



THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par :

Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace

Présentée et soutenue par :

Nicolas FIL

le vendredi 10 novembre 2017

Titre :

Caractérisation et modélisation des propriétés d'émission électronique sous champ magnétique pour des systèmes RF hautes puissances sujets à l'effet multipactor

École doctorale et discipline ou spécialité :

ED GEET : Electromagnétisme et systèmes de haute fréquence

Unité de recherche :

Équipe d'accueil ISAE-ONERA OLIMPES

Directeur(s) de Thèse :

M. Mohamed BELHAJ (directeur de thèse)

Jury :

M. Olivier PASCAL Professeur Université Paul Sabatier - Président

M. Mohamed BELHAJ Directeur de Recherche ONERA - Directeur de thèse

M. Marc GONICHE Ingénieur-Chercheur CEA Cadarache

M. Julien HILLAIRET Ingénieur-Chercheur CEA Cadarache

M. Omar JBARA Professeur Université Reims Champagne-Ardenne - Rapporteur

Mme Christine ROBERT-GOUMET Maître de Conférences Université Clermont Auvergne -
Rapporteur

REMERCIEMENTS

Mon travail de thèse durant ces trois dernières années a été possible grâce à de nombreuses personnes avec qui j'ai pu échanger et apprendre au quotidien et que je souhaite remercier.

Les trois premières personnes sont une évidence pour moi, ce sont mes trois encadrants de thèse : Mohamed Belhaj, Julien Hillairet et Jérôme Puech. Ils ont créé ce projet de recherche et cette collaboration nouvelle qui m'a permis d'avoir un cadre de travail exceptionnel. Ils ont été tous les trois un soutien constant et fort pendant ma thèse sans lequel je n'en serais pas là aujourd'hui. J'ai pris un réel plaisir à travailler, discuter et apprendre à leurs côtés et je tenais à les remercier profondément pour tout ce qu'ils m'ont apporté.

Je souhaite aussi remercier certains collègues avec qui j'ai eu des échanges primordiaux pour l'avancement de ma recherche. Je pense notamment à Renaud Mathevet du LNCMI avec qui j'ai travaillé pour le développement de la bobine solénoïde et le travail de polissage mécanique d'échantillons de cuivre. Au CNES j'ai aussi eu la chance de pouvoir travailler avec Jacques Sombrin et Eden Sorolla auprès de qui j'ai pu renforcer mes connaissances sur l'effet multipactor. Je souhaite remercier Marc Goniche, Jean-Michel Bernard, Roland Magne et Walid Helou du CEA/GCSP pour nos discussions sur la fusion nucléaire et ma recherche. Je remercie aussi l'équipe SPIS de l'ONERA en les personnes de Jean-Charles Matéo Vélez, Pierre Sarrailh et Sébastien Hess pour leur aide sur l'utilisation du logiciel SPIS. A l'ONERA je tiens aussi à remercier Christophe et Virginie Inguibert ainsi que Thomas Gineste et Juliette Pierron pour leurs aides sur la physique de l'émission électronique secondaire. Naturellement je remercie Éric Laroche et Aurélie Boisse de chez COBHAM pour leur accueil et les échanges que nous avons eu dans le cadre d'une activité R&T avec le CNES. Je souhaite aussi remercier Frédéric Gessinn et Christophe Capello de l'INSA Toulouse et Claudie Josse de la plateforme CASTAING pour leur aide pour la campagne de polissage. Je tiens aussi à remercier Mauro Taborelli du CERN pour nos échanges sur mes travaux et pour m'avoir fourni des échantillons de cuivre électropolis.

Le cadre de travail exceptionnel que j'ai eu le privilège d'avoir pendant ma thèse repose aussi sur les membres des différentes équipes dans lesquelles j'ai travaillé au CEA, CNES et ONERA. Je tiens sincèrement à remercier l'ensemble des collègues que j'ai pu côtoyer durant ces trois ans au sein de ces trois institutions.

Ma thèse est due à trois années de travail avec des collègues mais pas uniquement, sa réussite tient aussi du soutien permanent de mes proches. Dans les bons moments comme les passages difficiles j'ai été constamment aimé et soutenu par ma compagne, mes parents, mon frère et ma famille. Je tiens de tout mon cœur à remercier Sabine, Christine, Christian, Corinne, Alexandre et Sarah d'être à mes côtés tous les jours.

Je souhaite maintenant terminer ces remerciements avec quelques mots pour mes amis qui m'ont permis d'avoir une vie personnelle riche, épanouie et chaleureuse au quotidien. En espérant oublier personne, je remercie : Laurent, Adrien, Sylvain, PH, Denis, Néné, Damien, Marie-Cécile, Rémi et Rémi, Thomas, Guillaume, Fanny, Marion, Jade, Sarah, Elyes, Germain.

La fusion nucléaire contrôlée par confinement magnétique avec les réacteurs de type Tokamaks et les applications spatiales ont en commun d'utiliser des composants Haute-Fréquence (HF) sous vide à forte puissance. Ces composants peuvent être sujets à l'effet multipactor qui augmente la densité électronique dans le vide au sein des systèmes, ce qui est susceptible d'induire une dégradation des performances des équipements, de détériorer les composants du système et de les rendre partiellement voire totalement inutilisables. Ces recherches consistent à améliorer la compréhension et la prédiction de ces phénomènes.

L'effet multipactor dépend des propriétés d'émission électronique des matériaux des composants HF. Dans un premier temps nous avons donc réalisé une étude de sensibilité de l'effet multipactor au rendement d'émission électronique totale (noté TEEY). Cette étude a permis de montrer que l'effet multipactor est sensible à des variations d'énergies autour de la première énergie critique et dans la gamme d'énergies entre la première énergie critique et l'énergie du maximum. Nous avons aussi comparé six modèles d'émission électronique totale usuels, un seul permet d'obtenir des seuils multipactor proches des données expérimentales.

De plus, les composants HF utilisés dans les réacteurs Tokamak et dans le domaine du spatial peuvent être soumis à un champ magnétique continu qui est généré respectivement par les bobines du Tokamak ainsi que le plasma au sein de la chambre du réacteur et par des aimants permanents utilisés dans les circulateurs et isolateurs HF. Les études multipactor précédentes ne prennent pas en compte l'influence du champ magnétique sur l'émission électronique des matériaux. Nous avons donc développé un nouveau dispositif expérimental afin d'étudier ce phénomène. Le dispositif a été conçu pour réaliser des mesures les plus représentatives de la situation réelle d'utilisation des composants HF. Le fonctionnement du dispositif et la méthode de mesure ont été analysés et optimisés à l'aide de modélisations numériques avec le logiciel PIC SPIS (pour *Spacecraft Plasma Interaction System*). Développé par un consortium ONERA – ESA – Artemum, SPIS permet de simuler les interactions plasma – matériaux et en particulier de déterminer les trajectoires électroniques dans un milieu représentatif de l'environnement expérimental. Une fois que l'utilisation du dispositif a été optimisée et que le protocole de mesure a été validé, nous avons étudié l'influence d'un champ magnétique uniforme et continu sur le TEEY du cuivre.

Nous avons démontré que le rendement d'émission électronique totale du cuivre est influencé par la présence d'un champ magnétique et par conséquent également l'effet multipactor. Ainsi la présence d'un champ magnétique doit être prise en compte vis-à-vis de l'émission électronique et lors des calculs prédictifs de puissance seuil multipactor.

Mots clés :

Fusion nucléaire contrôlée par confinement magnétique, circulateur et isolateur de systèmes spatiaux, systèmes radiofréquences (RF) et hautes puissances, effet multipactor, émission électronique secondaire, électromagnétisme, physique des matériaux, cuivre et argent

SUMMARY

Space communication payload as well as magnetic confinement fusion devices, among other applications, are affected by multipactor effect. This undesirable phenomenon can appear inside high frequency (HF) components under vacuum and lead to increase the electron density in the vacuum within the system. Multipactor effect can thus disturb the wave signal and trigger local temperature increases or breakdowns, which can cause components deteriorations or even their destruction. This PhD research aims to improve our understanding and the prediction of the multipactor effect.

The multipactor phenomenon is a resonant process which can appear above a certain RF power threshold. To determine this power threshold, experimental tests or/and simulations are commonly used. The power threshold is closely related to the electron emission properties of the RF component materials, in particular, to the Total Electron Emission Yield (TEEY). Therefore, we have made a study to evaluate the multipactor power threshold sensitivity to the TEEY. Two particular critical parameters have been found: first cross-over energy and the energies between the first cross-over and the maximum energies. Six TEEY models frequently used in multipactor simulations have been benchmarked with respect to their relevance in modelling these two previous regions of interest of the TEEY. It was found that only one TEEY model is suited to predict accurate multipactor power threshold.

In some situations, the HF components are submitted to DC magnetic fields which might affect the electron emission properties and hence the multipactor power threshold. Magnetic fields are generated by the coils and the plasma in a tokamak while for space application we use isolators and circulators which are built with permanent magnets. Current multipactor simulation codes don't take into account the effect of the magnetic field on the TEEY. A new experimental setup specially designed to investigate this effect was developed during this work. We aimed to have experimental conditions closed to RF components actual use. Our new experimental setup and the associated TEEY measurement technique were analysed and optimized thanks to measurements and SPIS simulations. SPIS, for *Spacecraft Plasma Interaction System*, is a PIC code which allows us to simulate plasma-matter interactions and in particular to analyse electron trajectories under uniform magnetic field. We used the setup to study the influence of magnetic field perpendicular to the sample surface on the TEEY of copper.

We have demonstrated that the magnetic field affects the copper TEEY, and hence multipactor power threshold. It is clearly established that the magnetic field has to be taken into account on both electron emission properties and multipactor simulation.

Keywords:

Nuclear fusion controlled by magnetic confinement, circulator and isolator space systems, radiofrequency (RF) and high power systems, multipactor effect, secondary electron emission, electromagnetism, materials science, copper and silver.

CONTENU

REMERCIEMENTS	1
RESUME	3
SUMMARY	4
INTRODUCTION	7
CHAPITRE I. ÉTUDE BIBLIOGRAPHIQUE ET ETAT DE L'ART	11
1.1. La problématique des décharges électroniques sous vide et du champ magnétique.....	12
1.1.1. La fusion nucléaire contrôlée par confinement magnétique	12
1.1.2. Le spatial	15
1.2. Présentation de l'effet Multipactor.....	18
1.2.1. L'histoire des études de l'effet multipactor	19
1.2.2. Théorie de l'effet multipactor	20
1.2.3. Méthodes de détermination du seuil multipactor	22
1.3. Physique et propriétés de l'émission électronique sous impact d'électrons	24
1.3.1. Physique de l'interaction électron-matière	24
1.3.2. Principaux paramètres influençant l'émission électronique	29
1.3.3. Méthodes expérimentales pour déterminer le TEEY	34
1.3.4. Modèles d'émission électronique.....	36
CHAPITRE II. ÉTUDE DE SENSIBILITE DE SEUIL MULTIPACTOR AU TEEY ET AUX MODELES TEEY	39
2.1. Introduction	40
2.2. Définition des courbes TEEY de référence.....	42
2.3. Étude de sensibilité de la puissance seuil multipactor au TEEY	51
2.4. Étude de la précision des modèles TEEY sur la puissance seuil multipactor	53
CHAPITRE III. DEVELOPPEMENT D'UN DISPOSITIF EXPERIMENTAL POUR L'ETUDE DE L'INFLUENCE DU CHAMP MAGNETIQUE SUR LE TEEY	59
3.1. Introduction	60
3.2. Conception du dispositif expérimental pour l'étude de l'influence du champ magnétique sur le TEEY.....	61
3.2.1. Détermination du système de bobinage	61
3.2.2. Le système de bride rentrante	63
3.2.3. Le système de cage de Faraday.....	65
3.2.4. La bobine solénoïde cuivre	67
3.2.5. Mise en place des nouveaux dispositifs expérimentaux	74
3.3. Calibration du dispositif expérimental et protocole expérimental	77

3.3.1.	Mesures des courants I_0 , I_e et I_c en régime continu.....	77
3.3.2.	Interprétation de la méthode de mesure sous champ magnétique.....	82
CHAPITRE IV. ETUDE DE L'INFLUENCE DU CHAMP MAGNETIQUE SUR LES PROPRIETES D'EMISSION ELECTRONIQUE DU CUIVRE93		
4.1.	Introduction.....	94
4.2.	Mesures TEEY en régime pulsé sur des échantillons en présence de champ magnétique	94
4.2.1.	Description du protocole expérimental.....	94
4.2.2.	Étude d'un échantillon technique, nommé N.....	95
4.2.3.	Étude d'un échantillon poli mécaniquement, nommé J.....	100
4.2.4.	Étude d'un échantillon poli par traitement électrochimique, nommé CERN P2.3.....	108
4.3.	Analyses de l'influence du champ magnétique sur le TEEY.....	114
4.3.1.	Libre parcours moyen de l'électron dans le matériau et champ magnétique.....	114
4.3.2.	Comparaison des morphologies de surface des échantillons N, J et CERN P2.3.....	116
4.3.3.	Synthèse et analyses des mesures en présence de champ magnétique	117
4.4.	Conséquence de la présence du champ magnétique sur l'effet multipactor	122
CONCLUSION ET PERSPECTIVES		125
ANNEXES		127
A.1.	Analyse théorique du champ magnétique au centre d'une bobine solénoïde	127
A.2.	Résistance interne.....	133
BIBLIOGRAPHIE		135
TABLE DES FIGURES		143
TABLE DES TABLEAUX		149

INTRODUCTION

La fusion nucléaire contrôlée par confinement magnétique avec les réacteurs de type Tokamak et les applications spatiales ont en commun d'utiliser des composants Haute-Fréquence (HF) sous vide à forte puissance. Ces composants peuvent être sujets à l'effet multipactor qui augmente la densité électronique dans le vide au sein des systèmes, ce qui est susceptible d'induire une dégradation des performances des équipements, de détériorer les composants du système et de les rendre partiellement voire totalement inutilisables. Cet effet engendrant les avalanches électroniques est appelé effet multipactor et l'objectif de mes travaux est d'améliorer la compréhension et la prédiction de ce phénomène, notamment en présence de champ magnétique continu.

La fusion nucléaire contrôlée par confinement magnétique

Le fonctionnement en régime continu des réacteurs de fusion nucléaire contrôlée de type Tokamak nécessite une ou plusieurs sources de courant non-inductives [1]. Parmi les méthodes de génération de courant non-inductif, l'injection d'ondes à la fréquence hybride basse (de 1 à 8 GHz) possède la meilleure efficacité [2]. Ces ondes électromagnétiques sont générées par des klystrons puis transportées à travers des lignes de transmissions jusque dans des antennes rayonnant la puissance dans le plasma confiné du Tokamak. Ces lignes sont sous pression de gaz (air sec, azote ou SF₆) tandis que l'antenne est dans le vide du réacteur ($\sim 10^{-3} - 10^{-4} Pa$). Des passages étanches au gaz et transparents aux ondes sont placés aux entrées des antennes pour réaliser cette transition de pression.

Les performances des antennes HF sont parfois limitées par l'apparition de décharges électriques qui peuvent être la conséquence de l'effet multipactor [3], [4]. Le développement d'avalanches électroniques au sein des antennes peut perturber la propagation de l'onde transmise et ainsi réduire l'efficacité du système à injecter la puissance HF dans le plasma. Afin de comprendre les conditions d'apparition de ces décharges dans les antennes HF et d'en améliorer la fiabilité, il est nécessaire de développer des outils de simulations permettant de prédire les limites en puissance de ces systèmes dans ces nouvelles configurations.

Le spatial

Le nombre d'applications utilisant les satellites de télécommunication est en constante augmentation avec notamment la téléphonie mobile, les réseaux professionnels, la diffusion télévisuelle et radio ainsi que les applications multimédia qui sont en constante progression. Les charges utiles sont conçues pour répondre à ces besoins de plus en plus nombreux en augmentant le nombre de canaux au sein des équipements de puissance ainsi que la puissance radiofréquence (RF) transmise [5]. Les équipements de puissance RF doivent donc supporter des puissances de plus en plus élevées. Ces conditions d'utilisations peuvent engendrer des phénomènes de décharge électrique sous vide [6]. L'effet multipactor est un initiateur potentiel de ces phénomènes [7]. Les décharges sous vide peuvent entraîner l'endommagement des composants du satellite voire leurs destructions [8]. Il est primordial d'évaluer les risques des composants HF et en particulier les isolateurs forte puissance, vis-à-vis de ce phénomène néfaste. L'objectif est de garantir un niveau de

fonctionnement à très faible risque sans pour autant imposer des marges de puissance trop importantes entraînant des contraintes de conception, opérationnelles et de coûts trop importantes.

L'effet multipactor est donc une problématique commune de ces deux domaines d'applications. Il peut engendrer une augmentation exponentielle du nombre d'électrons au sein de certains composants RF. L'avalanche électronique se développe à partir d'une puissance seuil de l'onde se propageant dans les composants RF. Pour déterminer ces limites en puissance, deux méthodes sont possibles : l'expérience à l'aide d'un banc expérimental dédié à reproduire le phénomène physique et la simulation numérique. L'approche expérimentale est onéreuse et contraignante à mettre en place, la communauté scientifique étudiant l'effet multipactor tend ainsi à développer et améliorer les outils de simulations du phénomène. Il reste tout de même nécessaire de réaliser des tests multipactor à l'aide d'un banc expérimental afin de vérifier certains résultats de simulations. Un certain nombre de logiciels proposent des simulations de l'effet multipactor [9]–[12], ils permettent de calculer la densité électronique au sein des composants RF modélisés en fonction du nombre de périodes de l'onde HF simulée [13]–[15].

L'avalanche électronique nécessite une source d'électrons pour se développer, celle-ci pouvant provenir des matériaux constituant les composants RF. L'étude des propriétés d'émission électronique des matériaux est donc fondamentale pour l'analyse de l'effet multipactor. Au sein des codes de simulations multipactor le rendement d'émission électronique totale (TEEY pour Total Electron Emission Yield) est un paramètre clé qui influence la puissance seuil multipactor [16]. Le TEEY peut être déterminé à l'aide de mesures expérimentales obtenues en irradiant un matériau par un flux électronique mono énergétique. Le TEEY est le rapport entre le nombre d'électrons émis par un matériau sur le nombre d'électrons qui impactent la surface de ce même matériau (on parle d'électrons incidents). Il est défini en fonction de l'énergie des électrons incidents. Pour les simulations multipactor, certains codes de simulation permettent à l'utilisateur d'importer ses propres résultats expérimentaux (courbe TEEY en fonction de l'énergie incidente). Pour des TEEY identiques les résultats de simulations multipactor obtenus avec différents codes de simulations sont cohérents entre eux [6], [17]. Dans les codes de simulations multipactor il est aussi possible d'utiliser des modèles qui calculent le TEEY en fonction de l'énergie incidente. Ces modèles TEEY utilisent uniquement quelques points expérimentaux [18]–[24]. Ils permettent aux utilisateurs ne possédant pas de données expérimentales TEEY de réaliser des simulations multipactor avec des TEEY « type ». À l'heure actuelle les codes de simulations multipactor permettent d'obtenir une puissance seuil précise pour des géométries simples et lorsque les données expérimentales complètes sont importées [6]. En absence de données expérimentales, ces seuils de puissances peuvent varier d'un ou plusieurs ordres de grandeur selon le modèle TEEY utilisé.

Les composants des antennes RF utilisées dans les tokamaks et dans le domaine du spatial peuvent être soumis à un champ magnétique continu. Dans le cas de la fusion nucléaire contrôlée, le champ magnétique est généré par l'ensemble des bobines du tokamak qui servent à confiner le plasma. Dans le domaine du spatial, en aval des amplificateurs faible bruit (LNA pour *Low Noise Amplifier*), sont placés des isolateurs afin de protéger ces amplificateurs d'éventuelle puissance réfléchie. Ces composants RF sont constitués d'aimants permanents et de ferrites. Les aimants génèrent un champ magnétique continu et statique au sein du composant micro-onde et des ferrites. La présence du champ magnétique n'est pas complètement considérée dans les

simulations de prédiction de la puissance seuil multipactor. Certains codes de simulations prennent en compte l'effet du champ magnétique sur les trajectoires électroniques au sein du guide d'ondes, lors de leurs parcours entre les parois du composant RF, mais l'influence du champ magnétique sur les propriétés d'émission électronique des matériaux n'est pas considérée [25]–[29].

De grandes marges de fonctionnement sont appliquées pour les systèmes RF afin d'éviter de détériorer les systèmes HF embarqués [30]. Ces marges permettent de se prémunir de phénomènes encore mal maîtrisés comme l'influence du champ magnétique sur les propriétés d'émission électronique des matériaux. Mais ces marges ont également un coût. Les travaux de thèse que nous synthétisons dans ce manuscrit consistent à caractériser et modéliser l'influence du champ magnétique sur les propriétés d'émission électronique. L'objectif est d'augmenter la précision des modèles TEEY et des moyens de prédictions des limites en puissance dues à l'effet multipactor.

Dans un premier temps, nous avons effectué une étude de sensibilité du TEEY et des modèles TEEY sur la puissance seuil de l'effet multipactor sans la présence de champ magnétique. L'objectif étant de déterminer quel modèle TEEY utiliser pour réaliser des prédictions de puissance seuil. Cette étude a été réalisée avec une géométrie simple. Elle est constituée d'un guide d'onde rectangulaire à faible hauteur, qui a été validé par de nombreuses études [31]. Pour cette étude de sensibilité, nous avons choisi le matériau Argent (Ag) car un grand nombre de données expérimentales existent sur ce matériau (nos propres mesures, un projet européen et une littérature dense). Nous avons ensuite réalisé des simulations multipactor afin d'étudier la sensibilité de la puissance seuil multipactor au TEEY. Pour cette étude nous avons défini la courbe TEEY avec sept régions d'intérêt, chacune ayant été étudiée indépendamment. Finalement, nous avons déterminé la précision des modèles TEEY utilisés pour les simulations multipactor sur leurs prédictions des puissances seuils multipactor. Le chapitre 2 détaille cette étude complète, qui a été publiée dans [32]–[34].

Nous avons ensuite étudié l'influence du champ magnétique sur l'émission secondaire, qui n'est pas considérée dans les simulations multipactor. Pour cela nous avons développé un nouveau dispositif expérimental. Ce dernier a été conçu pour réaliser des mesures expérimentales les plus proches possible de la situation réelle d'utilisation des composants RF. Nous avons élaboré un dispositif de mesure d'émission électronique en présence de champ magnétique continu (perpendiculaire à l'échantillon) ainsi que sa calibration précise. Une fois le protocole expérimental validé sans la présence du champ magnétique nous avons appliqué un champ magnétique dans l'environnement de l'échantillon pour étudier la loi de conservation des courants en présence de champ magnétique. Avec le champ magnétique, des électrons s'échappent de nos systèmes de diagnostic et ils sont collectés par les parois de l'enceinte à vide qui sont reliées à la masse, nous perdons alors l'information de ces électrons. Nous avons modélisé notre dispositif expérimental avec le logiciel SPIS [35], ce qui nous a permis d'acquérir une meilleure compréhension du fonctionnement du dispositif expérimental notamment sur les trajectoires électroniques en fonction du champ magnétique. Nous avons mis en place une méthodologie expérimentale pour la détermination du TEEY en présence de champ magnétique. Le développement du dispositif expérimental et du protocole expérimental pour la détermination du TEEY avec et sans la présence d'un champ magnétique est présenté au chapitre 3. Ces travaux ont été publiés dans [36], [37].

Le dispositif expérimental développé permet donc d'étudier l'influence du champ magnétique sur l'émission secondaire. Nous avons étudié un premier échantillon de cuivre de surface laminée et technique, non nettoyée. En suivant les mêmes conditions expérimentales, nous avons réalisé des mesures expérimentales sur un second échantillon de cuivre. Ces deux échantillons proviennent du même lot de fabrication mais nous avons modifié la morphologie de surface du second échantillon en effectuant un polissage mécanique puis un polissage par vibrations. Ces traitements de surface nous ont permis de polir la surface du second échantillon et ainsi analyser l'influence de la morphologie de surface sur le TEEY en présence de champ magnétique. Le TEEY d'un échantillon de cuivre poli par traitement électrochimique a aussi été étudié sous champ magnétique. Finalement, l'analyse de ces études nous a permis de discuter de l'influence de la présence du champ magnétique sur le seuil d'apparition de l'effet multipactor. L'ensemble de ces mesures et analyses est présenté au chapitre 4.

CHAPITRE I. ÉTUDE BIBLIOGRAPHIQUE ET ETAT DE L'ART

Contenu du chapitre I

1.1.	La problématique des décharges électroniques sous vide et du champ magnétique.....	12
1.1.1.	La fusion nucléaire contrôlée par confinement magnétique	12
1.1.2.	Le spatial	15
1.2.	Présentation de l'effet Multipactor.....	18
1.2.1.	L'histoire des études de l'effet multipactor	19
1.2.2.	Théorie de l'effet multipactor	20
1.2.3.	Méthodes de détermination du seuil multipactor	22
1.3.	Physique et propriétés de l'émission électronique sous impact d'électrons	24
1.3.1.	Physique de l'interaction électron-matière	24
1.3.1.1.	Description des rendements d'émission électronique de la surface.....	25
1.3.1.2.	Distribution en énergie des électrons émis	26
1.3.1.3.	Distribution angulaire des électrons émis.....	28
1.3.2.	Principaux paramètres influençant l'émission électronique	29
1.3.2.1.	Surface technique ou académique et effet de Dose	29
1.3.2.2.	Influence de l'angle d'incidence.....	31
1.3.2.3.	La rugosité de surface.....	32
1.3.3.	Méthodes expérimentales pour déterminer le TEEY	34
1.3.4.	Modèles d'émission électronique.....	36
1.3.4.1.	Les modèles analytiques.....	36
1.3.4.2.	Les modèles de type Monte-Carlo.....	37

1.1. La problématique des décharges électroniques sous vide et du champ magnétique

La fusion nucléaire contrôlée par confinement magnétique dans les réacteurs de type Tokamak et le domaine du spatial avec la charge utile des satellites utilisent des antennes Haute-Fréquence (HF) à forte puissance sous vide. Ces antennes peuvent être sujettes à l'effet multipactor qui est susceptible d'induire une dégradation des performances d'émission, de détériorer les composants du système et de les rendre partiellement voire totalement inutilisables. Pour ces deux cas d'études, un champ magnétique continu est présent et se superpose à la puissance HF.

1.1.1. La fusion nucléaire contrôlée par confinement magnétique

Nous nous intéresserons au système de génération de courant non-inductif à la fréquence hybride basse (LHCD pour *Lower Hybrid Current Drive*) utilisé à l'Institut de Recherche sur la Fusion par confinement Magnétique (IRFM) [38]. Ce système utilise 16 sources de puissance de 700 kW à la fréquence de 3,7GHz (Fig. 1) [39].

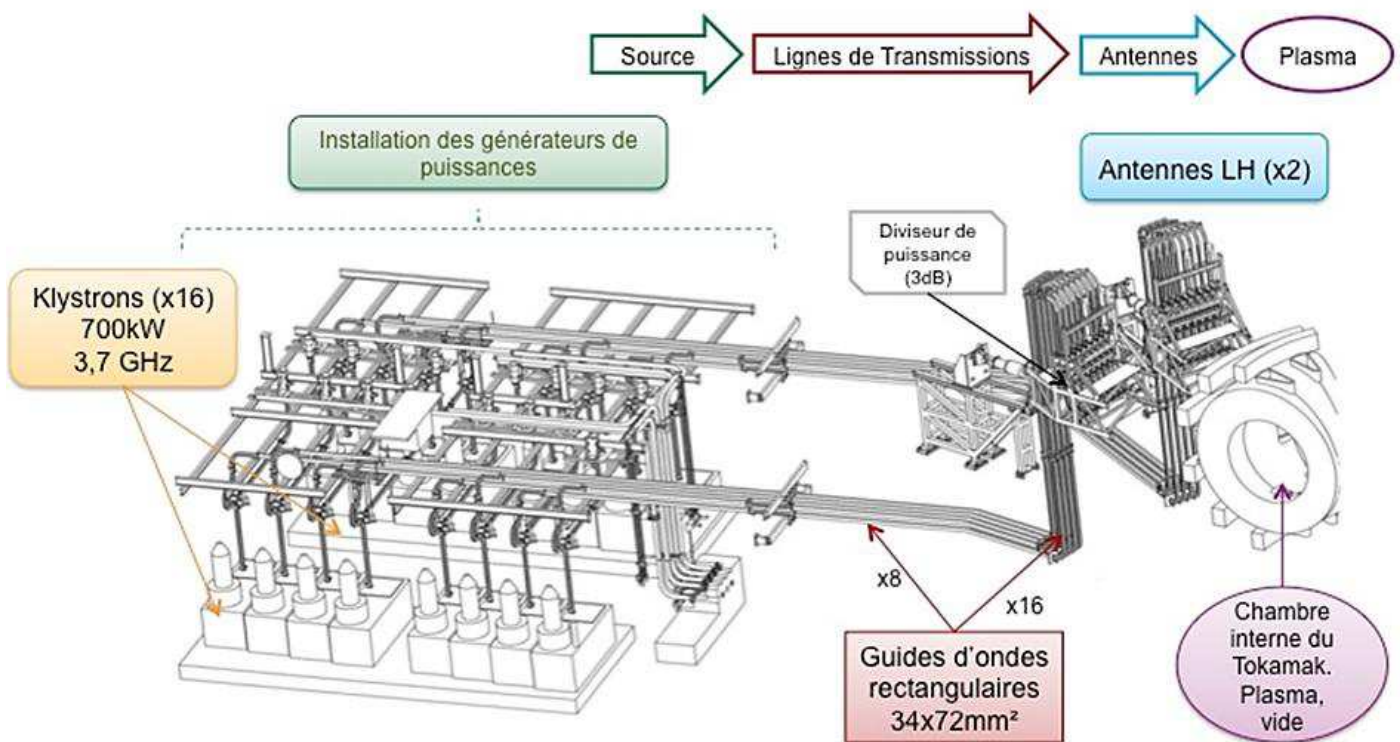


Fig. 1. Schéma représentatif du système LHCD de Tore Supra

Sur la Fig. 1 nous avons au début de la chaîne les sources de puissances : des générateurs RF permettant la création d'ondes aux fréquences de 3,7GHz. Nous utilisons des klystrons, des tubes électroniques à cavités résonantes qui permettent de générer des signaux RF à la fréquence souhaitée [40]. Ces ondes sont ensuite transmises jusqu'aux antennes rayonnant la puissance dans le plasma confiné du Tokamak. Des klystrons aux antennes, les ondes se propagent dans des lignes de transmissions, des guides d'ondes rectangulaires. Les

antennes et les klystrons sont sous un vide d'ordre de $10^{-3} - 10^{-4}$ Pa. Les lignes de transmissions sont maintenues à pression constante (≈ 1 bar) ou sous une pression d'azote (1 à 2 bars). La transition entre ces différents environnements se fait à l'aide de passages étanches (ou « fenêtres » RF) en céramique, qui sont étanches au vide et transparentes aux ondes électromagnétiques. Une antenne consiste en l'arrangement de guides d'ondes métalliques rectangulaires. Ils sont disposés selon un certain ordre dans les directions toroïdales (\approx horizontale) et poloïdales (\approx verticale). Cette disposition permet de transmettre au plasma une configuration particulière (un « spectre ») de l'onde RF et avec un champ électrique polarisé à la bouche de l'antenne dans la direction du champ magnétique toroïdal du tokamak.

Dans le cadre de la fusion magnétique contrôlée, nous cherchons à augmenter la puissance transmise au plasma par les antennes hybrides basses. Un des phénomènes pouvant limiter la puissance est l'apparition d'arcs électriques dans et aux extrémités des guides d'ondes de l'antenne. Ces décharges sont observables de l'intérieur de la chambre, comme le montre la Fig. 2, et sont parfois attribuées à l'effet multipactor.

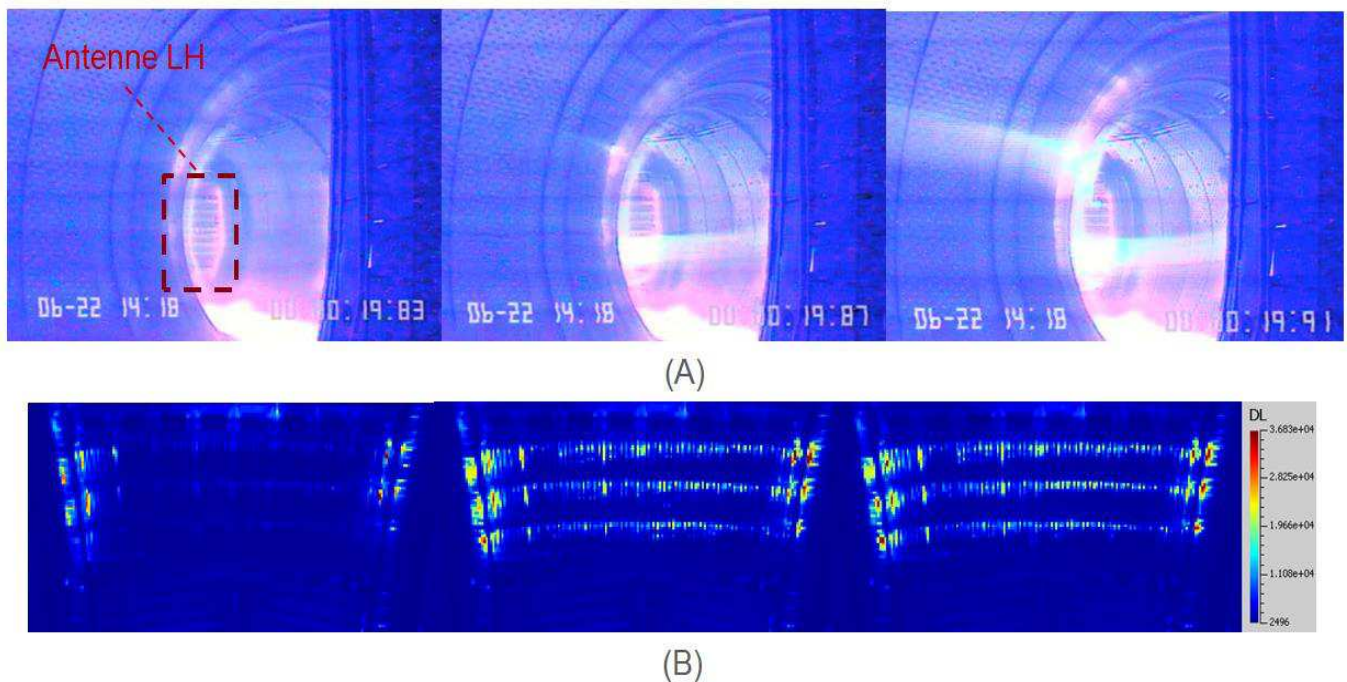


Fig. 2. Arc électrique se développant en quelques millisecondes au sein de la chambre à vide du Tore.

(A) : Vue de l'intérieur du tore à l'aide d'une caméra visible

(B) : Vue de la partie de l'antenne face au plasma avec une caméra infrarouge, observations d'une montée en température de certains composants.

Sur la Fig. 2. (A) nous observons l'apparition d'un arc électrique puis sa propagation en quelques millisecondes au sein de la chambre du tore. Sur la Fig. 2.(B) nous observons à l'aide d'une caméra infrarouge certains guides de l'antenne qui ont subis un échauffement important pendant cette décharge électrique. Compte tenu du caractère potentiellement destructif de tels phénomènes d'arcs électriques, la détection doit être immédiate pour protéger les antennes et éviter que l'arc électrique ne se développe davantage. Les

conséquences directes sont la diminution de la puissance couplée au plasma, la perturbation du signal RF, la dégradation des composants HF.

Dans le cas de la fusion nucléaire contrôlée par confinement magnétique, le champ magnétique est généré par les bobines du réacteur tokamak ainsi que le plasma au sein de la chambre du réacteur. Ses composantes peuvent atteindre quelques Tesla dans l'antenne (Fig. 3).

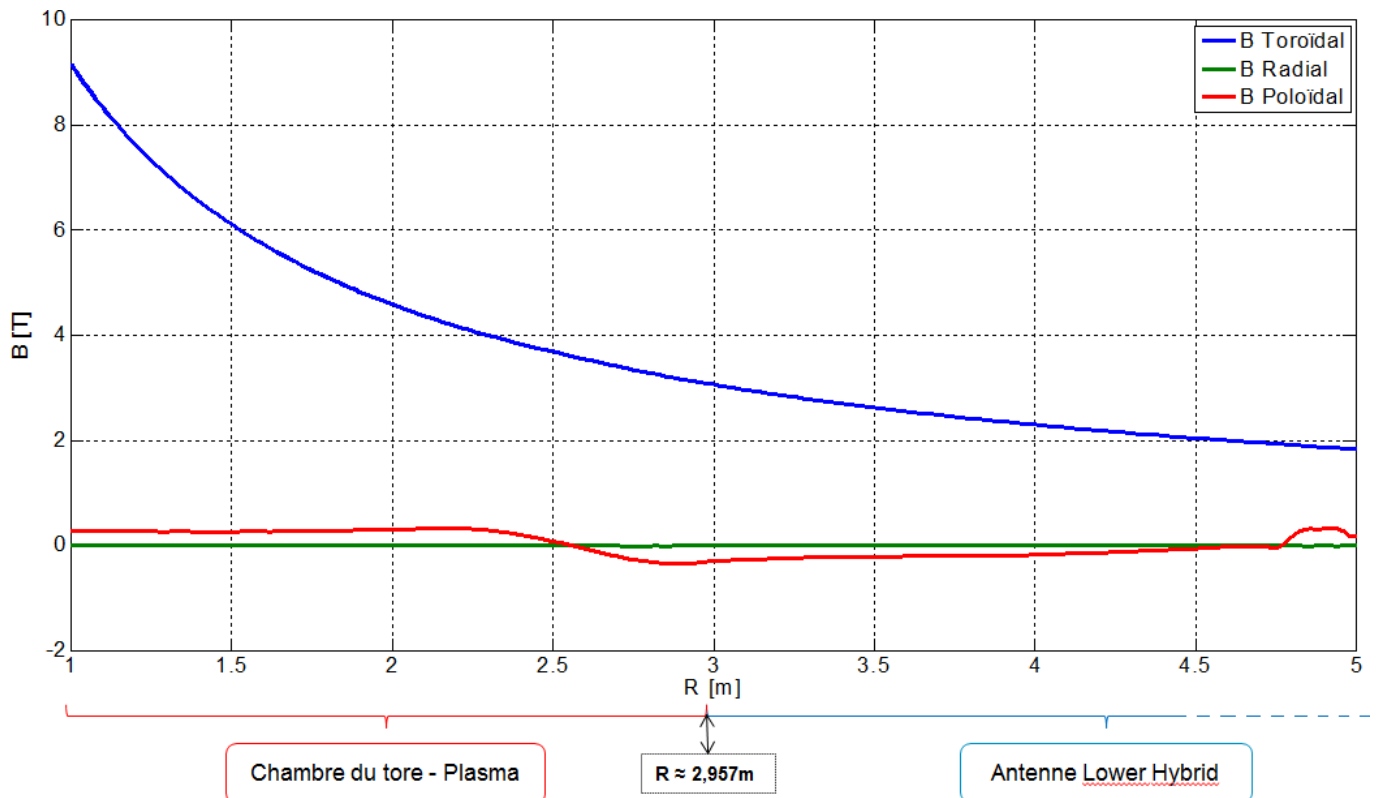


Fig. 3. Modélisation des composantes du champ magnétique au sein du Tokamak WEST par E.Nardon (CEA/IRFM).

Nous observons sur la Fig. 3 que la composante toroïdale du champ magnétique est prédominante par rapport aux composantes poloïdale et radiale. La composante poloïdale est de l'ordre de quelques dixièmes de Tesla tandis que la composante toroïdale est de l'ordre de quelques Tesla. La composante toroïdale du champ magnétique est perpendiculaire aux surfaces verticales des guides d'ondes rectangulaires utilisés dans les antennes LH (Fig. 1).

1.1.2. Le spatial

Le nombre d'applications utilisant les satellites de télécommunication est en constante augmentation avec notamment la téléphonie mobile, les réseaux professionnels, la diffusion télévisuelle et radio ainsi que les applications multimédia qui sont en constante progression. Les charges utiles sont conçues pour répondre à ces besoins de plus en plus nombreux en augmentant le nombre de canaux au sein des équipements de puissances ainsi que la puissance radiofréquence (RF) transmise. Les équipements de puissance RF doivent donc supporter des puissances de plus en plus élevées. La Fig. 4 représente schématiquement une charge utile de satellite de télécommunication transparent.

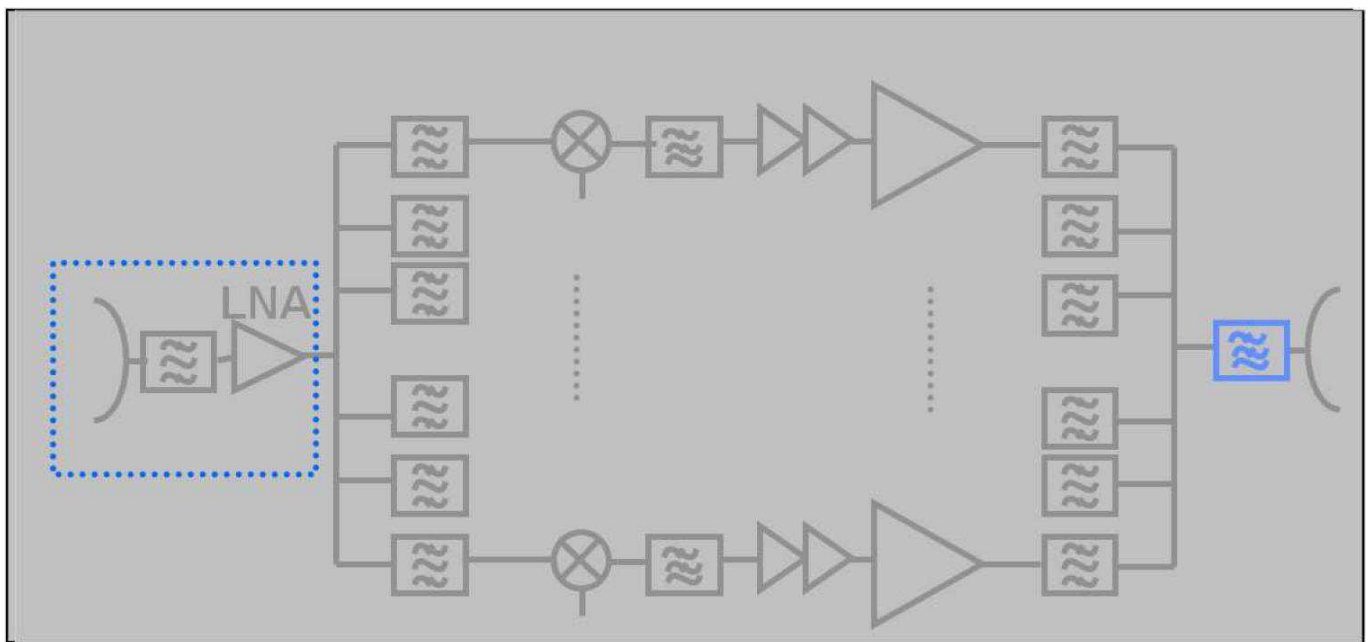


Fig. 4. Schéma représentatif d'équipements de puissance en sortie des émetteurs sur une charge utile de satellite [41]. LNA pour Low Noise Amplifier.

Sur la Fig. 4 nous observons sur la gauche un premier cadre correspondant à l'étape d'amplification faible bruit en présence de LNA (pour *Low Noise Amplifier*). Le signal reçu par le satellite sous la forme d'un multiplex fréquentiel est séparé en plusieurs canaux à l'aide d'un multiplexeur d'entrée (IMUX pour *Input MultipleXer*) : étape de canalisation. Dans tous les canaux, l'onde est amplifiée indépendamment par un amplificateur micro-onde de forte puissance (HPA : High Power Amplifier) afin d'obtenir la puissance souhaitée au niveau du multiplexeur de sortie (OMUX pour *Onput MultipleXer*). L'OMUX permet de combiner les canaux, puis un filtre passe-bas est utilisé pour supprimer les produits d'intermodulations. Le signal recombinaison est émis par une antenne (représentée sur la droite de la Fig. 4 par l'arc de cercle). L'ensemble des équipements RF situés en aval des LNA doivent donc supporter de fortes puissances RF et ceux situés après l'OMUX doivent résister à la puissance RF résultant de la combinaison de l'ensemble des canaux. De telles puissances peuvent engendrer des phénomènes de décharges électriques sous vide qui sont susceptibles d'endommager voire détruire les composants RF. Si la pression est inférieure à 10^{-3} Pa, l'apparition d'une décharge électrique est due à l'effet multipactor.

Des composants RF, sujets à l'effet multipactor, sont utilisés afin de protéger les amplificateurs (HPA) de tout retour d'ondes. Ces composants RF sont des tri-pôles nommés isolateur ou circulateur, ils peuvent être schématisés par la Fig. 5. Le port 1 est relié à l'amplificateur tandis que le port 2 est relié au multiplexeur de sortie (OMUX). Dans le cas d'un isolateur, le port 3 est une charge où toute onde entrant dans le port 2 est absorbée, protégeant ainsi le port 1 de tout retour d'onde. Pour le cas d'un circulateur, le port 3 n'est pas nécessairement une charge.

Pour un tel fonctionnement, ces composants sont constitués d'aimants permanents et de ferrites. Les aimants génèrent un champ magnétique continu et statique de l'ordre de quelques milliers de Gauss (quelques dixièmes de Tesla) au sein du composant micro-onde constitué de ferrites. Ces derniers sont des matériaux magnétiques et deviennent non-réciproques lorsqu'ils sont soumis à un champ magnétique extérieur. En effet leurs caractéristiques dépendent du sens de propagation de l'onde qui les traverse, cette spécificité est exploitée dans les circulateurs et isolateurs.

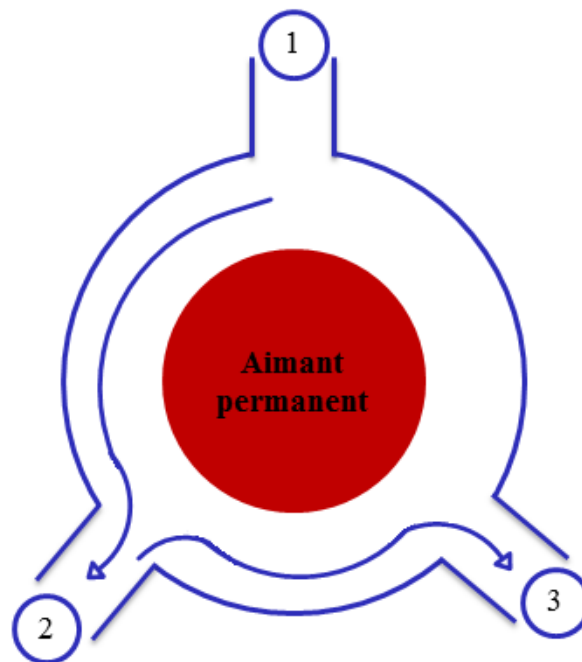


Fig. 5. Schéma d'un composant isolateur où le port 3 est une charge

Les composants utilisés dans le spatial dépendent de l'application, la nomenclature des bandes de fréquence micro-ondes est présentée dans le Table 1.

Table 1. Bandes de fréquence micro-ondes

Désignation	Gamme de fréquences	Gamme de longueur d'onde
Bande L	de 1 à 2 GHz	30 à 15 cm
Bande S	de 2 à 4 GHz	15 à 7,5 cm
Bande C	de 4 à 8 GHz	7,5 à 3,75 cm
Bande X	de 8 à 12 GHz	3,75 à 2,5 cm
Bande Ku	de 12 à 18 GHz	2,5 à 1,6 cm
Bande K	de 18 à 26,5 GHz	16,6 à 11,3 mm
Bande Ka	de 26,5 à 40 GHz	11,3 à 7,5 mm
Bande Q	de 33 à 50 GHz	9,1 à 6 mm
Bande U	de 40 à 60 GHz	7,5 à 5 mm
Bande V	de 50 à 75 GHz	6 à 4 mm
Bande E	de 50 à 90 GHz	6 à 3,3 mm
Bande W	de 75 à 110 GHz	4 à 2,7 mm
Bande D	de 110 à 170 GHz	2,7 à 1,8 mm

1.2. Présentation de l'effet Multipactor

L'effet multipactor et l'effet corona peuvent tous les deux déclencher des avalanches électroniques mais ne sont pourtant pas initiés par les mêmes phénomènes physiques. L'effet multipactor apparait sous vide tandis que l'effet corona apparait à plus haute pression (Fig. 6).

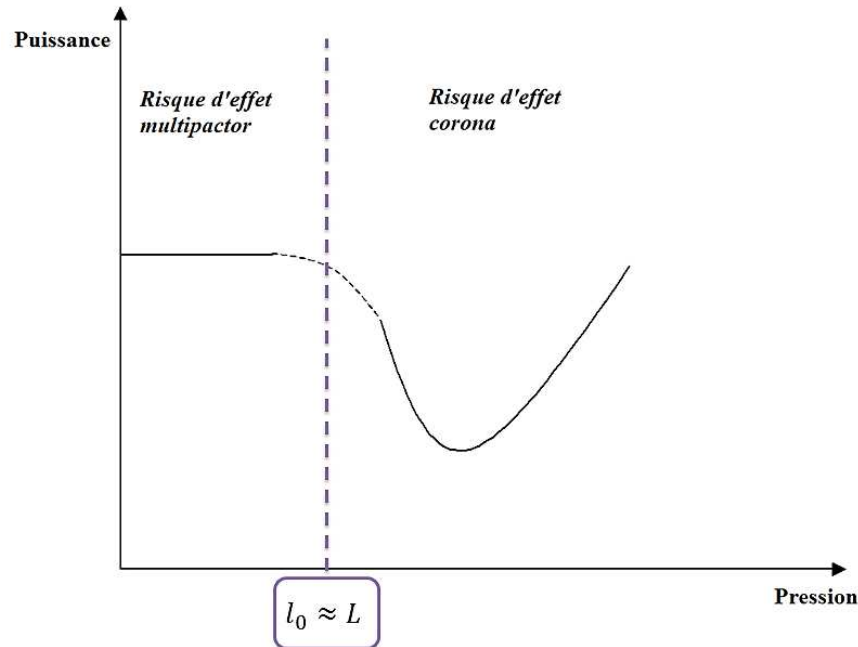


Fig. 6. Domaines de pression de l'effet multipactor et de l'effet Corona

La Fig. 6 montre une transition entre les deux phénomènes caractérisée par $l_0 \approx L$, où l_0 correspond au libre parcours moyen des électrons et L à la taille caractéristique du système étudié (pour un guide d'onde, L correspond à la distance entre les deux largeurs du guide). La formule (I-1) relie le libre parcours moyen électronique et la pression [42].

$$l_0[cm] \approx \frac{2 \cdot 10^{-3}}{p[Torr]} \quad (I-1)$$

Si le libre parcours moyen des électrons est largement supérieur à la taille caractéristique du système, soit $l_0 \gg L$, alors les conditions de pression sont celles du vide. Au contraire, si le libre parcours moyen des électrons est largement inférieur à la taille caractéristique du système, soit $l_0 \ll L$, alors les conditions de pression sont celles d'un gaz.

Pour les cas où $l_0 \gg L$ des décharges sous vide dues à l'effet multipactor sont susceptibles de se produire. La source de l'avalanche électronique est initiée et entretenue par les collisions des électrons sur la paroi à l'origine de l'émission électronique des matériaux de cette même paroi. Pour les cas où $l_0 \ll L$ on aura des décharges dues à l'effet corona, la source de l'avalanche électronique provenant de l'ionisation par la collision des électrons avec les molécules neutres du gaz.

L'effet corona n'étant pas le sujet de mon projet de thèse, nous ne le développerons pas ici.

1.2.1. L'histoire des études de l'effet multipactor

Le phénomène multipactor fut observé pour la première fois par le physicien français Camille Gutton en 1924 à Nancy [43] alors qu'il travaillait sur des décharges électriques à haute fréquence. Ces travaux dans les années 1920 étaient relatifs à des tubes de verre cylindriques. Ce phénomène fut ensuite identifié et étudié par le physicien américain Philo T. Farnsworth, qui lui donna le nom de *multipactor* en 1934 [44]. Ce physicien comprit l'intérêt d'une telle décharge électronique pour l'amplification du courant électrique des signaux tout en reconnaissant la dangerosité de ce mécanisme. Il travailla alors sur des géométries permettant de faire voyager la décharge du point d'origine jusqu'au système auxiliaire où l'on souhaite délivrer le signal. Farnsworth développa alors des amplificateurs qu'il nomma *Multipactors* et il les incorpora dans les premières structures télévisuelles. En 1940 le terme multipactor fut étendu du domaine des *Multipactors* (amplificateurs) de Farnsworth au phénomène néfaste que l'on connaît aujourd'hui.

Dans les années 1940, Gill et Von Engel ont introduit la première approche de ce qui constituera la théorie de la *constante-k* [45]. Ils ont au cours de leurs expériences démontré la nature des émissions d'électrons secondaires en remarquant que le multipactor était sensible à la vitesse d'émission électronique. Ils ont notamment établi une conjecture expérimentale : la vitesse d'émission d'un électron est proportionnelle à la vitesse d'impact de l'électron primaire selon un coefficient de proportionnalité noté k . Il a fallu attendre les années 1950 et les travaux de Hatch et William [46] pour voir la théorie de la *constante-k* formalisée. La théorie de Hatch a fait apparaître des diagrammes de susceptibilité, ou *diagrammes de Hatch*, qui permettent de définir les régions de l'espace puissance-fréquence-dimension dans lesquelles le multipactor peut se développer. Ces diagrammes représentent généralement des courbes « Tension seuil (V) = f (fréquence \times largeur de guide (en cm/s)) ». Ces travaux sont toujours utilisés aujourd'hui mais sont associés à des cas d'études « simples ». Pour des modèles plus complexes, de nouvelles approches ont émergé depuis.

Il a fallu attendre les travaux de Vaughan et Rodney [7] publié en 1988 pour trouver une alternative à la théorie de la *constante-k*. Ils ont remplacé l'hypothèse, non-justifiée, de proportionnalité entre la vitesse d'émission des électrons et la vitesse d'impact des électrons primaires par l'hypothèse d'une émission mono-énergétique non nulle des électrons.

Les deux théories principales proposées par Hatch et Vaughan ne prennent pas en compte ni le champ magnétique de l'onde RF, ni le champ magnétique statique dans la structure d'étude. Ce dernier étant l'objet de mon projet de thèse. C'est en 1997 que Riyopoulos [26] a été le premier à inclure le cas où règne un champ magnétique statique dans la cavité d'étude. Le champ magnétique était restreint à sa composante perpendiculaire au champ électrique de l'onde RF. L'auteur étudie les conditions nécessaires au développement de l'effet multipactor en considérant un champ magnétique statique orthogonal au champ électrique de l'onde RF. En 2007, Semenov [14] a publié ses résultats sur l'effet du champ magnétique de l'onde RF : il a étudié les cas de géométries de guides d'ondes rectangulaires, pour lesquels le multipactor devrait disparaître complètement en fonction du rapport *largeur de guide* (b) / *hauteur de guide* (a). Pour l'expliquer, Semenov rappelle que le champ magnétique de l'onde RF entraîne la dérive des électrons dans la direction du grand côté du guide. Cela est dû à la force de Miller, aussi connue sous le nom de force *pondéromotrice* [3], [40], qui traduit que les électrons ont tendance à se diriger vers les zones où le champ électrique est le moins important. Dans le cas d'un guide d'ondes rectangulaire, les électrons dérivant finissent

par être absorbés par les parois latérales, les petits côtés du guide. Cet effet est accentué lorsque la largeur du guide (b) augmente car les électrons mettent plus de temps entre deux impacts successifs, ils ont plus de temps pour dériver. Le raisonnement de Semenov conclut sur une valeur critique, dépendante des dimensions du guide d'onde rectangulaire, qui à partir de laquelle le multipactor disparaît : le multipactor serait impossible lorsque l'équation (I-2) est vérifiée.

$$\delta_{max} < 1,5 \cdot \cosh\left(\frac{b \cdot \pi}{a \cdot \sqrt{2}}\right) \quad (I-2)$$

où δ_{max} correspond au rendement maximal du nombre d'électrons secondaires émis sur le nombre d'électrons incidents (voir section 1.3.1.1, page 25). Cette relation a été vérifiée dans le cas du cuivre pour $\delta_{max} = 2,3$ [4].

En complément d'un nombre important de recherches expérimentales, l'étude de l'effet multipactor a pris une nouvelle dimension grâce aux codes de simulations. Les outils informatiques devenant de plus en plus performants, un grand nombre de codes a été créé, ce qui a facilité l'étude de structures HF plus complexes. À l'heure actuelle, nous trouvons un grand nombre de logiciels dédiés à l'étude du multipactor dont notamment FEST3D/SPARK3D [15], CST Studio [11], [47], MEST [9], ANALYST [10] ou encore MuSLi [12]. Cette liste est bien entendu non exhaustive et il est fortement envisageable que de nombreux codes soient développés en interne des laboratoires de recherches. Par exemple de nombreux codes ont été développés au CNES : [21] et [48]. Au CEA, le code MULH est aussi développé [4], [49] à partir du travail originel de M.Francisquez [50].

1.2.2. Théorie de l'effet multipactor

Nous présentons l'effet multipactor en s'appuyant sur l'exemple du cas d'un guide d'onde rectangulaire (Fig. 7) et en explicitant les conditions nécessaires au déclenchement de l'avalanche électronique. Des électrons libres se trouvent au sein du guide d'ondes malgré le vide dans lequel se situe le système HF. Ces électrons peuvent provenir du plasma dans le cas des réacteurs Tokamaks et de l'environnement radiatif spatial dans le cas des satellites. Une onde électromagnétique se propage au sein du guide d'onde, le mode de propagation est déterminé par les dimensions du guide et la fréquence de l'onde. En pratique et dans la plupart des cas, ces paramètres sont choisis pour permettre la propagation du premier mode propagatif, le mode fondamental TE₁₀ [51]. Les électrons libres présents au sein du guide d'ondes sont donc soumis au champ électrique et magnétique RF de l'onde. Ils sont accélérés par le champ électrique vers les grands côtés du guide d'onde rectangulaire (Fig. 7).

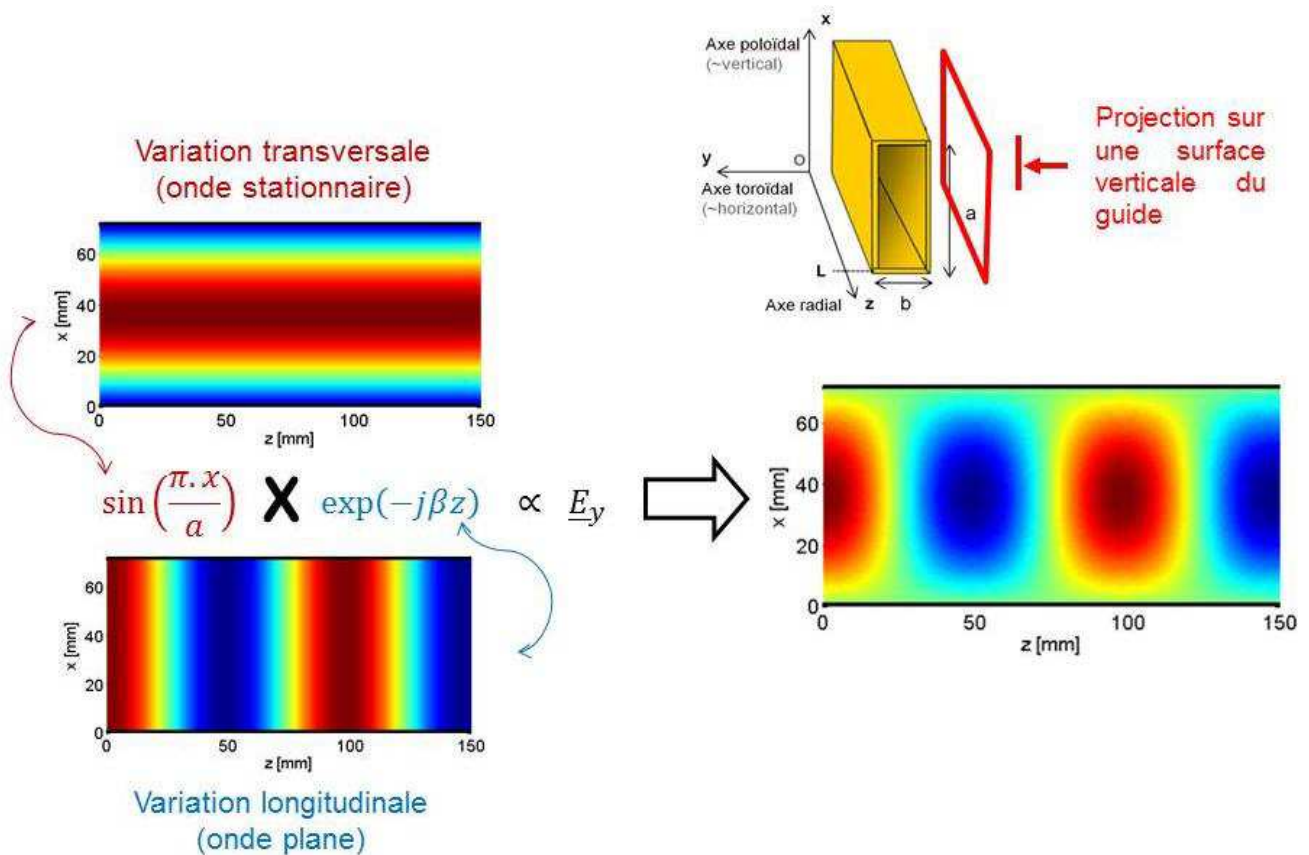


Fig. 7. Projection du champ électrique de l'onde électromagnétique se propageant dans un guide d'onde rectangulaire de dimension (a,b) avec $a > 2b$, selon le mode fondamental de propagation TE_{10} . β est le paramètre de phase de la propagation. En rouge foncé, le champ électrique est à son maximum d'intensité tandis qu'en bleu foncé, le champ électrique est à son minimum d'intensité. Les axes sont nommés en fonction des directions usuellement utilisées dans les antennes LHCD.

Les électrons peuvent entrer en collision avec les parois du guide d'ondes. L'impact électronique peut engendrer l'émission d'électrons par les parois. Nous développons cette physique de l'émission électronique sous impact d'électron dans la section 1.3 (page 24). Sous certaines conditions d'énergie et d'angle d'impact, le nombre d'électrons émis par le matériau peut être plus grand que le nombre d'électrons incidents. C'est-à-dire que le taux d'émission électronique totale, qui est le rapport entre le nombre d'électrons émis par le matériau sur le nombre d'électrons incidents sur le matériau, est supérieur à l'unité. Lorsque cette condition est respectée il y a augmentation du nombre d'électrons au sein du guide d'ondes. Pour que l'avalanche électronique se développe et que l'effet multipactor ait lieu, il est nécessaire que cette condition sur le taux d'émission électronique totale soit répétée. Cette répétition dépend du matériau des parois, du champ électrique et de la fréquence de l'onde qui se propage ainsi que des dimensions du guide d'ondes [48]. Les théories du multipactor se basent sur un synchronisme entre le temps de vol des électrons et la période de l'onde électromagnétique. Dans le cas de guides d'ondes rectangulaires, le temps de vol entre deux impacts électroniques doit correspondre à un nombre impair de demi-période de l'onde [5]. Si la résonance entre les trajectoires électroniques et l'onde électromagnétique est respectée comme la condition sur le taux d'émission électronique total (condition dépendant elle-même de l'amplitude du champ électrique RF et du matériau) alors l'effet multipactor se produit et l'avalanche électronique peut se développer.

Cet effet multipactor peut aussi apparaître dans de nombreuses géométries différentes : sur une unique surface, entre deux surfaces, dans des guides d'ondes rectangulaires comme circulaires.

L'effet multipactor est généralement caractérisé par un seuil, qui définit la limite à partir de laquelle l'avalanche électronique peut se développer. Ce *seuil multipactor* est exprimé en termes de *puissance seuil* (Watts, W) comme en termes d'amplitude de *champ électrique RF seuil* (V/m). Nous parlons principalement dans nos études en termes de puissance RF seuil car les outils de simulations exploités lors de ce projet de thèse utilisent cette nomenclature. La conversion entre la puissance et l'amplitude du champ électrique dans le cas d'un guide d'ondes rectangulaire prend en compte les dimensions du guide, la fréquence de l'onde, la permittivité du vide, la célérité de l'onde et éventuellement du taux d'onde stationnaire (puissance réfléchie) [50].

1.2.3. Méthodes de détermination du seuil multipactor

Pour déterminer les puissances seuils multipactor, deux méthodes sont possibles : l'expérience à l'aide d'un banc expérimental dédié à reproduire le phénomène physique [52] et la simulation numérique [9]–[12], [47]. La première méthode est plus onéreuse et plus contraignante que la seconde, mais elle reste nécessaire pour valider les résultats de simulations.

Banc de test pour des études multipactor

Les bancs de test multipactor sont communément utilisés dans le domaine du spatial afin de déterminer les limites en puissance de composants radiofréquences installés dans la charge utile des satellites. Le composant RF est placé sous vide dans ses conditions d'utilisations réelles, le signal RF se propage à l'intérieur de ce dernier avec une certaine puissance. Des électrons libres sont constamment générés par excitation des parois des composants par une source d'électrons qui peut être de différents types (canon à électrons, lampe UV, source béta). En augmentant la puissance RF par palier, le phénomène multipactor est détecté à partir d'un seuil de puissance. Il existe plusieurs moyens de détection qui peuvent être soit des moyens de détection globaux ou locaux. Les premiers nous donnent l'information sur l'apparition de l'avalanche électronique dans l'ensemble du composant sans pouvoir distinguer dans quelle partie du composant l'avalanche électronique s'est développée. Les méthodes de détection locales peuvent apporter cette information sur la localisation de l'avalanche électronique. Ces méthodes sont pratiques lors des phases de développement de composants RF, il est ainsi possible de connaître la partie du composant à modifier pour éviter l'apparition du multipactor. Nous conseillons de consulter l'article [52] pour avoir des explications détaillées des moyens de détection du multipactor.

Outils de simulations multipactor

Les outils de simulations multipactor permettent de prédire la puissance seuil de l'apparition de l'avalanche électronique. Pour effectuer une simulation multipactor il faut tout d'abord définir une géométrie d'étude, le composant RF étudié. Il faut ensuite calculer le champ électromagnétique de l'onde RF qui se propage au sein de ce composant. Il est possible d'utiliser les logiciels CST Studio Microwave® [53] ou ANSYS HFSS® [54] qui permettent de déterminer les cartes de champ électromagnétique de l'onde RF. Une fois ces étapes réalisées, les cartes de champ sont exportées dans le format compatible avec le logiciel utilisé pour les simulations multipactor. Les logiciels CST Particle® [11] et Spark3D® [55] permettent de réaliser des simulations multipactor. Pour chaque simulation, la puissance de l'onde est initialement fixée et la densité électronique au sein du guide d'ondes est suivie tout au long de la simulation. La densité électronique est réglable, il est nécessaire de simuler un nombre suffisamment grand d'électrons initiaux pour minimiser l'erreur de simulation. Ces réglages dépendent du code de simulation utilisé. Pour le logiciel Spark3D® par exemple, il faut simuler au moins 2000 électrons initiaux pour des géométries de guide d'ondes simples (guide de section droite constante) tandis que dans le cas de géométries plus complexes (transformateur, iris) il est préférable de simuler au moins 10000 électrons initiaux. L'apparition du multipactor, ou de l'avalanche électronique, est vérifiée lorsqu'une augmentation de la densité électronique a lieu et que ce soit sur le court ou le long terme. Le critère de multipactor est généralement basé sur une multiplication significative du nombre d'électrons initial et dépend du code de simulation utilisé. Inversement, si le nombre d'électrons initial chute significativement, nous considérons que le phénomène multipactor ne pourra pas se développer dans les conditions d'études simulées. Pour le logiciel Spark3D®, si le nombre d'électrons initial est multiplié par un facteur 5 alors le logiciel arrête la simulation et considère que la puissance est suffisante pour développer l'effet multipactor. Par contre, si la densité électronique chute d'un facteur 2 alors le logiciel considère que le multipactor ne peut pas se développer et la simulation s'arrête.

Pour déterminer la puissance seuil à partir de laquelle le multipactor apparait, il faut obtenir la puissance la plus faible pour laquelle le multipactor se développe. Le logiciel Spark3D® procède par dichotomie tandis que d'autres codes de simulations calculent des diagrammes de susceptibilité de l'effet multipactor (seuil multipactor en fonction du produit (fréquence de l'onde x largeur du guide)) [12], [21], [48].

1.3. Physique et propriétés de l'émission électronique sous impact d'électrons

L'étude des propriétés d'émission électronique des matériaux est indispensable pour l'analyse des limites en puissance dues à l'effet multiplicateur. Nous étudions l'émission électronique d'un matériau engendrée par un bombardement électronique uniquement. Sous un flux d'électrons incidents, un matériau peut absorber, rediffuser et/ou émettre des électrons. L'émission électronique est un phénomène de surface ; les électrons qui impactent le matériau sont dits électrons *primaires*. Les électrons atteignent au mieux des profondeurs de quelques dizaines de nanomètres pour des énergies d'incidences inférieures au keV. Cette profondeur varie avec l'angle d'incidence : si les électrons impactent la surface avec un angle θ par rapport à la normale, alors leurs profondeurs de pénétration sera réduite approximativement par un facteur $\cos\theta$. Cette propriété n'est toutefois pas vérifiée dans le cas d'électrons primaires de basses énergies, inférieures à quelques centaines d'eV. Pour ces énergies, des phénomènes de diffusion prédominent [56]. Les propriétés d'émission électronique d'un matériau vont donc dépendre de nombreux paramètres liés à la nature de la surface du matériau ainsi qu'au flux électronique incident. De nombreuses études ont été menées pour étudier la dépendance des propriétés d'émission électronique à l'état de surface (topographie, contaminant adsorbé), aux traitements de surface appliqués (étuvage, irradiation, érosion) et dans certains cas à la température [57]–[61].

1.3.1. Physique de l'interaction électron-matière

L'interaction des électrons incidents avec les parois entraîne des phénomènes physiques complexes qui se traduisent notamment par le transfert d'énergies entre les électrons incidents et le matériau. Les électrons primaires peuvent exciter les électrons des atomes du matériau par interaction individuelle (électron–électron) ou collective (plasmons de surface ou de volume). Les électrons incidents peuvent aussi transférer leurs énergies au réseau du matériau, on parle alors d'excitation de phonons. L'électron primaire peut subir des interactions inélastiques qui se traduisent par une perte d'énergie dans le matériau, ou des interactions élastiques (diffusion). Si l'électron subit des interactions élastiques il ne perd pas d'énergie mais il est dévié de sa trajectoire. Une partie des électrons primaires sont réémis dans le vide après une succession d'interactions élastiques et/ou inélastiques : nous parlerons dans ce cas d'électrons rétrodiffusés. Enfin, il est aussi possible qu'un électron primaire interagisse avec les électrons du matériau générant ainsi des électrons dits secondaires.

Les électrons secondaires sont générés d'une manière isotrope, ainsi tout électron secondaire ne pourra pas s'échapper de la surface du matériau. Pour s'échapper de la surface, un électron secondaire doit être généré proche de l'interface matériau-vide et être émis dans la direction de cette même interface. On définit généralement une profondeur d'échappement, notée d_s . Cette profondeur correspond à la profondeur statistique à partir de laquelle la probabilité d'émission dans le vide d'un électron secondaire soit quasi nulle. En effet, les électrons générés à une profondeur supérieure à d_s subiront des interactions et perdront leur énergie avant de franchir la barrière de potentiel matériau-vide. Pour les matériaux électriquement conducteurs, la profondeur d'échappement est de l'ordre de quelques nanomètres tandis que pour les isolants cette profondeur d'échappement peut atteindre dans certains cas les dizaines de nanomètres [58].

1.3.1.1. Description des rendements d'émission électronique de la surface

Nous définissons le rendement d'émission électronique totale, noté σ , comme le rapport entre le nombre d'électrons émis et le nombre d'électrons incidents. Ce rendement regroupe des électrons rétrodiffusés élastiquement, des électrons rétrodiffusés inélastiquement et des électrons secondaires. Le rendement d'émission des électrons rétrodiffusés est noté η tandis que le rendement d'émission des électrons secondaires est noté δ . Finalement nous avons (I-3) :

$$\sigma = \eta + \delta \tag{I-3}$$

Expérimentalement nous mesurons généralement le rendement d'émission électronique totale (σ), ce dernier est aussi noté TEEY pour « Total Electron Emission Yield ». La Fig. 8 représente une courbe de rendement d'émission électronique totale mesurée sur un échantillon de cuivre exposé à l'air (l'échantillon n'a été ni nettoyé, ni étuvé). Le TEEY est généralement caractérisé par quelques paramètres clefs tels que E_{C1} et E_{C2} , respectivement la première et la seconde énergie critique. Pour ces deux énergies, le rendement d'émission est égal à l'unité ($\sigma = 1$). Deux autres paramètres importants sont souvent tabulés : E_{max} et σ_{max} , respectivement, l'énergie d'incidence correspondante au maximum du TEEY et le maximum du TEEY.

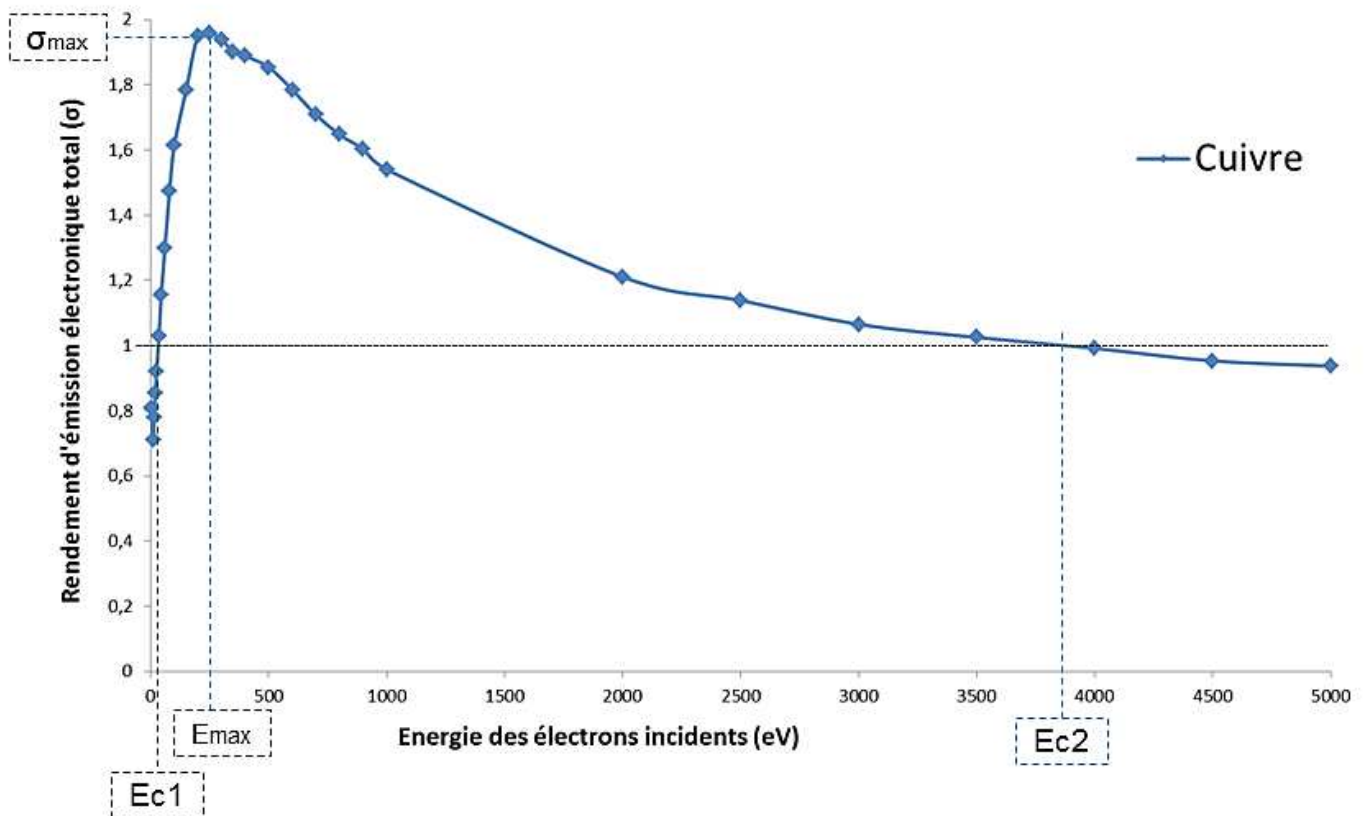


Fig. 8. Courbe expérimentale de rendement d'émission électronique totale en fonction de l'énergie des électrons incidents en eV. Mesures réalisées sur l'instrument DEESSE de l'ONERA sur un échantillon de Cuivre.

La Fig. 8 illustre l'allure typique d'une courbe de rendement d'émission électronique totale qui se traduit par une augmentation du TEEY en fonction de l'énergie incidente suivie d'une diminution.

Des travaux expérimentaux ont été menés pour représenter les courbes de rendement d'émission de chacun des deux types d'électrons (secondaire et rétrodiffusés) [62]–[68]. Le taux de rétrodiffusion (η) est caractérisé par l'apparition d'un plateau pour les hautes énergies. Le rendement d'émission des électrons secondaires, δ (noté en anglais par *Secondary Electron Yield*) a une allure similaire à celle du TEEY. Il admet aussi une première et une seconde énergie critique pour lesquelles le rendement est égal à l'unité ($\delta = 1$) comme un maximum (E_{max} ; δ_{max}).

1.3.1.2. Distribution en énergie des électrons émis

Les électrons secondaires et rétrodiffusés sont émis à des énergies allant de quelques meV à l'énergie des électrons incidents (la référence énergétique étant le niveau d'énergie du vide). La distribution énergétique de l'ensemble des électrons émis par la surface sous impact d'électrons peut être représentée schématiquement par la Fig. 9. L'axe des abscisses est généralement divisé en trois domaines d'énergies : le domaine ① correspond aux électrons secondaires, le domaine ② représente un fond continu caractéristique de l'émission des électrons rétrodiffusés inélastiquement tandis que le domaine ③ correspond au pic des électrons rétrodiffusés élastiquement qui se situe à l'énergie des électrons incidents.

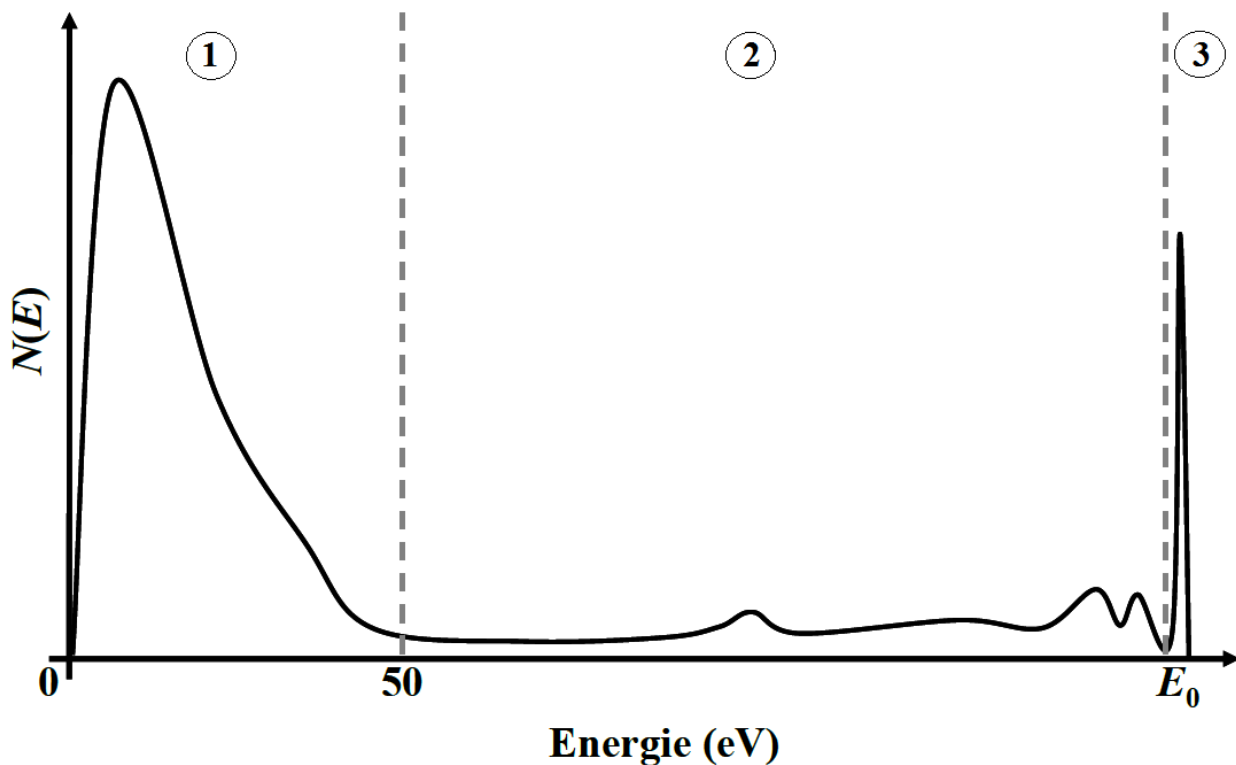


Fig. 9. Représentation de la distribution énergétique des électrons émis par la surface du matériau sous impact d'électrons d'énergie E_0 [69]

Par convention, la limite entre les domaines ① et ② a été définie à 50eV. Celle-ci a ainsi été utilisée arbitrairement pour distinguer les électrons secondaires des électrons rétrodiffusés [70], [71]. En réalité des électrons rétrodiffusés peuvent être émis à des énergies inférieures à 50 eV. Il n'existe pas d'énergie limite qui permet d'affirmer une distinction totale entre l'émission des électrons secondaires et rétrodiffusés. Il est toutefois possible de déterminer le ratio du nombre d'électrons secondaires sur le nombre d'électrons rétrodiffusés pour une énergie d'émission à l'aide de modélisation numérique. Le modèle Monte-Carlo OSMOSEE (ONERA Simulation Model for Secondary Electron Emission) [56], [72], permet de déterminer la contribution de chaque types d'électrons au spectre d'émission électronique. Les travaux et résultats obtenus à partir du code de modélisation OSMOSEE ont permis de montrer que la limite conventionnelle de 50eV entre l'émission des électrons secondaires et rétrodiffusés est applicable pour des électrons incidents à des énergies supérieures à quelques centaines d'eV [69]. Lorsque les électrons incidents ont une énergie inférieure à 100 eV, cette limite est inapplicable. Cela est illustré sur la Fig. 10 qui représente le spectre en énergie des électrons émis par l'aluminium à une énergie incidente de 25eV. Le spectre représenté par la ligne continue verte correspond à l'ensemble des électrons émis tandis que les traits pointillés représentent les spectres des contributions des électrons secondaires et rétrodiffusés. Nous observons une contribution des électrons rétrodiffusés au pic aux basses énergies arbitrairement attribué uniquement aux électrons secondaires.

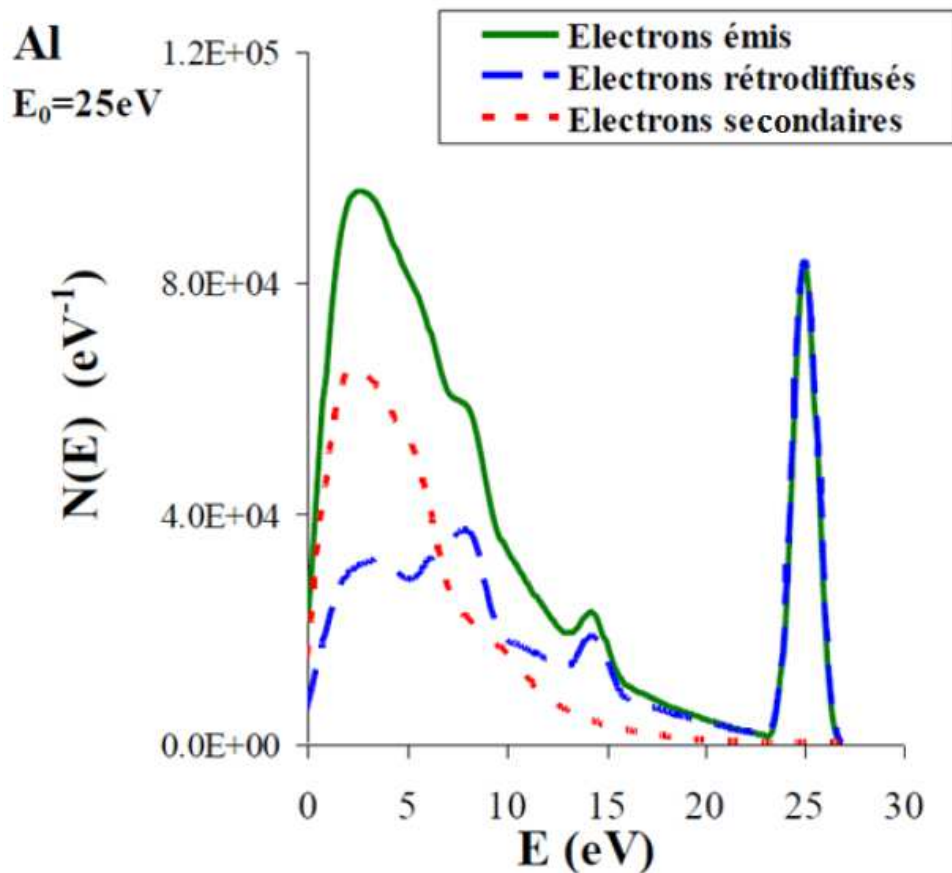
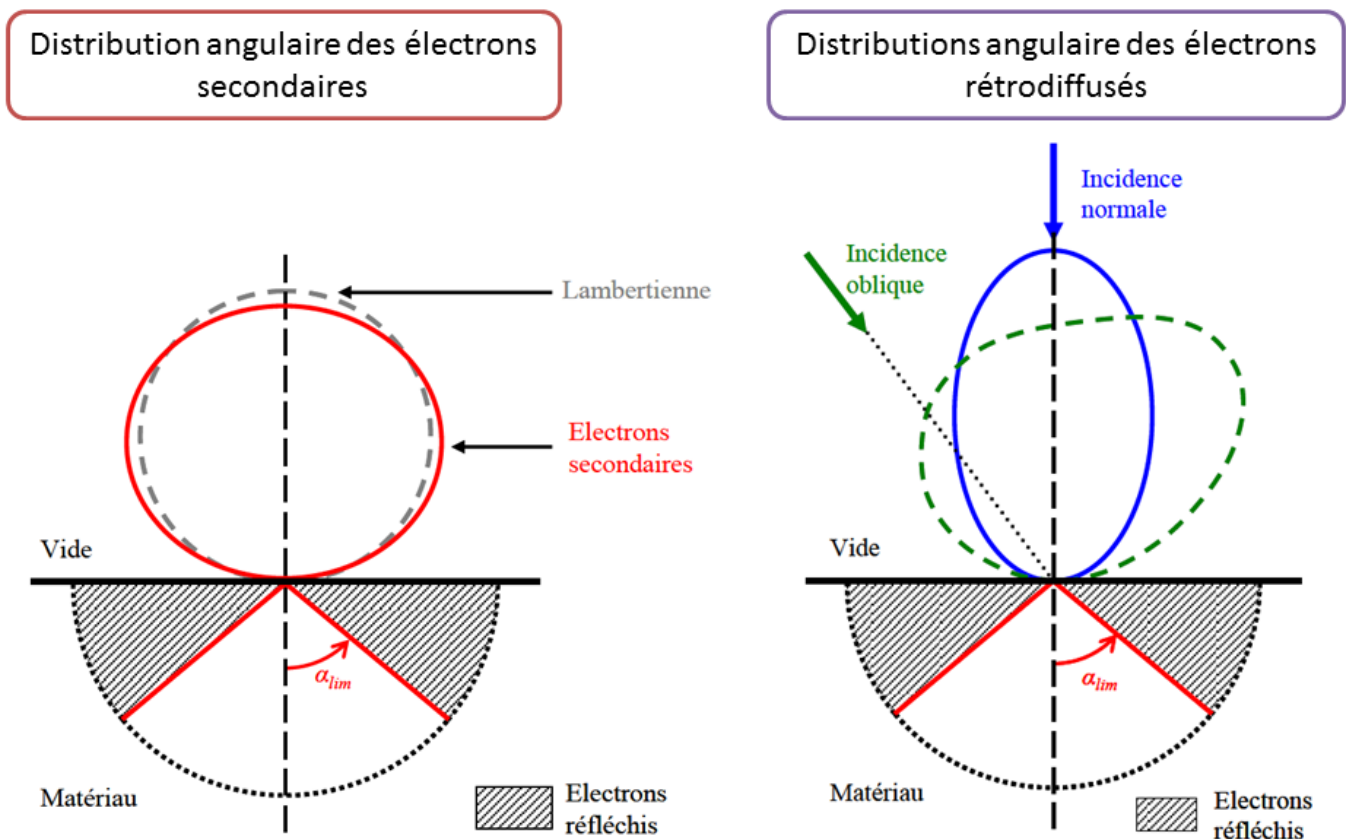


Fig. 10. Spectre en énergie des électrons émis par l'aluminium sous impact électronique d'énergie incidente de 25eV [69].

1.3.1.3. Distribution angulaire des électrons émis

La distribution angulaire est différente selon la nature de l'électron émis. La distribution angulaire des électrons secondaires est proche d'une distribution Lambertienne tandis que les électrons rétrodiffusés sont émis selon un lobe d'émission (Fig. 11). La distribution angulaire des électrons secondaire possède une faible dépendance à l'angle d'incidence du faisceau d'électrons primaires [73]. Pour les électrons rétrodiffusés, l'orientation du lobe d'émission dépend de l'incidence des électrons primaires [74], [75].



Faible dépendance envers l'angle d'incidence du
faisceau d'électrons primaires

Fig. 11. Distributions angulaire des électrons secondaires [73] et rétrodiffusés [74].

Nous observons sur la Fig. 11 que l'angle d'émission des électrons secondaires varie symétriquement par rapport à la normale à la surface, entre un angle rasant à la surface et une émission selon la normale à la surface. Cette observation a été confirmée par les travaux de Cazaux [73] sur la fonction de la transmission angulaire des électrons secondaires entre la matière et le vide.

1.3.2. Principaux paramètres influençant l'émission électronique

1.3.2.1. Surface technique ou académique et effet de Dose

L'émission électronique est influencée par l'état de surface du matériau [57]–[61]. Une distinction est communément faite entre les matériaux dits techniques « exposé à l'air » et les matériaux dits académiques. La distinction entre ces deux types de surfaces se résume en général dans les premiers nanomètres de profondeur dans le matériau. Dans le cas du matériau technique la surface sera recouverte d'une couche de composés hydrocarbonés [76]. Cette couche apparaît dès que le matériau est exposé à l'air et même sous vide [67]. Dans le cas d'un échantillon nettoyé, la surface limite du matériau est théoriquement composée de ce dernier uniquement. La Fig. 12 illustre cette distinction.

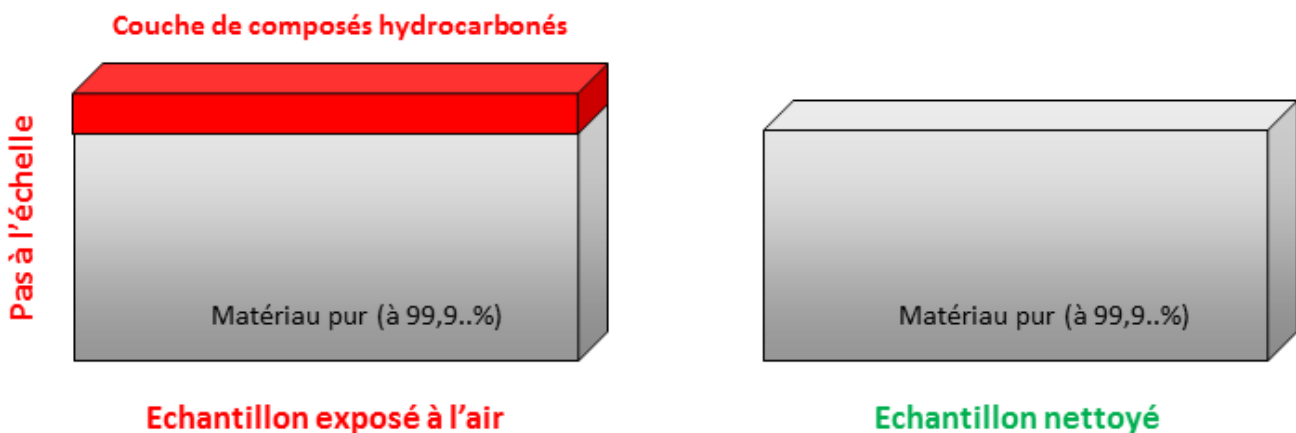


Fig. 12. Différence entre un échantillon dit « nettoyé » et un dit « exposé à l'air ». Présence d'une couche de composés hydrocarbonés (la taille de la couche n'est pas à l'échelle)

Pour obtenir un échantillon nettoyé, il est possible d'effectuer sous vide un étuvage ou une érosion ionique pour éliminer la couche de composés hydrocarbonés. L'échantillon dit académique peut aussi être directement synthétisé sous vide par dépôts chimiques en phase vapeur (CVD pour *Chemical Vapor Deposition*) [65].

Sur la Fig. 13, extraite de la référence [77], trois rendements d'émission électronique secondaire en fonction de l'énergie des électrons incidents pour un échantillon d'Aluminium sont représentés. Les mesures ont été effectuées après trois traitements de surfaces différents : après irradiation électronique à 500 eV avec une densité de charge de $2,9 \cdot 10^{-2} \text{ C/mm}^2$ (losange cyan) ou une densité de charge de $1,4 \text{ C/mm}^2$ (triangle bleu) et après un bombardement ionique d'Argon à 2 keV (carré vert).

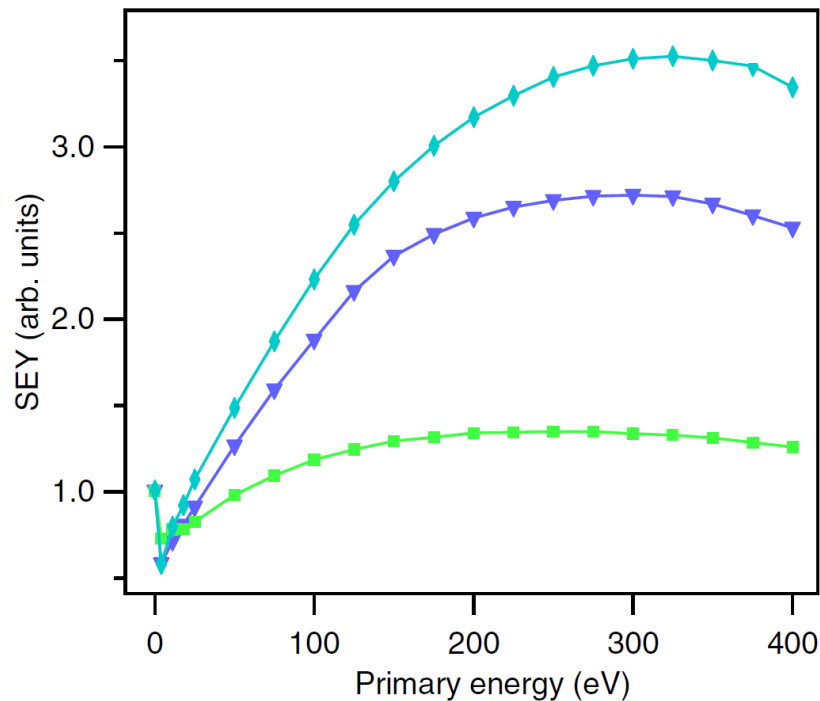


Fig. 13. Rendement d'émission électronique secondaire en fonction de l'énergie des électrons incidents pour un échantillon d'Aluminium [77] mesurés après trois traitements de surface différents : après irradiation électronique à 500 eV $2,9.10^{-2}$ C/mm² (losange cyan) ou avec 1,4 C/mm² (triangle bleu) et après un bombardement ionique d'Argon à 2 keV (carré vert).

Sur la Fig. 13, nous observons tout d'abord la diminution du rendement d'émission électronique due au bombardement ionique (carré vert). Une surface nettoyée de ses composants hydrocarbonés a un rendement plus faible qu'une surface technique. Ces observations ont notamment été confirmée par les travaux [57], [76].

Nous observons aussi l'effet de dose, c'est-à-dire l'effet de la densité de charge du faisceau d'irradiation, sur l'émission secondaire. Une densité de charges plus grande (triangle bleu) diminue le rendement d'émission électronique par rapport à une densité de charge plus faible (losange cyan). Cet effet de dose a aussi été étudié par [57] qui a mis en évidence la diminution du rendement d'émission électronique en fonction de l'augmentation de la dose. La Fig. 13 représente des mesures sur de l'Aluminium, les auteurs ont aussi étudié le cuivre [78] et ont notamment observé les mêmes phénomènes de dose.

L'exposition à l'ultravide sans apport d'énergie n'élimine pas les composés hydrocarbonés. En effet, sous vide, la cinétique de désorption des espèces adsorbées de la surface est faible. Celle-ci augmente lorsqu'un apport d'énergie est réalisé (étuvage, érosion, etc..). Le rendement d'émission électronique a été étudié en fonction de la température [79], [80]. Le rendement diminue lorsque la température de chauffe de l'échantillon augmente. L'apport d'énergie permet la désorption des composés hydrocarbonés de la surface, l'échantillon a alors une surface nettoyée. Nous retrouvons les observations de la Fig. 13 : le rendement d'émission électronique d'un échantillon nettoyé est plus faible que celui mesuré avec la présence des composés hydrocarbonés (surface technique).

Il est important de noter que la quasi-totalité des matériaux utilisés industriellement sont exposés à l'air au cours de leur cycle de vie. Les composants RF des satellites sont soumis à l'atmosphère ambiante avant d'atteindre le vide spatial, leurs surfaces sont donc contaminées. Dans l'application de la fusion nucléaire contrôlée et les réacteurs tokamaks, les parois des guides d'ondes sont d'abord étuvées à 200-250°C pendant plusieurs jours, avant d'être « conditionnées » par des séries d'impulsions HF. Les impulsions HF sont de très courte durée, typiquement 10 ms toutes les 100 ms, et permettent la désorption de contaminants présents sur les parois [81].

1.3.2.2. Influence de l'angle d'incidence

Nous définissons l'angle d'incidence θ des électrons primaires par rapport à la normale à la surface de l'échantillon (Fig. 14). Plus l'angle d'incidence est élevé, plus la profondeur de pénétration des électrons primaires diminue [82]. Pour des électrons primaires de même énergie, les électrons secondaires sont ainsi générés à une profondeur moyenne plus faible lorsque l'angle d'incidence augmente par rapport à une incidence normale. La probabilité des électrons secondaires de s'échapper de la surface du matériau est donc plus grande lorsque θ augmente. Ce phénomène induit que le rendement d'émission des électrons secondaires augmente en fonction de l'angle d'incidence. Qui plus est, les électrons primaires ont une probabilité de rétrodiffusion plus grande si leur angle d'incidence augmente [83]. Le rendement d'émission des électrons rétrodiffusés augmente donc aussi en fonction de l'angle d'incidence. Finalement le rendement d'émission électronique totale (TEEY) augmente en fonction de l'angle d'incidence des électrons primaires. La Fig. 14 illustre l'augmentation du TEEY en fonction de l'angle d'incidence θ obtenus par des mesures de rendements effectuées sur une cible de molybdène pour différents θ [60].

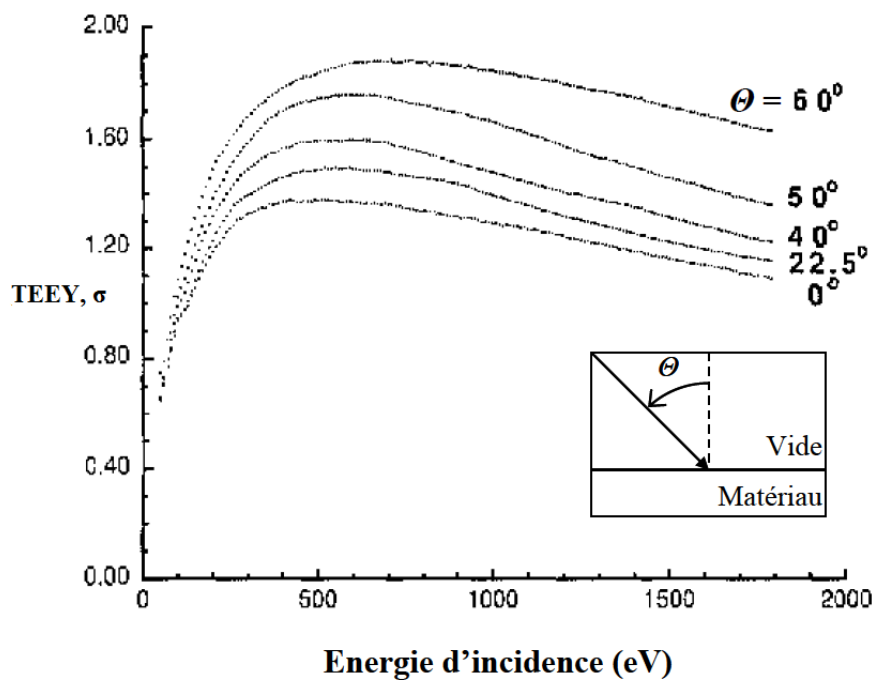


Fig. 14. Courbes de rendement d'émission totale (TEEY) en fonction de l'énergie incidente pour plusieurs angles d'incidence. Echantillon d'argent technique [60].

Sur la Fig. 15 nous observons que le rendement d'émission électronique totale augmente en fonction de l'angle d'incidence pour des énergies incidentes supérieures à environ 50 eV. Nous observons aussi que plus l'énergie incidente augmente, plus l'influence de l'angle d'incidence sur les rendements est accentuée. Ces observations ont aussi été réalisées par [84]. Pour expliquer ces phénomènes, il faut étudier la profondeur de pénétration moyenne des électrons primaires en fonction de la profondeur d'échappement des électrons secondaires (qui correspond à la profondeur statistique à partir de laquelle la probabilité d'émission dans le vide d'un électron secondaire soit quasi nulle). Aux basses énergies (< 50 eV) et quel que soit l'angle d'incidence, les électrons primaires ont une profondeur de pénétration moyenne plus faible que la profondeur d'échappement des électrons secondaires. L'angle d'incidence n'affecte donc pas le rendement d'émission électronique. Par contre, en augmentant l'énergie des électrons primaires, nous augmentons leur profondeur de pénétration moyenne qui devient plus grande que la profondeur d'échappement des électrons secondaires. Cet effet est minimisé lorsque l'angle d'incidence augmente car la profondeur de pénétration des électrons primaires diminue en fonction de l'angle d'incidence [82].

1.3.2.3. La rugosité de surface

Nous venons d'étudier l'influence de l'angle d'incidence sur les rendements d'émission électronique, or cette valeur est évaluée à l'échelle macroscopique (angle du plan de la surface de l'échantillon par rapport à l'axe du faisceau d'électrons primaires). Cette valeur est réaliste si la surface irradiée par le faisceau d'électrons primaires est plane. Mais à l'échelle microscopique la surface d'un matériau présente en général des irrégularités à partir du moment où celui-ci n'a pas subi de traitement de surface spécifique visant à donner une morphologie de surface déterminée. La Fig. 15 illustre une surface d'un matériau polycristallin ou amorphe qui présente une morphologie de surface aléatoire.

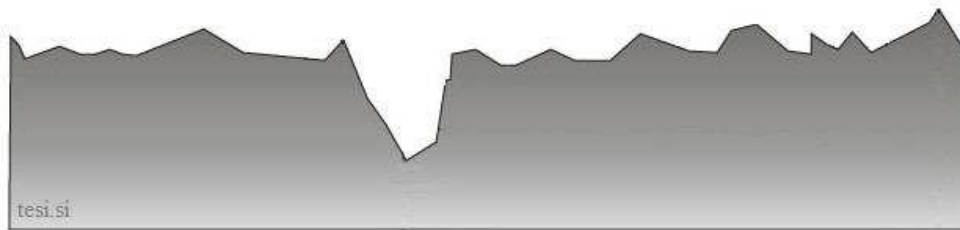


Fig. 15. Schéma d'un état de surface hasardeux pour un matériau quelconque

Les caractéristiques géométriques de la surface sont quantifiées par des paramètres de rugosité. À partir du profil de rugosité nous pouvons extraire des paramètres de rugosité définis selon des normes. Nous présentons le paramètre d'amplitude R_c et le paramètre d'espacement PS_m pour lesquels on rappelle les définitions obtenues à partir de la norme ISO 4287 [85] (norme standard la plus répandue) :

- R_c : valeur moyenne des hauteurs des éléments du profil, Z_t , à l'intérieur d'une longueur de base,

$$R_c = \frac{1}{m} \sum_{i=1}^m Z_{t_i} \quad (I-4)$$

- PS_m : valeur moyenne des largeurs des éléments du profil, X_{S_i} , à l'intérieur d'une longueur de base,

$$PS_m = \frac{1}{m} \sum_{i=1}^m X_{S_i} \quad (I-5)$$

La longueur de base que l'on considère généralement est la longueur totale de balayage afin de prendre en compte l'ensemble du profil.

Les irrégularités de surface induisent des effets à l'échelle microscopique qui modifient la quantité d'électrons émis localement. Deux mécanismes sont en compétition :

- L'augmentation de l'angle d'incidence moyen, ce qui augmente le rendement d'émission électronique totale [60], comme nous l'avons précédemment.
- Un effet d'ombrage : les irrégularités de surface peuvent augmenter la probabilité de recollection des électrons émis, diminuant ainsi le nombre d'électrons qui s'échappent de la surface, ce qui tend à diminuer le rendement d'émission électronique.

L'effet d'ombrage est prédominant sur l'effet de l'angle d'incidence lorsque les éléments du profil de surface ont des dimensions verticales (perpendiculaires à la surface) plus grandes que des dimensions horizontales. Le cas (a) sur la Fig. 16 peut ainsi diminuer le rendement d'émission électronique alors que le cas (b) peut induire au contraire une augmentation du rendement d'émission électronique.

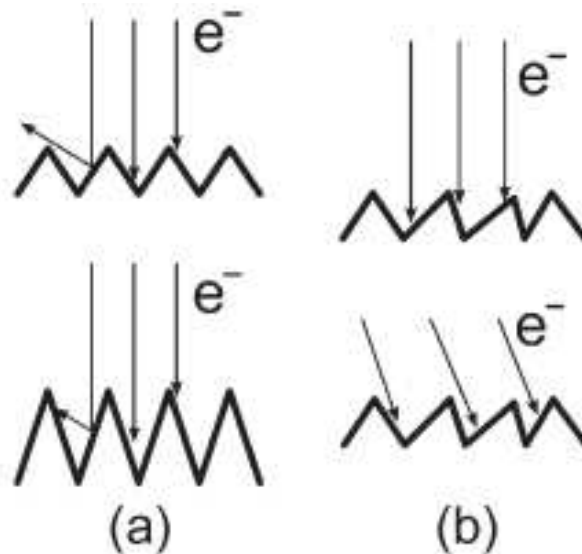


Fig. 16. Illustration de l'effet des irrégularités de surface sur l'émission électronique [82]

Des travaux ont été menés sur des surfaces dont les morphologies ont des dimensions contrôlées [61], [86]. Les auteurs ont créé des surfaces périodiques constituées de rainures rectangulaires ou triangulaires dont la hauteur et la largeur des rainures sont contrôlées. Ils ont aussi étudié des surfaces polies. Les auteurs mesurent le rendement d'émission électronique totale sous impact d'électrons de ces trois types de surfaces. Ils étudient aussi le TEEY en fonction de l'angle d'incidence macroscopique pour ces mêmes surfaces. Le

TEEY dépend de la morphologie de surface et il peut diminuer ou augmenter en fonction des dimensions des éléments de surface et de l'angle d'incidence.

Les auteurs observent aussi que le rendement d'émission électronique d'un matériau avec un surface accidentée est moins sensible à un changement d'angle d'incidence macroscopique par rapport au rendement d'émission électronique d'un matériau ayant une surface plus plane. Les mêmes observations ont été réalisées dans la référence [63].

1.3.3. Méthodes expérimentales pour déterminer le TEEY

Le rendement d'émission électronique totale (TEEY, σ) d'un matériau sous impact d'électrons se détermine expérimentalement. La méthode consiste à irradier un échantillon avec des électrons puis à mesurer la quantité d'électrons émis par cet échantillon. Le faisceau électronique utilisé pour irradier l'échantillon est généré par un canon à électrons permettant une émission mono-énergétique (à $\pm 0,6$ eV). Le flux incident reçu par le matériau, noté I_0 , est réparti entre le courant électrique qui traverse l'échantillon, noté I_e , et le courant émis par l'échantillon, noté I_c . La loi de conservation de la charge est respectée [58], que nous exprimons avec l'expression (I-6) et qui est illustrée par la Fig. 17.

$$I_0 = I_e + I_c \quad (I-6)$$

Le rendement d'émission électronique totale (TEEY, σ) est défini comme le rapport entre le nombre d'électrons émis et le nombre d'électrons incidents. Il peut être calculé à partir des trois expressions (I-7), (I-8) et (I-9) [87].

$$\sigma = \frac{I_0 - I_e}{I_0} \quad (I-7)$$

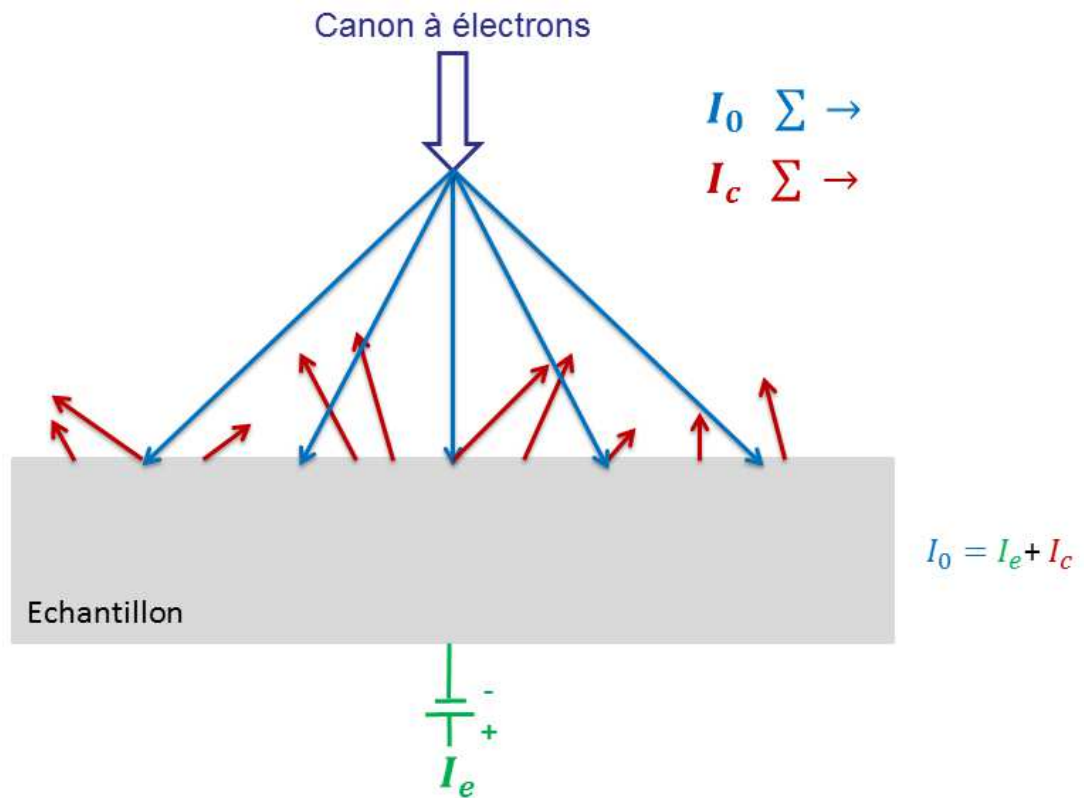
$$\sigma = \frac{I_c}{I_0} \quad (I-8)$$

$$\sigma = \frac{I_c}{I_e + I_c} \quad (I-9)$$

D'après les expressions (I-7), (I-8) et (I-9), nous pouvons déduire les besoins expérimentaux pour la détermination du TEEY : il est nécessaire de mesurer au moins deux des trois courants I_0 , I_e et I_c . Il existe deux grandes méthodes pour obtenir le TEEY :

- La méthode du courant échantillon qui mesure les courants I_0 et I_e , qui est notamment utilisée par [76], [84], [86]–[93].
- La méthode du collecteur qui mesure les courants I_0 et I_c . Elle est notamment utilisée par [57], [61], [87], [90], [94]–[97].

Certaines installations expérimentales peuvent utiliser les deux méthodes comme notamment [87], [90].



$$\frac{\Sigma \rightarrow : \text{Electrons émis (secondaires + rétrodiffusés)}}{\Sigma \rightarrow : \text{Electrons incidents (primaires)}} = \sigma (\text{TEEY}) = \frac{I_c}{I_0} = \frac{I_0 - I_e}{I_0} = \frac{I_c}{I_c + I_e}$$

Fig. 17. Schéma d'un échantillon soumis à un flux incident électronique (I_0) émettant des électrons secondaires et rétrodiffusés. Illustration de la méthode de mesures des courants pour le calcul du rendement d'émission électronique totale (TEEY, σ).

Irradiation par un faisceau continu ou pulsé

La méthode des courants présentée ci-dessus peut être utilisée avec un flux électronique incident continu [84], [94] ou pulsé [89]. Le régime pulsé est généralement utilisé pour éviter des phénomènes de charges [98] ou des phénomènes de conditionnement de la surface (désorption de la couche de contamination et d'oxydation présent sur la surface). Pour travailler en régime pulsé, un générateur d'impulsion est nécessaire, nous contrôlons alors le flux électronique primaire. Il est possible de régler la durée de l'impulsion (de l'ordre de quelques ms), sa période (de l'ordre de vingt fois la durée de l'impulsion) et son intensité.

Le régime continu peut être utilisé pour les conducteurs mais ne convient pas pour l'étude des diélectriques chargeants. Seul le régime pulsé doit être utilisé avec les diélectriques qui présentent une faible conductivité pour être en mesure de compenser les effets de charges dus au faisceau incident et à l'émission électronique.

1.3.4. Modèles d'émission électronique

Les propriétés d'émission électronique des matériaux sont exploitées dans de nombreuses applications scientifiques et industrielles. L'obtention de ces propriétés par des moyens expérimentaux est coûteuse et complexe. Par conséquent, des modèles d'émission électronique ont été développés pour prédire les propriétés d'émission électronique des matériaux. Il existe deux types de modèles principaux : les modèles analytiques et les modèles basés sur la méthode de simulation Monte-Carlo.

1.3.4.1. Les modèles analytiques

La plupart de ces modèles sont empiriques [18], [19], [21], [23], [24], [99] tandis que d'autres sont physiques, comme celui de Dionne [20]. Les modèles empiriques sont généralement formulés avec une ou deux expressions mathématiques permettant de calculer le rendement d'émission électronique en fonction de l'énergie des électrons incidents (notée E_i). Les expressions sont basées sur quelques paramètres caractéristiques simple comme le maximum d'une courbe de rendement (E_{max} ; σ_{max}) comme cela est le cas pour le modèle de Dekker [19] exprimé avec .

$$\sigma = \sigma_{max} * \frac{s \cdot \left(\frac{E_i}{E_{max}}\right)}{s - 1 + \left(\frac{E_i}{E_{max}}\right)^s} \quad (I-10)$$

où s est un paramètre de fit.

Le modèle de Dionne est basé sur une approche différente, il a été développé pour transcrire mathématiquement les principales étapes qui conduisent à l'émission des électrons secondaires par la surface d'un matériau. Son expression (I-11) est constituée de plusieurs termes traduisant la génération des électrons secondaires (I-12), leur transport au sein du matériau (I-13) et leur franchissement de la barrière de potentiel entre la surface et le vide (constante B).

$$\delta = \frac{B}{\zeta} \cdot (A \cdot n \cdot \lambda_0)^{\frac{1}{n}} \cdot \left(\frac{R}{\lambda_0}\right)^{\frac{1}{n-1}} \cdot (1 - e^{-\frac{R}{\lambda_0}}) \quad (I-11)$$

$$\text{génération des électrons secondaires : } \frac{1}{\zeta} \cdot (A \cdot n \cdot \lambda_0)^{\frac{1}{n}} \cdot \left(\frac{R}{\lambda_0}\right)^{\frac{1}{n-1}} \quad (I-12)$$

$$\text{Transport des électrons secondaires : } (1 - e^{-\frac{R}{\lambda_0}}) \quad (I-13)$$

- δ est le rendement d'émission des électrons secondaires
- B est la probabilité de franchissement de la barrière de potentiel (matériau/vide)
- A est la constante d'absorption des électrons incidents
- R est la profondeur de pénétration des électrons incidents
- ζ est l'énergie requise pour exciter un électron secondaire
- λ_0 est la profondeur moyenne d'échappement d'un électron secondaire
- n représente la loi de puissance

1.3.4.2. Les modèles de type Monte-Carlo

Ils permettent de déterminer les rendements d'émission électronique (σ , δ et η) mais aussi la distribution en énergie et angulaire pour les électrons secondaires et pour les électrons rétrodiffusés. Ces modèles probabilistes ont été développés pour reproduire numériquement les interactions électrons-matière.

Le logiciel CASINO [100] est couramment utilisé dans la communauté de la micro-analyse par spectroscopie d'émission de rayons X. Le logiciel GEANT4 [101], [102] est utilisé dans de nombreux domaines d'applications comme notamment la physique des hautes énergies, l'astrophysique, la physique du spatiale ou encore la physique médicale. Initialement les modèles d'interactions électrons-matière de ces deux logiciels ont été développés pour les hautes énergies et n'étaient pas valables pour des énergies inférieures à 500 eV. La physique de l'émission secondaire étant de l'ordre de quelques eV, il n'était pas judicieux d'utiliser ces logiciels pour des études des propriétés d'émission secondaire. Des travaux ont donc été menés à l'ONERA pour développer le modèle Monte-Carlo nommé OSMOSEE permettant d'étudier les propriétés d'émission électronique aux basses énergies (< 500 eV) et supérieures jusqu'à 2000 eV [56], [69], [103]. Récemment, un module a été implémenté dans le modèle GEANT4 pour réaliser des études aux basses énergies [104].

CHAPITRE II. ÉTUDE DE SENSIBILITE DE SEUIL MULTIPACTOR AU TEEY ET AUX MODELES TEEY

Contenu du chapitre II

2.1.	Introduction	40
2.2.	Définition des courbes TEEY de référence.....	42
2.3.	Étude de sensibilité de la puissance seuil multipactor au TEEY	51
2.4.	Étude de la précision des modèles TEEY sur la puissance seuil multipactor.....	53

2.1. Introduction

Nous l'avons vu dans le chapitre précédent, la puissance seuil multipactor est la puissance à partir de laquelle le phénomène d'avalanche électronique sous vide peut se développer au sein d'un guide d'ondes. Ce phénomène peut entraîner de sérieuses dégradations des systèmes RF hautes puissances. Cette puissance seuil doit donc être déterminée précisément afin d'éliminer les risques de détérioration des systèmes. Cette puissance peut être déterminée avec des tests multipactor, moyens onéreux, ou avec des codes de simulations multipactor. Au sein de ces codes, l'interaction électrons-matière est notamment déterminée par le rendement d'émission électronique totale (σ) que l'on note TEEY pour *Total Electron Emission Yield*. Nous parlons de courbe TEEY lorsque ce TEEY est exprimé en fonction de l'énergie des électrons à l'impact avec la matière, notée E_i .

Nous avons réalisé des simulations multipactor identiques avec les deux logiciels CST Studio Particle® [11] et Spark3D® [55] dans le cas de guide d'ondes de géométrie simple type « plaques parallèles » [48] et nous obtenons des puissances seuils cohérentes entre les deux outils, avec moins de 2% de différence. Ces simulations ont été réalisées en important directement au sein des deux logiciels la même courbe TEEY. Ces données ont été obtenues expérimentalement à l'ONERA.

Si l'utilisateur des codes de simulations multipactor ne possède pas la courbe TEEY expérimentale, les logiciels proposent des modèles TEEY associés à différents matériaux. Nous avons étudié six modèles TEEY [18]–[21], [23], [24] et les puissances seuils obtenues en les utilisant dans des simulations multipactor, pour un même matériau. La plupart des modèles TEEY sont empiriques [18], [19], [21], [23], [24] tandis que d'autres sont physiques, comme celui de Dionne [20]. Pour leur grande majorité, ces modèles se basent sur un seul point caractéristique de la courbe TEEY, celui du maximum (E_{max}, σ_{max}) comme par exemple le modèle de Seiler [24] (II-1).

$$\sigma = 1,11 \cdot \sigma_{max} \cdot \left(\frac{E_i}{E_{max}} \right)^{-0,35} \cdot \left(1 - \exp \left(-2,3 \cdot \left(\frac{E_i}{E_{max}} \right)^{1,35} \right) \right) \quad (II-1)$$

La plupart des modèles TEEY ont été élaborés en se basant sur des mesures expérimentales pour des énergies électroniques supérieures à 100 eV. Ils n'ont donc pas été développés pour être précis aux basses énergies (< 100 eV). Cette caractéristique est illustrée sur la Fig. 18 qui représente les TEEY en fonction de l'énergie des électrons incidents de 1 à 10000 eV obtenus à partir des modèles TEEY [18]–[21], [23], [24]. Pour calculer les TEEY avec ces modèles TEEY nous avons exploité des mesures expérimentales réalisées à l'ONERA sur un échantillon d'argent. Nous avons utilisé une échelle logarithmique en abscisse pour l'énergie des électrons incidents afin d'avoir une représentation plus claire du TEEY aux basses énergies.

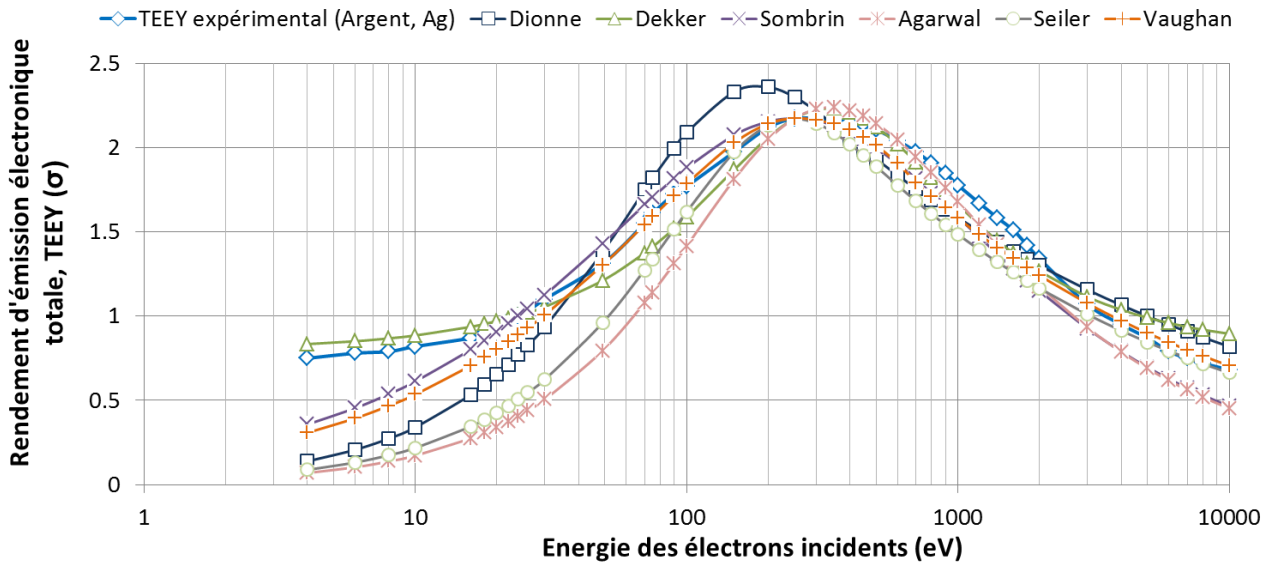


Fig. 18. Comparaison des TEEY en fonction de l'énergie des électrons incidents obtenues à partir des modèles TEEY [18]–[21], [23], [24]. Données expérimentales exploitées : TEEY d'un échantillon d'argent technique.

Nous observons des différences notables entre les TEEY obtenus à partir des modèles TEEY [18]–[21], [23], [24] pour un même matériau, l'argent. La première énergie critique varie entre 24 et 65 eV selon les modèles TEEY. Le maximum varie en énergie entre 200 et 350 eV et en rendement entre 2,17 et 2,36.

Nous avons alors étudié la puissance seuil multipactor obtenue en utilisant chacun de ces six modèles TEEY dans les simulations multipactor pour ce cas particulier de TEEY. Nous avons utilisé le logiciel Spark3D® avec le même guide d'ondes étudié lors de notre comparaison de CST Studio Particle® et Spark3D. La seule variation entre les simulations a ainsi été de changer de modèle TEEY. Pour chaque modèle TEEY [18]–[21], [23], [24], dix simulations multipactor identiques ont été effectuées et nous en avons extrait les puissances seuils moyennes (Tableau 1). Nous avons aussi effectué dix simulations multipactor en important la courbe TEEY expérimentale qui nous a servi de référence. Finalement nous avons comparé les puissances seuils obtenues avec l'utilisation des modèles TEEY et la puissance seuil moyenne obtenue avec le TEEY expérimental (parenthèses de la Tableau 1).

Tableau 1. Puissance seuil multipactor déterminées avec le logiciel Spark3D en utilisant les modèles TEEY [18]–[21], [23], [24]. Entre parenthèses, nous comparons ces puissances avec celle obtenue avec l'utilisation du TEEY expérimental.

Modèles TEEY	Puissance seuil multipactor en Watts (W)	Écart (%) avec la puissance seuil obtenue en utilisant le TEEY expérimental dans les simulations
TEEY expérimental	217 ± 3 W	
Dionne [20]	242 ± 3 W	(5,87 %)
Dekker [19]	250 ± 4 W	(15,21 %)
Sombrin [21]	214 ± 3 W	(0,45 %)
Agarwal [23]	619 ± 6 W	(68,08 %)
Seiler [24]	409 ± 8 W	(38,20 %)
Vaughan [18]	233 ± 3 W	(4,15 %)

Nous observons des écart-relatifs importants entre les puissances seuils multipactor lorsque nous utilisons les modèles TEEY dans les simulations. La question que nous nous sommes alors posée est de savoir quel modèle TEEY devons-nous utiliser dans nos simulations multipactor pour obtenir des seuils multipactor précis par rapport à ceux obtenus avec TEEY expérimentaux et avec quel degré de précision.

Pour répondre à ces problématiques, nous avons réalisé une étude de sensibilité du seuil multipactor au TEEY et aux modèles TEEY en suivant la démarche suivante. Premièrement, il a fallu extraire de la littérature et de nos propres mesures expérimentales des courbes TEEY de référence qui sont représentatives de l'ensemble des données expérimentales collectées (section 2.2, page 42). Nous avons ensuite définis sept régions d'intérêt caractérisant une courbe TEEY. Pour chacune de ces régions d'intérêt et pour chacune des courbes TEEY de référence nous avons déterminé la dispersion des données expérimentales. Les courbes TEEY de référence et ces résultats de dispersion ont ensuite été utilisés pour effectuer des simulations multipactor et ainsi évaluer la sensibilité de la puissance seuil multipactor aux régions d'intérêt (section 2.3, page 51). Cela nous a permis de déterminer deux régions d'intérêt critiques pour le calcul de la puissance seuil multipactor : la première énergie critique (E_{C1}) et les énergies comprises entre E_{C1} et l'énergie du maximum (E_{\max}).

Ces résultats nous ont permis de déterminer les marges de validité sur le TEEY qui doivent être respectées par les modèles TEEY pour obtenir des seuils de puissance multipactor précis. Nous concluons cette étude de sensibilité par une comparaison des modèles TEEY aux marges de validité (section 2.4, page 53).

Pour réaliser cette étude de sensibilité, nous avons utilisé l'argent (Ag), car les données expérimentales provenant de la littérature ou réalisées à l'ONERA sont nombreuses, notamment grâce à l'étude de l'ESA coordonnée par le CNES : le projet EVEREST [6].

2.2. Définition des courbes TEEY de référence

L'ensemble des données expérimentales d'émissions électroniques relatives à des échantillons d'argent ont été extraites de la littérature [64]–[66], [99], [105]–[120], du projet EVEREST [6] et de mesures expérimentales réalisées à l'ONERA [121] (les données expérimentales de ces mesures sont disponibles à partir du lien suivant : <https://doi.org/10.5281/zenodo.154266>). Nous dénombrons vingt-sept séries de mesures de rendement d'émission électronique. Sur ces vingt-sept séries de mesures, quinze sont des mesures de rendement d'émission des électrons rétrodiffusés (η), sept sont des mesures de rendement d'émission des électrons secondaires (δ) et cinq sont des mesures de rendement d'émission électronique totale (σ).

Nous cherchons à extraire une courbe TEEY dite « de référence » à partir de l'ensemble de ces données expérimentales extraites. Cette courbe représente le rendement d'émission électronique totale d'un échantillon d'argent « moyen », pour lequel la dispersion des mesures expérimentales est illustrée par des barres d'erreurs correspondant aux écarts-types des séries de mesures. Pour obtenir une telle courbe TEEY de référence, la démarche suivante a été suivie :

- Extraction de la littérature des données de rendement d'émission électronique et séparation selon le type de rendement (η , δ ou σ). Les données de rendement d'émission électronique totale (σ) peuvent être exploitées directement tandis que celles des électrons rétrodiffusés et secondaires nécessitent quelques étapes pour pouvoir être traduites en termes de rendement d'émission électronique totale.
- Lorsque les mesures de rendement des électrons rétrodiffusés et secondaires sont complémentaires, c'est-à-dire qu'elles proviennent de la même expérimentation et que l'auteur explique sa méthode clairement dans sa publication, il est possible d'additionner les deux jeux de données (η et δ) pour obtenir des données de rendement d'émission électronique totale (σ).
- Autrement, nous rassemblons les données pour un même type de rendement (η ou δ) et nous faisons la moyenne des valeurs de rendement pour chaque énergie d'électrons incidents. À partir de ces valeurs moyennes, nous traçons la courbe de rendement en fonction de l'énergie des électrons incidents. Si besoin, nous lisons cette dernière courbe des moyennes et nous obtenons alors une courbe dite de « référence ».

Pour chaque valeur d'énergie incidente, nous extrayons des données expérimentales la dispersion en rendement.

À partir des courbes de référence pour les rendements d'émission des électrons rétrodiffusés et les électrons secondaires nous obtenons par addition ($\eta + \delta = \sigma$) une nouvelle courbe TEEY. Nous associons à cette courbe l'ensemble des résultats de dispersion des données expérimentales obtenues pour les électrons rétrodiffusés et secondaires.

- Avec cette courbe TEEY et celles de la littérature, nous calculons à nouveau la moyenne des rendements d'émission électronique totale (σ) pour chaque énergie incidente étudiée. Nous obtenons une courbe TEEY de référence en lissant la courbe TEEY des valeurs moyennes.

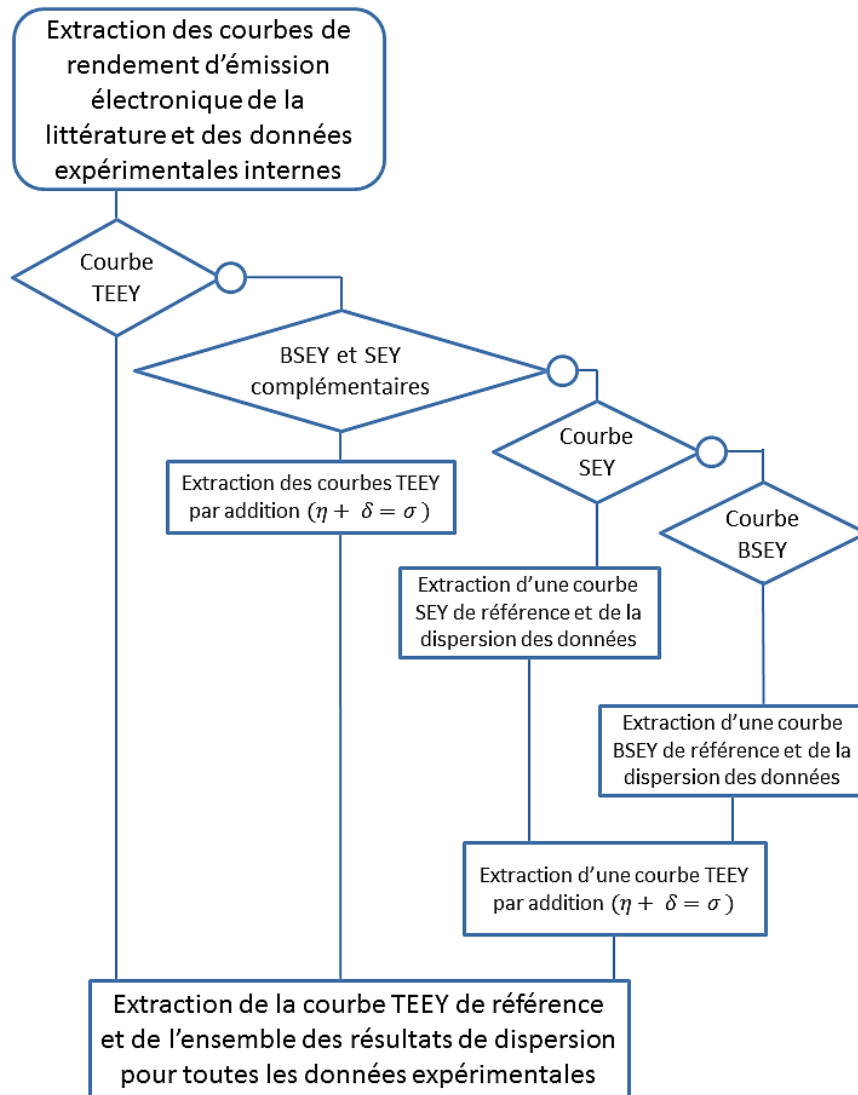


Fig. 19. Logigramme pour illustrer la démarche d'extraction de la courbe TEEY de référence

Une fois l'ensemble des vingt-sept mesures expérimentales extraites en suivant la démarche décrite précédemment, nous obtenons la courbe TEEY représentée sur la Fig. 20. Nous observons une grande dispersion des résultats expérimentaux pour un même matériau. Cela provient des dispositifs expérimentaux utilisés, des échantillons étudiés (état de surface, échantillons nettoyés ou exposés à l'air) ou encore de leurs environnements de mesures (température, densité du flux électronique, temps d'irradiation, conditionnement) [77], [80], [122]. L'émission électronique dépend d'un grand nombre de paramètres expérimentaux.

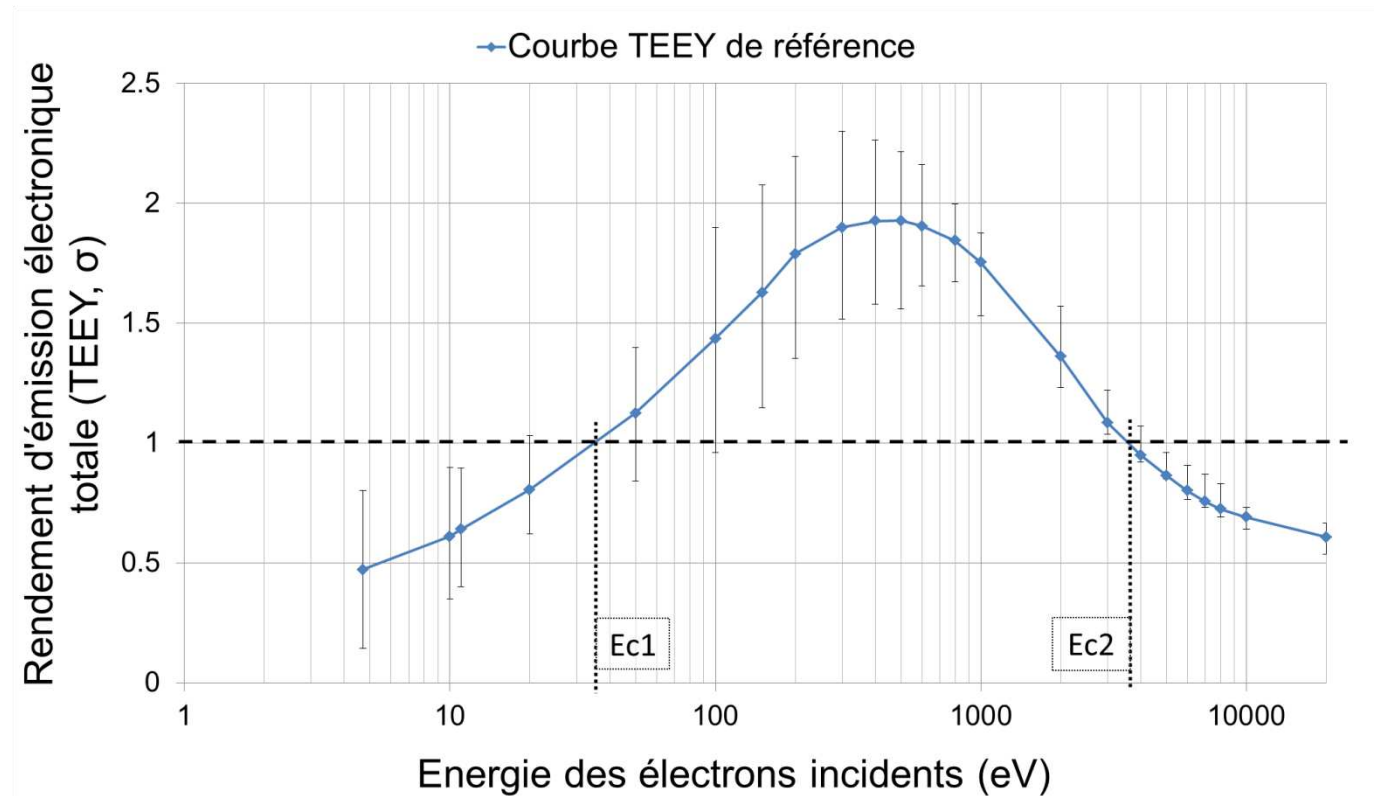


Fig. 20. Représentation de la courbe TEEY de référence tenant compte de l'ensemble des données expérimentales de rendements d'émission électronique pour le cas de l'argent extraites de la littérature.

L'exploitation de cette courbe TEEY de référence avec ses résultats de dispersion est difficile. En effet, l'objectif est d'utiliser ses résultats pour réaliser des simulations multipactor. Si nous reprenons les résultats représentés sur la Fig. 20, cela reviendrait à comparer une courbe TEEY avec un rendement maximum à 2,30 par rapport à une courbe TEEY avec un rendement maximum à 1,57. Cela reviendrait aussi à comparer une courbe TEEY avec une première énergie critique (E_{C1}) à 19 eV par rapport à une courbe TEEY avec une E_{C1} à 125 eV. Ces différences sont très grandes pour un même matériau. Il en résulte une très grande dispersion sur la puissance RF seuil. Nous avons donc choisi de différencier les matériaux exposés à l'air (ou techniques) des matériaux nettoyés.

En utilisant la même démarche d'exploitation des résultats utilisée pour la TEEY de référence, nous obtenons la courbe TEEY de référence pour des échantillons nettoyés (Fig. 21) et la courbe TEEY de référence pour des échantillons exposés à l'air (Fig. 22). Les résultats de dispersion sont représentés avec les barres d'erreurs sur les deux courbes.

La Fig. 21 a été obtenue à partir des données expérimentales des quinze séries de mesures de rendement d'émission des électrons rétrodiffusés (η) et des sept séries de mesures de rendement d'émission des électrons secondaires (δ). La courbe TEEY de référence ainsi que la dispersion des rendements ont été extraits de l'ensemble des données. Nous avons représenté certaines valeurs de rendement avec pour référence les auteurs des mesures expérimentales afin d'illustrer les sources des résultats de dispersion.

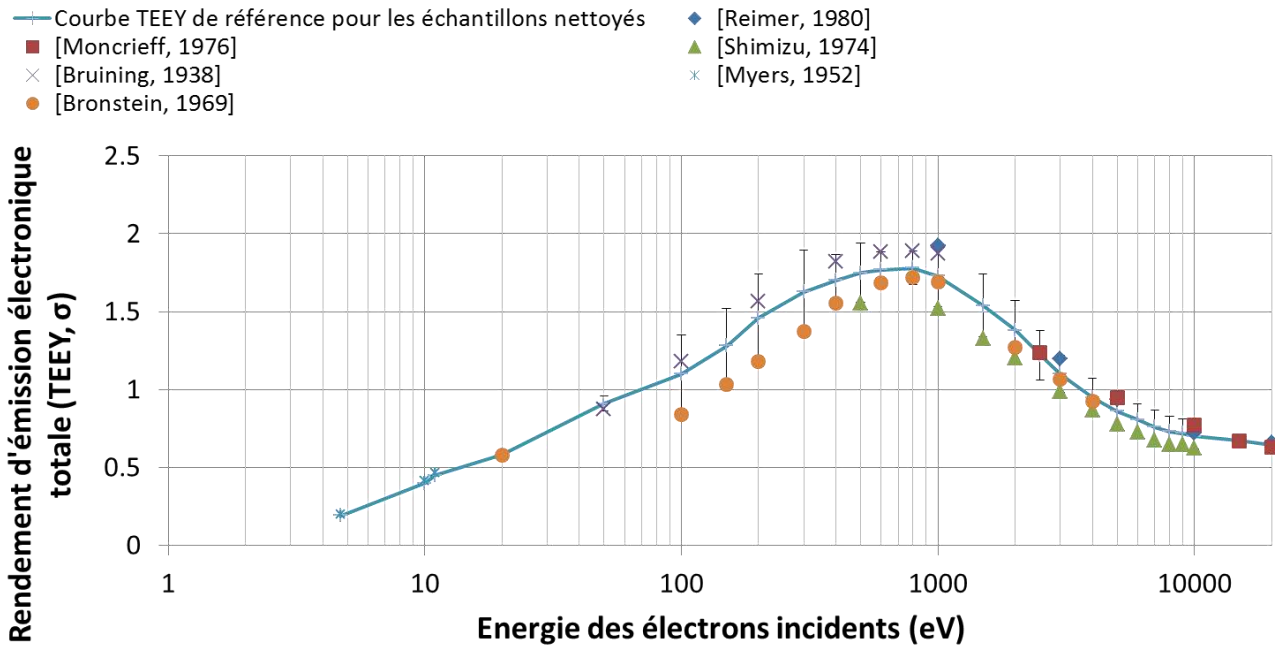


Fig. 21. Extraction à partir de données expérimentales et de la littérature de la courbe TEEY de référence pour le cas des échantillons nettoyés. Les barres d'erreurs correspondent à la dispersion des résultats expérimentaux.

Pour obtenir la courbe de référence des échantillons exposés à l'air représentée sur la Fig. 22 nous avons utilisé cinq séries des mesures de rendement d'émission électronique totale (σ). Certaines mesures ont été extraite du projet [6], d'autres ont été réalisées au sein de l'ONERA [121].

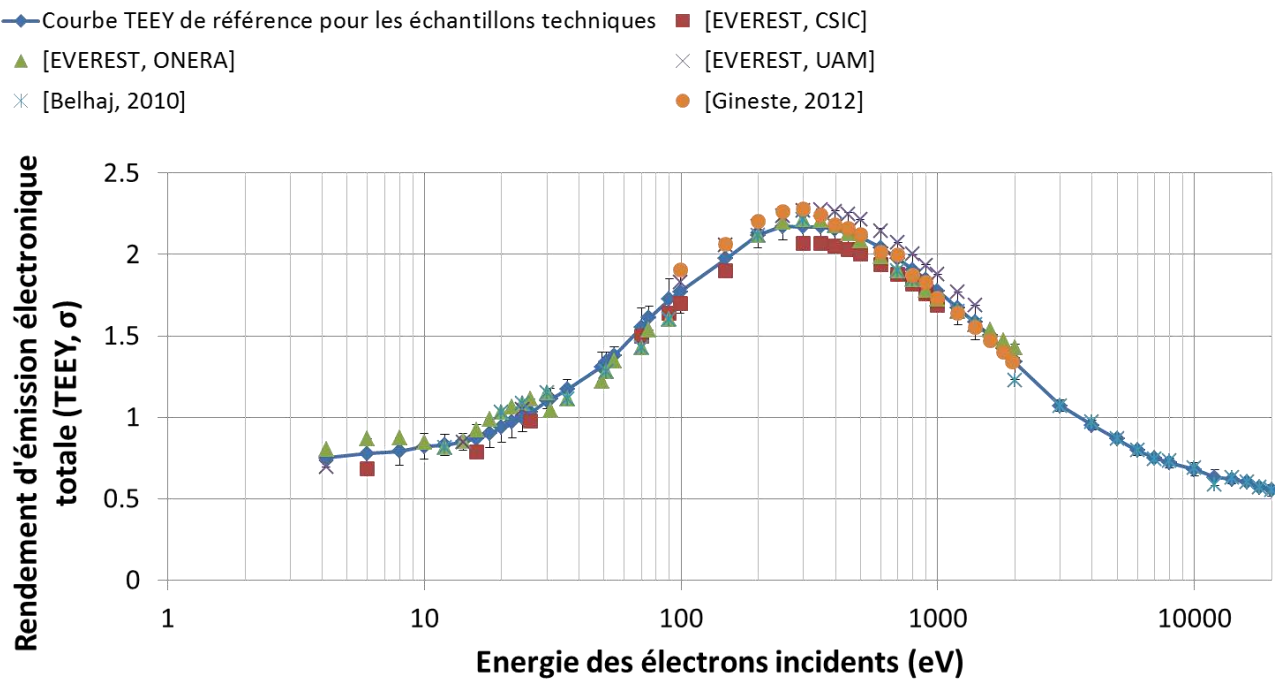


Fig. 22. Extraction à partir de données expérimentales et de la littérature de la courbe TEEY de référence pour le cas des échantillons exposés à l'air (techniques). Les barres d'erreurs correspondent à la dispersion des résultats expérimentaux.

Pour illustrer la différence entre les courbes TEEY obtenues pour les échantillons nettoyés et exposés à l'air, nous avons tracé sur la Fig. 23 les deux courbes TEEY respectives.

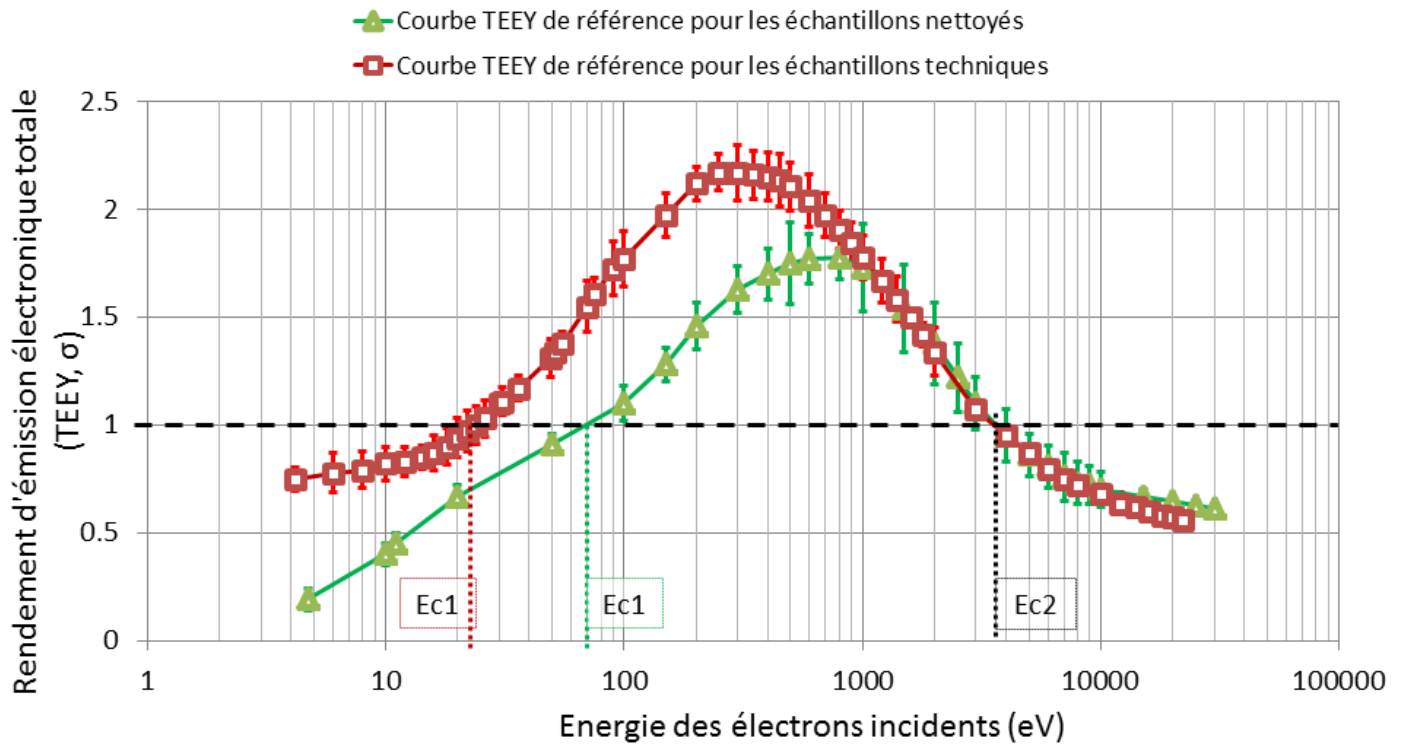


Fig. 23. Représentation des courbes TEEY de référence et de la dispersion des résultats expérimentaux. Carrés (échantillons exposés à l'air) et triangles (échantillons nettoyés).

Afin d'étudier la sensibilité du seuil multipactor à la courbe TEEY, nous définissons sept régions d'intérêt (Fig. 24) :

- $E < E_{C1}$: TEEY pour des énergies incidentes inférieures à la première énergie critique.
- E_{C1} : TEEY pour des énergies incidentes proches de la première énergie critique
- $E_{C1} < E < E_{max}$: TEEY pour des énergies incidentes comprises entre la première énergie critique et l'énergie du maximum.
- E_{max} : TEEY pour des énergies incidentes proches de l'énergie du maximum
- σ_{max} : TEEY proches du TEEY maximum
- $E_{max} < E$: TEEY pour des énergies incidentes supérieures à l'énergie du maximum
- E_{C2} : seconde énergie critique

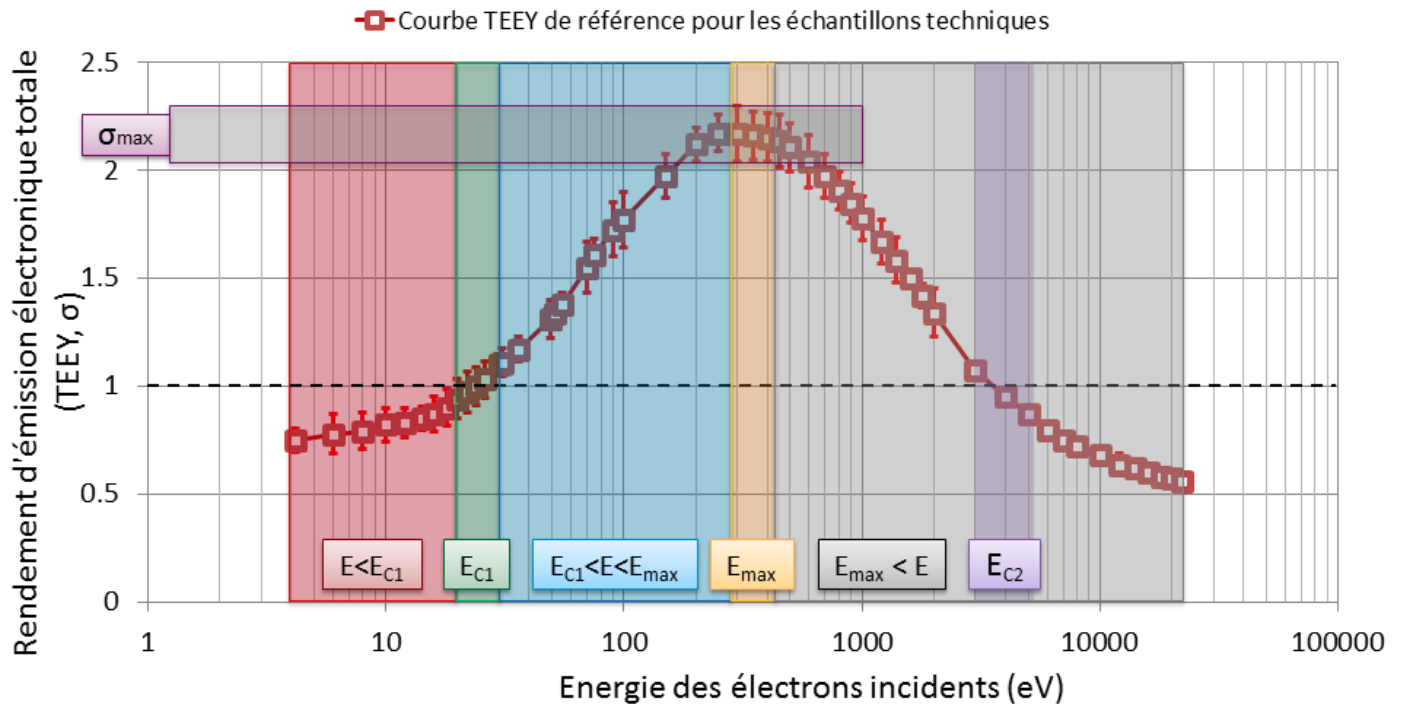


Fig. 24. Représentation graphique de la courbe TEEY de référence pour les échantillons technique avec les sept régions d'intérêt associées.

Nous avons extrait les dispersions des TEEY pour les sept régions d'intérêt et ce pour chacune des deux courbes TEEY de référence (échantillons d'argent pur nettoyés et exposés à l'air) (Tableau 2).

Tableau 2. Dispersions des données expérimentales et des données de la littérature par rapport aux courbes TEEY de référence pour les échantillons d'argent nettoyés et exposés à l'air.

Régions d'intérêt	Variation	Dispersion de la courbe TEEY	
		Echantillons nettoyés	Echantillons exposés à l'air (techniques)
$E < E_{C1}$	Valeur écart maximum en rendement entre les énergies $E = 0$ eV et E_{C1}	$\pm 0,08$	$\pm 0,095$
E_{C1} (eV)	Valeur de l'énergie la plus faible pour laquelle le rendement est égal à 1	[54 - 74 - 125]	[19 - 24 - 30]
$E_{C1} < E < E_{max}$	Valeur écart maximum en rendement entre les énergies E_{C1} et E_{max}	$\pm 0,19$	$\pm 0,13$
E_{max} (eV)	Valeur de l'énergie pour laquelle le rendement est maximum	[500-800-1000]	[200-250-450]
σ_{max}	Valeur du rendement maximum	[1,57-1,78-1,94]	[2,06-2,17-2,30]
$E_{max} < E$	Valeur écart maximum en rendement pour les énergies E_{C1} supérieures à E_{max}	$\pm 0,20$	$\pm 0,13$
E_{C2} (eV)	Valeur de l'énergie la plus haute pour laquelle le rendement est égal à 1	[2800-3600-4600]	[3200-3600-4100]

Ce tableau indique aussi la manière employée pour faire varier chacune des sept régions d'intérêt :

- Pour E_{C1} , E_{C2} , E_{max} et σ_{max} nous faisons varier leurs valeurs (énergies ou rendement).
- Pour les intervalles en énergies $E_{C1} < E < E_{max}$ et $E_{max} < E$ nous parlons d'écart du TEEY sur l'intervalle d'énergie.

Prenons l'exemple de $E_{C1} < E < E_{max}$. Pour chaque énergie incidente étudiée dans cet intervalle d'énergie, nous avons calculé pour les différentes séries de données les écart-types des TEEY par rapport à la courbe TEEY de référence. Nous avons ensuite extrait l'écart-type maximum, noté dans le Tableau 2.

Ce travail a été réalisé dans chacun des intervalles en énergies précédents et pour les deux courbes TEEY de référence.

En suivant cette démarche nous sommes certains d'avoir les dispersions des courbes TEEY de référence les plus extrêmes possibles et ainsi d'étudier l'ensemble des données expérimentales extraites [6], [64]–[66], [99], [105]–[121]. À partir des courbes TEEY de référence, nous avons créé de nouvelles courbes TEEY pour traduire la variation des régions d'intérêt en fonction des résultats de dispersion. Nous souhaitons étudier l'influence de chacune des régions d'intérêt sur la puissance seuil multipactor. Il est donc primordial de ne faire varier qu'une seule région d'intérêt à la fois. Prenons l'exemple de la courbe TEEY pour les échantillons techniques et sa première énergie critique. Les valeurs en énergies sont comprises dans l'intervalle [19 ; 30] (eV) avec la valeur de référence égale à 24 eV. Nous faisons ainsi varier uniquement la valeur d' E_{C1} autour de la valeur de référence tout en restant dans l'intervalle de dispersion, la Fig. 25 représente de telles variations. Nous avons étudié les deux valeurs extrêmes de l'intervalle de dispersion, 19 et 30 eV ainsi que des valeurs intermédiaires autour de la valeur de référence : 21, 23, 25, 26 et 28 eV.

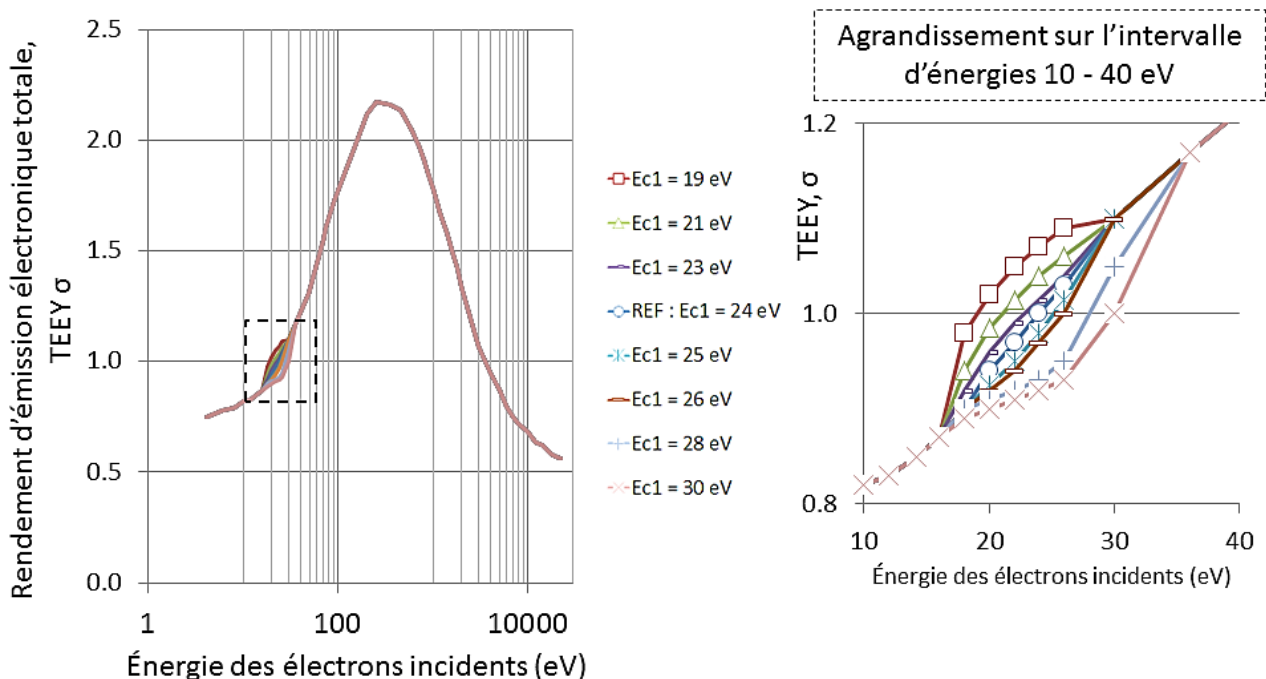


Fig. 25. Représentation de la variation de la première énergie critique pour la courbe TEEY de référence des échantillons d'argent pur exposés à l'air. Dispersion obtenues de l'ensemble des données expérimentales telles que E_{C1} appartient à [19 ; 30] eV.

La Fig. 25 représente huit courbes TEEY dont la courbe TEEY de référence pour les échantillons techniques. Les sept autres courbes TEEY ont été créées en imposant une variation de la première énergie critique tout en gardant identique les autres valeurs de TEEY pour les autres régions d'intérêt.

Prenons ici un second exemple avec le cas de l'intervalle en énergies $E_{C1} < E < E_{max}$ pour la courbe TEEY de référence pour le cas des échantillons techniques. Les résultats de dispersion pour cette région d'intérêt donnent un écart maximum $\pm 0,13$ (Tableau 2). Six courbes TEEY ont été créées à partir de la référence pour étudier cette région d'intérêt (Fig. 26).

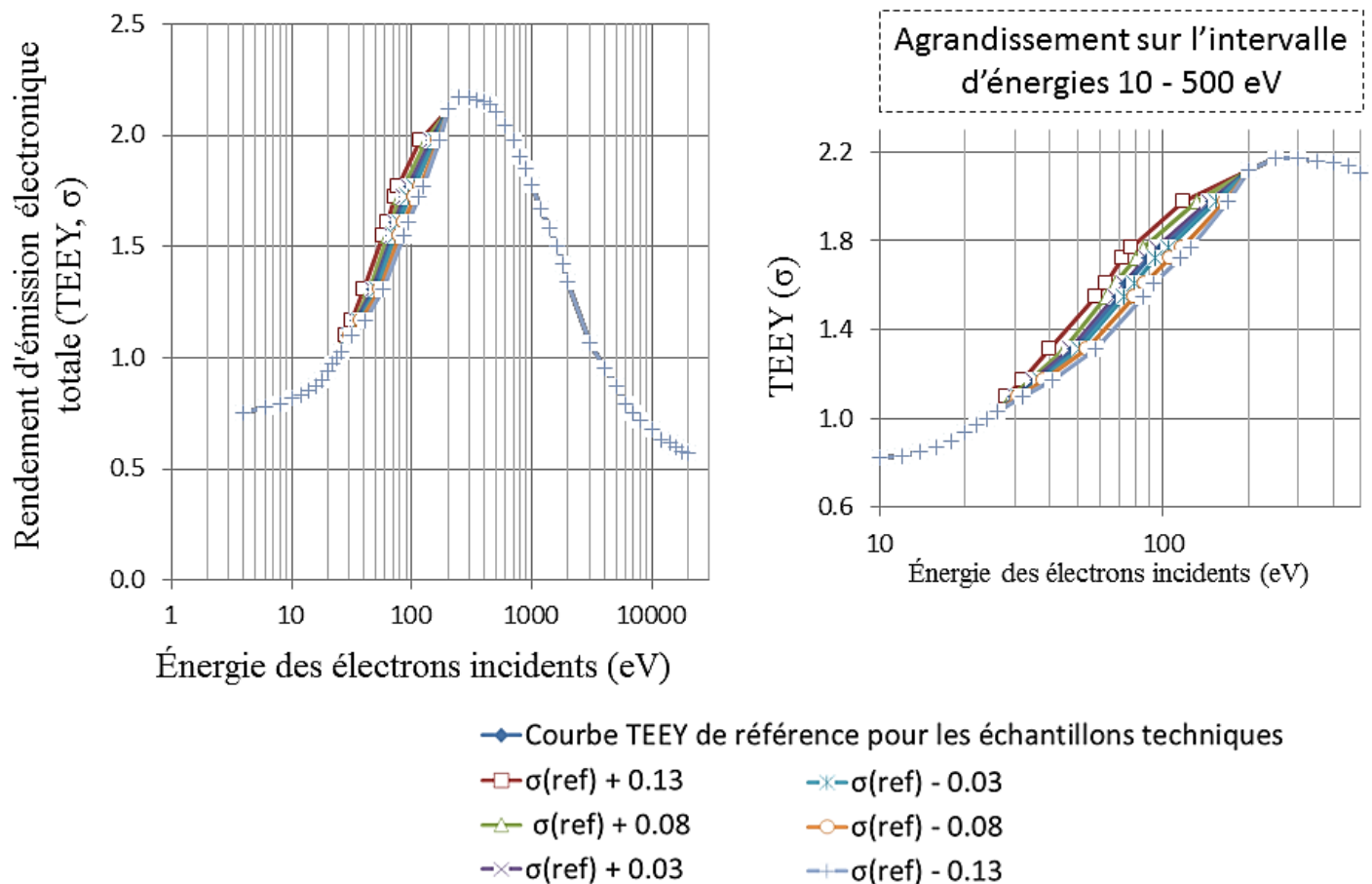


Fig. 26. Représentation de la variation de de la courbe TEEY entre la première énergie critique et l'énergie du maximum pour la courbe TEEY de référence des échantillons d'argent pur exposés à l'air. Dispersions obtenues des données expérimentales de la littérature telles que l'écart du TEEY par rapport à la courbe TEEY de référence est majoré par la valeur 0,13.

La même démarche a été utilisée pour les sept régions d'intérêt (Fig. 24) et pour les deux courbes TEEY de référence des échantillons d'argent pur exposés à l'air et nettoyés. Au total, nous dénombrons soixante-treize courbes TEEY créées (respectivement trente-et-une et quarante-deux courbes TEEY pour les échantillons exposés à l'air et les échantillons nettoyés).

2.3. Étude de sensibilité de la puissance seuil multipactor au TEEY

Par importation des nouvelles courbes TEEY créées dans le logiciel de simulation multipactor, nous réalisons des simulations de prédiction de la puissance seuil multipactor. Les simulations multipactor ont toutes été réalisées avec un composant dont la géométrie est proche de celle type plaques parallèles [48] nommé K-S8 (Fig. 27). Ce dernier est le guide d'ondes que nous avons utilisé pour la cross-validation des logiciels CST Studio Particle et Spark3D. Il a aussi été étudié dans le projet EVEREST [6]. Ce projet a permis de montrer que les résultats des simulations multipactor sur cette géométrie de guide d'ondes étaient similaires entre CST Particle [11] et Spark3D [55] mais aussi que les seuils en puissance de déclenchement de l'effet multipactor réalisés sur ce guide d'ondes étaient en accord avec les résultats de simulations : les tests multipactor ont évalué la puissance seuil à 229 ± 10 Watts (W) et les simulations multipactor à 240 ± 10 W [6], [17].

La première étape avant de réaliser une simulation multipactor est de calculer le champ électromagnétique de l'onde RF qui se propage au sein du guide d'ondes. Nous avons modélisé le composant K-S8 puis nous avons déterminé la carte de champ de l'onde RF à une fréquence de 12,5 GHz (Fig. 27). Une des conditions nécessaires mais pas suffisante pour vérifier la validité de la carte de champ est de vérifier les performances du composant en termes de paramètres [S]. Pour cela, nous avons utilisé le logiciel CST Studio Microwave® puis nous avons exporté la carte de champ vers le logiciel Spark3D, qui nous permet de faire des simulations multipactor. Notons qu'il aurait été possible de déterminer cette carte de champ avec ANSYS HFSS® [54]. Pour l'ensemble des simulations multipactor effectuées dans cette étude, nous utilisons la même carte de champ électromagnétique.

Pour les simulations multipactor, nous avons choisi de travailler avec le logiciel Spark3D qui possède le temps moyen de simulations le plus court par rapport à CST Studio Particle. Pour toutes les simulations multipactor réalisées, nous avons simulé 10000 électrons initiaux, aucun champ électromagnétique autre que celui de l'onde RF n'a été considéré. Lors d'une simulation, il est nécessaire de simuler un nombre suffisamment grand d'électrons initiaux pour minimiser l'erreur de simulation. Les électrons initiaux sont distribués aléatoirement dans le guide d'onde et sont soumis au champ électromagnétique de l'onde RF pour une puissance fixée. Lorsqu'un électron impacte une paroi du guide d'ondes, le TEEY est notamment déterminé à partir de l'énergie incidente de l'électron. De nouvelles particules sont donc émises qui sont à leurs tours soumises au champ électromagnétique de l'onde RF. La densité électronique au sein du guide d'ondes est calculée constamment. Si celle-ci augmente au-dessus d'un seuil appelé seuil multipactor ou bien diminue en-dessous d'un seuil appelée seuil de non-multipactor alors la simulation s'arrête. Une nouvelle simulation redémarre alors avec une puissance inférieure ou supérieure à la précédente selon si la densité électronique a respectivement dépassé le seuil multipactor ou le seuil de non-multipactor. Par dichotomie, la puissance seuil multipactor est finalement déterminée.

À partir de l'ensemble des simulations réalisées dans cette étude, nous avons évalué l'erreur de simulation à 1,02 % en moyenne avec les valeurs extrêmes de 0,80 % et 2,19 %.

Dix premières simulations ont été effectuées en utilisant la courbe TEEY de référence des échantillons d'argent exposés à l'air, aucun changement n'a été fait entre ces dix simulations. Nous calculons la moyenne des puissances seuils obtenues pour ces simulations et nous obtenons ainsi la puissance seuil de référence. À partir de cette valeur nous pouvons comparer les puissances seuils obtenues des simulations avec les trente-et-une courbes TEEY créées.

La même démarche a été réalisée en considérant la courbe TEEY de référence pour les échantillons nettoyés. La puissance moyenne obtenue permet de comparer les puissances seuils obtenues des simulations avec les quarante-deux courbes TEEY créées dans le cas des échantillons nettoyés. Nous obtenons les puissances seuils multipactor moyennes suivantes :

- Pour les échantillons nettoyés : $P_{CLEAN\ TEEY\ REF} = 5333 \pm 45\ W$
- Pour les échantillons exposés à l'air : $P_{TECH\ TEEY\ REF} = 217 \pm 3\ W$

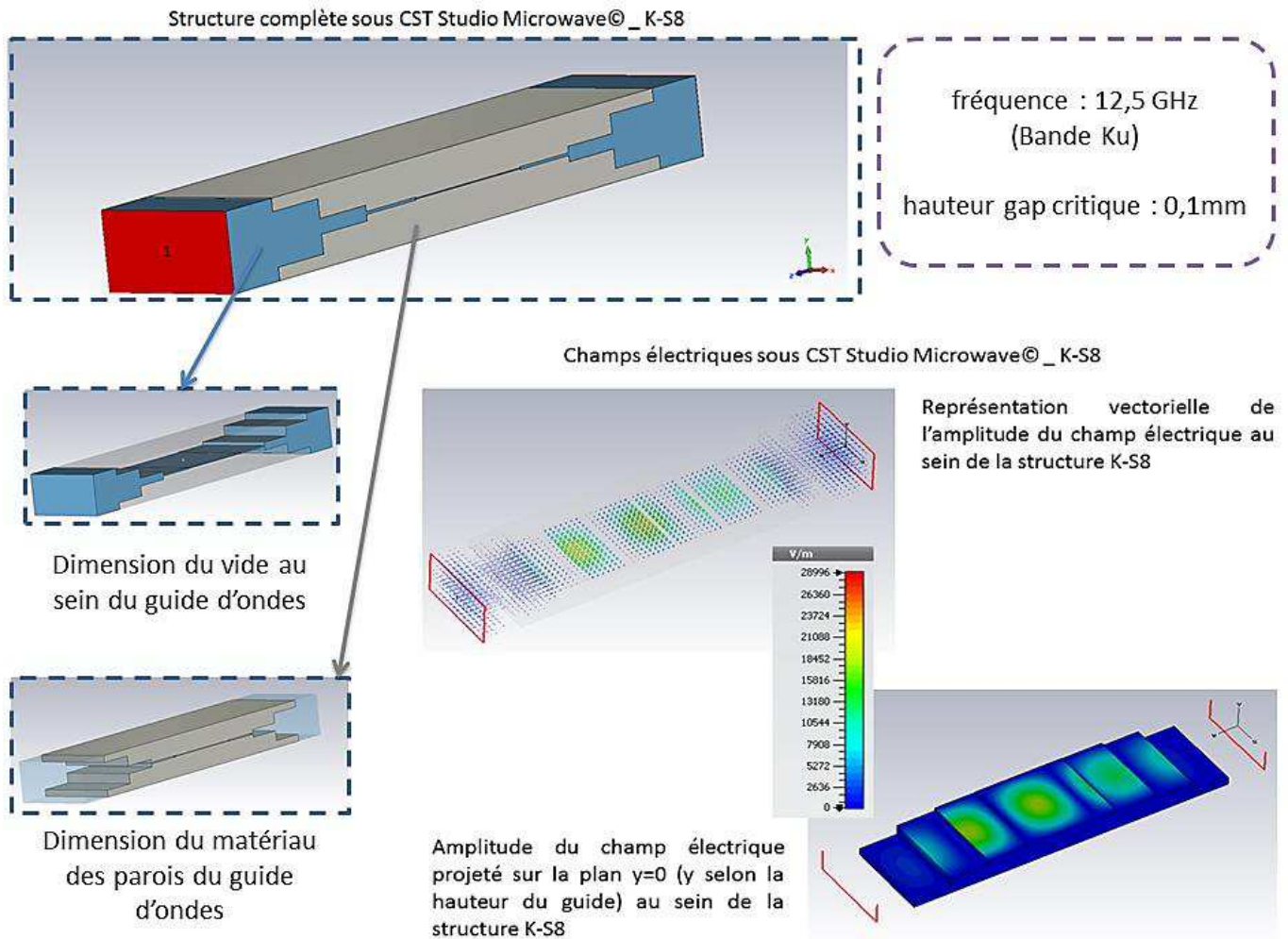


Fig. 27. Définitions de la structure du guide d'onde type plaques parallèles K-S8 avec le logiciel CST Studio Microwave®

Pour chacune des soixante-treize courbes TEEY créées, nous effectuons cinq simulations multipactor identiques. À partir de ces simulations nous calculons la moyenne des puissances seuils et nous la comparons à la puissance de référence. La synthèse des résultats de simulations multipactor est présentée dans le Tableau 3.

Le Tableau 3 présente l'écart-relatif entre la puissance seuil multipactor moyenne de référence et celle pour chaque courbe de chaque région d'intérêt. L'erreur inhérente aux simulations multipactor effectuées dans cette étude est majorée par 2,19 %. Ainsi, toute écart-relatif inférieure à cette erreur ne peut pas être considéré comme une conséquence de la variation du fait d'une courbe d'une région d'intérêt de la courbe TEEY. Par contre, pour les deux régions d'intérêt E_{C1} et $E_{C1} < E < E_{max}$, les variations sont supérieures à 2,19 %. La puissance seuil multipactor, dans le cas d'un guide d'ondes type plaques parallèles, est donc sensible à la première énergie critique ainsi qu'au TEEY pour des énergies incidentes comprises entre la première énergie critique et l'énergie du maximum.

Tableau 3. Tableau de synthèse des résultats en puissance des simulations multipactor des variations régions d'intérêt des courbes TEEY des échantillons nettoyés et exposés à l'air en fonction de la dispersion des résultats expérimentaux.

Régions d'intérêt de la courbe TEEY	Résultats des simulations multipactor : variations des puissances seuils	
	Echantillons nettoyés $P_{TEEY REF ECH NETTOYES}$ $= 5333 \pm 45 W$	Echantillons exposés à l'air $P_{TEEY REF TECHNIQUE}$ $= 217 \pm 3 W$
$E < E_{C1}$	1.56%	1.72%
E_{C1} (eV)	8.44%	4.24%
$E_{C1} < E < E_{max}$	13.75%	8.16%
E_{max} (eV)	0.31%	0.76%
σ_{max}	1.56%	1.24%
$E_{max} < E$	0.31%	1.24%
E_{C2} (eV)	0.98%	0.28%

2.4. Étude de la précision des modèles TEEY sur la puissance seuil multipactor

Nous déterminons désormais quel(s) modèle(s) TEEY est le plus adapté pour réaliser des simulations multipactor. Autrement dit, nous étudions les modèles TEEY [18]–[21], [23], [24] en évaluant leur précision respective sur les deux régions d'intérêt E_{C1} et $E_{C1} < E < E_{max}$. Cette étude se fait en deux étapes. La première étape consiste à déterminer les marges de validité des modèles TEEY par rapport aux deux régions d'intérêt précédentes. Dans un second temps nous comparons les modèles TEEY afin de déterminer s'ils respectent ou non ces marges de validité.

Pour le calcul des marges de validité des modèles TEEY, nous rappelons le pourcentage d'erreur inhérent aux simulations multipactor pour cette étude : 2,19 %. Pour chaque région d'intérêt, il faut donc déterminer quelle variation du TEEY entraîne un écart-relatif de 2,19 % de la puissance seuil multipactor par rapport à la puissance de référence.

Considérons la région d'intérêt de la première énergie critique pour le cas des échantillons d'argent exposés à l'air : une erreur de 2,19 % sur les résultats en puissance de simulations multipactor correspond à une variation de 1 eV sur l'énergie E_{C1} . C'est-à-dire que pour obtenir une variation de puissance seuil multipactor de 2,19 % par rapport à la puissance de référence, un décalage de l'énergie E_{C1} de 1 eV de la courbe TEEY est nécessaire ($E_{C1}[eV] \in \{23,25\}$). Nous calculons l'écart-relatif entre cette variation de 1eV et la valeur de référence de 24 eV et nous obtenons ainsi une marge de validité de 4,2 %.

En suivant la même méthode pour le cas des échantillons nettoyés, nous avons déterminé qu'une variation de 8 eV de l'énergie E_{C1} correspondait à une erreur de 2,19 %. La marge de validité calculée à partir de l'écart-relatif avec la valeur de référence (74 eV) est de 10,8 %.

Nous considérons maintenant la région d'intérêt $E_{C1} < E < E_{max}$. Pour le cas des échantillons d'argent exposés à l'air (voir Fig. 26) une erreur de simulations de 2,19 % sur les résultats de puissances correspond à un écart de rendements de $\Delta\sigma = 0,07$. C'est-à-dire que pour obtenir une variation de puissance seuil multipactor de 2,19 % par rapport à la puissance de référence, un décalage en rendement de 0,07 de la courbe TEEY entre les énergies E_{C1} et E_{max} est nécessaire. Pour la région d'intérêt $E_{C1} < E < E_{max}$, la marge de validité pour le cas des échantillons d'argent exposés à l'air est évaluée à 4,7 %.

En suivant la même méthode pour le cas des échantillons nettoyés, nous avons un écart du TEEY de $\Delta\sigma = 0,02$ correspondant à l'erreur de 2,19 %. La marge de validité est alors calculée à 1,8%.

Le Tableau 4 synthétise les marges de validité des modèles TEEY par rapport aux paramètres des courbes TEEY pour des simulations multipactor obtenues pour les deux paramètres étudiés.

Tableau 4. Tableau des marges de validité des modèles TEEY par rapport aux régions d'intérêt des courbes TEEY pour des simulations multipactor.

Régions d'intérêt de la courbe TEEY	Marges de validité des modèles TEEY par rapport aux régions d'intérêt des courbes TEEY pour des simulations multipactor	
	Echantillons nettoyés	Echantillons exposés à l'air
E_{C1} (eV)	10,8 % ($\pm 8eV$)	4,2 % ($\pm 1eV$)
$E_{C1} < E < E_{max}$	1,8 %	4,7 %

Nous étudions les six modèles de TEEY [18]–[21], [23], [24] et leurs précisions en fonction des marges de validités présentées dans le Tableau 4. Nous décrivons tout d'abord les paramètres expérimentaux utilisés par chaque modèle pour le calcul du TEEY en fonction de l'énergie incidente (Tableau 5).

Tableau 5. Présentation des modèles TEEY étudiés et leurs paramètres d'entrées respectifs.

Modèles TEEY	Paramètres expérimentaux nécessaires pour le calcul du TEEY en fonction de l'énergie incidente.		
	E_{C1} (eV)	E_{max} (eV)	σ_{max}
Dekker [19]	X	V	V
Sombrin [21]	V	V	V
Seiler [24]	X	V	V
Vaughan [18]	X	V	V
Dionne [20]	Probabilité d'échappement d'un électron secondaire, énergie d'excitation d'un électron secondaire, constante d'absorption des électrons primaires, libre parcours moyen au sein du matériau pour les électrons secondaires, profondeur de pénétration maximale		
Agarwal [23]	Paramètres du matériau : numéro atomique et nombre de masse		

La plupart des modèles TEEY prennent en compte uniquement le maximum de la courbe TEEY (E_{max} ; σ_{max}), or nous venons de voir que pour obtenir des puissances seuils précises à partir de simulations multipactor il était primordial que le modèle représente correctement les énergies proches de la première énergie critique (E_{C1}) sur les énergies comprises entre E_{C1} et E_{max} . Pour les deux courbes de référence (échantillons nettoyés et techniques), nous extrayons les paramètres nécessaires au calcul du TEEY pour chaque modèle TEEY. Pour les modèles de Dekker [19], Sombrin [21], Seiler [24] et Vaughan [18] ces paramètres sont dans le Tableau 2. Pour le modèle de Dionne [20], nous utilisons la méthode des moindres carrés pour ajuster au mieux le TEEY du modèle par rapport à celui de référence. Le modèle d'Agarwal [23] utilise le numéro atomique et le nombre de masse de l'argent. À partir de ces paramètres nous calculons le TEEY en fonction de l'énergie incidente pour chaque modèle TEEY correspondant aux deux courbes TEEY de référence (échantillons nettoyés et techniques). Pour le cas des échantillons d'argent nettoyés, la Fig. 28 représente les six courbes TEEY obtenues à partir des modèles TEEY et la courbe de référence associée.

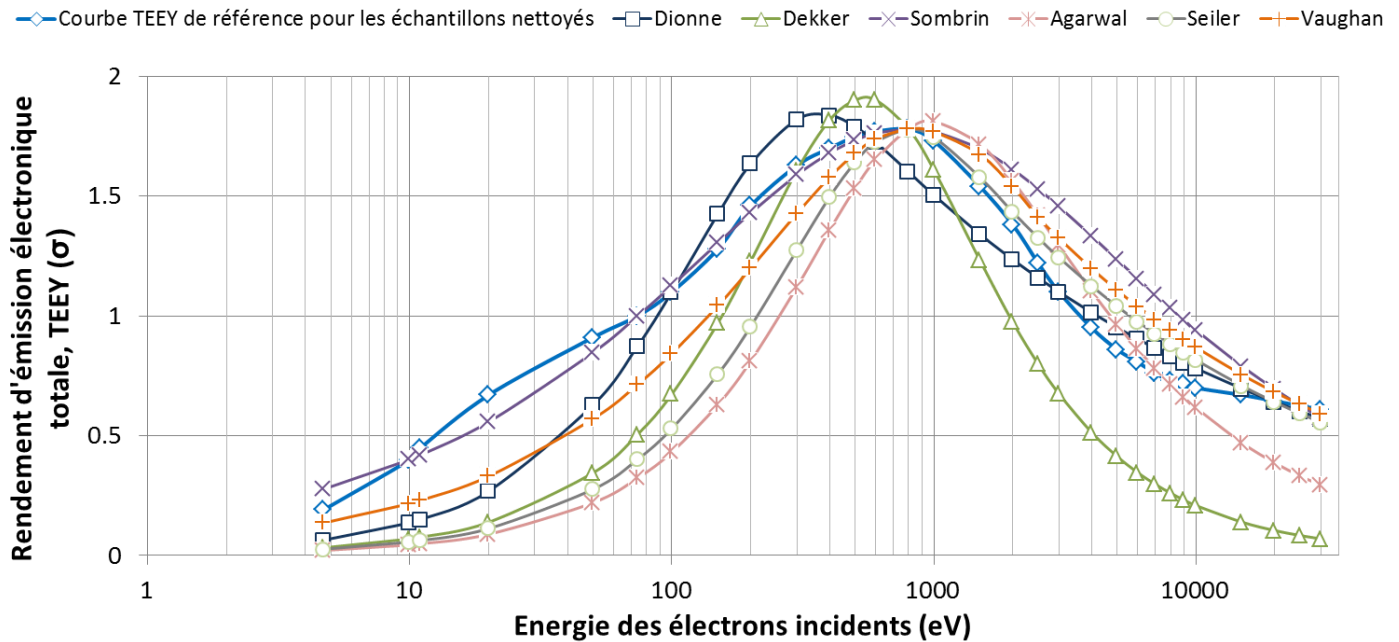


Fig. 28. Représentation des courbes TEEY obtenues à partir des modèles TEEY ayant pour valeurs d'entrées les données de la courbe TEEY de référence des échantillons d'argent pur nettoyés.

Nous observons de nettes différences entre les courbes TEEY des modèles et la courbe de référence. Le modèle d'Agarwal [23] et Seiler [24] ont des énergies du point de premier cross-over largement supérieures à celle de la courbe de référence.

Nous comparons ces TEEY calculés à partir des modèles [18]–[21], [23], [24] au TEEY de référence pour les deux cas d'échantillons, nettoyés et techniques. Pour cela, nous calculons l'écart-relatif entre la référence et chaque modèle. Pour la première énergie critique, nous utilisons la valeur du E_{C1} . Pour l'intervalle d'énergies $E_{C1} < E < E_{max}$, nous calculons l'écart-relatif entre le TEEY du modèle et celui de la référence pour chaque points situés dans l'intervalle et nous faisons la moyenne de ces écarts-relatifs. Le Tableau 6 rassemble les résultats de comparaison pour les six modèles TEEY et les deux courbes TEEY de référence. Les marges de validité des modèles TEEY déterminées précédemment y sont rappelées pour comparaisons.

Tableau 6. Synthèse des résultats de comparaison des modèles TEEY avec les courbes TEEY de référence de l'argent pur exposés à l'air et nettoyés pour des simulations multipactor dans une géométrie de guide d'ondes type plaque parallèles.

Modèles TEEY	Comparaison des modèles TEEY par rapport aux courbes TEEY de référence			
	Echantillons nettoyés		Echantillons exposés à l'air	
	E_{C1}	$E_{C1} < E < E_{max}$	E_{C1}	$E_{C1} < E < E_{max}$
Marges de validité	10,8 % (± 8 eV)	1,8 %	4,2 % (± 1 eV)	4,7 %
Dionne [20]	19,5 %	6,5 %	27,4 %	13,9 %
Dekker [19]	110,2 %	14,7 %	36,5 %	8,4 %
Sombrin [21]	0 %	1,6 %	0 %	4,4 %
Agarwal [23]	252,5 %	32,3 %	164,5 %	30,8 %
Seiler [24]	188,6 %	24,2 %	115,4 %	21,0 %
Vaughan [18]	88,0 %	12,1 %	23,4 %	3,1 %

Dans le Tableau 6 nous observons qu'un seul modèle TEEY a des écart-relatifs entre le TEEY calculé et celui de référence plus faible que les marges de validité correspondantes, le modèle de Sombrin [21]. Ce modèle TEEY utilise l'expression (II-2) pour le calcul du TEEY qui prend en compte la valeur exacte de la première énergie critique (E_{C1}) (II-3).

$$\sigma = \frac{2 \cdot \sigma_{max} \cdot \left(\frac{E_i}{E_{max}}\right)^E}{1 + \left(\frac{E_i}{E_{max}}\right)^{2E}} \quad (II-2)$$

$$E = \frac{\ln(\sigma_{max} - \sqrt{\sigma_{max}^2 - 1})}{\ln\left(\frac{E_{C1}}{E_{max}}\right)} \quad (II-3)$$

Les cinq autres modèles TEEY [18]–[20], [23], [24] modélisent des TEEY dont les écart-relatifs avec le TEEY de référence sont plus grands que les marges de validité.

Afin d'illustrer ces résultats, nous avons réalisé des simulations multipactor en important les courbes TEEY calculées à partir des modèles TEEY pour les deux cas d'échantillons, nettoyés et techniques. Nous avons utilisé le logiciel Spark3D avec les mêmes paramètres que ceux utilisés pour les simulations précédentes. L'unique différence est donc le TEEY considéré. Pour chaque courbe TEEY, cinq simulations identiques ont été effectuées à partir desquelles nous calculons la puissance seuil moyenne (Tableau 7). Nous comparons cette puissance seuil moyenne à la puissance de référence correspondante.

Tableau 7. Puissances seuils déterminées par des simulations multipactor effectuées avec les courbes TEEY obtenues à partir des modèles TEEY. Dans les parenthèses sont représentées l'écart-relatif entre la puissance seuil multipactor déterminée avec l'utilisation du modèle TEEY et celle obtenue avec le TEEY de référence correspondant.

Modèles TEEY	Résultats simulations multipactor : puissance seuil obtenues avec l'utilisation des modèles	
	Echantillons nettoyés $P_{TEEY REF ECH NETTOYES}$ $= 5333 \pm 45 W$	Echantillons exposés à l'air $P_{TEEY REF TECHNIQUE}$ $= 217 \pm 3 W$
Dionne [20]	5414 ± 70 W (1,51 %)	243 ± 2 W (11,96 %)
Dekker [19]	6468 ± 94 W (21,29 %)	250 ± 4 W (15,21 %)
Sombrin [21]	5351 ± 86 W (0,35 %)	215 ± 2 W (1,00 %)
Agarwal [23]	7375 ± 63 W (38,28 %)	612 ± 6 W (182,24 %)
Seiler [24]	7081 ± 28 W (32,78 %)	414 ± 8 W (90,81 %)
Vaughan [18]	6500 ± 62 W (21.88 %)	235 ± 2 W (8,36 %)

Les résultats présentés dans les Tableau 6 et Tableau 7 sont cohérents entre eux. En effet, plus le TEEY calculé à partir des modèles TEEY est précis pour les deux régions d'intérêt E_{C1} et $E_{C1} < E < E_{max}$ par rapport au TEEY de référence alors plus la puissance seuil déterminée par la simulation multipactor est précise par rapport à la puissance seuil de référence. Le modèle de Sombrin [21] est bien celui qui présente les écart-relatifs avec les références les plus faibles. Nous observons aussi que plus la première énergie critique est élevée, plus la puissance seuil multipactor est grande.

CHAPITRE III. DEVELOPPEMENT D'UN DISPOSITIF EXPERIMENTAL POUR L'ETUDE DE L'INFLUENCE DU CHAMP MAGNETIQUE SUR LE TEEY

Contenu du chapitre III

3.1.	Introduction	60
3.2.	Conception du dispositif expérimental pour l'étude de l'influence du champ magnétique sur le TEEY	61
3.2.1.	Détermination du système de bobinage	61
3.2.2.	Le système de bride rentrante	63
3.2.3.	Le système de cage de Faraday	65
3.2.4.	La bobine solénoïde cuivre	67
3.2.4.1.	Optimisation des dimensions de la bobine solénoïde multicouches	67
3.2.4.2.	Fabrication et calibration de la bobine solénoïde cuivre au LNCMI	70
3.2.5.	Mise en place des nouveaux dispositifs expérimentaux	74
3.3.	Calibration du dispositif expérimental et protocole expérimental	77
3.3.1.	Mesures des courants I_0 , I_e et I_c en régime continu	77
3.3.2.	Interprétation de la méthode de mesure sous champ magnétique	82
3.3.2.1.	Caractérisation du faisceau électronique incident sous champ magnétique	82
3.3.2.2.	Simulations SPIS du dispositif expérimental CELESTE-CaFaMa	84

3.1. Introduction

Dans le chapitre précédent, nous avons étudié la sensibilité du seuil multipactor à la courbe de rendement d'émission électronique totale (noté TEEY, pour *Total electron Emission Yield*). Nous avons montré que le seuil de déclenchement de l'effet multipactor est étroitement lié aux TEEY aux énergies incidentes comprises entre E_{C1} et E_{max} [32]. En particulier, nous avons identifié E_{C1} comme étant le paramètre le plus critique : plus E_{C1} est élevée, plus le seuil multipactor est élevé. Toutefois, les simulations multipactor étudiées précédemment ne prennent pas en compte la présence d'un champ magnétique extérieur mais uniquement celui de l'onde électromagnétique RF. Or les équipements hyperfréquences utilisés dans la fusion nucléaire magnétique contrôlée ainsi que certains équipements hyperfréquences utilisés dans le domaine du spatial sont soumis à un champ magnétique statique. La question que nous nous sommes alors posée a été de déterminer si un champ magnétique statique influence ou non le rendement d'émission électronique.

Pour répondre à cette question, nous avons étudié l'influence du champ magnétique sur le TEEY et tout particulièrement sur le paramètre E_{C1} . Pour cela, un nouveau dispositif expérimental a été développé spécifiquement pour être au plus proche des conditions réelles d'utilisation des composants RF. Tout d'abord, un travail d'analyse a été réalisé afin de déterminer quel système de bobine était le plus adapté à nos objectifs expérimentaux (section 3.2.1, page 61). Une fois que ce système a été déterminé, nous avons développé un système de bride rentrante indispensable pour pouvoir intégrer le système de bobine dans l'enceinte à vide CELESTE (section 3.2.2, page 63). Nous avons ensuite élaboré une technique de mesure originale pour pouvoir déterminer le TEEY en présence de champ magnétique [36]. Cette technique est basée sur l'utilisation d'une cage de Faraday spécifique (section 3.2.3, page 65). Pour la fabrication du système de bobine, une collaboration a été réalisée avec le Laboratoire National des Champs Magnétiques Intenses (LNCMI) de Toulouse. Grâce à cette nouvelle collaboration, une bobine solénoïde a été conçue et fabriquée pour être adaptée au nouveau montage expérimental (section 3.2.4, page 67). Une fois assemblé, le dispositif expérimental a été calibré et le protocole expérimental étudié (section 3.3, page 77). Pour analyser et optimiser le fonctionnement de notre dispositif expérimental, nous avons réalisé des simulations du type Particle-In-Cell (PIC). Nous avons utilisé le logiciel PIC SPIS (pour *Spacecraft Plasma Interaction System*) qui a initialement été développé pour simuler le comportement d'un satellite soumis à un environnement spatial chargeant [35]. Dans cette étude nous l'avons utilisé pour étudier les trajectoires des électrons dans l'enceinte à vide en fonction des environnements électromagnétiques représentatifs des configurations expérimentales.

3.2. Conception du dispositif expérimental pour l'étude de l'influence du champ magnétique sur le TEEY

3.2.1. Détermination du système de bobinage

Nous voulons générer un champ magnétique perpendiculaire à la surface de l'échantillon et uniforme dans l'environnement proche de la surface. Qui plus est, l'intensité du champ magnétique doit être la plus grande possible pour se rapprocher des cas réels. Ces choix sont guidés par un souci de représentativité en accord avec nos deux applications d'intérêt : le spatial et la fusion nucléaire contrôlée par confinement magnétique avec les réacteurs tokamaks. Les aimants dans les circulateurs et isolateurs génèrent un champ magnétique uniforme et perpendiculaire aux surfaces des ferrites avec une intensité allant jusqu'à quelques milliers de Gauss, soit de l'ordre du dixième de Tesla [123]. Dans les antennes micro-ondes placées sur les réacteurs tokamaks le champ magnétique toroïdal est perpendiculaire aux grands côtés des guides d'ondes rectangulaires et a une intensité pouvant atteindre quelques Tesla [4].

Dans un premier temps, nous nous sommes intéressés aux systèmes de bobinage permettant de générer des champs magnétiques uniformes dans l'environnement de l'échantillon. À l'aide des travaux [124], [125] nous avons extrait six systèmes de bobinage qui permettent de remplir les critères d'uniformité du champ magnétique : bobine de Helmholtz [126], bobine de Lee-Whiting [127], bobines de Merritt [128], bobine d'Alldred et Scollar [129] et bobine de Rubens [130]. À ces six systèmes s'ajoute la bobine solénoïde qui permet d'avoir une uniformité au centre du solénoïde de quelques dixièmes de pourcents. Pour une application nécessitant un faible volume de champ magnétique uniforme, les dispositifs les plus adaptés sont la bobine solénoïde, la bobine de Lee-Whiting et celle de Helmholtz. Pour obtenir un grand volume de champ magnétique uniforme, la solution optimale est d'utiliser le dispositif de Merritt à 4 bobines carrées.

Dans un second temps, nous avons comparé l'intensité magnétique que peuvent générer les systèmes de bobinage précédents. L'expression (II-1) donne la relation générale de proportionnalité entre la valeur de l'amplitude du champ magnétique au centre du système de bobinage et le nombre de spires (N), le courant dans la bobine (I) et son diamètre (d). Le coefficient de proportionnalité dépend du système de bobinage utilisé.

$$B_{centre}(T) \propto \frac{N \cdot I}{d} \quad (III-1)$$

À diamètre de bobine d et courant I donnés, le système de bobines qui permet d'obtenir l'amplitude de champ magnétique la plus haute est donc le solénoïde qui est constitué du plus grand nombre N de spires.

L'amplitude de champ magnétique est inversement proportionnelle au diamètre de la bobine. Nous décidons donc de disposer la bobine au plus près de l'échantillon afin d'obtenir l'intensité et l'uniformité les plus grandes possibles.

Il faut alors évaluer la possibilité de placer la bobine sous vide. Lorsque l'on dispose un matériau quelconque sous vide, il peut apparaître des phénomènes de dégazage plus ou moins marqués selon la nature du matériau et la pression résiduelle voulue. Une bobine est formée d'un fil métallique isolé par un matériau non métallique qui est généralement un polymère. Le taux de dégazage des polymères est donné par l'expression (III-2) que nous comparons au cas des métaux (III-3) [131], [132].

$$\text{Taux de dégazage des polymères : } q(t) \cong \frac{2,66 \cdot 10^{-2}}{t[h]} \frac{\text{Pa} \cdot \text{m}}{\text{s}} \quad (III-2)$$

$$\text{Taux de dégazage des métaux non étuvés : } q(t) \cong \frac{2,66 \cdot 10^{-6}}{t[h]} \frac{\text{Pa} \cdot \text{m}}{\text{s}} \quad (III-3)$$

Le taux de dégazage des polymères est supérieur à celui des métaux non étuvés de 4 ordres de grandeur. Cette différence s'accroît lorsque le matériau subit une montée en température, ce qui se produit lorsque le courant circule dans la bobine. Placer une bobine avec isolant polymère sous vide est donc déconseillé car les phénomènes de dégazage thermique vont altérer le vide et empêcher la mesure du rendement d'émission électronique. En effet, la pression résiduelle nécessaire au bon fonctionnement de canon à électrons ne doit pas excéder 10^{-6} mbar. Une solution que nous avons envisagée a été de fabriquer une bobine avec un fil de cuivre isolé par une gaine céramique. En effet les matériaux céramiques possèdent une haute densité et de faibles diamètres de grains, ce qui donne un faible taux de dégazage, voisin de celui de l'inox (III-4) [132]. Ce taux de dégazage est plus faible que celui des métaux non étuvés placés communément sous vide. L'utilisation d'un isolant céramique n'a pas pu être considérée du fait de son coût trop important.

$$\text{Taux de dégazage de l'inox non étuvé : } q(t) \cong \frac{2,66 \cdot 10^{-7}}{t[h]} \frac{\text{Pa} \cdot \text{m}}{\text{s}} \quad (III-4)$$

La solution envisagée alors est l'utilisation d'une bobine constituée d'un fil de cuivre isolé avec un polymère que nous ne plaçons pas sous vide mais sous air, à l'extérieur de l'enceinte à vide. Pour obtenir la plus grande amplitude de champ magnétique possible, nous cherchons toujours à avoir un système de bobinage le plus petit possible. Pour satisfaire ces conditions, nous avons développé un système de brides permettant d'avoir une bobine de quelques dizaines de millimètres de diamètre tout en étant placée sous air. Sans ce système de brides, le diamètre de la bobine aurait dû être plus grand que le diamètre de CELESTE, soit supérieur à 300 mm.

3.2.2. Le système de bride rentrante

Le système de brides développé permet d'obtenir la bobine sous air tout en étant très proche de l'échantillon étudié. Le système élaboré est constitué de trois brides :

- Un raccord CF200/CF100. La particularité de ce système est que pour le CF 200, le joint cuivre est placé vers l'intérieur, du côté du tube reliant les deux brides. Ce raccord est différent de la norme des fabricants de bride.
- Un raccord CF100/CF40. Ici aussi la particularité est que pour le CF 100, le joint cuivre est placé vers l'intérieur, du côté du tube reliant les deux brides.
- La dernière bride du dispositif est une CF40 permettant le passage de trois contacts électriques tout en maintenant la tenue au vide.

La Fig. 29 représente ce dispositif de bride rentrante.

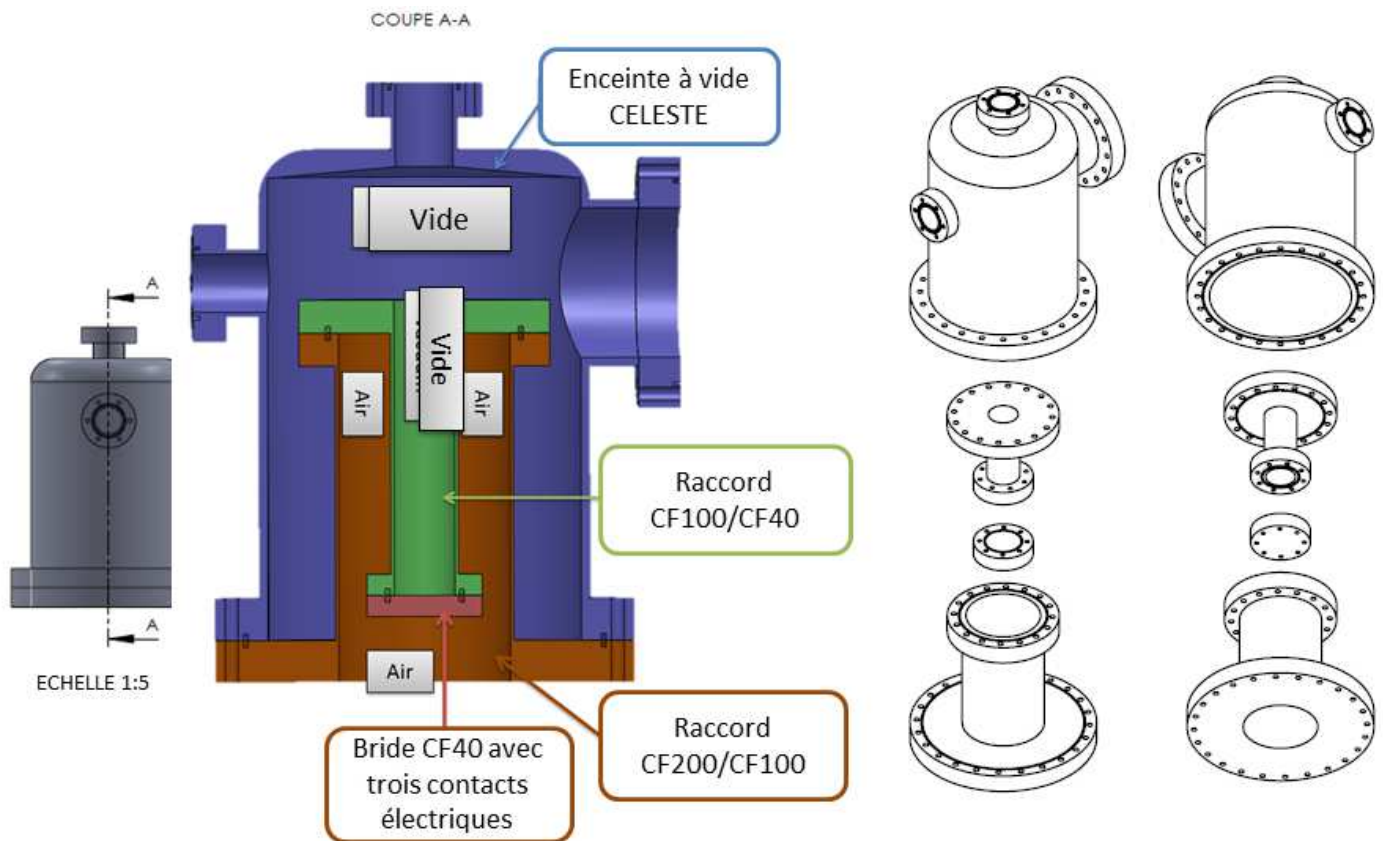


Fig. 29. Illustration du dispositif de bride rentrante. Utilisation du logiciel SolidWorks.

Nous retrouvons un cylindre central de 39 mm de diamètre au cœur duquel nous avons le vide, ce cylindre correspond au tube du raccord CF100/CF40. Entre ce tube et celui du raccord CF200/CF100, la bobine est à l'extérieur de l'enceinte à vide (Fig. 29). Nous comprenons ici le nom donné au système de brides, système de « bride rentrante » : les trois brides sont placées au sein de l'enceinte à vide et non pas à l'extérieur comme cela est généralement le cas. La présence d'air entre les tubes des raccords CF200/CF100 et

CF100/CF40 permet ainsi de placer la bobine au plus près du vide tout en étant de petite dimension et de pouvoir la refroidir en cas de besoin.

Dans cette configuration expérimentale, le système de bobinage qui génère le champ magnétique le plus intense pour un courant et un diamètre donnés est le solénoïde multicouche. Nous avons décidé de réaliser le bobinage directement sur la partie extérieure du tube du raccord CF100/CF40 (section 3.2.4.2, page 70).

Il faut aussi concevoir un système pour la mesure de courants permettant de calculer le rendement d'émission électronique totale (TEEY, σ). Nous avons besoin de connaître l'information du courant incident (I_0) qui impacte l'échantillon ainsi que le courant « face arrière » de l'échantillon (I_e) (voir section 1.3.3, page 34). Le TEEY étant calculé à partir de ces deux courants avec l'expression (III-5).

$$\sigma = \frac{I_0 - I_e}{I_0} \quad (III-5)$$

Certains dispositifs expérimentaux exploités pour déterminer le TEEY utilisent aussi un collecteur pour avoir l'information sur les électrons dans l'environnement de l'échantillon irradié. Notamment nous pouvons à l'aide d'un collecteur déterminer le flux des électrons émis par l'échantillon en mesurant le courant collecteur (I_c). Cela est valable si tous les électrons incidents impactent uniquement l'échantillon et que ce dernier est polarisé négativement afin d'éviter la recollection des électrons émis par l'échantillon. Sous ces conditions nous avons l'égalité (III-6) et nous pouvons calculer le TEEY avec les expressions (III-7) et (III-8).

$$I_0 = I_e + I_c \quad (III-6)$$

$$\sigma = \frac{I_c}{I_0} \quad (III-7)$$

$$\sigma = \frac{I_c}{I_e + I_c} \quad (III-8)$$

L'utilisation d'un collecteur permet ainsi de vérifier la loi de conservation des courants [87] en s'assurant que les expressions (III-5), (III-7) et (III-8) donnent des résultats identiques. Lors du développement d'un nouveau dispositif expérimental, cela permet de valider la méthode de mesure expérimentale. Nous avons ainsi décidé de développer un système de cage de Faraday constitué d'un collecteur isolé électriquement de l'échantillon et du support qui est relié à la masse. L'échantillon étant lui aussi isolé du support. L'échantillon et le collecteur sont donc à des potentiels flottants.

3.2.3. Le système de cage de Faraday

Pour développer le système de cage de Faraday, nous avons utilisé le logiciel SolidWorks® (Fig. 30).

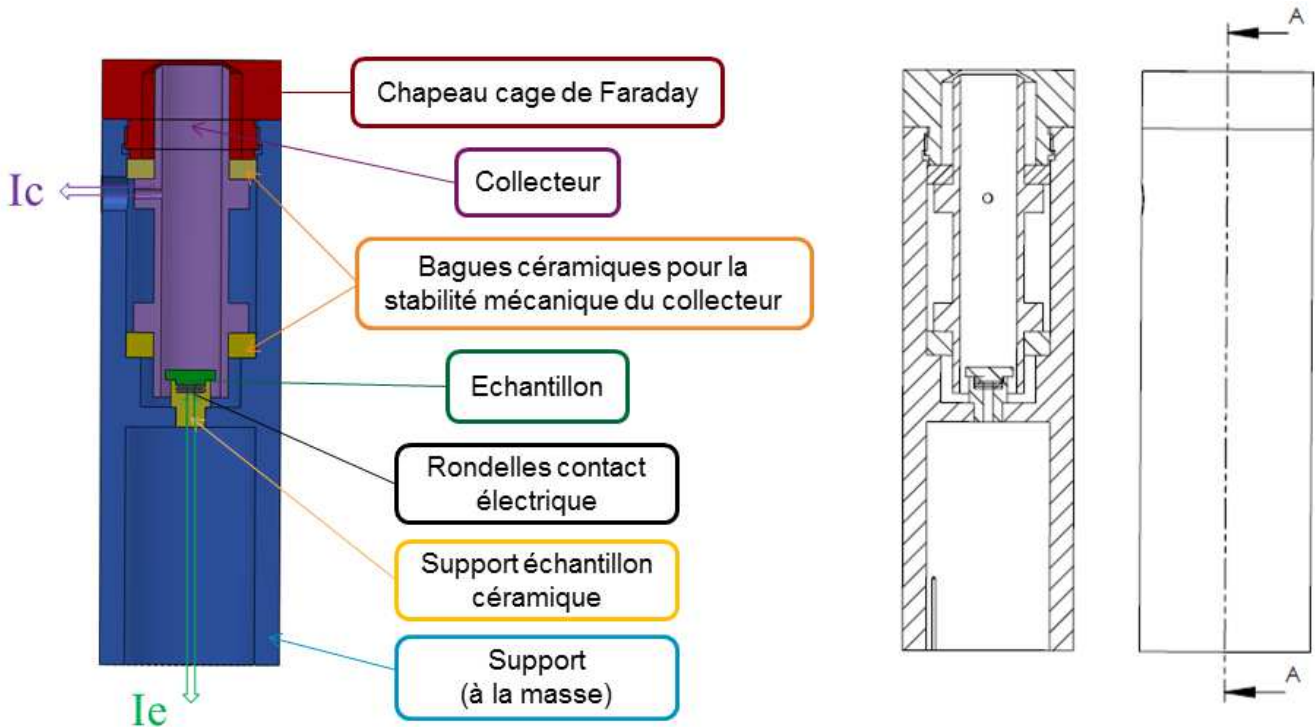


Fig. 30. Illustration de la cage de Faraday développé pour ce projet de thèse. Sur la gauche une vue en couleurs des différents composants du système. Sur la droite, deux représentations extraites du modèle SolidWorks® dont une coupe de la cage de Faraday.

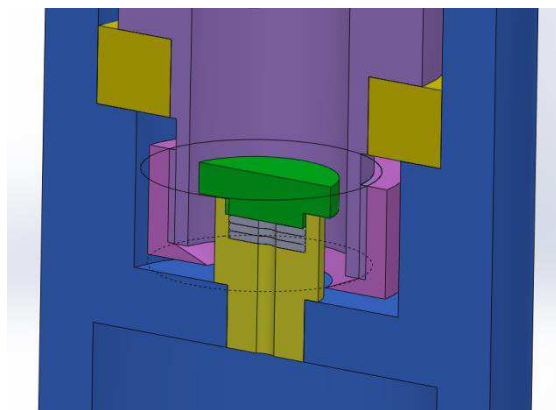


Fig. 31. Agrandissement de l'environnement de l'échantillon dans la cage de Faraday. Les pièces isolantes sont en jaune, le collecteur est représenté en violet clair et foncé et l'échantillon est en vert.

La cage de Faraday est un cylindre constitué de huit pièces distinctes. Les conditions nécessaires pour la conception de la cage de Faraday sont :

- L'échantillon doit aussi être isolé du collecteur et du support qui est relié à la masse. L'échantillon fait un diamètre de 10 mm tandis que le collecteur est un cylindre de 12 mm de diamètre intérieur. L'échantillon est posé en contact sur une rondelle électrique qui est reliée à un fil électrique isolé du support. L'échantillon et la rondelle sont isolés du support à l'aide d'une pièce céramique. Le fil électrique est relié à la bride CF40 qui est connectée à l'oscilloscope sur lequel nous mesurons le courant « face arrière » de l'échantillon (I_e).
- Le collecteur doit être immobile, cette stabilité est indispensable pour éviter tout contact électrique entre le collecteur et le support d'une part et entre le collecteur et l'échantillon d'autre part. Pour satisfaire cette condition, le collecteur est un cylindre avec deux anneaux plus larges qui permettent de contraindre mécaniquement le collecteur à l'aide de deux bagues céramiques et du chapeau de la cage afin que l'ensemble soit immobile. Il n'y a pas de contact électrique entre le collecteur et le chapeau qui est à la masse. Le collecteur est ainsi maintenu flottant, grâce à ces bagues isolantes. Une vis métallique isolée vissée sur le collecteur et passant à travers la paroi du support via un trou de 8 mm sert de contact électrique pour la mesure du courant collecteur. La vis est isolée pour empêcher tout contact électrique avec le support. Un fil électrique relié à cette vis est connecté à la bride CF40 que nous relierons à l'oscilloscope pour la mesure du courant collecteur (I_c).
- Le canon à électrons est placé au-dessus de la cage de Faraday, sur le même axe de symétrie circulaire que la cage de Faraday et du collecteur. Les électrons émis par le canon à électrons entrent par le haut de la cage de Faraday, par le trou au centre du chapeau, et se propagent dans le vide au centre du collecteur jusqu'à l'échantillon.
Si des électrons impactaient le support sous l'échantillon alors leur information serait perdue car le support est relié à la masse. Pour éviter cela, une pièce a été ajoutée sur la partie inférieure du collecteur (Fig. 31) qui collecte tous les électrons qui sont émis par l'échantillon.
Le haut de la cage de Faraday et l'extrémité du canon à électrons sont placés proche l'un de l'autre pour s'assurer que les électrons incidents impactent uniquement l'échantillon, condition nécessaire pour obtenir une mesure de rendement d'émission électronique totale cohérente. En effet l'émission électronique du canon à électrons suit un cône d'émission (d'angle d'ouverture expérimental d'environ $7,4^\circ$), la surface irradiée augmente donc avec la distance au canon à électrons.

Nous avons développé ce système pour étudier les propriétés d'émission électronique de nos échantillons soumis à un champ magnétique. Il est impératif de garder le même environnement magnétique pour l'ensemble de nos mesures de courants (I_0 , I_e et I_c). Avec ces systèmes de cage de Faraday et de bride rentrante, aucun changement géométrique n'est nécessaire lors des mesures de courants. Pour mesurer le courant incident (I_0), nous polarisons positivement l'échantillon et le collecteur à +18 V et nous réaliserons un court-circuit en reliant le fil électrique du collecteur à celui de l'échantillon (Fig. 32). La mesure du courant échantillon et collecteur se fait en même temps, nous polarisons le collecteur à +18 V tandis que l'échantillon est polarisée à -9 V pour éviter les électrons secondaires de faibles énergies ne soient récoltés par l'échantillon.

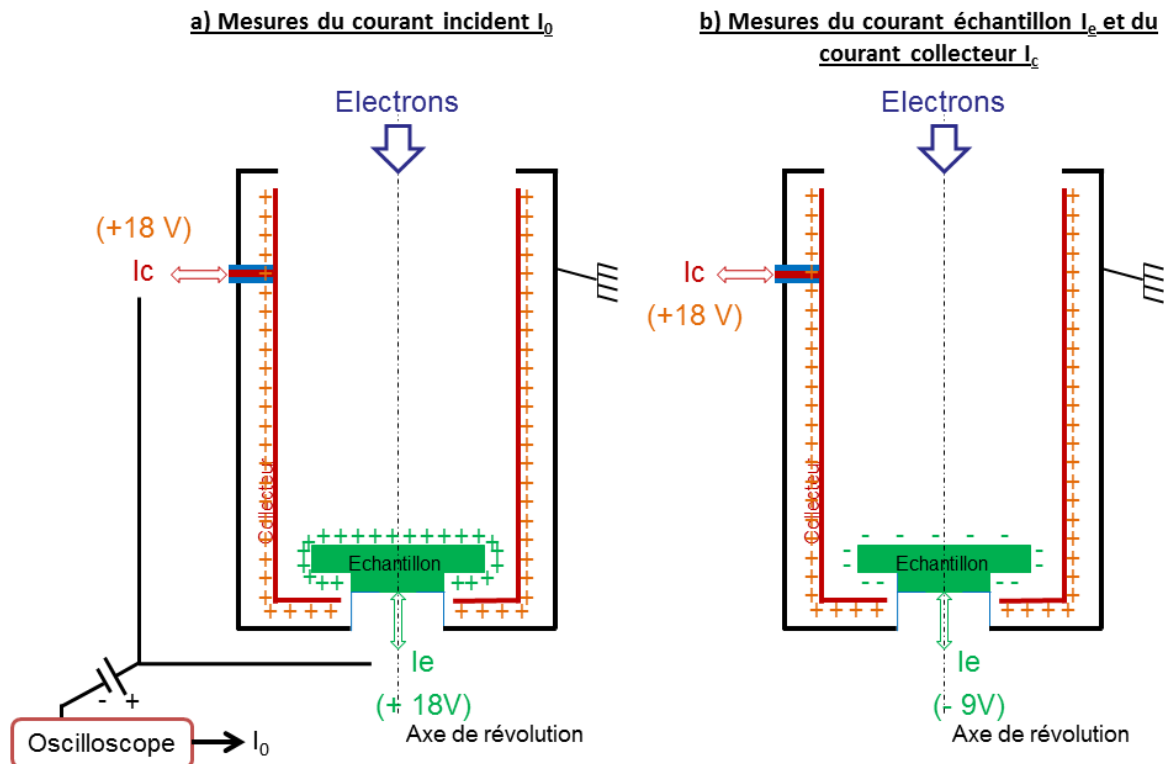


Fig. 32. Schéma illustrant la mesure des courants incident, échantillon et collecteur.

Avec ces systèmes de bride rentrante et de cage de Faraday, nous pouvons obtenir un champ magnétique uniforme et perpendiculaire à la surface de l'échantillon irradié. Nous respectons alors les conditions réelles d'utilisation des systèmes RF hautes puissances dans le spatial et la fusion nucléaire contrôlée. Pour cela il faut fabriquer la bobine précisément à hauteur de l'échantillon de manière à ce que le centre de la bobine solénoïde corresponde au centre de la surface de l'échantillon.

3.2.4. La bobine solénoïde cuivre

3.2.4.1. Optimisation des dimensions de la bobine solénoïde multicouches

Nous l'avons vu précédemment, la bobine solénoïde multicouches est placée sous air et directement sur la partie extérieure du tube du raccord CF100/CF40. Avant de la fabriquer, il faut optimiser sa géométrie. Pour cela, nous utilisons trois méthodes de calcul du champ magnétique dont deux logiciels : ANSYS Maxwell [54] (logiciel commercial, disponible à l'IRFM) et FEMM (logiciel libre) [133]. La troisième méthode se base sur l'utilisation de formules théoriques obtenues de la formule de Biot et Savart qui sont explicitées en annexe (voir annexe 0, page 127). Cette dernière méthode nous permet de calculer l'amplitude du champ magnétique au centre d'un solénoïde de spires multicouche. ANSYS Maxwell et FEMM permettent de modéliser le champ magnétique dans un domaine 3D. L'intérêt de ces deux méthodes est d'obtenir les cartes de champ magnétique dans l'ensemble du domaine d'étude.

Chacune des trois méthodes permet d'étudier l'influence du courant injecté dans la bobine, de la longueur et de l'épaisseur de la bobine, du nombre de spires et leurs sections sur le champ magnétique. Nous avons comparé les trois méthodes de calcul pour certains cas de géométrie de bobines afin de vérifier la cohérence des résultats entre les trois méthodes. Les résultats étant identiques avec les trois méthodes de calcul, nous avons choisi d'utiliser FEMM. Ce logiciel est plus pratique à utiliser que l'est ANSYS Maxwell pour l'optimisation et FEMM est plus complet que les formules théoriques car il permet de calculer les cartes de champ magnétique dans l'ensemble du domaine d'étude. La majorité des calculs présentés par la suite a donc été réalisée avec FEMM.

ANSYS Maxwell permet de modéliser la géométrie réelle tout en différenciant les différents constituants et les matériaux associés, ce qui est impossible avec les deux autres méthodes de calculs. Nous avons donc utilisé cette caractéristique pour modéliser notre dispositif expérimental (section 3.3.2, page 82).

La bobine solénoïde multicouche est le choix le plus intéressant en termes d'uniformité et d'intensité du champ magnétique (section 3.2.1, page 61). Le solénoïde est fabriqué directement sur le tube du raccord CF100/CF40 de 41 mm de diamètre extérieur. Les spires de la première couche ont donc un diamètre de 41 mm. La limite d'épaisseur est donnée par le diamètre intérieur du raccord CF200/CF100 qui est de 104 mm. La bobine ne peut donc pas dépasser 31,5 mm d'épaisseur. Nous souhaitons refroidir la bobine lors de son fonctionnement pour éviter la surchauffe et diminuer ainsi le risque de claquage de la bobine. En effet, plus la température dans la bobine est importante et plus l'isolant polymère se dégrade. Il faut donc prévoir un espace entre la bobine et le tube intérieur du raccord CF200/CF100.

L'intérêt est porté à maximiser l'amplitude du champ magnétique au centre de la bobine. La Fig. 33 représente l'amplitude du champ magnétique (exprimé en mT) au centre d'un solénoïde de 140 mm de longueur en fonction de l'épaisseur du solénoïde (exprimé en mm). La Fig. 34 représente l'amplitude du champ magnétique (mT) au centre du solénoïde de 28 mm d'épaisseur en fonction de la longueur du solénoïde (mm).

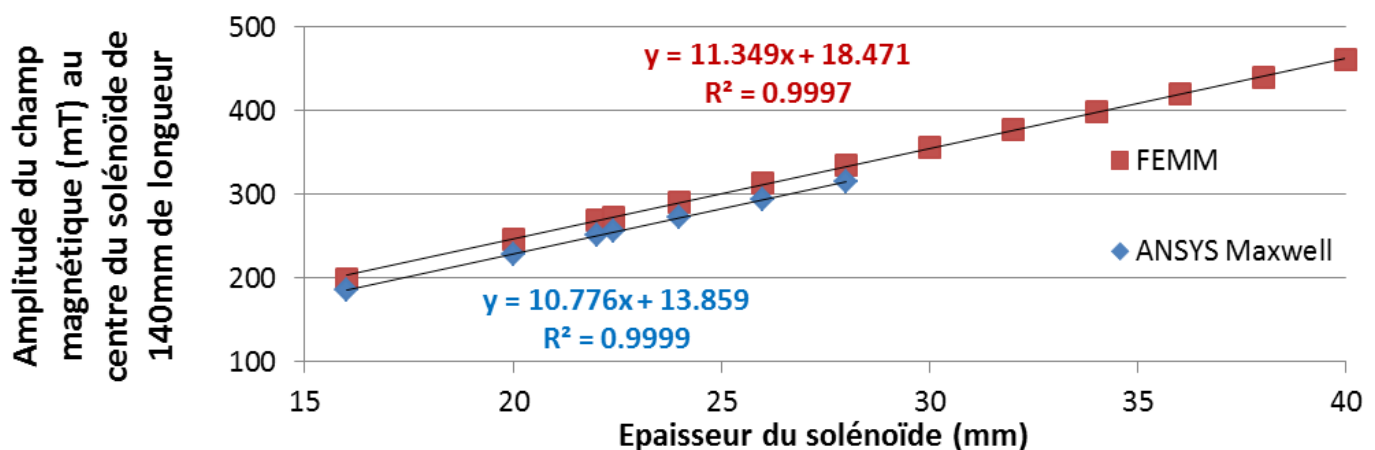


Fig. 33. Représentation de l'amplitude du champ magnétique (mT) au centre du solénoïde de 140mm de longueur en fonction de l'épaisseur du solénoïde (mm)

Nous notons une relation de proportionnalité entre l'épaisseur du solénoïde et l'amplitude du champ magnétique au centre du solénoïde. Plus le solénoïde est épais, plus l'amplitude du champ magnétique au centre de la bobine (et donc sur l'échantillon) est grande.

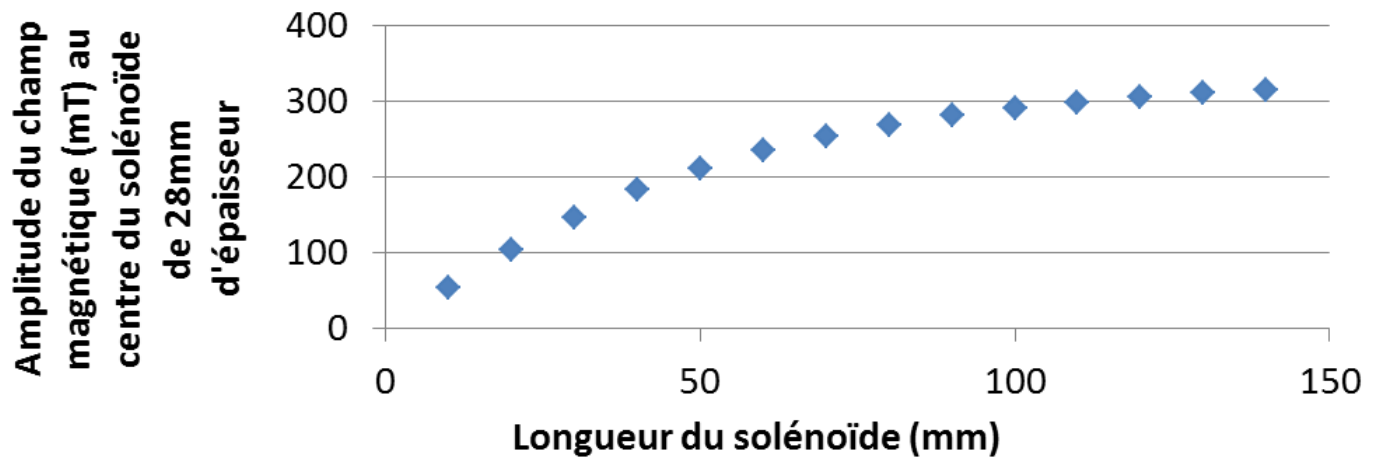


Fig. 34. Représentation de l'amplitude du champ magnétique (mT) au centre du solénoïde de 28mm d'épaisseur en fonction de la longueur du solénoïde (mm)

Si nous considérons le plan P perpendiculaire à l'axe de la bobine contenant le centre du solénoïde, alors plus une spire est éloignée de ce plan P, moins elle génère de champ magnétique au centre (voir annexe 0, page 127). C'est ainsi qu'augmenter la longueur du solénoïde ne permet pas d'augmenter proportionnellement l'amplitude du champ magnétique au centre du solénoïde. Il faut désormais trouver un optimal entre la longueur et l'épaisseur du solénoïde. Cet optimal dépend du générateur courant / tension qui alimente la bobine. Les dimensions de la bobine sont limitées par la puissance maximale et la résistance du générateur. La résistance interne (voir annexe 0, page 133) de la bobine ne doit pas être supérieure à la résistance du générateur. Nous travaillons avec un générateur 60 V / 15 A délivrant une puissance maximale de 900 W et de résistance interne de 4 Ohms. La bobine solénoïde doit donc ne pas dépasser cette puissance de 900 W lorsqu'elle est alimentée par un courant 15 A. Nous avons calculé la puissance nécessaire pour pouvoir alimenter des bobines solénoïdes multicouches d'épaisseur de 28mm avec un courant de 15 A et de différentes longueurs (Tableau 8). Le nombre de spires est calculé en considérant une section du fil de 1,65 mm² correspondant au fil rectangulaire standard de cuivre de 1,65 mm² de section droite que nous utiliserons pour la fabrication de la bobine solénoïde. L'amplitude du champ magnétique au centre, la tension et la puissance sont calculées avec FEMM.

Tableau 8. Détermination de la géométrie de la bobine. Épaisseur 28mm. Courant de 15A.

Longueur [mm]	Nombre de spires	Champ magnétique au centre du solénoïde [mT]	Tension	Puissance (W)
10	170	54	8	130
20	339	104	16	260
30	509	147	24	391
40	679	183	32	521
50	848	212	40	651
60	1018	235	47	781
70	1188	254	55	911
80	1358	269	63	1042
90	1527	281	71	1172
100	1697	291	79	1302
110	1867	299	87	1432
120	2036	306	95	1562
130	2206	311	103	1693
140	2376	316	110	1823

La longueur de 60 mm est optimale pour ne pas dépasser la puissance limite de 900 W du générateur 15 A / 60 V. Nous avons aussi vérifié que la résistance interne de cette bobine ($r = 1,79 \Omega$) soit bien inférieure à la limite du générateur de 4Ω (voir annexe 0, page 133).

Finalement nous avons déterminé via notre étude d'optimisation de la bobine les caractéristiques expérimentales suivantes :

- Générateur courant / tension de 15 A / 60 V
- Bobine solénoïde multicouches de fil de cuivre rectangulaire de section droite de $1,65\text{mm}^2$ telle que :
 - o Longueur : 60 mm
 - o Épaisseur : 28mm, diamètre minimum de 41 mm et diamètre maximum de 69 mm.
 - o Résistance interne : $r = 1,79 \Omega$

3.2.4.2. Fabrication et calibration de la bobine solénoïde cuivre au LNCMI

L'épaisseur de 28 mm de la bobine ne laisse que 3 mm entre la couche extérieure des spires et la bride raccord CF200/CF100. Dans ces conditions, le système de refroidissement autour de la partie extérieure de la bobine risque d'être difficile à mettre en place. Nous pensons utiliser soit un système de circulation d'air, soit un système de circulation d'eau froide. Pour nous laisser plus de marges de liberté, nous avons donc choisi de

réaliser une bobine d'épaisseur inférieure à 28 mm lors de l'étape de fabrication. Nous avons déposé un film de Kapton pour l'isolation électrique entre la bride et la bobine (sécurité supplémentaire en plus de l'isolant du fil de cuivre). Entre chaque couche, un dépôt de colle époxy est déposé. La Fig. 35. a) est une photographie prise à la fin du travail de bobinage, la bobine solénoïde compte alors 833 spires de fil de cuivre rectangulaire de section droite 1,65 mm² pour une épaisseur totale de 23mm et une longueur de 60 mm. La Fig. 35. b) illustre la bobine finale positionnée pour la phase de caractérisation électrique.

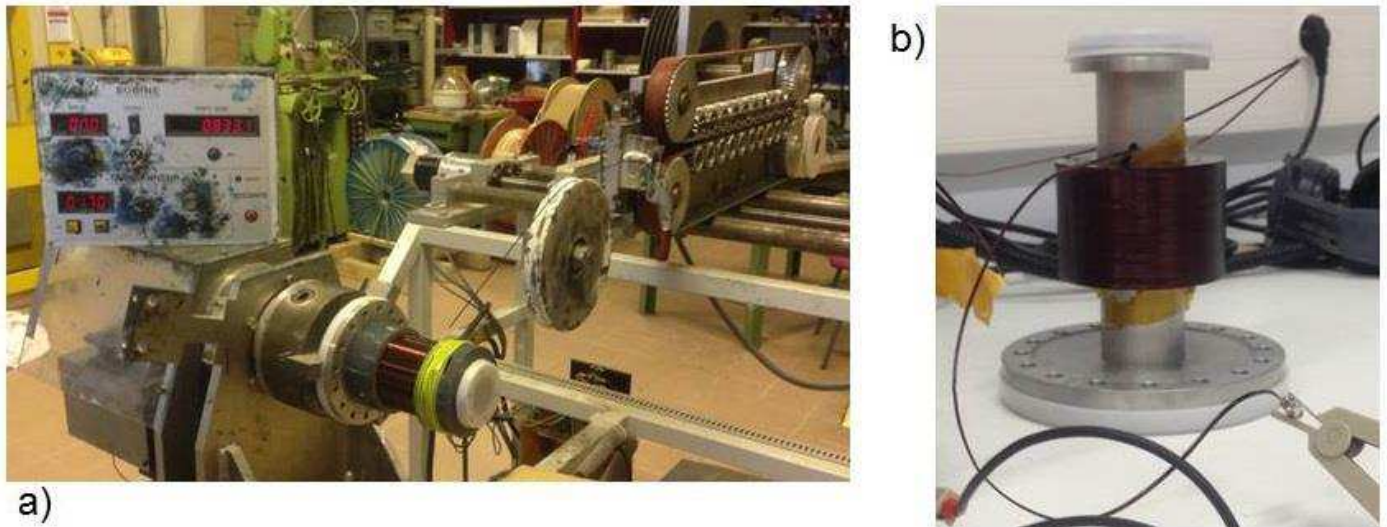


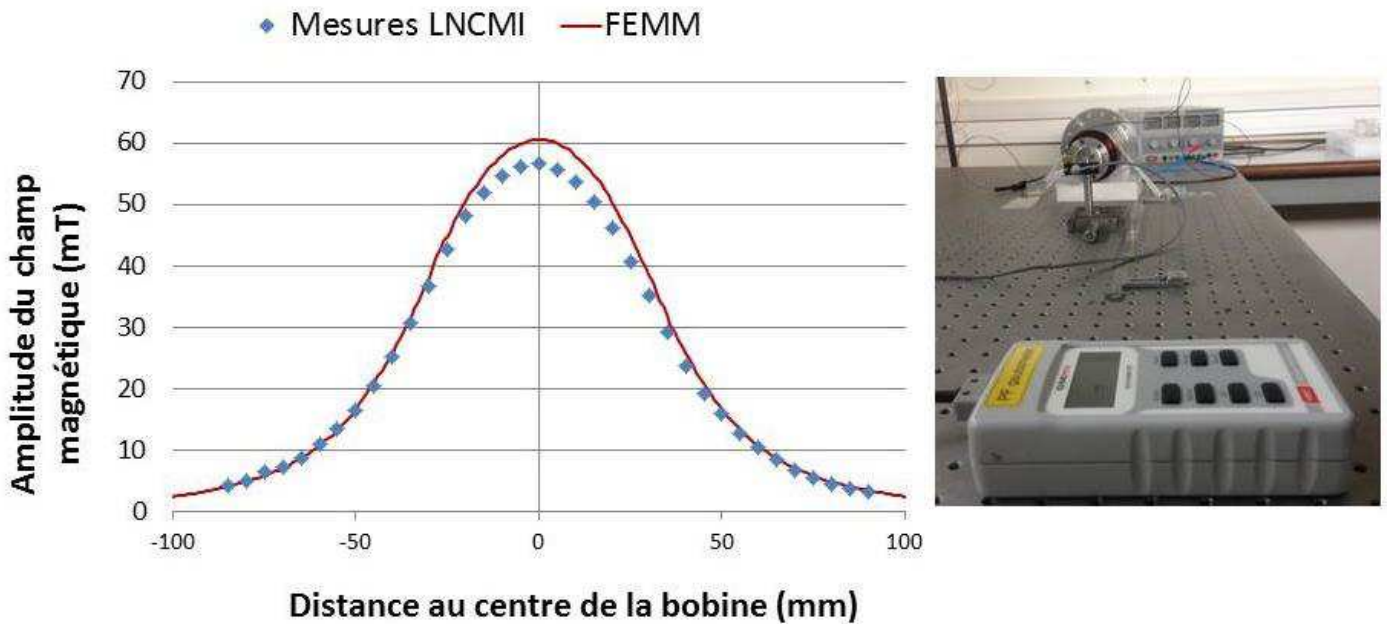
Fig. 35. a) Fin du bobinage, 833 spires de fil de cuivre de section droite 1.65mm². Il reste à enlever les cales plastiques
 b) Bobine finale, en phase de caractérisation électrique

Nous avons caractérisé l'intensité du champ magnétique généré par la bobine solénoïde sur son axe lorsque celle-ci est parcourue par un courant I de 5 A. (Fig. 36). Ces mesures ont été réalisées au LNCMI avec une sonde longitudinale. On les compare aux valeurs théoriques obtenues avec le logiciel FEMM® en calculant l'erreur entre le solénoïde réel et celui théorique :

$$\text{erreur} = \frac{|X_{\text{réel}} - X_{\text{théorique}}|}{X_{\text{théorique}}} \quad (\text{III-9})$$

$$\text{avec } B_{\text{max,réel}} = 56.6 \text{ mT} \text{ et } B_{\text{max,théorique}} = 60.6 \text{ mT}$$

Soit une erreur de 6,6 %. Pour retrouver les valeurs réelles avec 5 A au centre sur FEMM, il faut diminuer le courant à 4.69 A (Fig. 37).



Mesures de l'amplitude du champ magnétique réalisées au LNCMI avec une sonde longitudinale

Fig. 36. Caractéristique de la bobine solénoïde, amplitude du champ magnétique sur l'axe pour $I = 5 \text{ A}$, réalisée au LNCMI avec une sonde longitudinale. Comparaison de la mesure de l'amplitude du champ magnétique aux valeurs théoriques obtenues avec le logiciel FEMM®

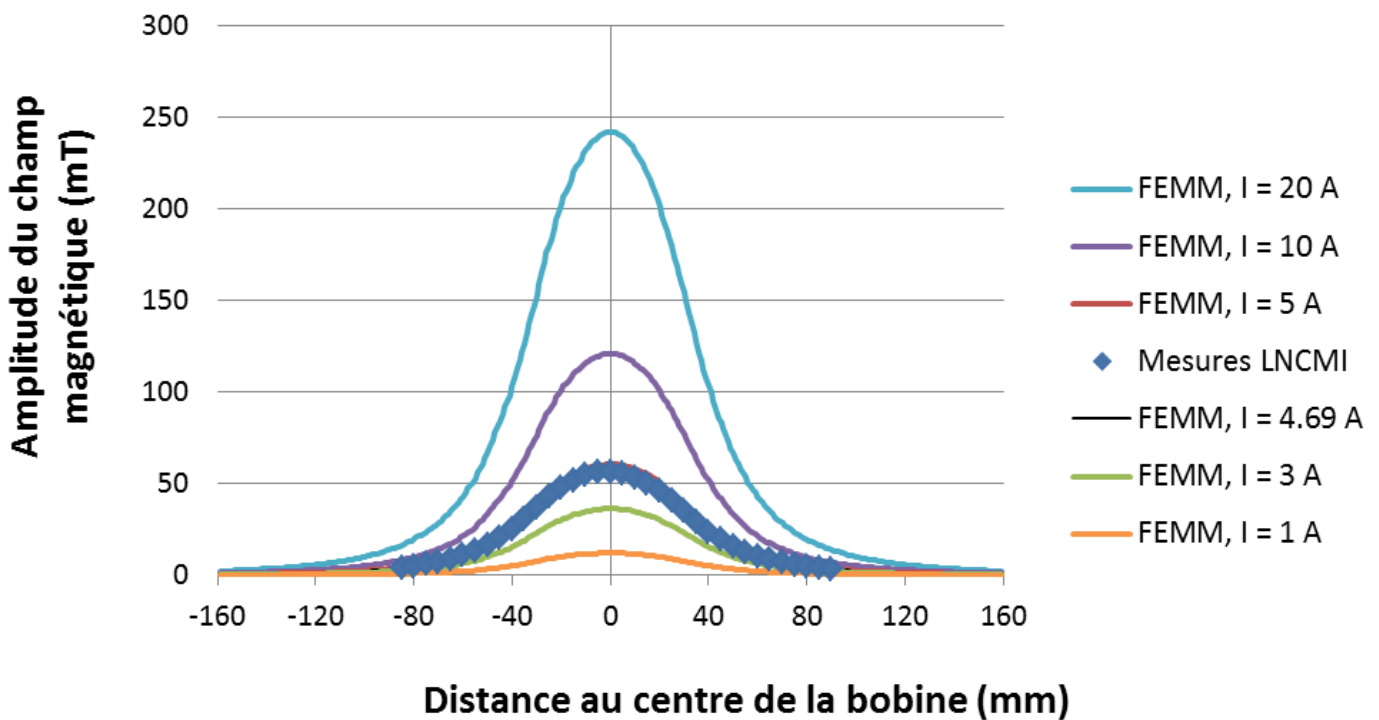


Fig. 37. Amplitudes du champ magnétique sur l'axe de la bobine, comparaison des valeurs expérimentales et théoriques (FEMM).

Pour calculer le champ magnétique au centre de la bobine (B_{centre}), nous avons utilisé les données mesurées au LNCMI. Pour un courant de 5 A circulant dans la bobine, le champ magnétique est de 56,6 mT au centre. Nous utilisons l'expression (III-10) pour déduire B_{centre} de la mesure du courant.

$$B_{\text{centre}} \text{ (mT)} = \frac{I_{\text{bobine}} * 56,6}{5} \quad (\text{III-10})$$

L'uniformité du champ magnétique pour une bobine solénoïde a été aussi étudiée avec FEMM. Le courant a été fixé à 4,69 A. Le diamètre minimum est de 41 mm tandis que le diamètre maximum est de 64 mm. Nous traçons sur la Fig. 38 l'amplitude du champ magnétique perpendiculaire à la surface de l'échantillon (dans l'axe de la bobine solénoïde) (exprimé en Tesla, T) en fonction de la distance horizontale du centre de l'échantillon et du centre de la bobine solénoïde (exprimé en mm).

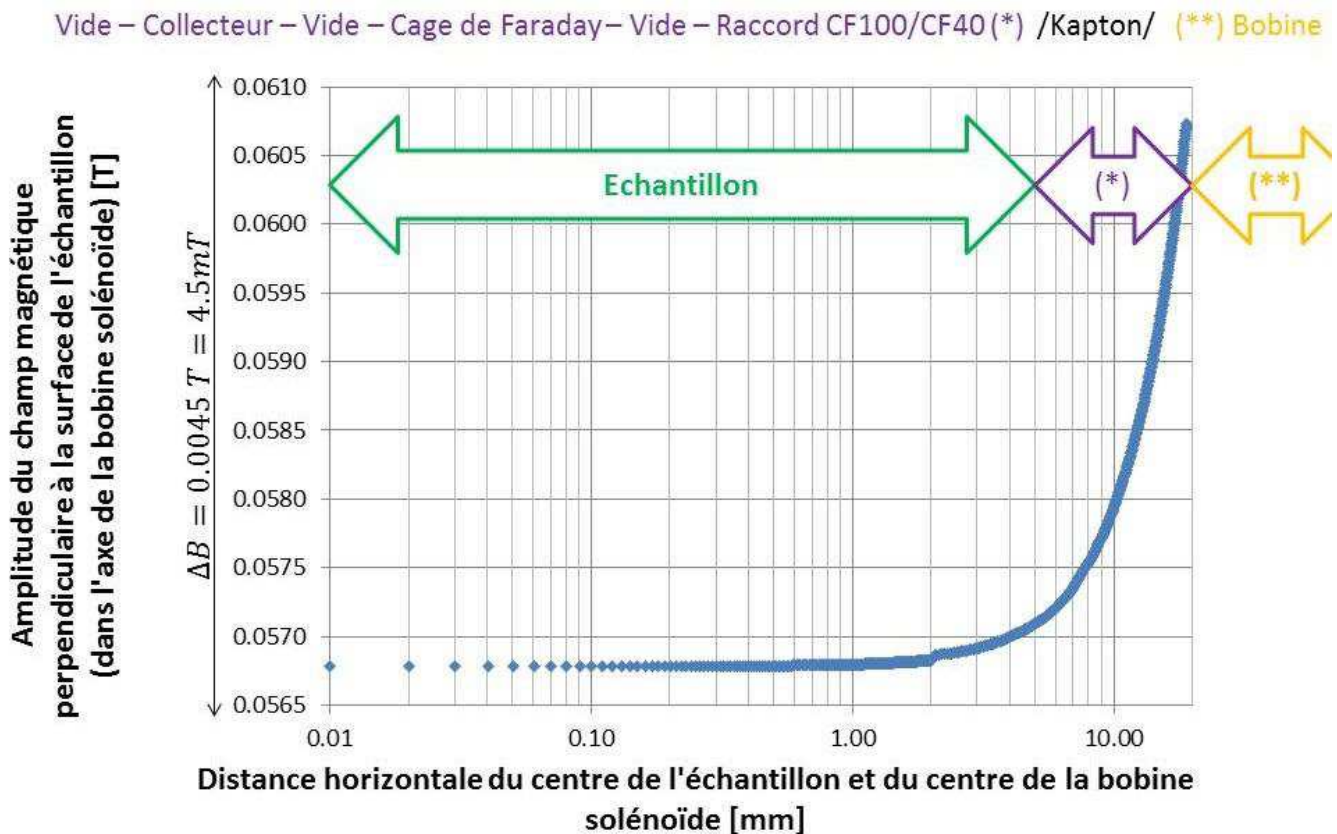


Fig. 38. Représentation de l'amplitude du champ magnétique perpendiculaire à la surface de l'échantillon (dans l'axe de la bobine solénoïde) (exprimé en Tesla, T) en fonction de la distance horizontale du centre de l'échantillon et du centre de la bobine solénoïde (exprimé en mm). Données obtenues avec FEMM®. Les dimensions des éléments du dispositif expérimental sont représentées par les doubles flèches verte, violette et jaune. La description est donnée au-dessus du graphique.

L'amplitude du champ magnétique au centre est de 0,05678 T tandis que celle à l'extrémité de l'échantillon est de 0,05709 T. Avec FEMM, nous trouvons ainsi un écart de 0,545 % de l'amplitude du champ magnétique entre le centre et l'extrémité de l'échantillon. L'échantillon voit un champ magnétique perpendiculaire à la surface de l'échantillon moyen de 0,05684 T.

3.2.5. Mise en place des nouveaux dispositifs expérimentaux

Une fois la bride rentrante, la cage de Faraday et la bobine solénoïde fabriquées, nous avons procédé à l'assemblage des nouveaux dispositifs expérimentaux. Nous nommons l'ensemble de ces nouveaux dispositifs avec le sigle CaFaMa pour CAGE de Faraday sous champ Magnétique. L'extrémité du canon à électrons est placée à une distance de 31,8 mm de l'ouverture supérieure de la cage de Faraday et à une distance de 83,3 mm de la surface supérieure de l'échantillon. Nous nous retrouvons alors dans la configuration de la Fig. 39. La bobine est bien sous air, permettant ainsi de la refroidir efficacement à l'air (ventilateur) ou à l'aide d'un circulateur à eau. La cage de Faraday et les mesures se font sous vide, la méthode des courants est exploitable grâce à ce nouveau dispositif qui permet de mesurer l'ensemble de nos courants tout en gardant le même environnement électromagnétique.

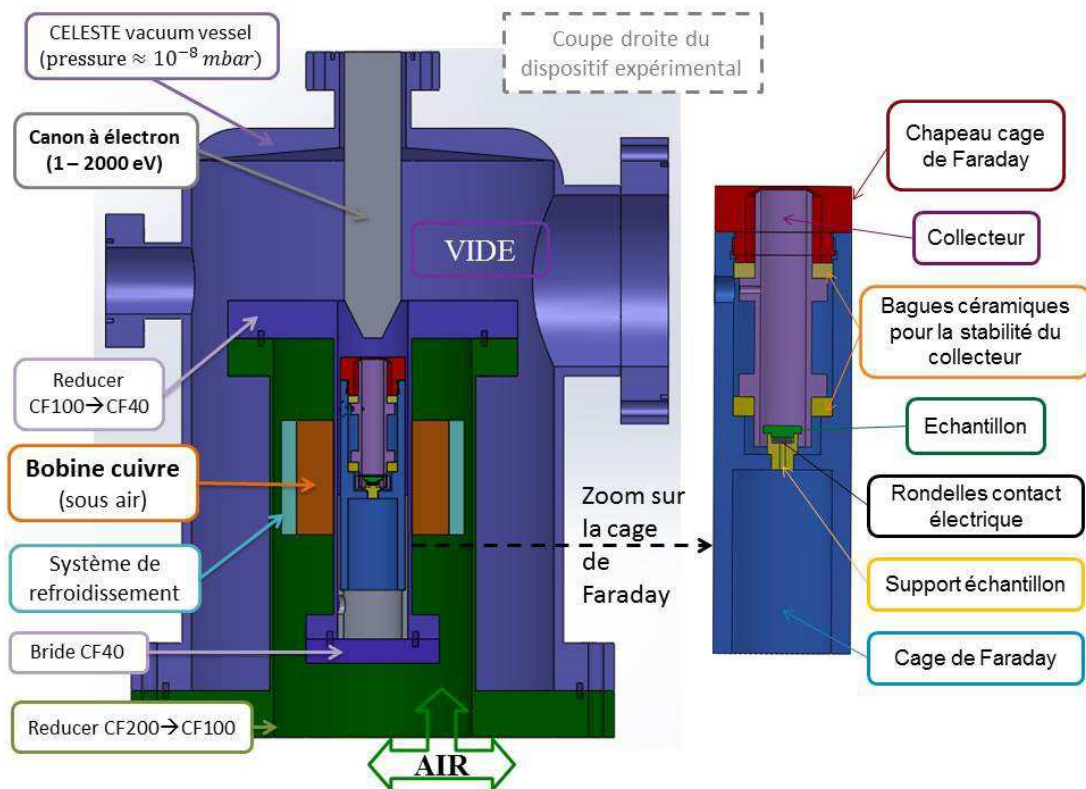


Fig. 39. Illustration de la disposition du système de bride rentrante et de cage de faraday au sein de l'enceinte à vide CELESTE. Présence de la bobine pour la génération du champ magnétique. Utilisation du logiciel SolidWorks®

La Fig. 40 représente le schéma du montage expérimental développé pour l'étude des propriétés d'émission électronique sous champ magnétique. L'enceinte à vide est représentée au centre de la figure. Les instruments nécessaires à la mesure sont représentés autour. Les instruments sont énumérés ci-dessous :

- Alimentation de la bobine via un générateur courant/tension.
- Alimentation du canon à électrons.
- Générateur de tension pour polariser le collecteur avec une polarisation variable.
- Thermocouple placé à proximité de la bobine pour mesurer la température de l'environnement de la bobine et ainsi surveiller l'échauffement de la bobine

- L'oscilloscope permet de mesurer les courants incidents, collecteur et échantillon.
- Le magnétomètre permet de mesurer la valeur du champ magnétique sur l'axe de la bobine à 152 mm du centre de la bobine à l'aide d'une sonde transverse à effet Hall.
- Le générateur d'impulsions est aussi représenté sur la Fig. 40, son utilisation permet si nécessaire de réaliser des impulsions du faisceau d'électrons primaires, nous parlons alors de régime pulsé.

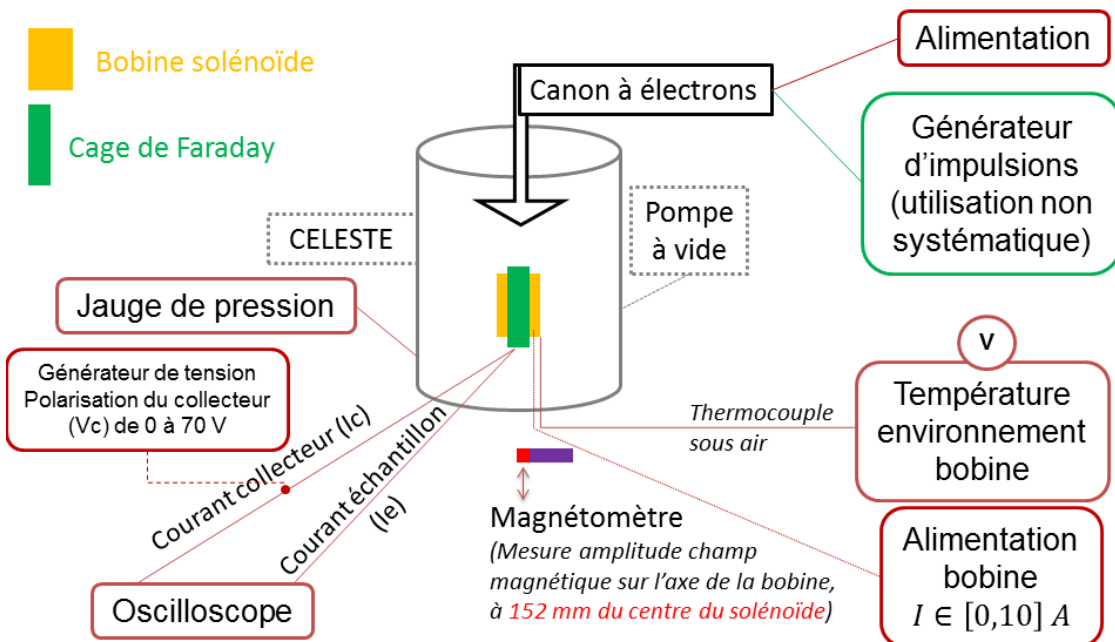


Fig. 40. Schéma du montage expérimental d'études des propriétés d'émission électronique sous champ magnétique

La Fig. 41 est une photographie du montage expérimental schématisé sur la Fig. 40.

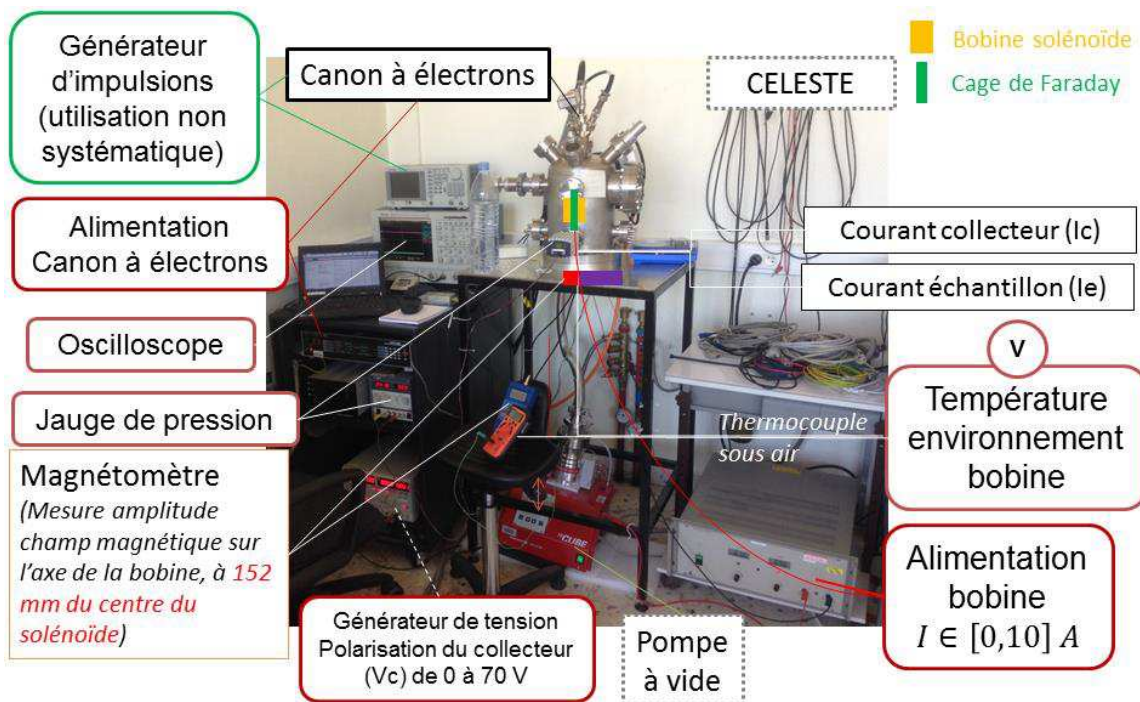


Fig. 41. Photographie du montage expérimental d'études des propriétés d'émission électronique sous champ magnétique.

Nous avons mesuré l'amplitude du champ magnétique avec le magnétomètre à sonde transverse par effet Hall en fonction du courant débité dans la bobine. Il est représenté sur la Fig. 42.

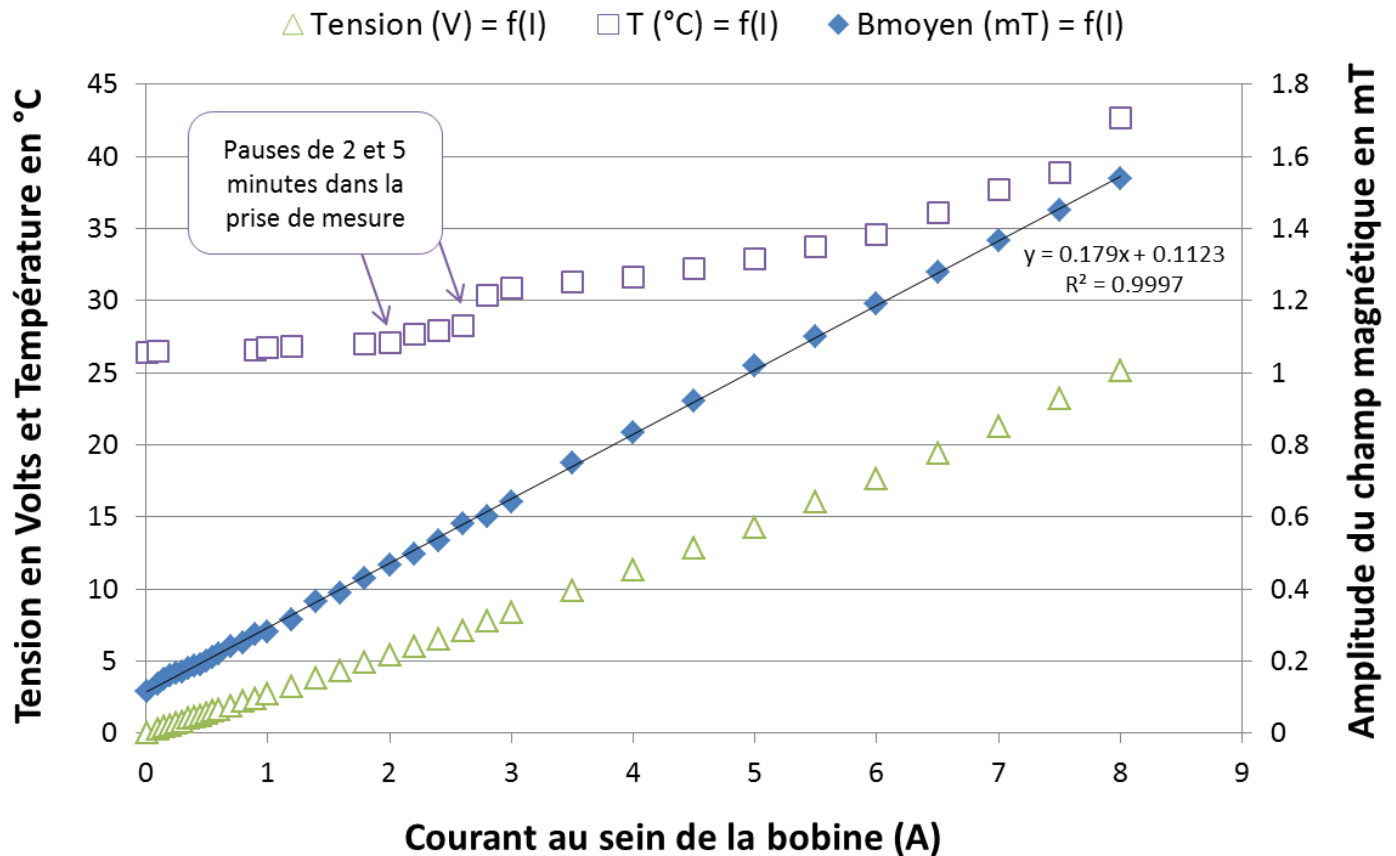


Fig. 42. Mesures de l'amplitude du champ magnétique sur le magnétomètre à sonde transverse par effet hall en fonction du courant débité dans la bobine solénoïde. Représentation de la tension dans la bobine et de la température dans l'environnement de la bobine en fonction du courant débité dans la bobine solénoïde.

Nous observons une linéarité entre le courant (I) et l'amplitude du champ magnétique comme prévu par l'expression (II-1). La sonde étant placée à 152 mm du centre de la bobine, l'amplitude du champ magnétique mesurée est faible (de l'ordre du mT). Ces valeurs sont en accord avec celles mesurées à l'aide de la sonde longitudinale et simulées avec FEMM, que nous avons représenté sur la Fig. 37. Nous avons aussi tracé la température mesurée dans l'environnement de la bobine en fonction du courant bobine (I). La montée de température dépend du temps comme du courant dans la bobine. Nous pouvons alimenter la bobine avec des courants inférieurs à 5 A sur un temps de quelques dizaines de minutes. Cependant, dès que le courant excède 5 A, la température s'accroît rapidement en fonction du temps. Ainsi nous ne pouvons pas alimenter la bobine avec des courants de 10 ou 15 A sur des temps supérieurs à quelques minutes.

3.3. Calibration du dispositif expérimental et protocole expérimental

Pour valider le bon fonctionnement de notre montage expérimental et la mesure de rendement d'émission électronique totale sous champ magnétique, il convient de confirmer que la loi de conservation des courants est vérifiée [87]. Cette loi est respectée à condition que :

- (i) Tous les électrons qui entrent dans la cage de Faraday ne s'échappent pas de la cage.
- (ii) Tous les électrons incidents doivent irradier l'échantillon.
- (iii) Tous les électrons secondaires et rétrodiffusés doivent être émis de la surface de l'échantillon sans être recollectés.
- (iv) Les électrons tertiaires (émission électronique due à l'impact des électrons secondaires et rétrodiffusés sur le collecteur) ne doivent pas impacter la surface de l'échantillon.

Ces conditions sont valables lorsque les trois expressions (III-5), (III-7) et (III-8) du TEEY donnent des résultats identiques. Nous avons alors réalisé des mesures des courants I_0 , I_e et I_c en régime continu pour vérifier que la loi de conservation des courants était bien respectée [87]. Le logiciel SPIS [35] a été utilisé pour modéliser le montage expérimental et simuler le protocole expérimental. SPIS nous permet d'analyser les trajectoires des électrons émis et incidents dans des configurations électrostatiques et magnétiques représentatives du dispositif.

3.3.1. Mesures des courants I_0 , I_e et I_c en régime continu

Nous avons mesuré le courant cage de Faraday (courant incident I_0 (Fig. 32. a)), en nous plaçant dans une configuration cage de Faraday : l'échantillon et le collecteur sont polarisés identiquement et généralement à +18 V. Les réglages du canon à électrons sont contrôlés pour respecter la condition (ii).

Pour mesurer le courant échantillon, noté I_e (Fig. 32. b), et le courant collecteur, noté I_c (Fig. 32. b), nous polarisons l'échantillon à -9 V à l'aide d'une pile tandis que le collecteur est polarisé positivement à +18 V (avec deux piles en série de 9 V).

À partir des mesures des trois courants I_0 , I_e et I_c , nous pouvons calculer le TEEY. Pour cela, les trois expressions (III-5), (III-7) et (III-8) sont utilisables. Nous les rappelons ci-dessous en les nommant TEEY 1, 2 et 3 pour faciliter la lecture.

$$\text{TEEY 1 : } \sigma_1 = \frac{I_c}{I_0} \quad (\text{III-11})$$

$$\text{TEEY 2 : } \sigma_2 = \frac{I_0 - I_e}{I_0} \quad (\text{III-12})$$

$$\text{TEEY 3 : } \sigma_3 = \frac{I_c}{I_e + I_c} \quad (\text{III-13})$$

Lorsque nous effectuons des mesures sous champ magnétique, nous alimentons en courant la bobine et nous mesurons les courants I_0, I_e et I_c comme précédemment.

La Fig. 43 représente les TEEY obtenus à partir de deux séries de mesures des courants I_0, I_e et I_c à deux jours distincts. Entre les deux séries de mesures le canon à électrons a été éteint mais l'enceinte est restée sous vide (les réglages du canon à électrons ont été les mêmes pour les deux séries de mesures). Pour chacune des séries de mesures, les rendements TEEY 1, 2 et 3 ont été calculés à partir de leur expression respective (III-11), (III-12) et (III-13). Les TEEY représentés sur la Fig. 43 ont tous été calculés à partir de mesures sans champ magnétique.

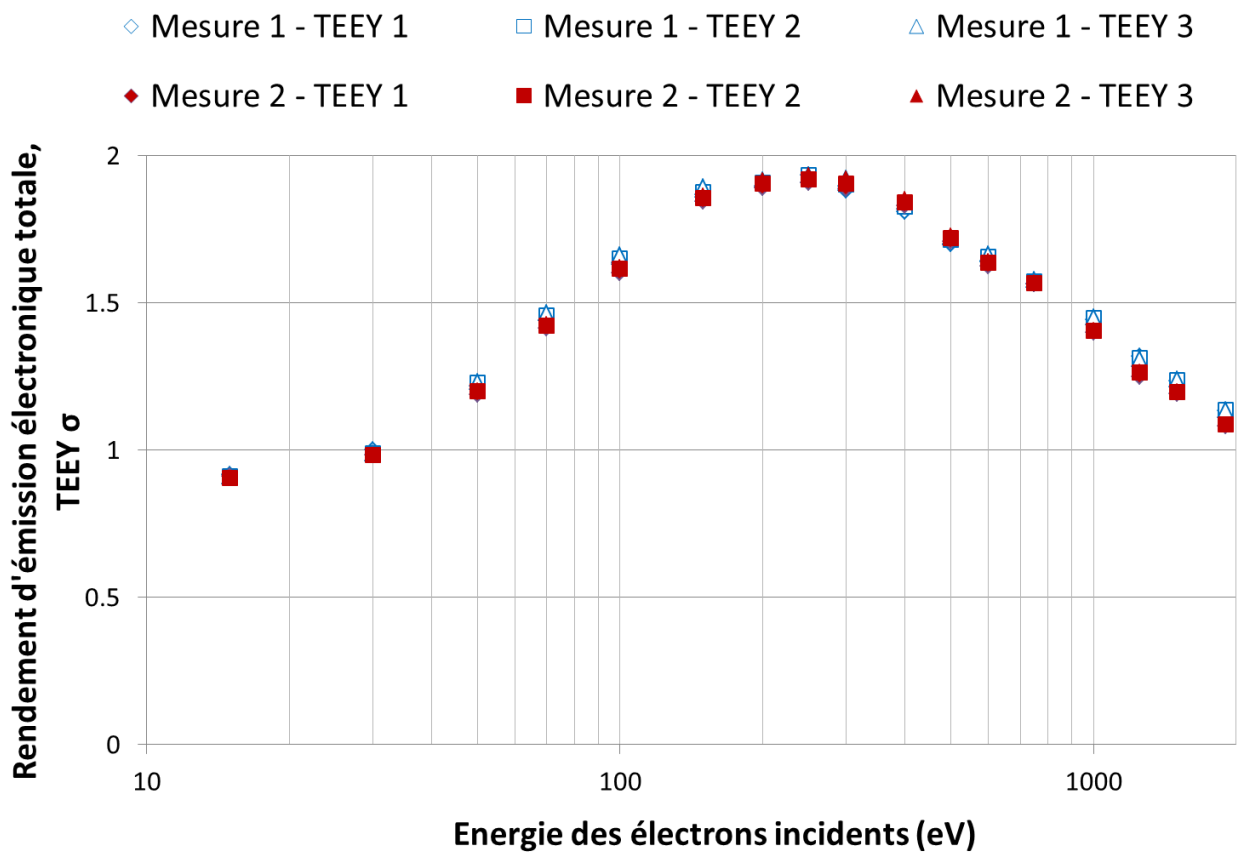


Fig. 43. Mesures sur un échantillon de cuivre laminé. TEEY 1, 2 et 3 correspondent respectivement à l'utilisation des expressions (III-11), (III-12) et (III-13). Mesures 1 et 2 correspondent à deux séries de mesures réalisées sur deux jours différents.

Nous observons que les trois rendements donnent des résultats très proches. Cela nous permet d'affirmer que la loi de conservation des courants est bien vérifiée [87]. Nous notons aussi que les valeurs de TEEY sont reproductibles lorsque l'enceinte est maintenue sous vide malgré l'arrêt du canon à électrons.

Nous avons ensuite vérifié la loi de conservation des courants en présence de champ magnétique. La Fig. 44 représente les rendements TEEY 1, 2 et 3 calculés à partir des mesures des courants I_0, I_e et I_c en présence d'un champ magnétique de 4,53 mT. Nous observons que les trois expressions (III-11), (III-12) et (III-13) donnent des TEEY nettement différents.

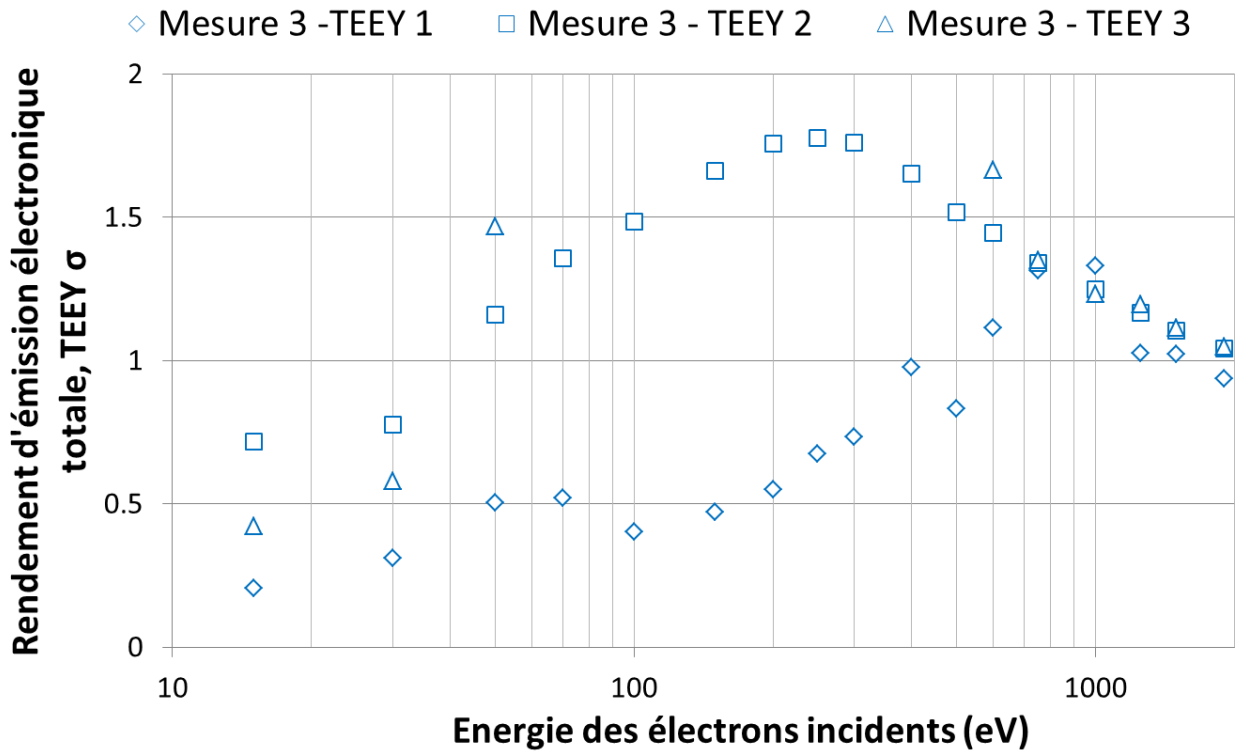


Fig. 44. Mesures sur un échantillon de cuivre laminé. TEEY 1, 2 et 3 correspondent respectivement à l'utilisation des expressions (III-11), (III-12) et (III-13). Mesure 3 correspond à une série de mesures réalisées sous un champ magnétique au centre de 4,53mT.

Les TEEY obtenus avec l'expression (III-12) sont représentés avec les carrés sur la Fig. 44 et sont comparables aux mesures 1 et 2 de la Fig. 43. Nous observons une diminution du TEEY sous 4,53 mT par rapport aux TEEY à champ nul. Cette diminution est peut être due à deux phénomènes : le premier est le conditionnement de la surface de l'échantillon dû à un confinement du faisceau électronique incident engendré par le champ magnétique, le second est l'effet du champ magnétique sur l'émission des électrons par la surface de l'échantillon.

Les TEEY calculés à partir des expressions (III-11) et (III-13) sont incorrects car ces deux expressions prennent en compte le courant collecteur (I_c). Nous observons en effet que des électrons ne sont plus collectés par la cage de Faraday lorsqu'un champ magnétique est généré. La Fig. 45 représente le courant collecteur en fonction de l'énergie des électrons incidents exprimée en eV pour quatre amplitudes de champ magnétique différentes (0, 4,53, 11,32 et 18,11 mT). Nous observons que plus le champ magnétique est intense, moins d'électrons sont collectés par le collecteur.

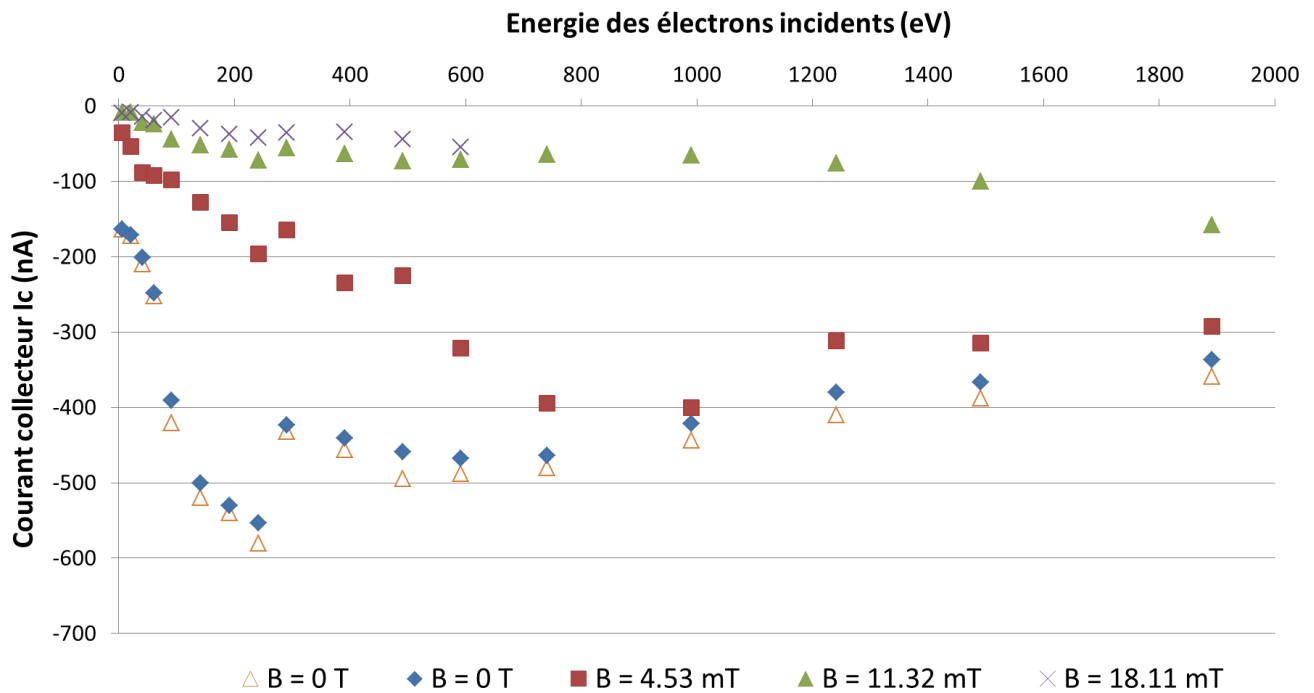


Fig. 45. Représentation du courant collecteur (exprimé en nA) en fonction de l'énergie électronique incidente (exprimée en eV) pour différentes valeurs de champ magnétique au centre de la bobine.

La diminution du courant collecteur entre 250 eV et 300 eV observée sur la Fig. 45 est due aux réglages du canon à électrons. En effet nous changeons la focalisation lorsque nous fixons l'énergie d'incidence de sorte à garder un diamètre de spot électronique inférieur au diaphragme d'entrée de la cage de Faraday. Ce changement induit une diminution du courant généré par le canon à électrons et donc du courant collecté par le collecteur. Nous ne travaillons donc pas à courant incident constant.

Afin de compléter notre travail de calibration du nouveau dispositif expérimental, nous avons étudié la variation du TEEY en fonction de la polarisation du collecteur notée V_c . L'objectif de cette étude est d'analyser la saturation du courant collecté en fonction de la polarisation du collecteur. En effet, le collecteur est polarisé positivement, de sorte à générer un champ électrique attracteur qui tend à attirer les électrons vers le collecteur. Le collecteur étant un cylindre métallique, sa surface est alors équipotentielle. Le champ électrique est nul sur l'axe de symétrie du collecteur et augmente en se rapprochant de la paroi du collecteur. Les électrons primaires sont émis avec un angle faible par rapport à cet axe de symétrie, ainsi ils sont peu influencés par la polarisation du collecteur. Par contre les électrons secondaires et rétrodiffusés sont émis par l'échantillon avec des distributions angulaires proches d'une distribution Lambertienne (voir section 1.3.1.3, page 28). Ils sont donc plus sensibles à la polarisation du collecteur car leurs trajectoires les écartent de l'axe de symétrie du collecteur. Ainsi, plus la polarisation positive du collecteur est grande, plus la probabilité que les électrons émis par l'échantillon soient collectés est grande. Cette caractéristique est observée sur la Fig. 46 sur laquelle nous avons représenté le TEEY en fonction de la polarisation du collecteur pour douze énergies d'incidence. Les mesures présentées ont été réalisées sans champ magnétique.

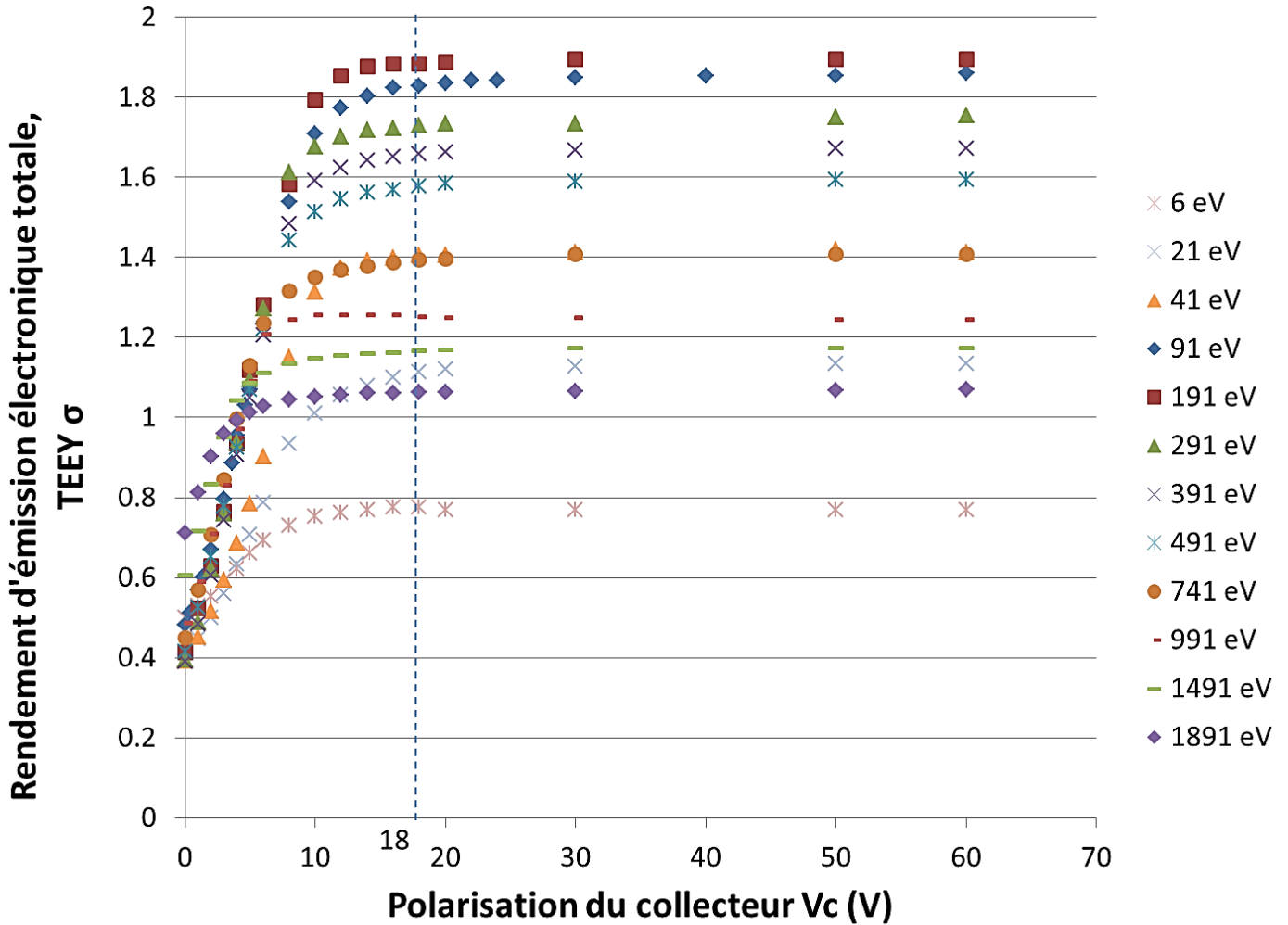


Fig. 46. TEEY en fonction de la polarisation du collecteur sans champ magnétique pour différentes énergies électroniques incidentes.

Nous observons sur la Fig. 46 que le TEEY atteint une asymptote à partir d'une certaine valeur de V_c . À partir de 18 V, pour toutes les énergies incidentes le TEEY atteint sa valeur maximale (asymptote). Ces résultats nous confirment qu'une polarisation de + 18 V du collecteur est suffisante pour considérer, qu'en absence de champ magnétique appliqué, que « tous » les électrons émis sont collectés.

Nous venons d'observer qu'en présence de champ magnétique, les électrons secondaires et rétrodiffusés peuvent s'échapper du collecteur. La loi de conservation des courants I_0, I_e et I_c n'est plus vérifiée. Le courant collecteur ne peut donc pas être utilisé sous champ magnétique, il faut s'assurer que l'expression du TEEY (III-12) qui ne fait pas intervenir le courant collecteur reste valable en présence de champ magnétique.

Nous devons donc vérifier que :

- ii. tous les électrons incidents irradient l'échantillon,
- iii. tous les électrons secondaires et rétrodiffusés ne sont pas recollectés,
- iv. les électrons tertiaires n'atteignent pas la surface de l'échantillon.

Nous avons réalisé un travail de modélisation avec le logiciel SPIS pour étudier les trajectoires des électrons incidents et émis dans les conditions géométriques, électriques et magnétiques représentatives de l'expérience.

Pour la condition (ii), deux approches ont été mises en œuvre. La première est expérimentale et consiste à analyser le flux électronique émis par le canon à électrons et en particulier l'effet du champ magnétique sur le cône d'émission du canon à électrons. La seconde approche se base sur la modélisation par le logiciel SPIS [35] : un modèle de l'enceinte à vide, du système de bride rentrante et du système de cage de Faraday a été développée. Le logiciel SPIS nous permet d'étudier les trajectoires des électrons dans un environnement électromagnétique complet et géométriquement réaliste en tenant compte du champ magnétique et des polarisations du collecteur et de l'échantillon.

3.3.2. *Interprétation de la méthode de mesure sous champ magnétique*

3.3.2.1. *Caractérisation du faisceau électronique incident sous champ magnétique*

Le faisceau électronique expérimental émis par le canon à électrons a été caractérisé à l'ONERA. Il est convergent sur les 18,3 premiers millimètres à partir du dernier diaphragme de sortie du canon à électrons puis diverge donnant la forme caractéristique d'un cône d'émission. L'angle d'ouverture du faisceau est d'environ 0,13 radians (soit 7,36°). Sans champ magnétique, l'échantillon de 5 mm de rayon est irradié sur un disque de 4,18 mm de rayon.

Considérons désormais un environnement magnétique avec un champ magnétique uniforme perpendiculaire à la surface de l'échantillon et donc parallèle à l'axe du canon à électrons et à l'axe de la bobine solénoïde. Lorsque les électrons sont soumis au champ magnétique, ils suivent une trajectoire hélicoïdale circulaire au lieu d'une trajectoire rectiligne sans champ magnétique. La trajectoire hélicoïdale circulaire est caractérisée par un rayon de Larmor (noté R_L) et un pas d'hélice (noté h). Pour définir ces paramètres nous avons considéré un électron en mouvement à la vitesse \mathbf{v} dans un référentiel galiléen R avec une vitesse initiale (III-14). L'électron est soumis à un champ magnétique uniforme $\mathbf{B} = B \cdot \mathbf{e}_z$.

$$\mathbf{v}_0 = v_0 \cdot (\cos(\alpha) \mathbf{e}_z + \sin(\alpha) \mathbf{e}_x) \quad (III-14)$$

L'électron suit un mouvement hélicoïdal, sa trajectoire est une hélice de paramètres (III-15) :

$$\text{Rayon : } R_L = \frac{v_0 \cdot \sin(\alpha) \cdot m_e}{e \cdot B} = \frac{v_{\perp} \cdot m_e}{e \cdot B}$$

$$\text{Période : } T = \frac{2\pi}{\omega_c} = \frac{2\pi \cdot m_e}{e \cdot B}$$

(III-15)

$$\text{Pas : } h = v_0 \cdot \cos(\alpha) \cdot T = \frac{2\pi \cdot m_e v_{\parallel}}{e \cdot B}$$

avec : $v_0 = v_{\parallel} e_z + v_{\perp} e_x$

Pour vérifier la condition (ii) en présence de champ magnétique uniforme perpendiculaire à la surface de l'échantillon, il faut que le rayon de Larmor soit inférieur au rayon de l'échantillon, c'est-à-dire inférieur à 5mm. Nous avons calculé le rayon de Larmor pour des énergies d'émission du canon et des amplitudes de champ magnétique représentatives des conditions expérimentales. Nous avons étudié le cas limite des électrons émis avec un angle de $3,68^{\circ}$ ($=7,36^{\circ}/2$) par rapport à l'axe du canon (Tableau 9). Notons que seulement une très faible quantité d'électrons sont émis avec un tel angle d'émission car la distribution angulaire du faisceau d'électrons suit une loi de densité gaussienne.

Tableau 9. Rayon de Larmor des trajectoires d'électrons émis avec une énergie d'émission (première colonne) et un angle de $3,68^{\circ}$ pour six amplitudes de champ magnétique. La composante perpendiculaire au champ magnétique de l'énergie d'émission est calculée à partir du sinus du demi-angle d'ouverture du faisceau électronique ($3,68^{\circ}$).

Énergie d'émission (eV)	Composante perpendiculaire au champ magnétique (eV)	Rayon de Larmor (mm)					
		5 mT	10 mT	30 mT	50 mT	100 mT	200 mT
15	0,96	0.66	0.33	0.11	0.07	0.03	0.02
25	1,60	0.85	0.43	0.14	0.09	0.04	0.02
50	3,21	1.21	0.60	0.20	0.12	0.06	0.03
100	6,42	1.71	0.85	0.28	0.17	0.09	0.04
200	12,83	2.42	1.21	0.40	0.24	0.12	0.06
250	16,03	2.70	1.35	0.45	0.27	0.14	0.07
500	32,08	3.82	1.91	0.64	0.38	0.19	0.10
800	51,32	4.83	2.42	0.81	0.48	0.24	0.12
1000	64,15	5.40	2.70	0.90	0.54	0.27	0.14
1500	96,23	6.62	3.31	1.10	0.66	0.33	0.17
2000	128,31	7.64	3.82	1.27	0.76	0.38	0.19

Pour une amplitude de champ magnétique de 5 mT ou inférieure, les électrons émis avec une énergie supérieure à 1000 eV ont un rayon de Larmor plus grand que le rayon de l'échantillon. Il serait donc possible, dans ces configurations, que les électrons primaires soient collectés par le collecteur avant d'atteindre l'échantillon. Mais il faut aussi tenir compte de la distance que parcourt l'électron avant d'atteindre l'échantillon : la distance entre l'extrémité du canon et l'échantillon est de 83,3 mm.

Le pas d'hélice de la trajectoire hélicoïdale circulaire de l'électron définit la période spatiale entre deux girations, c'est-à-dire la distance verticale (selon l'axe du champ magnétique) parcourue par l'électron entre deux girations. Nous avons calculé le pas d'hélice pour les mêmes configurations que celles étudiées pour le rayon de Larmor dans le Tableau 9. Les données du pas d'hélice sont reportées dans le Tableau 10.

Tableau 10. Pas d'hélice des trajectoires d'électrons émis avec une énergie d'émission (première colonne) et un angle de 3.68° pour six amplitudes de champ magnétique. La composante parallèle au champ magnétique de l'énergie d'émission est calculée à partir du cosinus du demi-angle d'ouverture du faisceau électronique ($3,68^\circ$).

Énergie d'émission (eV)	Composante parallèle au champ magnétique (eV)	Pas d'hélice (mm)					
		5 mT	10 mT	30 mT	50 mT	100 mT	200 mT
15	14,97	16,39	8,20	2,73	1,64	0,82	0,41
25	24,95	21,17	10,58	3,53	2,12	1,06	0,53
50	49,90	29,93	14,97	4,99	2,99	1,50	0,75
100	99,79	42,33	21,17	7,06	4,23	2,12	1,06
200	199,59	59,86	29,93	9,98	5,99	2,99	1,50
250	249,48	66,93	33,47	11,16	6,69	3,35	1,67
500	498,97	94,65	47,33	15,78	9,47	4,73	2,37
800	798,35	119,73	59,86	19,95	11,97	5,99	2,99
1000	997,94	133,86	66,93	22,31	13,39	6,69	3,35
1500	1496,91	163,95	81,97	27,32	16,39	8,20	4,10
2000	1995,88	189,31	94,65	31,55	18,93	9,47	4,73

Sous un champ magnétique de 5 mT ou inférieur, les électrons émis avec une énergie supérieure à 1000 eV ont des trajectoires avec un rayon de Larmor plus grand que le rayon de l'échantillon (Tableau 9). Mais ils ont aussi un pas d'hélice supérieur à la distance canon-échantillon (Tableau 10). Pour réaliser une étude complète des trajectoires électroniques sous champ magnétique nous avons utilisé le logiciel SPIS [35].

3.3.2.2. Simulations SPIS du dispositif expérimental CELESTE-CaFaMa

Spacecraft Plasma Interaction System ou SPIS est un outil numérique développé depuis 2002 par un consortium ONERA – ESA – Ardenum. Ce logiciel permet de simuler le comportement d'un satellite soumis à un environnement spatial chargeant [35]. SPIS inclut une base de données environnementales étendue qui permet de modéliser l'environnement spatial d'orbites basses, géostationnaires ou autres. L'utilisateur peut modéliser des géométries 3D complexes avec un modèle complet d'interactions avec le plasma. Cet outil a été mis en œuvre pour prédire des situations en vol ou simuler des expériences au sol à des fins de compréhension des mécanismes physiques.

Nous avons réalisé des simulations SPIS dans le cadre de cette étude de CELESTE-CaFaMa pour analyser les trajectoires des électrons dans l'enceinte à vide en fonction de l'environnement électromagnétique au sein du dispositif expérimental. Nous avons déterminé les surfaces (échantillon, collecteur, etc..) où sont collectés les électrons pour les trois populations (primaires, secondaires et rétrodiffusés). Nous étions ainsi en

mesure de vérifier les conditions nécessaires énoncées ci-dessus ((ii), (iii) et (iv)). Le logiciel SPIS nous a permis de faire varier la polarité des composants, l'énergie des électrons primaires émis par le canon à électrons et aussi l'amplitude du champ magnétique.

Pour modéliser le dispositif expérimental, nous avons tout d'abord créé la géométrie du modèle en respectant les dimensions exactes des composants réels. Nous avons ensuite généré une maille 3D de ce modèle, cette étape a été déterminante sur le temps de calcul, une maille trop fine engendre un temps de calcul très long. Dans SPIS, nous avons ensuite dû définir des « physical groups ». Chaque groupe rassemble un ensemble de surfaces auxquelles sont associées les mêmes propriétés (matériaux, électriques, ...). Cette étape est primordiale car les résultats de simulation sont donnés en fonction de ces groupes de surfaces (nous utilisons aussi le terme « Nœud » pour parler de ces groupes). Pour notre étude nous avons défini six groupes de surfaces (Fig. 47). Pour chacun de ces groupes nous avons obtenu notamment les courants émis et collectés pour chacune des trois populations d'électrons (primaires, secondaires et rétrodiffusés) au cours du temps de simulation.

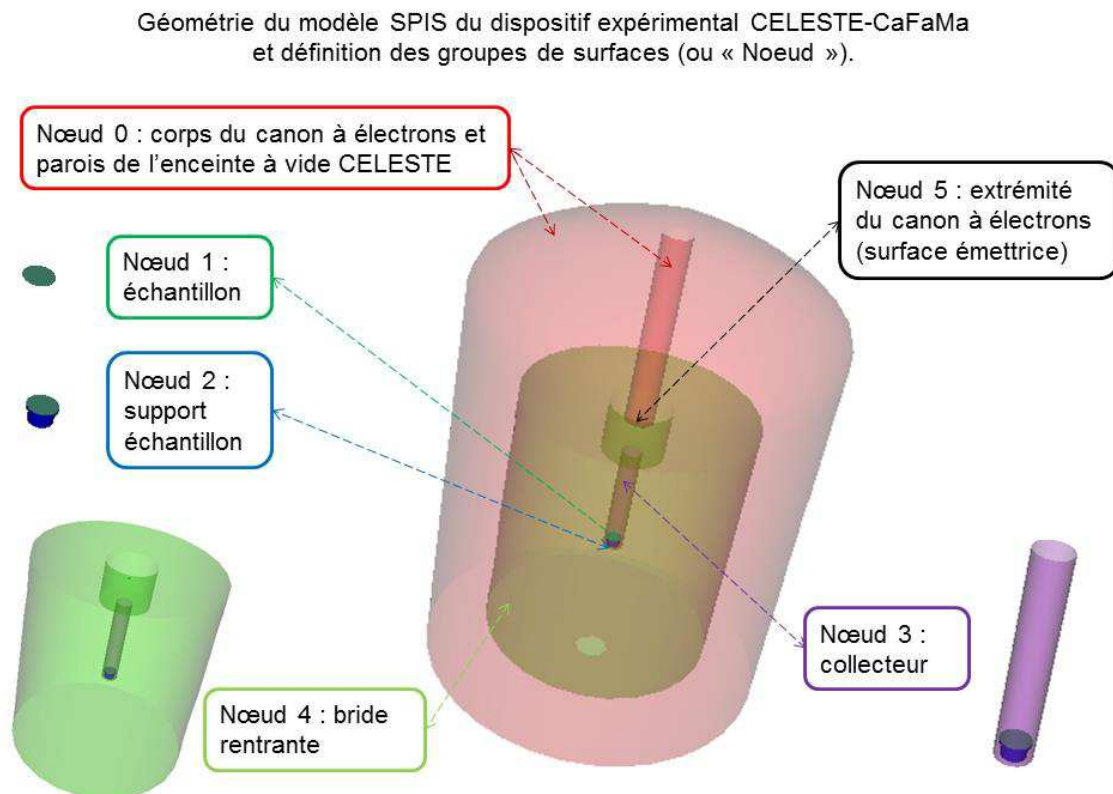


Fig. 47. Géométrie du modèle SPIS du dispositif expérimental CELESTE-CaFaMa et définition des six groupes de surfaces (ou « Nœud »).

Le nœud 0, le nœud de référence pour la polarité des autres surfaces, correspond à l'enceinte CELESTE et le corps du canon à électrons excepté la surface à son extrémité (définie par le nœud 5). Le nœud 1 représente la surface de l'échantillon tandis que son support est associé au nœud 2. Le collecteur est représenté par le

nœud 3. Le nœud 4 est la surface de la bride rentrante. Le nœud 5 correspond à la surface à partir de laquelle les électrons sont émis, c'est l'extrémité du canon à électrons. Cette surface est définie dans SPIS comme une source d'électrons qu'il a fallu régler pour être cohérent avec la réalité expérimentale. L'émission électronique expérimentale du canon à électrons suit une loi gaussienne en angle traduisant une émission majoritaire d'électrons suivant l'axe du canon avec quelques particules émis avec un angle s'écartant de la normale (nous parlons de cône d'émission). Cette caractéristique est contrôlée dans SPIS avec les deux premières colonnes du Tableau 11. Expérimentalement nous avons aussi une dispersion en énergie de 0,6 eV. C'est-à-dire que pour une direction d'émission donnée, le canon émet des électrons à l'énergie définie par l'opérateur (EI) mais aussi à des énergies légèrement inférieures ou supérieures. Ainsi nous devons aussi avoir une gaussienne en énergie dans les simulations SPIS, ce qui est le cas par définition. Avec les colonnes 3 et 4 du Tableau 11 nous avons contrôlé l'énergie d'émission et la dispersion maximale en énergie. Notons que la valeur de 0,6 eV de dispersion en énergie a été obtenue expérimentalement pour le canon à électrons utilisés dans le dispositif CELESTE-CaFaMa.

Tableau 11. Source utilisée dans SPIS pour retranscrire au mieux la réalité expérimentale du canon à électron Kimball Physics ELG-2 (0 à 2k eV). EI pour Energie Incidente.

angle [rad]	flux [relative]	Energie moyenne [eV]	Dispersion de l'énergie [eV]
0	0,38	EI	0,6
0,0020	0,35	EI	0,6
0,0060	0,19	EI	0,6
0,0125	0,025	EI	0,6
0,0225	0,013	EI	0,6
0,0325	0,012	EI	0,6
0,0400	0,011	EI	0,6
0,0475	0,010	EI	0,6
0,0500	0,009	EI	0,6

L'angle maximum auquel sont émis 0,9 % des électrons est de 0,05 rad et non pas de 0,065 rad qui correspond à l'angle déterminé expérimentalement car les simulations SPIS ne permettaient pas de modéliser une source d'électrons émettant un faisceau électronique convergent. Nous pouvions modéliser un faisceau électronique divergent, l'objectif étant d'obtenir la même surface de l'échantillon irradiée dans les simulations SPIS que celle expérimentale. Pour cela nous pouvions soit diminuer la distance entre l'échantillon et l'extrémité du canon à électrons de la distance de focalisation du canon à électrons (18,3 mm), soit calculer l'angle corrigé permettant d'obtenir la même surface irradiée. Nous avons opté pour la seconde solution : pour obtenir le cas expérimental d'une surface circulaire irradiée de l'échantillon de 4,18 mm de rayon dans les simulations, l'angle d'ouverture du faisceau électronique doit être d'environ 0,10 rad. L'émission électronique dans SPIS étant symétrique, l'angle maximum défini dans les simulations est de 0,05 rad (Tableau 11).

Une fois la géométrie, la maille 3D, les groupes de surfaces et la source définis, le modèle SPIS du dispositif CELESTE-CaFaMa est finalisé. Nous avons pu effectuer des simulations et ainsi déterminer les surfaces où sont collectés les électrons pour les trois populations. Pour chaque simulation, un grand nombre de paramètres sont réglables comme la composition du plasma, les interactions plasma-surfaces, la polarité des nœuds, l'émission de la source ou encore le champ magnétique au sein du modèle [35]. Dans nos simulations le plasma était vide, aucune particule n'a été générée. Les seules particules qui ont été simulées étaient les électrons émis par la surface de l'extrémité du canon à électrons (Nœud 5). Les électrons secondaires ont été émis à énergie constante de 2 eV. Le champ magnétique était homogène dans l'ensemble du domaine d'étude et pouvait être défini selon les trois directions de l'espace. Nous avons étudié un champ magnétique perpendiculaire à la surface de l'échantillon pour se rapprocher le plus possible des cas réels. Les lignes de champ magnétique étaient donc parallèles à l'axe du canon à électrons et l'axe de symétrie cylindrique du collecteur.

Avant d'exploiter le modèle SPIS du dispositif expérimental CELESTE-CaFaMa et de réaliser des simulations, il est important de préciser les limites de ces simulations SPIS et ainsi les limites de nos conclusions.

- Les modèles d'émission électronique utilisés dans les simulations SPIS sont extraits des travaux du programme NASCAP¹ de la NASA. Ces modèles font par exemple l'hypothèse que l'émission d'électrons rétrodiffusés n'est possible que lorsque les électrons incidents ont une énergie supérieure à 50 eV. Or cette hypothèse est erronée [72], [103]. Qui plus est, les modèles d'émission des électrons secondaires utilisés dans SPIS ont tendance à surestimer l'effet de l'angle d'incidence des électrons incidents sur le TEEY [134]. Finalement, pour l'exploitation des courants collectés, nous ne pouvons pas faire d'analyse **quantitative**. Nous faisons alors une pondération de chaque courant collecté aux 6 nœuds sur le courant total collecté, nous parlons alors de taux de collection par nœud. À partir de ce traitement de données, nous pouvons alors faire des analyses **qualitatives**. Le but étant de comparer les courants pondérés pour déterminer où sont collectés les électrons.
- Le champ magnétique modélisé dans les simulations est homogène dans tout l'espace d'étude. Nous pouvons varier son intensité et sa direction selon les trois directions du repère cartésien associé à la géométrie du modèle. Nous ne pouvons donc pas modéliser le champ magnétique réel généré par la bobine solénoïde qui n'est plus homogène lorsqu'on s'éloigne du centre du solénoïde. Dans toutes les simulations SPIS réalisées dans cette étude, tous les électrons sont soumis à un champ magnétique homogène vertical, selon l'axe de la bobine solénoïde. Cette approximation est cohérente car le champ magnétique généré par une bobine solénoïde engendre un phénomène de focalisation du faisceau électronique [135], [136]. Ce phénomène est notamment exploité pour les lentilles électroniques magnétiques. L'action focalisant le

¹ NASA/AIR FORCE SPACECRAFT CHARGING ANALYSIS PROGRAM

faisceau d'électrons est due au champ de fuite existant à l'extrémité de la bobine solénoïde courte. Le faisceau électronique émis par le canon à électrons converge autour de l'axe de la bobine solénoïde où il est soumis à un champ magnétique uniforme une fois passé l'extrémité de la bobine.

Le temps de simulation dépend de l'amplitude du champ magnétique : plus l'intensité du champ magnétique est élevée, plus le temps de simulation est grand. En effet, le pas de temps d'une simulation (noté « SimulationDt ») doit être défini en fonction de l'amplitude du champ magnétique en respectant l'inégalité (III-16).

$$SimulationDt < \frac{1}{20} * T = \frac{1}{20} * \frac{2\pi \cdot m_e}{e \cdot B} \quad (III-16)$$

où e et m_e sont respectivement la charge et la masse de l'électron, B l'amplitude du champ magnétique et T la période temporelle de giration de l'électron.

L'expression (III-16) doit être respectée pour calculer précisément les trajectoires électroniques. Utiliser un pas de simulation trop grand, ne respectant pas cette expression, induit une divergence des trajectoires électroniques avec une augmentation non réaliste du rayon de giration des électrons. Cette condition pour obtenir des trajectoires électroniques cohérentes induit un temps de simulation très important (plusieurs dizaines d'heures pour une simulation). Pour nos simulations avec champ magnétique, nous avons alors choisi de considérer les configurations expérimentales extrêmes ainsi que certaines intermédiaires. Nous développons les analyses en présence de champ magnétique après les analyses sans champ magnétique présentées ci-dessous.

Les simulations sans champ magnétique peuvent être réalisées avec un pas de simulation plus faible. Ce qui nous a permis d'étudier le fonctionnement de notre dispositif expérimental sans champ magnétique dans de nombreuses configurations différentes. Nous avons réalisé des études paramétriques sans champ magnétique selon les variations suivantes :

- Polarisation collecteur :
 - o Échantillon à -9 V, invariable
 - o Collecteur avec une polarisation positive variable telle que :
 $V_c \{9, 18, 27, 36, 54, 72, 100, 200, 300, 500, 800, 1000\}$
- Sources [eV] : {5, 25, 50, 100, 250, 500, 1000, 2000}

Afin de pouvoir comparer les résultats entre eux et ainsi obtenir une étude cohérente, nous faisons varier uniquement un paramètre d'une simulation à l'autre. Pour chaque simulation, nous extrayons les courants collectés à chacun des six nœuds modélisés pour les trois populations d'électrons, soit 18 courants à extraire. Un script python a été développé pour faciliter ce travail d'extraction de données.

Résultats et analyses des études paramétriques sans champ magnétique avec le modèle SPIS du dispositif expérimental CELESTE-CaFaMa

Les taux de collection sont identiques pour toutes les polarisations de collecteur (V_c {9, 18, 27, 36, 54, 72, 100, 200, 300, 500, 800, 1000}) et toutes les énergies incidentes ({5, 25, 50, 100, 250, 500, 1000, 2000}). Cela signifie que les électrons sont collectés par les mêmes surfaces, quel que soit la polarisation V_c et l'énergie incidente. Tous les électrons primaires sont collectés par l'échantillon (N1). Plus de 98% des électrons secondaires et rétrodiffusés sont collectés par le collecteur (N3), les 2% restants sont collectés par l'enceinte (N0) ou la surface d'émission du canon à électrons (N5). Aucun électron secondaire ni rétrodiffusé n'est collecté par l'échantillon (N1). La Fig. 48 illustre les trajectoires électroniques pour les trois populations d'électrons (primaires, secondaires et rétrodiffusés) obtenues pour des électrons primaires de 250 eV sans champ magnétique. Le collecteur est polarisé à +18 V et l'échantillon à -9 V.

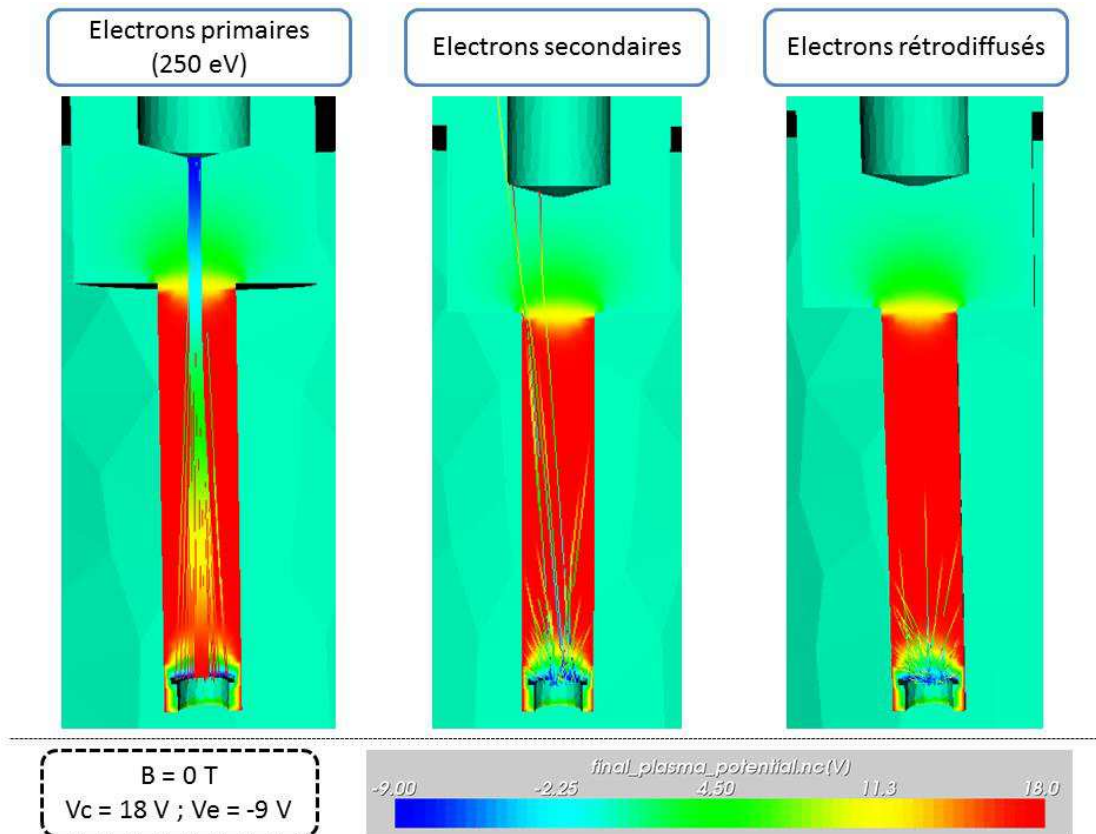


Fig. 48. Trajectoires électroniques pour les trois populations d'électrons (primaires, secondaires et rétrodiffusés) obtenues pour des électrons primaires de 250 eV sans champ magnétique. Le collecteur est polarisé à +18 V et l'échantillon à -9 V.

Nous observons que l'ensemble des électrons primaires sont collectés par l'échantillon, la condition (ii) est donc respectée. Les électrons secondaires et rétrodiffusés sont collectés majoritairement par le collecteur, aucun n'est collecté par l'échantillon. Les conditions (iii) et (iv) sont vérifiées.

La Fig. 49 représente les taux de collection sur les six groupes de surfaces du modèle SPIS du dispositif expérimental CELESTE-CaFaMa en fonction de la polarisation du collecteur V_c (en Volts) pour les trois

populations d'électrons. Ces résultats ont été obtenus pour un champ magnétique nul et une énergie des électrons primaires de 250 eV. Nous avons les mêmes taux de collection pour les douze polarisations et les huit énergies incidentes. Les conditions (ii), (iii) et (iv) sont donc respectées pour l'ensemble de ces configurations étudiées, ce qui est en accord avec les mesures présentées sur la Fig. 43 et la vérification de la loi de conservation des courants sans champ magnétique. Nous concluons aussi à partir de ces résultats de simulations que le champ électrique dû à la polarisation du collecteur n'a pas d'influence sur les trajectoires électroniques lorsqu'aucun champ magnétique n'est généré.

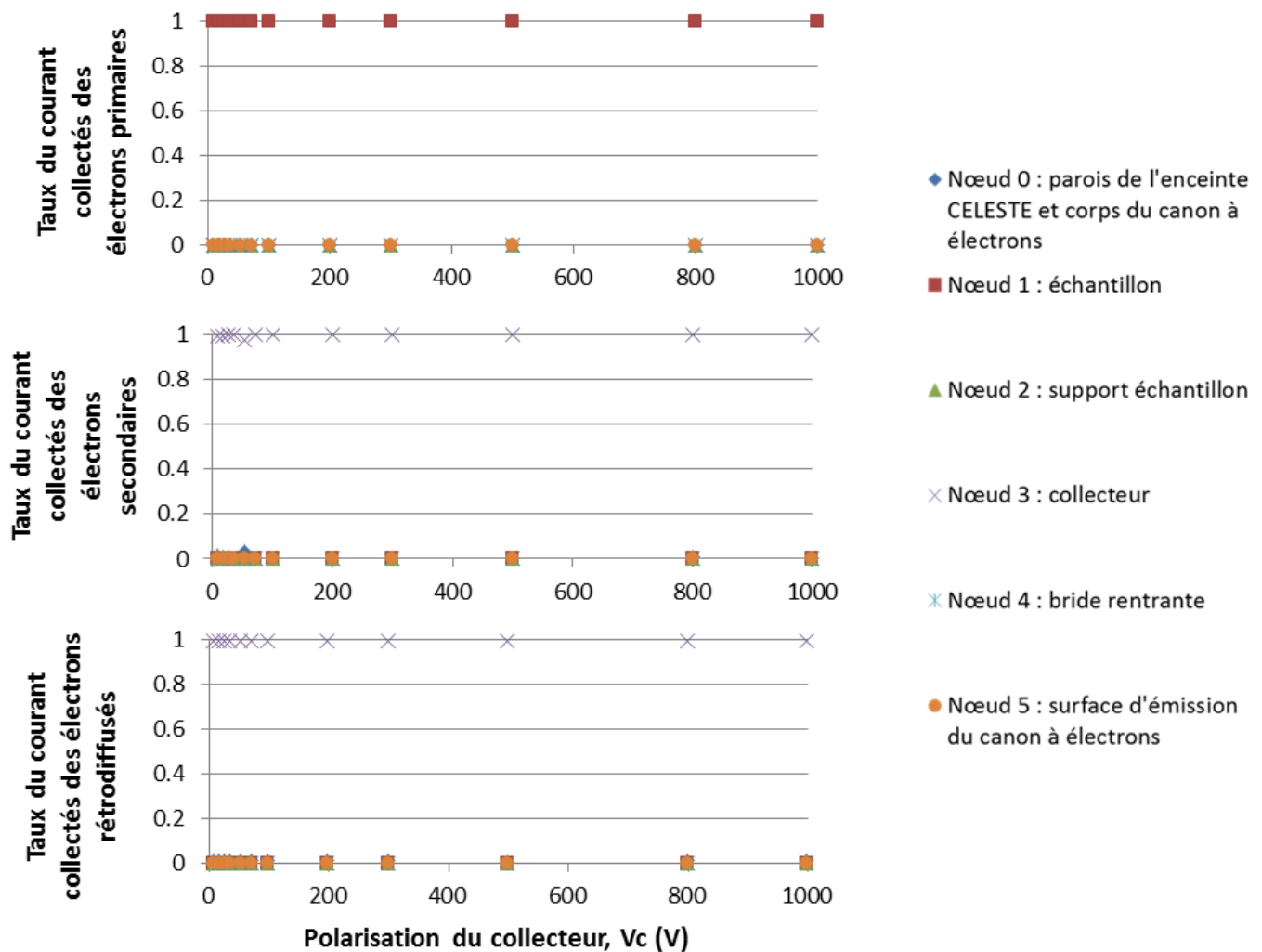


Fig. 49. Taux des courants collectés sur les six groupes de surfaces du modèle SPIS du dispositif expérimental CELESTE-CaFaMa en fonction de la polarisation du collecteur V_c (en Volts) pour les trois populations d'électrons (primaires, secondaires et rétrodiffusés). Résultats pour un champ magnétique nul et une énergie des électrons primaires de 250 eV.

Résultats et analyses des simulations SPIS avec champ magnétique

Pour les simulations avec champ magnétique, nous modélisons un champ magnétique vertical homogène dans l'ensemble du domaine dont nous contrôlons l'amplitude en respectant la condition (III-16) sur le pas de temps de simulation. Le champ magnétique engendre des trajectoires électroniques hélicoïdales circulaires que nous avons représentées sur la Fig. 50. Ces trajectoires correspondent aux trois populations d'électrons (primaires, secondaires et rétrodiffusés), elles ont été obtenues pour des électrons primaires de 250 eV et avec un champ magnétique de 0,1132 T. Le collecteur est polarisé à +18 V et l'échantillon à -9 V. La différence entre les Fig. 48 et Fig. 50 est donc la présence du champ magnétique.

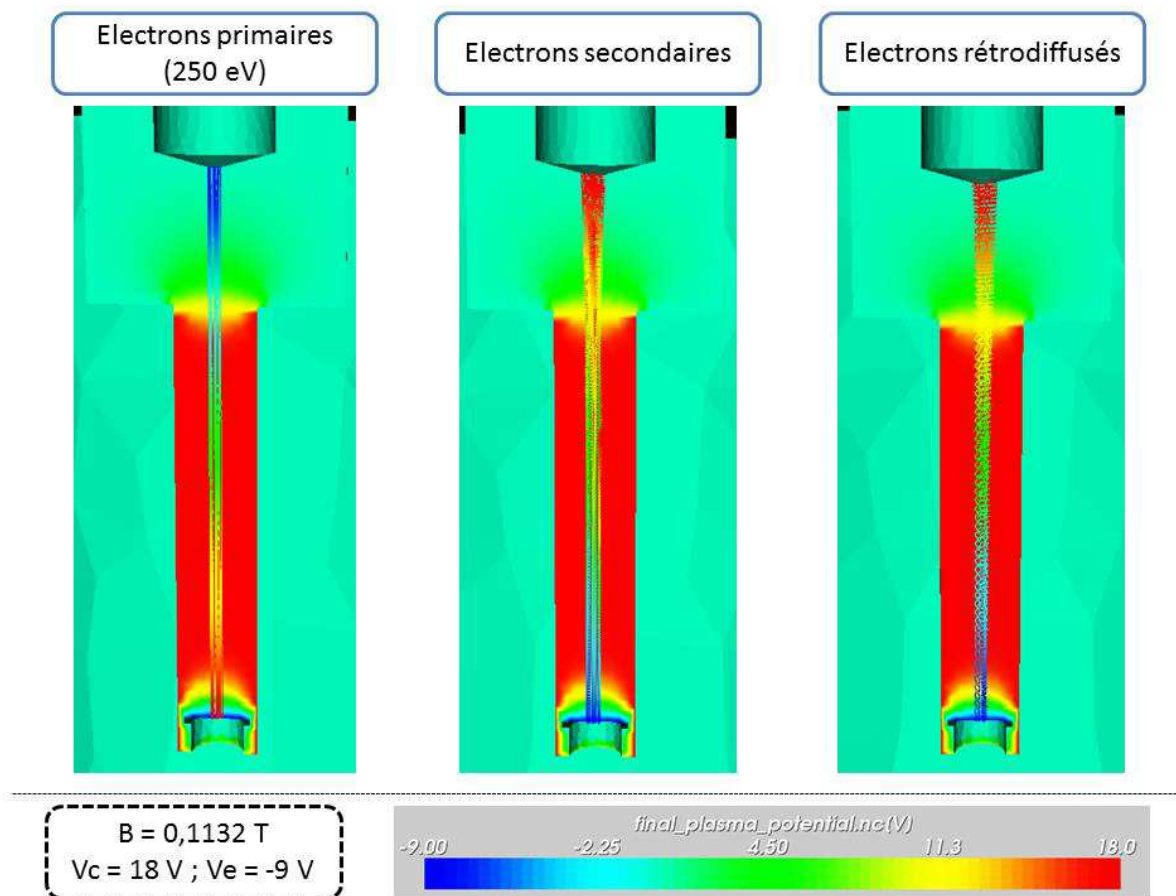


Fig. 50. Trajectoires électroniques pour les trois populations d'électrons (primaires, secondaires et rétrodiffusés) obtenues pour des électrons primaires de 250 eV avec un champ magnétique homogène vertical de 0,1132 T. Le collecteur est polarisé à +18 V et l'échantillon à -9 V.

Nous observons sur la Fig. 50 que les électrons primaires impactent uniquement l'échantillon, ce qui s'est confirmé en analysant les courants collectés : la condition (ii) est respectée. Nous observons aussi que les trajectoires électroniques suivent bien un mouvement hélicoïdal circulaire uniforme : le rayon de Larmor et le pas de l'hélice ne varient pas le long du trajet des électrons. Les taux de collection sur les six groupes de

surfaces de notre modèle SPIS pour chaque population d'électrons nous permettent d'affirmer que les conditions (iii) et (iv) sont bien respectées.

Nous avons réalisé des études paramétriques selon les variations des paramètres suivants : amplitude du champ magnétique, polarisation du collecteur et énergie des électrons primaires. L'objectif de ces études est de vérifier les conditions (ii), (iii) et (iv) pour l'ensemble des configurations expérimentales. Expérimentalement, nous générons un champ magnétique minimum de 1,132mT au centre de la bobine avec un courant circulant dans la bobine de 0,1 A. Pour ce même courant, nous avons déterminé l'amplitude du champ magnétique à la sortie du canon à électrons avec le logiciel FEMM : 0,0833 mT. Cette valeur correspond à la limite basse expérimentale. La limite haute expérimentale est obtenue avec le courant maximum utilisé dans la bobine de 15 A : le champ magnétique au centre de la bobine est de 169,8 mT.

Nous avons donc réalisé des études paramétriques représentatives des configurations expérimentales réelles qui prennent en compte les limites basses et hautes du champ magnétique ainsi que celles de l'énergie des électrons primaires. Nous avons étudié les variations suivantes, nous avons fait varier uniquement un paramètre d'une simulation à l'autre :

- Champ magnétique [mT] : {0,0833 ; 0,1132 ; 1,132 ; 5,66 ; 11,32 ; 22,64 ; 39,62 ; 113,2 ; 226,4}
- Polarisations :
 - o Échantillon à -9 V, invariable
 - o Collecteur à +18 V, invariable
- Sources [eV] : {5, 25, 50, 100, 250, 500, 1000, 2000}

Pour l'ensemble des 72 simulations nous avons analysé les taux de collection sur chacune des surfaces du modèle CELESTE-CaFaMa et avons vérifié si les conditions (ii), (iii) et (iv) étaient bien respectées. Tous les résultats de simulations confirment les affirmations suivantes :

- Tous les électrons primaires sont collectés par l'échantillon (N1), la condition (ii) est respectée.
- Aucun électron secondaire ni rétrodiffusé n'est collecté par l'échantillon (N1), la condition (iii) est respectée.
- Les électrons secondaires et rétrodiffusés sont collectés par le collecteur (N3), l'enceinte (N0) ou la surface d'émission du canon à électrons (N5) mais aucun par l'échantillon. La condition (iv) est aussi respectée.

Les simulations SPIS nous ont permis d'étudier le fonctionnement du dispositif expérimental et les trajectoires électroniques dans des environnements électromagnétiques représentatifs des configurations expérimentales. Nous pouvons affirmer que le fonctionnement du montage expérimental respecte les conditions de mesure TEEY en présence de champ magnétique.

CHAPITRE IV. ETUDE DE L'INFLUENCE DU CHAMP MAGNETIQUE SUR LES PROPRIETES D'EMISSION ELECTRONIQUE DU CUIVRE

Contenu du chapitre IV

4.1.	Introduction	94
4.2.	Mesures TEEY en régime pulsé sur des échantillons en présence de champ magnétique	94
4.2.1.	Description du protocole expérimental	94
4.2.2.	Étude d'un échantillon technique, nommé N.....	95
4.2.3.	Étude d'un échantillon poli mécaniquement, nommé J.	100
4.2.4.	Étude d'un échantillon poli par traitement électrochimique, nommé CERN P2.3.	108
4.3.	Analyses de l'influence du champ magnétique sur le TEEY	114
4.3.1.	Libre parcours moyen de l'électron dans le matériau et champ magnétique.....	114
4.3.2.	Comparaison des morphologies de surface des échantillons N, J et CERN P2.3.....	116
4.3.3.	Synthèse et analyses des mesures en présence de champ magnétique	117
4.4.	Conséquence de la présence du champ magnétique sur l'effet multipactor	122

4.1. Introduction

Le fonctionnement du dispositif expérimental développé pour l'étude de l'influence du champ magnétique sur le rendement d'émission électronique totale est validé. Nous pouvons donc effectuer des mesures de TEEY en présence de champ magnétique. Le protocole expérimental est décrit dans la première section de ce chapitre. Trois échantillons de cuivre avec des morphologies de surface différentes ont été étudiés :

- Échantillon N : disque de cuivre laminé dont la surface est non traitée.
- Échantillon J : disque de cuivre du même lot que l'échantillon N mais poli mécaniquement
- Échantillon CERN P2.3 : échantillon de cuivre poli par traitement électrochimique

Nous avons réalisé des mesures de TEEY en présence de champ magnétique, pour plusieurs énergies incidentes, dont la première énergie critique (E_{C1}). Les mesures pour les trois échantillons (N, J et CERN P2.3) ont été réalisées dans les mêmes conditions expérimentales afin de pouvoir les comparer et de nous permettre d'évaluer l'influence du champ magnétique sur le TEEY. En s'appuyant sur ces mesures et les résultats du chapitre 2 nous avons analysé l'influence du champ magnétique sur le seuil d'apparition de l'effet multipactor.

4.2. Mesures TEEY en régime pulsé sur des échantillons en présence de champ magnétique

4.2.1. Description du protocole expérimental

L'énergie incidente des électrons sur l'échantillon correspond à l'énergie d'émission des électrons primaires à laquelle il faut soustraire la polarisation négative de l'échantillon ($V_e = -9$ V). Lors d'une première étape, les courants I_0 , I_e et I_c sont mesurés sans champ magnétique, afin de vérifier expérimentalement la loi de conservation des courants [87]. Pour cela nous calculons le TEEY avec les trois expressions (III-11), (III-12) et (III-13) et nous vérifions que ces rendements sont égaux.

Ensuite, nous appliquons le champ magnétique désiré. Pour chaque valeur de champ magnétique, dix impulsions d'électrons incidents sont effectuées et pour chaque impulsion d'électrons nous mesurons le courant échantillon et le courant collecteur (I_e et I_c). À partir du courant incident sans champ magnétique (I_0) et du courant échantillon avec champ magnétique nous déterminons le TEEY avec l'expression (III-12) qui ne prend pas en compte le courant collecteur.

La durée de chaque impulsion est de l'ordre de quelques millisecondes. Lorsque nous réalisons des mesures TEEY avec des impulsions automatiques la fréquence des impulsions est de l'ordre de quelques centaines de millisecondes.

Les erreurs statistiques déterminées sur les TEEY par propagation des incertitudes sur les mesures de courant I_0 et I_e sont inférieures à 0,02 en amplitude.

4.2.2. Étude d'un échantillon technique, nommé N.

Nous avons choisi d'étudier un échantillon de cuivre, utilisé dans les guides d'ondes des antennes RF pour la fusion nucléaire contrôlée. Nous savons que la composition du matériau influence les propriétés d'émission électronique, nous nous sommes donc procuré un lot de vingt disques de cuivre identiques (CU000745) de 10 mm de diamètre et de haute pureté (99,99+%) chez GOODFELLOW®. Ces disques ont été découpés à l'emporte-pièce sur une même feuille de cuivre laminée de 0,5 mm d'épaisseur, ce qui nous permet d'avoir des échantillons qui ont subi le même traitement de surface. La découpe à l'emporte-pièce engendre un effet de courbure des bords des disques, une face présente une arête abattue (type chanfrein) tandis que l'autre face présente un décrochage. Un schéma pour illustrer les deux types de faces est représenté sur la Fig. 51.

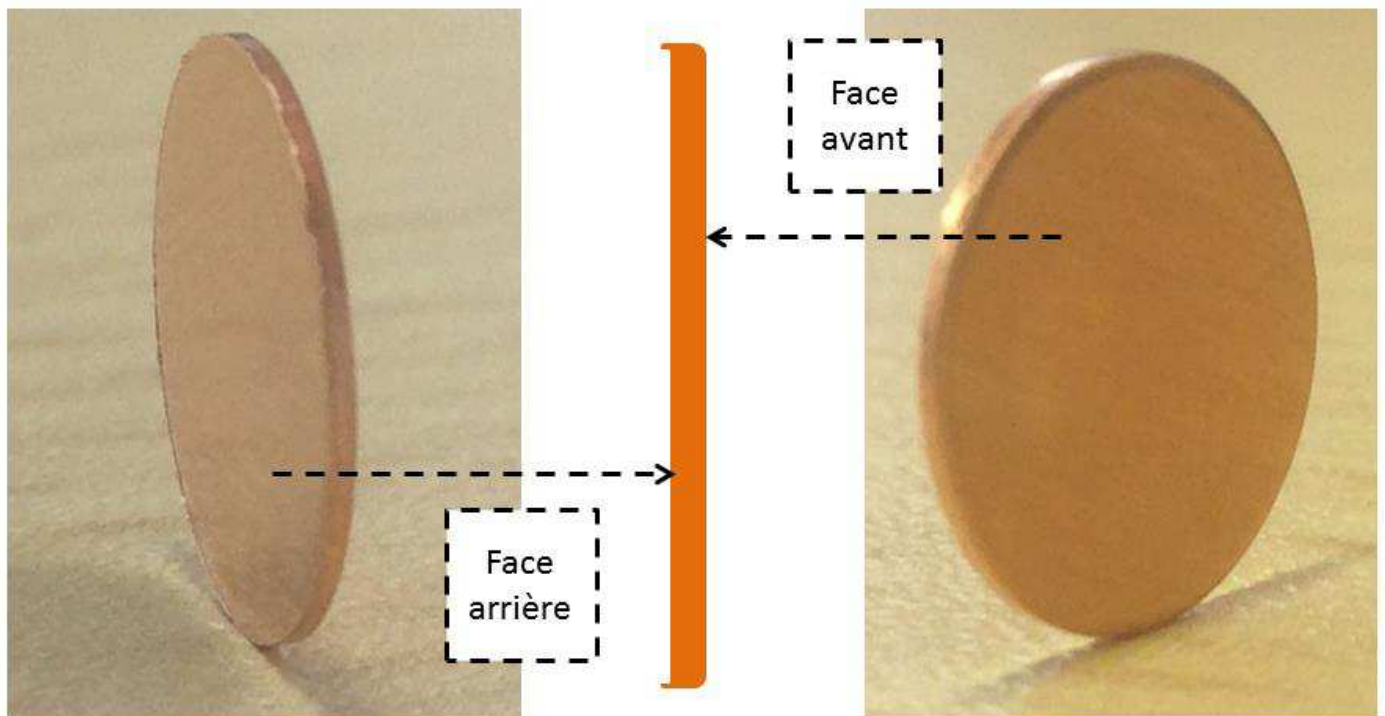


Fig. 51. Définition face avant et face arrière des échantillons disques de 10 mm de diamètre découpés à l'emporte-pièce dans une feuille de cuivre laminée de 0,5 mm d'épaisseur. Présence d'une arête abattue d'un côté (face avant) et d'un décrochage de l'autre (face arrière).

L'échantillon N est un des vingt disques de cuivre du lot que nous nous sommes procuré. Il est le premier à avoir été étudié dans le dispositif expérimental CELESTE-CaFaMa en travaillant en régime pulsé. La face irradiée est la face arrière (Fig. 51). Avant de le mettre sous vide, l'échantillon N a été nettoyé à l'éthanol. Les mesures de courant sous champ magnétique ont été réalisées en respectant le protocole expérimental présenté dans la section précédente. Le TEEY a été mesuré pour trois énergies d'incidences :

- ✓ 21 eV correspondant à la première énergie critique (E_{C1})
- ✓ 250 eV correspondant à l'énergie du maximum (E_{max})
- ✓ 1900 eV correspondant à l'énergie la plus proche de la seconde énergie critique (E_{C2})

La Fig. 52 représente le TEEY en fonction du champ magnétique (dont les lignes de champs sont perpendiculaires à la face irradiée de l'échantillon).

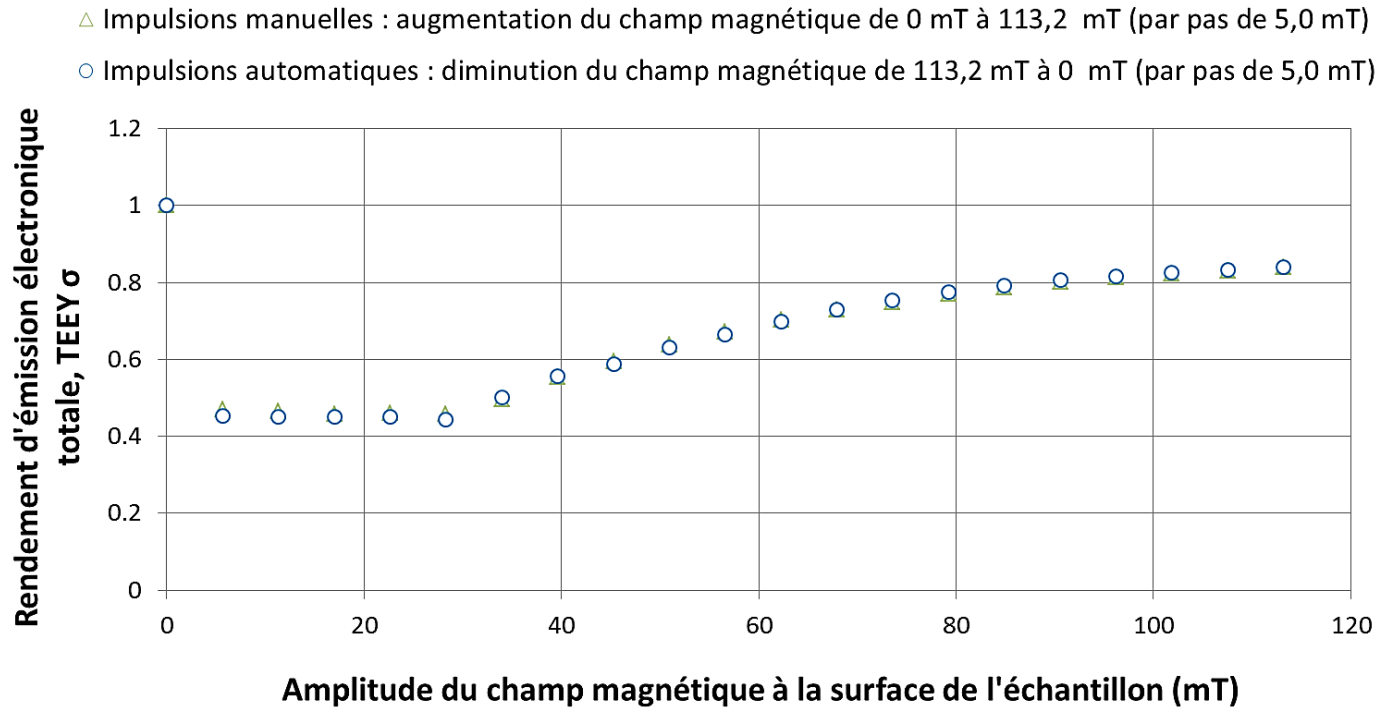


Fig. 52. Échantillon N irradié par des impulsions d'électrons impactant la surface avec une énergie de 21 eV. TEEY en fonction de l'amplitude du champ magnétique (mT). La taille des points prend en compte les erreurs statistiques sur le TEEY.

Nous observons une diminution du TEEY dès que nous générons du champ magnétique. Le TEEY diminue ainsi d'un rendement de $1,00 \pm 0,01$ sans champ magnétique à un rendement de $0,47 \pm 0,01$ pour un champ magnétique de 11,32 mT. Le minimum atteint lors de la montée en champ magnétique (représentée par les triangles vert) est à 28,3 mT pour une valeur de rendement de $0,46 \pm 0,01$. Pour des champs magnétiques compris entre 28,3 mT et 113,2 mT, le rendement augmente avec l'amplitude du champ magnétique. Notons ici que pour les valeurs de champ magnétique étudiées, le TEEY en présence de champ magnétique reste toujours plus faible que le rendement sans champ. Les valeurs de rendement sont similaires lorsque le champ est augmenté ou lorsqu'il est diminué. Lors de la descente en champ magnétique, le minimum est aussi atteint à 28,3 mT pour une valeur de rendement de $0,45 \pm 0,01$, nous observons donc un $\Delta\sigma = 0,55$. Ces mesures nous montrent que le champ magnétique influence le rendement d'émission électronique totale pour des électrons incidents ayant une énergie proche de la première énergie critique.

Les Fig. 53 et Fig. 54 représentent le TEEY en fonction du champ magnétique de l'échantillon N à une énergie d'incidence de 250 eV. Les mesures ont été réalisées en trois temps, sur trois jours consécutifs. L'enceinte est restée sous vide entre chaque série de mesures.

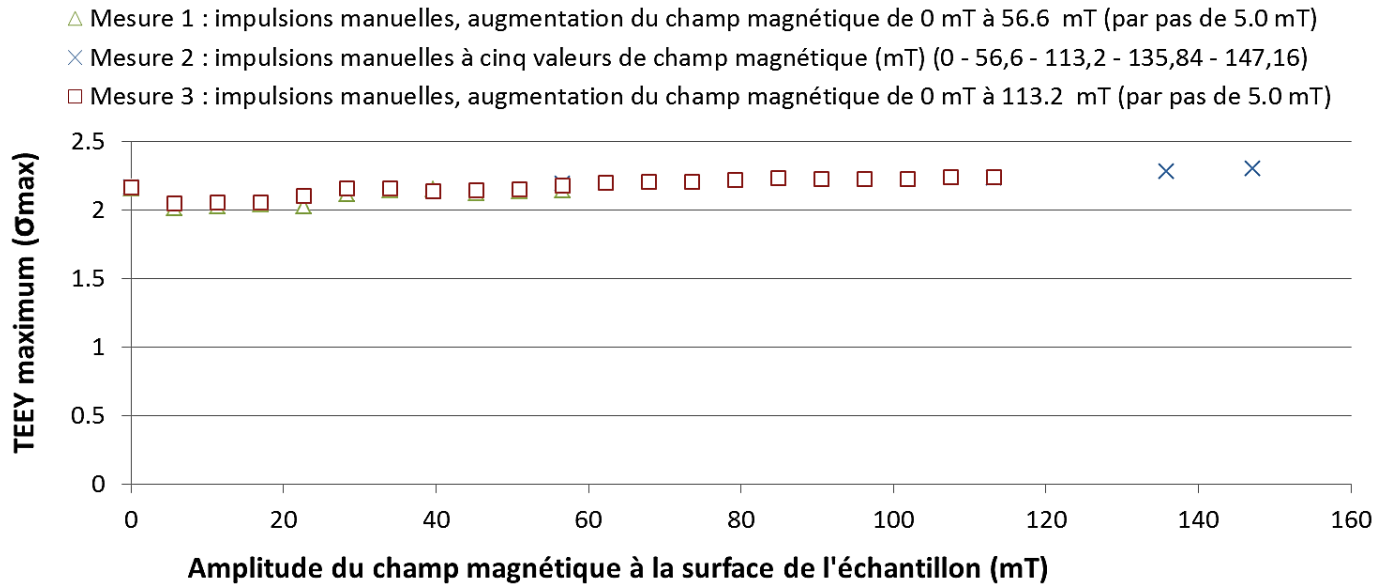


Fig. 53. Échantillon N irradié par des impulsions d'électrons impactant la surface avec une énergie de 250 eV. TEEY en fonction de l'amplitude du champ magnétique (mT). La taille des points prend en compte les erreurs statistiques sur le TEEY.

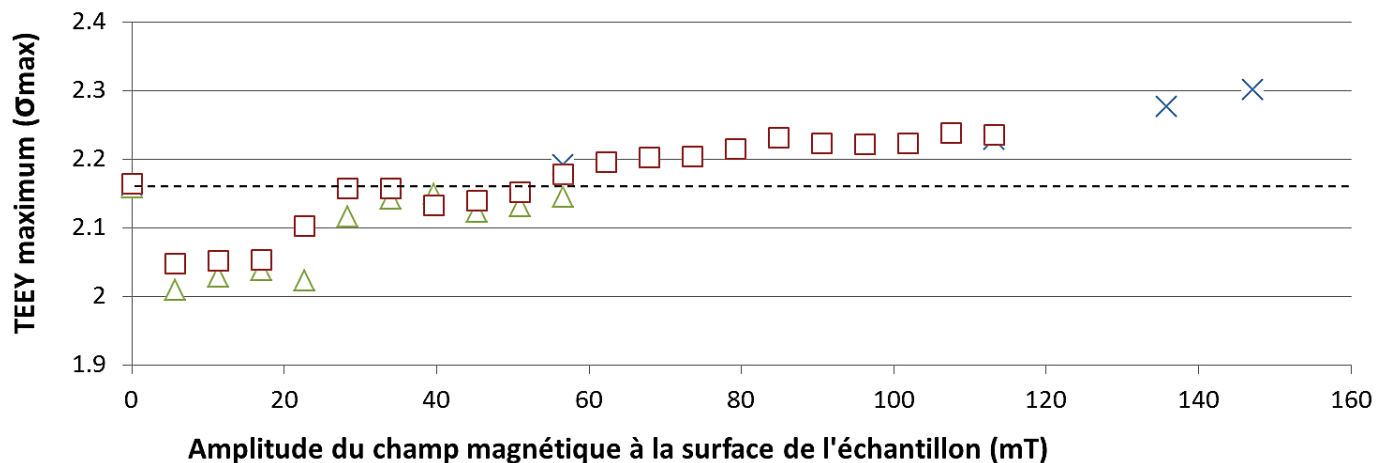


Fig. 54. Échantillon N irradié par des impulsions d'électrons impactant la surface avec une énergie de 250 eV. TEEY en fonction de l'amplitude du champ magnétique (mT). Agrandissement pour les TEEY compris dans [1,9 ; 2,4]. La taille des points prend en compte les erreurs statistiques sur le TEEY.

Nous observons une bonne reproductivité des mesures entre les trois séries hormis à 22,64 mT (différence de 0,08 en ordonnée entre les mesures 1 et 3). Comme pour la première énergie critique, le TEEY diminue dès que nous appliquons le champ magnétique. Le TEEY a ensuite tendance à augmenter avec l'amplitude du champ. Par contre, pour des électrons incidents de 250 eV, à partir de 56,6 mT le rendement est plus grand que le rendement de référence (rendement sans champ magnétique). Par rapport au TEEY à champ magnétique nul ($2,16 \pm 0,01$), nous avons une variation du TEEY d'environ 0,30 avec un rendement compris dans [2,00 ; 2,30].

En suivant toujours la même démarche nous avons réalisé des mesures à 1900 eV. Les Fig. 55 et Fig. 56 présentent le TEEY en fonction du champ magnétique.

- △ Impulsions manuelles : augmentation du champ magnétique de 0 mT à 113,2 mT (par pas de 5,0 mT)
- Impulsions automatiques : diminution du champ magnétique de 113,2 mT à 0 mT (par pas de 5,0 mT)

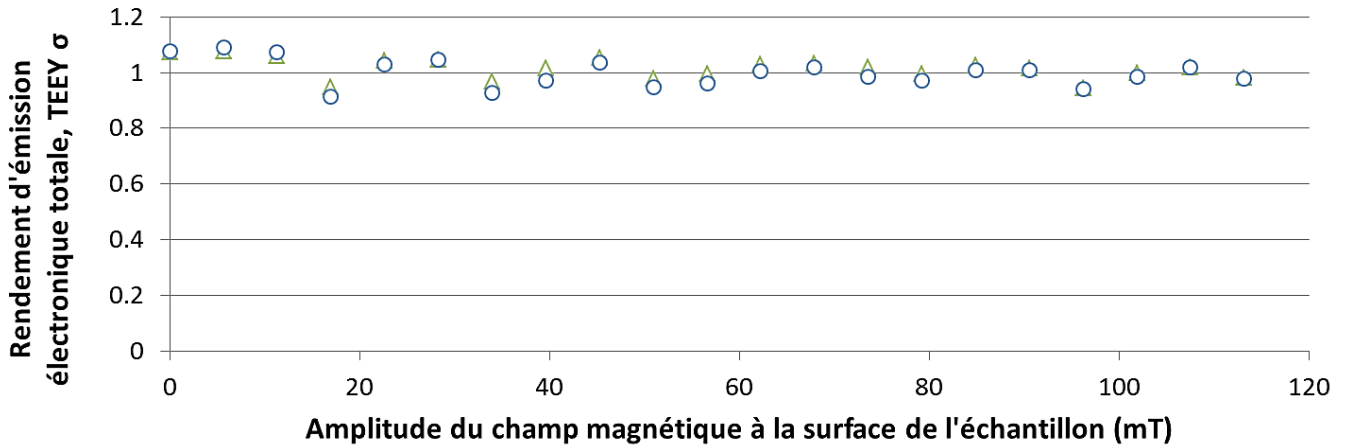


Fig. 55. Échantillon N irradié par des impulsions d'électrons impactant la surface avec une énergie de 1900 eV. TEEY en fonction de l'amplitude du champ magnétique (mT). La taille des points prend en compte les erreurs statistiques sur le TEEY.

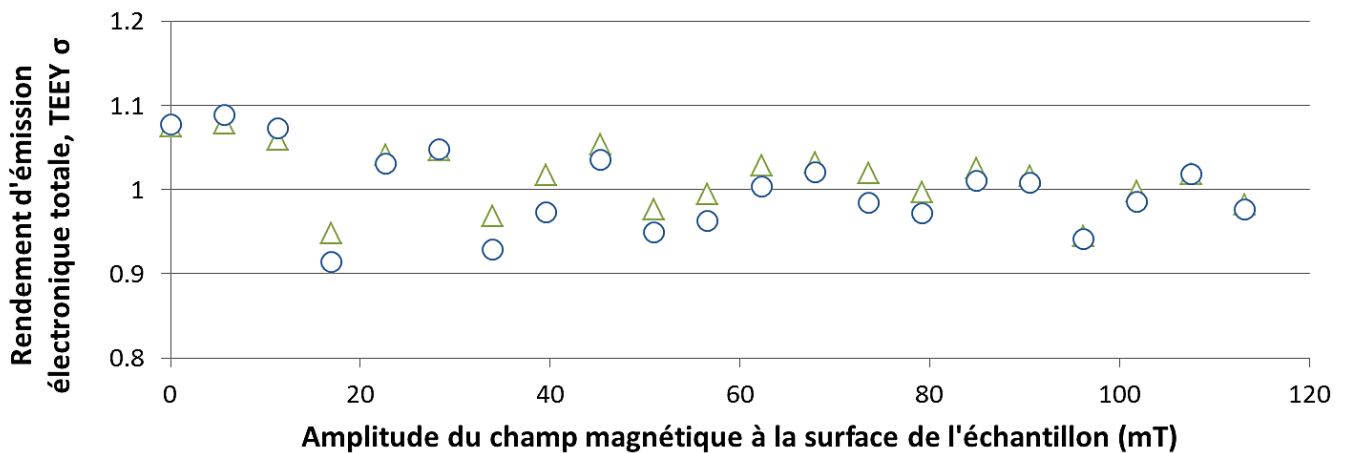


Fig. 56. Échantillon N irradié par des impulsions d'électrons impactant la surface avec une énergie de 1900 eV. TEEY en fonction de l'amplitude du champ magnétique (mT). Agrandissement pour les TEEY compris dans [0,9 ; 1,1]. La taille des points prend en compte les erreurs statistiques sur le TEEY.

Pour des électrons incidents de 1900 eV, le TEEY n'augmente pas en fonction de l'amplitude du champ magnétique, comme cela était le cas pour des électrons incidents de 21 eV et de 250 eV (respectivement Fig. 52 et Fig. 54). Pour toutes les amplitudes de champ magnétique étudiées, le TEEY est inférieur à la valeur de référence à champ magnétique nul ($1,08 \pm 0,01$). Le TEEY varie entre $1,08 \pm 0,01$ et $0,91 \pm 0,01$, valeur de rendement obtenue pour 16,98 mT. Les rendements calculés pendant la montée du champ magnétique et ceux calculés pendant sa descente sont comparables et ils suivent les mêmes variations en fonction du champ, celles-ci sont donc reproductibles.

L'échantillon N possède une surface laminée dite « technique », que nous avons caractérisée à l'aide d'un profilomètre de surface (Fig. 57).

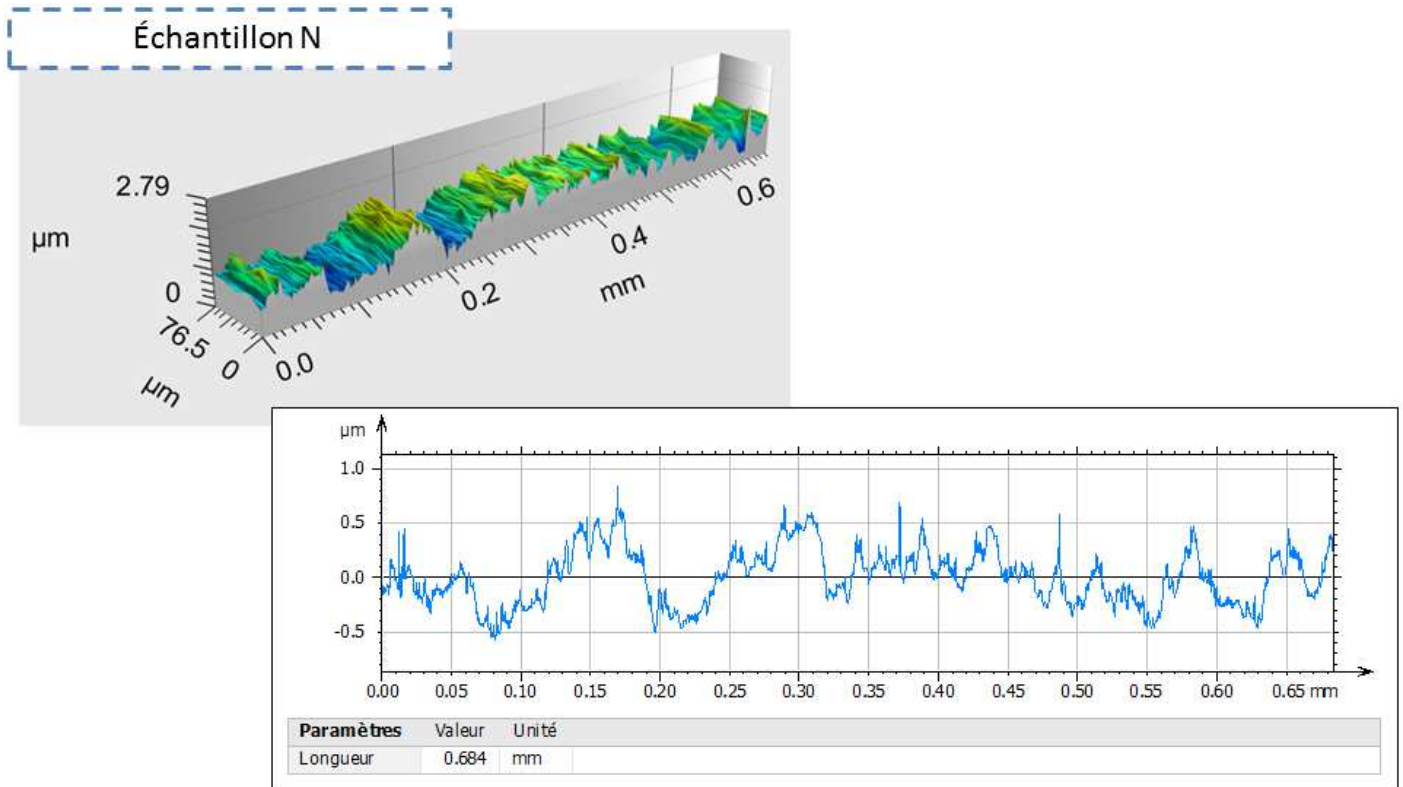


Fig. 57. Profils de surface 2D et 3D de l'échantillon N. Morphologie de surface laminée, rayée.

Le champ magnétique influence les trajectoires électroniques dans le vide et tout particulièrement celles des électrons émis par la surface de l'échantillon. Nous pensons donc que la morphologie de surface de l'échantillon est un paramètre important dans le cadre de l'étude de l'influence du champ magnétique sur le TEEY. Pour vérifier cette hypothèse nous avons choisi de polir des disques de cuivre provenant du même lot que l'échantillon N. Cinq échantillons ont été polis mécaniquement dans l'objectif d'obtenir des surfaces les plus proches du cas poli miroir. Les profils de surface de nos échantillons ont été caractérisés avant chaque étapes de polissage et à la fin de l'ensemble de processus de polissage. L'échantillon J est celui que nous avons choisi d'étudier car sa surface possède les éléments de surface les plus bas parmi les cinq échantillons polis.

4.2.3. Étude d'un échantillon poli mécaniquement, nommé J.

Le polissage de l'échantillon J s'est effectué en deux étapes. La première a consisté à utiliser une polisseuse mécanique automatique, l'échantillon est poli par abrasion de la matière en surface. Pour cela nous avons placé l'échantillon en contact avec un feutre de grains de taille de $1\mu\text{m}$ sur lequel nous avons disposé une solution diamantée. Cette solution est nécessaire pour le polissage, elle permet de lubrifier le contact échantillon-feutre et évite aussi des phénomènes de surchauffe dus aux frottements. Elle est d'autant plus nécessaire lorsque nous travaillons avec du cuivre qui est un matériau ductile et malléable : sans cette solution diamantée la surface risque de présenter de nombreux défauts que l'on souhaite éviter. À la fin de cette première étape de polissage par abrasion, la hauteur moyenne des éléments de surface de l'échantillon J a diminué d'un facteur 5. La morphologie de surface de l'échantillon est restée rayée.

Tout polissage mécanique engendre la création d'une couche d'écrouissage d'extrême surface. Celle-ci peut avoir quelques nanomètres à une centaine de nanomètres de profondeur à partir de la surface. La profondeur de la couche dépend des paramètres du polissage mécanique appliqués (force, vitesse de rotation, solution de polissage). Cette couche est caractéristique d'un désordre des grains et des joints de grains, les dislocations se multiplient lors du polissage mécanique ce qui crée une déformation dans la couche externe du matériau que l'on appelle alors couche écrouie. Cette couche d'écrouissage dépend du matériau étudié et du traitement de surface réalisé. L'élimination de cette couche d'écrouissage après le polissage mécanique et donc la seconde étape pour obtenir un échantillon poli. La démarche consiste à utiliser une polisseuse par vibration avec laquelle nous modifions l'ordre des grains au sein du matériau. Nous utilisons cette technique pour retrouver l'ordre existant avant le polissage mécanique. Nous posons sur un feutre les échantillons qui sont collés sur un porte échantillon. Nous n'ajoutons pas de masse supplémentaire à celle du porte échantillon. À nouveau nous disposons de la solution diamantée $1\mu\text{m}$ déjà utilisée lors du polissage mécanique. Nous choisissons à quelle fréquence de vibrations nous souhaitons travailler ainsi que le temps.

À la fin de ces étapes de polissage, nous avons caractérisé le profil de surface de l'échantillon J avec un profilomètre de surface (Fig. 58). Nous observons que la morphologie de surface de l'échantillon J est devenue poreuse et non plus rayée. Les pores créés par le polissage mécanique ont été révélés par le polissage par vibrations. Finalement la surface de l'échantillon J possède des éléments moins hauts et plus étroits que ceux de l'échantillon N (Fig. 57).

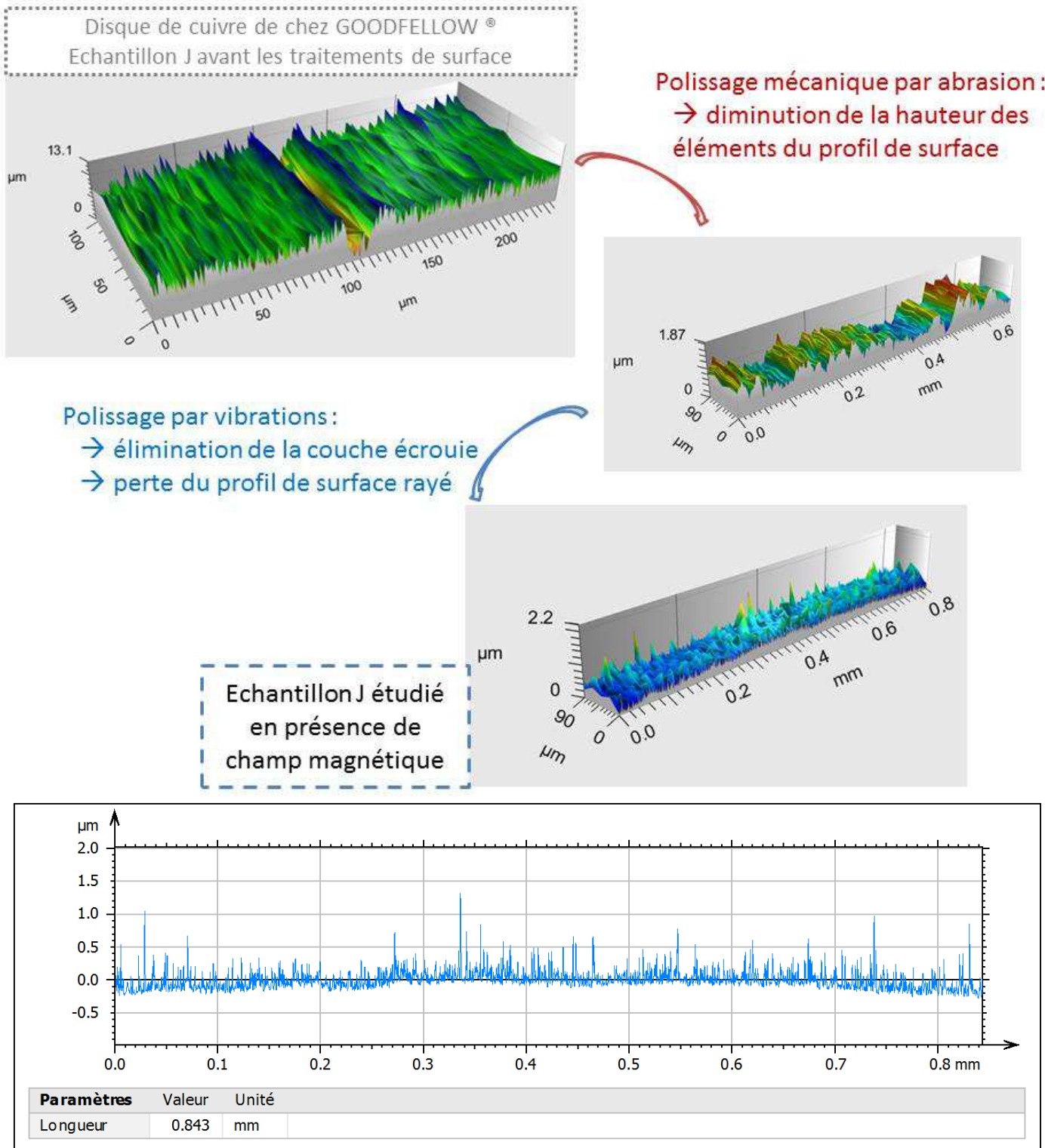


Fig. 58. Illustrations des surfaces de l'échantillon J avec des profils 3D en fonction des traitements de surfaces appliquées. Profils de surface 2D l'échantillon J après les étapes de polissage. Morphologie de surface poreuse due au polissage par vibration.

Nous avons mesuré le TEEY de l'échantillon J avec les mêmes énergies incidentes et dans les mêmes conditions expérimentales que pour l'échantillon N.

Les Fig. 59 et Fig. 60 représentent le TEEY de l'échantillon J en fonction de l'amplitude du champ magnétique obtenues sous un bombardement électronique à la première énergie critique ($E_{C1} = 26$ eV).

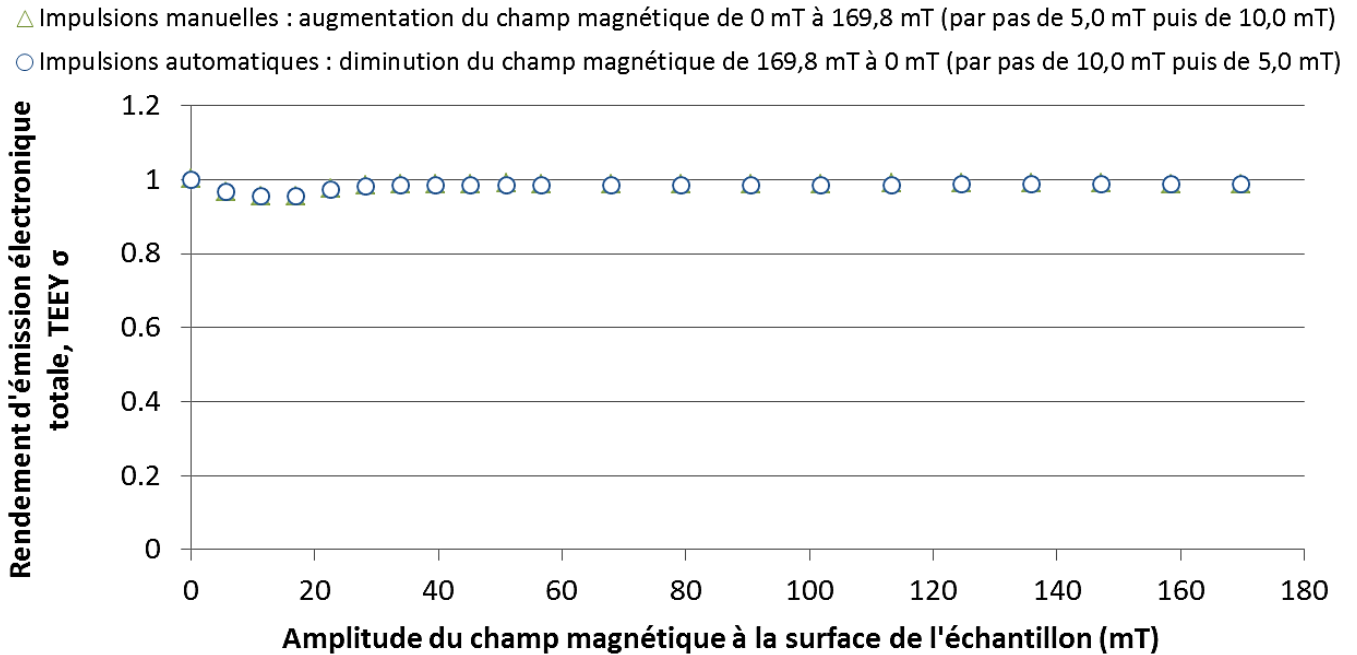


Fig. 59. Échantillon J irradié par des impulsions d'électrons impactant la surface avec une énergie de 26 eV (E_{C1}). TEEY en fonction de l'amplitude du champ magnétique (mT). La taille des points prend en compte les erreurs statistiques sur le TEEY.

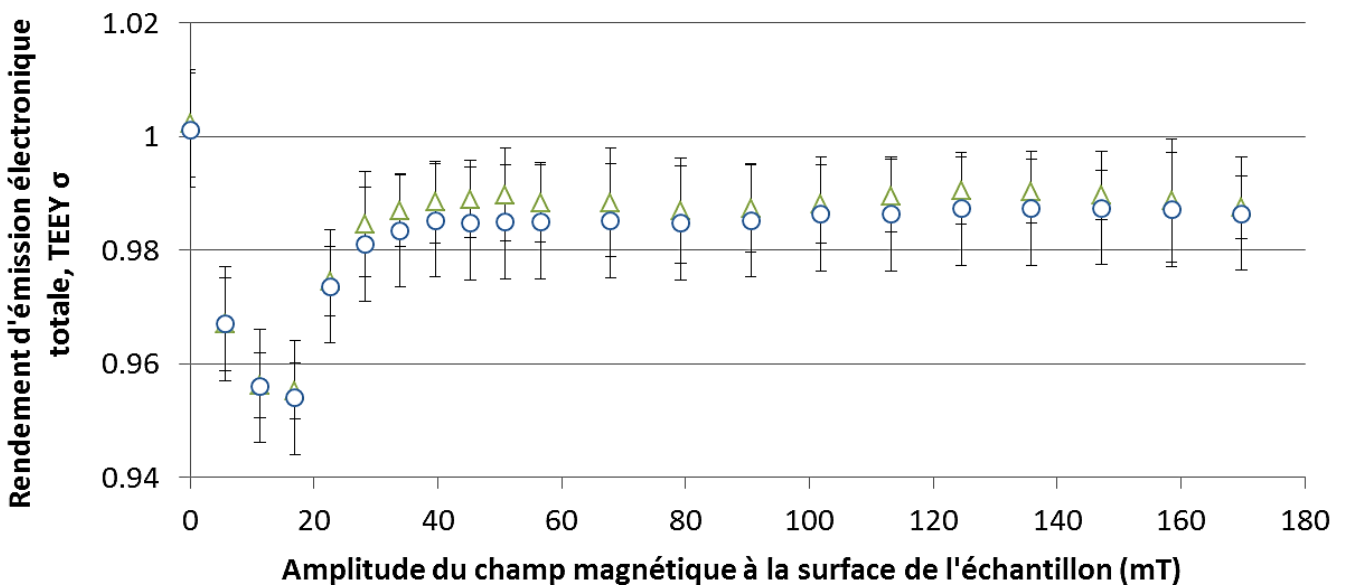


Fig. 60. Échantillon J irradié par des impulsions d'électrons impactant la surface avec une énergie de 26 eV (E_{C1}). TEEY en fonction de l'amplitude du champ magnétique (mT). Agrandissement pour les TEEY compris dans [0,92 ; 1,02]. Les erreurs statistiques sur le TEEY sont représentées par les barres d'erreurs.

Le TEEY de l'échantillon J à E_{C1} diminue de $1,00 \pm 0,01$ pour la valeur de référence à champ magnétique nul à $0,95 \pm 0,01$ pour 16,98 mT. Pour toutes les amplitudes de champ magnétique étudiées entre 16,98 mT et 113,2 mT, le TEEY est compris dans cet intervalle ($\Delta\sigma = 0,05$). Ces amplitudes de champ magnétique diminuent donc le TEEY de l'échantillon J. Nous observons une augmentation du TEEY en fonction de l'amplitude du champ magnétique à partir de 16,98 mT. Cette dépendance du TEEY au champ magnétique est similaire à celles observées pour l'échantillon N (Fig. 52) mais les écarts de rendement sont significativement différents entre l'échantillon technique et l'échantillon poli. Le TEEY de l'échantillon N varie d'un $\Delta\sigma = 0,55$ en fonction du champ magnétique tandis que pour l'échantillon J nous avons un $\Delta\sigma = 0,05$.

Les Fig. 61 et Fig. 62 représentent le TEEY de l'échantillon J en fonction de l'amplitude du champ magnétique pour une énergie incidente proche d' E_{max} , à 250 eV. Le TEEY est proche de la valeur de référence à champ magnétique nul de $2,06 \pm 0,01$. Le TEEY varie de $1,97 \pm 0,01$ pour 11,32 mT à $2,10 \pm 0,01$ pour 169,8 mT ($\Delta\sigma = 0,13$).

- △ Impulsions manuelles : augmentation du champ magnétique de 0 mT à 169,8 mT (par pas de 5,0 mT puis de 10,0 mT)
- Impulsions automatiques : diminution du champ magnétique de 169,8 mT à 0 mT (par pas de 10,0 mT puis de 5,0 mT)

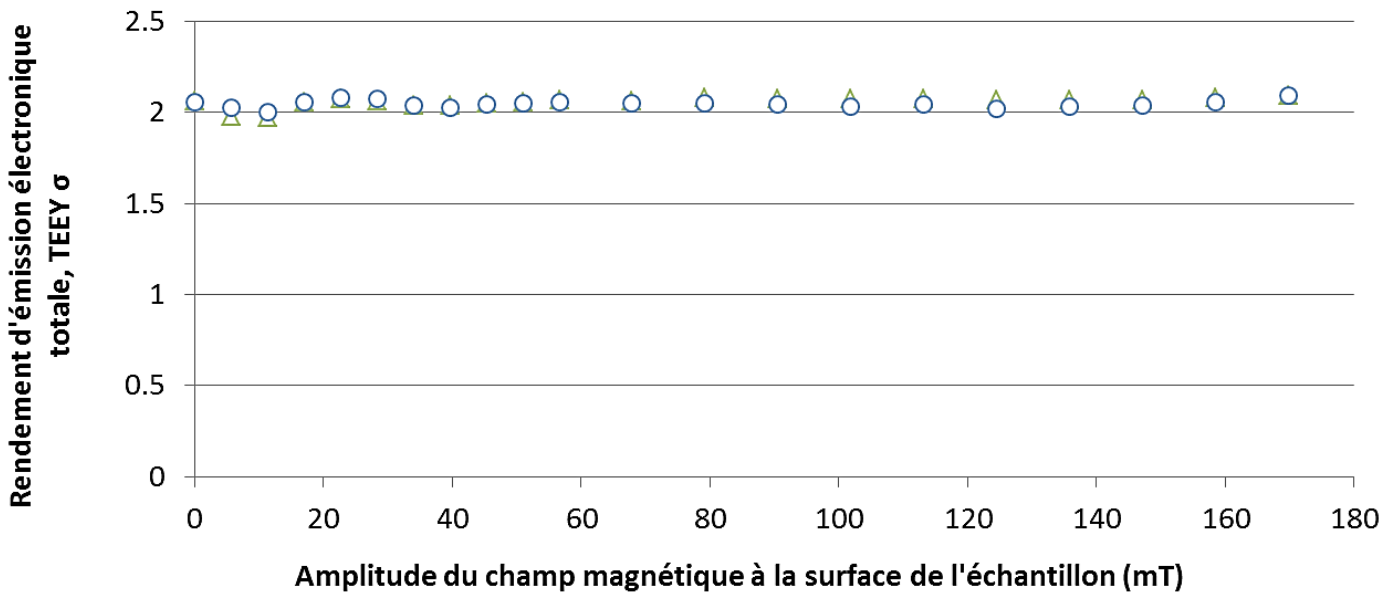


Fig. 61. Échantillon J irradié par des impulsions d'électrons impactant la surface avec une énergie de 250 eV (E_{max}). TEEY en fonction de l'amplitude du champ magnétique (mT). La taille des points prend en compte les erreurs statistiques sur le TEEY.

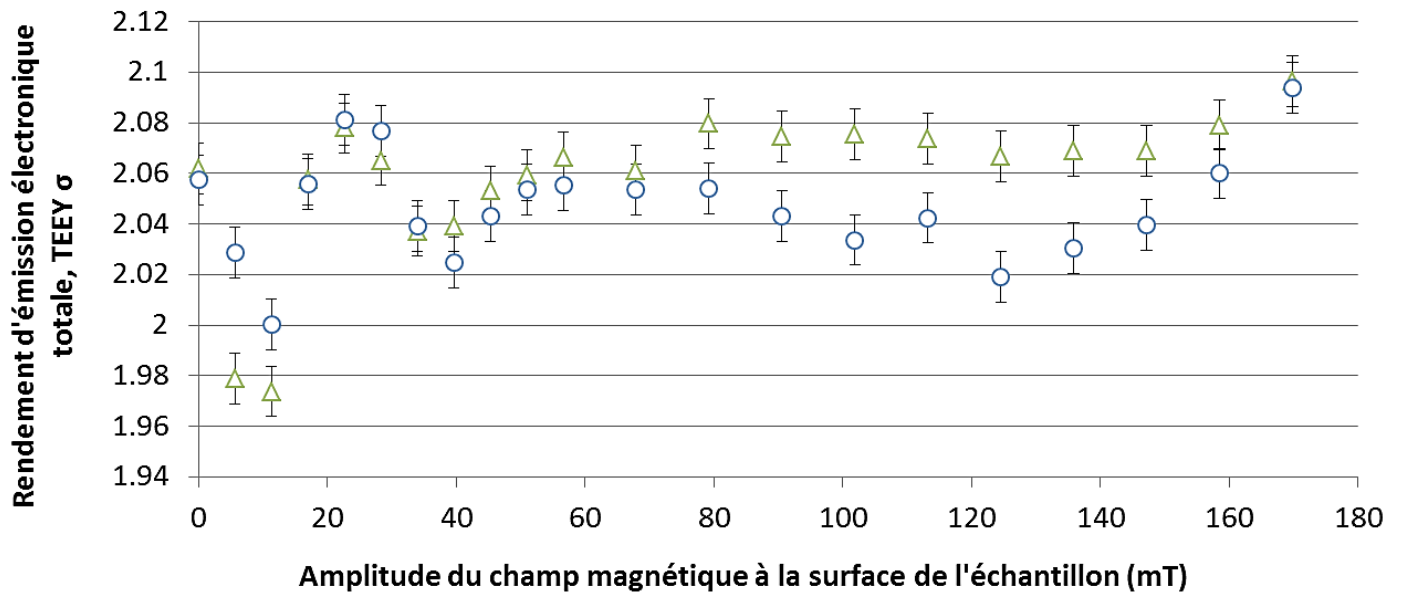


Fig. 62. Échantillon J irradié par des impulsions d'électrons impactant la surface avec une énergie de 250 eV (E_{max}). TEEY en fonction de l'amplitude du champ magnétique (mT). Agrandissement pour les TEEY compris dans [1,96 ; 2,12]. Les erreurs statistiques sur le TEEY sont représentées par les barres d'erreurs.

Nous observons un minimum du TEEY autour de 11,32 mT, pour les autres amplitudes de champ magnétique nous observons une faible variation du TEEY autour de la valeur du TEEY à champ nul ($\Delta\sigma = 0,13$). La présence du champ magnétique normal à la surface dans l'environnement de l'échantillon J influence faiblement le rendement d'émission électronique totale sous une irradiation électronique de 250 eV. Les TEEY obtenus pour l'échantillon N sous les mêmes conditions expérimentales varient d'un $\Delta\sigma = 0,30$, nous avons donc une influence plus faible du champ magnétique sur le TEEY avec l'échantillon poli J que l'échantillon technique N.

Nous déterminons ensuite le TEEY sous impact électroniques de 1900 eV (Fig. 63 et Fig. 64). Seules les mesures en régime pulsé et en mode impulsions automatiques ont été réalisées pour cet échantillon. Nous observons un TEEY de référence à champ nul de $1,18 \pm 0,01$ et une variation du TEEY entre $1,16 \pm 0,01$ pour 113,2 mT et $1,24 \pm 0,01$ pour 90,56 mT ($\Delta\sigma = 0,08$).

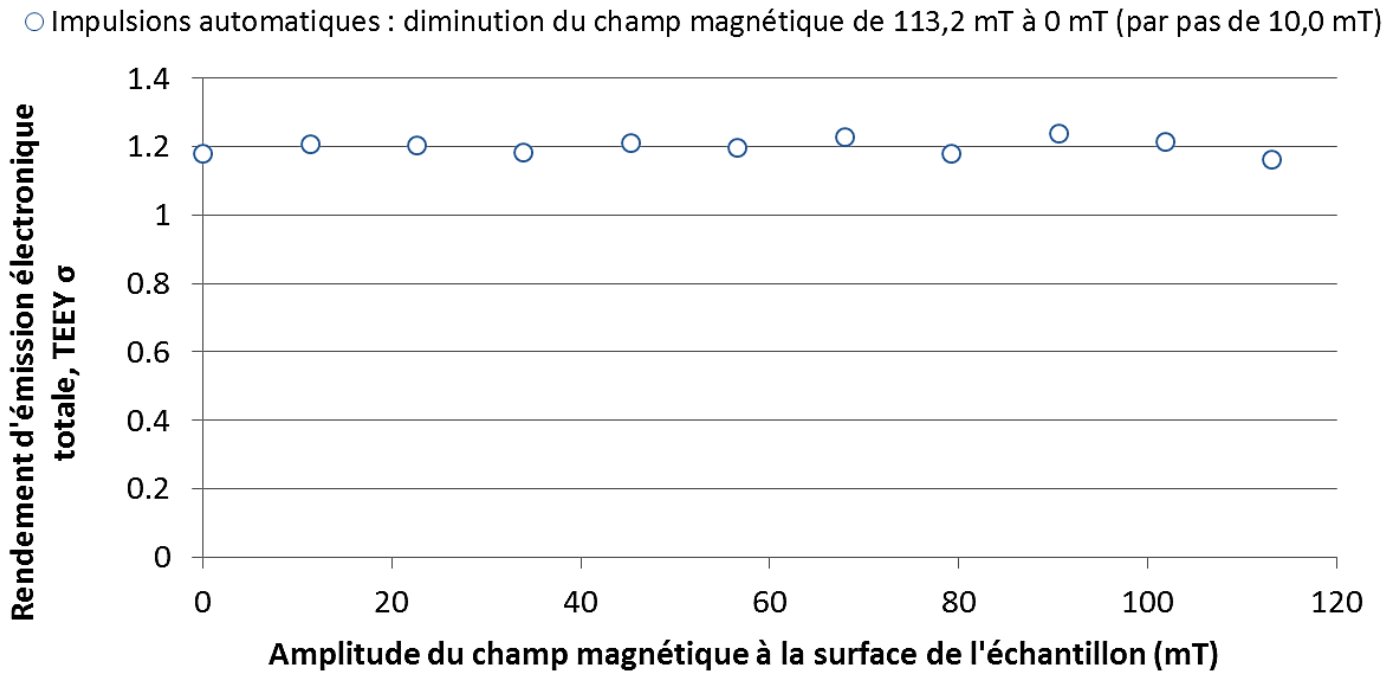


Fig. 63. Échantillon J irradié par des impulsions d'électrons impactant la surface avec une énergie de 1900 eV. TEEY en fonction de l'amplitude du champ magnétique (mT). La taille des points prend en compte les erreurs statistiques sur le TEEY.

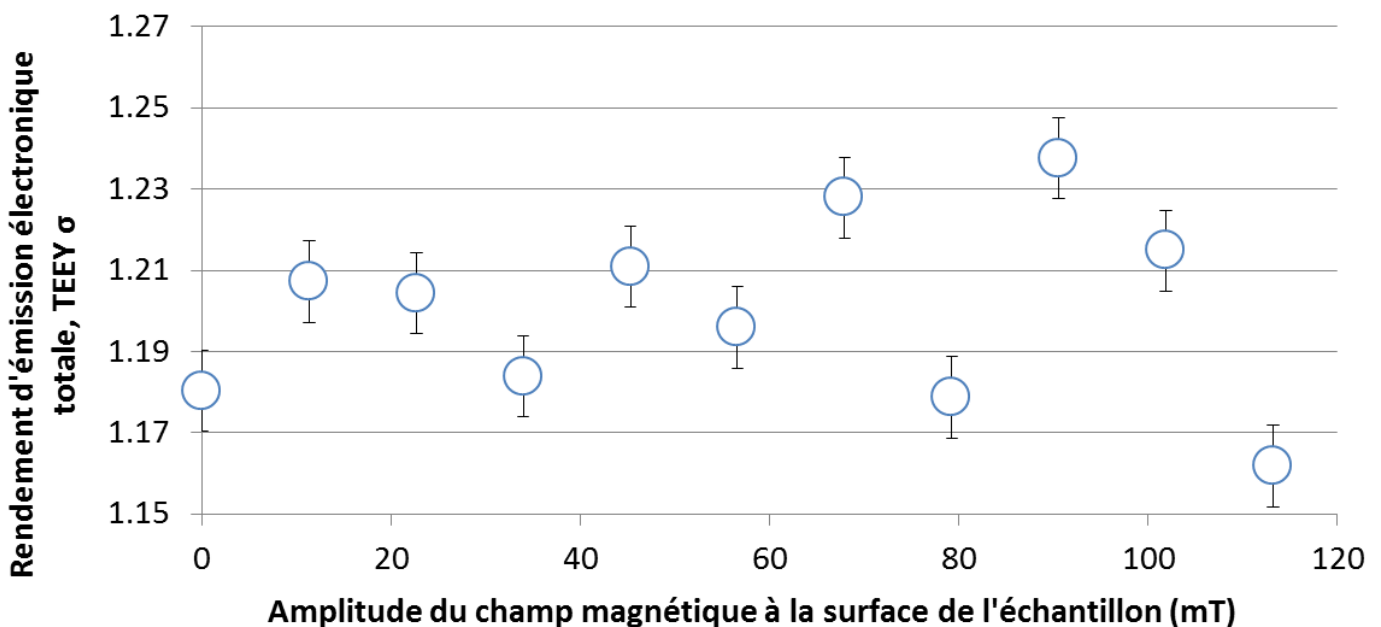


Fig. 64. Échantillon J irradié par des impulsions d'électrons impactant la surface avec une énergie de 1900 eV. TEEY en fonction de l'amplitude du champ magnétique (mT). Agrandissement pour les TEEY compris dans [1,15 ; 1,25]. Les erreurs statistiques sur le TEEY sont représentées par les barres d'erreurs.

À 1900 eV, nous n'observons pas de tendance claire de la variation du TEEY en fonction du champ magnétique comme cela est le cas à 21 et 250 eV. Nous retrouvons la même observation que celle faite pour l'échantillon N à 1900 eV (Fig. 55 et Fig. 56). Pour l'échantillon N, la variation du TEEY avec le champ magnétique pour une irradiation électronique de 1900 eV est de $\Delta\sigma = 0,17$. Ici pour l'échantillon J, la variation du TEEY avec le champ magnétique pour une irradiation électronique de 1900 eV est de $\Delta\sigma = 0,08$. À nouveau, l'influence du champ magnétique sur le TEEY avec l'échantillon poli J est plus faible que dans le cas de l'échantillon technique N.

Nous venons de présenter les mesures sur l'échantillon J sous champ magnétique pour les énergies incidentes : 26 eV (E_{C1}), 250 eV (E_{max}) et 1900 eV (E_{C2}). Nous avons aussi réalisé des mesures supplémentaires sur l'échantillon J. Nous avons mesuré les courants sous des impulsions d'électrons à différentes énergies incidentes : 21, 31, 41, 51, 71, 100, 150, 200, 250, 300, 1000 et 1900 eV. Pour toutes ces énergies, plusieurs amplitudes de champ magnétique ont été étudiées :

- Mesures en régime pulsé et mode manuel : $B(\text{mT}) \in \{0, 11,32, 56,6, 113,2\}$ (Fig. 65)
- Mesures en régime pulsé et mode automatique : $B(\text{mT}) \in \{0, 11,32, 22,64, 33,96, 45,28, 56,6, 67,92, 79,24, 90,56, 101,88, 113,2\}$ (Fig. 66)

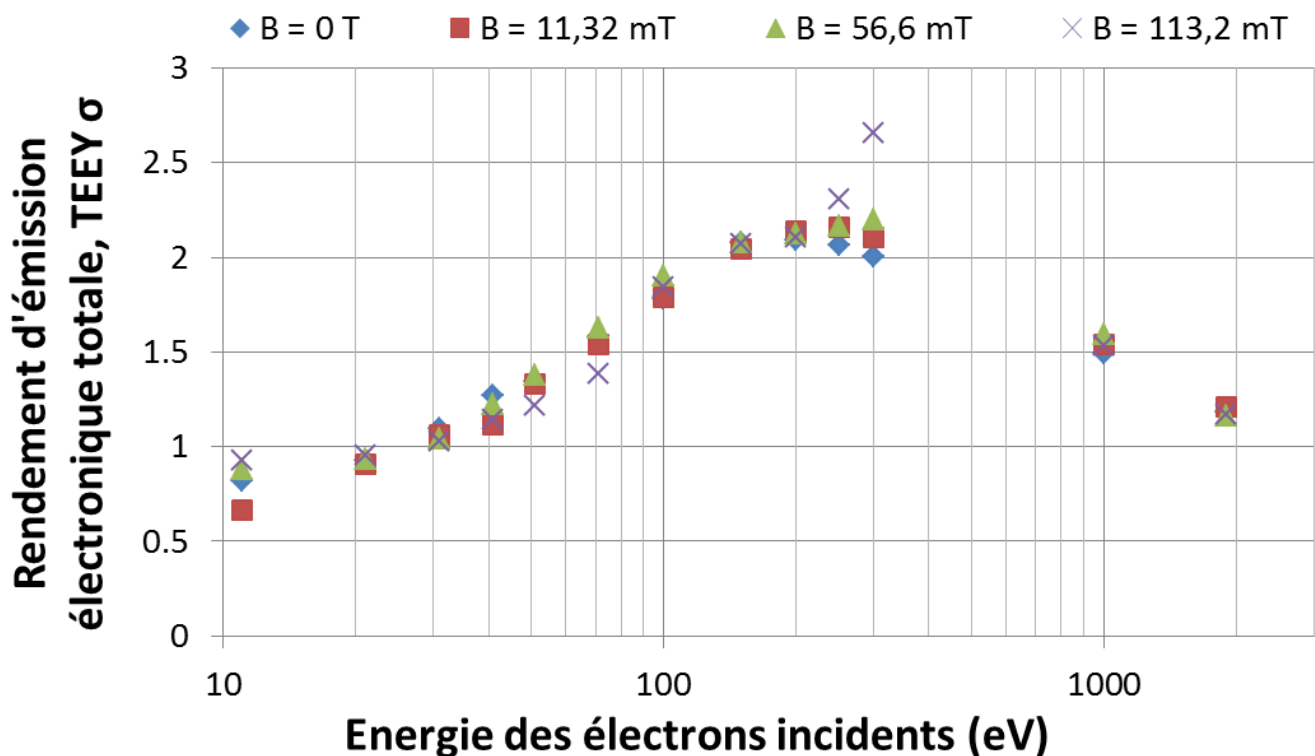


Fig. 65. Échantillon J (poli mécaniquement) irradié par des impulsions d'électrons impactant la surface avec une énergie variable (de 11 à 1900 eV). TEEY en fonction de l'énergie des électrons incidents (eV) sans champ magnétique (losanges bleus), sous 11,32 mT (carrés rouges), sous 56,6 mT (triangles verts) et sous 113,2 mT (croix violette). La taille des points prend en compte les erreurs statistiques sur le TEEY.

Sur la Fig. 65, nous observons le TEEY en fonction de l'énergie des électrons incidents pour quatre valeurs de champ magnétique. Les variations du TEEY dues au champ magnétique sont plus grandes lorsque l'énergie incidente est proche de 11 eV et de l'énergie du maximum (250 eV). La variation à 11 eV est due à la sensibilité des électrons de faible énergie au champ magnétique, en effet plus un électron est faible en énergie, plus il est sensible au champ magnétique. À 250 eV, l'énergie des électrons émis varie de quelques eV jusqu'à l'énergie incidente de 250 eV, ainsi tous les électrons émis ne sont pas des électrons de faible énergie. Par contre, le ratio entre le nombre d'électrons secondaires émis sur le nombre d'électrons rétrodiffusés émis est le plus grand à l'énergie du maximum par rapport aux ratios aux autres énergies incidentes. À 250 eV, la majorité des électrons émis sont donc des électrons secondaires qui ont une énergie moyenne d'émission faible, de quelques eV, ce qui justifie les variations du TEEY dues au champ magnétique autour du maximum. La variation du TEEY dues au champ magnétique pour des énergies proches de celles du maximum s'observe aussi avec la Fig. 66.

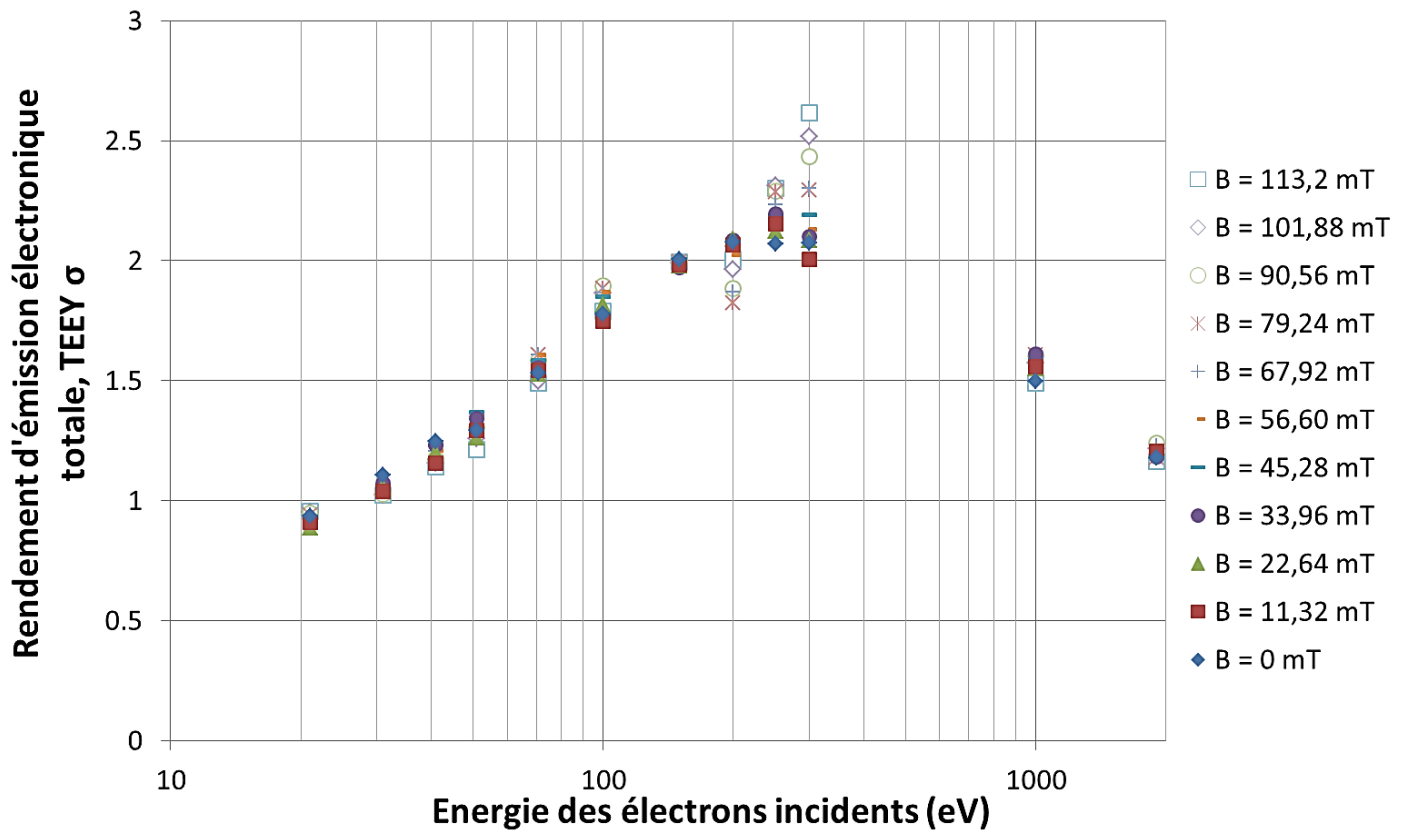


Fig. 66. Échantillon J (poli mécaniquement) irradié par des impulsions d'électrons impactant la surface avec une énergie variable (de 11 à 1900 eV). TEEY en fonction de l'énergie des électrons incidents (eV) pour onze amplitudes de champ magnétique : 0mT (losange bleu plein), 11,32 mT (carré rouge plein), 22,64 mT (triangle vert plein), 33,96 mT (rond violet plein), 45,28 mT (rectangle long bleu plein), 56,6 mT (rectangle court orange plein), 67,92 mT (croix « + » bleue), 79,24 mT (croix « * » orange), 90,56 mT (rond vert vide), 101,88 mT (losange violet vide) et 113,2mT (carré bleu vide). La taille des points prend en compte les erreurs statistiques sur le TEEY.

La Fig. 67 représente l'écart-type du TEEY dû au champ magnétique en fonction de l'énergie des électrons incidents.

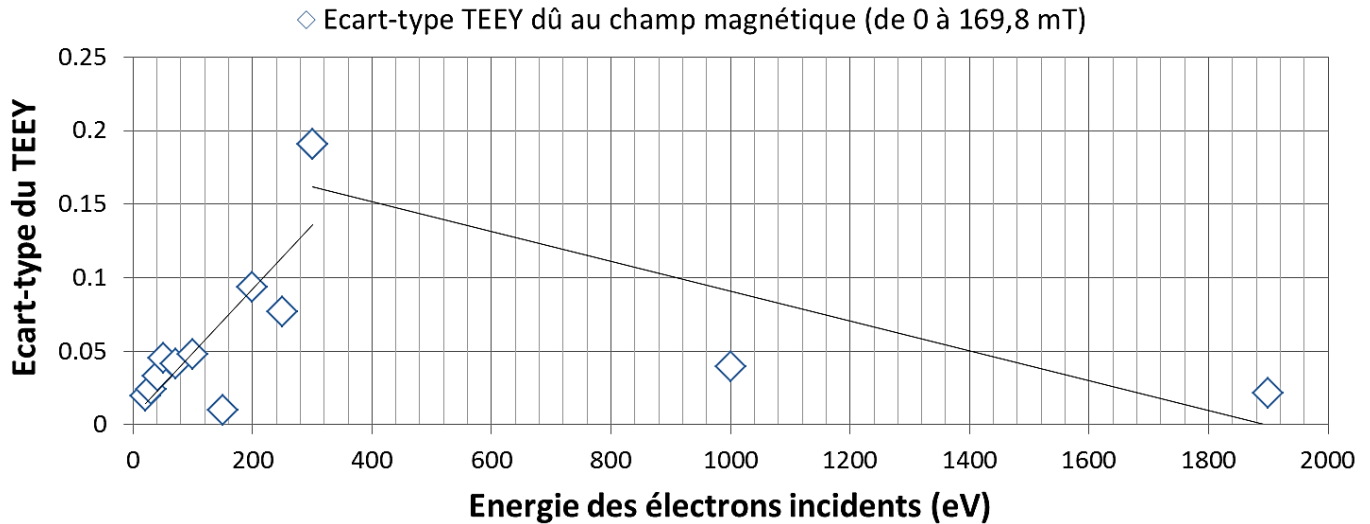


Fig. 67. Échantillon J (poli mécaniquement) irradié par des impulsions d'électrons impactant la surface avec une énergie variable (de 11 à 1900 eV). Pour chaque énergie d'électrons incidents, onze amplitudes de champ magnétique ont été étudiées pour lesquelles le TEEY a été déterminé. À partir de ces valeurs de TEEY sous champ magnétique, l'écart-type du TEEY dû au champ magnétique a été calculé pour chaque énergie incidente.

Sur la Fig. 67, nous observons une augmentation de l'écart-type entre la première énergie critique et le maximum puis une diminution entre le maximum et la seconde énergie critique. Ces variations sont similaires aux variations « classiques » du TEEY en fonction de l'énergie des électrons incidents sans champ magnétique (Fig. 8). Cela confirme que le champ magnétique a plus d'influence sur les électrons secondaires, de faible énergie, que sur les électrons rétrodiffusés.

Un troisième échantillon, nommé CERN P2.3, est étudié en présence de champ magnétique. L'objectif étant de confirmer les observations précédentes qui montrent que le polissage de la surface diminue l'influence du champ magnétique sur le TEEY.

4.2.4. Étude d'un échantillon poli par traitement électrochimique, nommé CERN P2.3.

L'échantillon CERN P2.3 a été poli par traitement électrochimique. Il a été fourni par le CERN sous forme de plaque de cuivre de dimension 50mm x 50mm pour une épaisseur de 0,5mm. Le bain de polissage utilisé est composé de 55% en volume de H_3PO_4 et de 45% en volume d'éthanol pour une densité du bain de 1,3. Le traitement électrochimique s'est fait à température ambiante (inférieure à 30°C) pour avoir un polissage régulier. Deux plaques nous ont été données sur lesquelles une dizaine de disques ont été découpés à l'emporte-pièce de diamètre 10mm. Après des analyses de profils de surface à l'aide d'un profilomètre, l'échantillon nommé CERN P2.3 (Fig. 68) présentait la surface la plus proche de l'état poli miroir. Il a donc été choisi pour être étudié dans le dispositif expérimental CELESTE-CaFaMa.

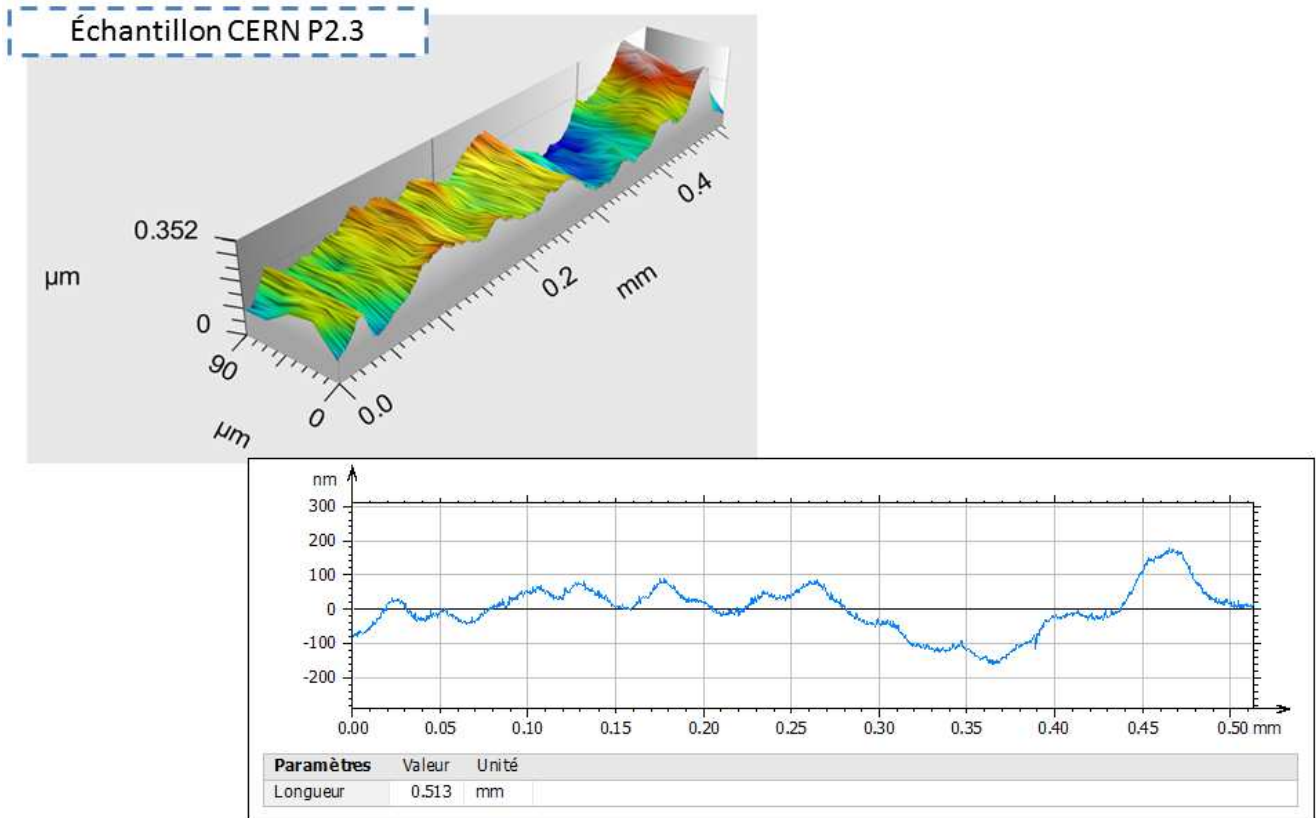


Fig. 68. Profils de surface 2D et 3D de l'échantillon CERN P2.3. Morphologie de surface rayée.

Afin de pouvoir comparer les mesures TEEY sous champ magnétique de l'échantillon CERN P2.3 avec celles des deux autres échantillons (N et J) nous avons étudié les mêmes énergies incidentes dans les mêmes conditions expérimentales. Nous présentons les mesures TEEY pour les énergies incidentes : 21 eV (E_{C1}), 250 eV (E_{max}) et 1900 eV (E_{C2}).

Les Fig. 69 et Fig. 70 représentent le TEEY de l'échantillon CERN P2.3 en fonction de l'amplitude du champ magnétique perpendiculaire à la surface macroscopique de l'échantillon pour une irradiation électronique incidente de 21 eV. Sur la Fig. 70 nous avons diminué l'échelle de l'axe des ordonnées par rapport à la Fig. 69 afin de mieux voir les variations du TEEY. Les valeurs de rendement sont similaires entre la montée et la descente en champ magnétique. Des mesures ont été effectuées aux amplitudes de champ magnétique inférieures à 33,96 mT avec un pas de 1,03 mT au lieu de 5 ou 10 mT pour repérer plus précisément le minimum du TEEY en fonction de l'amplitude du champ magnétique.

Les variations du TEEY sont comprises dans un intervalle de $\Delta\sigma = 0,04$ et restent très proches de la valeur du TEEY sans champ magnétique mesurée à $1,00 \pm 0,01$. Avec la diminution de l'échelle de l'axe des ordonnées sur la Fig. 70, nous observons une diminution du TEEY entre 0 et 11,32 mT puis une augmentation du TEEY en fonction de l'amplitude du champ magnétique d'une valeur maximale de 169,8 mT. Nous remarquons aussi une bonne reproductivité des valeurs de TEEY sur les trois séries de mesures, que ce soit en mode impulsion manuelle ou automatique.

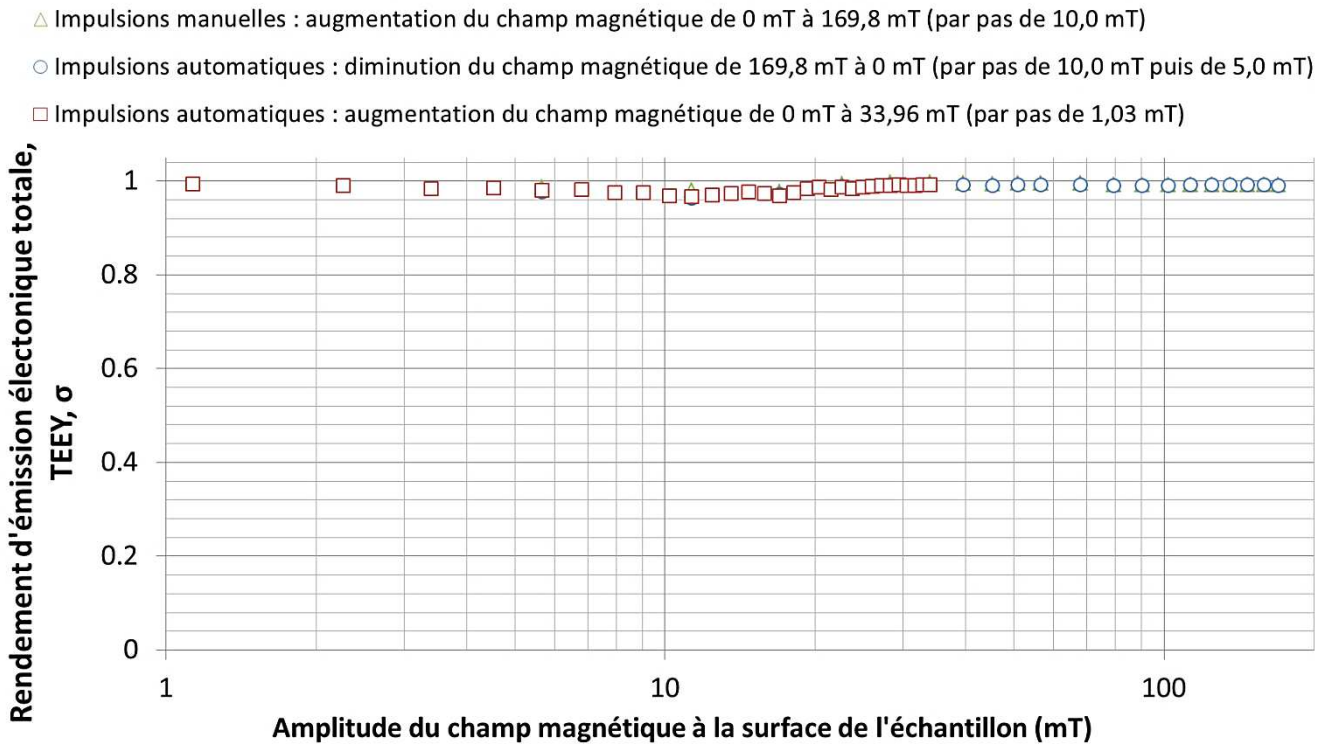


Fig. 69. Échantillon CERN P2.3 irradié par des impulsions d'électrons impactant la surface avec une énergie de 21 eV. TEEY en fonction de l'amplitude du champ magnétique (mT). La taille des points prend en compte les erreurs statistiques sur le TEEY.

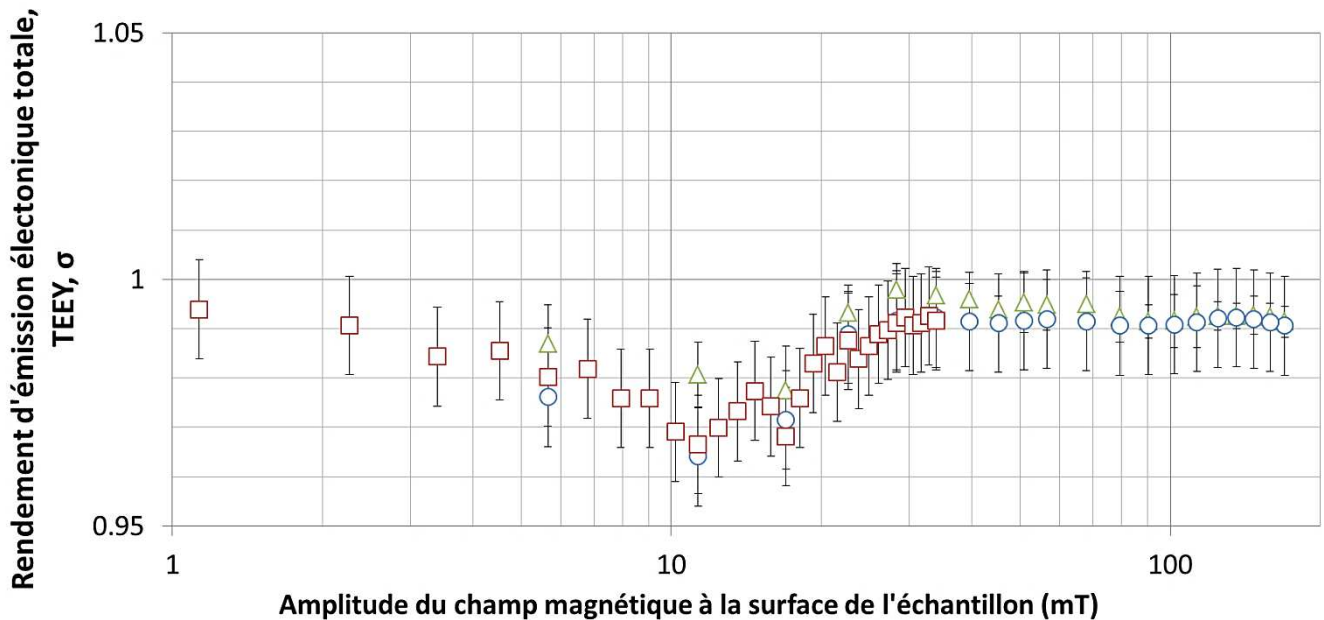


Fig. 70. Échantillon CERN P2.3 irradié par des impulsions d'électrons impactant la surface avec une énergie de 21 eV. TEEY en fonction de l'amplitude du champ magnétique (mT). Agrandissement pour les TEEY compris dans [0,95 ; 1,05]. Les erreurs statistiques sur le TEEY sont représentées par les barres d'erreurs.

Les variations de TEEY sous impacts électroniques à la première énergie critique en présence de champ magnétique représentées sur les Fig. 69 et Fig. 70 sont donc très faibles comparées à celles obtenues sur

l'échantillon N (Fig. 3). Pour l'échantillon N, cuivre laminé n'ayant subi aucun traitement de surface, le TEEY varie d'un $\Delta\sigma = 0,55$ pour les mêmes conditions expérimentales. Si nous comparons aux TEEY en fonction du champ magnétique pour l'échantillon J ($\Delta\sigma = 0,05$) (Fig. 60), poli mécaniquement, nous observons une variation similaire entre les deux échantillons polis.

Nous déterminons ensuite le TEEY de l'échantillon CERN P2.3 soumis à un champ magnétique pour une irradiation électronique de 250 eV (Fig. 71 et Fig. 72). Deux séries de mesures ont été réalisées sur deux jours consécutifs sans mise sous air de l'enceinte à vide.

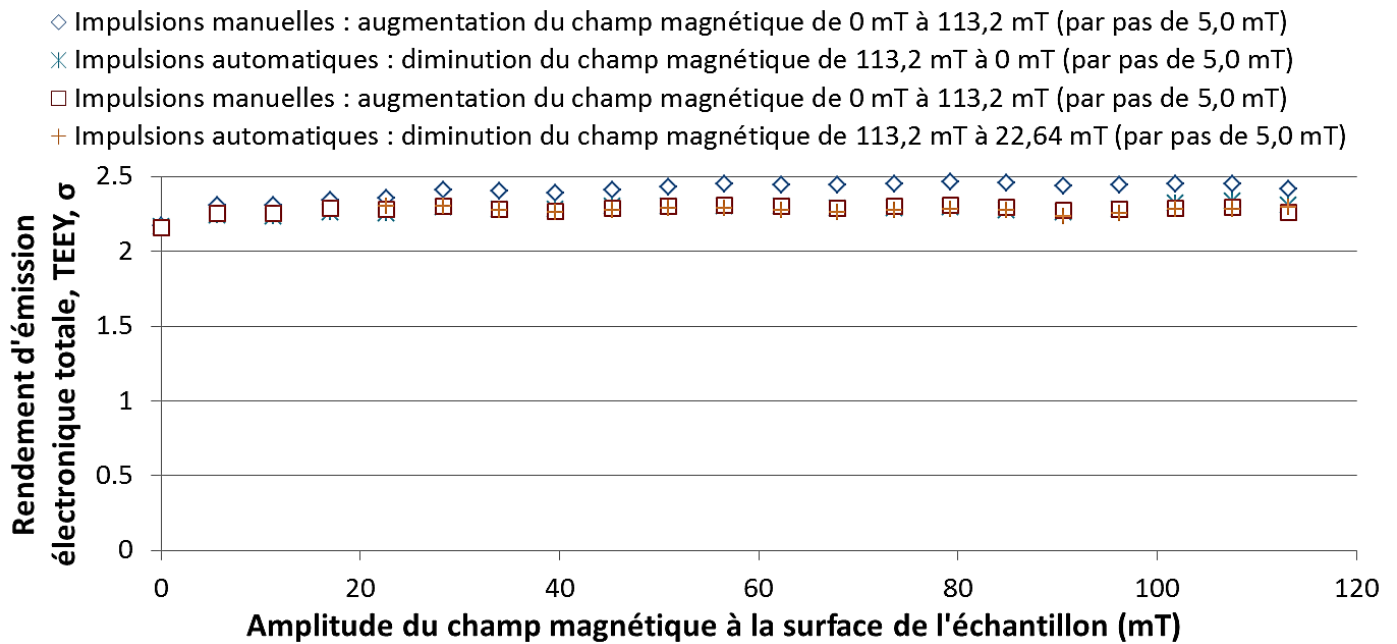


Fig. 71. Échantillon CERN P2.3 irradié par des impulsions d'électrons impactant la surface avec une énergie de 250 eV. TEEY en fonction de l'amplitude du champ magnétique (mT). La taille des points prend en compte les erreurs statistiques sur le TEEY.

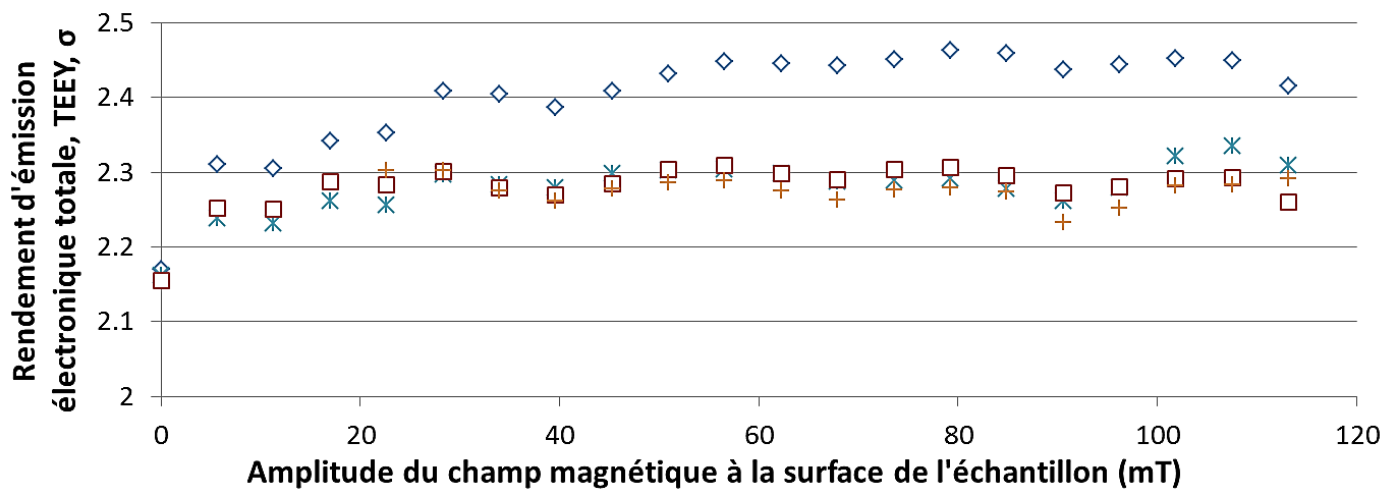


Fig. 72. Échantillon CERN P2.3 irradié par des impulsions d'électrons impactant la surface avec une énergie de 250 eV. TEEY en fonction de l'amplitude du champ magnétique (mT). Agrandissement pour les TEEY compris dans [2,0 ; 2,5]. La taille des points prend en compte les erreurs statistiques sur le TEEY.

Une première observation est la différence entre les TEEY représentés par les losanges bleus et les trois autres séries de mesure du TEEY. Pour expliquer cette singularité, il faut reprendre en détail le protocole expérimental et notamment la mesure du courant incident. Les TEEY obtenus en impulsions manuelles en présence de champ magnétique (losanges bleus) sont calculés à partir du courant incident à champ magnétique nul et du courant échantillon mesuré pour chaque amplitude de champ magnétique. Ainsi pour tous les TEEY représentés avec les losanges bleus, la valeur de courant incident mesurée sans champ magnétique est utilisée. Cette mesure est faite au début de la série de mesure, avant de générer le champ magnétique. Pour les TEEY calculés lors de la descente en champ magnétique (croix « * » bleues claires sur les Fig. 71 et Fig. 72), nous utilisons une seconde valeur de courant incident mesurée à la fin de la série de mesure, une fois que le champ magnétique ait été diminué jusqu'à zéro. Généralement, les valeurs de courant incident au début et à la fin de la série de mesures sont similaires : nous avons évalué à 2,7% la variation maximale du courant incident entre le début et la fin des mesures et ce sur l'ensemble des séries de mesures effectuées sous champ magnétique en régime pulsé. Or pour cette série de mesure le courant incident a diminué de 7,76% entre le début et la fin de la série de mesures.

L'hypothèse la plus plausible expliquant cet écart entre les deux mesures de courant incident est que la mesure du courant incident au début de la série de mesures (que nous avons utilisé pour le calcul des TEEY représentés par les losanges bleus) a été effectuée avant la chauffe complète du canon à électrons. En effet lors de la chauffe du canon à électrons, le courant émis par ce dernier diminue au cours du temps pour atteindre un plateau une fois le temps de chauffe dépassé. Si nous mesurons le courant incident avant la fin du temps de chauffe du canon à électrons alors le courant incident réel lors de nos mesures en présence de champ magnétique est plus faible que celui utilisé pour le calcul des TEEY sous champ magnétique. Cela signifie que les calculs des TEEY pendant la phase de montée du champ magnétique ont été effectués avec un courant incident trop grand (plus faible en valeur absolue étant donné que le courant incident est négatif), ce qui engendre une surévaluation du TEEY représenté par les losanges bleus.

Cette hypothèse est soutenue par comparaison des TEEY à champ magnétique nul entre le losange bleu et la croix « * » bleue : nous observons un TEEY similaire. Les mesures de courant incident et de courant échantillon sans champ magnétique sont effectuées dans un temps très court ainsi les calculs de TEEY utilisent des courants incidents adéquats.

Nous observons également avec cet échantillon que les TEEY en présence de champ magnétique sont tous supérieurs aux valeurs à champ magnétique nul. Lorsque nous ne prenons pas en compte les TEEY représentés par les losanges bleus, les TEEY varient jusqu'à $\Delta\sigma = 0,16$ par rapport au rendement à champ nul. Ce sont les premières mesures de TEEY sous champ magnétique qui ne présentent pas de diminution par rapport au TEEY sans champ magnétique. Pour le cas des échantillons N et J irradiés électroniquement à 250 eV (respectivement Fig. 53-Fig. 54 et Fig. 61-Fig. 62) nous observons une diminution du TEEY pour certaines amplitudes de champ magnétique. Pour l'échantillon N nous observons aussi une augmentation du TEEY au-dessus de la valeur de référence à champ magnétique nul mais celle-ci apparaît à partir de 56,6 mT et non pas dès 5,66mT comme cela est le cas pour l'échantillon CERN P2.3.

Cela signifie que pour l'échantillon CERN P2.3 sous impact électronique à 250 eV, quel que soit l'amplitude du champ magnétique compris entre 5,66 mT à 169,8 mT, le champ magnétique a tendance à diminuer le taux

de recollection des électrons émis, qui s'échappent donc de la surface. Cela a ainsi pour effet d'augmenter le rendement d'émission électronique totale (TEEY).

Le TEEY de l'échantillon CERN P2.3 soumis à un champ magnétique a été mesuré en régime pulsé sous une irradiation électronique à 1900 eV (Fig. 73 et Fig. 74).

- △ Impulsions manuelles : augmentation du champ magnétique de 0 mT à 169,8 mT (par pas de 10,0 mT puis de 5,0 mT)
- Impulsions automatiques : diminution du champ magnétique de 169,8 mT à 0 mT (par pas de 10,0 mT puis de 5,0 mT)

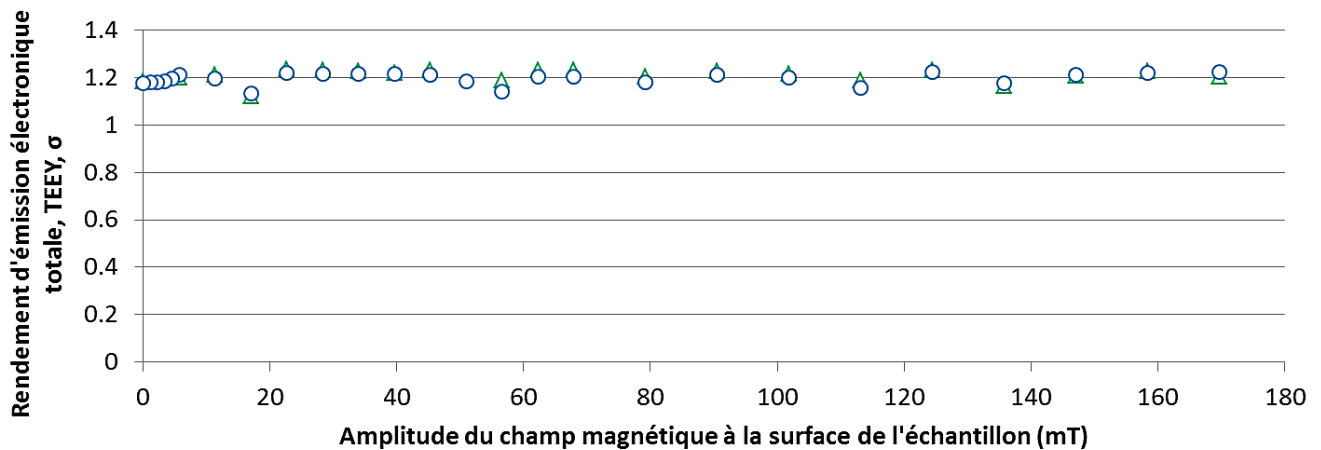


Fig. 73. Échantillon CERN P2.3 irradié par des impulsions d'électrons impactant la surface avec une énergie de 1900 eV. TEEY en fonction de l'amplitude du champ magnétique (mT). La taille des points prend en compte les erreurs statistiques sur le TEEY.

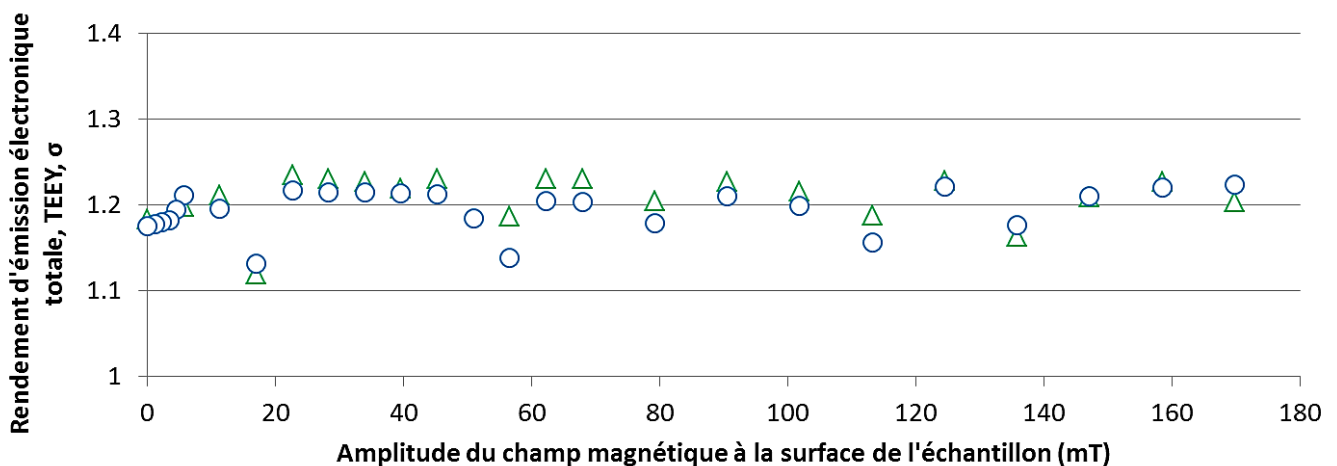


Fig. 74. Échantillon CERN P2.3 irradié par des impulsions d'électrons impactant la surface avec une énergie de 1900 eV. TEEY en fonction de l'amplitude du champ magnétique (mT). Agrandissement pour les TEEY compris dans [1,0 ; 1,3]. La taille des points prend en compte les erreurs statistiques sur le TEEY.

Le TEEY de l'échantillon CERN P2.3 pour un champ magnétique nul est d'environ $1,18 \pm 0,01$. La présence du champ magnétique fait faiblement varier le TEEY avec un minimum de $1,12 \pm 0,01$ atteint pour 16,98 mT et un maximum de $1,23 \pm 0,01$ atteint pour 22,64 mT. Le TEEY varie donc d'environ 0,06 autour de la valeur de référence à champ nul. Cela montre la faible influence du champ magnétique sur le TEEY de l'échantillon soumis à un flux d'électrons incidents de 1900 eV.

Nous observons une tendance similaire à celle observée à 250 eV sur les Fig. 71 et Fig. 72, c'est-à-dire une augmentation du TEEY au-dessus de la valeur de référence à champ nul. Par contre, contrairement au cas d'un flux d'électrons incidents à 250 eV, nous observons ici quelques points pour lesquels le TEEY est en-dessous de cette valeur référence.

4.3. Analyses de l'influence du champ magnétique sur le TEEY

Notons tout d'abord que les séries de mesures en présence de champ magnétique pour les trois échantillons (N, J et CERN P2.3) ont été réalisées dans les mêmes conditions expérimentales afin de pouvoir les comparer entre elles. La pression au sein du dispositif expérimental durant les campagnes de mesures était comprise entre $2 \cdot 10^{-7} \text{ mbar}$ et $3 \cdot 10^{-7} \text{ mbar}$.

4.3.1. Libre parcours moyen de l'électron dans le matériau et champ magnétique

Nous réalisons une analyse dimensionnelle qui compare le libre parcours moyen de l'électron (noté λ) dans le matériau avec les trajectoires des électrons dans le matériau en présence de champ magnétique. Cette analyse a pour objectif de déterminer si le champ magnétique influence ou non la probabilité d'interaction de l'électron dans le matériau.

Les trajectoires électroniques sous champ magnétique sont caractérisées par un mouvement hélicoïdal circulaire défini par leur rayon de Larmor et un pas d'hélice. Sans champ magnétique, l'électron a une trajectoire rectiligne entre chaque interaction. Selon la nature de l'interaction, l'électron peut perdre ou non une partie de son énergie (respectivement lors d'une interaction inélastique ou élastique). Le rayon de Larmor et le pas de l'hélice dépendent de l'énergie de l'électron et de l'amplitude du champ magnétique. Le libre parcours moyen varie lui aussi avec l'énergie de l'électron [137] et il dépend en plus du matériau dans lequel l'électron se propage [138], [139]. Dans notre cas d'étude, nous nous intéressons au cuivre pur, solide massif, et à des électrons de faibles énergies, inférieures à 2000 eV.

Les travaux présentés dans la référence [137] montrent le libre parcours moyen de l'électron dans le cuivre pur en fonction de l'énergie de l'électron. D'une vingtaine d'eV à plusieurs milliers d'eV, le libre parcours moyen croît exponentiellement en fonction de l'énergie de l'électron. Ainsi pour des électrons de 20 eV, le libre parcours moyen est de l'ordre de quelques angströms (Å) tandis que pour un électron de 2000 eV, il tend vers une trentaine de nanomètres (300 Å). Pour des électrons d'énergie inférieure à 20 eV, le libre parcours moyen décroît en fonction de l'énergie de l'électron : quand l'énergie de l'électron tend vers zéro alors le libre parcours moyen augmente exponentiellement. Pour un électron d'énergie inférieure à 2 eV, le libre parcours moyen est supérieur à la dizaine d'angströms.

Pour évaluer l'influence du champ magnétique sur le parcours de l'électron au sein du cuivre nous comparons les ordres de grandeurs du libre parcours moyen de l'électron dans le cuivre avec la trajectoire de ce même électron soumis à un champ magnétique d'amplitude B (T). Ainsi il faut comparer la dimension du rayon de Larmor avec celle du libre parcours moyen pour chacun des cas d'études (Tableau 12).

Tableau 12. Comparaison du rayon de Larmor à une énergie électronique et une amplitude de champ magnétique données avec le libre parcours moyen de l'électron au sein du cuivre pur (λ). Toutes les valeurs sont exprimées en mètre.

Énergie électronique (eV)	Rayon de Larmor (μm)				Libre parcours moyen de l'électron au sein du cuivre pur (λ) en μm [137], [138]	Ratio $\frac{R_L}{\lambda}$ pour $B = 170\text{mT}$
	Champ magnétique (T)					
	0,001132	0,01132	0,170 (limite exp.)	1,132		
2	$4,21 \cdot 10^3$	421	28	4,21	$\sim 1,2 \cdot 10^{-3}$ [137]	$\sim 2,34 \cdot 10^4$
20	$1,33 \cdot 10^4$	$1,33 \cdot 10^3$	89	13	$\sim 2,4 \cdot 10^{-4}$ [137]	$\sim 3,70 \cdot 10^5$
250	$4,71 \cdot 10^4$	$4,71 \cdot 10^3$	314	47	$7,11 \cdot 10^{-4}$ [138]	$\sim 4,41 \cdot 10^5$
500	$6,66 \cdot 10^4$	$6,66 \cdot 10^3$	444	666	$1,04 \cdot 10^{-3}$ [138]	$\sim 4,26 \cdot 10^5$
1000	$9,42 \cdot 10^4$	$9,42 \cdot 10^3$	627	94	$1,67 \cdot 10^{-3}$ [138]	$\sim 3,76 \cdot 10^5$
2000	$1,33 \cdot 10^5$	$1,33 \cdot 10^4$	887	133	$2,83 \cdot 10^{-3}$ [138]	$\sim 3,13 \cdot 10^5$

Le Tableau 12 donne l'ordre de grandeur du rayon de Larmor pour une énergie électronique et une amplitude de champ magnétique données. Lors de nos travaux expérimentaux, l'amplitude du champ magnétique ne dépasse pas 170 mT (limite expérimentale). Nous avons également calculé les rayons de Larmor dans le cas d'un champ magnétique de 1,132 T car cette amplitude est de l'ordre de grandeur des champs magnétiques générés dans les réacteurs tokamaks. Pour la même énergie électronique, le Tableau 12 donne aussi l'ordre de grandeur du libre parcours moyen de l'électron au sein du cuivre pur. La dernière colonne du Tableau 12 compare ces deux grandeurs. Le plus faible ratio est pour le cas de la plus faible énergie électronique (2 eV), où nous trouvons quatre ordres de grandeur entre R_L et λ . Autrement dit, dans ce cas, le rayon de Larmor est environ 23400 fois plus grand que le libre parcours moyen. Ce qui signifie que l'électron subi un grand nombre d'interactions au sein du matériau qui régissent son mouvement et qui l'empêchent de suivre une trajectoire hélicoïdale circulaire due au champ magnétique. Nous comprenons ici que le champ magnétique n'influence pas le transport de l'électron dans le matériau car la trajectoire électronique qu'engendre le champ magnétique possède des dimensions trop grandes devant le libre parcours moyen de l'électron.

Le cas extrême du Tableau 12 correspond au cas d'un électron de très faible énergie (2 eV) soumis à un champ magnétique très intense (1,132 T). Trois ordres de grandeur R_L de λ . Autrement dit, le rayon de Larmor est 1000 fois plus grand que le libre parcours moyen. À nouveau le champ magnétique n'influence pas le transport de l'électron.

Pour obtenir un même ordre de grandeur entre le rayon de Larmor et le libre parcours moyen, il faudrait travailler avec des champs magnétiques de l'ordre de la centaine de Teslas et des électrons de quelques dixièmes d'électronvolts d'énergie.

4.3.2. Comparaison des morphologies de surface des échantillons N, J et CERN P2.3

Nous nous intéressons aux profils de surface de nos échantillons N, J et CERN P2.3. Pour les caractériser nous avons utilisé un profilomètre de surface et réalisé une dizaine de profils de surface 2D et 3D sur chacun des trois échantillons. Pour chaque profil de surface, nous avons dimensionné les éléments de surface avec les paramètres de hauteur (Rc) et de largeur (PSm) (voir section 1.3.2.3, page 32). Finalement, nous avons calculé les moyennes et les écarts-types de ces paramètres pour chaque échantillon (Tableau 13).

Les mesures des profils de surface ont été réalisées avec les caractéristiques suivantes :

- Vitesse de balayage : 10 $\mu\text{m/s}$
- Fréquence d'échantillonnage : 50 Hz
- Caractéristiques du stylet :
 - o Taille : 2 μm
 - o Masse : 1 g
- Variation verticale maximale : 13 μm

Tableau 13. Paramètres de profil de surface des échantillons N, J et CERN P2.3 obtenus à l'aide d'un profilomètre de surface utilisant un stylet 2 μm et une force appliquée de 1mg. Les écarts-types reportés correspondent à un intervalle de confiance de 95% ($\pm 2\sigma$).

Échantillon	Traitement de surface	Rc (μm)	PSm (μm)
N	Technique, laminé	1,117 \pm 0,080	27,606 \pm 2,874
J	Polissage mécanique 1 μm	0,231 \pm 0,011	6,565 \pm 0,615
CERN P2.3	Électro-polissage	0,156 \pm 0,012	71,767 \pm 9,311
		Paramètre de hauteur	Paramètre de largeur

L'échantillon N possède un profil de surface constitué d'éléments plus hauts que pour le cas des échantillons polis (J et CERN P2.3). Cela confirme bien l'effet du polissage sur la hauteur moyenne des éléments de surface. Avec la Fig. 58, nous avons observé que le polissage par vibrations de l'échantillon J a engendré un état de surface plus poreux, ce qui est confirmé avec le paramètre PSm dans le Tableau 13 : l'échantillon J a un paramètre PSm plus faible que celui de l'échantillon N. Finalement, l'échantillon du CERN P2.3 présente le profil de surface avec les éléments les plus bas et les plus larges. Le traitement électrochimique utilisé sur l'échantillon CERN P2.3 a donc poli plus efficacement la surface du matériau cuivre.

4.3.3. Synthèse et analyses des mesures en présence de champ magnétique

Pour pouvoir comparer les mesures entre elles, nous utilisons les Fig. 75, Fig. 76 et Fig. 79 qui représentent les TEEY normalisés par rapport au TEEY sans champ magnétique ($B = 0$) en fonction de l'amplitude du champ magnétique pour les trois échantillons N, J et CERN P2.3. Ces TEEY ont respectivement été obtenus sous impacts électroniques à la première énergie critique (E_{C1}), à l'énergie du maximum (E_{max}) et à 1900 eV (énergie proche de la seconde énergie critique, E_{C2}).

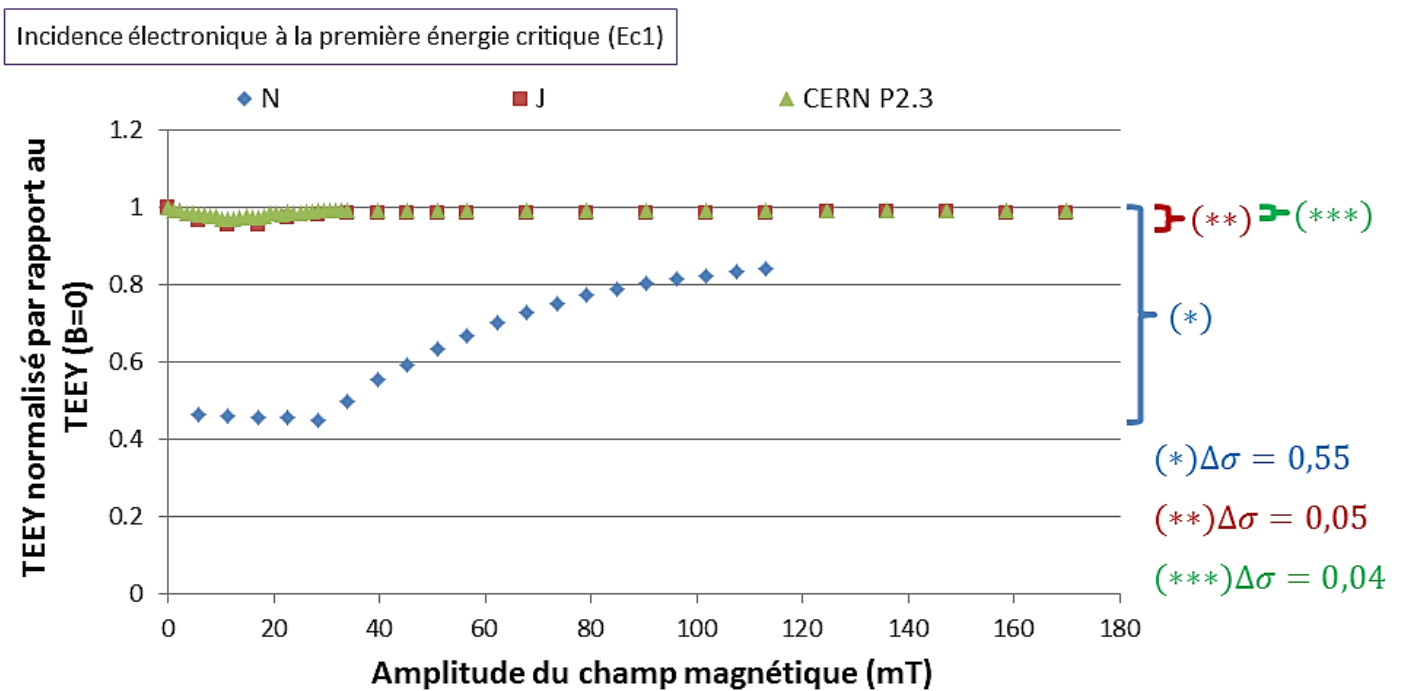


Fig. 75. TEEY normalisé par rapport au TEEY sans champ magnétique ($B=0$) en fonction de l'amplitude du champ magnétique pour les trois échantillons N, J et CERN P2.3, TEEY obtenus sous impacts électroniques à la première énergie critique (E_{C1}). La taille des points prend en compte les erreurs statistiques sur le TEEY.

Nous remarquons tout d'abord que le polissage de la surface de l'échantillon diminue l'influence du champ magnétique sur le TEEY. En effet, le champ magnétique affecte faiblement les TEEY des échantillons J et CERN P2.3 en comparaison à son influence sur les TEEY de l'échantillon N.

Pour les trois échantillons, le TEEY en présence de champ magnétique est toujours inférieur au TEEY de référence sans champ magnétique ($\sigma(E_{C1}) = 1,00 \pm 0,01$). Ainsi pour des énergies proches de la première énergie critique, un champ magnétique inférieur à 113,2 mT a tendance à diminuer le TEEY d'une surface technique.

Pour les trois échantillons, nous observons aussi une diminution puis une augmentation du TEEY en fonction de l'amplitude du champ magnétique par rapport au TEEY sans champ magnétique. Nous observons un minimum du TEEY en fonction du champ magnétique pour les trois échantillons : pour l'échantillon N le

minimum est atteint à 28,3 mT tandis que pour l'échantillon J il est atteint à une valeur plus basse, à 16,98 mT ; pour l'échantillon CERN P2.3 le minimum est atteint à 11,32 mT, soit à une amplitude de champ magnétique inférieure à celle pour le cas de l'échantillon J.

Si nous nous référons au Tableau 13, l'échantillon N a une hauteur moyenne (R_c) de ses éléments de surface plus grande que celle de l'échantillon J. L'échantillon CERN P2.3 possède la hauteur moyenne de ses éléments de surface la plus faible par rapport aux deux autres échantillons. Nous observons donc que plus les éléments de surface sont hauts plus l'amplitude du champ magnétique doit être élevée pour permettre aux électrons émis de s'échapper de la surface.

Nous comparons désormais les TEEY obtenus en présence de champ magnétique pour une incidence électronique à 250 eV (Fig. 76).

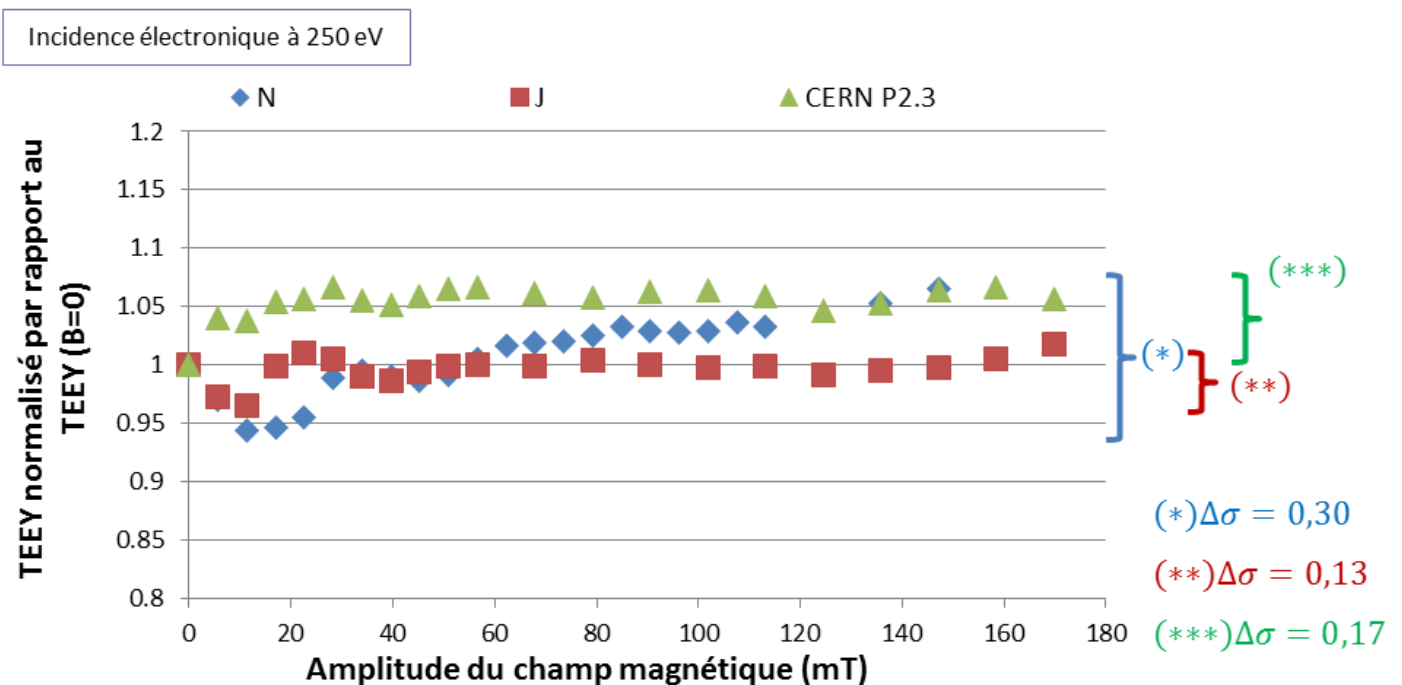


Fig. 76. TEEY normalisé par rapport au TEEY sans champ magnétique ($B=0$) en fonction de l'amplitude du champ magnétique pour les trois échantillons N, J et CERN P2.3, TEEY obtenus sous impacts électroniques à 250 eV (E_{max}). La taille des points prend en compte les erreurs statistiques sur le TEEY.

Sur la Fig. 76, nous observons un comportement différent entre les deux échantillons polis et l'échantillon N. Pour les échantillons polis, J et CERN P2.3, le TEEY en fonction du champ magnétique varie pour des amplitudes de champ magnétique inférieures à 16,98 mT puis pour des amplitudes supérieures le TEEY en fonction du champ magnétique atteint un régime asymptotique. Ce régime asymptotique observé pour les échantillons polis signifie que le champ magnétique a peu d'influence sur le TEEY. Le TEEY de l'échantillon J varie faiblement autour de la valeur à champ magnétique nul tandis que le TEEY de l'échantillon CERN P2.3 varie faiblement autour d'une valeur 5% plus élevée.

Le cas de l'échantillon technique N est différent, nous n'observons pas de régime asymptotique, nous retrouvons une diminution du TEEY en fonction du champ magnétique suivi d'une augmentation. Cela est similaire à nos observations faites à la première énergie critique (Fig. 75) mais dans le cas d'une incidence

électronique à 250 eV le TEEY augmente au-dessus de la valeur à champ magnétique nul. Nous proposons une explication à ce phénomène. Pour cela nous rappelons que sous un bombardement électronique de 250 eV, les électrons émis sont majoritairement des électrons secondaires, de basses énergies, de l'ordre de quelques eV. En variant l'amplitude du champ magnétique, la probabilité de recollection des électrons secondaires par la surface change car le rayon de Larmor des trajectoires des électrons secondaires dépend de l'amplitude du champ magnétique. Cette probabilité va aussi dépendre de la morphologie de surface. Sous certaines conditions, la probabilité des électrons secondaires de s'échapper va augmenter diminuant ainsi leurs recollections (Fig. 77). Inversement la probabilité des électrons secondaires de s'échapper peut diminuer entraînant une augmentation de la recollection des électrons émis (Fig. 78).

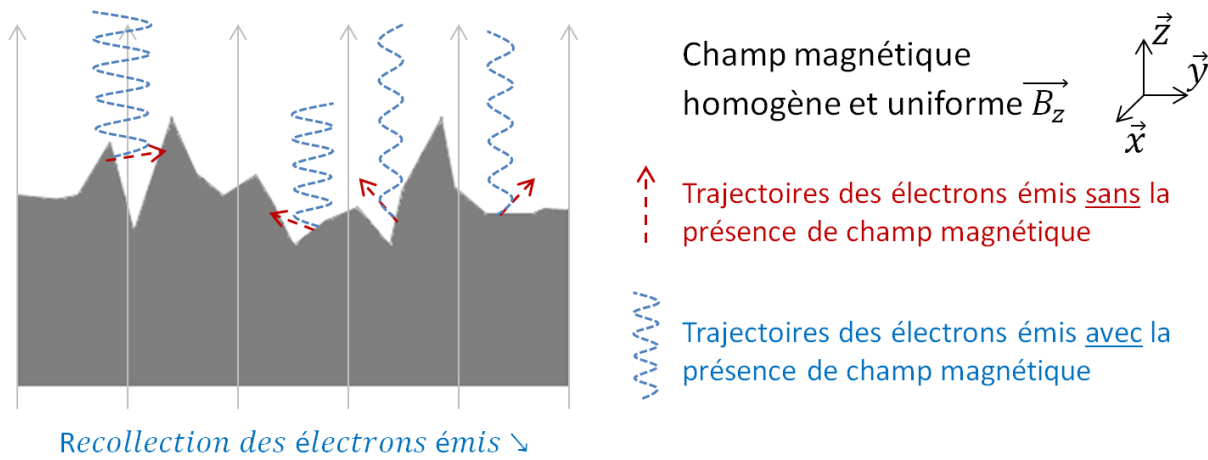


Fig. 77. Schéma d'une morphologie de surface quelconque. Trajectoires des électrons émis par cette surface en présence de champ magnétique. Les électrons s'échappent de la surface avec la présence du champ magnétique, ce qui diminue le taux de recollection par la surface des électrons émis.

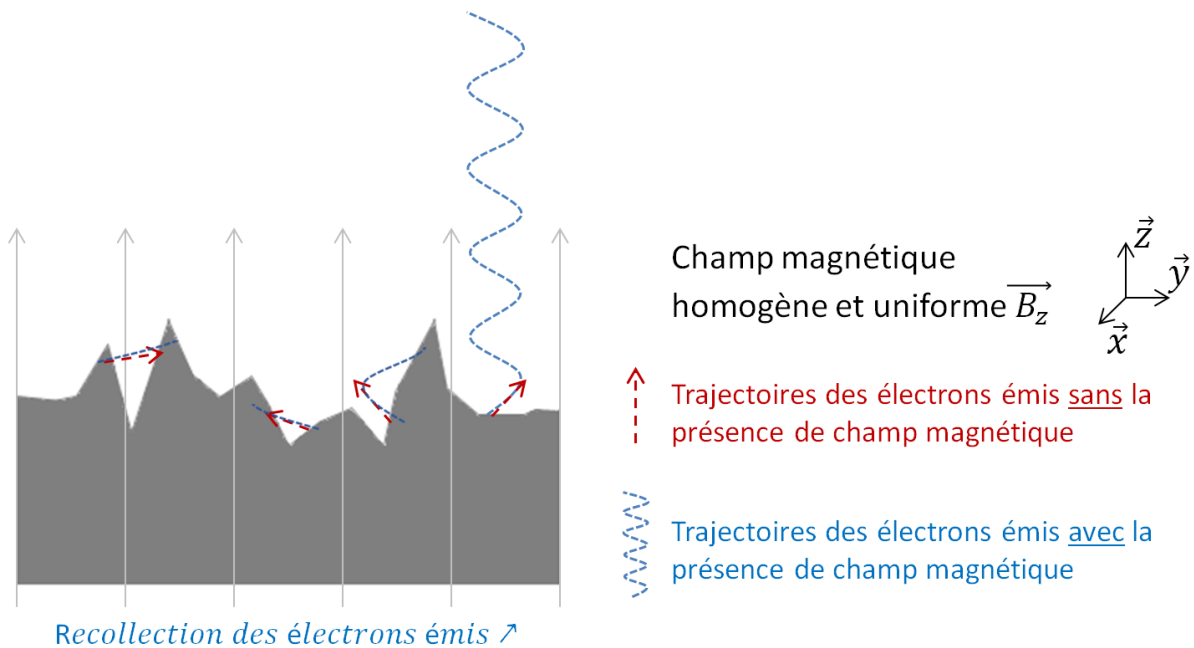


Fig. 78. Schéma d'une morphologie de surface quelconque. Trajectoires des électrons émis par cette surface en présence de champ magnétique. Les électrons émis sont recollectés par la surface avec la présence du champ magnétique, ce qui augmente le taux de recollection par la surface des électrons émis.

Sur la Fig. 76, entre 5,66 et 50,94 mT, le TEEY de l'échantillon N est inférieur à la valeur du TEEY sans champ magnétique. Au-dessus de 50,94 mT, le TEEY est supérieur à la valeur du TEEY à champ magnétique nul et augmente en fonction de l'amplitude du champ magnétique. Si nous considérons des électrons secondaires émis à quelques eV en présence d'un champ magnétique de 50,94 mT d'amplitude, le rayon de Larmor des trajectoires de ces électrons est de l'ordre grandeur de la largeur moyenne des éléments de surface de l'échantillon N (paramètre PSm dans le Tableau 13 et rayon de Larmor dans Tableau 9, page 83). Par conséquent, certains électrons secondaires qui sont recollectés par la surface lorsqu'ils sont soumis à un champ magnétique inférieur à 50,94 mT ont une plus grande probabilité de s'échapper sous un champ magnétique supérieur à 50,94 mT. Cette probabilité d'échappement augmente si nous augmentons l'amplitude du champ magnétique car nous diminuons le rayon de Larmor des trajectoires des électrons émis et donc le TEEY augmente.

Pour l'échantillon CERN P2.3, nous observons sur la Fig. 76 une augmentation du TEEY par rapport au TEEY sans champ magnétique quelle que soit l'amplitude du champ magnétique entre 5,66 et 169,8 mT. Ainsi, sous un bombardement d'électrons à 250 eV, le nombre d'électrons émis par la surface augmente en présence de champ magnétique. Contrairement à l'échantillon N, nous n'observons pas de diminution du TEEY en-dessous de la valeur à champ magnétique nul. Nous supposons que cela est dû aux éléments de surface de l'échantillon poli CERN P2.3 qui ont une largeur moyenne plus grande et une hauteur moyenne plus faible par rapport aux éléments de surface de l'échantillon technique N. Dans le cas de l'échantillon N, non poli, les éléments de surface piègent certains électrons émis ; cet effet est plus faible dans le cas de l'échantillon CERN P2.3.

Concernant le TEEY de l'échantillon J en fonction du champ magnétique représenté sur la Fig. 76, nous observons une diminution du TEEY pour des amplitudes de champ magnétique de 5,66 et 11,32 mT. Pour les amplitudes de champ magnétique comprises entre 16,98 et 158,5 mT, le TEEY varie faiblement autour de la valeur du TEEY sans champ magnétique. Nous observons un TEEY supérieur au TEEY à champ magnétique nul pour une seule valeur d'amplitude de champ magnétique : 169,8 mT, la valeur maximale de la série de mesure. L'échantillon J possède les éléments de surface les plus étroits avec la largeur moyenne la plus faible entre les trois échantillons étudiés (voir paramètres PSm dans le Tableau 13).

Il est difficile de comparer quantitativement les paramètres PSm, valeur moyenne, à la dimension du rayon de Larmor des trajectoires des électrons émis avec ces mesures expérimentales présentées. Pour confirmer nos observations et hypothèses, il faudrait étudier des échantillons avec une morphologie de surface contrôlée. Ainsi tous les éléments de surface auraient les mêmes dimensions (largeurs, hauteurs et longueurs) que nous pourrions comparer aux dimensions des trajectoires des électrons émis. Cette étude n'a pas pu être réalisée lors de ce projet de thèse par manque de temps.

Avec la Fig. 79, nous comparons les TEEY obtenus en présence de champ magnétique pour une incidence électronique à 1900 eV.

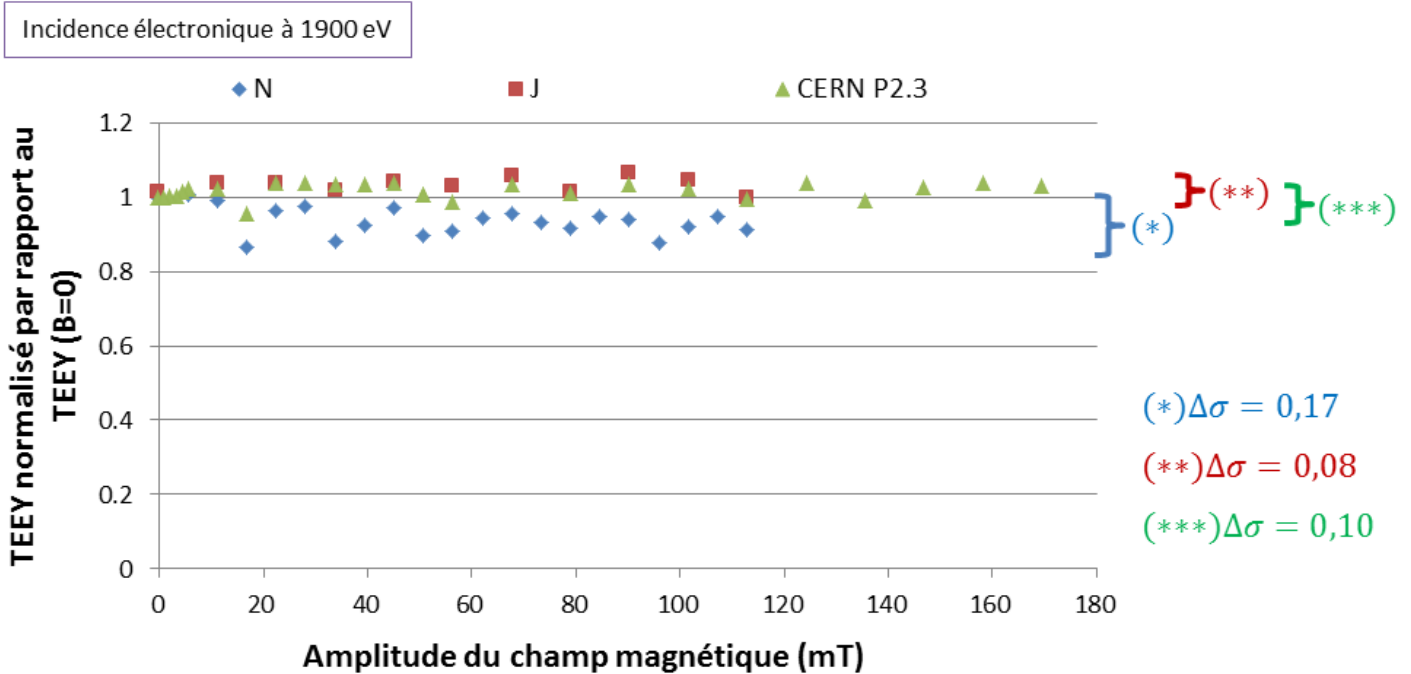


Fig. 79. TEEY normalisé par rapport au TEEY sans champ magnétique ($B=0$) en fonction de l'amplitude du champ magnétique pour les trois échantillons N, J et CERN P2.3, TEEY obtenus sous impacts électroniques à 1900 eV (proche E_{c2}). La taille des points prend en compte les erreurs statistiques sur le TEEY.

Sur la Fig. 79, nous observons à nouveau que le polissage de la surface de l'échantillon diminue l'influence du champ magnétique sur le TEEY. Pour les échantillons polis J et CERN P2.3, nous n'observons pas d'influence notable du champ magnétique sur le TEEY alors que dans le cas de l'échantillon N nous observons une diminution du TEEY en fonction de l'amplitude du champ magnétique.

Nous remarquons des distributions aléatoires du TEEY autour de valeurs moyennes en fonction du champ magnétique pour nos trois échantillons. Pour l'échantillon N, le TEEY varie autour d'un rendement moyen égal à l'unité, soit 7% plus faible que le TEEY à champ nul. Pour les échantillons J et CERN P2.3, le TEEY varie faiblement autour d'une valeur de rendement environ 2% plus haute que celle du TEEY à champ nul. Nous n'avons pas observé de telles distributions aléatoires pour nos mesures précédentes avec un bombardement d'électrons d'énergie E_{max} et E_{c1} . À 1900 eV, les électrons émis ont une distribution en énergie plus large que dans le cas d' E_{max} ou d' E_{c1} . En effet, sous un impact d'électrons à E_{max} , les électrons émis sont majoritairement des électrons secondaires, de basses énergies. Tandis que sous un impact d'électrons d'énergie E_{c1} , les électrons émis sont aussi de basses énergies car leur énergie d'émission est inférieure ou égal à l'énergie des électrons incidents. La distribution en énergie des électrons émis pour une incidence électronique à 1900 eV est donc plus large, ce qui implique que l'influence du champ magnétique sur l'émission des électrons et donc sur le TEEY est moins marquée.

4.4. Conséquence de la présence du champ magnétique sur l'effet multipactor

Les résultats présentés dans ce chapitre mettent en avant la différence d'influence du champ magnétique sur le TEEY d'une surface technique par rapport au TEEY d'une surface polie. Selon les conditions d'incidence électronique et la morphologie de la surface irradiée, le TEEY peut diminuer ou augmenter en fonction de l'amplitude du champ magnétique.

Nous l'avons montré dans le chapitre 2 (page 39), la puissance seuil multipactor est sensible aux variations du TEEY pour des électrons incidents d'énergie proche de la première énergie critique (E_{C1}) [32]. En particulier, nous avons identifié qu'une augmentation du E_{C1} entraînait une augmentation du seuil multipactor.

Sous impact d'électrons à E_{C1} , l'influence du champ magnétique sur le TEEY des échantillons polis est faible : nous observons une variation du TEEY en fonction de l'amplitude du champ magnétique inférieure à 0,05 ($\Delta\sigma \leq 0,05$, Fig. 75) pour ce type de surface. Si les parois du guide d'ondes sont composées de cuivre ayant de telles morphologies de surface, alors la prise en compte de l'influence du champ magnétique sur le TEEY dans les simulations multipactor ne devrait pas être significative sur la puissance seuil multipactor.

Par contre si les parois du guide d'ondes sont composées de matériau n'ayant pas reçu de traitement de polissage de surface comme l'échantillon laminé N que nous avons étudié, alors la prise en compte de l'influence du champ magnétique sur le TEEY dans les simulations multipactor devrait être significative sur la puissance seuil multipactor. En effet, pour des amplitudes de champ magnétique comprises entre 5,66 et 113,2 mT, le TEEY diminue d'environ 45% par rapport au TEEY sans champ magnétique (Fig. 52). Cela signifie que la valeur de la première énergie critique est décalée à une énergie plus haute lorsque le matériau est soumis à de tels champs magnétiques. Ce décalage d' E_{C1} vers des énergies supérieures entraîne un décalage de la puissance seuil multipactor vers une puissance plus élevée. Cette caractéristique devient donc très intéressante pour les applications RF afin d'augmenter la puissance seuil multipactor et ainsi augmenter la puissance transmise au sein des équipements RF hautes puissances. Ces conclusions nécessitent d'être approfondies afin de pouvoir être confirmées et étendues à d'autres matériaux.

Les phénomènes physiques mis en jeu lors de la présence du champ magnétique et son influence sur l'émission électronique sont des effets géométriques. Nous supposons donc que les conclusions précédentes peuvent être étendues à d'autres matériaux conducteurs ; des mesures expérimentales sont nécessaires pour le confirmer.

Dans la littérature, les propriétés d'émission électronique d'échantillon avec des morphologies de surface contrôlées ont été étudiées à l'aide de mesures expérimentales ou d'analyses numériques [86], [140]–[143]. L'objectif de ces études, qui ne prennent pas en compte la présence du champ magnétique, était une réduction du TEEY en modifiant les dimensions des éléments de surface des échantillons. Des travaux présentés dans les références [29], [144] ont aussi étudiés de telles surfaces en présence de champ magnétique. À l'aide d'analyse numérique, ils déterminent notamment que certaines surfaces constituées d'éléments triangulaires permettent la diminution du TEEY sous un rendement égal à l'unité. Les variations de rendement dépendent des dimensions des éléments de surface et de l'amplitude du champ magnétique.

L'étude de ce type de morphologie de surface avec des mesures expérimentales dans notre nouveau dispositif expérimental serait donc pertinente.



CONCLUSION ET PERSPECTIVES

Dans ce projet de recherche nous avons étudié l'effet multipactor, sa sensibilité au rendement d'émission électronique totale (noté TEEY pour *Total Electron Emission Yield*) de l'argent et l'influence du champ magnétique sur le TEEY du cuivre. L'objectif étant d'améliorer notre compréhension de ce phénomène et la prédiction de la puissance seuil à partir de laquelle l'effet multipactor se développe.

Une première étude a été menée afin d'analyser la sensibilité du seuil de déclenchement de l'effet multipactor au TEEY pour de l'argent. Nous avons montré qu'une variation du TEEY entre la première énergie critique (E_{C1} , $\sigma(E_{C1})$) et l'énergie du maximum (E_{max} , $\sigma(E_{max})$) influençait la puissance seuil multipactor. En particulier, nous avons identifié la première énergie critique comme étant le paramètre le plus important : plus E_{C1} est élevée, plus le seuil multipactor est élevé. Ces premiers résultats nous ont permis de comparer six modèles TEEY usuels et leur capacité à prédire précisément la puissance seuil multipactor. Nous avons déterminé qu'un seul des six modèles TEEY permettait d'obtenir une précision sur la puissance seuil inférieure à l'erreur de simulations. Ce modèle TEEY est le seul à prendre en compte la valeur exacte de la première énergie critique.

Dans un second temps, nous avons développé un nouveau dispositif expérimental pour étudier l'influence du champ magnétique sur le TEEY et tout particulièrement à la première énergie critique. Ce dispositif a été conçu et élaboré avec différentes études expérimentales et de modélisations. Une collaboration avec un laboratoire de recherche extérieur a aussi été développée pour la conception et la fabrication d'une bobine solénoïde. Nous avons créé un modèle numérique du nouveau dispositif expérimental à l'aide du logiciel SPIS [35], ce qui nous a permis d'optimiser la méthode de mesure et le fonctionnement du dispositif expérimental. Nous avons alors réalisé des mesures de courants nous permettant de déterminer le TEEY d'échantillons de cuivre en présence de champ magnétique. Le TEEY est influencé par la présence d'un champ magnétique statique et perpendiculaire à la surface de l'échantillon. Il peut diminuer comme augmenter, sa variation dépend de l'amplitude du champ magnétique et de la morphologie de surface de l'échantillon. Les phénomènes physiques mis en jeu lors de la présence du champ magnétique et son influence sur l'émission électronique sont des effets géométriques. En effet, nous avons déterminé le TEEY pour plusieurs énergies incidentes en fonction du champ magnétique sur trois échantillons. Le premier échantillon a une surface technique, laminée, alors que les deux autres ont une surface polie. À la première énergie critique (E_{C1}), le champ magnétique influence nettement le TEEY de la surface technique (diminution atteignant jusqu'à 45%) tandis que le TEEY des surfaces polies varie faiblement en fonction du champ magnétique (diminution allant jusqu'à 5%). Une telle influence du champ magnétique sur le TEEY d'une surface technique engendre une augmentation de la puissance seuil multipactor.

Les variations du TEEY dues au champ magnétique doivent donc être prises en compte dans les outils numériques de prédiction du seuil multipactor. C'est une des conditions pour que les simulations multipactor soient plus cohérentes par rapport aux cas réels d'utilisation des composants RF. Des analyses complémentaires sont nécessaires avant de pouvoir intégrer l'influence du champ magnétique sur le TEEY dans les simulations multipactor. Pour compléter nos analyses de l'effet du champ magnétique sur le TEEY et

sur le seuil de déclenchement de l'effet multipactor, il serait pertinent d'étudier des morphologies de surfaces maîtrisées pour lesquelles les dimensions des éléments de surface seraient contrôlées. Nous pensons notamment à des surfaces rayées ou de type damier, les dimensions de largeurs, hauteurs et espacements seraient identiques pour chaque élément de surface. Il serait alors possible de comparer ces dimensions de surface et leurs influences sur le TEEY en fonction de l'amplitude du champ magnétique.

Le dispositif expérimental développé lors de ce projet de recherche permet d'étudier des champs magnétiques perpendiculaires à la surface de l'échantillon. Cette caractéristique est en accord avec les composants RF utilisés dans le domaine du spatial. Dans le cas des réacteurs tokamaks, exploités dans le domaine de la fusion nucléaire contrôlée par confinement magnétique, le champ magnétique de confinement possède également des composantes parallèles à la surface de ces matériaux. Notre dispositif expérimental ne permet pas l'étude de champ magnétique parallèle à la surface de l'échantillon. Des bobines de type Helmholtz situées à l'extérieur de l'enceinte à vide CELESTE permettraient de déterminer l'influence d'un tel champ magnétique sur le TEEY.

Notons aussi que l'amplitude du champ magnétique généré par notre bobine solénoïde est limitée par des phénomènes thermiques dans la bobine. En effet nous avons alimenté la bobine en régime continu, ce qui nous a obligé à limiter le courant débité dans la bobine pour éviter des phénomènes de surchauffe de la bobine. Pour atteindre des amplitudes de champ magnétique plus hautes que celles étudiées jusqu'à présent, la bobine pourrait être alimentée non plus en régime continu mais en régime pulsé. Il faudrait alors mettre en place une technique de mesure expérimentale avec une synchronisation de l'impulsion du courant dans la bobine avec l'impulsion d'électrons par le canon à électrons.

Si l'effet du champ magnétique sur le TEEY est caractérisé expérimentalement en fonction de l'amplitude du champ magnétique (perpendiculaire et/ou parallèle), de la morphologie de surface et de l'énergie des électrons incidents, un modèle TEEY prenant en compte tous ces paramètres pourrait être développé. Les résultats expérimentaux et le modèle pourraient alors être comparés avec des études de modélisations numériques. Ces études sont réalisables avec des outils numériques comme le logiciel SPIS [35] ou le code Monte-Carlo GEANT4 [102].

ANNEXES

A.1. Analyse théorique du champ magnétique au centre d'une bobine solénoïde

L'objectif de cette analyse est d'obtenir la formule de l'amplitude du champ magnétique au centre d'un solénoïde fini possédant un nombre n de couches de spires. Le principe de superposition est utilisé pour le calcul des multicouches. Tout d'abord nous avons déterminé le champ magnétique créé par une spire circulaire, puis celui par un ensemble de spires sur une longueur finie et sur une unique couche. Nous nous sommes intéressés au champ magnétique sur l'axe de la bobine car dans notre application l'échantillon sur lequel s'effectue la mesure se trouve au centre de la bobine solénoïde.

DETERMINATION DU CHAMP MAGNETIQUE B CREE PAR UNE UNIQUE SPIRE CIRCULAIRE SUR SON AXE Z .

Nous considérons une spire circulaire de rayon R et d'axe z et parcourue par un courant permanent I (Fig. 80). Nous utilisons le système de coordonnées cylindrique ci-après.

Soit $M(\rho, \theta = 0, z)$ un point situé sur l'axe de la spire circulaire et $P(\rho, \theta, z = 0)$ un point situé sur la spire.

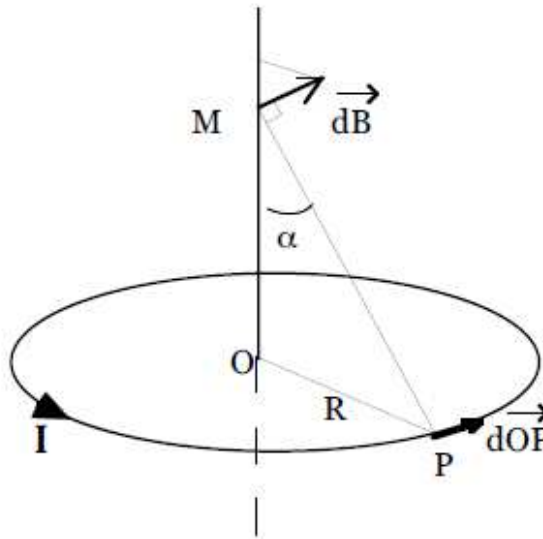


Fig. 80. Schéma représentatif d'une spire circulaire de rayon R , d'axe z et parcourue par un courant permanent I

La spire est parcourue par une densité de courant toroïdale et invariante par rotation autour de z , d'où :

$$\vec{j}(\rho, \theta, z) = j(\rho, z)\vec{u}_\theta \quad (\text{A-1})$$

\vec{j} étant toroïdal, le champ magnétique \vec{B} sera poloïdal, soit :

$$\vec{B}(\rho, \theta, z) = B_\rho(\rho, z)\vec{u}_\rho + B_z(\rho, z)\vec{u}_z \quad (\text{A-2})$$

Sur l'axe z , par raison de symétrie, seule la composante selon \vec{u}_z est non nulle, nous ne nous intéressons qu'à cette dernière pour le champ magnétique.

Nous rappelons la loi de Biot et Savart :

$$\vec{B}(M) = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \oint \frac{d\vec{P} \wedge \vec{PM}}{\|\vec{PM}\|^3} \quad (\text{A-3})$$

Sous forme différentielle :

$$d\vec{B} = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \frac{d\vec{OP} \wedge \vec{PM}}{\|\vec{PM}\|^3} \quad (\text{A-4})$$

Pour notre cas d'étude, nous avons :

$$B = \int d\vec{B} \cdot \vec{u}_z = \int dB_z \quad (\text{A-5})$$

Nous calculons l'unique composante non nulle du champ magnétique :

$$dB_z = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \frac{(d\vec{OP} \wedge \vec{PM}) \cdot \vec{u}_z}{\|\vec{PM}\|^3} \quad (\text{A-6})$$

$$dB_z = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \frac{(d\vec{OP} \wedge (\vec{PO} + \vec{OM})) \cdot \vec{u}_z}{\|\vec{PM}\|^3} \quad (\text{A-7})$$

$$dB_z = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \frac{((d\vec{OP} \wedge \vec{PO}) + (d\vec{OP} \wedge \vec{OM})) \cdot \vec{u}_z}{\|\vec{PM}\|^3} \quad (\text{A-8})$$

or, $d\vec{OP} = dOP \cdot \vec{u}_\theta$, $\vec{PO} = PM \cdot \sin \alpha \cdot \vec{u}_\rho$ et $\vec{OM} = OM \cdot \vec{u}_z$

$$dB_z = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \frac{((dOP \cdot PM \cdot \sin \alpha) \vec{u}_z + (dOP \cdot OM) \vec{u}_\rho) \cdot \vec{u}_z}{\|\vec{PM}\|^3} \quad (\text{A-9})$$

$$dB_z = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \frac{dOP \cdot PM \cdot \sin \alpha}{\|\vec{PM}\|^3} \quad (\text{A-10})$$

avec, $\|\vec{PM}\| = \frac{\|\vec{PO}\|}{\sin \alpha} = \frac{R}{\sin \alpha}$ et $dOP = R \cdot d\theta$

d'où finalement,

$$dB_z = \frac{\mu_0 I}{4\pi R} \sin^3 \alpha \cdot d\theta \quad (\text{A-11})$$

Nous intégrons maintenant sur la spire fermée :

$$B_z = \oint dB_z = \frac{\mu_0 I}{4\pi R} \sin^3 \alpha \int_0^{2\pi} d\theta = \frac{\mu_0 I}{2R} \sin^3 \alpha \quad (\text{A-12})$$

Exprimons le terme sinus en fonction du rayon de la spire et de la composante z ,

$$\sin \alpha = \frac{R}{PM} \text{ soit } \sin^3 \alpha = \left(\frac{R}{PM} \right)^3 \quad (\text{A-13})$$

or, d'après le théorème de Pythagore : $PM^2 = R^2 + z^2$ d'où,

$$\sin^3 \alpha = \frac{R^3}{(R^2 + z^2)^{\frac{3}{2}}} \quad (\text{A-14})$$

$$B_z = \frac{\mu_0 I}{2} \frac{R^2}{(R^2 + z^2)^{\frac{3}{2}}} \quad (\text{A-15})$$

DETERMINATION DU CHAMP MAGNETIQUE B CREE PAR UN SOLENOÏDE FINI MONOCOUCHE SUR SON AXE Z

Un solénoïde est un enroulement d'un certain nombre de spires autour d'un cylindre. Le nombre de spires est exprimé par unité de longueur et se note généralement N . Nous faisons l'hypothèse ici que le fil conducteur utilisé pour former la bobine est suffisamment mince pour pouvoir considérer le solénoïde comme une juxtaposition de spires coaxiales. Chaque spire est parcourue par un même courant permanent noté I .

Le champ magnétique généré par le solénoïde est la somme vectorielle du champ créé par chaque spire de même axe z . Nous représentons ce solénoïde sur la Fig. 81.

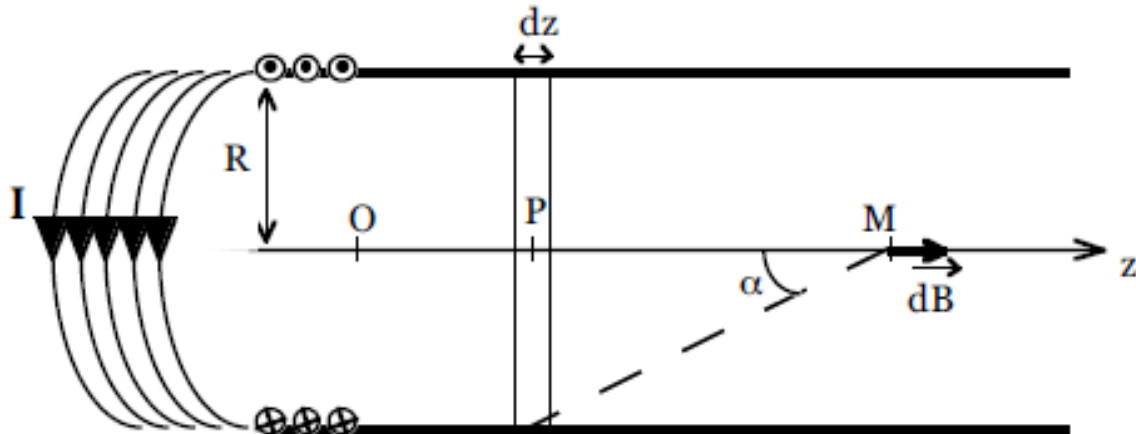


Fig. 81. Schéma représentatif d'un solénoïde de rayon R , d'axe z et parcouru par un courant permanent I

Cette fois-ci, nous plaçons le point P en z sur l'axe des spires. Autour de ce point nous définissons une épaisseur dz dans laquelle nous dénombrons Ndz spires. Ces spires génèrent un champ magnétique au point M , point quelconque situé sur l'axe z , tel que :

$$dB = N \cdot dz \cdot B_{\text{une spire}} = N \cdot dz \cdot \frac{\mu_0 I}{2R} \sin^3 \alpha \quad (\text{A-16})$$

Pour déterminer une relation sur dz , nous définissons à nouveau l'angle α tel que :

$$\tan \alpha = \frac{R}{z} \Leftrightarrow z = \frac{R}{\tan \alpha} \quad (\text{A-17})$$

La différentielle de cette expression nous donne :

$$dz = \frac{R}{\sin^2 \alpha} d\alpha \quad (\text{A-18})$$

Remarquons sur la Fig. 81 que pour $dz > 0$, nous avons $d\alpha > 0$, il est important de faire attention aux signes de ces deux différentielles pour le calcul du champ magnétique total :

$$\begin{aligned} B &= \int_{\alpha_2}^{\alpha_1} dB = \frac{\mu_0 NI}{2} \int_{\alpha_2}^{\alpha_1} \sin \alpha \cdot d\alpha \\ &= \frac{\mu_0 NI}{2} (\cos \alpha_1 - \cos \alpha_2) \end{aligned} \quad (\text{A-19})$$

Nous retrouvons bien la formule pour un solénoïde infini :

$$B = \mu_0 NI \quad (\text{A-20})$$

Dans ce cas, $\alpha_1 \rightarrow 0$ et $\alpha_2 \rightarrow \pi$

Expression du champ magnétique au centre de la bobine :

Utilisons la formule du champ magnétique total d'un solénoïde monocouche de longueur L et de rayon R pour calculer le champ au centre de la bobine $B(0)$. M se place donc au milieu de l'épaisseur dz tel que $dz = dOP = L$. La Fig. 82 a été réalisée pour illustrer le calcul de $B(0)$.

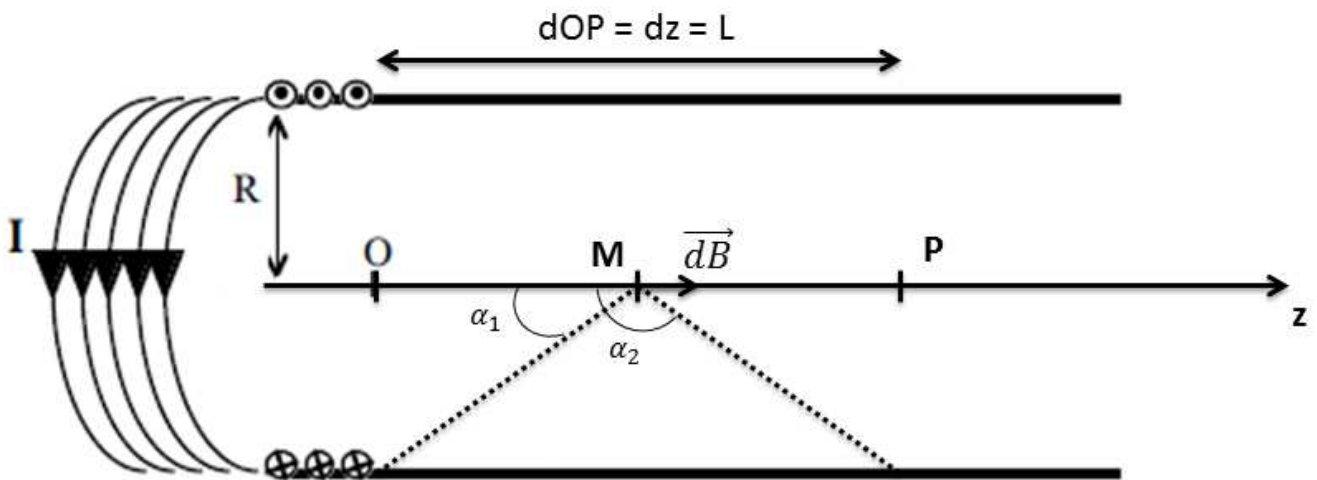


Fig. 82. Schéma d'illustration pour le calcul du champ magnétique au centre d'un solénoïde de rayon R , d'axe z et parcouru par un courant permanent I .

Calcul des cosinus :

$$\cos \alpha_1 = \frac{L}{2} \frac{1}{\sqrt{R^2 + \left(\frac{L}{2}\right)^2}} \quad (\text{A-21})$$

Notons que $\alpha_2 = \pi - \alpha_1$ donc

$$\cos \alpha_2 = -\cos \alpha_1 = -\frac{L}{2} \frac{1}{\sqrt{R^2 + \left(\frac{L}{2}\right)^2}} \quad (\text{A-22})$$

Finalement nous avons :

$$B_{\text{monocouche}}(0) = \frac{\mu_0 NI}{2} \frac{L}{\sqrt{R^2 + \left(\frac{L}{2}\right)^2}} = \mu_0 NI \frac{L}{\sqrt{(2R)^2 + L^2}} \quad (\text{A-23})$$

avec N le nombre de spires par unité de longueur.

DETERMINATION DU CHAMP MAGNETIQUE B CREE PAR UN SOLENOÏDE FINI MULTICOUCHE SUR SON AXE Z .

Le calcul du champ magnétique d'un solénoïde multicouche reprend le champ magnétique créé par un solénoïde monocouche démontré précédemment en appliquant le principe de superposition.

Nous considérons une bobine épaisse constituée de plusieurs couches de spires coaxiales.

Nous supposons n couches de $N \cdot L$ spires dont l'épaisseur totale (notée a) est calculée à partir du rayon intérieur R_1 et du rayon extérieur R_2 tel que $a = R_2 - R_1$. Chaque couche possède une épaisseur notée r , nous définissons le nombre de couche par unité d'épaisseur tel que $n' = \frac{n}{R_2 - R_1}$. Dans l'intervalle dr nous dénombrons $n' \cdot dr$ couches de $N \cdot L$ spires, chacune produisant un champ magnétique au centre.

Dès lors nous avons :

$$B_{\text{multicouche}}(0) = \int_{R_1}^{R_2} B_{\text{monocouche}}(0) \cdot n' dr \quad (\text{A-24})$$

$$B_{\text{multicouche}}(0) = \int_{R_1}^{R_2} \mu_0 NI \frac{L}{\sqrt{(2R)^2 + L^2}} \cdot \frac{n}{R_2 - R_1} dr \quad (\text{A-25})$$

$$B_{\text{multicouche}}(0) = \frac{\mu_0 \cdot N \cdot I \cdot L \cdot n}{(R_2 - R_1)} \int_{R_1}^{R_2} \frac{1}{L \cdot \sqrt{\left(\frac{2R}{L}\right)^2 + 1}} dr \quad (\text{A-26})$$

Nous posons le changement de variable : $x = \frac{2R}{L}$, d'où :

$$B_{\text{multicouche}}(0) = \frac{\mu_0 \cdot N \cdot I \cdot n}{(R_2 - R_1)} \int_{\frac{2R_1}{L}}^{\frac{2R_2}{L}} \frac{\frac{L}{2}}{\sqrt{(x)^2 + 1}} dx \quad (\text{A-27})$$

$$B_{multicouche}(0) = \frac{\mu_0 \cdot N \cdot I \cdot n \cdot L}{2 \cdot (R_2 - R_1)} \int_{\frac{2R_1}{L}}^{\frac{2R_2}{L}} \frac{1}{\sqrt{(x)^2 + 1}} dx \quad (\text{A-28})$$

$$\begin{aligned} B_{multicouche}(0) &= \frac{\mu_0 \cdot N \cdot I \cdot n}{2 \cdot (R_2 - R_1)} \left[\operatorname{arsinh}\left(\frac{2R_2}{L}\right) \right. \\ &\quad \left. - \operatorname{arsinh}\left(\frac{2R_1}{L}\right) \right] \quad (\text{A-29}) \end{aligned}$$

$$\text{ou} \quad B_{multicouche}(0) = \frac{\mu_0 \cdot N \cdot I \cdot n}{2 \cdot (R_2 - R_1)} \log \frac{R_2 + \sqrt{R_2^2 + \frac{L^2}{4}}}{R_1 + \sqrt{R_1^2 + \frac{L^2}{4}}} \quad (\text{A-30})$$

car nous avons par définition :

$$\operatorname{arsinh}(x) = \log(x + \sqrt{x^2 + 1}) \quad (\text{A-31})$$

Nous utilisons la propriété du logarithme suivante $\log\left(\frac{a}{b}\right) = \log a - \log b$ et nous factorisons le numérateur et le dénominateur par $\frac{2}{L}$ pour retrouver la seconde expression de $B_{multicouche}(0)$.

Notons que nous retrouvons bien un coefficient de proportionnalité entre l'intensité I et l'amplitude du champ magnétique au centre du solénoïde épais ($B_{multicouche}(0)$) tel que :

$$B_{multicouche}(0) = A \cdot I \quad (\text{A-32})$$

avec :

$$A = \frac{\mu_0 \cdot N \cdot n}{2 \cdot (R_2 - R_1)} \ln \frac{R_2 + \sqrt{R_2^2 + \frac{L^2}{4}}}{R_1 + \sqrt{R_1^2 + \frac{L^2}{4}}} \quad (\text{A-33})$$

où :

N est le nombre de spires par unité de longueur

n est le nombre de couche de spires

R_1 est le rayon intérieur du solénoïde

R_2 est le rayon extérieur du solénoïde

L est la longueur du solénoïde

μ_0 est la permittivité du vide, $\mu_0 = 4\pi 10^{-7}$

A.2 Résistance interne

Soit une bobine de diamètre D constituée d'un conducteur électrique de conductivité γ et d'une résistance interne r (self-résistance).

Nous faisons l'hypothèse d'une densité de courant j uniforme dans la bobine, nous obtenons alors par la loi d'Ohm :

$$\vec{j} = \gamma \cdot \vec{E} \quad (\text{A-34})$$

où \vec{E} est le vecteur représentant le champ électrique

L'intensité I du courant électrique s'écrit :

$$I = j \cdot S \quad (\text{A-35})$$

où S est la section du fil constituant la bobine
soit,

$$I = S \cdot \gamma \cdot E \quad (\text{A-36})$$

Nous pouvons écrire la tension U aux bornes de la bobine en fonction de la longueur du fil électrique conducteur (l_c) :

$$U = E \cdot l_c \quad (\text{A-37})$$

Nous déterminons alors la résistance interne comme le quotient entre la tension et l'intensité tel que :

$$r = \frac{U}{I} = \frac{E \cdot l_c}{S \cdot \gamma \cdot E} = \frac{l_c}{S \cdot \gamma} \quad (\text{A-38})$$

or, $l_c = \pi \cdot D$

d'où,

$$r = \frac{\pi \cdot D}{S \cdot \gamma} \quad (\text{A-39})$$

Pour N spires, N tours, nous avons :

$$r = N \cdot \frac{\pi \cdot D}{S \cdot \gamma} \quad (\text{A-40})$$

Application numérique avec :

$N = 1018$ spires,

diamètre moyen : $D = 0,055$ m,

section du fil : $S = 1,65 * 10^{-6}$ m²,

$\gamma = 5,96 * 10^7$ S.m⁻¹

donc $r = 1,79 \Omega$

- [1] J. Wesson, *Tokamaks*, vol. 71. 2005.
- [2] J. P. Freidberg, *Plasma Physics and Fusion Energy*. 2007.
- [3] V. B. Krapchev, “Kinetic Theory of the Ponderomotive,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 42, no. 8, pp. 497–500, 1979.
- [4] M. Goniche *et al.*, “Modelling of power limit in RF antenna waveguides operated in the lower hybrid range of frequency,” *Nucl. Fusion*, vol. 54, no. 1, p. 13003, 2014.
- [5] J. Puech *et al.*, “A Multipactor Threshold in Waveguides : Theory and Experiment,” in *Quasi-Optical Control of Intense Microwave Transmission*, 2005 Sprin., J. L. Hirshfield and M. I. Petelin, Ed. 2005, pp. 305–323.
- [6] J. Puech, C. E. Miquel-Espana, and D. Raboso, “Synthesis of the results of the EVEREST project,” *Proc. MULCOPIIM 2014*, no. 1, 2014.
- [7] J. R. M. Vaughan, “Multipactor,” *Electron Devices, IEEE Trans.*, vol. 35, no. 7, pp. 1172–1180, 1988.
- [8] A. Woode and J. Petit, “Diagnostic investigations into the multipactor effect, susceptibility zone measurements and parameters affecting a discharge,” 1989.
- [9] J. de Lara *et al.*, “Multipactor prediction for on-board spacecraft RF equipment with the MEST software tool,” *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 34, no. 2, pp. 476–484, 2006.
- [10] I. Gonin, N. Solyak, J. DeFord, and B. Held, “Multipactor simulations in superconducting cavities,” *Proc. IEEE Part. Accel. Conf.*, pp. 2248–2250, 2007.
- [11] G. Romanov, “Update on multipactoring in coaxial waveguides using {CST} Particle Studio,” 2011.
- [12] V. E. Semenov *et al.*, “Simulations of multipactor thresholds in shielded microstrip lines,” *J. Phys. D. Appl. Phys.*, vol. 42, no. 20, p. 205204, 2009.
- [13] A. Al-mudhafar, P. Jerome, and H. Hartnagel, “Investigation of Multipactor Effect in Satellite Components Using CST Particle in Cell Solver,” *Proc. MULCOPIIM 2014*, no. 1.
- [14] V. E. Semenov, E. I. Rakova, D. Anderson, M. Lisak, and J. Puech, “Multipactor in rectangular waveguides,” *Phys. Plasmas*, vol. 14, no. 3, pp. 1–8, 2007.
- [15] S. Anza, T. Pinheiro, J. Armendáriz, F. J. Pérez, M. Rodríguez, and C. Gahete, “Recent Developments on FEST3D / SPARK3D simulation tools,” *Int. Work. Multipactor, Corona Passiv. Intermodulation Sp. RF Hardw.*, vol. 6, no. 1, pp. 1–5, 2011.
- [16] R. A. Kishek, Y. Y. Lau, and D. Chernin, “Steady state multipactor and dependence on material properties,” *Phys. Plasmas*, vol. 4, no. 1997, pp. 863–872, 1997.
- [17] P. Mader, C. Feat, J. Lafond, P. Lepeltier, and J. Puech, “TAS-F activities in EVEREST project : results and comments,” *Proc. MULCOPIIM 2014*, no. 1, 2014.
- [18] J. Rodney and M. Vaughan, “A New Formula for Secondary Emission Yield,” *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 36, no. 9, pp. 1963–1967, 1989.
- [19] R. G. Lye and A. J. Dekker, “Theory of secondary emission,” *Phys. Rev.*, vol. 107, no. 4, pp. 977–981, 1957.
- [20] G. F. Dionne, “Origin of secondary-electron-emission yield-curve parameters,” *J. Appl. Phys.*, vol. 46, no. 8, pp. 3347–3351, 1975.
- [21] J. Sombrin, “CLAQUAGE HYPERFRÉQUENCE ET EFFET MULTIPACTOR DANS LES SATELLITES,” *OHD93, Publ. results have been obtained with Sombrin TEEY Model*, 1993.
- [22] M. A. Furman and M. T. F. Pivi, “Probabilistic model for the simulation of secondary electron emission,” *Phys. Rev. Spec. Top. - Accel. Beams*, vol. 5, no. 12, pp. 82–99, 2002.
- [23] B. K. Agarwal, “Variation of Secondary Emission with Primary Electron Energy,” in *Proc. Phys. Soc.*, 1958, vol. 71, pp. 851–852.
- [24] H. Seiler, “Secondary electron emission in the scanning electron microscope,” *J. Appl. Phys.*, vol. 54,

- no. 11, pp. 1–18, 1983.
- [25] D. Gonzalez-Iglesias *et al.*, “Multipactor in a coaxial line under the presence of an axial DC magnetic field,” *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 33, no. 5, pp. 727–729, 2012.
- [26] S. Riyopoulos, D. Chernin, and D. Dialetis, “Theory of electron multipactor in crossed fields,” *Phys. Plasmas*, vol. 2, no. 8, pp. 3194–3213, 1995.
- [27] X. Zhang, Y. Wang, and J. Fan, “The suppression effect of external magnetic field on the high-power microwave window multipactor phenomenon,” *Phys. Plasmas*, vol. 22, no. 2, p. 22110, 2015.
- [28] C. Chang, J. Verboncoeur, S. Tantawi, and C. Jing, “The effects of magnetic field on single-surface resonant multipactor,” *J. Appl. Phys.*, vol. 110, no. 6, p. 63304, 2011.
- [29] L. Wang, T. O. Raubenheimer, and G. Stupakov, “Suppression of secondary emission in a magnetic field using triangular and rectangular surfaces,” *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip.*, vol. 571, no. 3, pp. 588–598, 2007.
- [30] ECSS consortium, “ECSS : Space engineering, Multipaction design and test. ECSS-E-20-01A_Rev.1,” 2013.
- [31] E. Sorolla and M. Mattes, “Multipactor saturation in parallel-plate waveguides,” *Phys. Plasmas*, vol. 19, no. 7, pp. 1–10, 2012.
- [32] N. Fil, M. Belhaj, J. Hillairet, and J. Puech, “Multipactor threshold sensitivity to total electron emission yield in small gap waveguide and TEEY models accuracy,” *Phys. Plasmas*, vol. 23, no. 12, p. 8, 2016.
- [33] N. Fil, M. Belhaj, J. Hillairet, and J. Puech, “Multipactor threshold sensitivity to Total Electron Emission Yield in parallel-plate waveguide and TEEY models accuracy,” *IEEE Int. Microw. Symp.*, no. 1, pp. 2–5, 2016.
- [34] N. Fil, M. Belhaj, J. Hillairet, and J. Puech, “Multipactor sensitivity to Total Electron Emission Yield and TEEY models accuracy , studies made with a small gap waveguide structure.,” in *Proceedings of MULCOPIM 2017*, 2017, no. 1, p. 8.
- [35] J. F. Roussel *et al.*, “Spacecraft Plasma Interaction Software (SPIS): Numerical Solvers Methods and Architecture,” *JAXA Spec. Publ.*, vol. JAXA-SP-05, pp. 462–472, 2005.
- [36] N. Fil, M. Belhaj, J. Hillairet, J. Puech, and R. Mathevet, “Electron emission under uniform magnetic field of materials for fusion and space applications,” *Fusion Eng. Des.*, 2017.
- [37] N. Fil, M. Belhaj, J. Hillairet, J. Puech, and R. Mathevet, “Electron emission under uniform magnetic field of conductor materials used for spatial and fusion applications.,” in *Proceedings of MULCOPIM 2017*, 2017, no. 1, p. 8.
- [38] B. Saoutic, J. Abiteboul, L. Allegretti, S. Allfrey, and J. M. An, “Contribution of Tore Supra in preparation of ITER,” *Nucl. Fusion*, vol. 51, p. 12, 2011.
- [39] D. van Houtte, G. Martin, A. Bécoulet, J. Bucalossi, and G. Giruzzi, “Recent fully non-inductive operation results in Tore Supra with 6 min, 1 GJ plasma discharges,” *Nucl. Fusion*, vol. 44, pp. 11–15, 2004.
- [40] M. Preynas, “Etude du couplage linéaire et non-linéaire de l’onde hybride basse aux plasmas de Tokamaks,” Université de Provence, 2012.
- [41] J. Puech, E. Sorolla, J. Sombrin, M. Belhaj, P. Mader, and J. Sinigaglia, “Multipactor effect within RF dielectric components,” in *Proceedings of MULCOPIM 2017*, 2017, no. 1.
- [42] V. E. Semenov and E. I. Rakova, “Multipactor and Corona Theory,” in *Tutorat sur les décharges RF de forte puissance (Multipactor, Corona)*, 2015, p. 44.
- [43] C. Gutton, “Sur la décharge électrique à fréquence très élevée,” *Académie des Sci.*, vol. 178, p. 467, 1924.
- [44] P. T. Farnsworth, “Television by Electron Image Scanning,” *J. Franklin Inst.*, vol. 2, p. 411, 1934.
- [45] E. W. B. Gill and A. von Engel, “Starting Potentials of High-Frequency Gas Discharges at Low Pressure,” *Proc. R. Soc. Lond. A. Math. Phys. Sci.*, vol. 192, no. 1030, pp. 446–463, 1948.
- [46] A. J. Hatch and H. B. Williams, “Multipacting modes of high-frequency gaseous breakdown,” *Phys.*

- Rev., vol. 112, no. 3, pp. 681–685, 1958.
- [47] S. Kazakov, I. Gonin, and V. P. Yakovlev, “Multipactor Simulation in Sc Elliptical Shape Cavities *,” *Proc. IPAC2012*, pp. 1–3, 2012.
- [48] F.E. Sorolla Rosario, “Contribution to modeling multipactor and corona discharges in high power electromagnetic fields,” ÉCOLE POLYTECHNIQUE FÉDÉRALE DE LAUSANNE, 2012.
- [49] J. Hillairet, “<https://github.com/jhillairet/MULH>.”
- [50] M. Francisquez, “Power Limit Modeling of Lower Hybrid Antenna Waveguides in Tokamaks,” Dartmouth College, Hanover, NH, 2012.
- [51] P. Combes, “Circuits passifs hyperfréquences. Guides d’ondes métalliques,” *Tech. l’ingénieur*, 2002.
- [52] R. Udiljak *et al.*, “New method for detection of multipaction,” *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 31, no. 3, pp. 396–404, 2003.
- [53] Dassault Systems, “<https://www.cst.com/products/cstmws>.”
- [54] ANSYS, “<http://www.ansys.com/>.”
- [55] J. Perez, “High Power Analysis in Coaxial Compline Resonator Filters,” *fest3d.com/papers.php*.
- [56] C. Inguibert, M. Belhaj, J. Puech, and J. Pierron, “Monte Carlo simulation of the electron range/energy relationship in the sub-keV energy domain,” vol. 4, no. 1, pp. 1–8.
- [57] V. Baglin *et al.*, “The Secondary Electron Yield of Technical Material and Its Variation With Surface Treatments,” *Proc. EPAC 2000*, pp. 217–221, 2000.
- [58] J. Cazaux, “Some considerations on the secondary electron emission, δ , from e[^{sup} –] irradiated insulators,” *J. Appl. Phys.*, vol. 85, no. 2, p. 1137, 1999.
- [59] K. A. Cummings and S. H. Risbud, “Dielectric materials for window applications,” *J. Phys. Chem. Solids*, vol. 61, no. 4, pp. 551–560, 2000.
- [60] A. Shih, J. Yater, C. Hor, and R. Abrams, “Secondary electron emission studies,” *Appl. Surf. Sci.*, vol. 111, pp. 251–258, 1997.
- [61] Y. Yamano, S. Kobayashi, S. Michizono, and Y. Saito, “Effect of mechanical finishes on secondary electron emission of alumina ceramics,” *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, vol. 14, no. 3, pp. 620–626, 2007.
- [62] T. Gineste, M. Belhaj, G. Teyssedre, N. Balcon, and J. Puech, “A novel experimental setup for the measurement electron backscattering yield,” *Meas. Sci. Technol.*, vol. 25, no. 8, p. 85601, 2014.
- [63] N. Bundaleski, M. Belhaj, T. Gineste, and O. M. N. D. Teodoro, “Calculation of the angular dependence of the total electron yield,” *Vacuum*, vol. 122, pp. 255–259, 2015.
- [64] A. Assa’d and M. El Gomati, “Backscattering Coefficients for Low Energy Electrons,” *Scanning Microsc.*, vol. 12, no. 1, p. 185, 1998.
- [65] I. M. Bronstein and B. S. Fraiman, *Vtorichnaya Elektronnaya Emissiya*, Nauka. Moscow, 1969.
- [66] R. Böngeler *et al.*, “Electron-Specimen Interactions in Low-Voltage Scanning Electron Microscopy,” *Scanning*, vol. 15, no. 1, pp. 1–18, 1993.
- [67] T. Gineste, “Emission électronique sous impact d’électrons : applications spatiales,” Université de Toulouse, 2015.
- [68] M. Belhaj *et al.*, “New secondary electron and irradiation facilities at ONERA : a bridge between eV and MeV energy range,” *Proc. MULCOPIM 2014*, no. 1, pp. 1–6.
- [69] J. Roupie, “Contribution à l’étude de l’émission électronique sous impact d’électrons de basse énergie (≤ 1 keV) : application à l’aluminium,” Université de Toulouse, 2013.
- [70] M. S. Chung and T. E. Everhart, “Role of plasmon decay in secondary electron emission in the nearly-free-electron metals. Application to aluminum,” *Phys. Rev. B*, vol. 15, no. 10, pp. 4699–4715, 1977.
- [71] M. Furman and M. Pivi, “Probabilistic model for the simulation of secondary electron emission,” *Phys. Rev. Spec. Top. - Accel. Beams*, vol. 5, no. 12, pp. 1–31, 2002.
- [72] J. Roupie, O. Jbara, T. Tondu, M. Belhaj, and J. Puech, “The study of electron emission from aluminum in the very low primary energy range using Monte Carlo simulations,” *J. Phys. D. Appl. Phys.*, vol. 46,

- no. 12, p. 125306, 2013.
- [73] J. Cazaux, “Calculated effects of work function changes on the dispersion of secondary electron emission data: Application for Al and Si and related elements,” *J. Appl. Phys.*, vol. 110, no. 2, 2011.
- [74] D. Berger and H. Niedrig, “Complete angular distribution of electrons backscattered from tilted multicomponent specimens,” *Scanning*, vol. 21, no. 3, pp. 187–190, 1999.
- [75] J. Wagner, W. Stummer, M. Völkerer, A. Hanke, and J. Wernish, “Measuring the angular dependant energy distribution of backscattered electrons at variable geometry,” *Scanning*, vol. 27, no. 6, pp. 298–304, 2005.
- [76] T. Gineste, M. Belhaj, G. Teyssedre, and J. Puech, “Investigation of the electron emission properties of silver: From exposed to ambient atmosphere Ag surface to ion-cleaned Ag surface,” *Appl. Surf. Sci.*, vol. 359, pp. 398–404, 2015.
- [77] D. R. Grosso, M. Commisso, R. Cimino, R. Larciprete, R. Flammini, and R. Wanzenberg, “Effect of the surface processing on the secondary electron yield of Al alloy samples,” *Phys. Rev. Spec. Top. - Accel. BEAMS*, vol. 16, no. 51003, pp. 1–8, 2013.
- [78] D. R. Grosso *et al.*, “‘ SCRUBBING ’ PROCESS OF CU SURFACES INDUCED BY ELECTRON BOMBARDMENT,” in *Proceedings of EPAC*, 2008, pp. 1619–1621.
- [79] N. Hilleret, C. Scheuerlein, and M. Taborelli, “The secondary-electron yield of air-exposed metal surfaces,” *Appl. Phys. A Mater. Sci. Process.*, vol. 76, no. 7, pp. 1085–1091, 2003.
- [80] B. Henrist, N. Hilleret, C. Scheuerlein, and M. Taborelli, “The secondary electron yield of TiZr and TiZrV non-evaporable getter thin film coatings,” *Appl. Surf. Sci.*, vol. 172, pp. 95–102, 2001.
- [81] A. Ekedahl *et al.*, “Conditioning and high power operation of the lower hybrid current drive launcher in JET,” *Plasma Devices Oper.*, vol. 5, pp. 315–334, 1998.
- [82] N. Balcon, D. Payan, M. Belhaj, T. Tondu, and V. Inguibert, “Secondary electron emission on space materials: Evaluation of the total secondary electron yield from surface potential measurements,” *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 40, no. 2 PART 1, pp. 282–290, 2012.
- [83] T. Koshikawa and R. Shimizu, “Secondary electron and backscattering measurements for polycrystalline copper with a spherical retarding-field analyser,” *Journal*, vol. 6, pp. 1369–1380, 1973.
- [84] R. E. Kirby and F. K. King, “Secondary electron emission yields from PEP-II accelerator materials,” *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip.*, vol. 469, no. 1, pp. 1–12, 2001.
- [85] “<https://www.iso.org/obp/ui#iso:std:iso:4287:ed-1:v1:fr>” .
- [86] M. Pivi, F. K. King, R. E. Kirby, T. O. Raubenheimer, G. Stupakov, and F. Le Pimpec, “Sharp reduction of the secondary electron emission yield from grooved surfaces,” *J. Appl. Phys.*, vol. 104, no. 10, 2008.
- [87] T. Tondu, M. Belhaj, and V. Inguibert, “Methods for measurement of electron emission yield under low energy electron-irradiation by collector method and Kelvin probe method,” *J. Vac. Sci. Technol. A Vacuum, Surfaces, Film.*, vol. 28, no. 5, p. 1122, 2010.
- [88] P. Kumar, C. Watts, T. Svimonishvili, M. Gilmore, and E. Schamiloglu, “The Dose Effect in Secondary Electron Emission,” *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 37, no. 8, pp. 1537–1551, 2009.
- [89] I. L. Krainsky and G. G. Lesny, “Simple device for monitoring secondary electron emission of materials in the pulse mode,” *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 69, no. 4, p. 1916, 1998.
- [90] C. Scheuerlein, “The Influence of an Air Exposure on the Secondary Electron Yield of Copper,” CERN, 1997.
- [91] E. I. Rau, S. Fakhfakh, M. V Andrianov, E. N. Evstafeva, and O. Jbara, “Second crossover energy of insulating materials using stationary electron beam under normal incidence,” *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. B*, vol. 266, pp. 719–729, 2008.
- [92] J. B. Johnson, “Secondary Electron Emission from Targets of Barium-Strontium Oxide,” *Phys. Rev.*, vol. 73, no. 9, pp. 1058–1073, 1948.
- [93] H. J. Hopman, H. Alberda, I. Attema, H. Zeijlemaker, and J. Verhoeven, “Measuring the secondary

- electron emission characteristic of insulators,” *J. Electron Spectros. Relat. Phenomena*, vol. 131–132, pp. 51–60, 2003.
- [94] W. S. M. Werner *et al.*, “Contribution of surface plasmon decay to secondary electron emission from an Al surface,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 99, no. 18, pp. 14–17, 2011.
- [95] N. Nickles, “Instrumentation and Measurement of Secondary Electron Emission for Spacecraft Charging,” 1993.
- [96] H. E. Farnsworth, “Bombardment of Metal Surfaces by Slow-Moving Electrons,” *Phys. Rev.*, vol. 20, pp. 358–374, 1922.
- [97] R. Warnecke, “Emission secondaire de métaux purs,” *J. Phys. Radium*, vol. 7, no. 6, pp. 270–280, 1936.
- [98] J. Cazaux, “E-Induced secondary electron emission yield of insulators and charging effects,” *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. B Beam Interact. with Mater. Atoms*, vol. 244, no. 2, pp. 307–322, 2006.
- [99] H. Bruining and J. M. De Boer, “Physica V,” 1938, p. 17.
- [100] <http://www.gel.usherbrooke.ca/casino/>, “CASINO (monte Carlo Simulation of electron trajectory in solids).”
- [101] <https://geant4.web.cern.ch/geant4/>, “GEANT4.”
- [102] J. Allison *et al.*, “Recent developments in GEANT4,” *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. A*, vol. 835, pp. 186–225, 2016.
- [103] M. Belhaj *et al.*, “Electron Emission At Very Low Electron Impact Energy : Experimental and Monte-Carlo Results *,” 2000.
- [104] J. Pierron *et al.*, “Monte Carlo Simulations of Low Energy Electrons in Silicon,” *RADECS 2016*, 2017.
- [105] H. E. Bishop, “PhD Thesis,” University of Cambridge, 1963.
- [106] V. E. Cosslett and R. N. Thomas, “Multiple scattering of 5-30 keV electrons in evaporated metal films: I. Total transmission and angular distribution,” *Br. J. Appl. Phys.*, vol. 15, no. 8, pp. 883–907, 2002.
- [107] H. Drescher, L. Reimer, and Z. Seidel, “Backscattering and secondary electron emission of 10-100 keV electrons in scanning electron microscopy,” in *Angew Physik 29*, 1970, pp. 331–336.
- [108] K. F. J. Henrich, “Electron probe microanalysis by specimen current measurement,” in *Proc. 4th Conf. on X-ray Optics and Microanalysis*, 1966, p. 159.
- [109] H.-J. Hunger and L. Kuchler, “Measurements of the electron backscattering coefficient for quantitative EPMA in the energy range of 4 to 40 keV,” *Phys. Status Solidi*, vol. 56, no. 1, pp. K45–K48, 1979.
- [110] K. Kanaya and S. Okayama, “Penetration and energy-loss theory of electrons in solid targets,” *J. Phys. D. Appl. Phys.*, vol. 5, no. 1, pp. 43–58, 1972.
- [111] K. Kanaya and S. Ono, “Interaction of electron beam with the target in SEM,” in *Electron Beam Interactions with Solids*, SEM Inc., A. O’Hare, Ed. 1984, pp. 69–98.
- [112] D. A. Moncrieff and P. R. Barker, “Secondary electron emission in the scanning electron microscope,” *Scanning 1*, pp. 195–197, 1978.
- [113] H. P. Myers, “The Secondary Emission from Copper and Silver Films Obtained with Primary Electron Energies below 10 eV,” *Proc. Roy. Soc. L. A*, vol. 215, no. 1122, pp. 329–345, 1952.
- [114] G. Neubert and S. Rogaschewski, “Backscattering coefficient measurements of 15 to 60 keV electrons for solids at various angles of incidence,” *Phys. Status Solidi*, vol. 59, no. 1, pp. 35–41, 1980.
- [115] P. Palluel, “Backscattered components of electron secondary emission from metals,” *Compt. Rend. Acad. Sci.*, vol. 224, pp. 1492–1494, 1947.
- [116] J. Philibert and E. Weinryb, “The use of specimen current in electronprobe microanalysis,” in *Proc. 3rd Conf on X-ray Optics and Microanalysis*, 1963, pp. 451–476.
- [117] L. Reimer and C. Tollkamp, “Measuring the backscattering coefficient and secondary electron yield inside a scanning electron microscope,” *Scanning*, vol. 3, no. 1, pp. 35–39, 1980.
- [118] R. Shimizu, “Secondary electron yield with primary electron beam of kilo-electron-volts,” *J. Appl. Phys.*, vol. 45, no. 5, pp. 2107–2111, 1974.

- [119] N. R. Whetten, "Methods in Experimental Physics IV," *Acad. Press New York*, vol. 4, 1962.
- [120] D. B. Wittry, "Secondary electron emission in the electron probe," in *Proc. 4th Conf. on X-ray Optics and Microanalysis*, 1966, pp. 168–180.
- [121] M. Belhaj and T. Gineste, "ONERA silver TEEY measurements," *Zenodo*, 2014. [Online]. Available: <https://doi.org/10.5281/zenodo.154266>.
- [122] I. Bojko, N. Hilleret, and C. Scheuerlein, "Influence of air exposures and thermal treatments on the secondary electron yield of copper," *J. Vac. Sci. Technol. A Vacuum, Surfaces, Film.*, vol. 18, no. 972, pp. 972–979, 2000.
- [123] D. K. Linkhart, *Microwave Circulator Design*, 2nd ed. No. 2014.
- [124] J. L. Kirschvink, "Uniform magnetic fields and double-wrapped coil system: Improved Techniques for the Design of Bioelectromagnetic Experiments," *Bioelectromagnetics*, vol. 13, pp. 401–411, 1992.
- [125] J. C. Olivares-Galvan, E. Campero-Littlewood, R. Escarela-Perez, S. Magdaleno-Adame, and E. Blanco-Brisset, "Coil Systems to Generate Uniform Magnetic Field Volumes," *Proc. COMSOL Conf. 2010 Bost.*, no. 88, pp. 1–7, 2010.
- [126] H. V. Helmholtz, *Vortrag in der Sitznug*, Berlin: Ph. .
- [127] G. E. Lee-Whiting, *Uniform Magnetic Fields*, vol. 419. 1957.
- [128] R. Merritt, C. Purcell, and G. Stroink, "Uniform magnetic field produced by three, four, and five square coils," *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 54, no. 7, pp. 879–882, 1983.
- [129] J. C. Alldred and I. Scollar, "Square cross section coils for the production of uniform magnetic fields," *J. Sci. Instrum.*, vol. 44, no. 9, pp. 755–760, 2002.
- [130] S. M. Rubens, "Cube-surface coil for producing a uniform magnetic field," *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 16, no. 9, pp. 243–245, 1945.
- [131] D. Edwards Jr, "An upper bound to the outgassing rate of metal surfaces," *J. Vac. Sci. Technol.*, vol. 14, no. 4, p. 1030, 1977.
- [132] B. Mercier, "Le dégazage sous vide.," 2010, pp. 1–30.
- [133] FEMM, "<http://www.femm.info/wiki/HomePage>." .
- [134] M. Belhaj and P. Denis, "Secondary electron emission model effect on the electrostatic equilibrium in GEO," 2005, p. 17.
- [135] Laboratoire de Physique des Solides (LPS), "Les lentilles électroniques magnétiques : principe et fonctionnement." .
- [136] J.-M. De Conto, "Optique et guidage des faisceaux," 2002.
- [137] B. Da, H. Shinotsuka, H. Yoshikawa, Z. J. Ding, and S. Tanuma, "Extended mermin method for calculating the electron inelastic mean free path," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 113, no. 6, pp. 1–5, 2014.
- [138] H. Shinotsuka, S. Tanuma, C. J. Powell, and D. R. Penn, "Calculations of electron inelastic mean free paths. X. Data for 41 elemental solids over the 50eV to 200keV range with the relativistic full Penn algorithm," *Surf. Interface Anal.*, vol. 47, no. 9, pp. 871–888, 2015.
- [139] G. Bader, G. Perluzzo, L. G. Caron, and L. Sanche, "Elastic and inelastic mean-free-path determination in solid xenon from electron transmission experiments," *Phys. Rev. B*, vol. 26, no. 11, 1982.
- [140] J. Pierron, C. Inguibert, M. Belhaj, J. Puech, and M. Raine, "Monte Carlo simulations of low energy electron emission and its dependence on surface morphology for Aluminum and Silver," *Proc. MULCOPIM 2017*, no. 1, 2017.
- [141] V. Baglin, I. R. Collins, O. Gröbner, V. Baglin, I. R. Collins, and O. Gröbner, "Photoelectron Yield and Photon Reflectivity from Candidate LHC Vacuum Chamber with Implications to the Vacuum Chamber Design," *Proc. EPAC'98*, no. June 1998, 1998.
- [142] R. Valizadeh *et al.*, "Low secondary electron yield engineered surface for electron cloud mitigation," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 105, no. 231605, p. 5, 2016.
- [143] M. T. F. Pivi *et al.*, "SECONDARY ELECTRON YIELD MEASUREMENTS AND GROOVE CHAMBERS UPDATED TESTS IN THE PEP-II BEAM LINE," *Proc. EPAC'08*, no. SLAC-PUB-

- 13284, p. 3, 2008.
- [144] L. Wang *et al.*, “Suppression of secondary electron emission using triangular grooved surface in the ILC dipole and wiggler magnets,” *Proc. PAC 2007*, no. SLAC-PUB-12641, p. 3, 2007.

TABLE DES FIGURES

Fig. 1. Schéma représentatif du système LHCD de Tore Supra	12
Fig. 2. Arc électrique se développant en quelques millisecondes au sein de la chambre à vide du Tore. (A) : Vue de l'intérieur du tore à l'aide d'une caméra visible (B) : Vue de la partie de l'antenne face au plasma avec une caméra infrarouge, observations d'une montée en température de certains composants.....	13
Fig. 3. Modélisation des composantes du champ magnétique au sein du Tokamak WEST par E.Nardon (CEA/IRFM).....	14
Fig. 4. Schéma représentatif d'équipements de puissance en sortie des émetteurs sur une charge utile de satellite [41]. LNA pour Low Noise Amplifier.	15
Fig. 5. Schéma d'un composant isolateur où le port 3 est une charge.....	16
Fig. 6. Domaines de pression de l'effet multipactor et de l'effet Corona	18
Fig. 7. Projection du champ électrique de l'onde électromagnétique se propageant dans un guide d'onde rectangulaire de dimension (a,b) avec $a > 2b$, selon le mode fondamental de propagation TE_{10} . β est le paramètre de phase de la propagation. En rouge foncé, le champ électrique est à son maximum d'intensité tandis qu'en bleu foncé, le champ électrique est à son minimum d'intensité. Les axes sont nommés en fonction des directions usuellement utilisées dans les antennes LHCD.....	21
Fig. 8. Courbe expérimentale de rendement d'émission électronique totale en fonction de l'énergie des électrons incidents en eV. Mesures réalisées sur l'instrument DEESSE de l'ONERA sur un échantillon de Cuivre.	25
Fig. 9. Représentation de la distribution énergétique des électrons émis par la surface du matériau sous impact d'électrons d'énergie E_0 [69]	26
Fig. 10. Spectre en énergie des électrons émis par l'aluminium sous impact électronique d'énergie incidente de 25eV [69].	27
Fig. 11. Distributions angulaire des électrons secondaires [73] et rétrodiffusés [74].	28
Fig. 12. Différence entre un échantillon dit « nettoyé » et un dit « exposé à l'air ». Présence d'une couche de composés hydrocarbonés (la taille de la couche n'est pas à l'échelle)	29
Fig. 13. Rendement d'émission électronique secondaire en fonction de l'énergie des électrons incidents pour un échantillon d'Aluminium [77] mesurés après trois traitements de surface différents : après irradiation électronique à 500 eV $2,9 \cdot 10^{-2} C/mm^2$ (losange cyan) ou avec $1,4 C/mm^2$ (triangle bleu) et après un bombardement ionique d'Argon à 2 keV (carré vert).	30
Fig. 14. Courbes de rendement d'émission totale (TEEY) en fonction de l'énergie incidente pour plusieurs angles d'incidence. Echantillon d'argent technique [60].....	31
Fig. 15. Schéma d'un état de surface hasardeux pour un matériau quelconque	32
Fig. 16. Illustration de l'effet des irrégularités de surface sur l'émission électronique [82]	33
Fig. 17. Schéma d'un échantillon soumis à un flux incident électronique (I_0) émettant des électrons secondaires et rétrodiffusés. Illustration de la méthode de mesures des courants pour le calcul du rendement d'émission électronique totale (TEEY, σ).	35

Fig. 18. Comparaison des TEEY en fonction de l'énergie des électrons incidents obtenues à partir des modèles TEEY [18]–[21], [23], [24]. Données expérimentales exploitées : TEEY d'un échantillon d'argent technique.....41

Fig. 19. Logigramme pour illustrer la démarche d'extraction de la courbe TEEY de référence44

Fig. 20. Représentation de la courbe TEEY de référence tenant compte de l'ensemble des données expérimentales de rendements d'émission électronique pour le cas de l'argent extraites de la littérature.45

Fig. 21. Extraction à partir de données expérimentales et de la littérature de la courbe TEEY de référence pour le cas des échantillons nettoyés. Les barres d'erreurs correspondent à la dispersion des résultats expérimentaux.....46

Fig. 22. Extraction à partir de données expérimentales et de la littérature de la courbe TEEY de référence pour le cas des échantillons exposés à l'air (techniques). Les barres d'erreurs correspondent à la dispersion des résultats expérimentaux.....46

Fig. 23. Représentation des courbes TEEY de référence et de la dispersion des résultats expérimentaux. Carrés (échantillons exposés à l'air) et triangles (échantillons nettoyés).47

Fig. 24. Représentation graphique de la courbe TEEY de référence pour les échantillons technique avec les sept régions d'intérêt associées.48

Fig. 25. Représentation de la variation de la première énergie critique pour la courbe TEEY de référence des échantillons d'argent pur exposés à l'air. Dispersions obtenues de l'ensemble des données expérimentales telles que E_{C1} appartient à [19 ; 30] eV.49

Fig. 26. Représentation de la variation de de la courbe TEEY entre la première énergie critique et l'énergie du maximum pour la courbe TEEY de référence des échantillons d'argent pur exposés à l'air. Dispersions obtenues des données expérimentales de la littérature telles que l'écart du TEEY par rapport à la courbe TEEY de référence est majoré par la valeur 0,13.50

Fig. 27. Définitions de la structure du guide d'onde type plaques parallèles K-S8 avec le logiciel CST Studio Microwave®52

Fig. 28. Représentation des courbes TEEY obtenues à partir des modèles TEEY ayant pour valeurs d'entrées les données de la courbe TEEY de référence des échantillons d'argent pur nettoyés.56

Fig. 29. Illustration du dispositif de bride rentrante. Utilisation du logiciel SolidWorks.63

Fig. 30. Illustration de la cage de Faraday développé pour ce projet de thèse. Sur la gauche une vue en couleurs des différents composants du système. Sur la droite, deux représentations extraites du modèle SolidWorks® dont une coupe de la cage de Faraday.....65

Fig. 31. Agrandissement de l'environnement de l'échantillon dans la cage de Faraday. Les pièces isolantes sont en jaune, le collecteur est représenté en violet clair et foncé et l'échantillon est en vert.....65

Fig. 32. Schéma illustrant la mesure des courants incident, échantillon et collecteur.67

Fig. 33. Représentation de l'amplitude du champ magnétique (mT) au centre du solénoïde de 140mm de longueur en fonction de l'épaisseur du solénoïde (mm).....68

Fig. 34. Représentation de l'amplitude du champ magnétique (mT) au centre du solénoïde de 28mm d'épaisseur en fonction de la longueur du solénoïde (mm).....69

Fig. 35. a) Fin du bobinage, 833 spires de fil de cuivre de section droite 1.65mm². Il reste à enlever les cales plastiques..... 71

Fig. 36. Caractéristique de la bobine solénoïde, amplitude du champ magnétique sur l’axe pour I = 5 A, réalisée au LNCMI avec une sonde longitudinale. Comparaison de la mesure de l’amplitude du champ magnétique aux valeurs théoriques obtenues avec le logiciel FEMM ®..... 72

Fig. 37. Amplitudes du champ magnétique sur l'axe de la bobine, comparaison des valeurs expérimentales et théoriques (FEMM). 72

Fig. 38. Représentation de l’amplitude du champ magnétique perpendiculaire à la surface de l’échantillon (dans l'axe de la bobine solénoïde) (exprimé en Tesla, T) en fonction de la distance horizontale du centre de l’échantillon et du centre de la bobine solénoïde (exprimé en mm). Données obtenues avec FEMM ®. Les dimensions des éléments du dispositif expérimental sont représentées par les doubles flèches verte, violette et jaune. La description est donnée au-dessus du graphique. 73

Fig. 39. Illustration de la disposition du système de bride rentrante et de cage de faraday au sein de l’enceinte à vide CELESTE. Présence de la bobine pour la génération du champ magnétique. Utilisation du logiciel SolidWorks® 74

Fig. 40. Schéma du montage expérimental d’études des propriétés d’émission électronique sous champ magnétique..... 75

Fig. 41. Photographie du montage expérimental d’études des propriétés d’émission électronique sous champ magnétique..... 75

Fig. 42. Mesures de l’amplitude du champ magnétique sur le magnétomètre à sonde transverse par effet hall en fonction du courant débité dans la bobine solénoïde. Représentation de la tension dans la bobine et de la température dans l’environnement de la bobine en fonction du courant débité dans la bobine solénoïde. 76

Fig. 43. Mesures sur un échantillon de cuivre laminé. TEEY 1, 2 et 3 correspondent respectivement à l’utilisation des expressions (III-11), (III-12) et (III-13). Mesures 1 et 2 correspondent à deux séries de mesures réalisées sur deux jours différents. 78

Fig. 44. Mesures sur un échantillon de cuivre laminé. TEEY 1, 2 et 3 correspondent respectivement à l’utilisation des expressions (III-11), (III-12) et (III-13). Mesure 3 correspond à une série de mesures réalisées sous un champ magnétique au centre de 4,53mT. 79

Fig. 45. Représentation du courant collecteur (exprimé en nA) en fonction de l’énergie électronique incidente (exprimée en eV) pour différentes valeurs de champ magnétique au centre de la bobine. 80

Fig. 46. TEEY en fonction de la polarisation du collecteur sans champ magnétique pour différentes énergies électroniques incidentes. 81

Fig. 47. Géométrie du modèle SPIS du dispositif expérimental CELESTE-CaFaMa et définition des six groupes de surfaces (ou « Noeud »)..... 85

Fig. 48. Trajectoires électroniques pour les trois populations d’électrons (primaires, secondaires et rétrodiffusés) obtenues pour des électrons primaires de 250 eV sans champ magnétique. Le collecteur est polarisé à +18 V et l’échantillon à -9 V. 89

Fig. 49. Taux des courants collectés sur les six groupes de surfaces du modèle SPIS du dispositif expérimental CELESTE-CaFaMa en fonction de la polarisation du collecteur Vc (en Volts) pour les trois

populations d'électrons (primaires, secondaires et rétrodiffusés). Résultats pour un champ magnétique nul et une énergie des électrons primaires de 250 eV. 90

Fig. 50. Trajectoires électroniques pour les trois populations d'électrons (primaires, secondaires et rétrodiffusés) obtenues pour des électrons primaires de 250 eV avec un champ magnétique homogène vertical de 0,1132 T. Le collecteur est polarisé à +18 V et l'échantillon à -9 V. 91

Fig. 51. Définition face avant et face arrière des échantillons disques de 10 mm de diamètre découpés à l'emporte-pièce dans une feuille de cuivre laminée de 0,5 mm d'épaisseur. Présence d'une arête abattue d'un côté (face avant) et d'un décrochage de l'autre (face arrière)..... 95

Fig. 52. Échantillon N irradié par des impulsions d'électrons impactant la surface avec une énergie de 21 eV. TEEY en fonction de l'amplitude du champ magnétique (mT). La taille des points prend en compte les erreurs statistiques sur le TEEY. 96

Fig. 53. Échantillon N irradié par des impulsions d'électrons impactant la surface avec une énergie de 250 eV. TEEY en fonction de l'amplitude du champ magnétique (mT). La taille des points prend en compte les erreurs statistiques sur le TEEY. 97

Fig. 54. Échantillon N irradié par des impulsions d'électrons impactant la surface avec une énergie de 250 eV. TEEY en fonction de l'amplitude du champ magnétique (mT). Agrandissement pour les TEEY compris dans [1,9 ; 2,4]. La taille des points prend en compte les erreurs statistiques sur le TEEY. 97

Fig. 55. Échantillon N irradié par des impulsions d'électrons impactant la surface avec une énergie de 1900 eV. TEEY en fonction de l'amplitude du champ magnétique (mT). La taille des points prend en compte les erreurs statistiques sur le TEEY. 98

Fig. 56. Échantillon N irradié par des impulsions d'électrons impactant la surface avec une énergie de 1900 eV. TEEY en fonction de l'amplitude du champ magnétique (mT). Agrandissement pour les TEEY compris dans [0,9 ; 1,1]. La taille des points prend en compte les erreurs statistiques sur le TEEY. 98

Fig. 57. Profils de surface 2D et 3D de l'échantillon N. Morphologie de surface laminée, rayée. 99

Fig. 58. Illustrations des surfaces de l'échantillon J avec des profils 3D en fonction des traitements de surfaces appliqués. Profils de surface 2D l'échantillon J après les étapes de polissage. Morphologie de surface poreuse due au polissage par vibration. 101

Fig. 59. Échantillon J irradié par des impulsions d'électrons impactant la surface avec une énergie de 26 eV (E_{C1}). TEEY en fonction de l'amplitude du champ magnétique (mT). La taille des points prend en compte les erreurs statistiques sur le TEEY. 102

Fig. 60. Échantillon J irradié par des impulsions d'électrons impactant la surface avec une énergie de 26 eV (E_{C1}). TEEY en fonction de l'amplitude du champ magnétique (mT). Agrandissement pour les TEEY compris dans [0,92 ; 1,02]. Les erreurs statistiques sur le TEEY sont représentées par les barres d'erreurs. 102

Fig. 61. Échantillon J irradié par des impulsions d'électrons impactant la surface avec une énergie de 250 eV (E_{max}). TEEY en fonction de l'amplitude du champ magnétique (mT). La taille des points prend en compte les erreurs statistiques sur le TEEY. 103

Fig. 62. Échantillon J irradié par des impulsions d'électrons impactant la surface avec une énergie de 250 eV (E_{max}). TEEY en fonction de l'amplitude du champ magnétique (mT). Agrandissement pour les TEEY

compris dans [1,96 ; 2,12]. Les erreurs statistiques sur le TEEY sont représentées par les barres d'erreurs. 104

Fig. 63. Échantillon J irradié par des impulsions d'électrons impactant la surface avec une énergie de 1900 eV. TEEY en fonction de l'amplitude du champ magnétique (mT). La taille des points prend en compte les erreurs statistiques sur le TEEY. 105

Fig. 64. Échantillon J irradié par des impulsions d'électrons impactant la surface avec une énergie de 1900 eV. TEEY en fonction de l'amplitude du champ magnétique (mT). Agrandissement pour les TEEY compris dans [1,15 ; 1,25]. Les erreurs statistiques sur le TEEY sont représentées par les barres d'erreurs. 105

Fig. 65. Échantillon J (poli mécaniquement) irradié par des impulsions d'électrons impactant la surface avec une énergie variable (de 11 à 1900 eV). TEEY en fonction de l'énergie des électrons incidents (eV) sans champ magnétique (losanges bleus), sous 11,32 mT (carrés rouges), sous 56,6 mT (triangles verts) et sous 113,2 mT (croix violette). La taille des points prend en compte les erreurs statistiques sur le TEEY..... 106

Fig. 66. Échantillon J (poli mécaniquement) irradié par des impulsions d'électrons impactant la surface avec une énergie variable (de 11 à 1900 eV). TEEY en fonction de l'énergie des électrons incidents (eV) pour onze amplitudes de champ magnétique : 0mT (losange bleu plein), 11,32 mT (carré rouge plein), 22,64 mT (triangle vert plein), 33,96 mT (rond violet plein), 45,28 mT (rectangle long bleu plein), 56,6 mT (rectangle court orange plein), 67,92 mT (croix « + » bleue), 79,24 mT (croix « * » orange), 90,56 mT (rond vert vide), 101,88 mT (losange violet vide) et 113,2mT (carré bleu vide). La taille des points prend en compte les erreurs statistiques sur le TEEY. 107

Fig. 67. Échantillon J (poli mécaniquement) irradié par des impulsions d'électrons impactant la surface avec une énergie variable (de 11 à 1900 eV). Pour chaque énergie d'électrons incidents, onze amplitudes de champ magnétique ont été étudiées pour lesquelles le TEEY a été déterminé. À partir de ces valeurs de TEEY sous champ magnétique, l'écart-type du TEEY dû au champ magnétique a été calculé pour chaque énergie incidente..... 108

Fig. 68. Profils de surface 2D et 3D de l'échantillon CERN P2.3. Morphologie de surface rayée..... 109

Fig. 69. Échantillon CERN P2.3 irradié par des impulsions d'électrons impactant la surface avec une énergie de 21 eV. TEEY en fonction de l'amplitude du champ magnétique (mT). La taille des points prend en compte les erreurs statistiques sur le TEEY..... 110

Fig. 70. Échantillon CERN P2.3 irradié par des impulsions d'électrons impactant la surface avec une énergie de 21 eV. TEEY en fonction de l'amplitude du champ magnétique (mT). Agrandissement pour les TEEY compris dans [0,95 ; 1,05]. Les erreurs statistiques sur le TEEY sont représentées par les barres d'erreurs. 110

Fig. 71. Échantillon CERN P2.3 irradié par des impulsions d'électrons impactant la surface avec une énergie de 250 eV. TEEY en fonction de l'amplitude du champ magnétique (mT). La taille des points prend en compte les erreurs statistiques sur le TEEY..... 111

Fig. 72. Échantillon CERN P2.3 irradié par des impulsions d'électrons impactant la surface avec une énergie de 250 eV. TEEY en fonction de l'amplitude du champ magnétique (mT). Agrandissement pour les

TEEY compris dans [2,0 ; 2,5]. La taille des points prend en compte les erreurs statistiques sur le TEEY. 111

Fig. 73. Échantillon CERN P2.3 irradié par des impulsions d'électrons impactant la surface avec une énergie de 1900 eV. TEEY en fonction de l'amplitude du champ magnétique (mT). La taille des points prend en compte les erreurs statistiques sur le TEEY. 113

Fig. 74. Échantillon CERN P2.3 irradié par des impulsions d'électrons impactant la surface avec une énergie de 1900 eV. TEEY en fonction de l'amplitude du champ magnétique (mT). Agrandissement pour les TEEY compris dans [1,0 ; 1,3]. La taille des points prend en compte les erreurs statistiques sur le TEEY. 113

Fig. 75. TEEY normalisé par rapport au TEEY sans champ magnétique ($B=0$) en fonction de l'amplitude du champ magnétique pour les trois échantillons N, J et CERN P2.3, TEEY obtenus sous impacts électroniques à la première énergie critique (E_{C1}). La taille des points prend en compte les erreurs statistiques sur le TEEY. 117

Fig. 76. TEEY normalisé par rapport au TEEY sans champ magnétique ($B=0$) en fonction de l'amplitude du champ magnétique pour les trois échantillons N, J et CERN P2.3, TEEY obtenus sous impacts électroniques à 250 eV (E_{max}). La taille des points prend en compte les erreurs statistiques sur le TEEY. 118

Fig. 77. Schéma d'une morphologie de surface quelconque. Trajectoires des électrons émis par cette surface en présence de champ magnétique. Les électrons s'échappent de la surface avec la présence du champ magnétique, ce qui diminue le taux de recollection par la surface des électrons émis. 119

Fig. 78. Schéma d'une morphologie de surface quelconque. Trajectoires des électrons émis par cette surface en présence de champ magnétique. Les électrons émis sont recollectés par la surface avec la présence du champ magnétique, ce qui augmente le taux de recollection par la surface des électrons émis. 119

Fig. 79. TEEY normalisé par rapport au TEEY sans champ magnétique ($B=0$) en fonction de l'amplitude du champ magnétique pour les trois échantillons N, J et CERN P2.3, TEEY obtenus sous impacts électroniques à 1900 eV (proche E_{C2}). La taille des points prend en compte les erreurs statistiques sur le TEEY. 121

Fig. 80. Schéma représentatif d'une spire circulaire de rayon R, d'axe z et parcourue par un courant permanent I 127

Fig. 81. Schéma représentatif d'un solénoïde de rayon R, d'axe z et parcouru par un courant permanent I 129

Fig. 82. Schéma d'illustration pour le calcul du champ magnétique au centre d'un solénoïde de rayon R, d'axe z et parcouru par un courant permanent I. 130

TABLE DES TABLEAUX

Tableau 1. Puissance seuil multipactor déterminées avec le logiciel Spark3D en utilisant les modèles TEEY [18]–[21], [23], [24]. Entre parenthèses, nous comparons ces puissances avec celle obtenue avec l'utilisation du TEEY expérimental.	41
Tableau 2. Dispersions des données expérimentales et des données de la littérature par rapport aux courbes TEEY de référence pour les échantillons d'argent nettoyés et exposés à l'air.	48
Tableau 3. Tableau de synthèse des résultats en puissance des simulations multipactor des variations régions d'intérêt des courbes TEEY des échantillons nettoyés et exposés à l'air en fonction de la dispersion des résultats expérimentaux.	53
Tableau 4. Tableau des marges de validité des modèles TEEY par rapport aux régions d'intérêt des courbes TEEY pour des simulations multipactor.	54
Tableau 5. Présentation des modèles TEEY étudiés et leurs paramètres d'entrées respectifs.	55
Tableau 6. Synthèse des résultats de comparaison des modèles TEEY avec les courbes TEEY de référence de l'argent pur exposés à l'air et nettoyés pour des simulations multipactor dans une géométrie de guide d'ondes type plaque parallèles.	57
Tableau 7. Puissances seuils déterminées par des simulations multipactor effectuées avec les courbes TEEY obtenues à partir des modèles TEEY. Dans les parenthèses sont représentées l'écart-relatif entre la puissance seuil multipactor déterminée avec l'utilisation du modèle TEEY et celle obtenue avec le TEEY de référence correspondant.	58
Tableau 8. Détermination de la géométrie de la bobine. Épaisseur 28mm. Courant de 15A.	70
Tableau 9. Rayon de Larmor des trajectoires d'électrons émis avec une énergie d'émission (première colonne) et un angle de 3.68° pour six amplitudes de champ magnétique. La composante perpendiculaire au champ magnétique de l'énergie d'émission est calculée à partir du sinus du demi-angle d'ouverture du faisceau électronique ($3,68^\circ$).	83
Tableau 10. Pas d'hélice des trajectoires d'électrons émis avec une énergie d'émission (première colonne) et un angle de 3.68° pour six amplitudes de champ magnétique. La composante parallèle au champ magnétique de l'énergie d'émission est calculée à partir du cosinus du demi-angle d'ouverture du faisceau électronique ($3,68^\circ$).	84
Tableau 11. Source utilisée dans SPIS pour retranscrire au mieux la réalité expérimentale du canon à électron Kimball Physics ELG-2 (0 à 2k eV). EI pour Energie Incidente.	86
Tableau 12. Comparaison du rayon de Larmor à une énergie électronique et une amplitude de champ magnétique données avec le libre parcours moyen de l'électron au sein du cuivre pur (λ). Toutes les valeurs sont exprimées en mètre.	115
Tableau 13. Paramètres de profil de surface des échantillons N, J et CERN P2.3 obtenus à l'aide d'un profilomètre de surface utilisant un stylet $2\mu\text{m}$ et une force appliquée de 1mg. Les écarts-types reportés correspondent à un intervalle de confiance de 95% ($\pm 2\sigma$).	116