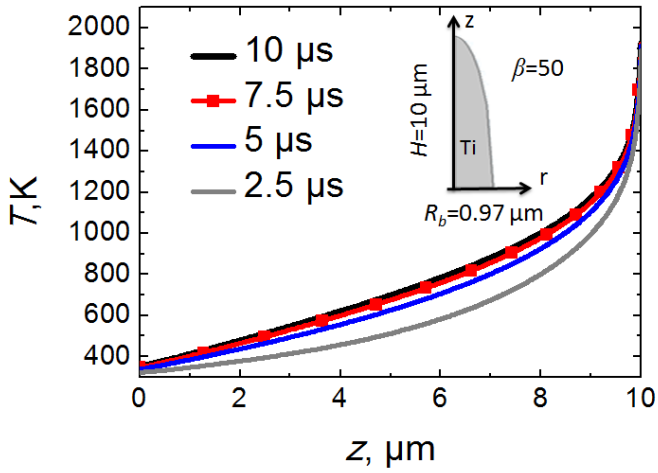

Fig.2-23. Profil de température suivant z en r=0 µm à différents temps.

Différents résultats obtenus quand le régime permanent est atteint après 10 µs, sont représentés sur la Fig.2-24. La distribution de champ électrique devant la pointe est représentée sur la Fig. 2-24-a). Il est possible de remarquer que le champ électrique est maximal au sommet de la pointe, par effet de pointe et qu'il diminue quand on s'éloigne de celui-ci. Sur la Fig.2-24-b) est représentée la distribution de densité de courant près du sommet de la pointe. La densité de courant est maximale au sommet de la pointe car le champ électrique est aussi maximal au sommet de la pointe. Quand on s'éloigne de la pointe, la densité de courant diminue de manière non linéaire le long de la surface (Fig. 2-24-b')). A r=100 nm, le champ électrique a diminué d'un facteur 4 par rapport au champ électrique au bout de la pointe, alors que la densité de courant a diminué d'un facteur 100 par rapport au sommet de la pointe.

Enfin la distribution de température près du sommet de la pointe est représentée sur la Fig.2-24-c). Il est possible de remarquer que la température est maximale au sommet de la pointe car l'effet Joule et l'effet Nottingham chauffe la pointe (la densité de courant intervient dans l'effet joule et l'effet Nottingham).

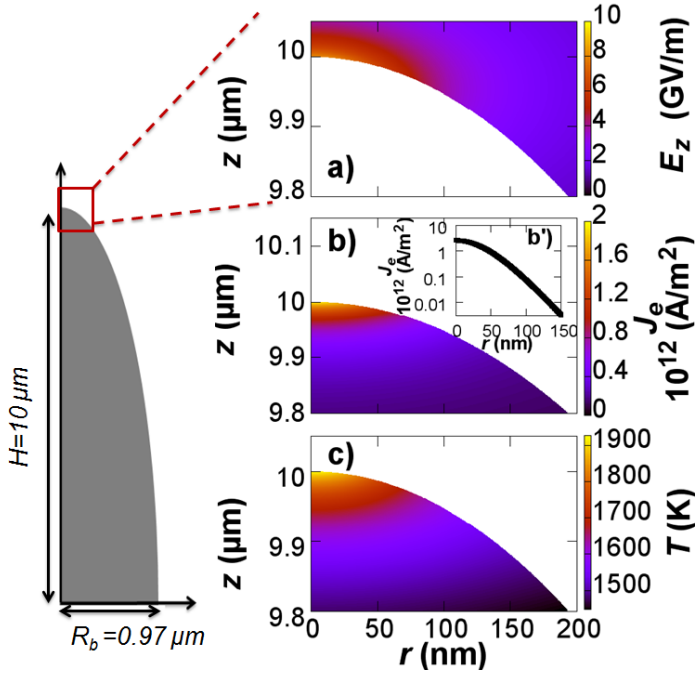

Fig.2-24. a) distribution du champ électrique au dessus de la pointe, b) distribution de la densité de courant électrique près du sommet de la pointe, b') desnité de courant à la surface de la pointe, c) distribution de température près du sommet de la pointe, pour V_{app}=32.8 kV et d=0.2 mm

2.2.4. Comparaison des modèles d'émission électroniques

Dans la première section de ce chapitre, différents modèles d'émission ont été présentés, notamment celui de Murphy-Good [8], qui utilisait la méthode BKW pour résoudre l'équation de Schrödinger stationnaire 1D et celui de Testé [35] qui utilisait la méthode de Numerov[41]. Une comparaison des résultats obtenus l'émission électronique en termes de densité de courant a été réalisée pour une pointe elliptique de titane de hauteur H=10 µm et de rayon R_b=0.97 µm pour une distance inter-électrodes d=0.2 mm, sur la Fig.2-25. Plus particulièrement, sur la Fig.2-25-a), nous avons comparé la distribution surfacique en densité de courant émise dans trois cas :

- un modèle d'émission de type Murphy et Good (approximation de type BKW) avec une tension inter-électrodes valant 31.5 kV.

- Un modèle d'émission proposant une résolution numérique de l'équation aux valeurs propres du hamiltonien et ainsi du coefficient de transmission pour une tension inter-électrodes de 31.5 kV.

- Un modèle d'émission de type Murphy et Good (approximation de type BKW) avec une tension inter-électrodes valant 32.8 kV.

Sur la figure 2-25 b) sont comparées les distributions de température sur l'axe de symétrie de l'émetteur pour les trois cas.

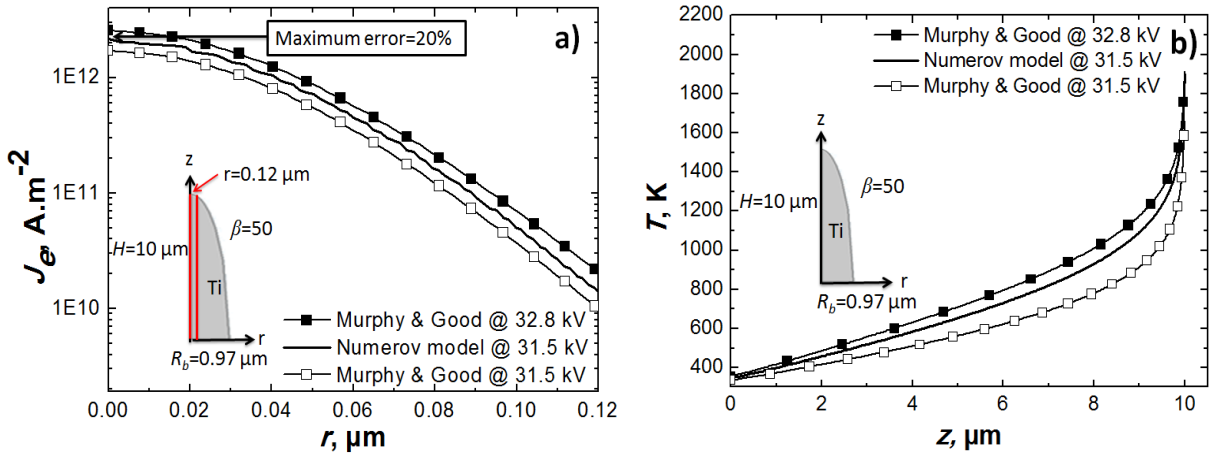

Fig.2-25. Profil de densité de courant normal à la surface de la pointe (a) et profil axial de température (b) d'une pointe de titane pour différents modèles d'émission d = 0.2 mm, β = 50, et la tension maximale tenue dans le vide comme paramètre.

La courbe avec des carrés noirs représente la densité de courant donné par Murphy & Good à 32.8 kV, valeur de tension qui correspond à la tension de claquage en utilisant ce modèle d'émission. La courbe noire en trait plein représente la densité de courant calculée avec le modèle numérique (discrétisation de type Numerov) pour une tension de 31.5 kV, cette tension représentant la tension de claquage obtenue avec le modèle de Numerov, suivant le même critère. Dans les deux cas, le point de fusion est atteint à l'extrémité de la pointe. La troisième courbe (carrés blancs) représente la densité de courant obtenu avec le modèle de Murphy-Good à la tension de claquage obtenu avec le modèle de Numerov(31.5 kV). La température au sommet de la pointe atteint dans ce cas 1700K, représentant une erreur maximale de 20% entre ces deux modèles. Conscient de la valeur différence relative entre les deux modèles, et étant à la recherche d'ordre de grandeur et non de valeurs précises (compte tenu des hypothèses précédemment faites pour modéliser l'émission électronique) nous nous sommes naturellement orientés vers un calcul basé sur une approximation de type BKW (Murphy et Good) qui présente comme avantage une rapidité d'exécution bien supérieure.

2.2.5. Contribution de l'effet Nottingham au chauffage de la pointe.

L'objectif de cette section est d'estimer l'effet Nottingham, présentée dans la sous-section 2.1.7 sur la distribution de température dans la pointe à l'aide du modèle que nous avons développé. Pour cela, pour une tension fixée V_{app}=32.8 kV, le système d'équations décrits dans la sous-section 2.2.1., est résolu en prenant en compte ou non l'effet de Nottingham pour une pointe elliptique en titane de hauteur H= 10 µm et de rayon à la base de la pointe R_b=0.97 µm. La Fig. 2-26 présente le profil de température de la pointe avec et sans l'effet de Nottingham. Si l'effet de Nottingham est pris en

compte, la température au sommet de la pointe atteint la température de fusion (1930 K), alors que sans l'effet Nottingham, la température de la pointe atteint au bout de la pointe une température de 1000 K. L'effet de Nottingham joue donc un rôle essentiel en ce qui concerne la distribution de la température en bout de pointe et donc aura une influence toute particulière sur l'émission électronique.

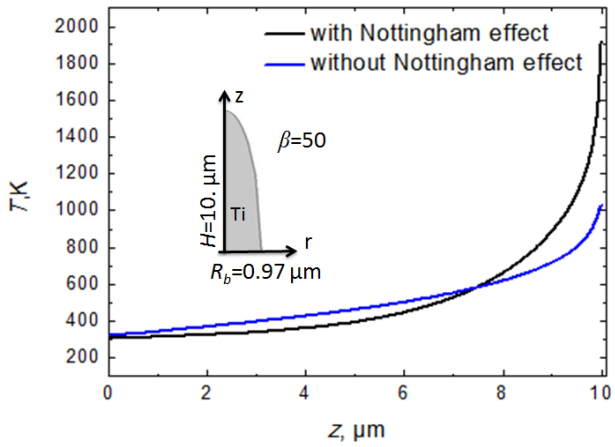

Fig.2-26. Profil de température sur l'axe d'une pointe elliptique de titane avec et sans effet Nottingham en régime permanent (V_{app}=32.8 kV, d=0.2 mm).

Dans certains cas, selon la géométrie de la pointe, l'effet Nottingham va refroidir le sommet de la pointe, le maximum de température est alors atteint sous le sommet. Cela se retrouve par exemple dans le cas de pointes dont la forme serait hyperbolique (Fig.2-27). Dans ce cas, des températures élevées peuvent être atteintes pour des tensions plus faibles que dans le cas d'une pointe elliptique. En effet, l'énergie moyenne des électrons émis par une pointe hyperbolique est donc plus grande que celle des électrons émis par la pointe elliptique et est telle que l'effet de Nottingham devient refroidissant, l'énergie moyenne des électrons émis est plus importante que l'énergie moyenne des électrons dans le métal.

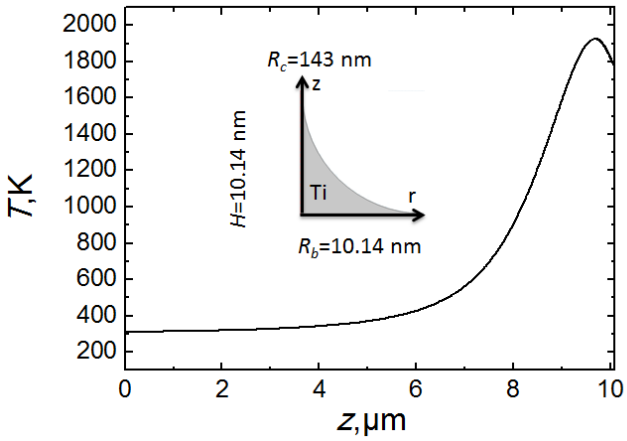

Fig.2-27. Profil de température le long de l'axe de symétrie d'une pointe hyperbolique en titane en régime permanent (V_{app} =27.1 kV, d=0.2 mm). Dans ce cas, la température maximale est atteinte sous le sommet

2.3. Effet de la charge d'espace sur l'émission électronique

Jusqu'à maintenant, la charge d'espace devant la pointe, engendrée par l'émission d'électron du solide dans le vide, était négligée dans le modèle. Cependant, dans le cas de forts courants, l'émission électronique peut influer sur le démarrage de l'emballement thermo-émissif en modifiant (réduction) l'émission elle-même du fait de « l'écrantage » partiel du champ en surface de la pointe. Cet écrantage va non seulement limiter l'émission du courant mais aussi modifier et le chauffage de la pointe par effet Joule et l'effet Nottingham. Cette limitation fut la première fois mise en évidence expérimentalement par Barbour *et al.*[61]. Ils observèrent dans le cas d'électrodes en tungstène, un effet de la charge d'espace pour des densités de courant électronique de 10^{11}- 10^{12} A/m^2 pour des champs électriques de l'ordre de quelques 10^9 V/m. Dans le même article, ils firent un développement théorique du calcul de la charge d'espace en appliquant la loi de Child-Langmuir [62-63], qui décrit la distribution 1D du potentiel entre une cathode et une anode planes quand l'espace inter-électrodes est parcouru par un courant stationnaire. Pour retrouver cette loi, nous avons besoin la densité de courant j_e qui s'exprime en fonction de la densité *n* et la vitesse *v*

$$\vec{j}_e = nq_e\vec{v} \qquad (66)$$

Nous avons aussi besoin de l'équation de Poisson.

$$\Delta V_{out} = -\frac{q_e n}{\varepsilon_0} \qquad (67)$$

et la conservation de l'énergie en supposant que les électrodes partent avec une vitesse nulle ou du moins très faible par rapport à celle qu'ils vont acquérir très rapidement dans l'espace inter-électrodes, ce qui s'exprime en 1D sous la forme:

$$\frac{1}{2}m_e v(z)^2 = q_e V_{out}(z) \qquad (68)$$

où *n* représente la densité électronique, *v* la vitesse de l'électron. On obtient ainsi en 1D :

$$\frac{d^2V_{out}}{dz^2} = \frac{|j_e|}{\varepsilon_0 v(z)} = \alpha |j_e| V_{out}(z)^{\frac{-1}{2}} \qquad (69)$$

Où $\alpha = \dfrac{\sqrt{\dfrac{m_e}{2q_e}}}{\varepsilon_0}$ (70)

La première limite de ce modèle est qu'il est seulement valable en régime stationnaire. De nombreux auteurs ont donc essayé de dépasser cette limite en développant des modèles analytiques non-stationnaires [64-69].

La seconde limite de ce modèle est qu'elle n'est valable que pour des modèle 1D. Feng et Verboncoeur développèrent un modèle de type Particle-In-Cell (PIC) pour décrire la charge d'espace et prirent en compte l'effet des pointes en calculant un coefficient de renforcement de champ moyen

sur toute la surface et ont calculé ensuite l'effet de la charge d'espace en considérant le renforcement du champ électrique [70]. Ce travail fut un premier effort pour prendre en compte la géométrie mais comporte quelques limites car le renforcement a un effet local sur le champ électrique à la surface de l'électrode et non un effet global. Cela conduit à sous-estimer le courant électronique dans des zones où l'effet de pointe est observé et le surestimer ailleurs.

Keser *et al.*[54] ont essayé de prendre en compte la charge d'espace en appliquant sur des pointes 3D, la loi de Child-Langmuir 1D pour estimer le champ électrique sur la surface de la pointe. Cependant, l'utilisation cette loi valable en 1D pour des géométries 2D ou 3D peut être sujet à caution. En effet, la densité des électrons en 1D peut être surestimée dans ce cas-là. Pour éviter ces problèmes de validité du modèle, une autre approche a été utilisée dans ce travail pour estimer correctement l'effet de la charge d'espace sur la pointe. La densité électronique a été estimée à partir du calcul du nombre moyen d'électrons dans chaque maille en régime stationnaire [71-72]. Une description complète du modèle est proposée dans la sous-section suivante.

2.3.1. Modèle d'estimation de la charge d'espace

i. Description du principe de la méthode :

La méthode permettant d'estimer la charge d'espace devant la pointe peut se décomposer en plusieurs points successifs qui seront itérés pour arriver à une solution auto-cohérente.

- une estimation de la distribution spatiale des électrons émis au niveau de la surface de la pointe. Ceci nous sert de conditions aux limites afin de « lancer » les électrons dans l'espace inter-électrodes.

- Un calcul de la trajectoire des électrons. Ce calcul relativiste va nous permettre sous diverses hypothèses de connaître le positionnement moyen des électrons devant l'émetteur et d'estimer la densité moyenne d'électrons devant la surface.

- Un calcul du champ en tenant compte de la présence de la distribution en électrons estimée précédemment.

- Un calcul de l'émission électronique prenant en compte l'échauffement dans l'électrode est de nouveau effectué.

ii. Calcul de la distribution des électrons à la surface de la pointe

La Fig. 1-24-a), présentée précédemment dans le document, représente la distribution de densité de courant le long de la zone d'émission en fonction de la distance radiale. Cette distribution nous permet de connaître la fonction de distribution des électrons émis en fonction de la distance radiale. Plutôt que de faire sortir tous les électrons suivant cette distribution, les électrons quittent la pointe en différents points du maillage avec un poids qui est calculé à partir de cette fonction de distribution. Cette méthode permet de diminuer le temps de calcul avec un poids qui permet d'estimer correctement le nombre d'électrons quittant la pointe et permettant de calculer la charge d'espace créée dans l'espace inter-électrodes.

iii. Calcul de la trajectoire des électrons et estimation de la densité électronique devant la surface

La trajectoire des électrons est calculée devant la surface de l'émetteur dans une zone dont l'extension spatiale est égale à deux fois la hauteur de la pointe. On considère qu'au-delà (ce sera vérifié *a posteriori*) l'effet de la charge d'espace est négligeable car les électrons ont une vitesse suffisamment élevée, leur concentration suffisamment faible et donc que le champ électrique devient égal au champ électrique dans le vide (absence d'électrons). Dans la zone de calcul, l'équation du mouvement d'un électron en régime relativiste s'écrit sous la forme suivante :

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = q_e \vec{E} \qquad (71)$$

où $\vec{p} = m_e \vec{v} \frac{1}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}$ (72)

p désigne la quantité de mouvement et *c* la vitesse de la lumière.

Pour résoudre cette équation, un algorithme en deux étapes a été utilisé d'après [73] en utilisant la méthode des différences finies : A partir de la vitesse de l'électron $\vec{v}_{t-1}$ à l'instant *t*-1, il est possible de déterminer une vitesse intermédiaire $\vec{v}_t^{'}$:

$$\vec{v}_t^{'} = \frac{\vec{v}_{t-1}}{\sqrt{1-\frac{\left|\vec{v}_{t-1}\right|^2}{c^2}}} + \frac{q_e}{m_e}\Delta t(a_1\vec{E}_{trianglei,1} + a_2\vec{E}_{trianglei,2} + a_3\vec{E}_{trianglei,3}) \qquad (73)$$

Et d'en déduire la vitesse de l'électron à l'instant *t* :

$$\vec{v}_t = \frac{\vec{v}_t^{'}}{\sqrt{1+\frac{\left|\vec{v}_t\right|^2}{c^2}}} \qquad (74)$$

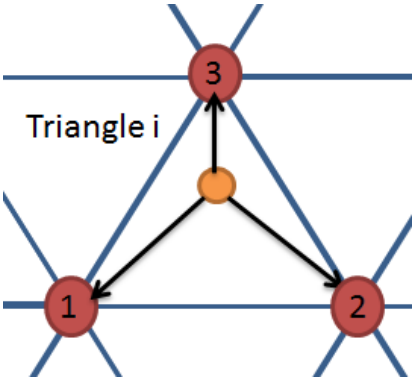

Fig.2-28. Le champ électrique exercé sur la particule en orange est déterminé à partir de sa position dans la maille et les valeurs du champ électrique aux nœuds de la maille.

Dans l'équation 73, le champ électrique exercé sur l'électron a été calculé à partir des valeurs du champ électrique sur les nœuds du maillage. $\vec{E}_{trianglei,1}, \vec{E}_{trianglei,2}, \vec{E}_{trianglei,3}$ représentent respectivement les champs électriques aux nœuds du triangle dans lequel se trouve la particule (fig.2-28) et a_1, a_2, a_3 représentent respectivement les contributions des champs électriques aux nœuds sur le champ électrique exercé sur la particule. Δt représente le pas de temps. Pour choisir correctement le pas de temps, il faut respecter le critère CFL [74] (Courant Friedrichs Lewy). Pour cela on est amené à définir un nombre de courant noté C_0. En 1D, le nombre de courant s'écrit :

$$C_0 = \frac{v\Delta t}{\Delta x} \qquad (75)$$

où v est la vitesse de la particule, Δt le pas de temps et Δx la taille de la maille. Afin de respecter le critère CFL, C_0 doit être inférieur à 1. Cela signifie que la particule ne doit pas « sauter » une maille au cours d'un pas de temps. Nous avons vu dans la section précédente que le maillage était affiné près de la pointe. Le pas de temps choisi doit donc être très faible. Dans notre cas, il faut prendre un pas de temps Δt égal à 0.1 fs. A partir du calcul de la trajectoire, la concentration en électrons peut être estimée en calculant le nombre moyen d'électrons par maille.

iv. Nombre moyen d'électrons par maille

Au cours de la simulation, le nombre d'électrons présents à chaque instant dans chaque maille a été gardé en mémoire. A la fin de celle-ci, il est ainsi possible de déterminer le nombre moyen d'électrons dans chaque maille au cours du temps. Connaissant le volume des mailles et le poids associé à chaque électron émis, il est possible d'en déduire la densité moyenne d'électrons n dans chaque maille. Pour un nombre de particules important, cette distribution de densité doit converger vers un état stationnaire.

v. Nouvelle distribution de potentiel

Connaissant la densité moyenne électronique, il est possible de déterminer une nouvelle distribution de potentiel V_{out} dans l'espace inter-électrode en résolvant l'équation de Poisson :

$$\Delta V_{out} = -\frac{q_e n(r,z)}{\varepsilon_0} \qquad (76)$$

En utilisant les équations d'électrocinétique et de chaleur décrites dans la sous-section II-a, une nouvelle solution stationnaire de la densité de courant émise par la pointe peut être déterminée. Cette étape permet de recommencer le calcul de la charge d'espace jusqu'à convergence. Toutes les étapes jusqu'à la convergence sont résumées sur la Fig.2-29.

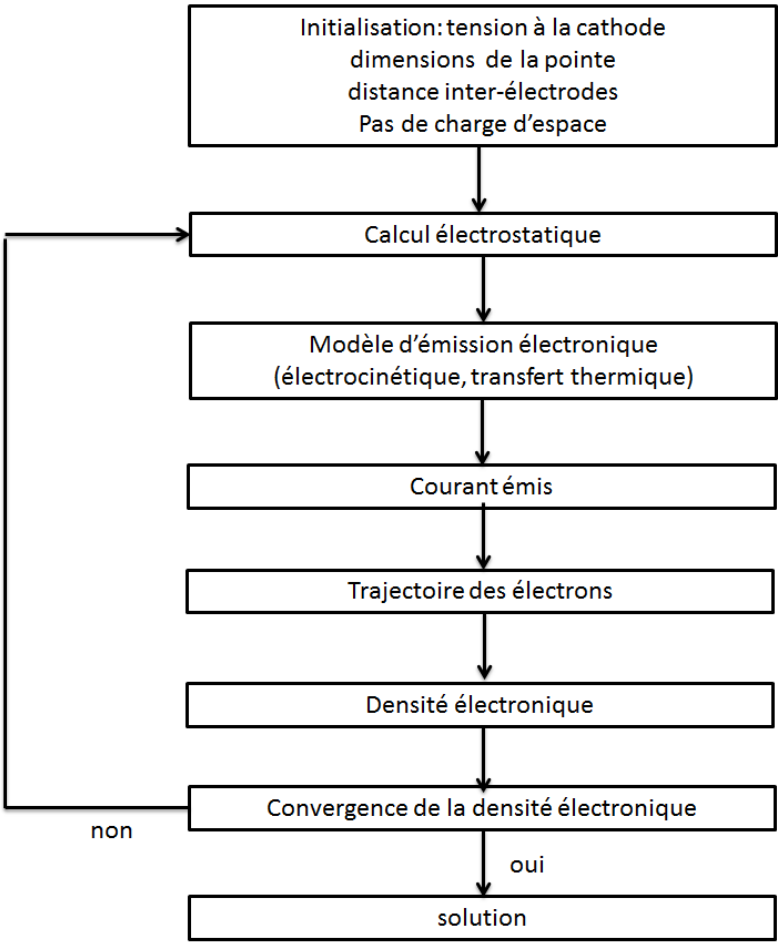

Fig.2-29. Diagramme de l'algorithme utilisé pour modéliser l'effet de la charge d'espace sur l'émission électronique.

2.3.2. Extrapolation du modèle de charge d'espace stationnaire en régime de tension pulsée à la nanoseconde

Dans les sources d'électrons, le régime de tension pulsée est souvent employé pour émettre des paquets d'électrons. Sur la Fig.2-30, un exemple de forme de l'impulsion de tension considérée est représenté. Elle est constituée d'une montée en tension qui dure 1 ns, d'un plateau de tension dont la durée est 1 ns et enfin d'une chute de tension d'une durée de 1 ns.

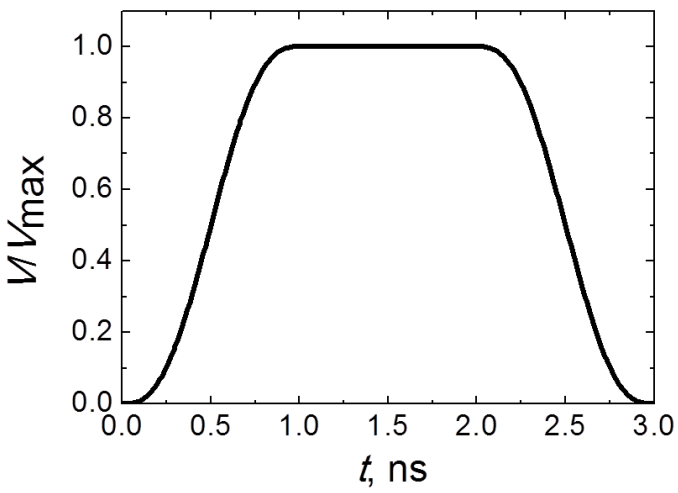

Fig.2-30. Forme de l'impulsion nanoseconde de tension

Il est donc intéressant d'appliquer le modèle décrit précédemment qui prend en compte la charge d'espace dans cette situation. Cependant contrairement au modèle présenté précédemment, la solution recherchée n'est plus stationnaire mais dépend fortement du temps. Pour éviter à avoir à développer un modèle PIC, trop couteux en temps de calcul, certaines hypothèses doivent être faites.

Tout d'abord, le pas de temps choisi pour décrire l'évolution de la tension et du courant électrique à la surface de la pointe est suffisamment faible pour dire qu'au cours d'un pas de temps, la tension et le courant émise reste quasiment constant. Toutefois, ce pas de temps est aussi suffisamment grand pour considérer pour considérer qu'un nombre suffisant d'électrons traverse le domaine de calcul ainsi considérer que durant un pas de temps, la densité électronique est stationnaire devant la pointe. Ainsi, alors que dans le modèle en DC, nous avions une seule solution stationnaire, ici, il est nécessaire d'avoir à chaque pas de temps une solution stationnaire de la densité de courant. Pour éviter d'avoir à calculer pour chaque pas de temps une nouvelle densité électronique, on considère que la densité électronique au-dessus de la pointe évolue au cours du temps comme l'intensité émise à la surface de la pointe. Une valeur de référence est fixée à la fin du plateau à t=2 ns. Ainsi, par exemple, si à l'instant t', l'intensité $I_{t=t'} = I_{t=2ns}/10$, la densité électronique suivant (r,z) à l'instant t' sera égale à :

$$n(r, z, t') = n(r, z, 2ns)/10 \qquad (77)$$

Pour estimer l'évolution du courant au cours d'une impulsion de tension (ici 3 ns), au début de la première itération, un calcul du courant électronique émis dans l'espace inter-électrodes est réalisé dans le vide (le potentiel est obtenu comme solution de l'équation de Laplace). La valeur de l'intensité du courant électronique à la fin du plateau de l'impulsion va nous servir de valeur de référence pour estimer l'évolution de la densité électronique dans l'espace inter-électrodes. Pour cette valeur de référence, une simulation de la trajectoire des électrons dans l'espace inter-électrodes est alors lancée. A la fin de la simulation, la densité moyenne des électrons dans l'espace inter-électrodes peut être déterminée. L'évolution du courant ayant été déterminée à l'étape précédente, l'évolution de la densité électronique au cours du pulse, compte tenu de l'hypothèse d'une évolution similaire du courant émis et de la densité dans l'espace inter-électrodes, peut en être déduite en se basant sur la densité de référence obtenue au cours du calcul des trajectoires d'électrons.

L'évolution au cours du temps de la densité électronique étant connue, l'évolution du champ électrique peut en être déduite en résolvant à chaque pas de temps l'équation de Poisson. Le code d'émission

électronique peut être utilisé à nouveau pour avoir une nouvelle estimation de l'évolution du courant émis par la pointe au cours d'un pulse nanoseconde. Avec cette nouvelle évolution et connaissant la valeur de référence de la densité, l'étape de détermination du champ électrique et de calcul d'émission électronique peut être répétée jusqu'à convergence de l'évolution du courant.

Une fois la convergence de l'évolution du courant atteinte, la valeur de courant à la fin du plateau du pulse sert de nouvelle valeur de référence pour déterminer une nouvelle densité dans l'espace inter-électrodes. Un calcul de trajectoire est à nouveau lancé et une nouvelle densité de référence est connue.

Toutes les étapes précédentes sont ainsi répétées jusqu'à convergence de la densité électronique dans l'espace inter-électrodes. Toutes les étapes sont représentées sur la Fig. 2-31.

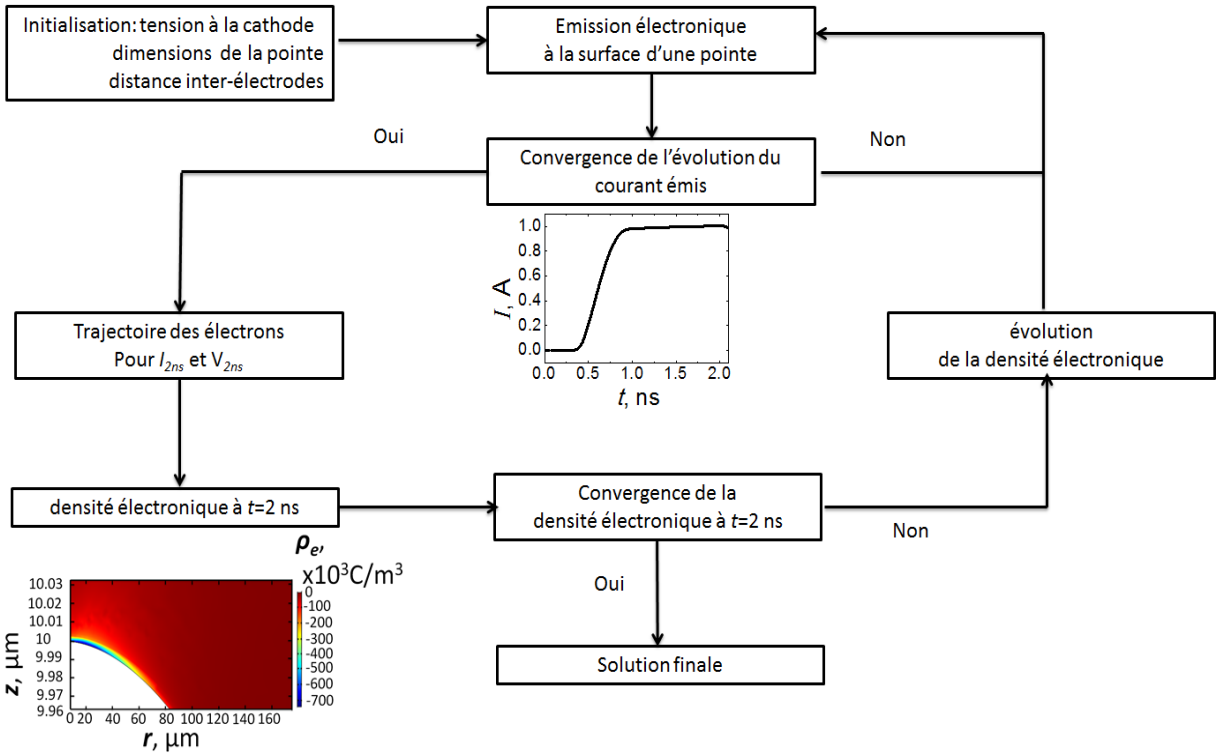

Fig.2-31. Organigramme de l'algorithme pour déterminer le courant émis par une pointe dans l'espace inter-électrodes en prenant en compte l'effet de la charge d'espace.

2.3.3. Limites du modèle en régime de tension pulsée

Dans le modèle développé en régime de tension pulsée, l'hypothèse faite est que la densité électronique devant la pointe varie de la même manière que l'intensité de la pointe. Cela signifie qu'en tout point, la densité électronique dans l'espace inter-électrodes varie de la même manière. Cependant, la densité de courant à la surface de la pointe ne varie pas de la même façon le long de la pointe car le champ électrique et la température varient le long de la pointe. En réalité, la densité électronique, en tout point, ne varie pas de la même manière au cours du temps. Dans notre modèle, il peut donc y avoir une surestimation du courant de la charge d'espace aux endroits de la surface qui émettent peu d'électrons. Cela est le cas au sommet de la pointe hyperbolique représentée sur la figure2-30 (pour une coordonnée radiale *r* comprise entre 0 et 10 nm) : la densité de courant est forte mais l'élément de

surface comparée à la zone totale d'émission est faible. Dans cette zone, au cours du pulse électrique, à cause de cette surestimation de la densité d'électronique, le champ électrique va diminuer et être sous-estimé par rapport à la réalité Fig. 2-32-a). La densité de courant variant non-linéairement avec le champ électrique, la densité de courant va diminuer fortement (Fig.2-32-b)). Cependant, cette zone n'émettant que peu d'électrons, cette surestimation n'a que très peu d'importance sur l'évaluation du courant émis.

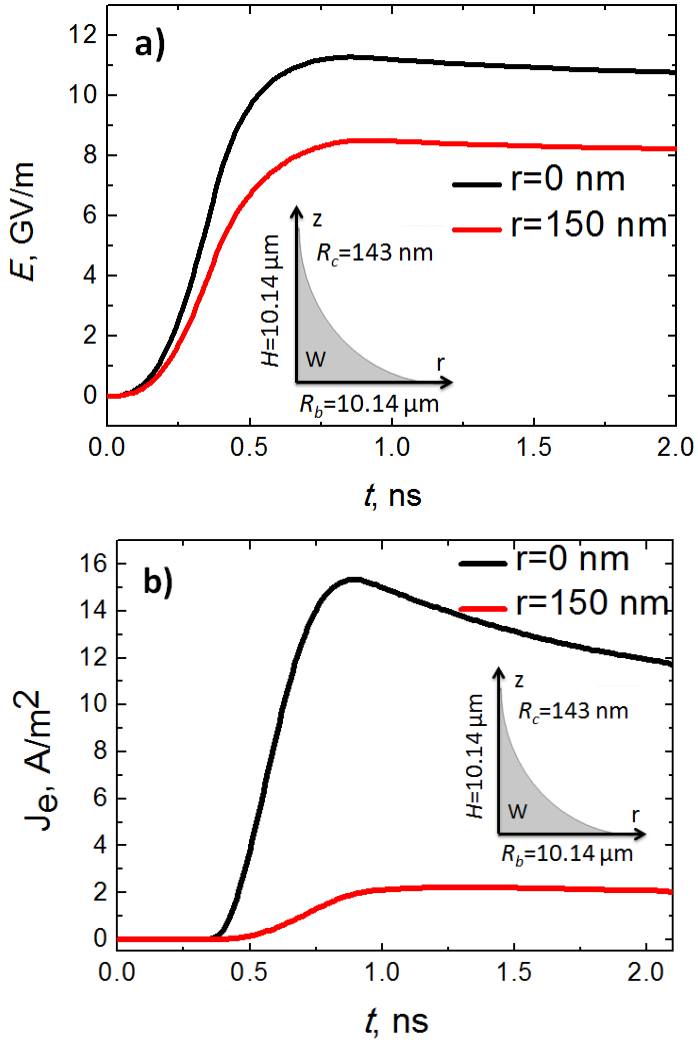

Fig.2-32. Evolution du champ électrique (a) et de la densité de courant électronique au sommet de la pointe, r=0 nm, et pour r=150 nm.

2.4. Conclusions

Au cours de ce chapitre, le principe de l'émission thermo-ionique assistée par effet de champ a été introduit sans une première section. L'émission thermo-ionique se caractérise par une excitation thermique des électrons dans le métal alors que l'effet de champ par une diminution de la hauteur et l'épaisseur de la barrière de potentiel à la surface du métal. Le modèle de Murphy & Good, modèle qui couple ces deux phénomènes pour estimer l'émission d'électrons à la surface d'une cathode plane ainsi que les limites de ce modèle ont été décrits.

Dans une seconde section, un modèle de thermo-émission assistée par effet de champ dans une pointe 2D-axisymétrique a été développé. Pour pouvoir estimer correctement cette émission électronique, il est nécessaire de résoudre l'équation de la chaleur et la conservation du courant à l'intérieur de la pointe et l'électrostatique dans l'espace inter-électrodes.

Dans une troisième partie, nous avons insisté sur la notion de charge d'espace, phénomène qui peut limiter dans le cas de forts courants, limiter l'émission électronique dans le cas de forts courant. Pour décrire ce phénomène, il a été nécessaire de calculer dans l'espace inter-électrodes, les trajectoires des électrons émis par la pointe. Tous les couplages des phénomènes physiques intervenant lors de l'émission électronique sont résumés sur la Fig.2-33.

Ce modèle va pouvoir à présent être appliqué dans les phénomènes de claquage sous vide ou pour les sources d'électrons.

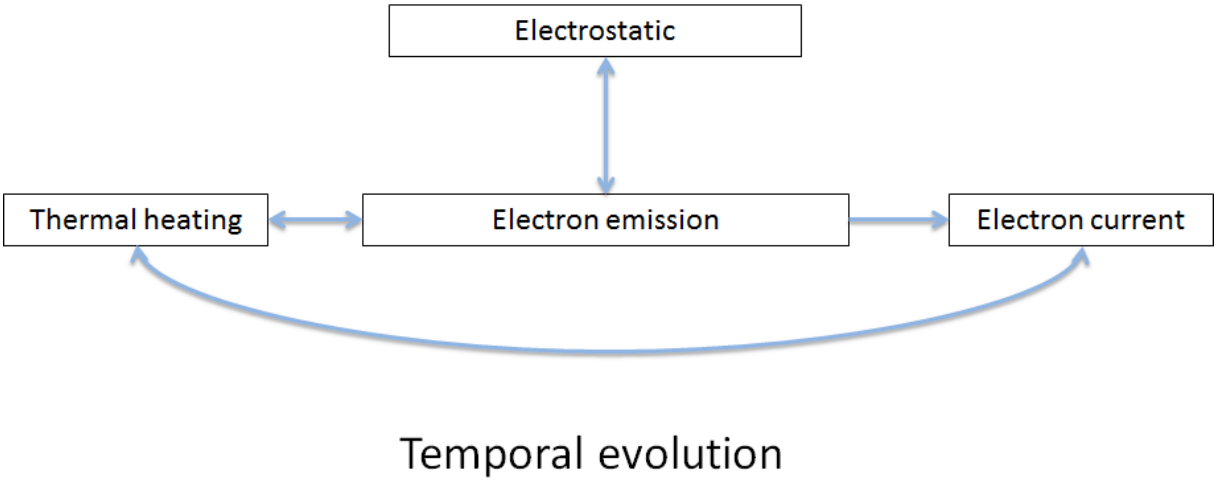

Fig.2-33. Couplages des phénomènes physiques dans la description de l'émission électronique

Chapitre 3 :
Emission thermo-ionique assistée par effet de champ contrôlée et claquage sous vide avec des impulsions nanosecondes

Dans ce chapitre, les résultats du modèle de l'émission thermo-ionique assisté par effet de champ, décrit dans la section 2-2 du **chapitre 2** sont présentés. L'accent sera mis sur la description de l'émission sous vide quand des impulsions de haute tension ayant une durée de l'ordre de la nanoseconde, sont appliquées dans le but d'éviter le développement d'un emballement thermo-émissif, tout en préservant le courant maximal émis voire en amplifiant l'intensité. Ce type d'impulsions ultra-rapides a été obtenu expérimentalement et a été utilisé pour des lasers à électrons libres [75-76] ou des diodes sous vide [77].Un intérêt supplémentaire de ce type de régime réside dans le fait dans les cas d'une émission électronique volontaire, les propriétés des paquets d'électrons ainsi émis à la cathode peuvent être contrôlées par la durée de l'impulsion. A notre connaissance, cette étude est unique dans la littérature car la plupart des études portant sur l'émission électronique sous vide générées par des régimes pulsés dépendant du temps ont été faites pour des impulsions de l'ordre de la microseconde [49] ou en radiofréquence (RF) [54].

Dans la première section de ce chapitre, nous analysons les effets des impulsions de tension de durée nanoseconde sur l'émission thermo-ionique assistée par effet de champ. Dans un deuxième temps, nous nous intéresserons à l'effet de la géométrie de la pointe sur l'émission. Dans un troisième temps, l'influence sur l'émission électronique de la forme et de la durée de l'impulsion de tension sera présentée.

Dans la section suivante, sera discutée la dépendance de l'émission électronique vis-à-vis des propriétés des métaux constituant le site émissif sera étudiée en comparant les résultats obtenus avec un métal « bon » conducteur et un métal réfractaire. Dans les premières sections, l'effet de la charge d'espace ne sera pas pris en compte afin d'illustrer les phénomènes physiques qui ont lieu à la surface de la pointe. Cet effet de la charge d'espace sera discuté dans la dernière section du chapitre.

3.1. Effet des impulsions nanosecondes de tension sur l'émission thermo-ionique assistée par effet de champ

En régime de tension continue (DC), au-delà d'une certaine tension, quand la température à la surface de la pointe excède la température de fusion, une instabilité thermo-émissive commence à se développer et le courant émis ne peut plus être contrôlé. Du point de vue de la simulation numérique, la solution obtenue (si la convergence est possible), n'a plus de sens physique et cette tension sera donc prise comme correspondant à l'application du claquage sous vide. Un moyen d'empêcher l'établissement de cette instabilité est d'appliquer des impulsions de tension très brèves qui permettent d'imposer un champ électrique élevé sans laisser le temps aux électrodes émettrices d'atteindre une température de surface trop importante. Les impulsions de tensions de l'ordre de la microseconde ou

de durées plus longues ne sont pas étudiées ici car elles sont peu intéressantes puisque la diffusion thermique dans la pointe est plus rapide que la durée de l'impulsion et l'équilibre thermique peut se réaliser, ce qui conduit à des échauffements très proches de ceux obtenus en régime permanent. Rappelons aussi que dans cette première approche, l'effet limitant de la charge d'espace n'est pas pris en compte.

Pour nos calculs, une impulsion de l'ordre de la nanoseconde est choisie comme une forme typique des impulsions de tensions, dans ce cas, la variation de la tension est plus rapide que le transfert thermique. Une telle impulsion est représentée sur la Fig.3-1. Elle dure 3 ns et est divisé en trois intervalles : un temps de montée de 1 ns, une durée de plateau où la tension reste constante pendant 1 ns, un temps de chute de tension de 1 ns. L'émetteur est une pointe elliptique en titane de hauteur H=10 µm et de rayon à la base R_b=0.97 µm. La densité de courant au sommet (Fig. 3-1 courbes noires avec des ronds noirs), augmente fortement mais avec un décalage de 0.5 ns après le début de l'impulsion de tension alors que celle-ci a déjà atteint la moitié de sa valeur maximale. A la fin de la phase de montée en tension, la densité de courant a déjà atteint 3.6×10^{12} A/m^2. Durant le plateau, bien que la tension reste constante, la densité de courant continue à augmenter jusqu'à la fin du plateau (4.1×10^{12} A/m^2 au bout de 2 ns) car la pointe continue de chauffer par effet Joule et cela a pour conséquence d'augmenter l'émission électronique à la surface de la pointe. La chute tension entraîne une baisse immédiate de la densité de courant émise car les électrons n'ont plus la possibilité de sortir par effet tunnel (chute du champ électrique). La densité de courant diminue plus rapidement que la tension à cause de la dépendance non-linéaire entre le champ électrique et la densité de courant. Après 2.5 ns, la densité de courant est nulle alors que la tension est égale à la moitié de sa valeur maximale.

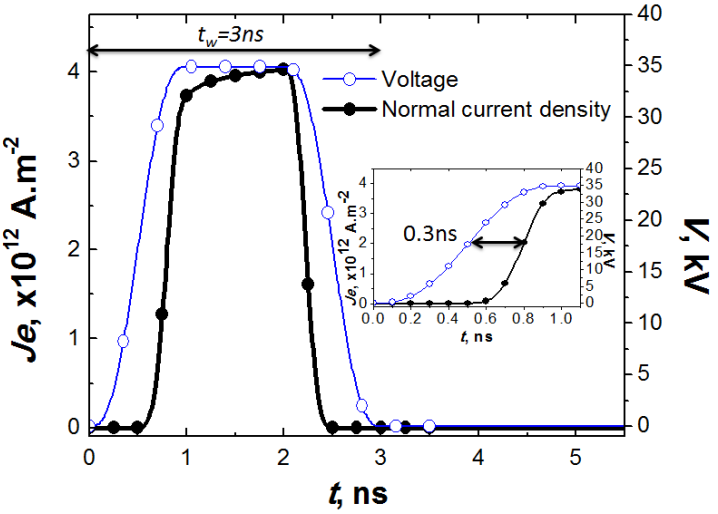

Fig.3-1 Evolution de la tension et de la densité de courant normale au sommet d'un émetteur elliptique (H=10 µm, R_b=0.97 µm) en titane au cours d'une impulsion de 3 ns, pour une distance inter-électrodes d=0.2 mm.

La première conclusion de cette étude est la possibilité de contrôler précisément la durée de l'émission électronique par le contrôle de la durée de l'impulsion haute tension.

Un autre paramètre important est l'évolution temporelle de la température à la surface de l'émetteur. La Fig.3-2 représente l'évolution temporelle de la température (losange rouge) durant et après l'impulsion de tension. L'abscisse (le temps) est en échelle logarithmique. Durant la phase de montée de tension, l'augmentation de température est retardée de 0.5 ns par rapport à la tension et elle est en

phase avec la densité de courant émis par la pointe. Le sommet de l'émetteur atteint 1660 K quand le plateau de l'impulsion commence. Durant le plateau, la température continue d'augmenter et atteint la température de fusion du titane au bout de 2 ns (pour une tension de 34.9 kV et une distance inter-électrodes de 0.2 mm). Durant la chute de tension, la température décroit et atteint 700 K à la fin de l'impulsion. La dynamique de la descente en température est beaucoup plus lente que les dynamiques de l'évolution de la tension ou de la densité de courant émise. En effet, pour qu'un refroidissement notable de la cathode ait lieu, il faut que la chaleur diffuse sur une distance de l'ordre de la taille de l'électrode, ce qui correspond à un temps caractéristique τ_{diff} qui s'écrit de la manière suivante :

$$\tau_{diff} = \frac{H^2}{D} \quad (78)$$

D étant la diffusivité thermique. On obtient τ_{diff} de l'ordre de 10 µs.

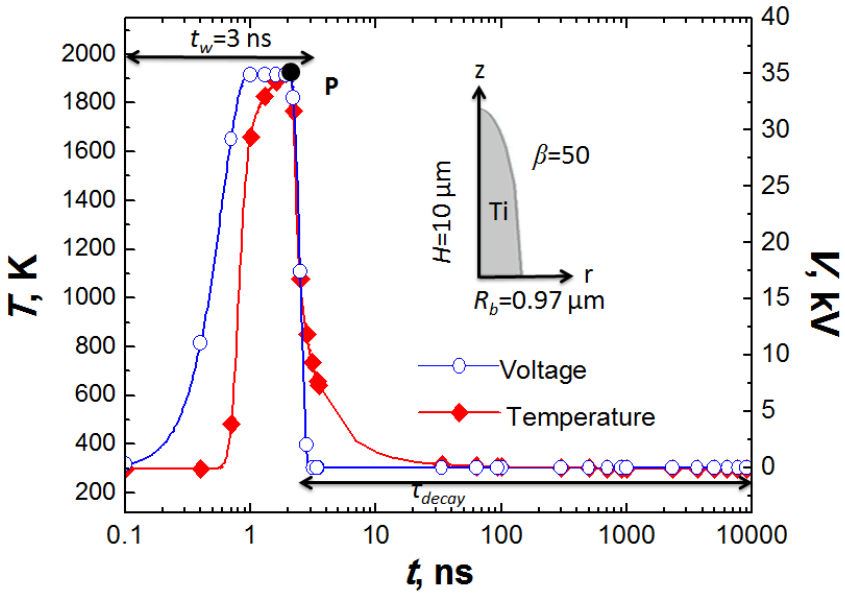

Fig.3-2. Evolution de la tension et de la température au sommet d'un émetteur elliptique en titane au cours d'une impulsion de 3 ns, pour une distance inter-électrodes d=0.2 mm.

Le profil de température, le long de l'axe de révolution de la pointe elliptique, prise pour des conditions telles que la température au sommet de la pointe est égale à la température de fusion du titane (au point P de la Fig.3-2, t=2 ns) a été tracé sur la Fig.3-3. Ce profil (courbe rouge) a été comparé au profil de température obtenu (courbe noire) en appliquant la tension de claquage en continue (V_{br}=32.8 kV en DC)).

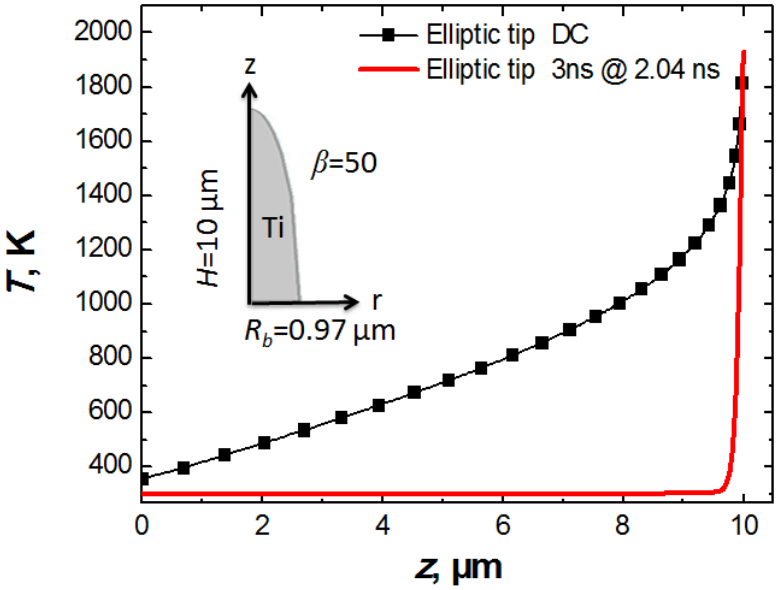

Fig.3-3. Comparaison du profil axial de température entre le régime DC (V_{br}=32.8 kV, carrés noirs) et le régime pulsé (V_{br}=34.9 kV, ligne rouge) pour des configurations telles que dans les deux cas la température maximale atteinte sur l'axe de symétrie de la micro pointe soit égale à la température de fusion du titane.

En comparant les profils axiaux de température en régime stationnaire et en régime pulsé, l'écart est frappant. En effet, en régime de tension impulsionnel, seul le bout de la pointe chauffe de manière drastique pour atteindre le point de fusion alors que la majorité de la pointe reste à une température égale à 300 K. Ce résultat intéressant est lié à la rapide montée en tension (1ns) qui conduit à des longueurs de diffusion de la chaleur dans le matériau bien plus faible que la taille de la micro-pointe. En régime permanent, le courant maximal émis au sommet de la pointe chauffe le sommet par effet Joule et cette source de chaleur diffuse du sommet vers le bas de la pointe jusqu'à l'équilibre thermique. Dans le cas d'un régime pulsé, la durée du pulse ne permet pas d'atteindre cet équilibre thermique le long de l'émetteur. Dès lors, le point de fusion est atteint pour une tension plus élevée en régime de tension pulsée qu'en DC. Le gain sur la tension de claquage entre ces deux régimes est d'environ 6%. Du fait de la forte dépendance non-linéaire du courant émis vis-à-vis du champ électrique, la densité de courant au sommet de la pointe augmente d'un facteur 1.6 variant de 2.6×10^{12} A/m^2 en DC à 4.1×10^{12} A/m^2 en régime de tension impulsionnel (cf Table 3-1). L'intensité du courant a été obtenue en intégrant la distribution de densité de courant sur toute la surface. Elle augmente de 22 mA en DC à 33.4 mA en régime de tension impulsionnelle, soit un gain de 30% pour la même géométrie d'émetteur en titane.

Table 3-1. Tension de claquage (V_{br}), densité de courant (Je) au sommet de la pointe et intensité (I) d'un émetteur elliptique en titane en DC et en régime de tension pulsé pour une distance inter-électrodes de d=0.2mm. Les dimensions de la pointe sont données sur la Fig.3-2.

Operation mode	I_{3ns}/I_{DC}	I (mA)	J_e (A.m^{-2})	V_{br} (kV)	$\frac{V_{3ns}-V_{DC}}{V_{3ns}}$
Pulse 3ns	1.6	33.4	4.093×10^{12}	34.9	6.4%
DC		22	2.6×10^{12}	32.8	

3.2. Influence de la géométrie

La géométrie de la pointe est aussi un paramètre important qui peut affecter l'émission électronique. La diffusion de la chaleur dépend fortement de la forme de l'émetteur. Les résultats obtenus pour des géométries de pointes elliptique et hyperbolique, pour un même coefficient de renforcement de champ β égal à 50 et des hauteurs de pointes comparables, sont représentés sur les tables 3-1 et 3-2.

Table 3-2. Tension de claquage (V_{br}), densité de courant (Je) et intensité (I) d'un émetteur hyperbolique en titane en DC et en régime de tension pulsé pour une distance inter-électrode de d=0.2mm. Les dimensions de la pointe sont représentées sur la Fig.2-27.

Operation mode	Ie_{3ns}/I_{DC}	I (mA)	J_e ($A.m^{-2}$)	V_{br} (kV)	$\frac{V_{3ns}-V_{DC}}{V_{DC}}$
Pulse 3ns	4.3	102.7	1.8×10^{12}	32.1	18.5%
DC		23.7	0.5×10^{12}	27.1	

Pour une pointe hyperbolique, la tension de claquage et le courant passe respectivement de 27.1 kV et 23.7 mA en DC à 32.1 kV et 102.7 mA en régime de tension impulsionnelle. Il est possible d'émettre 4.3 fois plus électrons en régime pulsé qu'en DC pour une pointe hyperbolique. Ceci s'explique par le fait que l'effet Nottingham est refroidissant pour une pointe hyperbolique en DC (Fig.2-27) alors qu'il est chauffant en régime de tension impulsionnelle (Fig.3-4) car la tension de claquage est plus grande et la température d'inversion aussi.

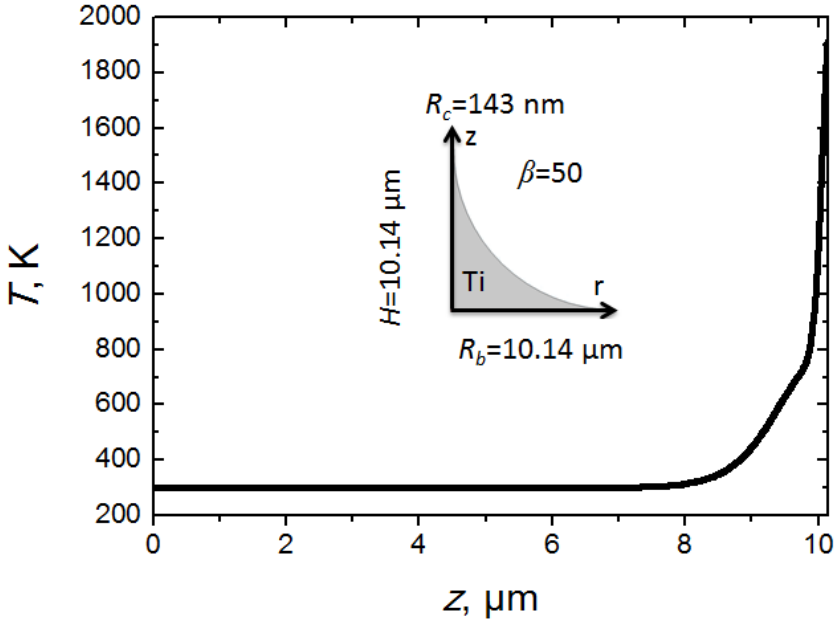

Fig.3-4. Profil axial de température à la fin du plateau (2 ns) de l'impulsion de tension d'une durée de 3ns dans une pointe émettrice hyperbolique

La Fig. 3-5 montre la dépendance radiale de la densité de courant émise en régime de tension impulsionnelle pour les deux formes d'émetteurs. A la surface de la pointe hyperbolique (triangle blanc), la densité de courant reste quasi constant le long de la surface d'émission (jusqu'à r=142 nm)

alors qu'il décroit de manière le long de l'émetteur elliptique (triangle rouge). Sur cette figure, la densité de courant au sommet de la pointe elliptique est plus élevée que la densité de courant au sommet de la pointe hyperbolique mais l'intensité du courant émis par la pointe hyperbolique (102.7 mA, table 3-2) reste supérieure à celle émise par la pointe elliptique (33.4 mA, table 3-1) car la densité de courant reste quasi-constante dans la zone d'émission de la pointe hyperbolique.

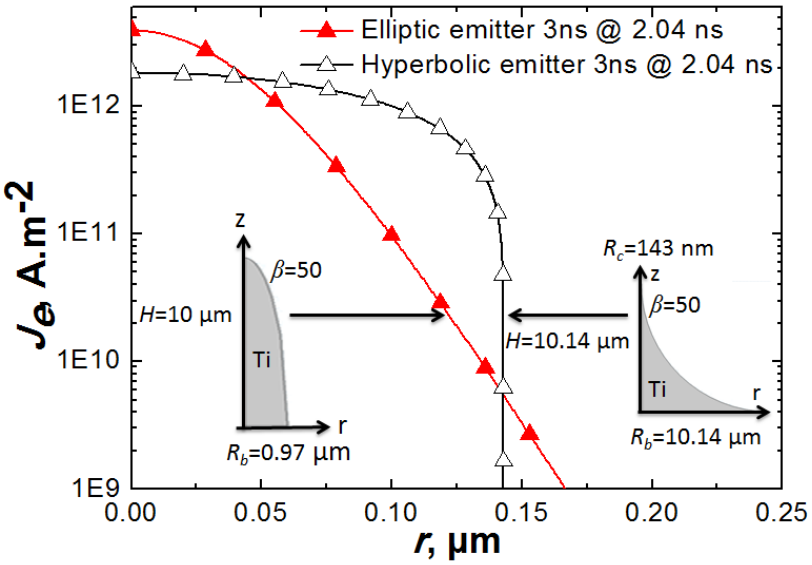

Fig.3-5. Profil de densité de courant à la surface d'un émetteur elliptique (V_{br}=34.9 kV, triangles rouges) et d'un émetteur hyperbolique (V_{br}=32.1 kV, triangles blancs) en titane en régime pulsé pour une distance inter-électrodes d=0.2 mm. Les hauteurs des deux pointes sont voisines (environ 10µm) ainsi que le facteur de renforcement du champ (β=50).

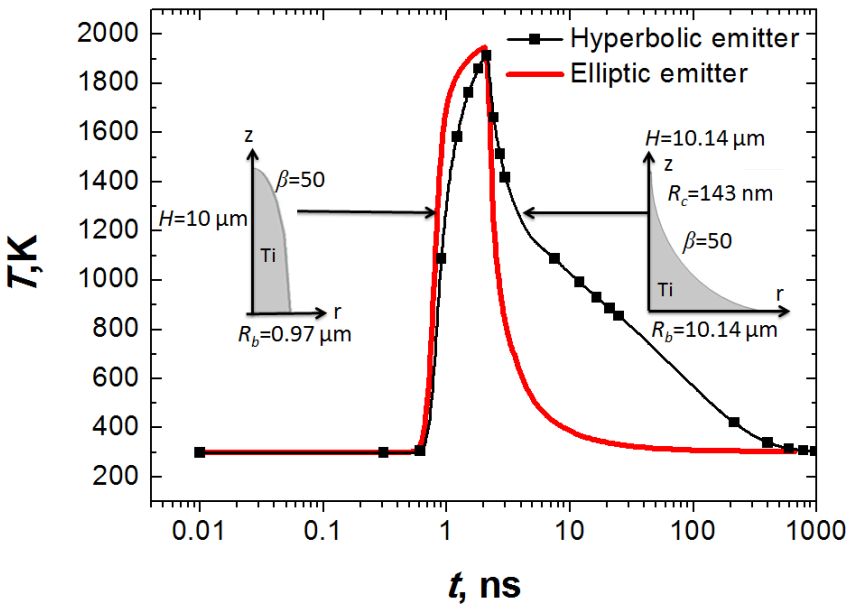

Fig.3-6. Evolution de la température au sommet d'un émetteur elliptique (V_{br}=34.9 kV, ligne rouge) et d'un émetteur hyperbolique (V_{br}=32.1 kV, carrés noirs) en titane en régime pulsé pour une distance inter-électrodes d=0.2 mm.

La Fig.3-6 représente l'évolution de la température durant une impulsion d'une durée de 3 ns pour les deux formes de pointes. Durant la phase de montée en tension, les variations de température sont plus rapides pour la pointe elliptique car le champ électrique à la surface de la pointe est plus élevé provoquant une variation plus rapide de la densité de courant et donc induisant un effet Joule plus grand durant la phase de la montée en tension. Durant le plateau, la température au sommet des deux pointes atteint progressivement la température de fusion du titane. La pointe hyperbolique rattrape le retard en température qu'elle avait sur la pointe elliptique car la chaleur se dissipe plus facilement vers le bas de la pointe elliptique, la section de cet émetteur augmentant plus vers le bas de la pointe que l'émetteur hyperbolique. Dans le cas d'un émetteur hyperbolique, l'évacuation de la chaleur nécessite un temps plus long à cause de l'affinement au sommet de la pointe. Cette différence de facilité de diffusion de la chaleur est encore plus visible durant la chute de tension : la pointe hyperbolique met dix fois plus de temps pour revenir à 300 K par rapport à une pointe elliptique. Cependant si l'on compare le temps de retour à 300 K dans toute la pointe au temps de répétition minimale entre deux impulsions hautes tensions disponibles pour les générateurs de tensions impulsionnelles les plus développés, qui est égal à 200 µs [78], ce temps de répétition des impulsions est toujours plus grand que le temps de retour à la température ambiante dans la pointe. Il est possible de répéter les impulsions de tension sans que la pointe garde « la mémoire » des impulsions précédentes pour des fréquences de répétition aussi élevées que 100 kHz.

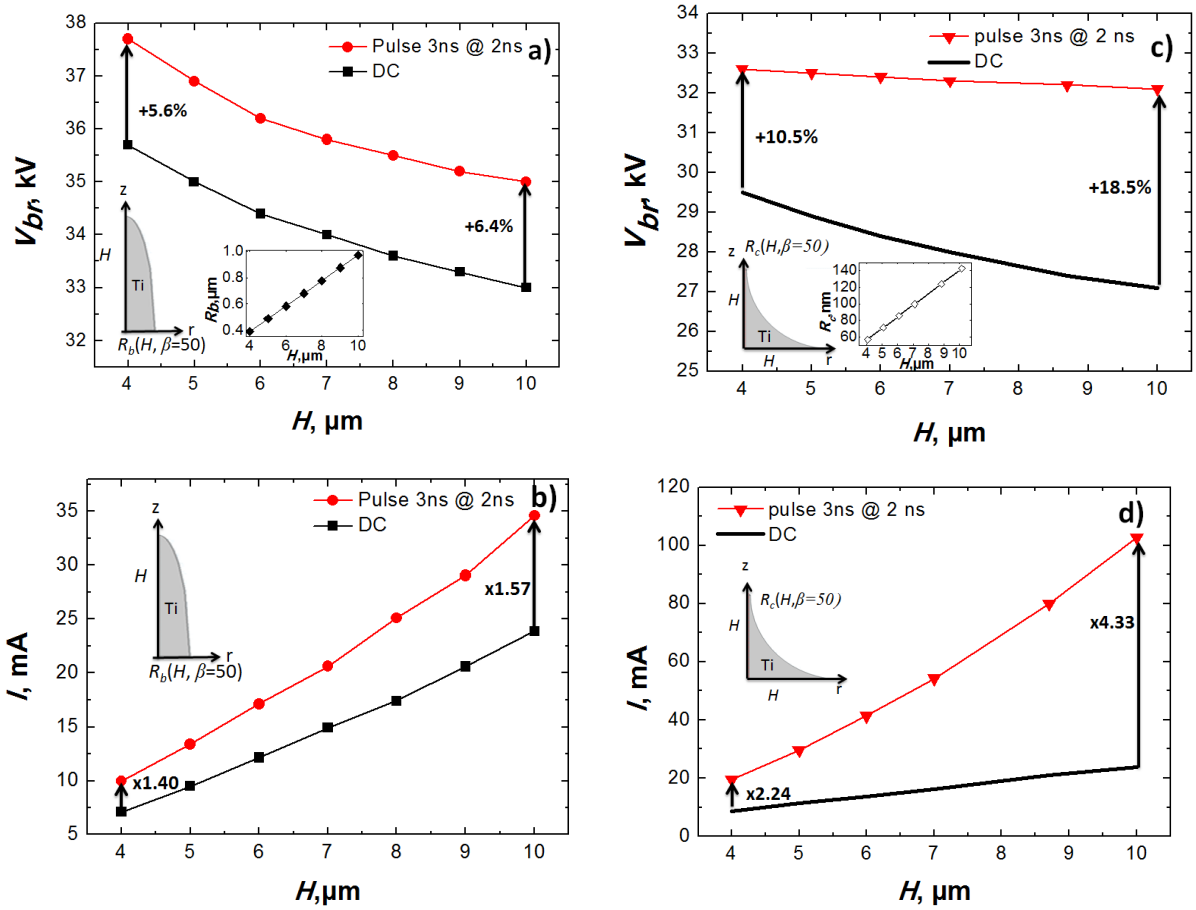

Fig.3-7. Tensions de claquage et intensités du courant émis pour des pointes de titane elliptiques ((a) et (b)) et hyperboliques ((c) et (d)) de différentes dimensions avec un coefficient de renforcement de champ β=50 pour une distance inter-électrodes d=0.2 mm. Comparaison entre le régime stationnaire et le régime impulsionnel

Les tensions de claquage en DC et en régime de tension pulsée sont représentées pour différentes tailles d'émetteurs, sur la Fig.3-7a) pour des pointes elliptiques et sur la Fig.3-7c) des pointes hyperboliques. Le coefficient de renforcement de champ est toujours gardé constant, égal à 50 pour toutes les tailles de pointes, ce qui contraint à une relation entre la hauteur H et le rayon R_b pour une pointe elliptique et une relation entre la hauteur H et le rayon de courbure R_c pour une pointe hyperbolique. En DC, la tension de claquage décroit quand le volume de l'émetteur augmente pour les deux géométries. En régime de tension pulsée, la tension décroit faiblement pour une pointe hyperbolique quand le volume de l'émetteur augmente alors qu'il suit la même tendance qu'en DC pour une pointe elliptique. De plus, la géométrie hyperbolique permet d'avoir un champ électrique fort et quasi-constant le long de la surface de la zone d'émission et ensuite fortement décroissant avec la distance à l'axe. Du point de vue thermique, la situation devient quasi 1D avec le flux de Nottingham seulement au sommet de la pointe. Du point de vue de la conservation du courant, le problème devient aussi 1D, avec du courant qui sort seulement au bout de la pointe. Les effets thermiques et donc la tension de claquage deviennent quasiment indépendants de la taille de la pointe. Cependant, la zone d'émission augmente avec la taille de l'émetteur, et par conséquent, il est possible pour de plus grandes pointes d'émettre plus d'électrons (Fig.3-7d)). Une pointe de hauteur H=10 µm émet quatre fois plus d'électrons en régime de tension pulsé qu'en DC, alors qu'une pointe de hauteur H=4 µm émet seulement 2.24 fois plus d'électrons pour la même impulsion de 3ns comparé au régime continu. L'émetteur hyperbolique apparait comme la meilleure géométrie pour extraire des électrons.

3.3. Influence de la durée et de la forme de l'impulsion de tension

Dans les sections précédentes, les effets de l'émission électronique à la surface et la distribution de température à l'intérieur de la pointe ont été étudiés pour une impulsion rectangulaire de tension de 3 ns (dite de type *top hat* en anglais). Cependant, il existe des contraintes technologiques pour produire des impulsions rectangulaires, en particulier pour des faibles temps de montée. Le but de cette partie est d'étudier l'effet du temps de montée et de la forme de l'impulsion sur l'émission électronique. Nous nous intéressons aux effets de ces impulsions pour une pointe hyperbolique H=10 µm et un rayon de courbure r_c=142 nm au sommet de la pointe.

Sur la Fig.3-8a) est représentée l'évolution de la tension pour différents temps de montée pour une même durée de plateau (1 ns). Dans chaque cas, la tension maximale atteinte correspond à la tension de claquage. La Fig.3-8b) représente l'évolution de la température au sommet de la pointe pour ces différents temps de montée. Décroitre le temps de montée sous la nanoseconde a très peu d'effet sur la tension de claquage, et par conséquent, sur la température de l'émetteur et le courant extrait. Dans le cas d'un émetteur en titane, pour une impulsion ayant un temps de montée de 0.1 ns (triangles bleus), la tension pour laquelle le claquage apparaît est 200 V plus élevée quand dans le cas d'une impulsion ayant un temps de montée de 1 ns. Cependant, la tension de claquage diminue si le temps de montée de la tension augmente (10 ns), carrés noirs sur la Fig.3-8. Pour ce temps de montée, la conduction thermique commence à jouer un rôle avant la fin de la montée en tension, alors que pour les faibles temps de montée, ce phénomène n'a lieu que durant le plateau de l'impulsion de tension (qui a été gardé constant à 1 ns).

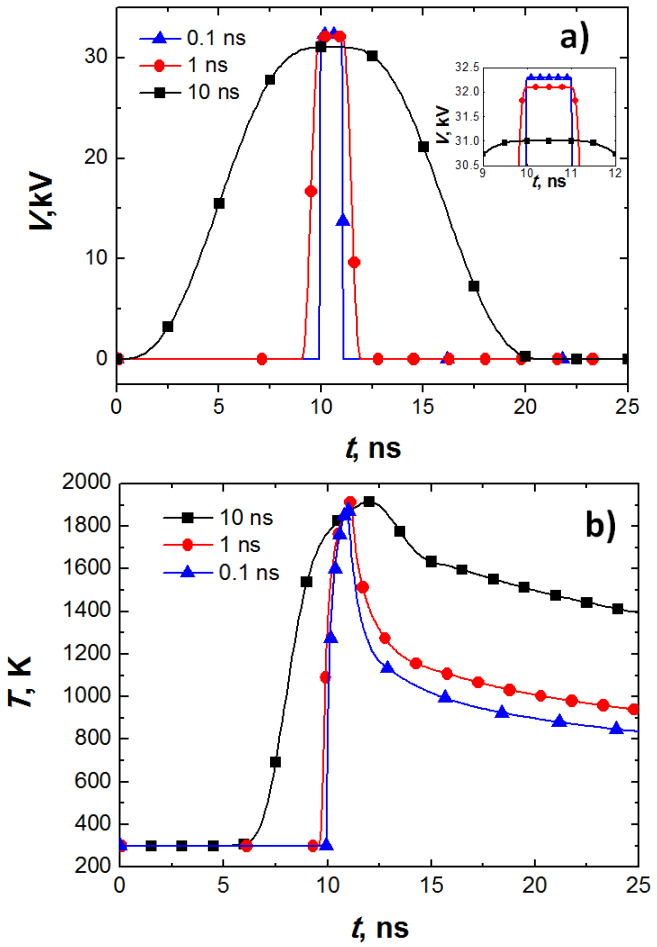

Fig.3-8. Evolution de la tension (a) et de la température au sommet d'un émetteur de titane (configuration de la Fig.3-4) pour différents temps de montée en tension. Ces évolutions de température ont été tracées pour les tensions de claquage obtenues pour ces différentes durées d'impulsion.

La durée du plateau apparaît être le paramètre clef dans le chauffage de la pointe et donc de l'émission. Réduire la durée totale du pulse augmente la tension de claquage et donc le nombre d'électrons émis. Avec un pulse de 0.3 ns, la tension de claquage atteint 35.6 kV et le courant est multiplié par 9.4 par rapport au régime DC (table 3-3).

Table 3-3. Tension de claquage (V_{br}), densité de courant (Je) et intensité (I) du courant émis par une pointe hyperbolique en titane en DC et en régime de tension impulsionnelle pour différentes durées et formes d'impulsions avec d=0.2mm. Les dimensions de la pointe sont données sur la Fig.2-27.

Operation mode	Ie_{3ns}/I_{dc}	I (mA)	Je ($A.m^{-2}$)	V_{br} (kV)	$\frac{V_{3ns}-V_{DC}}{V_{DC}}$
Sinusoidal pulse 0.3ns	13.5	319	6.0×10^{12}	37.5	38.38%
"Rectangular" pulse 0.3ns	9.4	223.3	4.3×10^{12}	35.6	31.36%
Sinusoidal pulse 3ns	5.6	132.8	2.7×10^{12}	33.4	23.2%
"Rectangular" pulse 3ns	4.3	102.7	1.80×10^{12}	32.1	18.4%
DC		23.7	0.5×10^{12}	27.1	

L'influence de la forme de l'impulsion a été étudié en comparant une forme sinusoïdale à celle de forme rectangulaire. Ce changement peut mener à un renforcement du courant émis. Une impulsion

sinusoïdale limite la durée du plateau et la diffusion thermique qui a lieu durant cet intervalle de temps pour des impulsions rectangulaires. Pour une impulsion de tension sinusoïdale de durée 0.3 ns, la tension de claquage atteint 37.5 kV et le courant est multipliée par 13.5 par rapport au DC. Cependant, ces impulsions électriques ultra-rapides, demeurent encore un challenge technologique et dans la suite, un pulse de tension de 3 ns est utilisée.

3.4. Influence du matériau de l'électrode

Afin de renforcer la tenue en tension (atteindre le claquage pour des tensions plus importantes), il peut être intéressant de changer le matériau de l'électrode. Nous avons donc réalisé des simulations en utilisant le tungstène (métal réfractaire) qui possède une température de fusion plus élevé (3700 K) ce qui permet a priori d'atteindre des valeurs de tension plus importante.

Une comparaison de la tenue en tension entre le tungstène et le titane a été effectuée, d'une part en ce qui concerne la tenue en tension et d'autre part en ce qui concerne l'émission électronique. La comparaison a été faite dans le cas d'un émetteur hyperbolique. En comparant la tension de claquage en DC pour une pointe en titane (Table 3-2) et une pointe en tungstène (Table 3-4), la tenue en tension est meilleure pour le tungstène (44.5 kV contre 30.8 kV pour le titane). La température de fusion pour le tungstène étant plus élevée que celle du titane, il est nécessaire d'augmenter de manière significative la tension pour atteindre le claquage suivant ce critère. De même, la densité de courant au sommet de la pointe est plus élevée d'un ordre de grandeur pour le tungstène (5.8×10^{12} A/m^2 contre 0.5×10^{12} A/m^2).

Table 3-4. Tension de claquage (V_{br}), densité de courant émise(Je) et intensité émise(I) dans le cas d'un émetteur hyperbolique en tungstène en DC et en régime de tension impulsionnel pour une distance inter-électrodes de d=0.2mm. Les dimensions de la pointe sont données sur la Fig.2-27.

Mode opératoire	I_{3ns}/I_{dc}	I (mA)	Je ($A.m^{-2}$)	V_{br} (kV)	$\frac{V_{3ns}-V_{DC}}{V_{DC}}$
Pulse 3ns	3.13	1050	1.4×10^{13}	44.1	15.59%
DC		335	5.18×10^{12}	38.15	

Travailler en régime de tension impulsionnelle permet d'augmenter la tension de claquage (gain de 55% pour un pulse de 3 ns comparé au DC). De plus, pour le titane, le régime pulsé permet d'émettre plus d'électrons (ratio I_{3ns}/I_{DC} est égal à 4.33 pour le titane et seulement 3.13 pour le tungstène) car les processus thermiques sont plus rapides pour le titane que pour le tungstène. Cependant les métaux réfractaires restent plus intéressants car il est possible d'émettre un plus grand nombre total d'électrons (1050 mA avec une pointe en tungstène alors qu'on pouvait émettre 102.7 mA avec le titane).

3.5. Effet de la charge d'espace sur la tension de claquage et l'émission de courant

3.5.1. Effet de la charge d'espace sur la tension de claquage et émission électronique en DC

Jusqu'à présent, dans ce chapitre, l'effet de la charge d'espace a été négligé. Cependant, celle-ci peut limiter l'émission électronique (comme nous l'avons vu dans la section 2.3) et aussi retarder, en termes de tension, l'apparition du claquage. Des résultats obtenus avec et sans la prise en compte de la charge d'espace sont représentés pour une pointe elliptique en titane sur la Fig. 3-9 en tension continue. Les résultats obtenus pour les distributions de champ électrique, de la densité de courant et de la température en surface au sommet de la pointe (en fonction de la distance à l'axe de symétrie) sont comparés, selon qu'on prenne ou non en compte la présence de la charge d'espace devant l'émetteur. La tension appliquée vaut, dans les deux cas, 32.8 kV et la distance inter-électrodes est égale à 0.2 mm.

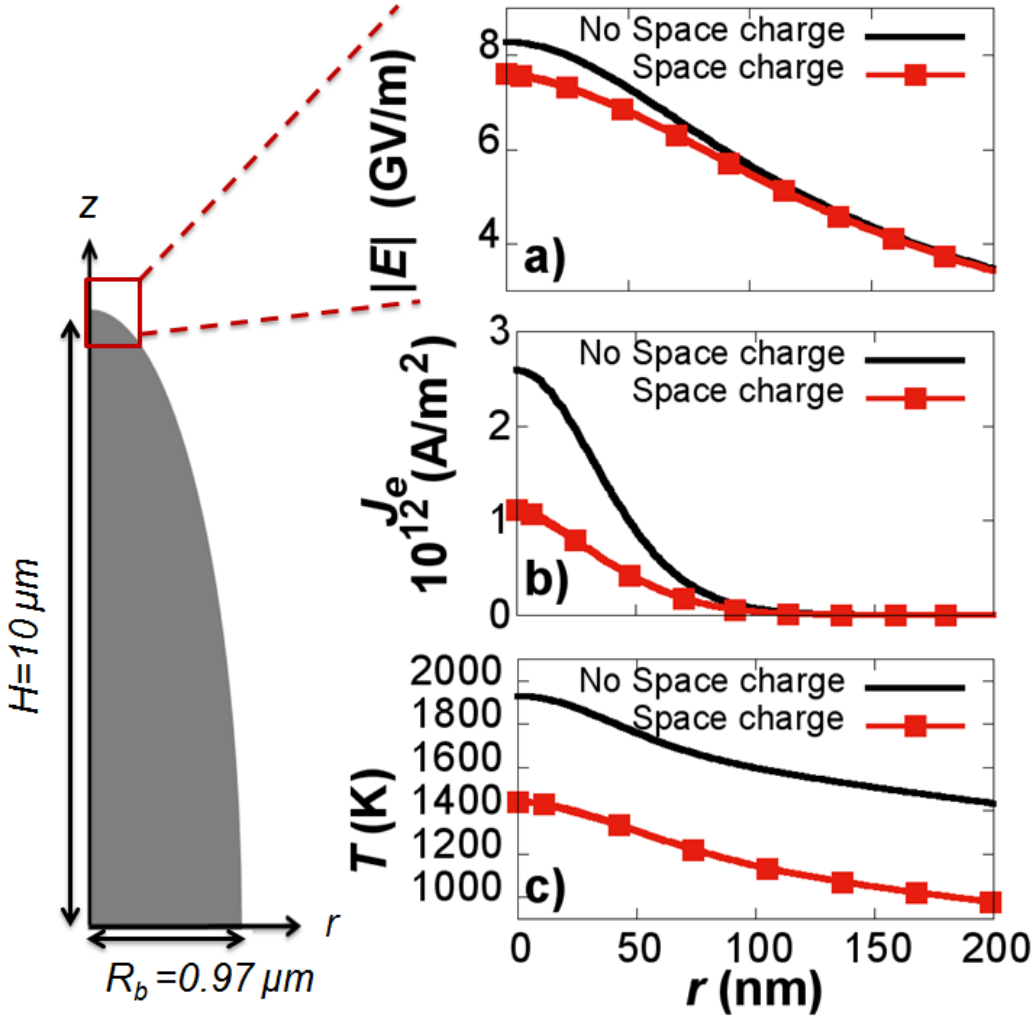

Fig.3-9. Normes du champ électrique (a), normes de la densité de courant (b) et températures (c) à la surface de la pointe avec et sans considérer l'effet de la charge d'espace pour une pointe elliptique de hauteur H=10 µm et de rayon R_b=0.97 µm. La tension appliquée et la distance inter-électrodes sont respectivement égales à V_{app}=32.8 kV et d=0.2 mm

La figure 3-9-a) représente le champ électrique à la surface de la pointe avec et sans charge d'espace. Au sommet de la pointe, le champ électrique est 10% plus élevé lorsque les effets de la charge d'espaces sont négligés. Plus on s'éloigne du sommet de la pointe, plus les effets de la charge d'espace deviennent négligeable, ceci est explicable par la Fig. 3-10 sur laquelle est tracé la densité électronique.

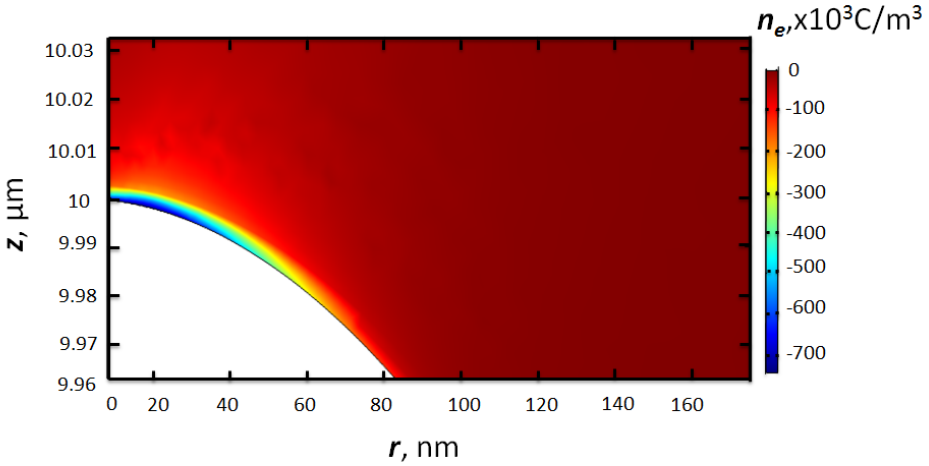

Fig.3-10. Densité électronique au-dessus du sommet de la pointe elliptique pour les conditions de calculs décrites sur la Fig.3-9.

Cette faible diminution du champ électrique à la surface de la pointe a cependant de fortes conséquences sur la densité de courant émise par la pointe. Au sommet de la pointe, la densité de courant diminue d'un facteur 2.5 (Fig. 3-9-a)). En conséquence, l'intensité du courant émis par la pointe est divisée par un facteur deux quand on prend en compte la charge d'espace et est égale à 11 mA.

Tab.3-5. Tension de claquage (V_{br}), et intensité (I) d'un émetteur elliptique en titane en DC pour une distance inter-électrode de d=0.2mm en prenant en compte ou non la charge d'espace. Les dimensions de la pointe sont données sur la Fig.2-9.

Operation mode	I_{3ns}/I_{dc}	I (mA)	V_{br} (kV)
DC avec charge d'espace	1	23	38
DC sans charge d'espace		23	32.8

Cette diminution de courant à la surface de la pointe a des conséquences sur le chauffage de la pointe car le terme d'effet Joule dans l'équation de la chaleur et l'effet Nottingham sont plus faibles. On observe pour cette tension appliquée que la température de fusion n'est pas atteinte lorsque la charge d'espace est prise en compte (température maximale de 1400 K sur la figure 3-9c)). Le critère d'apparition du claquage n'est plus rempli et il est donc possible d'augmenter la tension appliquée à la cathode jusqu'à atteindre la température de fusion. Après une recherche de ce critère, on observe que le claquage intervient pour une tension de 38 kV, en prenant en compte la charge d'espace. Une comparaison des champs électriques à la surface de la pointe avec et sans charge d'espace est représentée sur la Fig.3-11 pour ces deux tensions. Les deux profils de champ électrique à 32 kV sans

charge d'espace et 38 kV avec charge d'espace sont identiques, ceci conduit à une température identique (fusion de la zone émissive) et donc à un courant identique, comme indiqué dans la table 3.5.

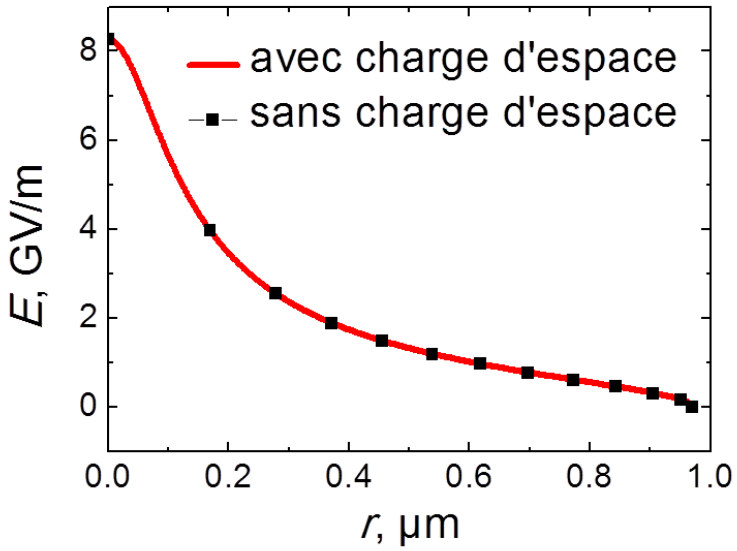

Fig.3-11. Distribution de champs électriques à la surface de la pointe pour une tension de claquage V_{br}= 38 kV en considérant la charge d'espace et s une tension de claquage V_{br}= 32.8 kV sans considérer la charge d'espace.

Une autre façon intéressante d'illustrer l'effet de la charge d'espace est de comparer l'émission avec ou sans prise en compte de la charge d'espace en représentation dite de Nordheim, l'émission avec ou sans prise en compte de la charge d'espace. Cette représentation, fréquemment utilisée dans la littérature pour estimer expérimentalement le coefficient de renforcement de champ électrique et la surface d'émission sur une cathode, trace en fonction de l'inverse de la tension appliquée et du logarithme du rapport entre l'intensité émise et le carré de la tension. La Fig.3-12 montre une telle représentation. On remarque que pour les faibles tensions (inférieures à 25 kV), les deux courbes (avec ou sans prise en compte de la charge d'espace) se superposent : l'effet de la charge d'espace est trop faible pour affecter le champ électrique au-dessus de la pointe et le courant émis à la surface de celle-ci. Au-dessus de 25 kV, un écart entre l'intensité avec et sans considérer la charge d'espace apparait et augmente quand on augmente la tension. Récemment, des chercheurs ont observé une saturation pour des densités de courant de l'ordre de 10^{11} A/m^2 et ont tenté de l'expliquer, dans le cas des nanotubes, en évoquant soit des pertes de tension [79], soit des interactions électrostatiques entre des pointes [80]. Les résultats présentés ici montrent que la charge d'espace est un phénomène qui peut aussi expliquer la saturation du courant électrique.

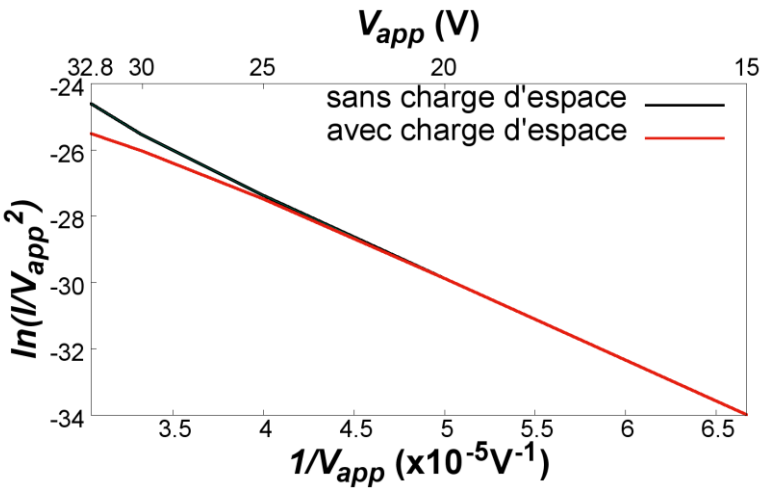

Fig.3-12. Représentation de Nordheim avec et sans charge d'espace pour une pointe elliptique de titane représentée sur la Fig.3-9.

Dans la section précédente, nous avons vu d'une part que la pointe hyperbolique était une géométrie permettant d'émettre plus que la géométrie elliptique et que d'autre part il était intéressant d'utiliser des métaux réfractaires comme le tungstène dont la température de fusion est très élevée. La tension de claquage en régime continu et l'intensité du courant émis en considérant la charge d'espace pour une pointe hyperbolique de tungstène sont présentés sur la table 3-6. Si on compare les tensions de claquage obtenues sans charge d'espace, la tension de claquage est 40% plus élevée (38 kV au lieu de 65 kV). Le courant émis par la pointe dans les deux cas est identique.

Tab.3-6. Tension de claquage (V_{br}), et intensité (I) d'un émetteur hyperbolique en Tungstène en DC pour une distance inter-électrode de d=0.2mm en prenant en compte ou non la charge d'espace. Les dimensions de la pointe sont données sur la Fig.3-9.

Mode opératoire	I_{3ns}/I_{dc}	I (mA)	V_{br} (kV)
DC sans charge d'espace	1	335	65
DC		335	38.15

La représentation de Nordheim est donnée sur la Fig.3-13. La saturation de la courbe est encore plus importante dans le cas du tungstène que dans le cas du titane car il est possible d'émettre plus d'électrons avec le tungstène, la tension de claquage étant plus élevée, la densité électronique au-dessus de la pointe sera plus élevée. Cette fois-ci l'effet de la saturation du courant induit par la charge d'espace est bien plus marqué que sur la Fig. 3-12.

Après ces résultats obtenus en DC, il est intéressant d'étudier ces effets en régime impulsionnel. Les résultats de ces études sont présentés dans la section suivante.

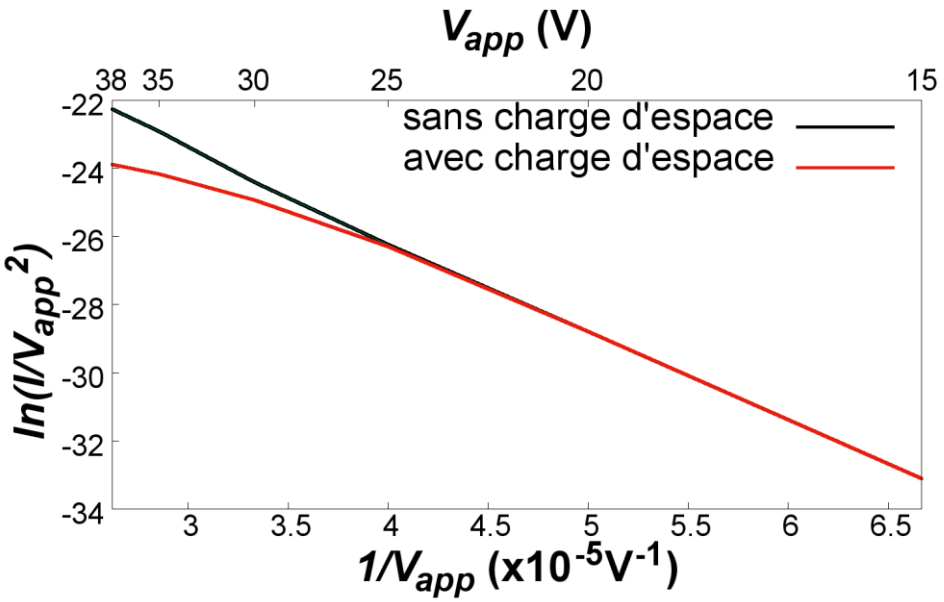

Fig.3-13. Courbe de Nordheim avec et sans charge d'espace pour une pointe hyperbolique de tungstène représentée sur la Fig.3-9.

3.5.2. Tension de claquage et émission électronique durant une impulsion électrique de 3 ns

Dans les sections précédentes (sans prise en compte de la charge d'espace) pour une pointe hyperbolique en tungstène, une tension de claquage de 44.1kV a été déterminée en régime impulsionnel de tensions 3ns (table 3-4). D'après les résultats des calculs effectués en prenant en compte la charge d'espace, la tension de claquage conduisant à la fusion de la pointe est de 98 kV en régime impulsionnel 98 kV soit une augmentation de plus de 122 % (Table 3-6). Il y a comme dans les cas DC analysés précédemment une égalité des résultats sur les calculs de l'émission électronique obtenue avec et sans charge d'espace.

Tab.3-6. Tension de claquage (V_{br}), intensité (I) d'un émetteur hyperbolique en tungstène en DC et en régime de tension pulsé pour une distance inter-électrode de d=0.2mm en prenant en compte la charge d'espace. Les dimensions de la pointe sont données sur la Fig.2-9.

Operation mode	I_{3ns}/I_{dc}	I (mA)	V_{br} (kV)
Pulse 3ns	3.13	1050	98
DC		335	65

Les évolutions des intensités émises au cours d'une impulsion de tension de durée 3 ns sont représentées dans les deux cas (avec et sans charge d'espace respectivement courbes rouge et noire) sur la Fig.3-14. La tension normalisée par rapport à la tension de claquage, appliquée lors de l'impulsion, est représentée en bleu sur cette figure. On peut observer deux comportements très différents : au cours de la montée en tension, le courant obtenu en présence de la charge d'espace augmente plus rapidement que dans le vide, car la tension appliquée est plus élevée si la charge émise

est prise en compte. A la fin de la montée en tension, l'intensité du courant émis par la pointe dans le modèle avec la charge d'espace est égale à 1 A alors que le courant émis sans charge d'espace est égal à 0.75 A. Quand le plateau de tension commence après une nanoseconde de montée en tension, le courant émis continue d'augmenter sans charge d'espace, car la température augmente dans la pointe et la composante thermo-ionique dans l'émission électronique émise par la pointe augmente pour atteindre 1.05 A à la fin du plateau. En revanche, si l'on prend en compte la charge d'espace, l'intensité émise augmente très peu durant le plateau et pour atteindre pratiquement le même courant de 1.06 A après 2 ns.

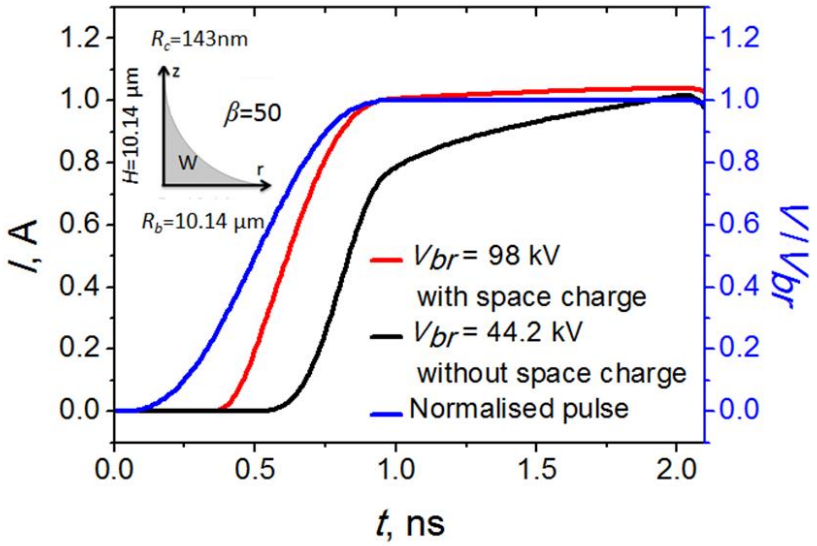

Fig.3-14. Evolution de l'intensité émise en prenant en compte la charge d'espace (en rouge) et sans prendre en compte la charge d'espace (en noir), Evolution de la tension (normalisée en bleu).

Durant le plateau, en considérant la charge d'espace, la pointe chauffe par effet Joule et par effet Nottingham, augmentant la composante d'émission thermo-ionique dans l'émission électronique de la pointe. La densité électronique devant la pointe augmente mais cela a pour conséquence de diminuer le champ électrique à la surface de la pointe. La composante d'émission de champ dans l'émission électronique diminue. Le courant émis total reste ainsi quasi constant avec la composante d'émission de champ du courant qui est remplacée par la composante d'émission thermo-ionique durant le plateau de tension.

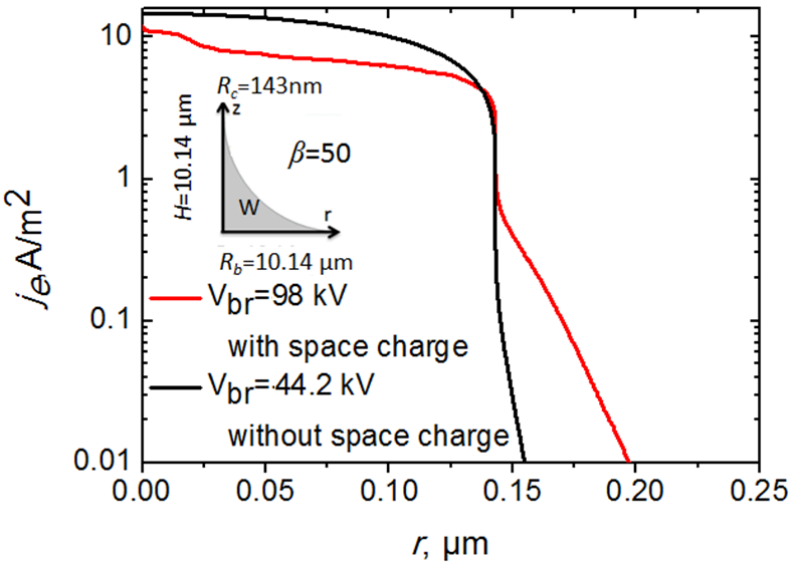

Fig.3-15. Distribution de la densité de courant à la surface de la pointe en prenant en compte la charge d'espace (en rouge) et sans prendre en compte la charge d'espace (en noir) pour t=2 ns (fin du plateau de la tension). Dans chaque cas, les valeurs des tensions sur le plateau correspondent aux valeurs respectives de la tension de claquage

La Fig.3-15 représente la densité de courant à la surface de la pointe à la fin du plateau d'une impulsion de tension. Au sommet de la pointe, la densité de courant est plus faible quand la charge d'espace est prise en compte. On remarque aussi qu'en négligeant la charge d'espace, le rayon de la zone émissive est égal à 0.14 µm. Au-delà de cette zone, la densité de courant chute brutalement. Quand la charge d'espace est considérée, la tension nécessaire pour atteindre le claquage étant plus élevée et la densité de courant commençant à saturer au sommet de la pointe à cause de cette tension élevée, la zone d'émission augmente. La densité de courant chute ainsi moins brutalement que dans le cas sans charge d'espace et cette contribution de la densité de courant sur le courant totale est loin d'être négligeable car la surface élémentaire d'émission augmente quand on s'éloigne du sommet. Il est donc intéressant de noter que même si dans le phénomène réel la charge d'espace est présente, sa prise en compte dans le modèle conduit à un courant émis du même ordre que si elle était négligée mais la tension qui doit être appliqué pour l'atteindre (et à la limite du claquage) est différente.

3.6. Conclusions

Les principaux résultats obtenus au cours de cette étude théorique de l'émission thermo-ionique assistée par effet de champ dans le vide sont les suivantes.

En termes d'intensité émise, l'intérêt d'utiliser une alimentation de tension impulsionnelle (avec des impulsions de durée de l'ordre de quelques nanosecondes) a été mis en évidence et quantifiée dans plusieurs cas présentés au cours du chapitre. Cet intérêt se retrouve aussi quand on s'intéresse non plus à l'intensité émise mais à la tension de claquage qui elle aussi se retrouve augmentée.

Dans le cas d'une pointe hyperbolique, le système peut tenir une tension 15.6% plus élevée. Le gain est encore plus important pour le courant émis à cause d'une variation non-linéaire avec le champ électrique à la surface du métal. Ainsi, le nombre d'électrons quittant le sommet de la pointe peut être

multiplié par un facteur 4, qui représente un facteur plus important que les 25 % d'incertitudes qui existe sur l'estimation du courant dans le modèle (sous-section 2.2.4. du **chapitre 2**).

La durée du plateau d'une impulsion rectangulaire est le paramètre le plus important à prendre en compte dans l'estimation des paquets d'électrons car la diffusion thermique, qui a lieu durant cette période, affecte la tension de claquage. Au contraire, le temps de montée n'a que très peu d'influence sur la tension de claquage.

La géométrie est l'autre paramètre clef à prendre en compte dans l'émission électronique. L'étude comparative pour un lot de géométrie avec un même coefficient de renforcement de champ (la taille de la pointe est considéré ici comme constant mais le rayon de courbure au sommet de la pointe change pour un avoir un coefficient de renforcement de champ identique) montre que les géométries qui ont un champ électrique qui reste quasiment constant le long de la zone d'émission émettent plus de courant.

Dans le cas d'une haute tension impulsionnelle, le taux de répétition entre deux impulsions successives dépend de la dynamique de la chute de température au sommet de la pointe. Pour les impulsions étudiées, ce temps (10 µs), plus court que la période des générateurs hautes tensions impulsionnelles les plus avancés, actuellement, est suffisant pour laisser le temps à la pointe de refroidir dans son ensemble.

Utiliser des métaux réfractaires (tungstène) permet d'atteindre de plus hautes températures et d'émettre plus d'électrons. L'intensité de courant émise par la pointe augmente d'un ordre de grandeur par rapport au titane, même si l'intérêt d'une alimentation pulsée est moindre dans le cas du tungstène que pour le titane, par rapport au DC.

Enfin, la prise en compte de la charge d'espace montre qu'elle demeure un paramètre limitant dans l'émission électronique. Il advient que le courant maximum émis avec ou sans charge d'espace est identique si l'on applique à la pointe le maximum de tension supportée, *i.e.* la tension de claquage. Remarquons qu'en présence de la charge d'espace, le claquage se produit à des tensions bien plus élevées. Bien sûr dans le processus physique, la charge d'espace est bien présente.

Chapitre 4 :
Photo-émission assistée par un champ électrique.

Dans les deux précédents chapitres nous avons étudié l'émission électronique d'une pointe et estimé les avantages d'une émission pulsée sur une émission en régime continu. Dans ces chapitres, l'émission électronique n'était causée que par l'effet d'un champ électrique intense, la température ou l'action conjointe de ces deux paramètres. Dans ce chapitre nous proposons d'étudier comment l'émission électronique par effet de champ peut être renforcée par un autre phénomène : l'effet photoélectrique.

L'objectif principal de cette partie est de décrire l'effet photo-électrique et décrire l'effet qu'il peut avoir sur l'émission électronique en présence d'un champ électrique intense et d'un échauffement de la surface de la cathode.

Le chapitre commencera par un rapide rappel historique et bibliographique sur la description et la modélisation de l'effet photoélectrique. La notion de rendement quantique sera ensuite définie. Le modèle de Spicer sera décrit en détail ainsi que les améliorations que nous y avons apportées comme la prise en compte de la température et de la possibilité pour les électrons photo excités de quitter le métal par effet tunnel. Nous obtiendrons ainsi une expression complète du rendement quantique. Une discussion des différentes hypothèses sur lesquelles se fonde notre modèle permettra alors de bien en déterminer les limites de validité.

La présentation de quelques résultats concernant aussi bien le rendement quantique que l'influence de la photoémission sur l'effet Nottingham constituera les premières illustrations de notre modèle.

4.1. Rappel historique et bibliographique

Dans le chapitre d'introduction, nous avons vu que l'effet photo-électrique a été découvert en 1887, mais il a fallu attendre 1905 et Albert Einstein [1], pour que le phénomène soit en parti compris. Sa théorie démontra la quantification de l'énergie de la lumière et proposa l'existence, de ce qu'on appellera plus tard, le travail de sortie, permettant ainsi d'expliquer pourquoi les rayons UV causaient l'émission d'électrons alors que la lumière visible ne le permettait pas. En effet, l'énergie des photons UV (> 3 eV) est comparable au travail de sortie (cf. Tab.1-1, typiquement entre 2 et 5 eV) alors que ce n'est pas le cas des photons du domaine visible qui ont une énergie moindre (1 à 3 eV). Dans les années qui suivirent, avec le développement de la mécanique quantique, de nombreuses théories furent énoncées. La plus connue est celle proposée par Dubridge [2], qui considérait l'effet photo-électrique comme un phénomène de surface. Sa théorie a beaucoup été utilisée par les expérimentateurs et a même été généralisée dans l'émission multi-photons (plusieurs photons qui excitent un même électron) [81]. Cependant, dans cette théorie, les phénomènes de volume étaient complètement négligés. Les premiers à prendre en compte ce phénomène furent Spicer et Berglund [3-82]. Leur modèle de l'interaction photon-solide est constitué de trois étapes : absorption d'un photon et excitation d'un électron du solide, transport de l'électron excité vers la surface en prenant en compte les collisions que les électrons peuvent subir entre eux, et la probabilité de sortie de l'électron du

métal. Les trois étapes étant indépendantes les unes des autres, la probabilité qu'un photon incident permette l'émission d'un électron, appelé rendement quantique, est le produit des probabilités d'occurrence de chacune de ces étapes. Les différentes étapes sont qualitativement représentées sur la Fig.4-1. Par la suite, ce modèle a été repris et développé, notamment par Jensen *et al.* [83-65] et Dowell *et al.* [86-88]. Le modèle développé par Dowell prend en compte l'effet Schottky dans la détermination du rendement quantique.

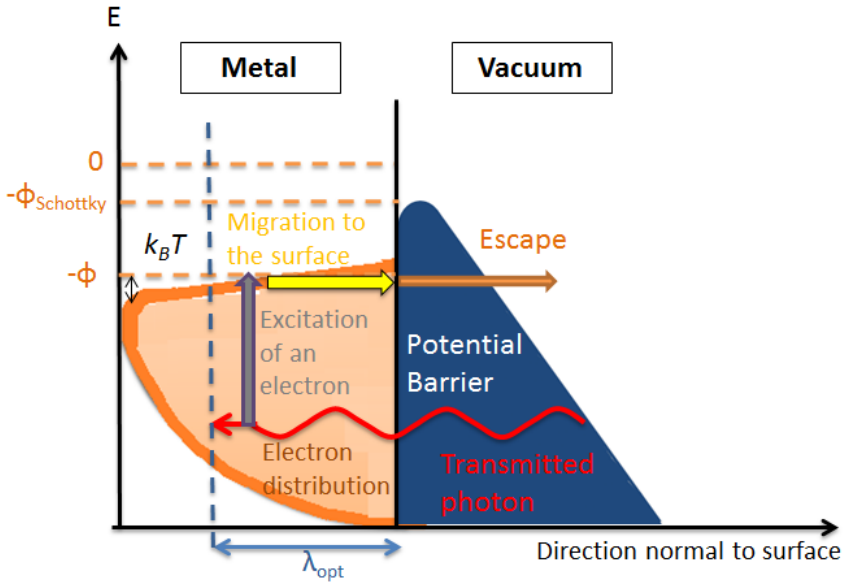

Fig.4-1. Modèle phénoménologique de la photo-émission assistée par effet de champ

L'objectif de cette section est de développer un modèle qui essaie de décrire l'émission photo-électrique émise quand une cathode est soumise à la haute tension et illuminée par un laser. Le champ électrique étant très fort à la surface de la cathode, il est nécessaire de prendre en compte les électrons photo-excités s'échappant du métal par effet tunnel et l'effet de la température sur l'émission des électrons photo-excités. Ces deux effets n'ont pas été pris en compte dans le modèle de Dowell. Nous allons donc généraliser le modèle développé par Dowell.

4.2. Rendement quantique

Le rendement quantique (Q_E) est défini comme le rapport du nombre d'électrons émis n_e sur le nombre de photons incident n_p. Le rendement quantique s'écrit ainsi :

$$Q_E = \frac{n_e}{n_p} = \frac{h\nu}{P_{laser}} \frac{j_{photo}}{q_e} \quad (79)$$

Où h correspond à la constante de Planck et ν est la fréquence de l'onde. P_{laser} correspond à la densité de puissance du laser. La densité de courant photo-émis j_{photo} s'exprime donc de la manière suivante :

$$j_{photo} = Q_E \frac{P_{laser}}{h\nu} \quad (80)$$

4.2.1. Modèle de Spicer

Dans cette sous-section, le modèle de Spicer va être décrit en reprenant le modèle de Dowell [86-88]. Nous proposerons aussi une forme générale qui contrairement aux précédents modèles prendra en compte l'effet de la température (qui peut être élevée) et le fait que les électrons photo-excités peuvent quitter le métal par effet tunnel. Dans le modèle de Dowell, les électrons quittent le métal en passant au-dessus de la barrière uniquement (effet Schottky). Comme précédemment évoqué, le modèle de Spicer se décompose en trois phases dont la première, objet du prochain paragraphe, concerne l'absorption des photons et l'excitation des électrons par les photons.

i. Absorption des photons et excitation des électrons.

Cette première étape détaille la probabilité d'un photon d'être absorbé et d'exciter un électron vers un niveau d'énergie plus élevé. Au cours de cette étape, trois processus ont lieu :

Le premier correspond à la réflexion d'une partie du faisceau laser à la surface. La probabilité de transmission dans le métal T est calculée à partir du coefficient de réflectivité R qui dépend de la fréquence de l'onde:

$$T(h\nu) = 1 - R(h\nu) \qquad (81)$$

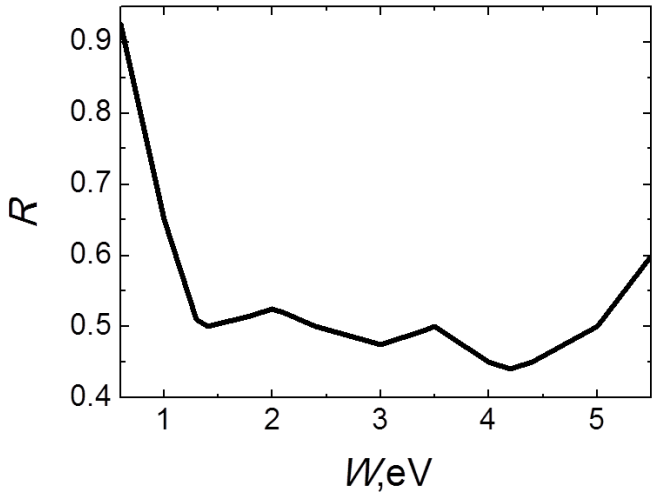

Fig 4-2. Exemple de variation de réflectivité dans le cas du tungstène [84] en fonction de l'énergie du photon.

Un exemple de réflectivité est représenté dans le cas du tungstène sur la figure4-2, résultat extrait de la référence [84]. La réflectivité varie fortement quand l'énergie des photons est inférieure à 1 eV. Entre 1 et 5 eV, elle reste à peu près constante entre 45 et 52%. Pour des énergies plus élevées, la valeur de la réflectivité augmente à nouveau.

Concernant la fraction du rayonnement transmis, deuxième processus intervenant lors de l'interaction photon-métal, elle correspond à une profondeur s pour laquelle l'onde électromagnétique est amortie, et l'énergie absorbée dans le métal est à déterminer. En effet, la nature conductrice du matériau impose la nullité du champ électrique dans le métal. La distance caractéristique pour laquelle l'amplitude des

champs diminue et finit par devenir nulle est nommée l'épaisseur de peau λ_{opt}. Ainsi, la probabilité d'absorption P_{abs} d'un photon à une profondeur s à ds près est égale à :

$$P_{abs} = \frac{1}{\lambda_{opt}} e^{\left(-\frac{s}{\lambda_{opt}}\right)} ds \qquad (82)$$

Le troisième processus est la probabilité d'exciter un électron à une énergie plus élevée. L'hypothèse faite dans ce modèle est que le calcul de cette probabilité ne dépend que de trois paramètres : l'énergie du photon $h\nu$, le nombre d'électrons occupant les états du métal et le nombre d'états libres dans lequel l'électron est excité le cas échéant. Il n'y a donc pas de règles de sélection sur les moments des électrons et les éléments de la matrice de passage de l'état occupé à l'état libre ne dépendent pas de l'énergie. Ainsi la probabilité d'exciter un électron d'énergie W soumis à un rayonnement $h\nu$ à une énergie $W+h\nu$ est proportionnel au nombre d'états initiaux $F_{FD}(W,T)\times N(W)$, multiplié par le nombre d'état finaux $[1- F_{FD}(W+h\nu,T)]\times N(W+h\nu)$ où N est la densité d'état électronique qui dépend de l'énergie de l'électron. On rappelle que F_{FD} correspond à la distribution de Fermi-Dirac. La probabilité d'exciter un électron P_{ex} d'énergie W à dW près s'écrit :

$$P_{ex} = \frac{N(W)F_{FD}(W,T)N(W-h\nu)(1-F_{FD}(W+h\nu,T)dW}{\int_{W_C}^{\infty} F_{FD}(W,T)(1-F_{FD}(W+h\nu,T)N(W)N(W+h\nu)dW} \qquad (83)$$

Le dénominateur correspond à un facteur de normalisation. Nous obtenons ainsi l'expression suivante pour la probabilité P_1 qu'un électron situé une distance s de la surface à ds près et ayant une énergie W absorbe un photon d'énergie $h\nu$ et qu'il soit excité dans un état d'énergie $W+h\nu$ à dW près.

$$P_1 = T\times P_{abs}\times P_{ex} \qquad (84)$$

Cette multiplication des différentes probabilités successives résulte du fait que les trois processus mis en jeu sont considérés comme étant indépendant les uns des autres.

ii. Transport des électrons photo-excités dans le métal

La seconde étape dans le modèle de Spicer est le transport des électrons jusqu'à la surface du métal. La probabilité qu'un électron photo-excité rejoigne la surface P_2 est à déterminer. L'hypothèse faîte est que seuls les électrons qui n'ont pas eu de collisions avec un autre électron peuvent rejoindre la surface. Les collisions électron-réseau peuvent être négligées car elles ne changent pas significativement la distribution en énergie des électrons [20]. Si l'électron excité part de la distance s, avec un angle θ, cela revient à calculer la probabilité qu'un électron parcourt la distance $\frac{s}{\cos(\theta)}$ sans avoir de collisions avec un autre électron.

$$P_2 = \frac{1}{2} e^{-s\left(\frac{1}{l(W)\cos(\theta)}\right)} \qquad (85)$$

Le coefficient $\frac{1}{2}$ correspond la probabilité qu'un électron photo-excité se dirige vers la surface et non vers l'intérieur du métal et l correspond au libre parcours moyen de l'électron photo-excité. Dans le

calcul du libre parcours moyen, seules les interactions entre les électrons de la bande de conduction sont prises en compte. Les interactions entre les électrons excités et les électrons de valence sont négligées. La probabilité *P'* qu'un électron d'énergie *W* interagisse avec un électron d'énergie W_0 pour donner deux électrons : un d'énergie $W_0+\Delta W$ et un autre d'énergie $W-\Delta W$,a une relation de proportionnalité exprimée par l'équation suivante :

$$P'(W,W_0,\Delta W) \propto N(W_0)N(W_0+\Delta W)N(W-\Delta W)F_{FD}(W_0,T)(1-F_{FD}(W+\Delta W,T))(1-F_{FD}(W_0-\Delta W,T))dW$$
(86)

L'énergie cédée par l'électron photo-émis ΔW peut varier entre 0 et $W-W_c$ où W_c correspond au niveau d'énergie au bas de la bande de conduction. En intégrant sur tous les ΔW et toutes les énergies W_0, la probabilité P_{coll} qu'un électron d'énergie *W* interagisse avec un autre électron de la bande de conduction est proportionnelle à :

$$P_{coll}(W) \propto \int_{W_C}^{\infty}\int_{0}^{W-W_C} P'(W,W_0,\Delta W)d(\Delta W)dW_0 \qquad (87)$$

Le temps de vie d'un état excité $\tau(W)$ est inversement proportionnel à la probabilité de collision selon la règle d'or de Fermi.

$$\tau(W) \propto \frac{1}{P_{coll}(W)} \qquad (88)$$

Le libre parcours moyen peut s'écrire sous la forme suivante:

$$l(W) = v(W)\tau(W) \propto \frac{v(W)}{P(W)} \qquad (89)$$

Où la vitesse est définie par rapport au bas de la bande de conduction:

$$v(W) = \sqrt{\frac{2m(W-W_c)}{m_e}} \qquad (90)$$

Le libre parcours moyen peut être exprimé par rapport à une valeur de libre parcours moyen déterminée à une énergie de référence W_m pour un matériau donné. Ce libre parcours moyen s'exprime ainsi sous la forme suivante :

$$l(W) = l(W_m)\frac{P(W_m)}{P(W)}\sqrt{\frac{W-W_c}{W_m-W_c}} \qquad (91)$$

La variation du libre parcours moyen avec l'énergie est représentée sur la Fig.4-3. Le libre parcours moyen électron-électron diminue avec l'énergie.

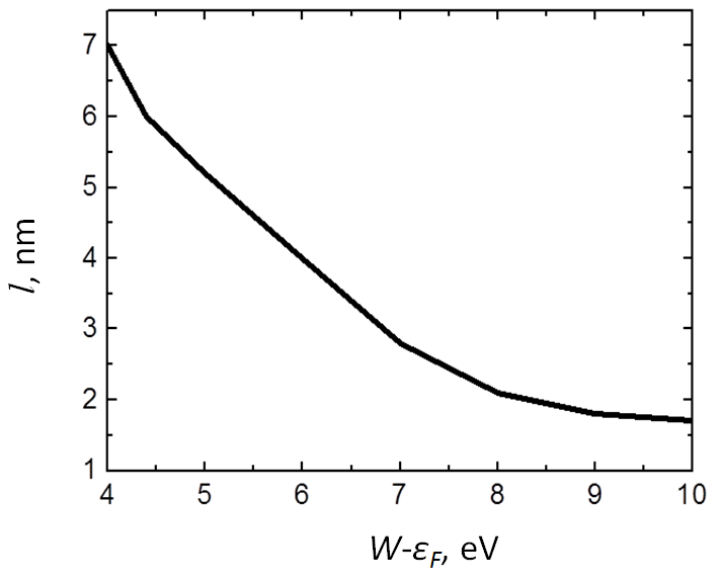

Fig.4-3.Variation du libre parcours moyen avec l'énergie. Le libre parcours moyen a été normalisé à partir de $l(W_m = 8.6\ \text{eV}) = 220$ nm obtenu par Krolikowski et Spicer [89]

iii. Probabilité de sortie de l'électron excité du matériau

La probabilité de sortie du matériau P_3 est déterminée à partir du calcul de la transparence décrite dans la première section du **chapitre 2** :

$$P_3 = D(W_\perp, E) \quad (92)$$

avec

$$W_\perp = \frac{1}{2} m_e (v\cos(\theta))^2 \quad (93)$$

$W_\perp$ représente la composante normale de l'énergie de l'électron photo-excité. v est la vitesse de l'électron photo-excité et θ représente l'angle entre la direction de l'électron et la surface du métal. C'est dans cette probabilité qu'intervient le champ électrique à la surface du métal. Si le champ électrique appliqué à la surface du métal est suffisamment élevé, les électrons photo-excités auront une probabilité non nulle de quitter le métal par effet tunnel ou en passant au-dessus de la barrière.

iv. Expression générale du rendement quantique

Connaissant la probabilité des différentes étapes constituant la photo-émission à savoir P_1, P_2 et P_3, une expression générale du rendement quantique de ces différentes étapes peut être déterminée en faisant le produit de chacune de ces étapes:

$$Q(E,T,h\nu)=\frac{\int_{W_C}^{\infty}\int_0^{\infty}\int_0^{2\pi}(1-R(h\nu))\frac{1}{\lambda_{opt}}e^{\frac{-s}{\lambda_{opt}}}\times F_{FD}(W,T)(1-F_{FD}(W+h\nu,T)N(W)N(W+h\nu)\frac{1}{2}e^{\frac{-s}{l(w)}}\times D(W^{\perp},F)\times d\Omega dsdW}{\int_{W_C}^{\infty}F_{FD}(W,T)(1-F_{FD}(W+h\nu,T))N(W)N(W+h\nu)dW}$$

(94)

Il est ainsi possible de déterminer le rendement quantique en fonction du champ électrique appliqué à la surface du métal, de la température et de l'énergie du photon.

4.2.2. Limites du modèle de photo-émission assisté par effet de champ

Dans notre modèle, différentes hypothèses faîtes doivent être discutées.

La première hypothèse faite dans ce modèle est de supposer que le flux de photons arrive perpendiculairement à la surface. Cette hypothèse peut être exagérée notamment dans le cas où on illumine une pointe. Si le faisceau laser arrive en incidence rasante à la surface, l'effet photo-électrique peut être sous-estimé, car la probabilité d'exciter un électron près de la surface est plus grande que dans le cas d'un faisceau normal à la surface.

La seconde hypothèse du modèle correspond à la seconde étape du modèle de Spicer, supposant les électrons excités par un unique photon. En réalité dans le cas des lasers de forte puissance (haute fluence) et de faible énergie de photons (<2 eV), plusieurs photons peuvent exciter le même électron. Avec ce gain d'énergie, l'électron peut s'échapper du métal directement, de façon analogue à l'effet photo-électrique. C'est l'émission multi-photons [90-92]. Les seuls modèles semi-empiriques développés sur l'effet multi-photons sont basés sur une généralisation à n-photons de la théorie de Fowler-Dubridge considérant la photo-émission comme un effet de surface [81,93]. Ces phénomènes peuvent être observés quand la durée d'impulsion du laser est de l'ordre de la picoseconde ou plus courte.

Une remarque peut être aussi faite sur la validité de l'approximation selon laquelle un électron ayant subi une collision inélastique ne puisse pas être émis. Dans le cas de la photoémission pure, pour un électron ayant une énergie proche du niveau de Fermi et ayant gagné après interaction avec un photon, une énergie $h\nu$ assez proche du travail de sortie, cette approximation semble justifiée. En effet, un électron qui céderait une partie de son énergie au cours d'une collision, perdrait toute chance d'être émis. Cependant, dans le cas d'énergies de photons plus élevées, les électrons gagneraient une énergie largement supérieure au travail de sortie et une collision risquerait de ne pas être suffisante pour qu'ils se retrouvent avec une énergie inférieure au travail de sortie. La question peut aussi être posée dans le cas où un fort champ électrique est présent à la surface du métal pour une excitation proche du niveau de Fermi. Dans ce cas, un électron photo-excité ayant subi une collision aurait perdu une partie de son énergie à son arrivée à la surface du métal mais sa probabilité de sortir du métal serait non nulle à cause du fort champ électrique (abaissement de la barrière en énergie et rétrécissement de celle-ci).

Une autre remarque doit être faite concernant le trajet des électrons photo-excités vers la surface du métal. Dans ce modèle, les collisions électrons-phonons sont négligées car elles sont quasi-élastiques. Cependant, le temps entre deux collisions électrons-phonons (de l'ordre de 10 fs) est plus faible que le temps de collisions entre deux électrons (de l'ordre de 100 fs). De fait, suite aux collisions électron-phonon, la trajectoire des électrons photo-excités est modifiée et on ne peut pas considérer qu'ils se déplacent en ligne droite, comme le modèle le considère. La distance qu'ils parcourent dans le métal

est plus grande, et la probabilité qu'ils fassent une collision avec un autre électron est plus grande. On peut estimer l'effet de la probabilité de collision électron-électron sur le rendement quantique en augmentant la probabilité de collision électron-électron, c'est-à-dire en réduisant dans notre modèle, le libre parcours moyen, par exemple, par un facteur deux. Les résultats sont représentés sur la fig.4-4.

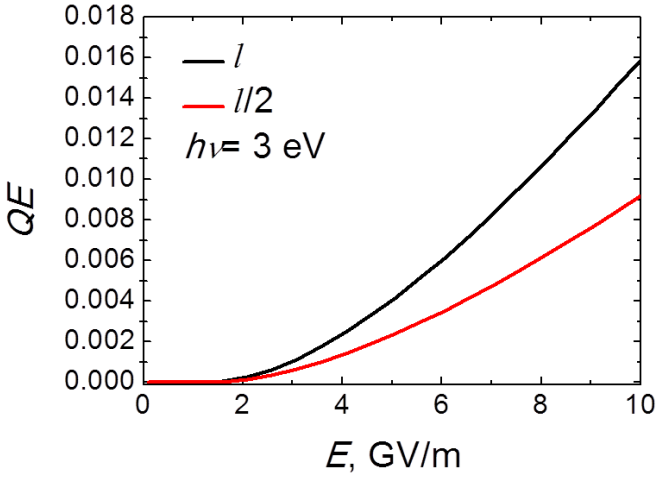

Fig 4-4. Rendement quantique en fonction du champ électrique pour deux valeurs du libre parcours moyen entre deux collisions électron-phonon. L'énergie du photon vaut 3 eV. Le métal considéré est le tungstène avec un travail de sortie de 4.5 eV.

Nous venons de souligner l'importance de l'estimation du libre parcours moyen électron-électron dans l'évaluation du rendement quantique. Une erreur d'un facteur deux sur le libre parcours moyen peut entraîner à une sous-estimation d'un facteur deux du rendement quantique quel que soit le champ électrique appliqué à la surface du métal (Fig. 4-4). Cependant, dans le cas du cuivre, une comparaison entre le libre parcours moyen obtenu avec notre modèle et des données expérimentales montraient un bon accord [86]. On peut supposer que dans le cas de ce métal, les électrons semblent être peu déviés de leur trajectoire initiale quand des collisions électrons-phonons surviennent.

Une dernière remarque est d'ordre numérique : dans quelle mesure est-ce raisonnable de considérer que l'électron photo-excité sort du même élément de surface que celui dans lequel le photon incident est rentré. En effet, une fois excité, l'électron repart vers la surface suivant un angle par rapport à la direction du photon. Dans une zone où le champ électrique varie fortement le long de la surface, cela peut s'avérer incorrect.

La probabilité qu'un électron excité à une profondeur de 10 nm sorte du métal pour des champs électrique compris valant 1 et 10 GV/m en fonction de sa coordonnée radiale à la sortie du métal est représentée sur la Fig.4-5. Si un électron est excité et repart vers la surface avec un angle de 45° suivant la direction du photon incident, il arrivera à la surface du métal avec une coordonnée radiale de 10 nm (si la surface est plane, sinon, proche de la pointe, il peut même arriver même avant *s*). Pour les deux champs électriques, la probabilité de sortie du métal diminue avec la coordonnée radiale car le trajet pour atteindre la surface étant plus long, la probabilité de collision de l'électron photo-excité est elle aussi plus grande. On remarque aussi que la probabilité qu'un électron photo-excité puisse sortir à une plus grande distance radiale augmente avec le champ électrique (3nm pour 1 GV/m et 7nm pour 10 GV/m) car les électrons qui ont été photo-excités à des énergies inférieures au travail de sortie peuvent sortir par effet tunnel. Ainsi, un électron photo-excité ne pourra sortir que pour des coordonnées radiales de quelques nanomètres, par rapport à la position d'absorption du photon

incident. Dans le cas de nos pointes micrométriques, le champ électrique le long de la surface reste à peu près constant sur des distances de l'ordre du nanomètre. L'hypothèse qu'un électron photo-excité sorte dans le même élément de surface que le photon qui l'a excité paraît donc justifiée.

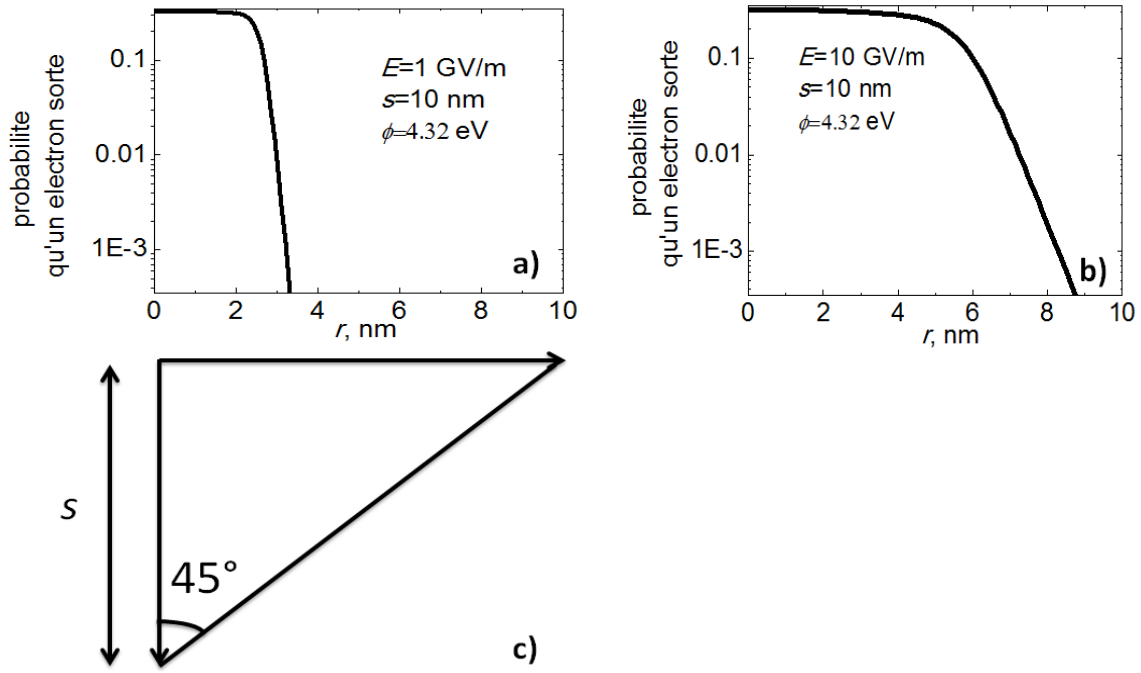

Fig.4-5.Probabilité qu'un électron photo-excité à une profondeur s=10 nm sorte du métal pour différents champs électriques en fonction de sa coordonnée radiale. a) E = 1 GV/m ; b) E = 10 GV/m et c) trajectoire du photo-électron entre le lieu d'absorption et la surface.

4.2.3. Quelques résultats préliminaires

Cette partie a pour but de présenter quelques résultats préliminaires sur le calcul du rendement quantique qui seront utilisés dans l'étude de l'émission électronique sous l'effet d'un laser en présence d'un champ électrique.

La fig.4-6 représente la variation du rendement quantique en fonction du champ électrique et de l'énergie des photons pour une température de 300 K. Bien évidemment, on observe que plus l'énergie des photons augmente, plus on émet d'électrons photo-excités quel que soit le champ électrique car des électrons qui ont des énergies plus faibles dans le métal peuvent être excités et avoir une énergie suffisante pour quitter le métal. Lorsqu'on augmente le champ électrique, le rendement quantique augmente aussi car l'effet tunnel vient s'ajouter à la photo-excitation. Il est intéressant de quantifier l'effet du champ électrique sur l'émission : à titre d'exemple, si on compare les valeurs de rendement quantique obtenues pour une énergie de photon $h\nu$=5 eV et des champs électrique de 0.1 GV/m et 10 GV/m, le rendement quantique peut être multiplié par un facteur 30.

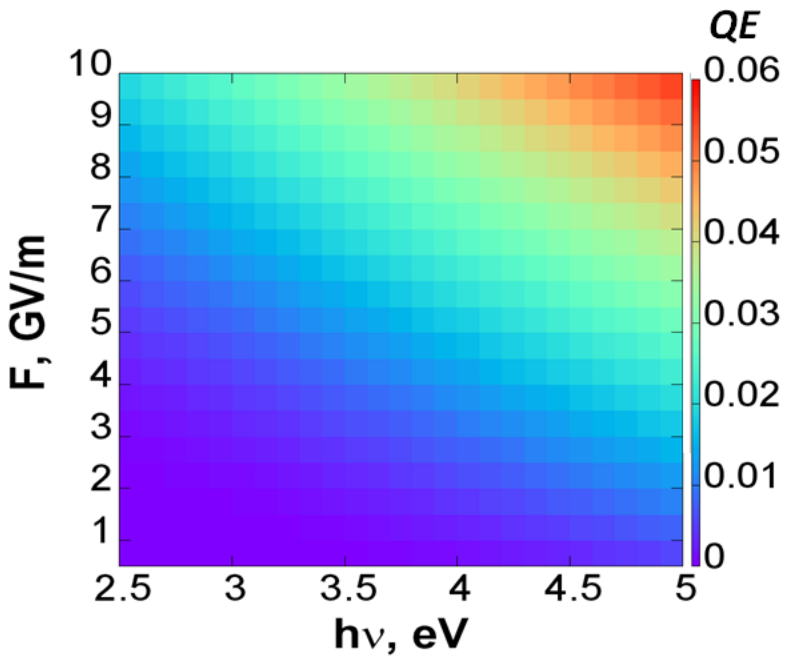

Fig.4-6.Variation du rendement quantique en fonction du champ électrique et de l'énergie des photons pour une température T=300 K, pour le tungstène.

Les variations de la distribution énergétique des électrons photo-excités peuvent être aussi représentées pour différents champs électriques, différentes températures et différentes énergies de photons. Sur la Fig.4-7, on a tracé la distribution énergétique en électron émis, pour deux valeurs d'énergie des photons incidents (3.5 et 5 eV), deux valeurs de la température de la cathode (300 et 3000 K) et pour différentes valeurs du champ électrique en surface (0.5, 1, 5 et 10 GV/m). Le travail de sortie vaut 4.5 eV. Pour une température et une énergie de photon fixées, la distribution énergétique des électrons photo-excités varient avec le champ électrique. Quand le champ augmente, les électrons photo-excités à une même énergie ont une probabilité de sortie plus grande car la probabilité de transmission à travers la barrière de potentiel augmente avec le champ électrique. Quand l'énergie des photons augmente, il est possible d'exciter des électrons situés à des niveaux qui sont faibles en énergie. On voit ainsi sur la Fig.4-7 que pour un champ électrique identique mais deux énergies de photons différentes, 3.5 et 5 eV, il est possible d'exciter des électrons qui se situent à des niveaux d'énergies plus profonds (par exemple ~1.5 eV). Lorsqu'on augmente la température, on observe que la chute de la distribution autour de 0 eV est moins brutale à 3000K qu'à 300 K car sous l'effet de la température, de nombreux niveaux d'énergie au-dessus du niveau de Fermi sont excités.

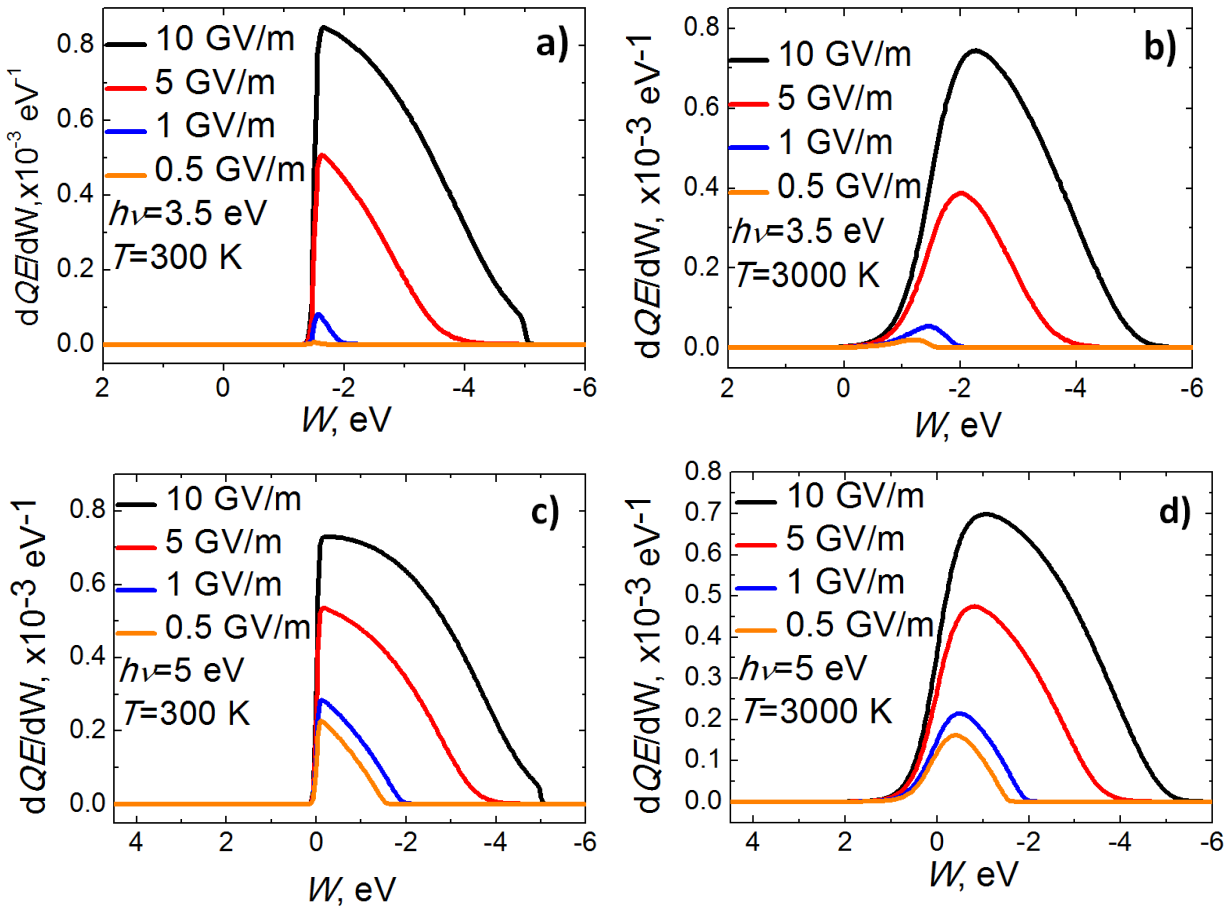

Fig. 4-7. Variations de la distribution en énergie des électrons photo-excités en fonction du champ électrique, de la température et de l'énergie de un photon dans le cas du tungstène (ϕ=4.5 eV)

4.2.4. Effet Nottingham pour des électrons photo-excités

L'effet de Nottingham a été introduit dans le premier chapitre, sous-section 2-1-7. Il peut être défini dans le cas des électrons photo-excités. Pour cela, il est nécessaire de déterminer l'énergie moyenne des électrons photo-excités :

$$\overline{E}_{émis} = \frac{\iiint_{E\ z\ \Omega} W \frac{e^{-z\left(\frac{1}{\lambda_{opt}}+\frac{1}{l(W)\cos(\theta)}\right)}}{2\lambda_{opt}} \times N(W)N^{*}(W+h\nu)\times D(W^{\perp},F)\mathrm{d}\Omega\mathrm{d}z\mathrm{d}W}{\iiint_{E\ z\ \Omega} \frac{e^{-z\left(\frac{1}{\lambda_{opt}}+\frac{1}{l(W)\cos(\theta)}\right)}}{2\lambda_{opt}} \times N(W)N^{*}(W+h\nu)\times D(W^{\perp},F)\mathrm{d}\Omega\mathrm{d}z\mathrm{d}W} \quad (95)$$

Dans la première partie, nous avons vu que l'énergie moyenne des électrons dans le métal correspond au niveau de Fermi. L'énergie de Nottingham des électrons photo-excités ($W_{Nph\text{-}em}$) s'écrit donc de la manière suivante :

$$W_{Nph-em} = (\overline{E}_{émis} - h\nu) - \overline{E}_{metal} \quad (96)$$

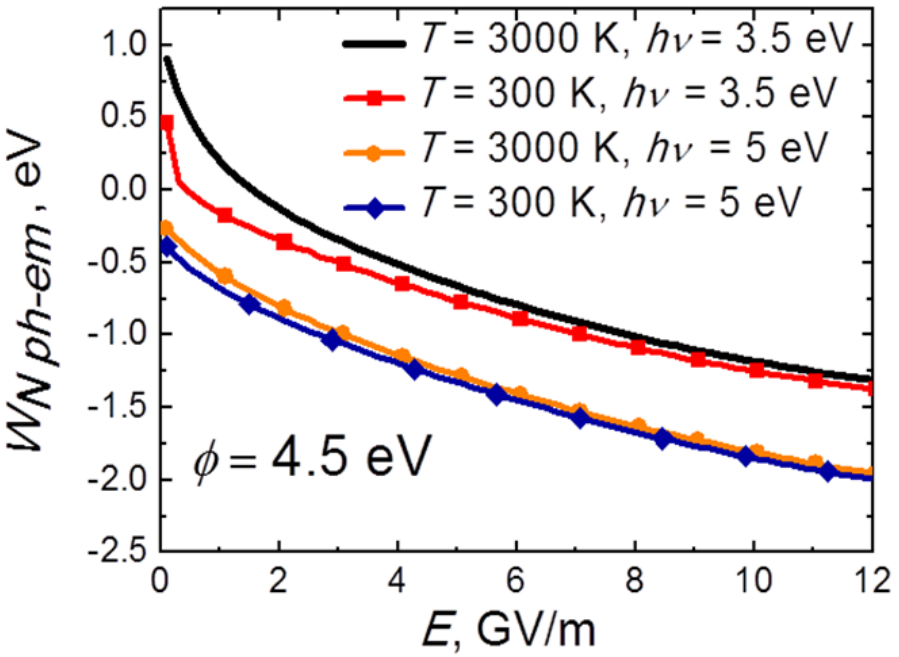

Fig.4-8. Energie de Nottingham des électrons photo-émis pour différents champs électriques, différentes énergies de photons incidents et différentes températures de surface de la cathode.

Sur la Fig.4-8, la variation de l'énergie de Nottingham des électrons photo-émis est représentée pour différents champs électriques, différentes énergies de photons incidents et différentes températures. Quelle que soient la température et l'excitation *hν*, l'énergie de Nottingham diminue avec le champ électrique. Cela s'explique par le fait que des électrons se trouvant, initialement, au-dessous du niveau de Fermi, sont excités et peuvent s'échapper du métal. Il est à noter que pour un champ électrique constant et quelle que soit la température, l'énergie de Nottingham diminue quand l'énergie du photon augmente car des électrons situés à des niveaux d'énergies plus bas peuvent être excités. L'énergie de Nottingham est souvent négative. L'émission photoélectrique aura tendance à chauffer la cathode. Elle peut être positive pour des champs électriques inférieurs à 1 GV/m et pour des énergies de photons inférieures au travail de sortie car l'excitation n'est pas suffisante pour amener des électrons se situant sous le niveau de Fermi au-dessus de la barrière de potentiel. On remarque aussi que pour ces paramètres de champ électrique et d'énergie de photons, la température modifie de manière significative l'effet de Nottingham. Ainsi, quand la température augmente, l'énergie de Nottingham augmente elle aussi. En effet, lorsque la température augmente, des électrons occupent des états d'énergies de plus en plus élevés. Un électron excité par rapport à ses états peut s'échapper du métal, par effet photo-électrique direct. Cet effet est appelé émission photo-électrique assisté thermiquement [94]. Toutefois, il s'estompe quand le champ électrique ou l'énergie des photons augmente car des électrons de niveaux d'énergie plus faibles sont excités et peuvent sortir en nombre.

4.3. Photo-émission et chauffage du métal pour des pulses laser de l'ordre de la picoseconde

Quand la photo-émission est appliquée en régime pulsé pour des durées inférieures à la nanoseconde, différentes questions se posent. La distribution en énergie des électrons dans le métal suit-elle la

distribution de Fermi-Dirac ? L'équilibre thermodynamique entre le gaz d'électron et le réseau a-t-il été atteint ? Ce sont à ces questions auxquelles nous allons tâcher de répondre dans cette partie.

4.3.1. Validité de la distribution de Fermi-Dirac à l'échelle de la picoseconde

Pour connaître la forme de la distribution énergétique des électrons dans le métal, il faut connaître les temps caractéristiques des interactions des électrons entre eux et avec le réseau. Dans la partie précédente portant sur la photo-émission, dans le calcul du libre parcours moyen d'un électron photo-excité, deux types de collision avaient été introduites :

- les collisions des électrons entre eux : le temps de thermalisation τ_{ee} est de l'ordre de la centaine de femtoseconde [95] ;

- les collisions entre les électrons et les phonons, qui étaient négligées dans la partie précédentes car elles sont quasi-élastiques. Bien que le temps de collision soit plus faible dans le cas électron-phonon (entre 1 et 10 fs pour la plupart des métaux [96]) que le temps de collision électron-électron, la différence d'énergie entre un électron énergétique (0.5 eV) et un phonon (0.01 eV) nécessite un nombre très important de collision (une centaine) afin d'avoir relaxation.

De nombreuses études de l'évolution de la distribution en énergie ont été faites [97-99]. Pour une durée inférieure au temps de thermalisation électron-électron, une représentation schématique de l'évolution de la distribution électronique est représentée sur la Fig.4-9.

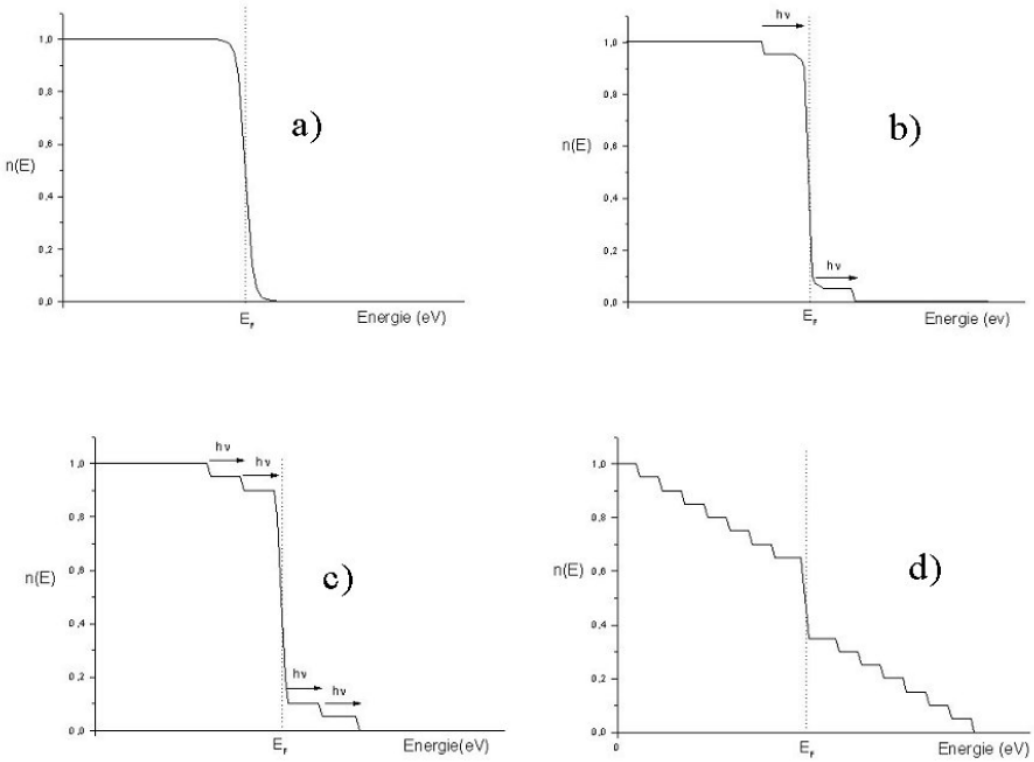

Fig 4-9. Schématisation de l'évolution de la distribution de Fermi-Dirac sous l'effet d'un laser femtoseconde : a) à l'instant initial, la distribution énergétique correspond à la distribution de Fermi-Dirac; b) dans les premiers instants suivant l'absorption des photons ; les électrons d'énergie compris entre ε_F-$h\nu$ et ε_F sont excités aux électrons d'énergie compris entre ε_F *et* ε_F+$h\nu$; c) quand les niveaux d'énergie ε_F-$h\nu$ commencent à se liberer, les niveaux les niveaux compris ε_F-2$h\nu$ et ε_F+$h\nu$ peuvent être excités ; d) de proche en proche, la fonction de distribution prend la forme de d'une fonction de distribution sous la forme d'une distribution en escalier. Cette figure est extraite de [100]

Au premier instant, les électrons dont l'énergie est située entre ε_F-$h\nu$ et ε_F sont excités à une énergie comprise entre ε_F et ε_F+$h\nu$. Les électrons situés au niveau d'énergies inférieures à ε_F-$h\nu$ ne peuvent pas être excités selon le principe de Pauli. Ceci est représenté en passant de la Fig. 4-9 a), correspondant à l'état d'équilibre avant l'absorption de photons vers la distribution de la Fig. 4-9 b), où une partie des électrons situés sous le niveau de Fermi sont passées au-dessus.

A l'instant suivant, les états avec une énergie comprise entre ε_F-$h\nu$ et ε_F ne sont plus entièrement remplis. Les états compris entre ε_F+$h\nu$ et ε_F+2$h\nu$ peuvent être donc excités à leur tour (Fig. 4-9 c). Ceux qui sont au-dessous ne peuvent pas être excités en accord avec le principe de Pauli.

Dans les instants suivants, en suivant le même mécanisme, la distribution en énergie des électrons prend une forme en escalier, semblable à celle représentée sur la Fig. 4-9 d).

Si la durée de l'impulsion laser est supérieure au temps de thermalisation des électrons, suite aux collisions des électrons entre eux, la distribution énergétique des électrons prend la forme de la distribution de Fermi-Dirac avec une température électronique T_e, différente de la température du réseau T. Les électrons vont céder leur énergie au réseau et un phénomène de relaxation va se mettre en place. Quand le temps de relaxation électron-phonon est atteint, la température des électrons et des phonons est identique. La distribution énergétique des électrons prend ainsi la forme de la distribution de Fermi-Dirac avec une température T (Fig. 4-9 a).

Quelques commentaires peuvent être fait concernant la validité de la distribution de Fermi-Dirac : Dans le cas de gradients de flux de chaleur apporté très importants (> 10^{10} W/m²) dans le métal, Bowers et *al*. [101] ont montré dans le cas du cuivre que la distribution énergétique des électrons ne peut plus être décrite par la distribution de Fermi-Dirac. Un terme du à cette perturbation déterminé à partir de l'équation de Boltzmann doit être ajouté à la distribution de Fermi-Dirac. En 1D, la distribution énergétique des électrons s'écrit ainsi de la manière suivante :

$$F = F_{FD} - \tau_c(W) v_z \left[q_e E_z - \frac{\partial \mu}{\partial z} + \frac{\mu - W}{T} \frac{\partial T}{\partial z} \right] \frac{\partial F_{FD}}{\partial W} \qquad (97)$$

$\tau_c(K)$ représente le temps de collision des électrons, v_z la vitesse de l'électron, q_e la charge élémentaire d'un électron. μ représente le potentiel chimique du métal. E_z est le champ électrique dans le métal.

D'autres auteurs [102-103] ont montré que pour des densités de courant J_e dans le métal de l'ordre de 10^{13} A/m², la distribution de Fermi-Dirac était « perturbée ». Dans cette situation, ils ont montré que le terme perturbatif pouvait s'écrire selon Engle [102].

$$F_1 = -\tau_c(K) \frac{q_e J_e}{\sigma m_e} \frac{\partial F_{FD}}{\partial W} \qquad (98)$$

Dans notre modèle, nous nous contentons de nous intéresser à des impulsions laser dont la durée est de l'ordre de la picoseconde, temps inférieur au temps de relaxation électron-phonon. Un modèle à deux températures, une pour le réseau (métal) et une pour les électrons (de la bande de conduction), doit donc être considéré pour résoudre l'équation de la chaleur et la distribution de Fermi-Dirac peut être prise comme distribution énergétique des électrons dans les solides.

4.3.2. Modèle à deux températures

i. Equations et conditions limites

Le premier à avoir développé un modèle à deux températures fut Asimov pour l'étude du chauffage d'un métal par une impulsion laser et en déduire l'émission thermo-ionique[104]. Ce modèle à 2 températures a ensuite beaucoup été utilisé pour modéliser l'ablation laser à des régimes tels que la femtoseconde ou la picoseconde [100,105-106].

Nous reprenons la géométrie décrite dans le **chapitre 2**, c'est-à-dire, nous avons une pointe 2D-axisymétrique de taille micrométrique présente sur la cathode. La pointe est toujours posée sur un réservoir. L'ordre de grandeur de la distance inter-électrodes est de l'ordre de la centaine de micromètres.

Quand la cathode est illuminée par un laser, le système d'équation à deux températures s'écrit sous la forme suivante :

$$\rho(T)c(T)\frac{\partial T}{\partial t} - \vec{\nabla}.(\lambda(T)\vec{\nabla}T) = \gamma(T_e)(T_e - T) \qquad (99)$$

$$c_e(T_e)\frac{\partial T_e}{\partial t} - \vec{\nabla}.(\lambda_e(T_e,T_l)\vec{\nabla}T_e) = -\gamma(T_e)(T_e - T) + \frac{J_e^2}{\sigma_c} + (1 - R - QE)\alpha P e^{-\alpha(hz_{surface} - s)} \qquad (100)$$

ρ, c, λ avaient été définis dans la sous-section 2.2.1. du **chapitre 2** comme étant respectivement la masse volumique, la capacité thermique massique du matériau et la conductivité thermique du matériau. C_e, λ_e correspondent respectivement à la capacité thermique volumique des électrons et la conductivité thermique des électrons. Le terme source de l'équation de la chaleur du réseau correspond au terme d'échange d'énergie du aux collisions entre les électrons et les phonons. Le coefficient γ de ce terme source est appelé coefficient de couplage électrons-phonons. Tous ces nouveaux coefficients introduits seront décrits plus précisément dans les sous parties suivantes. Nous retrouvons l'opposé de ce terme source dans l'équation de la chaleur des électrons car les électrons cèdent leur énergie aux phonons. Dans cette même équation, il y a un deuxième terme source qui est un terme bien connu appelé dans l'équation de la chaleur « classique » l'effet Joule. Cependant pour éviter les confusions entre le terme d'échange d'énergie des électrons et des phonons et l'effet Joule, qui est défini comme la manifestation thermique de la résistance électrique qui se produit lors du passage d'un courant électrique dans un conducteur, nous appellerons ce terme, densité de puissance exercée par le champ électrique dans le métal. En effet, quand un courant circule dans un métal, une différence de potentiel existe dans le métal et les électrons gagnent de l'énergie sous l'action de ce champ électrique résultant. Le dernier terme source correspond au terme de chauffage laser. R, Q ,α représentent respectivement la réflectivité du laser sur le métal, le rendement quantique et le coefficient d'absorption du laser dans le métal. P est la densité de puissance du laser.

Au bas du réservoir, loin de la surface du métal et de l'exposition du laser, la température du réseau T_b et la température électronique T_{eb} sont égales :

$T_b = T_{eb} = 300$ K (101)

Sur la surface du métal, les électrons sont affectés par le flux associé à l'effet Nottingham des électrons émis par effet de champ et des électrons photo-excités : il existe une différence d'énergie entre l'énergie moyenne de ces électrons émis et l'énergie des électrons dans le métal. Nous avons donc une condition sur le flux thermique électronique.

$$-\lambda_e(T_e)\vec{\nabla}T_e.\vec{n}_{surface} = \varphi_N + \varphi_{N-photo} \qquad (102)$$

φ_N correspond au flux associé à l'énergie de Nottingham pour les électrons non photo-excités. $\varphi_{N,photo}$ correspond au flux associé à l'énergie de Nottingham pour les électrons photo-excités. Il s'exprime de la façon suivante :

$$\varphi_{N,photo} = \frac{J_{e,photo}(\|\vec{E}\|, T, h\nu, \phi)}{-e} W_{N-photo}(\|\vec{E}\|, T, h\nu, \phi) \qquad (103)$$

Le chauffage du réseau se fait uniquement par l'intermédiaire du coefficient d'échange électron-phonon dans les équations de la chaleur. La condition limite à la surface du métal s'écrit sous la forme.

$$-\lambda(T)\vec{\nabla}T.\vec{n}_{surface} = 0 \qquad (104)$$

Le modèle étant 2D-axisymétrique, il y a une condition de symétrie au niveau de l'axe de symétrie pour la température électronique et la température du réseau

$$\left.\frac{\partial T_e}{\partial r}\right|_{axis} = 0 \qquad (105)$$

$$\left.\frac{\partial T}{\partial r}\right|_{axis} = 0 \qquad (106)$$

Loin de la pointe, les températures des électrons et du réseau restent constantes suivant r. Nous avons donc :

$$\left.\frac{\partial T_e}{\partial r}\right|_{right\cdot border} = 0 \qquad (107)$$

$$\left.\frac{\partial T}{\partial r}\right|_{right\cdot border} = 0 \qquad (108)$$

ii. Capacité thermique volumique des électrons

Pour résoudre l'équation de la chaleur pour les électrons, il est nécessaire de connaître la capacité thermique volumique électronique c'est-à-dire l'énergie nécessaire à apporter à un mètre cube de gaz d'électrons pour augmenter sa température de 1 K. La capacité thermique électronique, en prenant en compte les densités d'état N peut s'exprimer sous la forme suivante [20] :

$$C_e(T_e) = \int \frac{\partial F_{FD}(W,\phi,T_e)}{\partial T_e} N(W) W dW \qquad (109)$$

Dans le cas de faibles températures électroniques, l'approximation de Sommerfeld est utilisée et la capacité thermique électronique varie linéairement avec la température électronique et peut s'écrire sous la forme :

$$C_e(T_e) = C_e' T_e \qquad (110)$$

Dans l'approximation d'un gaz d'électron libre [20], C_e', appelée chaleur spécifique réduite, peut s'écrire en fonction de la densité d'électron libre n_e et l'énergie de Fermi ε_F :

$$C_e' = \pi n_e \frac{k_B}{2\varepsilon_F} \qquad (111)$$

Dans le cas des hautes températures, l'approximation de Sommerfeld n'est plus valide et il est nécessaire de calculer l'intégrale de l'équation 109. Ce calcul a été réalisé numériquement pour de nombreux métaux par Z. Lin *et al.* [110]. Les variations de la capacité thermique volumique en fonction de la température électronique T_e peuvent être représentées pour le tungstène et le cuivre.

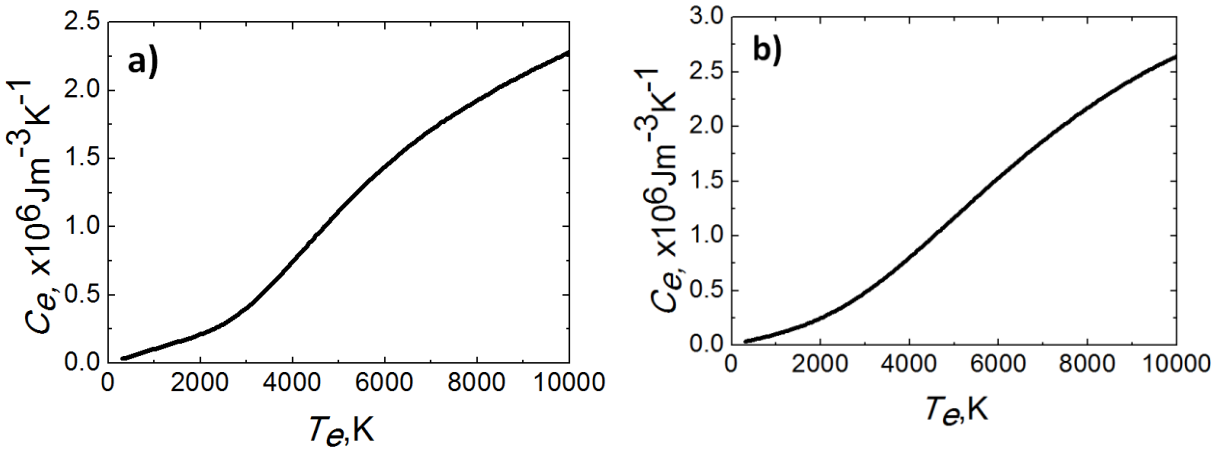

Fig. 4-10.Variations de la capacité thermique volumique en fonction de la température électronique T_e pour le cuivre a) et le tungstène b).

iii. Conductivité thermique électronique

La conductivité thermique électronique peut être déduite de la capacité thermique électronique volumique en appliquant le modèle de Drude pour l'étude de la diffusion thermique [20] :

$$\lambda_e = \frac{v^2 c_e \tau_e(T_e,T_i)}{3} \qquad (112)$$

v correspond à la vitesse moyenne des électrons contribuant à la conductivité thermique dans le métal. Pour les faibles températures, v peut être approché par la vitesse associée à l'énergie de Fermi v_F. τ_e correspond à la durée de vie d'un électron entre deux collisions, quel que soit le type de collision. Le taux de collision d'un électron, défini comme l'inverse de τ_e, est égale à la somme des taux de collision

électron-électron τ_{ee} et le taux de collision électron-phonons τ_{ep}. Cette égalité est connue sous le nom de la règle de Matthiessen [20]:

$$\frac{1}{\tau_e} = \frac{1}{\tau_{ee}} + \frac{1}{\tau_{ep}} \qquad (113)$$

Le taux de collision électron-électron est proportionnel au carré de la température électronique. Il s'écrit sous la forme suivante :

$$\frac{1}{\tau_{ee}(T_e)} = AT_e^{\,2} \qquad (114)$$

A est une constante qui dépend du métal, déterminée de manière théorique [108-109]. Le taux de collision électron-phonon est proportionnel à la température du réseau et s'exprime :

$$\frac{1}{\tau_{ep}(T)} = BT \qquad (115)$$

B est aussi une constante qui dépend du métal. Dans le cas des faibles températures, le temps de collisions entre les électrons et les phonons est plus faible que le temps de collisions électron-électron. Cependant, quand la température électronique augmente, le temps de collision électron-électron diminue proportionnellement à l'inverse au carré de la température électronique alors que la temps de collision électron-phonon diminue proportionnellement à l'inverse de la température. Le temps de collision électron-électron se rapproche ainsi du temps de collision phonon-électron.

La variation de la conductivité thermique électronique suivant la température électronique T_e est représentée pour différentes températures du réseau. Pour les faibles températures électroniques, la conductivité électronique augmente avec la température électronique car la capacité thermique électronique augmente avec la température électronique. Pour les températures électroniques élevées, la conductivité thermique électronique est indépendante de la température du réseau car les collisions électron-électron prédominent.

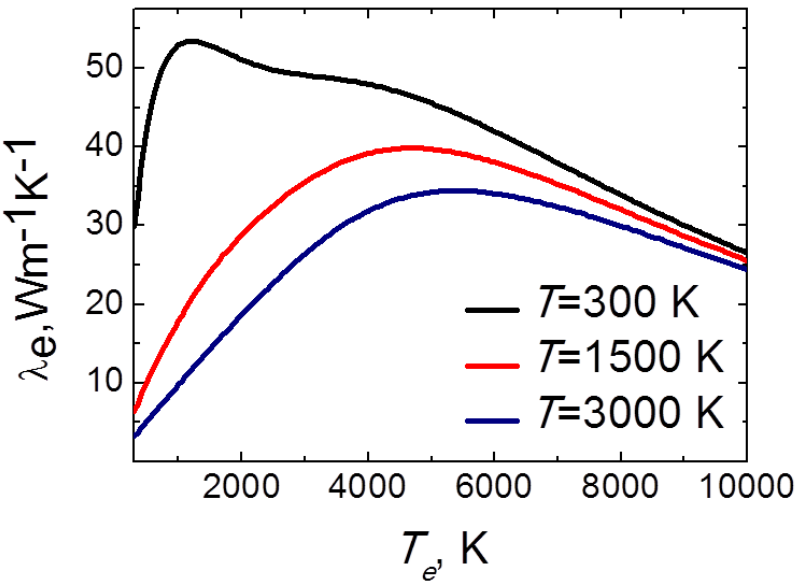

Fig. 4-11. Conductivité thermique électronique du tungstène pour différentes températures du réseau

iv. Coefficient de couplage électron-phonon

Le couplage électron-phonon a été analysé en utilisant le modèle des électrons libres par Kaganov [110]. Il considérait que le terme d'énergie d'échange électron-réseau peut être exprimé en fonction du temps de relaxation des électrons avec le réseau. Le taux de transfert d'énergie des électrons $E_{couplé}$ peut s'exprimer sous la forme :

$$\left.\frac{dE_{couplé}}{dt}\right|_{ep} = \gamma(T - T_e) \qquad (116)$$

avec

$$\gamma = \frac{\pi^2}{6}\frac{m_e C_S^2 n_e}{\tau_{ep} T_e} \qquad (117)$$

m_e correspond à la masse de l'électron, C_s est la vitesse du son, n_e est la densité des électrons, et τ le temps de collision des électrons avec les phonons. Ce modèle a été ensuite raffiné par de nombreux auteurs avec notamment la prise en compte de la densité d'état des électrons dans le métal [111], la prise en compte des collisions électron phonons pour les électrons loin de la surface de Fermi quand la température électronique est élevée [109]. Toutes ces hypothèses ont été prises en compte dans le modèle de Lin et al. et ce coefficient de couplage γ été déterminé pour différent métaux [104]. Leurs résultats servent de données d'entrée dans notre modèle. Dans de nombreuses études, ce coefficient est considéré, à tort, comme étant constant alors qu'il varie fortement avec la température électronique (Fig. 4-12).

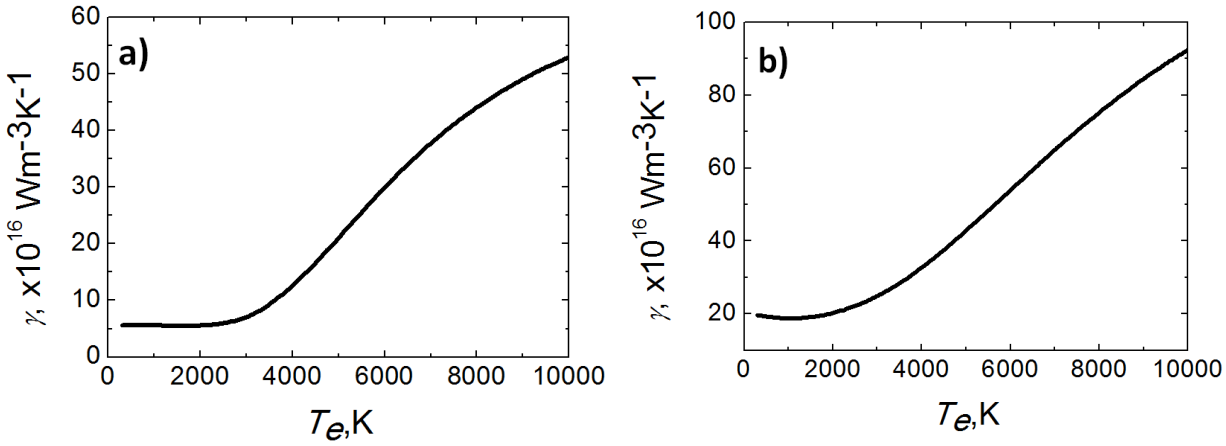

Fig.4-12.Variation du coefficient de couplage electron-phonon avec la température électronique dans le cas du cuivre (a) et du tungstène (b)

4.3.3. Conservation du courant

Dans notre modèle, le courant total émis correspond à la somme du courant photo-émis assisté par effet de champs et du courant émis par effet de champ. On peut considérer ce courant comme une somme car la distribution d'énergie des électrons pour un pulse picoseconde correspond à la

distribution de Fermi-Dirac. Un électron photo-excité est remplacé par un autre électron dans la distribution en énergie. Dans ce cas, l'équation de conservation du courant a toujours la même forme que l'équation 57. Cependant la condition limite à la surface de la pointe est modifiée en prenant en compte le courant total émis et s'écrit :

$$\vec{\nabla} V_{in} \cdot \vec{n}_{surface} = \frac{\vec{j}_{e,surface}(\|\vec{E}\|,T) + \vec{j}_{e,photo}(\|\vec{E}\|,T,h\nu)}{\sigma(T)} \cdot \vec{n}_{surface} \qquad (118)$$

4.3.4. Maillage

La validité du maillage décrit dans la section 2.2.2. du **chapitre 2** et utilisé jusqu'ici doit être discutée dans le cas où on applique une impulsion laser. Le terme source du laser interagissant avec la matière sur quelques nanomètres, il est nécessaire de raffiner le maillage près de la surface. Pour cela, en dessous de la surface, 20 mailles de forme quadrilatères ont été ajoutées (Fig. 4-13). La largeur de ses mailles varient sous la forme d'une série géométrique et deviennent de plus en plus petites quand on se rapproche de la surface.

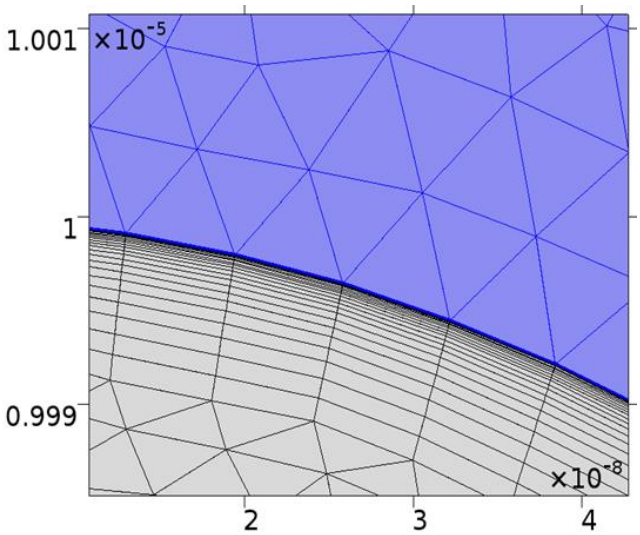

Fig. 4-13.Maillage raffiné près de la surface de la cathode

4.3.5. Comparaison entre la puissance associée au champ électrique dans le métal (effet Joule) à la densité de puissance du laser

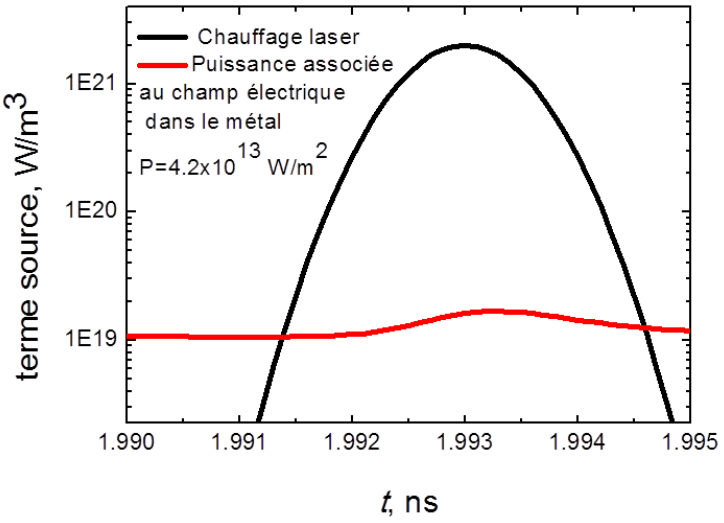

Fig. 4-14.Comparaison du terme source correspondant au chauffage causé par le laser avec la puissance associée au champ électrique dans le métal pour V_{app}=43.9 kV et d=0.2 mm.

Il est possible de comparer le terme de densité de puissance du laser et la densité de puissance associée au champ électrique dans le métal. Le second terme source de l'équation 100 correspond à la puissance associée au champ électrique dans le métal alors que la densité de puissance du laser correspond au troisième terme source de cette équation. Ce calcul a été réalisé pour une cathode de tungstène comportant une pointe de hauteur H=10 µm soumise à une impulsion de tension d'une durée de 3ns avec une tension maximale de 43.9 kV séparée de l'anode par une distance d égale à 200 µm. A la fin du plateau de l'impulsion électrique, une impulsion laser picoseconde d'une durée de 3 ps et de puissance P=4.2x10^{13} W/m^2 illumine la surface de la cathode. La figure 4-14 représente l'évolution de ces deux termes au sommet de la pointe durant l'impulsion laser. Au cours de celle-ci, le terme source laser prédomine sur la puissance associée au champ électrique. Au maximum du pulse, le terme d'échange prédomine d'un facteur 100. La puissance associée au champ électrique dans le métal peut donc être négligée au cours d'une impulsion laser.

4.3.6. Effet du flux associé à l'effet de Nottingham sur le chauffage des électrons

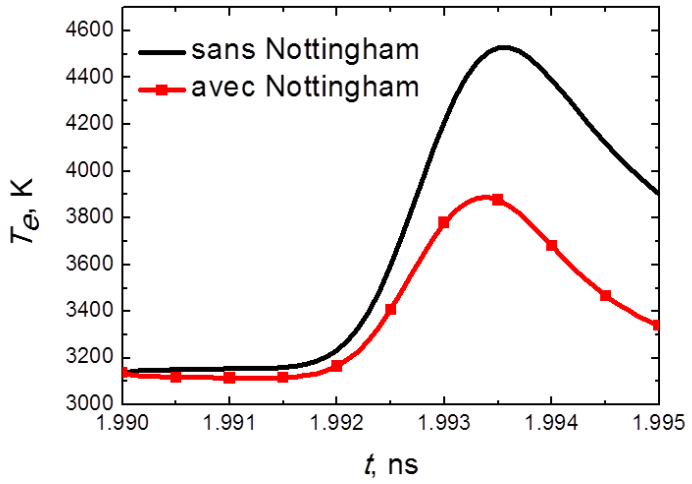

Fig. 4-15.Evolution de la température électronique au sommet de la pointe avec et sans l'effet Nottingham pour V_{app}=43.9 kV et d=0.2 mm.

Pour les mêmes paramètres de simulation décrits précédemment, l'évolution de la température électronique à l'intérieur du métal est calculée avec et sans la prise en compte du flux associé à l'effet de Nottingham (Fig.4-15). La température électronique maximale atteinte au sommet du métal en considérant l'effet de Nottingham est égale à 3850 K (courbe rouge avec les carrés) alors que sans considérer cet effet, la température électronique maximale atteinte est égale à 4550 K (courbe noire). L'effet Nottingham a donc un effet fortement refroidissant au sommet de la pointe car le champ électrique est suffisamment élevé pour diminuer la hauteur et l'épaisseur de la barrière de potentiel et permettre l'émission d'électrons situés à des niveaux d'énergie inférieurs au niveau de Fermi. L'effet Nottingham ne peut donc pas être négligé dans cette situation.

Dans le cas d'une surface parfaitement plane, l'émission électronique est beaucoup moins importante car il n'est pas possible d'atteindre des champs électriques aussi élevés. Une simulation est réalisée pour une tension V_{app} de 98 kV pour une tension inter-électrodes de 200 µm sans présence de rugosité. Une impulsion laser d'une durée de 3 ps illumine la cathode avec une puissance P=9.0 x10^{13} W/m^2. L'évolution de la température électronique à la surface du métal est représentée en considérant ou pas l'effet Nottingham sur la Fig.4-16. L'évolution de température électronique étant identique, l'effet Nottingham n'a alors pas d'effet sur l'évolution de la température dans le métal.

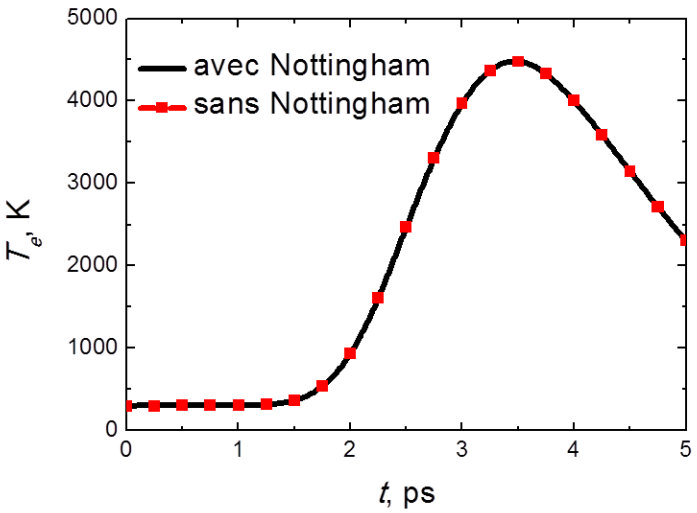

Fig. 4-16. Evolution de la température électronique à la surface de la cathode avec et sans l'effet de Nottingham pour V_{app}=98 kV et d=0.2 mm.

4.3.7. Effet du coefficient d'absorption sur le chauffage.

Dans cette partie, l'effet de la variation du coefficient d'absorption sur le chauffage est estimé. En effet, le coefficient d'absorption varie avec l'énergie du photon et une mauvaise estimation du coefficient d'absorption peut entrainer une erreur sur le terme source correspondant au chauffage laser. Dans le cas présent, une comparaison de l'évolution de la température électronique à la surface d'une électrode de tungstène soumise à la haute tension et illuminé par un laser d'énergie hν=2 eV a été faite pour trois valeurs du coefficient d'absorption égales à α=15 nm, α/3, 3α. On s'aperçoit que pour atteindre des températures électroniques maximales identiques, il est nécessaire de fournir une plus grande puissance laser quand le coefficient d'absorption augmente (Fig. 4-17). Quand on multiplie le coefficient d'absorption par un facteur 3, il faut multiplier par un facteur 4.5 la puissance laser à fournir. Après le maximum de puissance laser, la chute de température est plus efficace quand le coefficient d'absorption augmente.

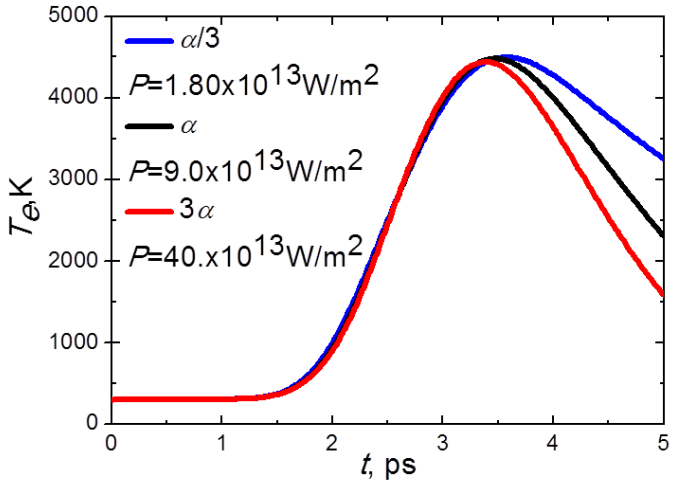

Fig.4-17. Effet du coefficient d'absorption α du métal sur l'évolution de la température à la surface de la cathode pour V_{app} =98 kV et d=0.2 mm.

4.3.8. Effet de la conductivité thermique des électrons sur le profil de température

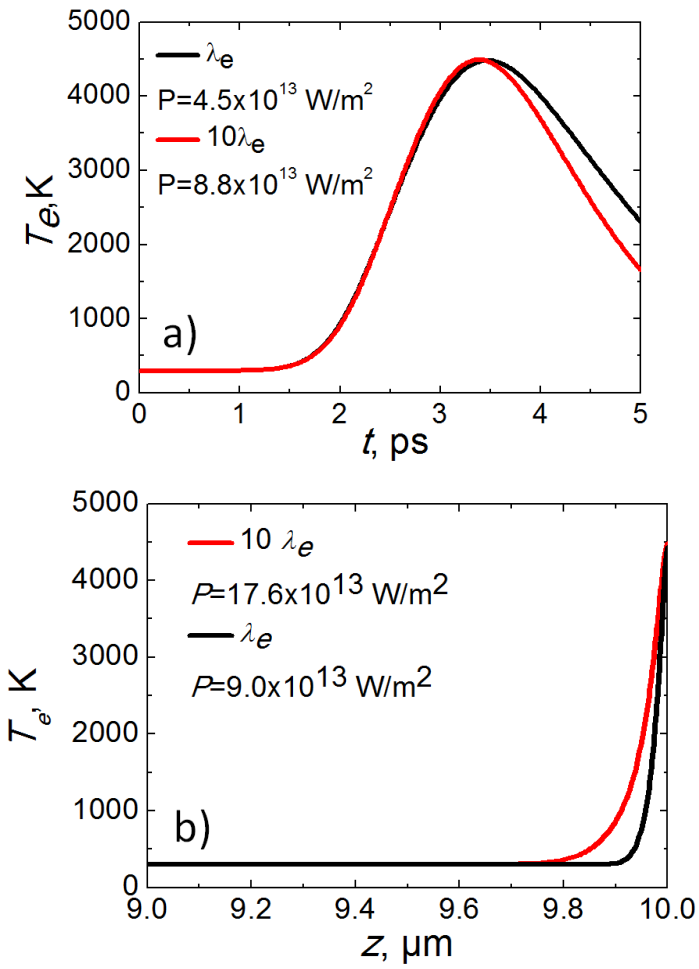

Fig. 4-18. Variation de la température électronique à la surface du métal (a) et profil de température près de la surface du métal (b) pour des conductivités thermique électronique égales à λ_e et 10 λ_e pour V_{app} =98 kV et d=0.2 mm.

Dans la partie précédente, la conductivité thermique électronique dépend de la vitesse de Fermi et du temps de collision électron-électron et électron-phonon. Cependant, considérer la vitesse des électrons égale à la vitesse de Fermi n'est valable que pour les faibles températures électroniques. De plus, le calcul des temps de collisions dépend de coefficients qui dépendent du matériau mais qui ne dépendent pas de la température du réseau et des électrons [104-105]. Cette hypothèse semble forte. Il est donc nécessaire d'étudier l'effet de la conduction thermique des électrons sur la température électronique des électrons dans le métal. Sur la Fig. 4-18a), l'évolution de la température électronique à la surface de la cathode est représentée pour une conductivité thermique des électrons correspondant au tungstène λ_e et une conductivité thermique électronique égale à 10λ_e.

Pour estimer l'influence de la conductivité électronique sur l'échauffement, nous avons estimé quelles valeurs de la puissance volumique devaient prise en compte pour atteindre une température électronique de 4500 K en fonction des deux valeurs de la conductivité thermique électronique choisies. Ceci a été reporté sur la Fig. 4-18b). Pour une conductivité thermique électronique λ_e, une puissance volumique P=9.0×10^{13} W/m^2 est nécessaire alors qu'il faut fournir une puissance volumique

P=17.6×10^{13} W/m^2 pour une densité thermique électronique 10λ_e. La puissance volumique augmente avec la conductivité thermique électronique car la chaleur se diffuse plus facilement dans le matériau quand la conductivité électronique augmente (Fig. 4-17b)).

4.4.Résumé

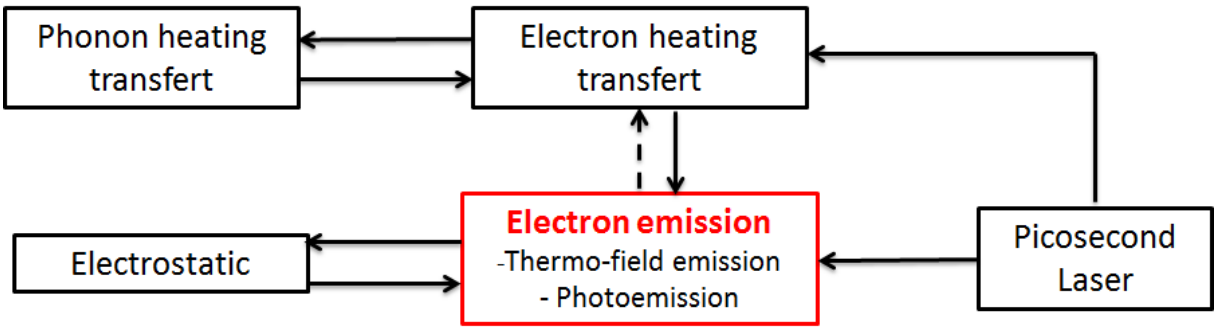

Fig. 4-19. Organigramme des différents couplages multiphysique dans le modèle

Sur la Fig.4-19, nous avons représenté un organigramme permettant de synthétiser les différents phénomènes physiques pris en compte et leur « couplage ». Pour résumer, un laser picoseconde illumine une électrode soumise à la haute tension. Ceci a deux effets : le laser va être à l'origine de la photo-émission et d'autre part, il va chauffer les électrons par effet Bremsstralung inverse. Ce chauffage a un effet sur la distribution de Fermi-Dirac, une partie des électrons devient plus énergétique. Ces deux effets vont donc tendre à augmenter l'émission électronique de la surface. Les électrons émis étant particulièrement énergétique, l'effet Nottingham qui résulte de leur émission, n'est pas négligeable dans le cas d'une pointe et peut être refroidissant et ainsi peut contribuer à limiter l'effet du chauffage sous l'action du laser.

Par ailleurs, les électrons perdent une partie de leur énergie par collision et la cèdent au réseau qui lui aussi chauffe.

Enfin, l'émission électronique augmente la densité électronique dans l'espace inter-électrodes et cela a pour conséquence de diminuer le champ électrique près de la surface de l'électrode. Cette chute du champ électrique provoque une diminution de l'émission électronique.

Chapitre 5 : Résultats concernant l'émission électronique sous l'effet d'un laser picoseconde

Dans le chapitre précédent, la théorie concernant l'émission électronique sous l'effet d'un laser picoseconde a été introduite. Deux types d'interactions ont été mises en évidence : l'effet photo-électrique et l'émission thermo-ionique assistée par effet de champ par le chauffage des électrons par un effet Bremsstralung inverse. Dans ce chapitre, les résultats concernant l'émission électronique assistée par laser vont être présentés dans le cas d'une surface plane de tungstène. Les questions auxquelles nous allons tâcher de répondre dans ce chapitre sont les suivantes : l'effet photo-électrique est-il le mécanisme prédominant dans l'émission électronique ou l'émission peut être aussi être thermo-ionique assistée par effet de champ ? Si oui, est-il de possible d'activer l'émission thermo-ionique en chauffant les électrons seulement tout en gardant la température du réseau faible ?

Ce chapitre est structuré en deux parties. Dans une première partie, nous étudierons pour une tension à la cathode et une énergie de photons fixées, l'évolution de l'émission électronique à la surface du métal pour différentes densités surfaciques de puissance du laser d'une durée d'impulsion de 3 ps. La seconde section de ce chapitre essayera de mettre en évidence les différents régimes d'émission électroniques qui peuvent être observés pour différents champs électriques à la surface du métal et différentes densités surfaciques de puissance du laser pour une valeur de durée d'impulsion de laser et une énergie de photons fixées. Cette étude sera ensuite réalisée pour différentes valeurs d'énergie de photons et différentes durées d'impulsion laser.

5.1. Emission électronique pour un champ électrique fixe et pour différentes densités surfaciques de puissance d'un laser picoseconde

Dans cette partie, la tension appliquée entre deux électrodes planes distantes de 0.2 mm est continue et égale à 98 kV. La cathode en tungstène, est illuminée par un faisceau laser impulsionnel dont la durée de l'impulsion vaut 3 ps et l'énergie des photons est égale à 2 eV. La « forme » de l'impulsion est représentée en noire sur la Fig.5-1. Pour une densité de de puissance surfacique de laser maximale de 10^{13} W/m^2, la densité de courant totale émise ainsi que la densité de courant photo-électrique sont représentées respectivement en noire et en rouge avec des carrés sur cette même figure. On remarque que ces deux courbes se superposent : l'émission est donc purement photo-électrique. On remarque que l'émission photo-électrique évolue non-linéairement avec l'impulsion laser car la température des électrons à la surface du métal augmente au cours de celle-ci. En effet, la densité de courant photo-électrique est directement reliée au rendement quantique (équation 80), dont la dépendance en température est non linéaire. Ainsi la densité de courant commence à augmenter à partir de 2.7 ps, et est nulle après 3.9 ps. Les maxima de l'impulsion laser et de la densité de courant émise sont décalés

car le maximum de température électronique est légèrement décalé par rapport au maximum de flux d'énergie laser. Par ailleurs il est important de rappeler que nous avons considéré une surface plane et que dans ces conditions, une telle surface, soumise à une tension de 98 kV pour une distance inter-électrodes de 0.2 mm, émet une densité de courant si faible que l'échauffement de la surface qui en résulte est négligeable.

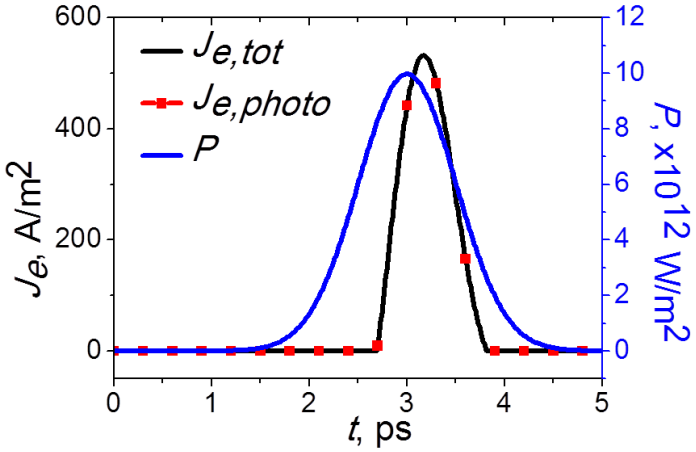

Fig.5-1. Evolution de la densité surfacique de puissance du laser (en bleu), de la densité de courant émise par effet photoélectrique (en rouge) et de la densité de courant totale émise (en noir). La tension entre les électrodes vaut 98 kV et la distance inter-électrodes vaut 0.2 mm. La densité surfacique de puissance maximale du laser vaut 10^{13} W/m².

Quand on augmente la densité surfacique de puissance de laser à 5.0×10^{13} W/m^2, l'émission électronique n'est pas uniquement photo-électrique mais elle est mixte : un mécanisme d'émission thermo-ionique assistée par effet de champ s'ajoute de façon non négligeable à l'effet photo-électrique. La Fig.5-2 représente pour cette densité surfacique de puissance apportée par le laser, l'évolution des densités de courant photo-électrique et totale. Le maximum de densité de courant photoélectrique est égal à 20×10^6 A/m^2 à 3.2 ps alors que le maximum de densité de courant thermo-ionique assistée par effet de champ est égal à 50×10^6A/ m^2 à 3.5 ps.

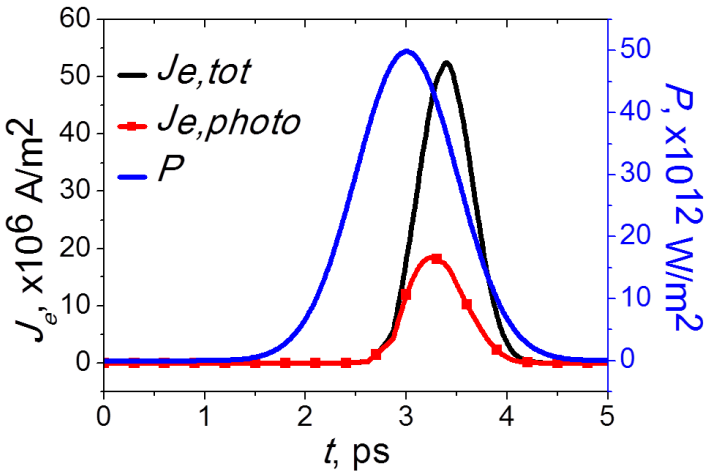

Fig.5-2. Evolution de la densité surfacique du laser (en bleu), de la densité de courant photo-électrique émise (en rouge) et de la densité de courant totale émise (en noir).La tension entre les électrodes vaut 98 kV et la distance inter-électrodes 0.2 mm. La densité surfacique de puissance maximale du laser vaut 5.0×10^{13} W/m^2

Un décalage temporel existe donc entre ces deux types d'émission. En effet, le maximum d'émission thermo-ionique assistée correspond au maximum de température électronique à la surface de la cathode. Après être passé par le maximum de la puissance laser, la puissance surfacique reste suffisamment élevée jusqu'à 3.5 ps pour continuer à chauffer les électrons. La densité de courant photo-électrique a déjà fortement chuté car elle dépend linéairement de la densité de puissance surfacique du laser. Pour les mêmes conditions que précédemment, l'évolution de la température des électrons et l'évolution du réseau sont représentées sur la Fig.5-3. Le chauffage du métal est beaucoup moins important que le chauffage des électrons (le maximum de température électronique est égal à 3300 K alors que le maximum de température du réseau est égal à 650 K). Il existe aussi un décalage temporel entre ces maxima des températures respectives. Les électrons cèdent avec un décalage leur énergie aux phonons et chauffent le réseau (le solide). Il arrive un moment où la température des électrons diminue alors que la température du réseau continue d'augmenter. Cette évolution a lieu jusqu'à l'établissement de l'équilibre thermodynamique, c'est-à-dire quand la température électronique devient égale à la température du réseau. Il est ainsi possible de réaliser une intense émission thermo-ionique du métal sans que celle-ci n'atteigne sa température de fusion et de vaporisation.

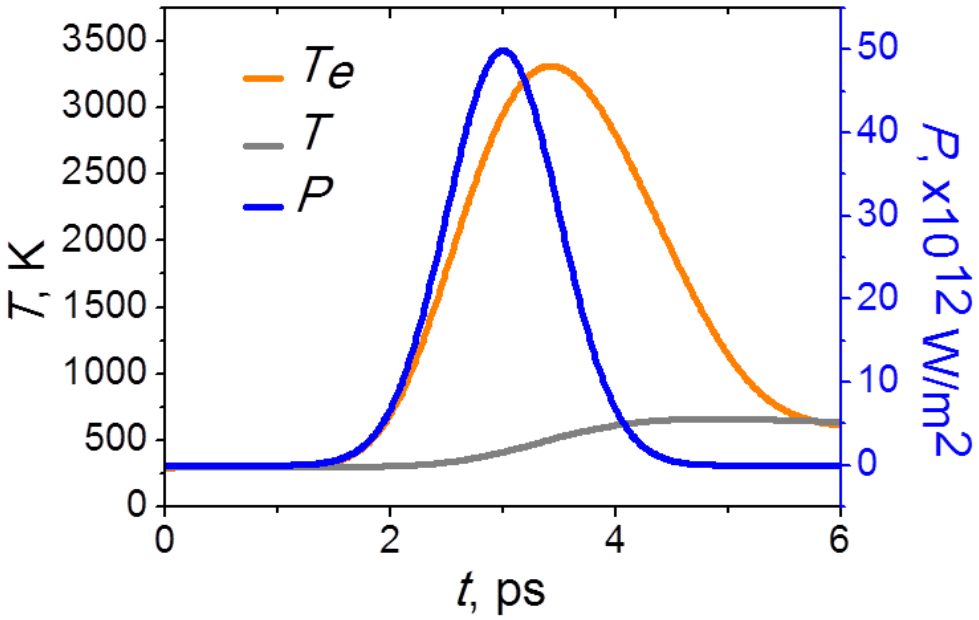

Fig.5-3. Evolution (lors de l'impulsion laser) de la température des électrons (en orange) et de la température du réseau (en gris) à la surface de la pointe. La distance inter-électrodes vaut 0.2 mm et la tension appliquée entre les électrodes vaut E=98 KV. La densité de puissance maximale du laser (en bleu) vaut 5.0×10^{13} W/m^2

Au-delà d'une certaine densité émise, l'émission des électrons commence à être limitée par la charge d'espace. Au-dessus d'une densité de puissance laser égale à 2.0×10^{14} W/m^2, il n'est plus possible d'émettre des électrons car le champ électrique devient très rapidement trop faible. La Fig.5-4 représente l'évolution du champ électrique à la surface du métal au cours du temps pour une densité surfacique de laser un peu plus faible (P=1.90×10^{14} W/m^2). On remarque que lorsque le métal commence à émettre des électrons, le champ électrique, initialement proche de 500 MV/m, diminue très rapidement à la surface de la cathode égale à 30 MV/m à 3.3 ps. On peut noter par ailleurs que pour cette densité surfacique de puissance du laser, la température du réseau reste toujours inférieure à la température de fusion du tungstène. Il n'est donc pas possible d'émettre des électrons pour des densités surfaciques de puissance plus élevées.

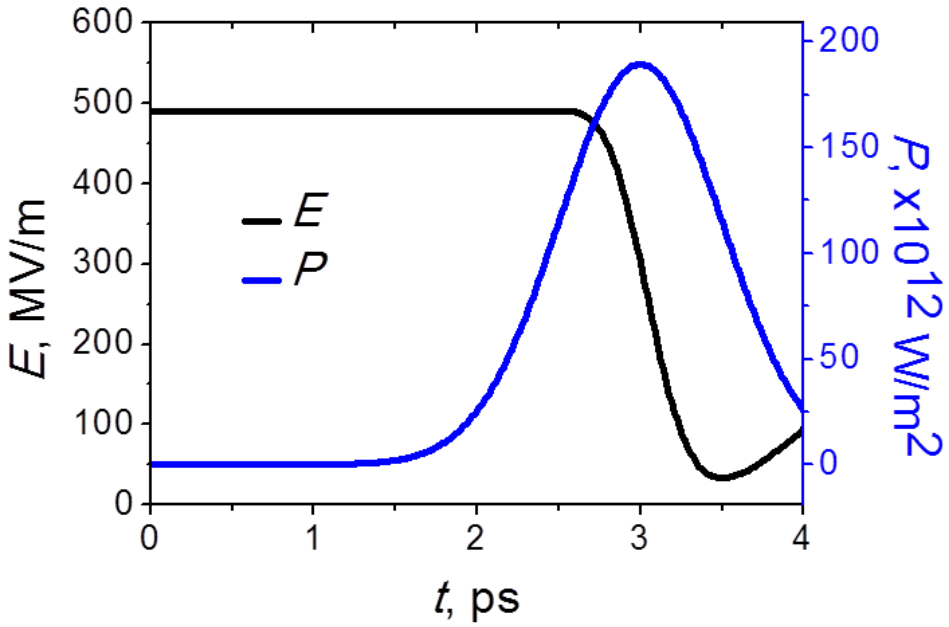

Fig.5-4. Evolution du champ électrique à la surface pour une tension de 98 kV appliquée entre les électrodes distantes de 0.2 mm. La valeur maximale de la densité de puissance du laser vaut1.90×10^{14} W/m^2

Le calcul de la température étant complètement indépendant de l'émission électronique,(l'effet Joule et l'effet Nottingham étant négligeable dans le cas d'une surface plane, voir sections 4.3.5. et 4.3.6.), il est possible de déterminer la densité de puissance surfacique nécessaire pour atteindre la température de fusion du tungstène. Celle-ci est atteinte pour $P = 5.0\times10^{14}$ W/m^2, l'évolution de la température des électrons et du réseau dans ces conditions est représentée sur la Fig.5-5. Pour cette densité surfacique de puissance, il est possible d'atteindre une température électronique de 10100 K, proche de 1 eV.

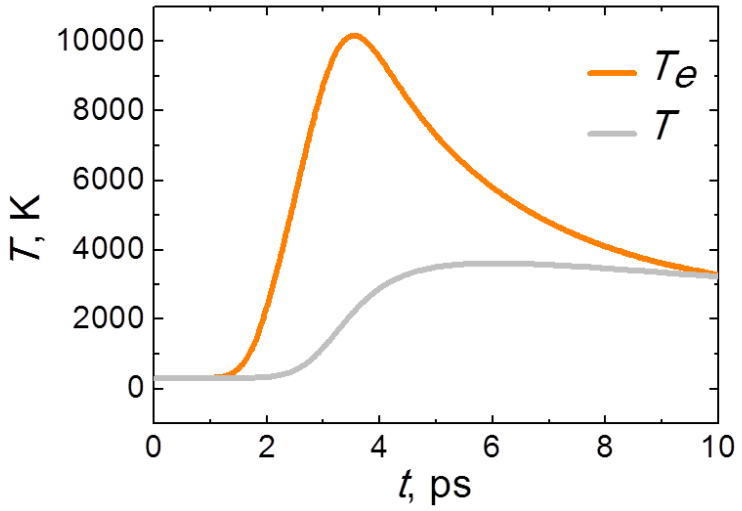

Fig. 5-5. Evolution de la température des électrons et du réseau à la surface pour une tension de 98 kV appliquée entre les électrodes distantes de 0.2 mm. La valeur maximale de la densité de puissance du laser vaut 5.0×10^{14} W/m^2

5.2. Régimes d'émission électronique en fonction du champ appliqué et de la densité surfacique du laser.

Dans la partie précédente, les résultats obtenus ont été présentés pour un champ électrique fixé à la surface de la cathode en faisant varier la densité de puissance surfacique du laser qui illumine le métal. Les résultats obtenus qui ont été présentés, peuvent être généralisés pour différents champs électriques à la surface du métal. On peut ainsi faire apparaître différents régimes d'émission en fonction de la densité surfacique de puissance et du laser et la valeur du champ électrique. Ces différents régimes obtenus sont présentés sur la Fig. 5-6. Dans tous les calculs, la durée de l'impulsion du laser et l'énergie des photons sont respectivement égales à 3 ps et à 2 eV.

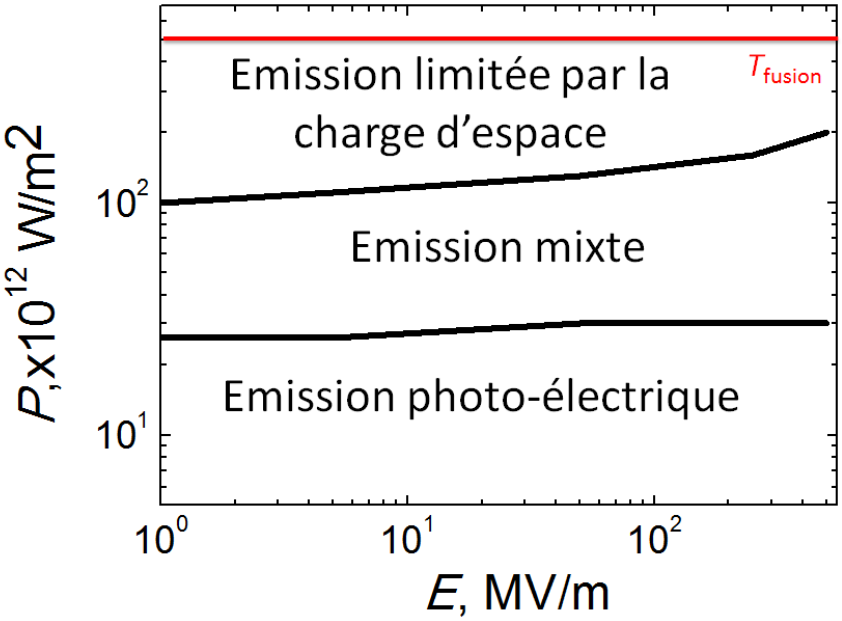

Fig.5-6. Représentation des différents régimes d'émission obtenus en fonction de la valeur du champ électrique appliqué et de la valeur de la densité maximale de puissance apportée par le laser pour une impulsion du laser de durée de 3 ps et une énergie des photons hν=2 eV.

Pour les densités surfaciques de puissance inférieures à 3.0×10^{13} W/m^2, quel que soit le champ électrique appliqué, l'émission électronique est purement photo-électrique. La température des électrons n'est, en effet, pas assez élevée pour permettre l'émission thermo-ionique assistée par effet de champ.

Pour des valeurs de densités surfaciques de puissances supérieures à 3.0×10^{13} W/m^2, un régime d'émission mixte, mélange des deux types d'émission (émission photo-électrique et émission thermo-ionique assistée par effet de champ) est observé car la température électronique commence à être importante. La frontière entre les deux régimes d'émission ne varie que très peu avec le champ électrique car l'émission thermo-ionique assistée par effet de champ est quasiment purement thermo-ionique. En termes de température, cette frontière se situe aux alentours d'une température électronique de 2400 K. Pour des densités surfaciques de puissance du laser plus élevées et pour des champs électriques faibles (de l'ordre de 1 MV/m), on remarque que ce régime d'émission est rapidement limité par la charge d'espace créée par l'émission électronique. Le champ électrique n'est plus suffisant pour permettre aux électrons de quitter la surface du métal. En augmentant le champ

d'électrique appliqué, il est possible d'augmenter la puissance surfacique avant d'atteindre la limite causée par la charge d'espace. Quand les champs électriques deviennent importants, la température électronique n'est pas assez élevée pour que l'émission photo-électrique devienne négligeable devant l'émission thermo-ionique assistée par effet de champ c'est-à-dire l'émission photo-électrique représente moins de 10% de l'émission électronique totale.

La densité surfacique de puissance du laser nécessaire pour atteindre la température de fusion du tungstène est égale à 5.2×10^{14} W/m^2 et reste toujours très grande devant celle qui entraine une limitation de l'émission électronique à cause de la charge d'espace. Cette valeur de la densité surfacique de puissance du laser est indépendante du champ électrique car l'émission électronique, qui elle, dépend du champ électrique à la surface de la cathode, n'affecte pas le chauffage des électrons.

Il est possible d'étudier pour les mêmes champs électriques appliqués, les mêmes densités surfaciques de puissance laser ainsi que pour une même forme d'impulsion, l'influence de l'énergie des photons et ainsi étudier pour une énergie des photons égale à 4 eV, les variations de ces régimes. Les régimes observés sont représentés sur la Fig.5-6. On a ainsi représenté pour une énergie des photons de 4 eV, donc dans la gamme Ultra-Violette (λ = 310 nm), les variations des régimes précédemment observés. Cette valeur de l'énergie des photons doit être comparé au travail de sortie du tungstène, soit 4.5 eV. Cependant, la présence d'un champ électrique devant l'émetteur abaisse la barrière d'énergie et les électrons peuvent sortir par effet photoélectrique. Les régimes sont observés sur la Fig. 5-7.

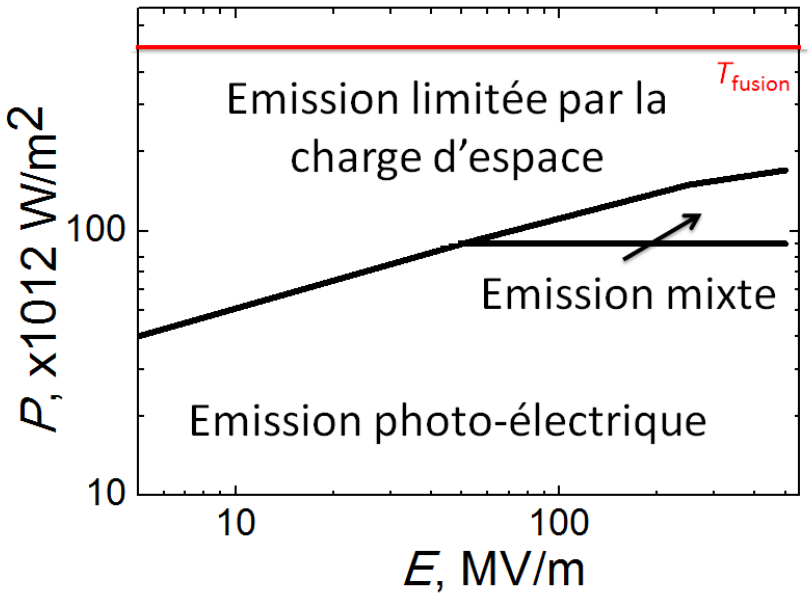

Fig.5-7. Représentation des différents régimes d'émission obtenus en fonction de la valeur du champ électrique appliqué et de la valeur de la densité maximale de puissance apportée par le laser pour une impulsion du laser de durée de 3 ps et une énergie des photons $h\nu$ = 4 eV

On observe un décalage des régimes par rapport aux résultats représentés sur la Fig.5-6. Pour les faibles champs électriques, il est possible de n'avoir qu'un seul régime avant la limitation de la charge d'espace : le régime photo-électrique. En effet, l'énergie des photons étant plus élevées et proche du travail de sortie du métal, l'effet photo-électrique devient plus efficace qu'auparavant. Quand on augmente le champ électrique, il est possible d'observer le régime mixte pour des puissances

surfaciques de 9.0×10^{13} W/m^2 car il faut chauffer plus les électrons du métal pour que la densité de courant thermo-ionique assistée par effet de champ devienne comparable à la densité de courant photo-électrique. Comme cela a été précisé précédemment, la puissance surfacique pour atteindre la température de fusion du tungstène est toujours égale à 5.2×10^{14} W/ m^2 car l'énergie des photons n'affecte pas le chauffage de la surface du métal.

Il est aussi intéressant d'étudier les variations de ces régimes quand on augmente la durée de l'impulsion laser de 3 ps à 30 ps. Ces régimes sont représentés sur la Fig.5-8.

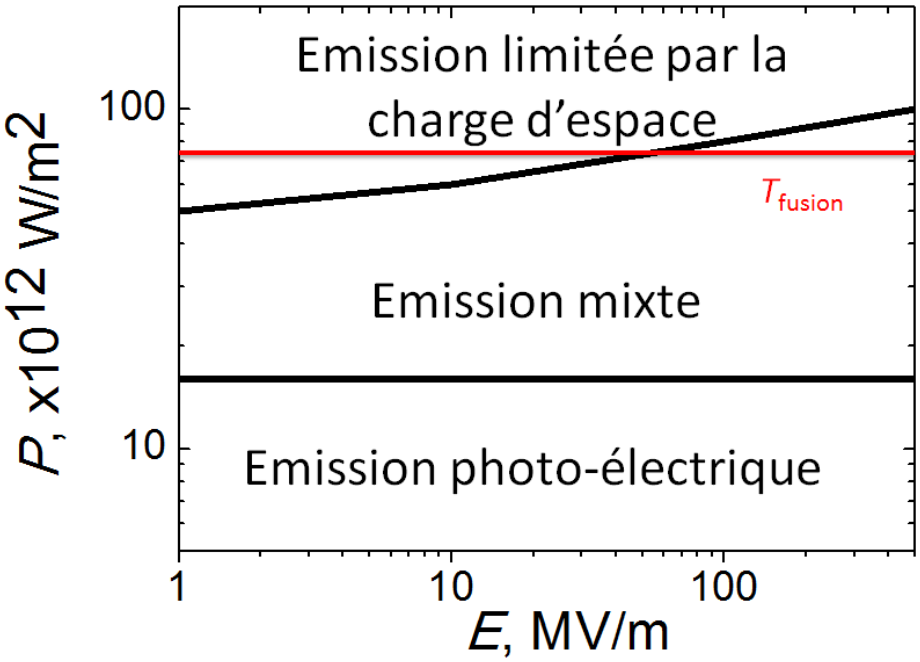

Fig.5-8. Représentation des différents régimes d'émission obtenus en fonction de la valeur du champ électrique appliqué et de la valeur de la densité maximale de puissance apportée par le laser pour une impulsion du laser de durée de 30 ps et une énergie des photons $h\nu$ = 2 eV

Quel que soit le champ électrique appliqué, une émission mixte peut être observée pour des puissances surfaciques égales à$1.6\text{x}10^{13}$ W/m^2. Il est plus facile d'avoir une partie de l'émission sous la forme d'une émission thermo-ionique assistée par effet de champ car on chauffe les électrons pendant une durée plus longue. La puissance surfacique nécessaire pour atteindre la température de fusion est beaucoup plus faible pour une impulsion de 30 ps par rapport à une impulsion de 3 ps. Elle est égale à 7.4×10^{13} W/m^2. On observe ainsi pour des champs forts (>80 MV/m) que l'émission électronique n'est pas limité par la charge d'espace mais par la fusion du métal. L'évolution des températures électronique et de réseau est représentée sur la Fig.5-9. Avec une telle impulsion de densité de puissance égale à 7.4×10^{13} W/m^2, l'écart entre la température électronique T_e et la température du réseau T est beaucoup plus faible que dans le cas d'une impulsion de 3 ps. En effet, l'interaction électron-réseau se déroule sur un temps suffisamment important pour que les températures électroniques et du réseau soient voisines. Après 43 ps, la température électronique T_e et la température T du métal sont égales. En continuant d'augmenter la durée d'impulsion, il est de plus en plus difficile d'avoir une température électronique différente de celle du réseau. Ainsi, il est plus difficile d'avoir une émission thermo-ionique assistée par effet de champ qui va concurrencer l'effet

photo-électrique quand la durée de l'impulsion augmente dans le cas d'une surface plane car on sera limiter par la température du réseau.

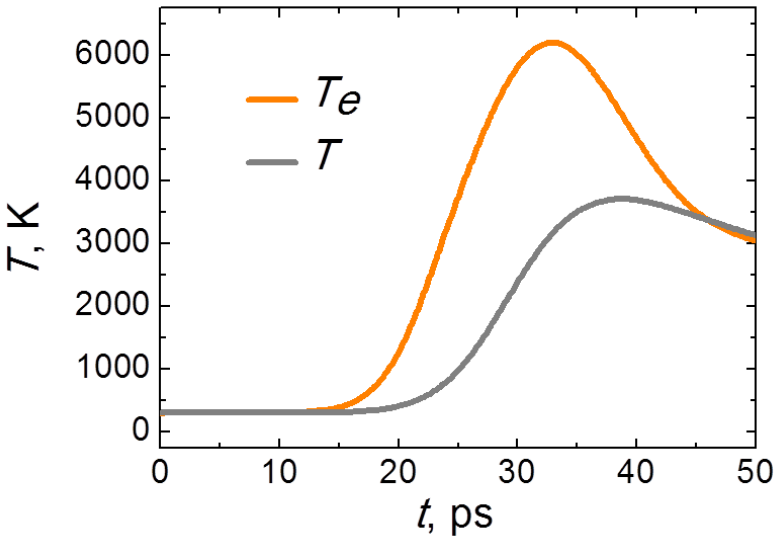

Fig.5-9. Evolution de la température du réseau et des électrons pointe pour V=98 kV et P=7.4×10^{13} W/m^2

5.3. Conclusions

Ce chapitre avait pour objectif d'étudier l'émission électronique d'une cathode plane soumise à la haute tension simultanément soumise au rayonnement d'un laser de durée d'impulsion de l'ordre de la picoseconde. Différents régimes d'émission ont été observés suivant le champ électrique appliqué, la puissance surfacique du laser, l'énergie des photons et la durée d'impulsion. Les trois régimes d'émission identifiés sont les suivants :

-un régime d'émission photo-électrique,

-un régime d'émission mixte où nous avons une émission photo-électrique et une émission thermo-ionique assistée par effet de champ,

-un régime d'émission thermo-ionique assistée par effet de champ.

Ce dernier régime n'est observable que pour lde faibles durées d'impulsion (3 ps), de faibles énergies de photons et des champs électriques appliqués élevés. De plus, l'effet thermo-ionique est provoqué par des températures électroniques élevées et bien supérieures à celle du réseau. La température du réseau du métal reste faible, de l'ordre de 1000 K. Il est possible pour la température électronique de largement dépasser les températures de fusion et d'évaporation du métal. Cette différence entre les températures des électrons et du réseau diminue dès que la durée de l'impulsion atteint quelques dizaines de picosecondes. Pour les fortes densités de puissance de laser, l'émission électronique est limitée par la charge d'espace.

Chapitre 6 :
Dynamique des microparticules dans le claquage sous vide

6.1.Effet des microparticules sur la tension de claquage

Dans les chapitres précédents, nous avons présenté les différentes voies d'émission d'électrons à partir d'une pointe soumise à des forts champs électriques, illuminée par un laser et qui peut chauffer. Dans ce chapitre on aborde la problématique du claquage en présence d'une haute tension en ajoutant un nouveau phénomène aux connaissances acquises sur l'emballement thermo-émissif au sommet de la pointe sous haute tension sous vide. Rappelons que l'hypothèse faite dans notre modèle thermo-émissif (chapitre 2) était la suivante : la tension de claquage correspond à la tension maximale appliquée entre deux électrodes sous vide pour laquelle la température de fusion (ou sublimation) dans la pointe était atteinte. Au-dessus de cette tension, et de la température de fusion (ou de sublimation), il y avait emballement thermo-émissif et claquage. Ce mécanisme semble être valable pour les faibles distances inter-électrodes (inférieures au millimètre). En effet, les études expérimentales menées, pour les petites distances inter-électrodes, montrent une variation linéaire de la tension de claquage avec la distance inter-électrodes (carrés noirs sur la Fig.6-1). Cela signifie que le champ électrique macroscopique de claquage est constant quel que soit la distance inter-électrode (courbe bleue). En supposant que la surface de la cathode est similaire à chaque essai, le champ électrique de claquage au sommet de la rugosité est toujours le même et donc, pour ce champ, la température de fusion est atteinte dans la rugosité. Cependant, en augmentant la distance inter-électrodes (> 0.25 mm), une tendance à la saturation de la tension de claquage est observée expérimentalement [112] (courbe rouge). Ainsi, le champ électrique macroscopique de claquage diminue donc avec la distance inter-électrodes. Les causes du claquage ne peuvent donc plus être expliquées uniquement par l'émission électronique. Un autre mécanisme de formation du claquage doit être proposé.

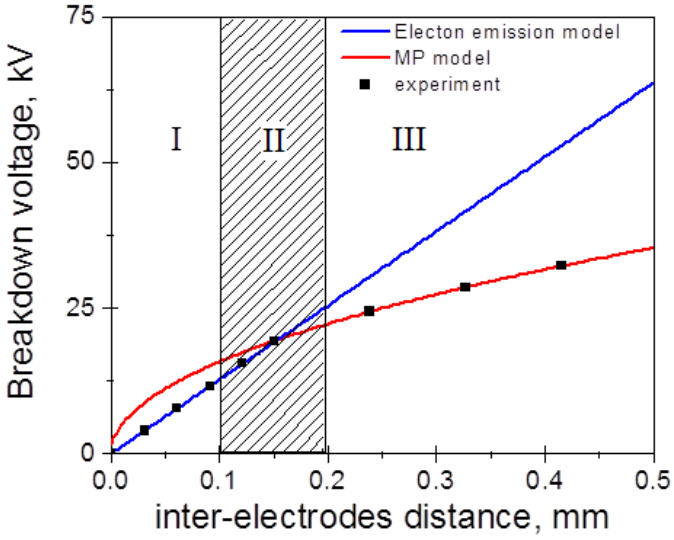

Fig. 6-1. Variation de la tension de claquage avec la distance inter-électrodes.

Plusieurs mécanismes ont été proposés pour expliquer cette saturation. Denholm [113], Boyle *et al.* [114] et Maitland [115] ont tenté d'expliquer cette saturation par l'action du faisceau d'électrons issu de la cathode qui bombarderait l'anode et qui mènerait au claquage suite à la production de vapeur métallique. L'autre mécanisme évoqué est celui des microparticules (MP). Ces MP provoqueraient le claquage en bombardant les électrodes [116-120] et en provoquant « la vaporisation » du matériau d'électrodes dans l'espace inter-électrodes. Elles ont été observées en nombre par divers expérimentateurs [121-122] et Cranberg [116] fut le premier à développer une approche théorique pour expliquer la saturation de la tension de claquage par la présence de MP. Celle-ci quitte une électrode avec une charge Q_{MP} proportionnelle au champ électrique macroscopique E_{macro} (décrite plus précisément dans la sous-section 6.3.1) et une masse M_{MP}. Elle parcourt la distance inter-électrodes d. À son arrivée à l'autre électrode, elle a une vitesse v et une énergie E_{tot} égale à :

$$E_{tot} = \frac{1}{2} M_{MP} v^2 = Q_{MP} V_{br} \qquad (119)$$

V_{br} correspond à la tension de claquage.

Sachant que :

$$Q_{MP} \propto E_{macro} = \frac{V_{br}}{d} \qquad (120)$$

Nous obtenons :

$$\frac{1}{2} M_{MP} v^2 \propto Q_{MP} \frac{V_{br}^2}{d} \qquad (121)$$

Ainsi :

$$V_{br} \propto \sqrt{d} \qquad (122)$$

Ce modèle a été raffiné par Slivkov [117] et il a montré que la tension de claquage doit varier en $d^{0.66}$.

Les résultats expérimentaux en montré que la saturation de la tension se trouvait entre les deux modèles proposés par Cranberg et Slivkov, c'est-à-dire entre $d^{0.5}$ et $d^{0.66}$ [112].

Latham a revu le modèle proposé par Cranberg et Slivkov en considérant dans certains cas, qu'un aller simple n'était pas suffisant pour causer un claquage. À partir de résultats expérimentaux décrivant des oscillations de MP dans l'espace inter-électrodes [123], il a donc supposé que la MP pouvait faire plusieurs aller-retours dans l'espace inter-électrodes en réalisant des collisions inélastiques avec les électrodes [47,124]. Après chaque collision, dans le modèle de Latham, la MP garde une partie de l'énergie qu'elle avait avant collision. Pour atteindre la tension de claquage, il faut que l'énergie des MP augmente à la fin de chaque passage dans l'espace inter-électrodes (Fig.6-2). Ainsi, une MP qui quitte l'anode avec une charge Q_{MP1} et une vitesse nulle arrive à la cathode avec une vitesse v_1 égale à :

$$v_1 = \sqrt{\frac{2 Q_{MP1} V_{app}}{M_{MP}}} \qquad (123)$$

Où V_{app} est la tension appliquée dans l'espace inter-électrodes.

Elle repart de la cathode avec une vitesse e_1v_1. e_1 correspond au coefficient de restitution de la vitesse de la MP à la cathode. À son retour à l'anode, elle a atteint la vitesse v_2 :

$$v_2 = \sqrt{e_1^2 v_1^2 + \frac{2Q_{MP2}V_{app}}{M_{MP}}} \qquad (124)$$

Pour que la vitesse v_2 de la MP à la fin d'un transit soit supérieure à la vitesse v_1 qu'elle avait gagnée à la fin de son précédent passage dans l'espace inter-électrodes, il faut que :

$$e_1^2 + \left|\frac{Q_{MP2}}{Q_{MP1}}\right| > 1 \qquad (125)$$

Dans le cas d'électrodes en métal, le transfert de charge de l'électrode à la MP est très rapide (10 fs) [47], on peut considérer que la MP gagne immédiatement la charge qu'elle aurait si elle était restée collée sur l'électrode. Dans ce cas-là, si le coefficient de restitution est non nul, elle gagne immédiatement de l'énergie au fur et à mesure de ses allers retours dans l'espace inter-électrodes. Cependant, si la surface de l'électrode est oxydée sur quelques centaines d'Angstrom, Latham considère que le temps de charge de la MP est considérablement rallongé car le transfert de charge ne se fait plus de manière ohmique mais pas effet tunnel [125]. Il montre que la MP n'a pas le temps de se charger complètement avant de quitter l'électrode pour voyager dans l'espace inter-électrodes. Latham *et al.* [126] et Texier [127] ont fait des expériences consistants à lancer des MP artificielles sur des surfaces et ont étudié le rebond des MP. Ils ont pu déterminer les variations du coefficient de restitution de la vitesse de la MP en fonction de la vitesse de celle-ci et observer des coefficients de restitution compris entre 0.2 et 0.4 pour des vitesses comprises à l'impact entre 50 et 200 m/s.

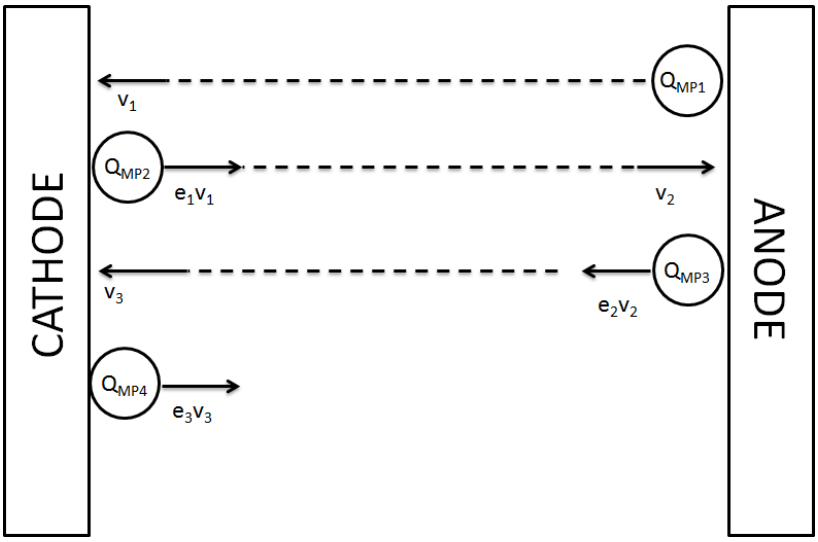

Fig.6-2. Description schématique du modèle phénoménologique de Latham : les MP rebondissent sur les électrodes et sont accélérées au fur et à mesure de leurs trajets dans l'espace inter-électrodes, adaptée de [47]

Un autre modèle de claquage a été proposé par Martynov [128] et Chatterton *et al.* [129] pour les MP de grande taille (>10 µm). Ils considèrent que la MP se comporte comme une anode en mouvement et quand elle se rapproche de la cathode et des rugosités présentes sur celle-ci, le champ électrique est renforcé à la surface de la rugosité et le courant émis est plus important. Les électrons émis sont

collectés par la MP qui chauffe et se vaporise. Le gaz présent entre la MP et l'électrode peut être ionisé et une micro-décharge peut se créer entre la MP et l'électrode (Fig. 6-3).

Pour que ces micro-décharges aient lieu, il faut que la MP n'arrive pas trop rapidement sur l'électrode car sinon les mécanismes de formation de la décharge n'ont pas le temps de se mettre en place. Dans leur modèle, l'émission secondaire est négligée au niveau de la MP. Cependant, l'émission secondaire peut être supérieure à 1, et dans ce cas, la MP peut être accélérée en s'approchant de la cathode.

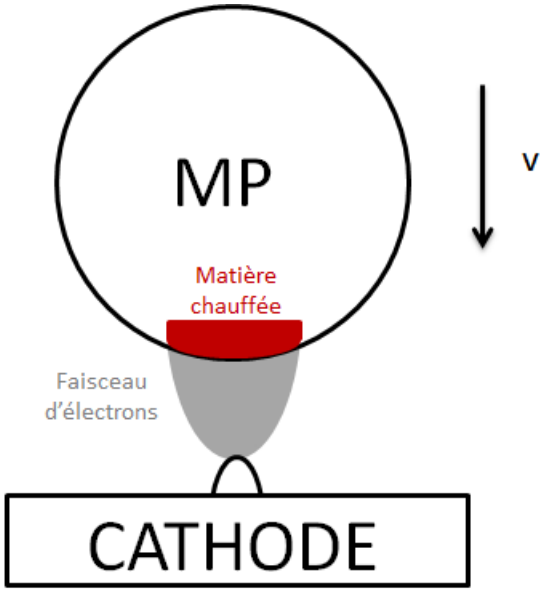

Fig. 6-3. Modèle de Martynov [128] et Chatterton *et al.* [129]. La MP se comporte comme une anode en mouvement, renforce le champ près des rugosités de la cathode et chauffe localement sous le faisceau d'électron émis de la pointe provoquant la formation d'une vapeur métallique et d'une décharge entre la MP et la pointe

Un dernier modèle de claquage a été proposé par Davies et Biondi [130,131]. Ils considèrent que l'émission électronique peut provoquer la vaporisation de la MP et ils considèrent qu'une évaporation complète d'une MP est suffisante pour initier un claquage dans l'espace inter-électrodes. Leur modèle concernant l'interaction entre les électrons et la MP est le plus complet de la littérature, avec notamment la prise en compte de l'émission secondaire, du pouvoir d'arrêt des électrons pour décrire le chauffage de la MP.

Le modèle que nous avons développé et qui est décrit dans la suite de ce document est inspiré de leur modèle. Nous avons par ailleurs apporté quelques améliorations dans la description de certains phénomènes physiques telles que l'émission secondaire ou le pouvoir d'arrêt dû à l'irradiation de la MP par des électrons énergétiques émis par la pointe sous l'effet de champ et de la température.

6.2. Origines des microparticules

La question de l'origine des MP se pose. La littérature propose deux scenarii pour expliquer leur présence dans l'espace inter-électrodes :

i) Les MP se sont détachées au cours du polissage des électrodes.

Au cours de ces opérations, les MP ont pu adhérer à la surface des électrodes avec des liaisons faibles, type Van der Walls. Lors des expériences, les électrodes ont pu chauffer conduisant au détachement des MP.

ii) Le chauffage de l'anode par des faisceaux d'électrons issus de la cathode est le second scénario de l'origine des MP [130]. Sous l'effet de la chaleur et du champ électrique, une ou des rugosités se détachent de l'anode et deviennent une MP indépendante dans le vide qui est sujette au champ électrique présente entre les électrodes.

Des études expérimentales ont essayé de trouver l'origine des microparticules. Ils ont montré de manière directe et indirecte que les microparticules viennent de l'anode [132-134]. Chatterton et ses collaborateurs [135] ont étudié à l'aide de laser la trajectoire des MP et a montré que plus de 95% d'entre elles venait de l'anode.

Zeitoun-Fakiris et Goldman l'ont observé de manière indirecte [136]. Après leurs expériences, ils ont observé les électrodes et remarqué la présence en forte quantité de métal issu de l'anode sur la cathode alors que ce n'était pas le cas pour la cathode. Les mêmes observations ont été faites par l'IRFM du CEA Cadarache [137].

Ces observations nous font douter du premier scénario décrit dans la littérature pour expliquer la formation des MP. En effet, il parait improbable que les deux électrodes n'aient pas subi le même polissage pour expliquer pourquoi les microparticules sont originaires de l'anode. En revanche, jusqu'à maintenant, aucune expérience ne semble remettre en cause le second scénario.

6.3. Modèle d'interaction entre un faisceau d'électron et une microparticule : dynamique de la MP dans l'espace inter-électrodes

Dans ce modèle, la cathode est supposée avoir une surface comportant des rugosités. On suppose aussi que le courant macroscopique entre la cathode et l'anode est essentiellement causé par la plus grande rugosité sur la surface, tant que le claquage n'a pas eu lieu. Ce courant est appelé courant d'obscurité et du point de vue expérimental, on cherche à le rendre le plus faible possible pour éviter des pertes de puissance au cours d'expériences sous haute tension sous vide.

Nous supposons de plus que la distance entre notre rugosité émettrice et les pointes voisines de même hauteur est suffisamment importante pour négliger les effets collectifs (électrostatique et thermique) entre les pointes. Les électrons émis par la pointe dominante sont accélérés dans l'espace inter-électrodes sous l'effet de la tension appliquée.

La MP quitte l'anode et se dirige vers la cathode. Elle est accélérée dans l'espace inter-électrodes. Au cours de son trajet, elle rencontre les électrons émis par la pointe. Lors du bombardement de la MP par les électrons émis par la pointe, ceux-ci perdent leur énergie (pouvoir d'arrêt) et chauffent la MP. En conséquence, le rayon de la MP décroit car elle s'évapore partiellement ou quelques fois complètement, comme le prévoit Davies et Biondi [130]. Quant à la charge de la MP, elle peut changer suivant deux processus :

i) Les électrons primaires peuvent être arrêtés à l'intérieur de la MP. Cette collection de charges négatives réduit sa charge initialement positive. Cette charge totale décroit et peut même devenir négative.

ii) L'interaction entre les électrons primaires et la MP peut conduire à de l'émission d'électrons secondaires lorsque la surface de la MP est traversée. Pour des trajectoires rasantes ou des particules de petite taille, les électrons primaires peuvent traverser complètement la MP et donc franchir sa surface par deux fois. Dans ce cas le nombre d'électrons secondaires émis peut être supérieur à 1.

Cette variation de la charge modifie la force électrique s'exerçant sur la MP et par conséquent, sur son énergie, son temps de trajet et sa trajectoire. Si la charge de la MP devient négative, la MP peut s'arrêter et faire demi-tour vers l'anode et si un nombre important d'électrons énergétiques sont interceptés par la MP, elle peut se vaporiser complètement dans l'espace inter-électrodes.

Le modèle phénoménologique est représenté sur la figure ci-dessous (Fig.6-4).

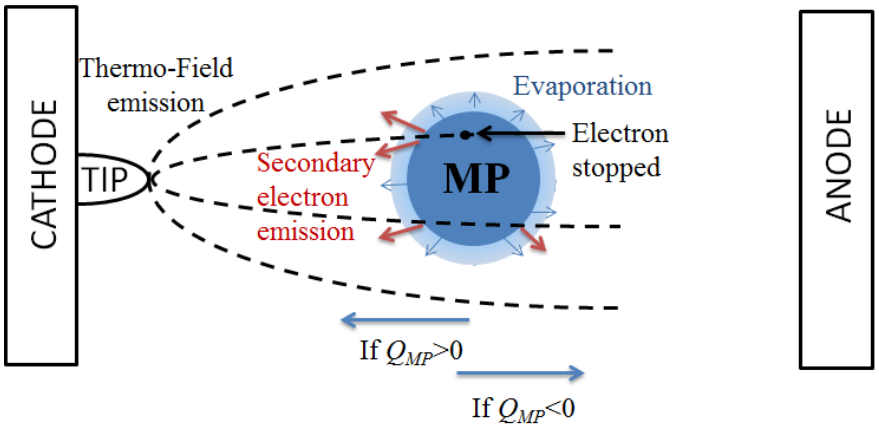

Fig.6-4. Modèle phénoménologiques de l'interaction entre les électrons et la MP.

6.3.1. Distribution du champ électrique dans l'espace inter-électrodes

La géométrie du problème est représentée sur la Fig.6-5.

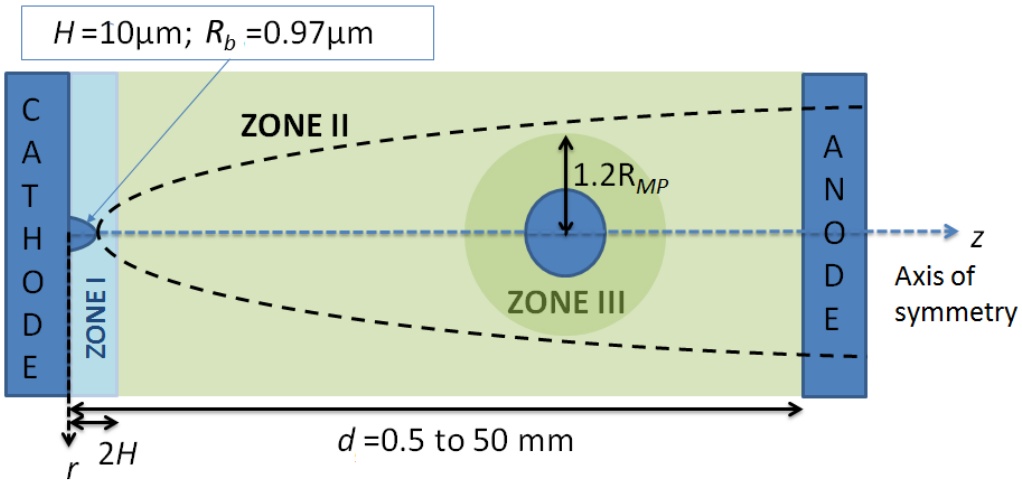

Fig.6-5. Distribution du champ électrique dans l'espace inter-électrodes. Il existe trois zones : la zone I caractérisée par le renforcement du champ dû à la pointe, la zone II de champ uniforme, la zone III au voisinage de la MP où le champ électrique de la MP n'est pas négligeable.

La distribution de champ électrique dans l'espace inter-électrodes peut être divisée en trois zones : un renforcement de champ près de la pointe (zone I), un champ uniforme loin de la rugosité (zone II) et près de la MP, un champ électrique créé par celle-ci s'ajoute au champ électrique uniforme (zone III).

Près de la pointe (zone I), le champ électrique est renforcé par effet de pointe (cf. chapitre 2). L'extension de la zone de renforcement de champ est approximativement égale à 2*H*. Après cette distance, le champ électrique est uniforme (les effets locaux des rugosités deviennent négligeables) et sa valeur microscopique est égale à :

$$\vec{E} = -\frac{V_{app}}{d}\vec{e}_z \qquad (126)$$

où V_{app} est la tension appliquée. Dans ce modèle, la charge d'espace est négligée. Les équations de l'électrostatique dans la zone I sont décrites dans le **chapitre 2**. La zone III représente une zone où le champ électrique créé par la MP est influent. Le rayon de cette zone est égal à $1.2R_{MP}$.Au-delà de ce rayon, le champ électrique de la MP est trop faible pour devier les électrons. Le champ électrique dans l'espace inter-électrodes et le champ électrique créé par la MP s'additionne. Le champ électrique induit par la MP à un point *N*, dans l'espace inter-électrodes peut s'écrire comme :

$$\vec{E} = \frac{Q_{MP}}{4\pi\varepsilon_0\left|\overrightarrow{ON}\right|^3}\overrightarrow{ON} \qquad (127)$$

Où *O* est le centre de la MP.

Quand la MP est lancée hors de l'axe, la symétrie 2D-axisymétrique est alors brisée et le problème devient 3D. Cette situation peut être traitée par le modèle développé dans cette thèse. Toutefois, la majeure partie des résultats a été obtenue avec des MP quittant l'anode suivant l'axe de symétrie de la pointe car la distribution des électrons est maximale suivant cet axe. Cependant, dans certains cas, la MP quitte l'anode hors de l'axe. Ces cas seront indiqués de manière explicite dans le document.

6.3.2. Distribution de courant électronique dans l'espace inter-électrodes

Dans cette sous-section, nous allons étudier la forme de la distribution spatiale du courant émis par la pointe quand le champ électrique appliqué est grand. Les effets de la charge d'espace sur le champ électrique dans l'espace inter-électrodes sont négligés. Ici, nous avons une pointe elliptique et on considère que zone d'émission de la pointe et la distribution spatiale des électrons émis ne dépend pas du champ électrique appliqué. La densité de courant émise par la pointe est ainsi utilisée comme donnée d'entrée du modèle 3D qui calcule la trajectoire des électrons primaires dans l'espace inter-électrodes. La coordonnée radiale r_{init} de chaque électron primaire est prise au sommet de la pointe. La valeur de r_{init} est choisie de manière aléatoire, suivant la distribution de densité de courant, en utilisant une méthode de Monte-Carlo. Connaissant r_{init}, la coordonnée z_{init} est déterminée à partir de l'équation de l'ellipse :

$$z_{init} = H\sqrt{1-\frac{r_{init}^2}{R_b^2}} \qquad (128)$$

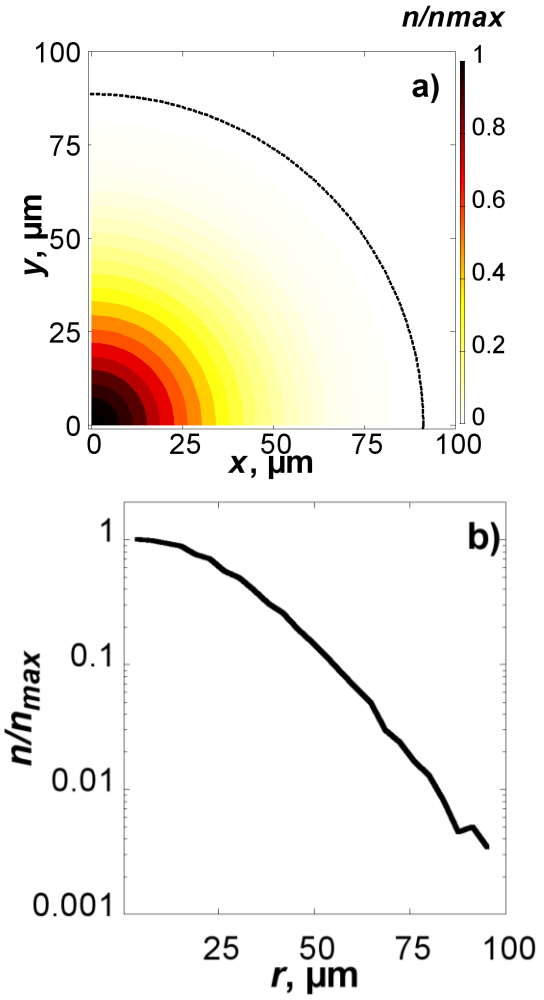

Fig.6-6. a) est une représentation 2D de la distribution de courant à la surface de l'anode. L'origine (0,0) correspond à l'axe de symétrie, et donc à la position de la pointe émettrice. b) est une représentation de la densité de courant en fonction de la coordonnée radiale.

Le modèle 3D est décrit en coordonnée cartésienne. Connaissant r_{init}, les coordonnées x_{init} et y_{init} sont déterminées en supposant une probabilité d'émission azimutale uniforme. La vitesse initiale des électrons est négligée car l'énergie initiale des électrons émis (de l'ordre du eV) est beaucoup plus faible que l'énergie gagnée par l'électron dans la zone de renforcement de champ (de l'ordre du keV) et qui continue d'augmenter en s'éloignant de la cathode dans l'espace inter-électrodes. En effet, les électrons atteignent des vitesses relativistes à cause du champ électrique fort près de la pointe. Les équations des trajectoires des électrons en régime relativiste sont décrites dans la sous-section 2.3.1. La Fig.6-6-a) représente la densité de courant normale quand les électrons émis par la pointe, atteignent la surface de l'anode, pour une distance inter-électrodes d=500 µm et V_{app}=25 kV. L'axe de symétrie correspond à x=0 mm et y=0 mm. La limite du faisceau d'électrons intercepté à l'anode est représentée avec des pointillés. Le faisceau d'électrons s'élargit sous l'effet du champ électrique. Rappelons que l'émission totale à la pointe provient seulement d'un petit dôme de 150 nm de rayon (Fig.2-25) alors que le rayon du faisceau atteint 90 µm à l'anode (Fig.5-6-b). Cette densité d'électrons normalisée est représentée sur la Fig. 5-6-b) comme fonction du rayon pour une pointe elliptique H=10 µm et un coefficient de renforcement de champ β=50.

6.3.3. Charge initiale de la MP.

La charge d'une MP est déterminée à partir du champ électrique induit par la charge surfacique existante sur une rugosité présente à l'anode avant son détachement de la surface. Dans le cas d'une MP sphérique (cas le plus fréquent), la charge Q_{MP} de la MP est donnée par la formule suivante[138] :

$$Q_{MP} = 6.58\pi\varepsilon_0 R_{MP}^2 E_{macro} \qquad (129)$$

6.58 représente le coefficient de renforcement du champ électrique au bout de la MP avant qu'elle se détache de l'anode [139].

6.3.4. Section efficace d'interaction électron-MP

Dans notre modèle, on considère que si plusieurs MP sont émises, elles sont isolées les unes des autres et n'interagissent pas les unes avec les autres comme dans l'approche Orbital Limited Motion (OLM), théorie développée pour déterminer la charge d'une poussière dans un plasma [140]. Le modèle que nous proposons en vue de calculer la section efficace d'interaction entre les électrons émis et la MP diffère du modèle proposé par la théorie OLM, dans la mesure où notre modèle prend en compte la superposition des champs électriques, celui créé par le potentiel appliqué entre les électrodes et le champ électrique créé par la MP.

Quand un électron s'approche de la MP, sans l'intercepter, sa trajectoire est influencée par le champ électrique local de la MP et il est défléchi par l'action de la force électrostatique locale. Pour réduire le temps de calcul, nous avons estimé le paramètre d'impact ρ_{impact}, permettant d'en déduire la section efficace maximale ($\sigma_{MAX} = \pi\, \rho_{impact}^2$). Ce paramètre d'impact ρ_{impact} a été déterminé en calculant l'écart radial maximal que doit avoir un électron avec la MP à l'entrée de la zone III pour que dans sa trajectoire, il collisionne la MP. Le paramètre d'impact a été calculé pour différentes vitesses initiales. Par exemple, les trajectoires obtenus pour une MP (R_{MP}=1 µm et Q_{MP}=9×10^{-15} C) sont représentées sur la Fig.6-7.

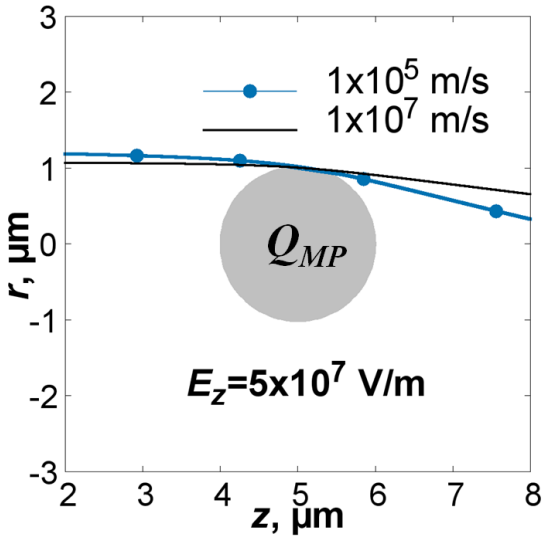

Fig.6-7. Trajectoire d'électrons primaires passant près de la MP pour deux vitesses différentes. La déflection est causée par le champ électrique local de la MP. E_z représente le champ électrique dans la zone II.

Pour différentes tailles de MP comprises entre 0.1 et 100 µm, le paramètre d'impact est seulement 20% plus large que la taille de la MP ($\rho_{impact} = 1.2R_{MP}$) pour un électron de vitesse 10^5 m/s, représentée par la courbe bleue avec des points bleus. Le paramètre d'impact diminue quand la vitesse de l'électron primaire augmente et il est quasiment égale la taille de la MP quand la vitesse de l'électron est égale à 10^7 m/s car l'effet du champ électrique sur l'électron est moins efficace (très faible temps d'interaction). Il faut noter que presque partout dans l'espace inter-électrodes, les électrons arrivent sur la MP avec une vitesse supérieure à 10^7 m/s. En réalité, la section efficace d'interaction approche donc de la section transverse de la MP.

6.3.5. Pouvoir d'arrêt des électrons et chauffage de la MP

En traversant la MP, les électrons perdent leur énergie sous forme de collisions inélastiques. Le pouvoir d'arrêt correspond à la perte d'énergie moyenne de la particule par unité de distance parcourue dans la MP. Il dépend de l'énergie de l'électron primaire et de la nature des matériaux. Bethe [141-142] a développé une théorie pour déterminer le pouvoir d'arrêt des électrons.

$$-\frac{dE_p}{dx} = 7.8\times10^{-4}\frac{\rho Z}{AW}\ln\left(\frac{1.16W}{I}\right) \qquad (130)$$

Z, A,ρ, I correspondent respectivement au numéro atomique, à la masse atomique, à la densité volumique et au potentiel d'ionisation moyen.

La base de données ESTAR [143], basée sur la théorie de Bethe et des résultats expérimentaux [144], a été utilisée pour déterminer le pouvoir d'arrêt dans notre modèle. Pour les hautes énergies, les électrons perdent une part de l'énergie par rayonnement de freinage, c'est-à-dire que les électrons en décélérant rayonnent. Un exemple de variation de pouvoir d'arrêt est représenté sur la Fig.6-8.

Pour les énergies supérieures à 60 MeV, le pouvoir d'arrêt est dominé par les effets radiatifs alors que pour les énergies plus faibles, le pouvoir d'arrêt est dû aux collisions.

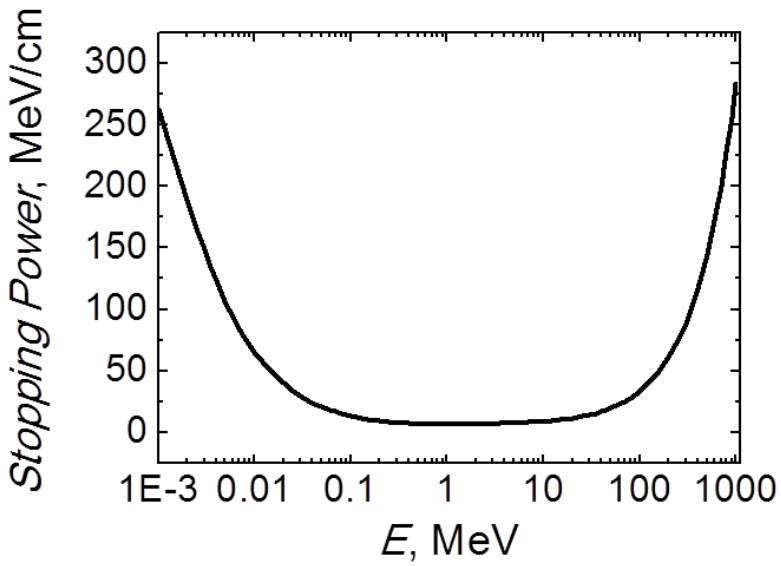

Fig.6-8. Pouvoir d'arrêt du titane en fonction de l'énergie de l'électron primaire.

Cette perte d'énergie est cédée à la MP sous forme de chaleur. Dans notre modèle, nous avons fait l'hypothèse que la MP quitte l'anode à la température de vaporisation, l'énergie nécessaire pour atteindre la température de vaporisation étant négligeable devant l'énergie nécessaire pour vaporiser la MP. Pour simuler l'échauffement de la MP, la fraction d'énergie issue du pouvoir d'arrêt est ajoutée à la chaleur latente et peuvent ainsi mener à une évaporation partielle progressive de la MP. Si l'énergie accumulée est suffisamment élevée, la MP peut être complètement vaporisée.

6.3.6. Emission secondaire des électrons

La charge nette de la MP peut varier de deux manières :

i) un électron peut perdre toute son énergie cinétique à l'intérieur de la MP, énergie qui se transforme en chaleur, et comme l'électron primaire est capturé par la MP, la charge de la MP diminue, si elle était chargée positivement ou augmente;

ii) un électron primaire peut aussi causer l'émission d'un ou plusieurs électrons secondaires suite au bombardement de la MP. La description de l'émission secondaire est bien connue dans le cas d'une surface plane, semi-infinie [145]. Dans le cas des plasmas de poussière, les microparticules sont considérées comme étant des plans semi-infinis car l'énergie des électrons dans les plasmas est trop faible [146]. Dans le cas présent, les électrons primaires ayant des énergies très élevées, de l'ordre du keV et plus, ils peuvent traverser entièrement la MP qui ne peuvent plus être considérée comme étant semi-infinie.

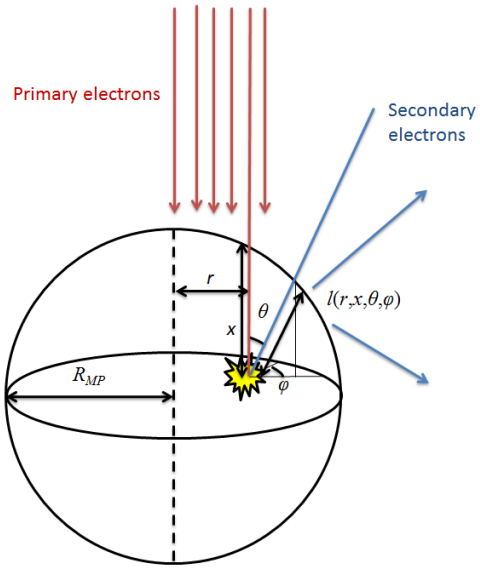

Fig.6-9. Emission secondaire d'une MP sphérique causé par des électrons primaires. L'étoile représente le lieu de formation de l'électron secondaire et *l* le chemin pour atteindre la surface

L'approche utilisée ici pour décrire l'émission secondaire a été développé par Chow *et al*. [147]. Ils considèrent que la production d'électrons secondaires est proportionnelle au pouvoir d'arrêt des électrons primaires et décroit exponentiellement avec la distance parcourue (l) à l'intérieur de la matière. Le courant secondaire i_s, causé par le courant d'électrons primaires i_p qui a pénétré dans la MP sur une tranche de profondeur [x, $x+dx$] peut s'écrire sous la forme :

$$di_s = -Ki_p \frac{dE_p}{dx} e^{-\alpha l(r,x,\theta,\varphi)} \qquad (131)$$

où K est l'inverse de l'énergie nécessaire pour produire un électron secondaire, $\frac{\mathrm{d}E_p}{\mathrm{d}x}$ est le pouvoir d'arrêt, α l'inverse de la distance d'absorption des électrons primaires, et $l(r,x,\phi,\theta)$ la distance que doit parcourir un électron secondaire de son point de création à la surface de la MP (Fig. 6-9).

Il est possible de montrer que la distance l s'écrit sous la forme :

$$l(r,x,\theta,\phi) = -(r\sin(\theta)\cos(\varphi) + \cos(\theta)(\sqrt{R_{MP}^2 - r^2} - x)) + \sqrt{(r\sin(\theta)\cos(\varphi) + \cos(\theta)(\sqrt{R_{MP}^2 - r^2} - x))^2 - x(x - 2\sqrt{R_{MP}^2 - r^2})} \qquad (132)$$

Pour une MP sphérique qui est centrée sur l'axe de symétrie du faisceau, il est convenable d'utiliser la notation en coordonnées cylindriques, imposée par le faisceau d'électrons primaires. Le rayon à partir de l'axe de symétrie (qui est aussi le centre de la MP, dans ce cas) est notée r. x représente le trajet linéaire de sa position d'entrée à l'endroit où un électron secondaire est produit (marqué par une étoile sur la Fig.6-9). Les angles ϕ et θ donnent la direction de l'électron secondaire par rapport à l'axe de symétrie et l'axe orthogonal à celui-ci. Par intégration, le coefficient d'émission secondaire (nombre d'électrons secondaires émis pour un électron primaire) peut être déterminé par :

$$\delta_s = \frac{K}{4\pi R_{MP}^2} \int_0^{R_{MP}} r dr \int_0^{\min(x_{\max}, x_{\text{stopped}})} \frac{dE_p}{dx} dx \int_0^{\pi} \sin(\theta) d\theta \int_0^{2\pi} e^{-\alpha l(r,x,\theta,\phi)} d\phi \qquad (133)$$

où $x_{\max} = 2\sqrt{R_{MP}^2 - r^2}$ (122) et $x_{stopped}$ est la distance que parcourt un électron primaire avant d'être arrêté. La Fig.6-10 montre la variation du coefficient d'émission secondaire en fonction de l'énergie de l'électron primaire pour une MP de 10 µm de rayon.

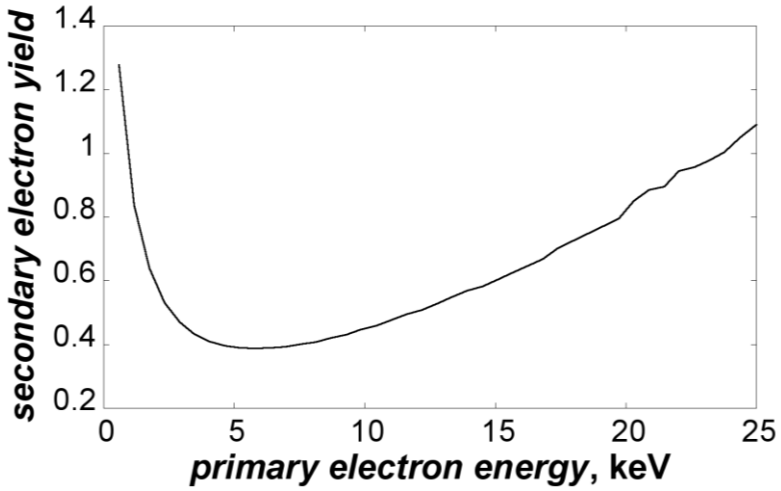

Fig.6-10. Variation de l'émission secondaire d'une MP de 10 µm avec l'énergie des électrons primaires dans le cas du titane.

L'émission des électrons secondaires est plus grande pour les faibles énergies car la fraction en énergie perdue quand les électrons pénètrent dans la MP est plus grande et les électrons secondaires sont créés

près de la surface ce qui facilite leur sortie. Quand l'énergie des électrons primaires augmente, l'émission secondaire décroit car les électrons secondaires sont créés plus profondément dans la MP et souvent ils sont capturés dans leur chemin vers la surface. Les électrons primaires sont arrêtés à l'intérieur de la MP, pour ces énergies intermédiaires. Le minimum du coefficient secondaire est trouvé autour de 5 keV pur une MP de 10 µm de rayon. Pour des hautes énergies, la production des électrons secondaires augmente à nouveau quand les électrons primaires ont suffisamment d'énergie pour traverser entièrement toute la MP et ils peuvent produire plus d'électrons près des deux surfaces, quand ils entrent et quand ils quittent la MP.

Une fois sortie de la MP, les nouveaux électrons secondaires créés doivent avoir une énergie suffisante pour être capable de s'échapper du champ électrique attractif si la MP est chargée positivement. Les électrons secondaires quittent la MP avec une énergie moyenne de 10 eV [145]. La surface d'émission A_{ee} est définie comme la surface de la MP d'où un électron peut s'échapper de l'action du champ électrique créé par la MP. La probabilité qu'un électron s'échappe est définie comme le rapport de la surface d'émission A_{ee} sur la surface totale A_{MP} et il est représenté sur la Fig.6-11 pour différentes tailles de MP en fonction de la charge de la MP.

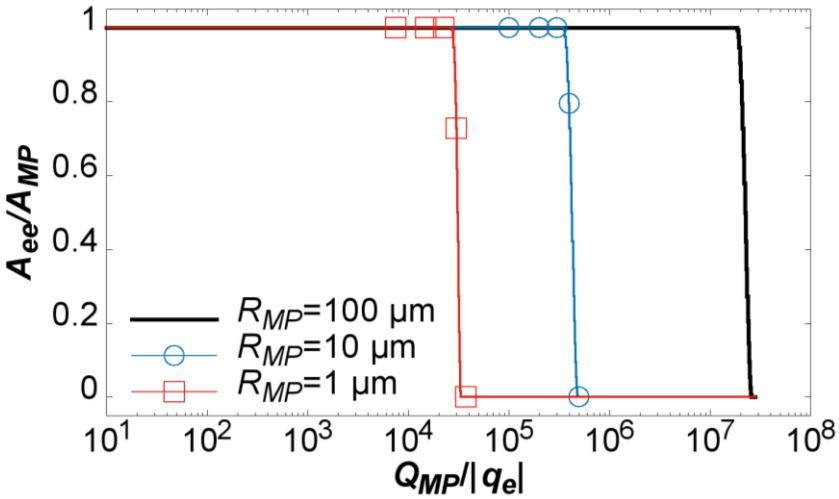

Fig.6-11. Probabilité d'un électron secondaire de s'échapper en fonction de la charge de la MP pour différentes tailles de MP.

Quand la charge de la MP est faible, l'effet du champ électrique autour de la MP n'est pas assez fort pour empêcher électrons secondaires de s'échapper (la probabilité pour un électron de s'échapper est à très proche de 1). Quand la charge de la MP augmente, le taux d'émission décroit à partir d'une certaine charge positive sur la MP, les électrons secondaires ne peuvent plus s'échapper. Cette limite varie avec la charge (taille) de la MP. En effet, si deux MP ont la même charge, mais différentes tailles, le champ électrique sera évidemment plus fort autour de la plus petite MP, et il sera alors plus difficile pour un électron de s'en échapper.

6.3.7. Emission thermo-ionique assistée par effet de champ de la MP

Pour des hautes températures et pour un champ électrique important, la MP en titane peut émettre des électrons par émission thermo-ionique assistée par effet de champ. Dans cette étude, pour V_{app}=25 kV et d=0.5 mm, et des rayons de MP plus petit que 10 µm, le courant émis thermo-ionique assistée par

effet de champ est plus petit que 1µA. Ainsi, le courant d'émission thermo-ionique assistée par effet de champ de la MP est négligé dans notre modèle.

6.3.8. Résumé

Pour résumer le modèle 3D qui étudie les trajectoires et l'évolution de la charge et de la taille de la MP,sous un fort champ électrique, sous vide, deux modules ont été couplés, et présentés sur la Fig. 6-12. Dans le premier modèle, qui concerne l'émission d'électrons primaires, on considère une pointe caractérisée par sa géométrie et un matériau donné. On calcule l'émission thermo-ionique assistée par effet de champ induite par la distribution valeur locale du champ près de la pointe. Les caractéristiques d'émission peuvent être connues (zone d'émission de la pointe, intensité du courant émis, etc.) et ce module calcule aussi les trajectoires des électrons émis à l'intérieur de l'espace inter-électrodes. La distribution spatiale des électrons qui irradient l'anode, peut être déterminée à partir des trajectoires des électrons atteignant l'anode. Ce module est une extension du modèle présenté au chapitre 2 de ce manuscrit. Ici, une approche du type Monte Carlo a été retenue. Ainsi, pour varier le courant d'émission, on varie simplement le nombre d'électrons relâchés (émis) du sommet de la rugosité par unité de temps. Comme le pas de temps est très faible (0.1 fs), pour pouvoir décrire précisément les trajectoires des électrons relativistes), l'augmentation est traitée par une augmentation de la fréquence d'émission d'un nouvel électron, facilement intégrable dans le code.

Les résultats du premier module sont utilisés comme donnée d'entrée du second module qui décrit la dynamique de la MP dans l'espace inter-électrodes. Le second modèle, développé spécifiquement, décrit les interactions entre les MP et le faisceau d'électrons énergétiques (ou primaires). Certains effets pouvant intervenir au niveau de la MP ont été identifiés, tels que : le chauffage et l'évaporation de la MP causée par le pouvoir d'arrêt des électrons énergétiques et la variation de la charge de la MP causée par la capture des électrons ou au contraire, par l'émission d'électrons secondaires induite par des électrons énergétiques. Ces effets affectent la force électrostatique agissant sur la MP et par conséquent sa dynamique.

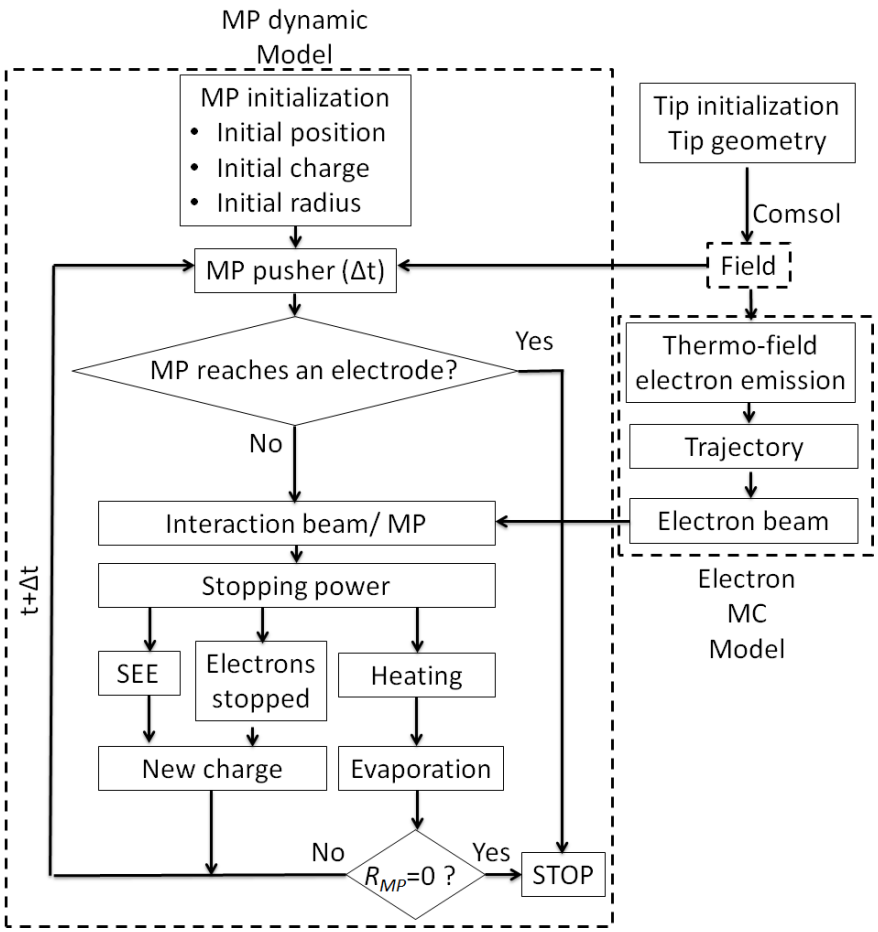

Fig.6-12. Algorithme de la modélisation de la dynamique la MP et de ses interactions avec les électrons émis par une pointe, sous un fort champ électrique, sous vide.

Chapitre 7 : Comportement des microparticules sous haute tension et irradiation électronique : rôle des microparticules dans le claquage sous vide.

Dans ce chapitre sont présentés les résultats du modèle décrivant les interactions entre une microparticule (MP) issue de l'anode et le faisceau d'électrons issu d'une rugosité micrométrique à la cathode, décrit au chapitre précédent. Dans une première partie on s'intéresse au comportement d'une MP de 10 µm de rayon pour différentes intensités de courant d'électrons émis par la rugosité et ses conséquences sur la trajectoire, résultant de l'évolution notamment de la charge et de la masse de la MP, tout en gardant constantes la tension appliquée à la cathode et la distance inter-électrodes. Ces résultats permettront de visualiser les différents régimes de transport (trajectoires) que peut connaître la MP. Dans une seconde partie, une synthèse des résultats est présentée pour différentes tailles de MPs et différentes intensités du courant de faisceau primaire. Afin de mieux appréhender les résultats, des cartes des régimes des MP ont été tracées, et ce pour de faibles et grandes distances inter-électrodes. Dans une troisième partie, la collision de la MP avec la rugosité cathodique est analysée ainsi que les conséquences induites localement à la surface de la cathode, notamment sur le champ électrique à la surface de la pointe et sur le chauffage de la rugosité.

7.1. Trajectoire d'une microparticule de rayon R_{MP}=10 µm

Cette étude porte sur l'effet des différents courant émis par la rugosité cathodique, pour une tension V_{app}= 25 kV à la cathode et une distance inter-électrodes d=0.5 mm, sous vide. On suit la trajectoire d'une MP de rayon initial R_{MP}=10 µm quittant l'anode dans l'axe de symétrie d'une rugosité de titane qui a la forme d'une pointe elliptique de hauteur H=10 µm et de rayon R_b=0.97 µm. Dans cette section, nous considérons que l'intensité de courant émise par la pointe est un paramètre indépendant de la tension appliquée. Nous allons présenter quatre régimes obtenus pour différents courants.

i) Pour de très faibles courants émis par la pointe (ici < 1 µA) (Fig.7-1A), la MP traverse l'espace inter-électrodes et atteint la cathode en environ 20 µs (Fig.7-1A.a). La charge positive qu'elle avait en partance de l'anode, décroit et devient négative quand elle s'approche de la cathode (à 100 µm environ de la cathode (Fig.7-1A.b)). Ce phénomène est dû au nombre considérable d'électrons primaires collectés par la MP car le diamètre du faisceau décroit quand la MP se rapproche de la cathode et le pourcentage d'électrons émis, qui se font capter, augmente quand la MP se rapproche. Malgré les charges collectées, la densité de courant n'est ni suffisamment élevée pour chauffer significativement la MP ni suffisante pour inverser le sens de déplacement de la MP. Ainsi, d'une part, il n'y a pas d'évaporation, le rayon de la MP reste inchangé durant son vol entre les deux électrodes et d'autre part la MP continue son trajet jusqu'à la cathode. Ce régime est appelé aller simple, *one way* en anglais sur la Fig.7-1.

ii) Si le courant émis par la rugosité cathodique est de l'ordre de 10 µA (Fig.7-1B), la MP retient suffisamment d'électrons primaires pour réduire sa charge et donc sa vitesse, alors que la charge initiale est la même que dans la situation précédente, puisque la tension à l'anode est la même. La charge devient négative après 20 µs (Fig.7-1B.b)), bien loin de la cathode (~100 µm), comparé au cas précédent. Sa charge inversée, la MP ralentit et fait demi-tour pour revenir à l'anode. La taille de la MP reste constante comme dans la situation précédente (Fig.7-1B.c)). Ce régime est appelé retour à l'anode, marqué *anode return* (Fig.7-1B).

iii) Pour une intensité de courant émis de l'ordre de 25 mA (Fig.7-1C), la MP collecte rapidement suffisamment d'électrons pour devenir neutre durant la première microseconde (Fig.7-1C.b)). La charge devient de plus en plus négative au cours des quinze premières microsecondes, malgré un nombre d'électrons secondaires émis importants. Le chauffage de la MP induit par le bombardement des électrons primaires n'est plus négligeable car les électrons primaires cèdent leur énergie à la MP. Ainsi la taille de la MP décroit de manière significative quand elle se rapproche de la cathode (Fig.7-1C.c)). L'émission secondaire décroit aussi car l'énergie des électrons primaires diminue (voir Fig.6-10 du **chapitre 6**). Ainsi, la MP commence soudainement à collecter plus d'électrons (l'énergie des électrons diminue proche de la cathode tout comme leur pénétration). La charge devient suffisamment négative pour que la MP fasse demi-tour et retourne vers l'anode à z=300 µm (Fig.7-1C.a)). Cependant, en repartant vers l'anode, la taille de la MP continue à décroitre et les électrons primaires peuvent la traverser plus facilement (du fait de leur énergie de plus en plus importante), augmentant l'émission secondaire à la surface de la MP (les électrons traversent la surface de la MP deux fois : en entrant et en sortant). Après un court temps (5 µs), un second inversement de charge a lieu, la MP redevient suffisamment positive pour faire une nouvelle fois demi-tour dans l'espace inter-électrodes. Le phénomène observé est une oscillation de la MP dans l'espace inter-électrodes. Le même scénario (seconde oscillation) a lieu encore à z=160 µm. Après cette seconde oscillation, elle n'oscille plus. Sa charge reste positive car la MP devient trop petite (< 1 µm) pour collecter et arrêter les électrons primaires et aussi à cause de l'émission secondaire. La MP arrive à la cathode sous la forme d'une nanoparticule et non plus comme microparticules. Ce régime est appelée *oscillation*.

iv) Si la MP est exposée à un très fort courant d'électrons (de l'ordre de 0.1 A) (Fig.7-1D), elle s'évapore très rapidement à cause du chauffage par des électrons très énergétiques et sa charge décroit. Au-dessus de cette limite, la MP n'atteint jamais la cathode et s'évapore dans l'espace inter-électrodes. Ce régime est appelé *evaporation*.

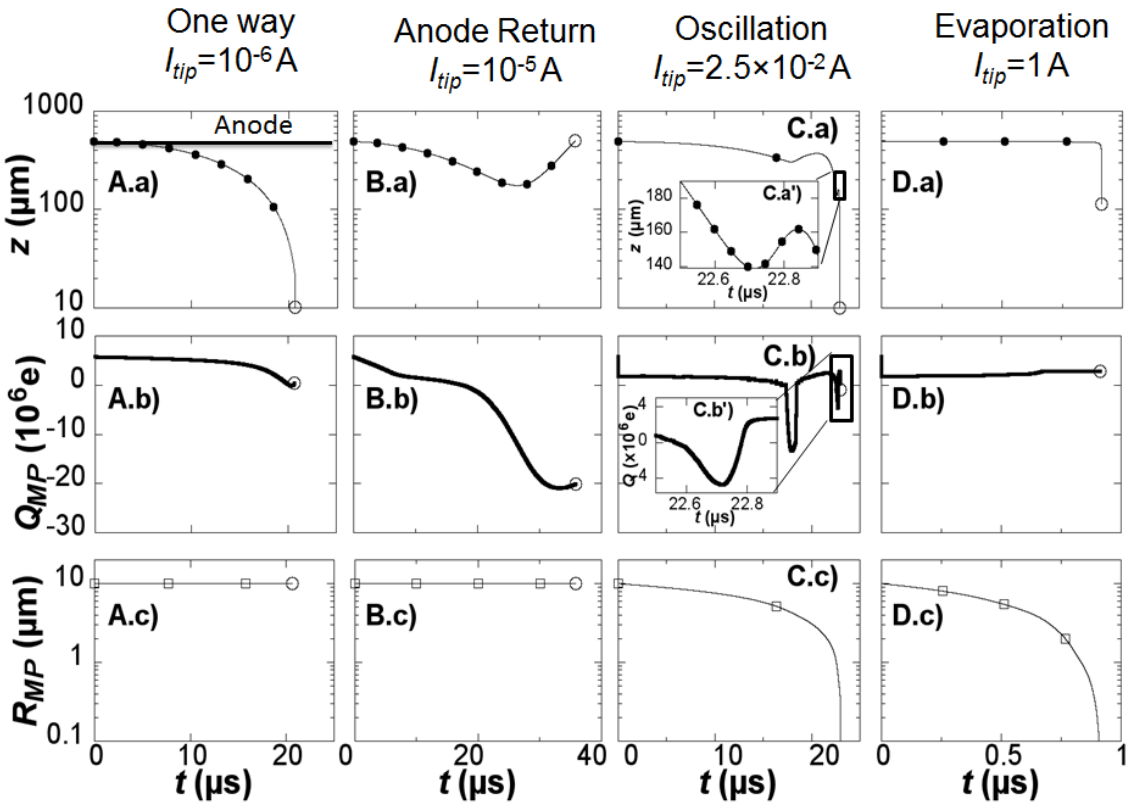

Fig.7-1. Présentation des différents régimes d'une MP de 10 µm pour différents courants d'émission. Les lignes de ce tableaux de figures représentes l'évolution temporelle de : (a) la distance axiale (z) parcourue en vol (libre) de l'anode (z=500 µm) à la cathode (z=0) ; (b) la charge (×10^6 q_e) de la MP ; et (c) le rayon (R_{MP}) de la MP. Pour les colonnes, la première (A) correspond à la trajectoire directe de l'anode à la cathode pour un faible courant (nommé *one way*) La seconde colonne (B) correspond à la trajectoire d'une MP qui est fait demi-tour et retourne à l'anode (nommé *anode return*). La troisième colonne (C) représente la trajectoire d'une MP qui fait des oscillations dans l'espace inter-électrodes (*oscillation*). La quatrième colonne correspond à la trajectoire d'une MP qui s'évapore entièrement dans l'espace inter-électrodes à cause à de très forts courants émis (*evaporation*). Pour chaque courant, V_{app}= 25 kV et d=0.5 mm sont gardées fixes, tout comme le rayon initial de la MP. Des animations de chaque régime sont disponibles comme documents supplémentaires dans la version *html* de la réf [148]

Quatre régimes de transit entre les électrodes ont étés identifiés pour une taille initiale de MP R_{MP}=10 µm suivant le courant émis par la pointe sur la cathode. Dans la section suivante, les régimes observés pour différentes tailles de MPs allant de 100 nm à 100 µm de rayon et pour une large gamme de courant en provenance de la cathode vont être présentés.

7.2. Différent scénarii pour la dynamique de la MP

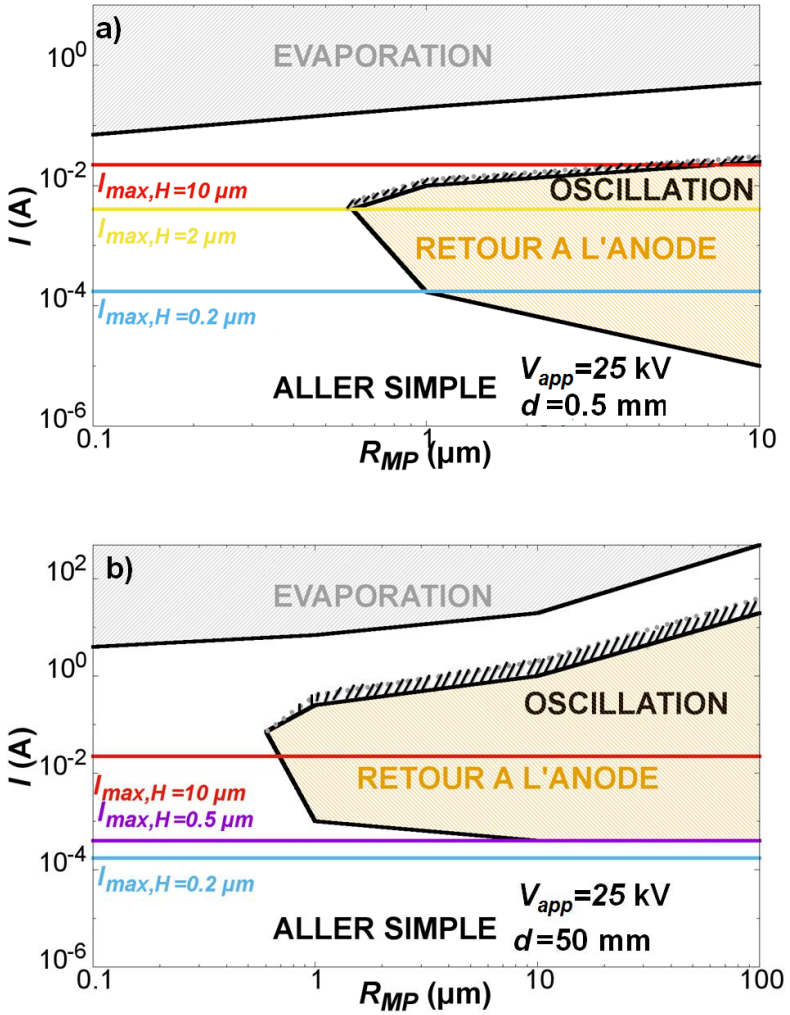

Fig.7-2. Différent régimes de dynamique de MP selon la taille de celles-ci. Cette figure a été réalisée pour une tension constante V_{app}= 25 kV et deux distances inter-électrodes (a) d=0.5 mm et (b) d=50 mm. Les lignes horizontales correspondent au maximum de courants émis par quatre pointes, la plus grande.

Quatre scenarii ont été identifiés dans la partie précédente pour une MP avec un rayon initial R_{MP}=10 µm. Ils correspondent aux quatre colonnes de la Fig.7-1, appelés « aller simple » (*One Way*) pour une MP faisant un aller simple dans l'espace inter-électrodes, « retour à l'anode » (*Anode return*) pour les MP dont la charge devient suffisamment négative pour qu'elles fassent demi-tour dans l'espace inter-électrodes et s'écraser sur l'anode, « oscillation » pour les MP dont la charge change de signe plusieurs fois dans l'espace inter-électrodes à cause des électrons primaires arrêtés par la MP ou des électrons secondaires provoquant des changements de direction dans l'espace inter-électrodes, et l'évaporation des MP (*evaporation*) causée par le chauffage intensif de la MP par les électrons primaires dans le cas de fortes intensités du courant. Evidemment, dans ce régime, elles n'atteignent jamais la cathode.

Sur la base de ces scenarii, il est possible d'étendre l'étude pour une large gamme de MP de différents rayons, variant entre 0.1 et 100 µm. Les études ont été réalisées pour deux distances inter-électrodes et

pour une tension constante (V_{app}= 25 kV). La petite distance inter-électrodes (d=0.5 mm) correspond à la distance typique entre les grilles d'accélérations dans les accélérateurs, alors que la grande distance inter-électrodes (d=50 mm) est typique des dimensions de la traversée. La Fig.7-2a) montre que les MP de petites tailles (R_{MP}<0.6 µm) font un aller simple vers la cathode et commence à se vaporiser dans le cas d'une petite distance inter-électrodes (d=0.5 mm) sous 25 kV). Durant son trajet dans l'espace inter-électrodes, la MP ne peut pas se vaporiser complètement quelle que soit la taille de la pointe (0.2 µm< H <10 µm), les courants que peuvent émettre ces pointes sont toujours plus faibles que les intensités requises pour vaporiser la MP. Pour vaporiser complètement la plus petite MP (R_{MP}=0.1 µm), il est nécessaire de fournir un courant de 90 mA alors que le courant que peut émettre la plus grande pointe (H =10 µm) est de 22 mA (cf **chapitre 3**). Notons que pour une pointe de même taille, mais de forme hyperbolique, par exemple, il serait possible d'obtenir un courant d'électrons primaires plus important. Toutefois, cette analyse a été menée pour des pointes elliptiques.

Pour des MP plus grandes (R_{MP}≥0.6 µm), de nouveaux régimes apparaissent. Si la MP capture plus d'électrons, alors elle retourne vers l'anode à cause du changement de signe de la charge pour de faibles intensités du courant (0.3 mA pour R_{MP}=1 µm et une décade de moins pour R_{MP}=10 µm). Pour des pointes de taille moyenne (H =2 µm), le courant émis est suffisamment élevé pour réduire la taille de la MP durant son vol à cause de sa vaporisation partielle menant directement à un vol direct vers la cathode. Un régime instable existe durant cette transition, des oscillations de la MP sont observées dans l'espace inter-électrodes (par exemple, une MP de 1 µm oscille pour un courant de 12.5 mA et une distance de 0.5 mm). Pour de grandes MP (R_{MP} >2 µm), leur évaporation partielle est significative si la pointe est grande mais elle demeure incomplète car le courant d'électrons fourni par la pointe est toujours insuffisant pour aarver (ligne rouge).

Pour de grandes distances inter-électrodes (d=50 mm), et la tension V_{app}=25 kV, il est nécessaire de monter plus haut en courant pour atteindre un régime de transit différent du régime d'aller simple (*one way*) dans l'espace inter-électrodes (Fig. 7-2b)). Ceci est dû au fait que le champ électrique moyen dans l'espace inter-électrodes étant plus faible (la distance inter-électrodes augmente d'un facteur 100), le faisceau d'électrons émis sera moins concentré. Il est donc nécessaire que la pointe émette des intensités de courants plus élevées pour observer les différents régimes décrits sur la Fig. 7-2a). Ainsi, certains régimes ne peuvent plus être observés car la pointe ne peut pas émettre suffisamment d'électrons. Pour une petite pointe de hauteur H =0.2 µm (le courant maximal est donnée par la ligne cyan horizontale), seul le régime aller simple (*one way*) existe quelle que soit la taille de la pointe. Si la hauteur de la pointe est égale à 0.5 µm, le courant émis a une intensité suffisante pour que de larges MP (R_{MP} >10 µm) reviennent à l'anode. Pour des pointes de hauteur H =10 µm, les MP de rayon supérieur R_{MP} >0.8 µm, peuvent faire demi-tour dans l'espace inter-électrodes. Les régimes *Oscillation* et *Evaporation* ne peuvent pas être observés pour cette distance inter-électrodes si le courant d'électrons primaires provient d'une seule pointe. Il reste néanmoins possible de les atteindre si plusieurs faisceaux d'électrons issus de différentes pointes intéragissent avec la même MP ou si les pointes sont de géométrie plus favorable à l'émission électronique (chapitre 3).

Certaines limites du modèle 3D développé pour cette étude doivent être à présent discutées. Nous avons vu que dans la zone I du modèle (Fig.6-5), le champ électrique est renforcé à cause de l'effet de pointe. Quand de grosses MPs s'approche de la cathode, elle se comporte comme une « anode en mouvement » et le champ électrique à la surface de la pointe peut augmenter, comme proposé dans le modèle de Martynov, décrit dans la section 6-1. Ce champ électrique fort entraine une diminution de la barrière de potentiel et l'émission d'électronique augmente. Cette émission chargera négativement la MP, mais le champ est orienté de telle manière que la MP sera repoussée vers l'anode. Pour

comprendre ce phénomène, le cas extrême suivant est étudié. Quand la MP pénètre dans la zone I, la charge de la MP est considérée comme étant négative et sa charge est égale à la charge qu'elle aurait en contact avec la cathode. Pour cette charge, il est facile de trouver la vitesse maximale à l'entrée de zone I pour que la MP soit arrêtée et retourne vers l'anode à cause du champ électrique.

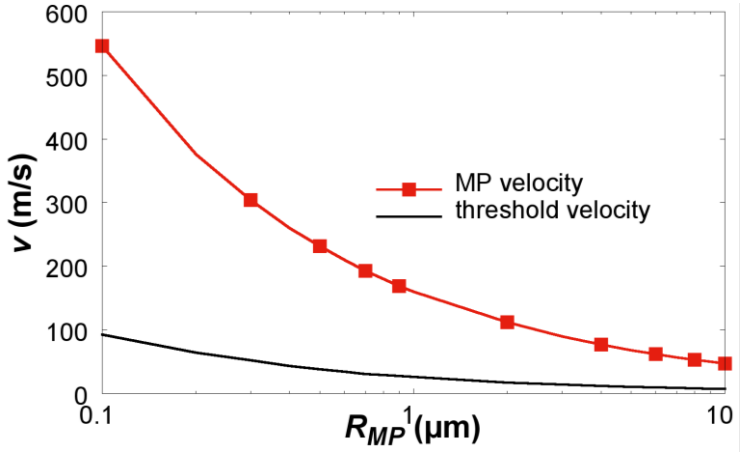

Fig.7-3. Comparaison de la vitesse à l'entrée de la zone I du modèle pour I_{pointe}=0.1 µA et la vitesse obtenue pour Q_{cath} pour différent R_{MP}

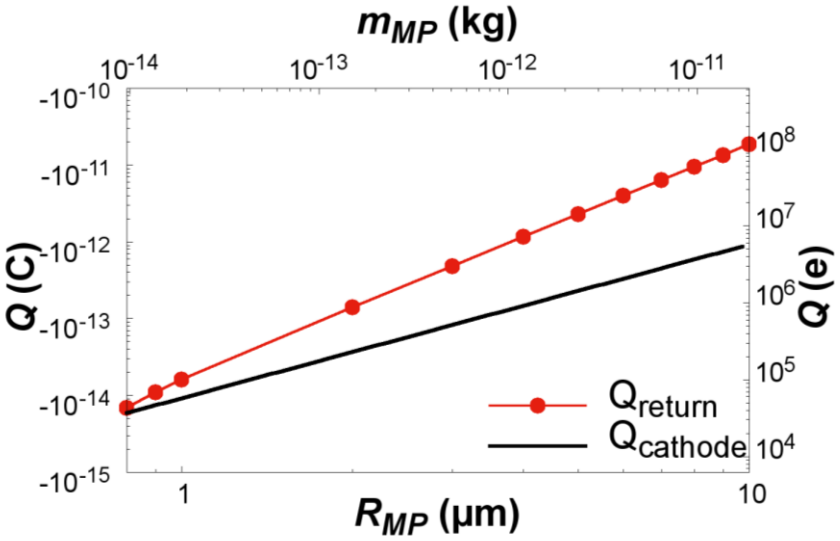

Fig.7-4. Comparaison entre la charge nécessaire pour arrêter et inverser la trajectoire de la MP etcelle changer la direction de la MP en équilibre avec la cathode pour différent R_{MP}

La fig. 7-3 représente la valeur seuil nécessaire (ligne noire) pour que la MP qui rentre dans la zone I (proche de la rugosité) soit arrêtée par le champ électrique local. On observe qu'elle est toujours plus faible que la vitesse obtenue avec notre modèle (carré rouge). Ainsi, l'inertie de la MP fait que la vitesse gagnée dans la zone II est trop élevée pour qu'elle soit arrêtée dans la zone I avant de rejoindre la cathode. La transition entre le régime « aller simple » et le régime « aller-retour » n'est donc possible que pour des MP de charge très négative. La Fig 7-4 montre que la charge requise pour que la MP fasse demi-tour, est plus grande (en valeur absolue) que la charge maximale qu'une MP peut avoir si elle est en contact avec la cathode (×2 pour R_{MP}=1 µm et ×20 pour R_{MP}=10 µm). Ces analyses

montrent la validité du modèle qui néglige l'effet du renforcement local du champ par la différence de potentiel entre la MP et la rugosité sur la dynamique de la MP, pour de faibles courants.

7.3. Variations de l'émission électronique quand la MP collisionne avec la pointe

Latham[44-121] considère que les MP peuvent rebondir quand elles touchent la cathode. Ce phénomène est possible mais il n'est pas décrit dans notre modèle. L'hypothèse faite est que la MP se « colle » sur la surface de l'électrode après la collision. Dans cette partie, deux cas extrêmes sont analysés en prenant en compte l'interaction de la MP avec la pointe (rugosité) sur la cathode. Dans un premier temps, la collision peut affecter la distribution du champ électrique à la surface de la cathode et donc induire une variation de l'émission électronique de la rugosité. Dans un second temps, seront analysés, les effets du chauffage de la pointe causé par cette collision et les conséquences sur l'émission électronique.

7.3.1. Changement de l'émission par effet de champ quand une MP rentre en collision avec la pointe

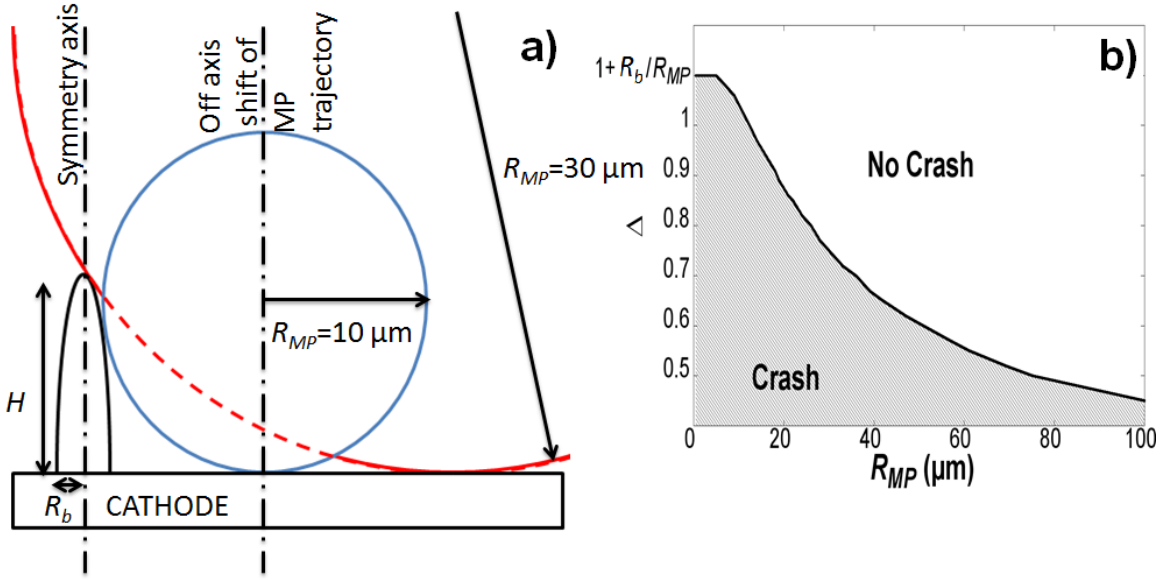

Fig.7-5. (a) Représentation de la collision d'une large MP près d'une pointe. (b) Etude hors axe. Δ est un paramètre réduit, dépendant de la taille de la pointe divisée par le rayon de la MP ($\Delta = \frac{d_{\text{int}}}{R_{MP}}$)

Jusqu'ici, les MP ont été lancés en face de la rugosité, le long de l'axe de symétrie. Dans cette sous-section, le modèle est appliqué au cas où la MP quitte l'anode avec un décalage par rapport à l'axe de symétrie.

L'inertie de la MP($\frac{Q_{MP}}{M_{MP}} = 300\,\text{C/kg}$) étant plus faible que celle d'un électron ($\frac{q_e}{m_e} = 1.7\times10^{11}\,\text{C/kg}$), la MP n'est pas sensible au renforcement de champ près de la pointe et n'est pas défléchie quand celle-ci se rapproche de la pointe. Sa trajectoire reste parallèle à l'axe de symétrie de la pointe quand la MP

est lancé hors axe de symétrie. Il est intéressant d'étudier le cas où la MP est capable de toucher ou pas le sommet de la pointe. Si la rugosité est en contact avec la MP, il est important d'estimer l'effet induit sur l'émission d'électrons de la rugosité après avoir reçu la MP.

La Fig.7-5 montre l'interaction entre la MP et la pointe. Pour caractériser le « collage » de la MP à la surface de la cathode, un paramètre réduit a été introduit, défini comme le rapport $\Delta = \frac{d_{\text{int}}}{R_{MP}}$, où d_{int} est la distance entre l'axe de symétrie de la pointe et le centre de la MP.

Si la MP a un rayon égal à celui de la pointe, la valeur maximale du paramètre réduit est proche de 2 (Δ=1.95), c'est-à-dire approche la somme du rayon de la pointe et du rayon de la MP. Ce paramètre réduit Δ décroit avec le rayon de la MP (Fig.7-5b)). Evidemment, quand le rayon de la MP a la même taille que la hauteur de la pointe, la distance réduite d'interaction est légèrement supérieure à 1. Pour des MP plus grandes, la distance réduite continue de diminuer. Pour un rayon R_{MP}=100 µm, la distance réduite correspond à Δ=0.5. Ainsi, la pointe finit par complètement être recouverte par la MP. La conséquence est que plus la MP est grande par rapport à la pointe, plus l'émission électronique devient insignifiante à la cathode car le coefficient de renforcement de champ de la MP (6.58) est plus faible que celui de la pointe (50).

On peut conclure que la collision de grandes MP sur la cathode peut réduire de manière significative l'émission thermo-ionique assistée par effet de champ à la surface de la cathode. Cela peut être une explication au conditionnement de la cathode [44] en la rendant plus lisse et permettant une augmentation de la tension de claquage sous vide, observé expérimentalement quand des systèmes sous vide sont soumis à de forts champs électriques.

7.3.2. Chauffage de la pointe après une collision avec la MP

Comme analyse finale de ce modèle, cette sous-section étudie l'effet de la collision d'une MP lancée sur l'axe. Rappelons que la MP elle-même est à 'état liquide lors de son vol entre l'anode et la cathode. Le chauffage de la pointe suite à la fusion de celle-ci avec la MP est étudié ainsi que les conséquences de ce chauffage sur l'émission électronique.

L'hypothèse faite dans notre modèle est que la totalité de l'énergie cinétique de la MP est complètement transformée en énergie thermique, la conservation de l'énergie peut être utilisée pour déterminer l'effet du chauffage sur la pointe. La Fig.7-6 représente l'énergie cinétique acquise par la MP quand elle rencontre la pointe (H=10 µm) dans le régime d'émission de très faible courant (0.1 µA). Cette énergie doit être comparée à l'énergie requise pour vaporiser la pointe. L'énergie nécessaire pour vaporiser un volume égal au volume de la pointe est égal à l'énergie latente (8×10^{-7} J) alors que l'énergie nécessaire pour atteindre la température de vaporisation dans ce volume est plus faible d'un ordre de grandeur (5×10^{-8} J). En considérant l'énergie nécessaire pour vaporiser la zone d'émission, une valeur seuil apparait à 10^{-10} J (ligne rouge) qui représente l'énergie nécessaire pour vaporiser la zone d'émission de la pointe, qui représente moins de 0.02% du volume total pour cette pointe elliptique. Ainsi, si toute l'énergie cinétique de la MP est transformée en énergie thermique, une MP de 1 µm de rayon peut vaporiser la zone d'émission. Pour des MP plus grandes (R_{MP} >6 µm), plus de 1% du volume total de la pointe peut se vaporiser durant la collision. De plus, la vaporisation peut être sous-estimée car l'émission secondaire causée par la MP au cours de la collision peut aussi

renforcer l'effet Joule à l'intérieur de la pointe. Dans le cas de pointes plus petites (H =0.2 µm), la valeur seuil de vaporisation est beaucoup plus faible (ligne magenta sur la Fig.7-6). Une MP de rayon 0.1 µm peut vaporiser complètement cette pointe et par extension les plus petites rugosités à la surface de la cathode. La vaporisation de la zone d'émission a pour conséquence d'aplatir le sommet des pointes et de décroitre le champ électrique dans la zone I et par conséquent, le courant d'émission diminue. Cet effet doit certainement contribuer au le processus de conditionnement des électrodes agissant d'une manière similaire avec la réduction de l'émission électronique discutée dans la sous-section précédente.

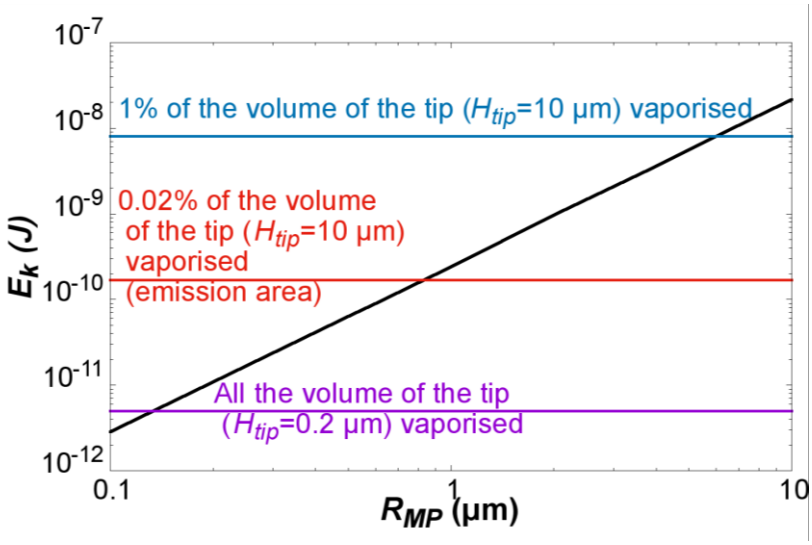

Fig.7-6 Energie cinétique de la MP au moment de sa collision avec une pointe pour différentes rayons de pointes pour un courant I=0.1 µA, V_{app}=-25 KV et d=0.5 mm

7.4. Conclusions

En résumé, nous présentons les conclusions obtenues de cette étude théorique du transit de microparticules issues de l'anode et voyageant dans l'espace inter-électrodes sous hautes tensions et dans le vide.

Il existe différentes interactions entre la MP et le courant émis par la rugosité. La charge de la MP peut varier par l'émission d'électron secondaire de la MP causé par l'irradiation d'électrons très énergétiques. La charge de la MP peut aussi varier car la MP peut capturer des électrons, car ceux-ci peuvent perdre leur énergie en pénétrant dans la MP. Cette perte d'énergie des électrons causée par le pouvoir d'arrêt a pour conséquence de chauffer la MP, entrainant son évaporation partielle ou totale.

Tous ces phénomènes entrainent différents régimes de transit dans l'espace inter-électrodes. Quatre régimes ont été identifiés.

- La MP arrive à la cathode pour de très faibles courants en effectuant un aller simple.
- La MP, initialement positive, collecte suffisamment assez d'électrons pour devenir négative et inverser sa trajectoire pour revenir à l'anode.
- La taille de la MP décroit car le courant émis est suffisamment important pour chauffer la MP. Cependant, elle ne collecte pas assez d'électrons pour retourner à l'anode. Durant

cette transition avec le régime décrit précédemment, la MP peut faire des oscillations dans l'espace inter-électrodes.

- Pour de très forts courants, une évaporation complète de la MP peut avoir lieu dans l'espace inter-électrodes.

L'étude des trajectoires de la MP montre que le champ électrique près du sommet de la pointe n'a aucune influence sur la trajectoire de la MP dans l'espace inter-électrodes car son inertie est trop importante.

Cependant, la taille de la MP joue un rôle sur l'émission électronique. Les grosses MP peuvent couvrir la pointe et annuler le courant émis ou vaporiser la pointe par transfert thermique. Ces phénomènes mènent au conditionnement des systèmes permettant de diminuer le courant noir, ou courant sombre.

Chapitre 8 :
Conclusions et perspectives

8.1. Conclusions générales

L'objectif de cette thèse était d'étudier, par le biais de la modélisation, les phénomènes d'émission électronique qui ont lieu à la surface d'une cathode soumise à la haute tension, sous vide. Les applications visées étaient les sources d'électrons et le claquage haute tension sous vide.

Dans un premier temps, nous nous sommes intéressés à l'émission thermo-ionique assistée par effet de champ au sommet de micro-rugosités. Celles-ci peuvent représenter soit des émetteurs, soit des aspérités froides (faiblement émettrice d'électrons) ou encore des inclusions (d'un autre matériau). Après avoir présenté les modèles existants d'émission thermo-ionique assistée par effet de champ, un nouveau modèle numérique décrivant l'émission électronique a été développé dans le cas d'une pointe (émetteur ou rugosité dominante) axisymétrique et dont le traitement peut être réduit en deux dimensions (2D). Il s'agit là d'un problème multi-physique couplé nécessitant la résolution de problèmes de différentes natures : quantiques (émission électronique et effet Nottingham), électrostatique et électrocinétique (calcul du renforcement du champ au-dessus de la surface et de la distribution de courant au sein de la pointe) et thermique (diffusion de la chaleur dans la pointe). Par ailleurs, il fut nécessaire d'établir un critère de fonctionnement de l'émetteur (critère de claquage) qui a été lié à la tension anode-cathode pour laquelle la température de fusion (ou de sublimation) du métal était atteinte, au moins en un point de la pointe. Ceci a conduit dans un premier temps à définir une tension maximale d'utilisation de l'émetteur (tension de claquage) en régime continu (DC).

Le développement de ce modèle, avec la prise en compte de l'évolution temporelle, a permis d'étudier l'intérêt d'une émission électronique générée par des impulsions de tension de courte durée (quelques nanosecondes), intéressantes dans le cas de certaines sources d'électrons. Avec de telles impulsions, la faible diffusion de la chaleur conduit à des échauffements très faibles dans le volume de la pointe si l'on garde la tension de claquage en régime DC. Ainsi il est possible de dégager une « marge thermique » dans le cadre du régime impulsionnel permettant d'augmenter la tension anode-cathode pour atteindre un point de fusion (généralement au sommet de la pointe) et, du fait de la dépendance fortement non linéaire avec le champ électrique, d'augmenter notablement le courant émis.

De plus, une comparaison entre la cadence de répétition entre deux impulsions de tension et le temps nécessaire au refroidissement de la pointe émissive (temps de retour à 300 K dans tout le volume de la pointe) montre qu'il est possible de répéter les impulsions sans entrainer un chauffage de la pointe pour des fréquences allant jusqu'à 5 kHz ; la pointe ne garde pas la mémoire thermique des impulsions précédentes, la cathode agissant comme un thermostat.

La forme de l'impulsion de tension a aussi des conséquences sur l'émission. Ainsi, limiter la durée du plateau de l'impulsion permet de limiter la diffusion thermique dans la pointe et il est encore possible d'augmenter la tension avant d'atteindre le claquage.

La forme de la pointe est aussi un facteur important à prendre en compte pour favoriser l'émission électronique. Dans ce document, deux formes de pointes ont été sélectionnées : une pointe elliptique et une pointe hyperbolique, caractéristiques des observations expérimentales. La pointe la plus émissive,

pour un coefficient de renforcement de champ identique et des hauteurs de pointe de même ordre est la pointe hyperbolique car elle est caractérisée par un rayon de courbure plus grand au sommet et le champ électrique reste pratiquement constant le long de la surface d'émission, favorisant ainsi l'émission électronique.

Enfin, la dernière manière de faire varier l'émission électronique est le choix du métal : les métaux réfractaires sont ainsi plus intéressants que les autres métaux car leur température de fusion est plus élevée. Il est donc possible d'opérer à des tensions plus élevées avant d'atteindre la tension de claquage.

Pour finir cette étude, l'effet de la charge d'espace a été étudié, et la limitation du courant par cet effet a été quantifiée. En présence d'une densité de charge devant la pointe, il est nécessaire comme attendu de monter plus haut en tension pour atteindre la limite de claquage sans pour autant changer l'intensité de courant émise. Il s'agit donc d'un phénomène de limitation du courant extrait dans le vide par la charge d'espace. Dans le cas d'une pointe hyperbolique en tungstène de hauteur H=10 µm et un rayon de courbure r_c=143 nm, il est possible d'augmenter le courant de 335 mA à 1050 mA entre le régime continu et le régime de tension impulsionnelle nanoseconde (3 ns).

Dans un deuxième temps, nous nous sommes intéressés à un autre moyen d'émettre des électrons : l'effet photoélectrique. Le choix fait ici est de modéliser l'effet d'un laser picoseconde qui illumine la surface d'une électrode soumise à une tension et permettant ainsi d'émettre des électrons. L'objectif était de coupler dans un seul modèle les deux modes d'émission : l'effet photo-électrique et effet de champ. Pour cela, nous avons pris comme base de départ le modèle de photoémission développé dans la littérature par Dowell. Ce modèle de photoémission ne prend en compte ni l'effet de la température ni l'émission possible des électrons par effet tunnel. Ces effets ont été ajoutés dans notre nouveau modèle. De plus, le régime considéré est essentiellement hors-équilibre lorsque le métal est illuminé avec un laser picoseconde. En effet, les électrons sont d'abord chauffés par le rayonnement du laser avant de céder leur énergie aux phonons par collision. Il a donc été nécessaire de développer un modèle à deux températures : une température pour les électrons du solide et une température pour le réseau du solide. Le chauffage du métal est uniquement causé par le laser. Les résultats du modèle de photo-émission ont été obtenus pour une surface plane de tungstène. Il a été possible d'observer deux régimes d'émission. (i) Pour les faibles puissances surfaciques de puissance de laser, l'émission électronique est causée uniquement par l'effet photo-électrique. (ii) Lorsque l'on augmente la densité de puissance surfacique du laser, il est possible de chauffer suffisamment les électrons pour activer l'émission thermo-ionique assistée par effet de champ qui va s'ajouter à l'émission photo-électrique. Dans ce régime, il est possible d'émettre des électrons pour des températures électroniques largement supérieures (T_e ~ 6000 K) à la température de fusion du métal (3700 K). De plus, la température du réseau reste largement inférieure (de l'ordre de 600 K) à la température de fusion car le transfert d'énergie des électrons aux phonons est lent vis-à-vis de la durée de l'impulsion laser.

Si on continue d'augmenter la densité de puissance de laser, on observe l'apparition d'une forte charge d'espace limitant l'émission qui se manifeste par une saturation du courant d'électrons émis. L'étude de l'influence de la longueur d'onde du laser a démontré que lorsqu'on augmente l'énergie des photons (on réduit la longueur d'onde du laser), il est plus difficile d'atteindre le régime d'émission thermo-ionique assistée par effet de champ car la photo-émission est alors plus efficace. D'autre part, si on augmente la durée de l'impulsion, il devient plus difficile de garder l'écart favorable entre la température électronique et celle du réseau, car les électrons ont le temps de céder leur énergie aux phonons et donc les deux températures tendent vers l'équilibre (régime nanoseconde).

Dans un dernier temps, nous nous sommes intéressés, dans le cas de dispositifs comportant de la haute tension, aux phénomènes de claquage engendrés par des microparticules, hypothèse initialement émise par Cranberg. Les microparticules sont issues essentiellement de l'anode et elles se retrouvent dans l'espace inter-électrodes et sont soumises à l'interaction avec les électrons énergétiques (primaires) émis par une rugosité soumise à la haute tension sous vide. Nous avons développé un nouveau modèle 3D décrivant ces interactions. Les électrons émis de la cathode par des mécanismes décrits précédemment, peuvent chauffer la microparticule, réduire sa taille (par évaporation) et aussi modifier sa charge état capturée ou en libérant des électrons secondaires. Différents types de comportement (trajectoires, évolution de la charge et de la taille) de microparticules ont pu être observés dans l'espace inter-électrodes suivant le courant émis par une rugosité présente à la cathode. (i) Pour les faibles intensités émises, la microparticule fait un aller simple dans l'espace inter-électrodes. (ii) Lorsque le courant augmente, la microparticule collecte suffisamment d'électrons pour inverser sa charge qui devient assez négative pour l'amener à faire demi-tour et revenir à l'anode. (iii) En continuant d'augmenter l'intensité de courant émise par la rugosité, il est possible d'observer des oscillations de la microparticule dans l'espace inter-électrodes car la microparticule se vaporise et sa taille varie significativement au cours de son trajet favorisant plusieurs fois l'inversion de sa charge due aux effet antagonistes de la capture d'électron primaire et l'émission d'électrons secondaires. (iv) Enfin, pour de très forts courants, il est possible d'induire l'évaporation complète de la microparticule dans l'espace inter-électrodes qui modifie le niveau du vide en introduisant de la vapeur métallique dans l'espace inter-électrodes. Certains de ces régimes ne sont observables que pour certaines distances inter-électrodes, certaines tailles de rugosités ou de microparticules. Par exemple, le régime d'évaporation n'est possible que si les électrons primaires proviennent de plusieurs rugosités et s'additionnent pour atteindre les intensités suffisantes qui permettront d'évaporer la microparticule.

D'autre part, si la microparticule arrive à la cathode au voisinage de la rugosité émissive, l'effet le plus probable est la limitation de l'émission électronique par son impact sur la cathode en recouvrant la rugosité (écrantage du champ électrique local) ou en permettant la fusion du bout de la rugosité, diminuant ainsi le facteur de renforcement de champ de celle-ci. Ces phénomènes peuvent expliquer le conditionnement observé expérimentalement des dispositifs haute tension sous vide.

8.2. Perspectives

Les travaux effectués au cours de cette thèse offrent de nombreuses perspectives. Concernant l'émission électronique par effet de champ :

- La prise en compte, dans le modèle d'émission électronique, d'une densité d'états électronique dans le métal décrivant mieux la complexité de la structure de celui-ci permettrait d'estimer plus précisément l'émission électronique d'un métal classique. Encore faut-il insister sur la difficulté d'une telle prise en compte, car si des modèles nous donnant la densité d'états électroniques au sein d'un métal tel que le tungstène ont été proposés à l'aide de méthodes de types LCAO [32], ces méthodes ne permettent pas d'obtenir la densité d'états en surface du métal, qui diffère au sein de celui-ci.

- Une meilleure description de la barrière de potentiel devant la surface (modèle de barrière auto-cohérent) permettrait là aussi d'estimer plus précisément l'émission électronique d'un métal classique. Ceci implique la résolution de manière auto-cohérente de l'équation de Schrödinger en même temps que les équations couplées du modèle présenté dans cette thèse.

- Au cours de cette thèse, les modèles proposés pour décrire l'émission électronique ont été réduits aux situations axisymétriques, donc 2D. Pour modéliser l'émission d'une surface plus grande ayant soit un grand nombre de rugosités (étude du claquage), soit un grand nombre d'émetteurs (émission contrôlée), il serait aussi intéressant de modéliser l'émission électronique d'une surface 3D comportant différentes rugosités. Cette étude 3D pourrait ainsi être faite pour des rugosités distribuées aléatoirement dans l'espace (rugosités sur une cathode) ou d'émetteurs distribués uniformément (micro-sources d'électrons texturés) et les interactions (électrostatique ou thermique) entre les pointes pourraient être étudiées.

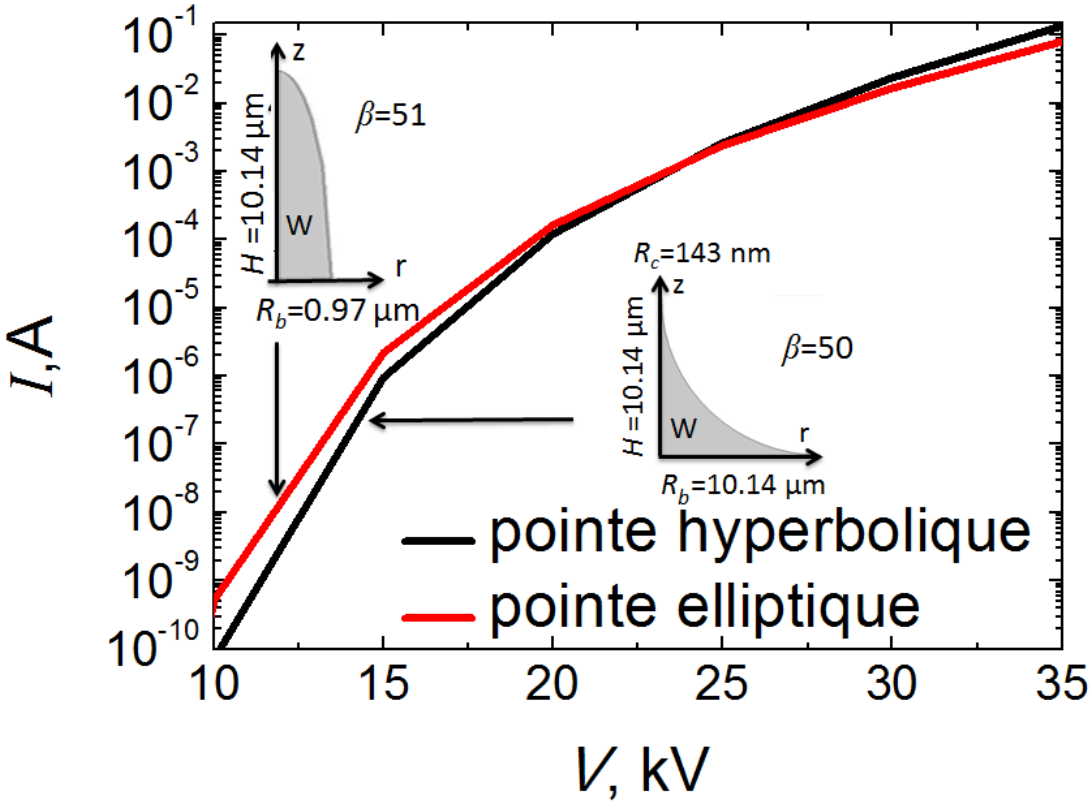

Fig.8-1.Courant émis par une pointe elliptique et une pointe hyperbolique en régime permanent en fonction de la tension appliquée pour une distance inter-électrodes d=0.2 mm

Une étude préliminaire a été menée en comparant, pour deux pointes de tungstène de géométries différentes (hyperbolique et elliptique) de même taille mais de coefficient de renforcement de champ différents, les courants émis par chacune de ses pointes pour une même tension. La Fig.8-1 montre que pour les faibles tensions, la pointe elliptique émet plus (un ordre de grandeur), que la pointe hyperbolique. Quand la tension augmente et atteint 35 kV, la pointe hyperbolique finit par émettre plus d'électrons (d'un facteur 2), que la pointe elliptique. L'effet de la charge d'espace est négligé dans ces calculs. Ce premier résultat montre que suivant la tension appliquée à la surface d'une cathode comportant plusieurs pointes de géométrie différentes, la pointe qui émet le plus n'est pas forcément toujours la même.

- Dans le cas des sources d'électrons, il serait intéressant d'étudier l'émission thermo-ionique assistée par effet de champ pour des matériaux tel que le hexaborure de lanthane (LaB_6) , matériau céramique réfractaire ayant une température de fusion élevée (2493 K) et a un très faible travail de sortie

(2.5 eV). Avec ce matériau, il est possible d'émettre un nombre important d'électrons. Cependant la distribution énergétique d'électrons à l'intérieur de ce matériau est très différente de celle des métaux.

Concernant la modélisation de l'effet photoélectrique assisté par effet de champ :

- il serait intéressant d'améliorer notre modèle en prenant en compte l'émission multi-photon, notamment dans le cas des lasers de forte densité surfacique de puissance (fluence);

- on pourrait aussi modéliser les effets d'une diminution de la durée (jusqu'à la femtoseconde) des impulsions laser pour essayer de booster l'émission des électrons en agissant uniquement sur la température électronique, ou plus précisément la distribution en énergie des électrons dans le solide (métal). A une telle échelle de temps (femtoseconde), la distribution de Fermi-Dirac n'est plus valable et il sera donc nécessaire de déterminer la nouvelle distribution énergétique des électrons dans le métal;

- il serait aussi intéressant étudier l'émission électronique d'un semi-conducteur sous l'effet d'un laser car le rendement quantique de ces matériaux est beaucoup plus élevées que celui des métaux (d'un facteur 100 en moyenne). Deux des difficultés d'un tel modèle résideront dans la prise en compte des collisions électrons/phonons qui ne sont plus négligeables pour ce type de matériau et dans la distribution énergétique des électrons qui est plus complexe dans un semi-conducteurs que dans un métal.

Enfin, il serait intéressant d'essayer de comprendre l'effet d'un gaz résiduel sur l'émission électronique de rugosités présentes à la cathode. En effet, il a été observé expérimentalement une diminution du courant d'obscurité, ceci en présence d'un gaz résiduel (pour des pressions comprises entre 10^{-4} et 10^{-2} Pa) et sous hautes tensions dans le vide, une diminution du courant d'obscurité. Aucune explication physique n'a pour l'instant été trouvée pour cette diminution. L'hypothèse de la contamination des électrodes par du carbone pouvant être la cause de cette diminution a été contredite par des calculs DFT sur la variation du travail de sortie à cause de cette contamination [149]. L'adsorption d'atomes ou de molécules du gaz à la surface des émetteurs seraient une autre piste pour expliquer la diminution du courant émis.

Par cette étude, ces conclusions et perspectives nous avons mis en exergue la richesse des phénomènes qui gouverne l'émission électronique non seulement du point de vue de la modélisation, mais aussi du point de vue expérimental où de nombreuses études sont également possibles.

Bibliographie

[1] A. Einstein, *Über einen die Erzeugung und Verwandlung des Lichtes betreffenden heuristischen Gesichtspunkt*, Annalen der physik, 329, 542, 1905

[2] L. A. Dubridge, *Theory of the Energy Distribution of Photoelectrons*, Phys. Rev. 43, 727-741 (1933)

[3] C. N. Berglund and W. E. Spicer, *Photoemission Studies of Copper and Silver: Theory*, Phys. Rev. 136, 1030-1044 (1964)

[4] V. M. Shalaev, C. Douketis, T. Haslett, T. Stuckless, and M. Moskovits, *Two-photon electron emission from smooth and rough metal films in the threshold region*, Phys. Rev. B 53, 11193, (1996)

[5] R. W. Wood, *A New Form of Cathode Discharge and the Production of X-Rays, together with Some Notes on Diffraction. Preliminary Communication*, Phys. Rev. (Series I) 5 (1897)

[6] W. Schottky;*Über kalte und warme Elektronenentladungen*, Zeitschrift für Physik 14, 63 (1923)

[7] R. H. Fowler et L. Nordheim, *Electron Emission in Intense Electric Fields* , Proc. R. Soc. Lond. Ser. A, vol. 119, no 781, p. 173 181, (1928)

[8] E. L. Murphy and R. H. Good Jr *Thermionic emission, field emission, and the transition region Phys. Rev.* 102 1464–73, (1956)

[9] E. Miroux, *Sources électroniques à base de nanotubes de carbone -Application aux tubes amplicateurs hyperfréquence*, Ecole Polytechnique X (2006).

[10] K.R. Shoulders, *Microelectronics Using Electron Beam Activated Machining Techniques*, in Franz L. Alt, ed., Advances in Computers, vol 2 (New York: Academic Press) (1961)

[11] C. A. Spindt, *A Thin-Film Field-Emission Cathode*, Journal of Applied Physics 39, 3504 (1968)

[12] S. Iijima, Helical Microtubules of Graphitic Carbon, Nature 7, 56 (1991)

[13] A. G. Rinzler , J.H. Hafner, P. Nikolaev, P. Nordlander, D. T. Colbert, R.E. Smalley, L. Lou, S. G. Kim, D. Tománek, *Unraveling nanotubes: field emission from an atomic wire*, Science 269, 1550 (1995).

[14] W. A. de Heer, A. Châtelain, D. Ugarte, *A Carbon Nanotube Field-Emission Electron Source*, Science 270, 1179 (1995).

[15] C. Vermare, E. Merle, M. Mouillet, M. Caron, L. Veron, *Hautes puissances pulsées pour la radiographie éclair*, Chocs CEA 47, 46 (2016)

[16] R. S. Hemsworth, H. Decamps, J. Graceffa, B. Schunke, M. Tanaka, M. Dremel, A. Tanga, H. P. L. De Esch, F. Geli, J. Milnes, T. Inoue, D. Marcuzzi, P. Sonato, and P. Zaccaria, *Status of the ITER heating neutral beam system* , Nucl. Fusion 49, 045006 (2009).

[17] A. Revel, S. Mochalskyy, L. Caillault, A. Lifschitz, and T. Minea, *Transport of realistic beams in ITER neutral beam injector accelerator*, Nucl. Fusion 53, 073027 (2013).

[18] Simonin, H. de Esch, L. Doceul, L. Christin, F. Faisse, and F. Villecroze, *Conceptual design of a high-voltage compact bushing for application to future N-NBI systems of fusion reactors*, Fusion Eng. Des. 88, 1 (2013).

[19]H. P. L. de Esch, A. Simonin, C. Grand, B. Lepetit, D. Lemoine, M. Márquez-Mijares, T. Minea, L. Caillault, B.Seznec, T. Jager, E. Odic, M. J. Kirkpatrick, Ph. Teste, Ph. Dessante, and K. Almaksour, *Development of a compact bushing for NBI*, AIP Conference Proceedings 1869, 060003 (2017)

[20] N. W. Aschcroft N D Mermin *Physique des solides* ,(EDP science) (2002)

[21] D. R. Lide, *CRC Handbook of Chemistry and Physics* (Boca Raton, FL: CRC Press) (2005).

[22] T. Klein, J. Paulini and G. Simon, *Time-resolved description of cathode spot development in vacuum arcs*, J. Phys. D : Appl. Phys., 27, p. 1914 (1994)

[23] D. A. Papaconstantopoulos, *Handbook of the Band Structure of Elemental Solids*.

[24] L. W. Nordheim, *The Effect of the Image Force on the Emission and Reflexion of Electrons by Metals* , *Proc. R. Soc. Lond. Ser. A*, vol. 121, no 788, p. 626-639, (1928).

[25] R.G Forbes. and J.H.B. Deane, *Reformulation of the Standard theory of Fowler-Nordheim Tunneling and Cold Field Electron Emission*, Proc. R. Soc. A, **463**, pp. 2907-2927 (2007).

[26] A Fischer., M.S. Mousa, and R.G. Forbes, *Influence of Barrier Form on Fowler-Nordheim Plot Analysis*, J. Vac. Sci. Technol. B, **31**, 032201-1, (2012)

[27] R.G. Forbes, J.H.B Deane, A. Fischer, and M.S.Mousa, *Ilustrating Field emission Theory by Using Lauritsen Plots of Transmission Probability and Barrier Strength*, J. Vac. Sci. Technol. B, **31**, 02B102-1, (2013)

[28] M. C. Desjonquères, D. Spanjaard, *Concept in Surface Physics*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg (1996)

[29]N. D. Lang et W. Kohn, *Theory of Metal Surfaces: Charge Density and Surface Energy* , Phys. Rev. B, vol. 1, no 12, p. 4555-4568, (1970).

[30] P. J. Jennings, R. O. Jones and M. Weinert, *Surface barrier for electrons in metals* , Phys. Rev. B, vol. 37, no 11, p. 6113-6120, (1988).

[31] Y.Gohda, Y. Nakamura, K. Watanabe, and S. Watanabe, *Self-Consistent Density Functional Calculation of Field Emission Currents from Metals*, Phys. Rev. Lett., **85**, pp. 1750-1753 (2000).

[32] T.Ohwaki, H. Ishida, and A. Liebsch, *First-principles calculation of field emission from metal surfaces*, Phys. Rev. B, **68**, 155422 (2003)

[33] Merrick I., Inglesfield J.E., and Attard G.A., *Electron field emission from surfaces with steps*, Phys. Rev. B, **72**, 033403 (2005).

[34] B. Lepetit, D. Lemoine, and M. Márquez-Mijares, *Static electric field enhancement in nanoscale structures*, Journal of Applied Physics **120**, 085105 (2016)

[35] P Testé and J P Chabrerie, *Some improvements concerning the modelling of the cathodic zone of an electric arc (ion incidence on electron emission and the 'cooling effect')* J. Phys. D: Appl. Phys. 29 697–705,(1996)

[36] S.C. Miller, Jr., and R. H. Good Jr., Phys. Rev. 9j., 174 (1953), Sec. IV.

[37] A. Messiah, *Mécanique quantique*,(Dunot: Paris), (1958)

[38] E. C. Kemble *A contribution to the theory of the B. W. K. Method*, Phys. Rev. 48 549 (1935)

[39] R. G. Forbes, *Simple good approximations for the special elliptic functions in standard Fowler-Nordheim tunneling theory for a Schottky-Nordheim barrier*, Appl. Phys. Lett., vol. 89, no 11, p. 113122 -113122-3, (2006).

[40] *Numerical recipes in Fortran 77 : the art of scientific computing* / William H. Press et al. – 2nd ed. (1992)

[41] B Numerov, *Note on the numerical integration of d2x/dt2 = f(x, t)* Astron. Nachr. 230 359–64, (1927)

[42] A Kyritsakis, G C Kokkorakis, J P Xanthakis, T L Kirk and D Pescia, *Self focusing of field emitted electrons at an ellipsoidal tip*,Applied Physics Letters 97, 023104 (2010).

[43] S Dushman *Thermionic emission* Rev. Mod. Phys. 2 381–476, (1930)

[44]W B Nottingham, *Remarks on energy losses attending thermionic emission of electrons from metals* Phys. Rev. 59 906–7,(1941)

[45] L W Swanson, L C Crouser and F M Charbonnier *Energy exchanges attending field electron emission* Phys. Rev. 151 327–43(1966)

[46] P.H. Levine, *Thermoelectric Phenomena Associated with Electron-Field Emission,J. Appl. Phys.*, 33, p. 582 (1962)

[47] R.V. Latham, *High voltage insulation, the physical basis*, Academic Press, London (1981)

[48] G.A. Mesyats, and D.I. Proskurovsky, *Pulsed electrical discharge in vacuum, Sringer Series on Atoms and Plasmas*, Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg (1989)

[49] WW. Dolan, W P Dyke and J K Trolan, *The Field Emission Initiated Vacuum Arc. II. The Resistively Heated Emitter*, Phys. Rev. 91, 1054 (1953)

[50] L. Caillault, P. Zehnter , G. Maynard , and T. Minea, *Modeling of Small Gap Electrical Breakdown in Vacuum by Self-Heating of a Cathode Protrusion*, Proc. 2012 Joint Electrostatics Conference, (2012)

[51] T. Minea, *Isolation haute tension sous vide*, Techniques de l'ingénieur, D2480 (2013)

[52] EA. Litvinov, GA. Mesyats, and DI. Proskurovskii, *Field emission and explosive electron emission processes in vacuum discharges*, Tomsk sp. Fiz. Nauk 139,265-302 (1983)

[53] P Rossetti, F Paganucci and M Andrenucci 2002 *Numerical model of thermoelectric phenomena leading to cathode-spot ignition* IEEE Trans. Plasma Sci. 30 1561–7

[54] AC Keser, TM Antonsen, GS Nusinovich, DG Kashyn and KL Jensen, *Heating of microprotrusions in accelerating structures* Phys. Rev. Accel. Beams 16 092001, (2013)

[55] B Seznec, Ph Dessante, L Caillault, J L Babigeon, Ph Teste, T Minea, *Controlled electron emission and vacuum breakdown with nanosecond pulses* J. Phys. D: Appl. Phys. 49 235502 (2016).

[56] R.G. Forbes, *Field evaporation theory: a review of basic ideas*, Applied Surface Science 87/88, 1-11, (1995)

[57] J. Norem, Z. Insepov, I. Konkashbaev, *Triggers for RF breakdown*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 537 (2005) 510–520

[58] www.comsol.com [accessible en juillet 2017]

[59] W. P. Dyke et W. W. Dolan, « Field Emission », in *Advances in Electronics and Electron Physics*, vol. Volume 8, L. Marton, Éd. Academic Press, p. 89-185, (1956).

[60] F. Rohrbach, *Sur les mécanismes qui conduisent à la formation de l'étincelle électrique à très haute tension et sous ultra-vide par la mesure des temps de retard à la disruption*. CERN, (1971).

[61] J. P. Barbour, W. W. Dolan , J. K. Trolan, E. E. Martin and W. P. Dyke, *Space-Charge effects in Field Emission*, Phys. Rev. 92, 45-54

[62] C.D. Child, *Discharge From Hot CaO*, Phys. Rev.(Series 1) 33, 492 (1911)

[63] I. Langmuir, *The Effect of Space Charge and Initial Velocities on the Potential Distribution and Thermionic Current between Parallel Plane Electrodes*, Phys. Rev 21, 419 (1923)

[64] Y. Lau, Y. Liu and R. Parker, *Electron emission: From the Fowler-Nordheim relation to the Child-Langmuir law*, Phys. Plasmas 1, 2082 (1994)

[65] R. Forbes, *Exact analysis of surface field reduction due to field-emitted vacuum space charge, in parallel-plane geometry, using simple dimensionless equations*, J. Appl. Phys.104, 084303 (2008)

[66] A. Rokhlenko, K. L. Jensen and J. L. Lebowitz, *Space charge effects in field emission: One dimensional theory*, J. Appl. Phys. 107, 014904 (2010)

[67] K. L. Jensen, J. L. Lebowitz, Y. Y. Lau, and J. W. Luginsland, Space charge and quantum effects on electron emission, J. Appl. Phys.111, 054917 (2012)

[68] A. Valfells, D. W. Feldman, M. Virgo, P.G. O'Shea, and Y. Y. Lau, *Effect of pulse-length and emitter are on virtual cathode formation in electron guns*, Phys . Plasmas 9(5), 2377 (2012)

[69] R. Umstattd, C. Carr, C. Frenzen, J. Luginsland, and Y. Lau, *A simple physical derivation of Child–Langmuir space-charge-limited emission using vacuum capacitance*, Am. J. Phys 73,160 (2005)

[70] Y.Feng and J. P. Verboncoeur, *Transition from Fowler- Nordheim field emission to space charge limited current density*, Physics of plasmas 13, 073105 (2006)

[71] W. B. Herrmannsfeldt, *Electron Trajectory Program*, SLAC report-226 (1979).

[72] J. Pamela, *A model for negative ion extraction and comparison of negative ion optics calculations to experimental results*, Review of Scientific Instruments 62, 1163 (1991)

[73] A. Revel *Modélisation des plasmas magnétisés. Applications à l'injection des neutres pour ITER et au magnétron en régime impulsionnel haute puissance*, Thèse Université Paris Sud Orsay (2015)

[74] R. Courant, K. O. Friedichs, and H. Levy. *Uber die partiellen Differenzengleichungen der mathematischen*, Physik. Math. Ann., 100, 32–74 (1928)

[75] D. Vyuga, Subnanosecond pulsed-DC ultra-high gradient photogun for bright relativistic electron bunches, thèse Eindhoven (2006)

[76] R Ganter, R J Bakker, C. Gough, M. Paraliev, M Pedrozzi, F Le Pimpec, L Rivkin and A Wrulich, *Nanosecond field emitted and photo-field emitted current pulses from ZrC tips*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A 565 423 (2006)

[77] G. A. Mesyats, S. D. Korovin, K. A. Sharypov, V. G. Shpak, S. A. Shunailov and M. I. Yalandin, *Dynamics of subnanosecond electron beam formation in gas-filled and vacuum diodes*, Tech. Phys. Lett. 31, 18 (2006)

[78] V. M. Efanov, M. V. Efanov, A.V. Khomashko , A.V. Kriklenko, P. M. Yarin and S. V. Zazoulin Ultra-Wideband, Short Pulse Electromagnetics vol 9, ed F Sabath et al (Berlin:Springer) 301 (2005)

[79] E. Minoux, O. Groening, K. B. K. Teo, S. H. Dalal, L. Gangloff, J-P. Schnell, L. Hudanski, I. Y. Y. Bu, P. Vincent, P. Legagneux, G. A. J. Amaratunga, and W. I. Milne, *Achieving High-Current Carbon Nanotube Emitters*, Nano Lett. 5(11), 2135 (2005)

[80] R. G. Forbes, *The theoretical link between voltage loss, reduction in field enhancement factor, and Fowler-Nordheim-plot saturation*, Appl. Phys. Lett. 110, 133109 (2017)

[81] R. P. Brogle, *Studies of Linear and Nonlinear Photoemission Processes in Metals and Semiconductors*, Thèse University of Los Angeles (1996)

[82] C. N. Berglund and W. E. Spicer, *Photoemission Studies of Copper and Silver: Experiment*, Phys. Rev. 136, 1044-1064

[83] K. L. Jensen, D. W. Feldman, N. A. Moody, and P. G. O'Shea, *A photoemission model for low work function coated metal surfaces and its experimental validation*, Journal of Applied Physics 99, 124905 (2006)

[84] K L. Jensen, N. A. Moody, D. W. Feldman, E. J. Montgomery, and P. G. O'Shea, *Photoemission from metals and cesiated surfaces*, Journal of Applied Physics 102, 074902 (2007)

[85] K L. Jensen, *General formulation of thermal, field, and photoinduced electron emission*, Journal of Applied Physics 102, 024911 (2007)

[86] D. H. Dowell, F. K. King, R. E. Kirby, J. F. Schmerge ,and J. M. Smedley, *In situ cleaning of metal cathodes using a hydrogen ion beam*, Phys. Rev. ST Accel. and Beams 9, 063502 (2006)

[87] D. H. Dowell and J. F. Schmerge, *Quantum efficiency and thermal emittance of metal photocathodes*, Phys. Rev. ST Accel. and Beams 12, 074201 (2009)

[88] T. Rao and D. H. Dowell, *An Engineering Guide to Photoinjectors* (2012)

[89] W. F. Krolikowski and W. E. Spicer, *Photoemission Studies of the Noble Metals. I. Copper*, Phys. Rev. 185, 882 (1969)

[90] M. C. Teich, J. M. Schroeer, and G. J. Wolga, *Double-Quantum Photoelectric Emission from Sodium Metal*, Phys. Rev. Lett. 13, 611 (1964)

[91] Gy. Farkas, Zs. Náray, and P. Varga, *Dependence of non-classical electron emission from metals on the direction of polarisation of laser beams*, Physics Letters A 24,135 (1967)

[92] G. Ferrini, F. Banfi, C. Giannetti, and F. Parmigiani, *Non-linear electron photoemission from metals with ultrashort pulses*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 601 123 (2009)

[93] J. H. Bechtel, W. L. Smith, N. Bloembergen, *Four-photon photoemission from tungsten*, Optics Communications 13, 56 (1975)

[94] R.Yen, J.Liu, and N.Bloembergen, *Thermally assisted multiphoton photoelectric emission from tungsten*, Optics Communications 35, 277 (1980)

[95] W. S. Fann, R. Storz, H. W. K. Tom, J. Bokor, *Electron thermalization in gold*, Physical Review B 46 13592 (1992)

[96] R. H. M. Groeneveld, R. Sprik, and Ad. Lagendijk, *Effect of a nonthermal electron distribution on the electron-phonon energy relaxation process in noble metals*, Phys. Rev. B 45, 5079 (1992)

[97] R. Knorren et K. H. Bennemann, *Calculation of the short-time dynamics of the hot-electron distribution in noble and transition metals*, Applied Physics B 68 401 (1999).

[98] R. Matzdorf, A. Gerlach, F. Theilmann, G. Meister, et A. Goldmann, New lifetime estimates for d-band holes at noble metal surfaces, Applied Physics B, 68 393 (1999).

[99] B. Rethfeld, A. Kaiser, M. Vicanek, G. Simon, *Ultrafast dynamics of nonequilibrium electrons in metals under femtosecond laser irradiation*, Phys. Rev. B 65 21403 (2002)

[100]S. Valette, *Effets thermiques dus à l'interaction laser-matière dans les métaux en régime femtoseconde*, thèse, Université Jean Monnet - Saint-Etienne (2003)

[101] H. C. Bowers et G. J. Wolga, *Effect of a Temperature Gradient on Thermionic Emission , J. Appl. Phys.*, vol. 37, no 5, p. 2024-2027, (1966).

[102] I. M. Engle et P. H. Cutler, *Effect of non-equilibrium distribution on energy exchange processes at a metal surface , Surf. Sci.*, vol. 12, no 2, p. 208-220, (1968).

[103] S. A. Barengolts, M. Y. Kreindel, et E. A. Litvinov, *Nonequilibrium effects in high current field emission , Surf. Sci.*, vol. 266, no 1-3, p. 126-131, (1992).

[104] S. I. Anisimov, B. L. Kapeliovich, and T. L. Perel'man, *Electron emission from metal surfaces exposed to ultrashort laser pulses*, Zh. Eksp. Teor. Fiz. 66, 776 (1974)

[105] B.N. Chicbkov, C. Momma, S. Nolte, F. yon Alvensleben, A. Tiinnermann, *Femtosecond, picosecond and nanosecond laser ablation of solids*, Appl. Phys. A 63, 109 (1996)

[106] S. I. Anisimov, N. M. Bityurin, and B. S. Luk'yanchuk, *Models for laser ablation*, extrait de Photo-Excited Processes, Diagnostics and Applications (PEPDA) édité par Aaron Peled, Kluwer Academic Publishers, Netherlands (2003)

[107] Z. Lin, L. V. Zhigilei, and V. Celli, *Electron-phonon coupling and electron heat capacity of metals under conditions of strong electron-phonon nonequilibrium*, Physical Review B 77, 075133 (2008)

[108] M. Kaveh and N. Wiser, *Electron-electron scattering in conducting materials* , Adv. Phys. 33, 257 (1984)

[109] X. Y. Wang, D. M. Riffe, Y.-S. Lee, and M. C. Downer, *Time-resolved electron-temperature measurement in a highly excited gold target using femtosecond thermionic emission*, Phys.Rev. B 50, 8016 (1994)

[110] M. I. Kaganov, I. M. Lifshitz, and L. V. Tanatarov, *Relaxation between electrons and the Crystalline Lattice*, Sov. Phys. JETP 4, 173 (1957)

[111] P. B. Allen, *Theory of thermal relaxation of electrons in metals*, Phys. Rev. Lett. 59, 1460 (1987)

[112] J. G. Trump and R. J. Van de Graaf, *The insulation of high voltages in vacuum*, J. Appl. Phys. 18, 327 (1947).

[113] A. S. Denholm, *the electrical breakdown of small gaps in vacuum*, Can. J. Phys. 36, 476 (1958).

[114] W. S. Boyle, P. Kisliuk, and L. H. Germer, *Electrical Breakdown in High Vacuum*, J. Appl. Phys. 26, 720 (1955).

[115] A. Maitland, *New Derivation of the Vacuum Breakdown Equation Relating Breakdown Voltage and Electrode Separation*, Journal of Applied Physics 32, 2399 (1961)

[116] L. Cranberg, *The initiation of electrical breakdown in vacuum*, J. Appl. Phys. 23, 518 (1952).

[117] I. N. Slivkov, *Mechanism for electrical discharge in vacuum*, Sov. Phys. Technol. 2, 1928 (1957).

[118] N. Pilan, P. Veltri, and A. De Lorenzi, *Voltage holding prediction in multi electrode-multi voltage systems insulated in vacuum*, IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.18, 553 (2011).

[119] G. P. Beukema *Electrical breakdown properties of stainless steel and titanium electrodes in ultra-high vacuum*, Physica (Amsterdam) 103B+C, 397 (1981).

[120] G. A. Farrall, *Cranberg hypothesis of vacuum breakdown as applied to impulse voltages*, J. Appl. Phys. 33, 96 (1962).

[121] M. M. Menon and K. D. Srivastava, *Detection and identification of microparticles occurring in a high-voltage vacuum-insulated gap using electron optical methods*, J.Appl. Phys. 45, 2094 (1974).

[122] J. E. Jenkins and P. A. Chatterton, *The detection of microparticles prior to vacuum breakdown using a laser scattering technique*, J. Phys., D:Appl. Phys.,10, L17 (1977).

[123] N. F. Olendzkaya, *Vacuum breakdown with transfer of conducting particles between electrodes*, Radio Engng. Electron Phys., 8, 423 (1963).

[124] R. V. Latham, *Microparticle charge acquisition and reversal at impact*, Appl. Phys. 5, 2044 (1972)

[125] R V Latham, and A S Brah, *The influence of surface oxidation on the electron tunnelling mechanism of microparticle charge reversal during a bouncing impact on a charged conductor*, J. Phys., D:Appl. Phys., 10, 151 (1977)

[126] R V Latham, A S Brah, K Fok and M O Woods, *Semi-elastic impact studies of carbonyl iron microspheres on diamond-polished metal targets (relevant to interelectrode bouncing of charged microparticles in a high-voltage vacuum gap)*, J. Phys. D: Appl. Phys.,10, 139 (1977)

[127] C Texier, *Influence of the target temperature on the impact of artificial microparticles*, Physica 104C 25 (1981)

[128] E P Martynov, *Microdischarges Caused by Fast Micron-Size Charged Particles*, Soviet Physics Technical Physics 15,1533 (1971)

[129] P. A. Chatterton, M. M. Menon, and K. D. Srivastava, *Processes involved in the triggering of vacuum breakdown by low-velocity microparticles*, Journal of Applied Physics 43, 4536 (1972)

[130] D K Davies and M A Biondi, *Mechanism of dc electrical breakdown between extended electrodes in vacuum*, J.Appl. Phys. 42, 3089 (1971)

[131] D. K. Davies and M. A. Biondi, *Dynamics and heating of anode particles in vacuum breakdown*, Proc. XI. Int. Symp. on Discharges and Electric Insulation in Vacuum (1976).

[132] D. K. Davies and M. A. Biondi, *The effect of electrode temperature on vacuum electrical breakdown between plane-parallel copper electrodes*, J. Appl. Phys. 39, 2979 (1968).

[133] W. T. Diamond, *New perspectives in vacuum high voltage insulation*. I. The transition to field emission, J. Vac. Sci.Technol. A 16, 707 (1998)

[134] N. Nishimori, R. Nagai, S. Matsuba, R. Hajima, M.Yamamoto, Y. Honda, T. Miyajima, H. Iijima, M. Kuriki, and M. Kuwahara, *Experimental investigation of an optimum configuration for a high-voltage photoemission gun for operation at ≥ 500 kV*, Phys. Rev. ST Accel. Beams 17, 053401 (2014).

[135] D. A. Eastham, and P. A. Chatterton, *The detection of microparticle-induced breakdowns using a twin-beam laser scattering system*, IEEE Trans. Electr. Insul. EI-18, 209 (1983).

[136] A. Zeitoun-Fakiris, and M. Goldman, *Observation des Agrégats Arrachés aux Electrodes par la Décharge électrique dans le Vide*, C. R. Acad. Sci. B 273, 521 (1971)

[137] H.P.L. de Esch, A. Simonin, C. Grand, *Activities at IRFM for HVIV*, reunion ANR HVIV, octobre 2013, privé

[138] R. E. Hurley and T. M. Parnell, *Field emission from metal particles in a vacuum gap*, J. Phys. D: Appl. Phys. 2, 881(1969).

[139] J. H. Jeans, *The Mathematical Theory of Electricity and Magnetism* (Cambridge Press, London, 1958).

[140] F. F. Chen, J. D. Evans, and W. Zawalski, *Electric Probes in Plasma Diagnostic Techniques*, edited by R. H. Huddlestone and S. L. Leornard (Academic Press, New York, 1965), Chap. 4, p. 113.

[141] H. A. Bethe, *Zur Theorie des Durchgangs schneller Korpuskularstrahlen durch Materie*, Ann. Phys. (Paris) 397, 325 (1930).

[142] H. A. Bethe, *Bremsformel für Elektronen relativistischer Geschwindigkeit*, Z. Phys. 76, 293 (1932).

[143] http://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/ESTAR.html

[144] ICRU Report No. 37 (1984).

[145] A. J. Dekker, *Secondary electron emission*, Solid State Phys. 6, 251 (1958).

[146] L. Vignitchouk, P. Tolias, and S. Ratynskaia, *Dust-wall anddust-plasma interaction in the MIGRAINe code*, Plasma Phys. Control. Fusion 56, 095005 (2014).

[147] V.W. Chow, D. A. Mendis, and M. Rosenberg, *Secondary emission from small dust grains at high electron energies*, IEEE Trans. Plasma Sci. 22, 179 (1994).

[148] B. Seznec, Ph. Dessante, T. Jager, L. Caillault, Ph. Teste, and T. Minea, *Dynamics of microparticles in vacuum breakdown: Cranberg's scenario updated by numerical modelling*, Phys. Rev. Accel. Beams 20, 073501 (2017)

[149] M. Márquez-Mijares, B. Lepetit, D. Lemoine, K. Almaksour, M. J. Kirkpatrick, Ph. Dessante, E. Odic, D. Alamarguy, F. Bayle, Ph. Teste, F. Karlický, *Influence of ambient gas pressure and carbon adsorption on dark current emission from a cathode*, J. Vac. Sci. Technol. B 34(6), 061208 (2016)

ÉCOLE DOCTORALE
Ondes et Matière
(EDOM)

Titre : Modélisation des phénomènes physiques intervenant au cours de l'émission électronique sous haute tension sous vide.

Mots clés : émission électronique, claquage sous vide, modélisation, simulation numérique

Résumé : Que ce soit dans l'étude du claquage sous vide ou dans les sources d'électrons par effet de champ, l'émission électronique est un phénomène physique essentiel qui a lieu et devient dominante à la cathode sous haute tension. Dans le cas du claquage sous vide, la première étape de ce mécanisme est l'émission d'électrons au sommet de rugosités présentes sur la surface. Celles-ci peuvent être représentées sous la forme de pointes. Dans le cas des sources d'électrons, l'émission des électrons peut se faire au niveau d'émetteurs qui eux aussi peuvent être décrits sous la forme de « pointes » distribués de manière ordonnée sur la surface. Un modèle numérique décrivant l'émission thermo-ionique assistée par effet de champ a été développé dans le cas d'une pointe axisymétrique et dont le traitement peut être réduit en 2D.Il s'agit là d'un problème multi-physique couplé nécessitant la résolution de problèmes de différentes natures : quantiques, électrostatique, électrocinétique et thermique. A partir de ce modèle, l'étude de l'émission et du claquage au sommet d'une pointe soumise à une pulse électrique de l'ordre de la nanoseconde a été étudiée. L'étude de l'émission électronique sur une cathode soumise à la haute tension et illuminé par un laser picoseconde a ensuite été faite en développant un modèle qui décrit notamment le chauffage du métal en régime hors équilibre. Enfin, dans le cas du claquage sous vide, la modélisation de l'interaction entre des microparticules, présente dans l'espace inter-électrodes,et de l'émission électronique provenant du sommet d'une rugosité a été realisée. Différents régimes de trajectoires de la microparticules ont été observée suivant le courant appliqué au sommet de la rugosité.

Title : numerical modeling of physical phenomena during electron emission in a vacuum

Keywords : electron emission, vacuum breakdown, numerical modeling

Abstract : Electron emission in vacuum from a cathode at high voltage is an important physical phenomenon for the study of vacuum breakdown or electron sources. In the vacuum breakdown, the first step of this mechanism is electron emission at the top of the microprotrusions on the surface. Microprotrusions or emitters in electron sources have the shape of a tip. A numerical model describing the thermo-field emission has been developed for a 2D axisymmetric tip. The problem is multi-physical and it is necessary to solve problems of different natures: quantum mechanics, electrostatic, electric current and thermal heating. With this model, it is possible to study electron emission and vacuum breakdown when nanosecond high voltage pulses are applied. Furthermore, the study of electron emission when a picosecond pulsed laser illuminates a high voltage cathode has been performed. A new model has been developped to describe the photo-electric effect and a two-temperature model has been implemented to describe the heating of the cathode in a non-equilibrium regime. Finally, the modeling of the interaction between microparticles and electron emission from microprotusions has been realised, in order to study the breakdown voltage. Different trajectories of microparticles have been identified based on the results, depending on the electron emission current.

Université Paris-Saclay
Espace Technologique / Immeuble Discovery
Route de l'Orme aux Merisiers RD 128 / 91190 Saint-Aubin, France