

Mesure du taux d'émission d'électrons secondaires d'une surface durant un bombardement électronique

Frédéric Letellier-Cohen

▶ **To cite this version:**

Frédéric Letellier-Cohen. Mesure du taux d'émission d'électrons secondaires d'une surface durant un bombardement électronique. Instrumentations et Détecteurs [physics.ins-det]. 2015. dumas-01707929

HAL Id: dumas-01707929

https://dumas.ccsd.cnrs.fr/dumas-01707929

Submitted on 13 Feb 2018

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

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







CONSERVATOIRE NATIONAL DES ARTS ET METIERS

CENTRE D'ENSEIGNEMENT DE PARIS

MEMOIRE

présenté par Frédéric LETELLIER-COHEN

en vue d'obtenir

LE DIPLÔME D'INGENIEUR C.N.A.M.

Spécialité : Instrumentation Mesures

Option : Contrôle industriel

Mesure du taux d'émission d'électrons secondaires d'une surface durant un bombardement électronique

Soutenu le 1er juillet 2015

JURY

Membres : M. LEPOUTRE François (Professeur CNAM)
M. BRIAUDEAU Stephan (Maître de conférences CNAM)
M. PLIMMER Mark (Maître de conférences CNAM)
M. MERCIER Bruno (Ingénieur CNRS)
M. PREVOST Christophe (Ingénieur CNRS)

le cnam

CONSERVATOIRE NATIONAL DES ARTS ET METIERS

CENTRE D'ENSEIGNEMENT DE PARIS

MEMOIRE

présenté par Frédéric LETELLIER-COHEN

en vue d'obtenir

LE DIPLÔME D'INGENIEUR C.N.A.M.

Spécialité : Instrumentation Mesures

Option : Contrôle industriel

Mesure du taux d'émission d'électrons secondaires d'une surface durant un bombardement électronique

Soutenu le 1er juillet 2015

Les travaux relatifs à ce mémoire ont été effectués au Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire, dans le Service Développement et Technique Mécanique sous la direction de Bruno MERCIER, responsable du groupe « Technologies du Vide ».

Remerciements

Je souhaite tout particulièrement remercier :

François Lepoutre (Responsable Instrumentation Mesures, et tuteur CNAM) pour ses conseils et son précieux suivi tout le long de la réalisation de ce mémoire.

Bruno Mercier (Chef de service du groupe Technologies du Vide, et tuteur CNRS) pour ses conseils et son suivi durant toute la réalisation de ce mémoire, ainsi que toute l'aide qu'il m'a apporté grâce à ses connaissances sur le vide et l'aspect physique des travaux. C'est aussi lui qui m'a permis de réaliser ce sujet de mémoire.

Mark Plimmer pour ses nombreux conseils.

Mes collègues du groupe Technologies du Vide
Christophe PREVOST, Patrick LECOEUR, Manuel ALVES, Denis GRASSET et Eric MISTRETTA pour leur aide précieuse, leur grande disponibilité et leur gentillesse qui ont permis le bon déroulement de cette mission.

Christian Oswald (Stagiaire Erasmus au laboratoire en 2008) dont le travail m'a aidé à avancer plus vite dans ce mémoire.

Mes collègues du service de Mécanique
Merci tout d'abord au chef de service qui a accepté de financer l'expérience.
Merci aussi au bureau d'étude (notamment Alexandre GONNIN) qui a dessiné certains composants de l'expérience, avant de confier les plans à l'atelier où ils ont été fabriqués.

Mes collègues du service d'électronique (en particulier François Wicek)
Qui ont accepté de me prêter du matériel d'instrumentation (alimentations, oscilloscopes, etc.).

Personnels du CNAM
Merci également à tous les enseignants du CNAM qui m'ont aidé durant mon parcours.

Merci également à Blandine DENONFOUX, ma compagne, pour son soutien et ses encouragements.

Sommaire

Remerciements 4
Sommaire 6
Liste des figures 9
Liste des abréviations et sigles 12
Glossaire et Définitions 12
Préface 14
Introduction 15
Chapitre 1 Aspects théoriques 20
1.1 Notions générales relatives à la physique dans les accélérateurs 20
1.1.1 L'accélérateur de particules circulaire 20
1.1.2 Effet du gaz résiduel 20
1.1.3 Le rayonnement synchrotron 21
1.1.4 Effet de dégazage 21
1.1.5 Effet thermique 21
1.1.6 Les photoélectrons 22
1.1.7 Le phénomène Multipactor 24
1.1.8 Solutions pour éviter le nuage d'électrons 26
1.2 Présentation des électrons secondaires 27
1.2.1 Les électrons secondaires 27
1.2.2 Répartition des énergies des électrons secondaires 28
1.2.3 Le taux/rendement d'émission d'électrons secondaires 30
1.2.4 Les paramètres influençant le taux/rendement d'émission d'électrons secondaires 31
Chapitre 2 Les principales méthodes de mesures pratiquées dans les autres laboratoires 40
2.1 Accélérateurs concernés par le problème du nuage d'électrons 40
2.2 Simulation du nuage d'électrons 42
2.3 Présentation de la méthode du SLAC 44
2.3.1 Présentation du bâti d'essais 44
2.3.2 Caractéristiques expérimentales et explications 47
2.3.3 Autre méthode du SLAC pour la mesure angulaire 49
2.3.4 Conditions d'expériences et matériel 51
2.3.5 L'accélérateur du SLAC 51
2.4 Présentation de la méthode du CERN 52
2.4.1 Présentation du CERN 52
2.4.2 Comprendre et mesurer les effets du froid sur le taux d'émissions d'électrons secondaires 52
2.4.3 Mesure du taux d'émission d'électrons secondaires pour des énergies de bombardement faibles 52
2.4.4 Méthode de mesure des électrons secondaires 53
Chapitre 3 L'expérience du LAL 56
3.1 Présentation des composants liés à l'expérience 56
3.1.1 La chambre à vide 56
3.1.2 Le pompage 57
3.1.3 Jauges de pression 58
3.1.4 Analyse de gaz 59
3.1.5 Informatique 59
3.1.6 Alimentation stabilisée 59

3.1.7 Canon à électrons + alimentation 60
3.1.8 Le pico-ampèremètre (Keithley 6485) 63
3.1.9 Le manipulateur de porte échantillon 63
3.1.10 Le porte échantillon 65
3.2 Partie expérimentale 68
3.2.1 Suivi de la descente en pression 68
3.2.2 Composition du gaz résiduel 70
3.2.3 Utilisation du manipulateur 71
3.2.4 Utilisation du pico-ampèremètre 71
3.2.5 Sources d'électrons parasites 72
3.2.6 Le canon à électrons EFG-7 de la marque KIMBALL PHYSICS 73
3.2.7 Utilisation du mode pulsé du canon à électrons 77
3.2.8 Informatique 78
3.2.9 Positionnement et écran phosphore 78
3.2.10 Positionnement et porte échantillon 80
3.2.11 Mesure du champ magnétique 82
3.2.12 Perturbation magnétique de la jauge de Penning sur le faisceau 83
3.2.13 Utilité de la polarisation 84
3.2.14 Conséquences de la polarisation 86
3.2.15 Autres conséquences de la polarisation (champ électrique et déviation du faisceau) 87
3.2.16 Dose d'électrons reçue par l'échantillon 92
3.2.17 FOCUS et taille du faisceau d'électron 93
3.2.18 Effet de dose et reproductibilité des mesures 97
3.2.19 Porte échantillon - Mesures le long de l'axe Z 99
3.2.20 La coupe de Faraday 101
3.2.21 L'échantillon 103
3.2.22 La mesure du taux d'émission d'électrons secondaires 106
3.2.23 Réflexion sur les erreurs de mesures 113
Chapitre 4 Le futur de l'expérience 114
4.1 Amélioration expérimentales possibles 114
4.1.1 Changement d'échantillon 114
4.1.2 Augmenter l'efficacité de la Coupe de Faraday 115
4.1.3 Problèmes de fils 115
4.1.4 Rapidité pour obtenir la stabilité du faisceau d'électrons 115
4.1.5 Réduire la durée d'une série de mesures 115
4.1.6 Choix de la dose d'électrons reçue par bombardement 116
4.2 Elargir les possibilités à notre bâti 117
4.2.1 Direction d'émission des électrons 117
4.2.2 Température de l'échantillon 118
4.3 Expériences qui restent à faire 119
4.3.1 Effet du bombardement électronique sur la pression 119
4.3.2 Echantillons testés 119
Conclusion 120
Annexes 121
Annexe 1 : Tableau des correspondances des principales unités de pression utilisées en vide 122
Annexe 2 : Classification de la gamme des pressions 123
Annexe 3 : Composition standard de l'air atmosphérique 124
Annexe 4 : Procédure de nettoyage des échantillons testés 125

Annexe 5 : Constituants élémentaires de la matière décrits par le Modèle Standard [36]. 126
Annexe 6 : Documentation du pico-ampèremètre Keithley 6485 127
Bibliographie 130
Résumé 133
Abstract 133

Liste des figures

Figure 0-1 Création d'un rayonnement synchrotron suite au changement de vitesse du faisceau d'électrons ayant une vitesse proche de la lumière [23] 16
Figure 0-2 Le spectre d'un rayonnement synchrotron [28] 18
Figure 1-1 Coupe d'une chambre à vide du LHC, avec un faisceau de protons au centre [22] 22
Figure 1-2 Effet le plus probable en fonction de l'énergie du photon [12] 23
Figure 1-3 Formation d'un photoélectron [13] 24
Figure 1-4 Le phénomène de multipactor, étape par étape 25
Figure 1-5 Schéma de la création d'un nuage d'électrons dans le LHC [F. Ruggiero] 26
Figure 1-6 Les trois catégories d'électrons secondaires 28
Figure 1-7 La répartition des électrons secondaires en fonction de leurs énergies [30] 28
Figure 1-8 Influence de l'énergie des électrons primaires sur la répartition des électrons secondaires en fonction de leur énergie [18] 29
Figure 1-9 Courbe caractéristique d'un taux d'émission d'électrons secondaires [24] 30
Figure 1-10 Courbes de SEY de différents matériaux [22] 32
Figure 1-11 Influence de la surface sur le taux d'émission d'électrons secondaires [42] .. 33
Figure 1-12 Influence d'une surface magnétisée sur le taux d'émission d'électrons secondaires |15] 34
Figure 1-13 Répartition des électrons secondaires (vraies électrons secondaires ou électrons élastiquement réfléchis) en fonction de leur énergie [19] 35
Figure 1-20 Pénétration des électrons dans le matériau en fonction de l'angle d'incidence [2] 36
Figure 1-15 Exemples de mesure de la distribution angulaire des électrons secondaires [2] [30] 37
Figure 1-16 Evolution du SEY d'un échantillon de cuivre après avoir reçu une dose d'électrons. La dose est de 5.10-3 C/mm² avec des électrons primaires ayant une énergie de 500 eV. [21] [16] 38
Figure 1-17 Variation du SEY en fonction de la dose et de l'énergie des électrons primaires [1] 39
Figure 1-18 Influence de l'énergie des électrons primaires sur le conditionnement [31] .. 39
Figure 2-1 Diagramme de Livingston : progrès constant de l'énergie des faisceaux de particules accélérées selon le temps 40
Figure 2-2 Classement des machines selon leur luminosité et leur énergie 41
Tableau 2-3 Caractéristiques de plusieurs machines [43] 42
Tableau 2-4 Paramètres d'une simulation [41] 43
Figure 2-5 Photos du bâti d'essais du SLAC pour la mesure du taux d'émission d'électrons secondaires [6] et [4] 44
Figure 2-6 Schéma du bâti d'essais du SLAC [11] 45
Figure 2-7 Schéma de l'expérience [32] 46
Figure 2-8 Schéma de l'expérience 47
Figure 2-9 Effet de la polarisation négative sur un échantillon d'aluminium ayant une couche d'oxyde. On peut noter qu'à partir de -10 V, la majorité des électrons tertiaires issus de la chambre sont repoussés. [9] 48
Figure 2-10 Schéma de la méthode pour mesurer le taux d'émission d'électrons secondaires en faisant varier l'angle d'incidence 49
Figure 2-11 Mesures du taux d'émission d'électrons secondaires selon l'angle d'incidence [5] 50
Figure 2-12 Comparaison des mesures avec la courbe théorique [5] 50

Figure 2-13 Répartition des électrons secondaires en fonction de leur énergie [19] 53
Figure 2-14 Schéma simplifié de l'expérience [1] 54
Figure 2-15 Schéma plus complet de l'expérience [3] 54
Figure 3-1 Photo d'ensemble de notre expérience en 2012 56
Figure 3-2 Schéma de notre chambre à vide 57
Figure 3-3 plan de notre chambre à vide 57
Figure 3-4 Capture d'écran du programme d'enregistrement des pressions 59
Figure 3-5 Photo commentée du canon à électrons EFG-7 60
Figure 3-6 Schéma simplifié du fonctionnement du canon à électrons 61
Figure 3-7 Caractéristiques du canon à électrons 61
Figure 3-8 Capture d'écran du logiciel de contrôle du canon à électrons 62
Figure 3-9 Face avant du pico-ampèremètre 63
Figure 3-10 Manipulateur du porte échantillon 64
Figure 3-11 Vue de dessus de l'enceinte [Alexandre GONNIN du LAL] 64
Figure 3-12 Photo de la coupe de Faraday avec son enveloppe retirée 65
Figure 3-13 Descente en pression du 18 octobre 2012 69
Figure 3-14 Descente en pression du 14 juin 2013 69
Figure 3-15 Spectre de masse fait en octobre 2012 70
Figure 3-16 Spectre de masse fait en juillet 2013 71
Figure 3-17 Présence d'un signal parasite enregistré par le pico-ampèremètre 72
Figure 3-18 Schéma du canon à électron 74
Figure 3-19 Correspondance courant source en fonction de la tension source 74
Figure 3-20 Schéma du canon à électrons 75
Figure 3-21 Correspondance du courant d'émission et du courant du faisceau en fonction de la tension source 76
Figure 3-22 Evolution du courant source en fonction du temps 77
Figure 3-23 Photo de l'écran phosphore éclairé uniquement par le filament chauffé du canon à électrons. 80
Figure 3-24 Photo du porte échantillon avec localisation des trous de réglage 81
Figure 3-25 Photo du porte échantillon avec un halo de lumière provenant du canon à électrons 82
Figure 3-26 Enregistrement du courant le long de l'axe Z 83
Figure 3-27 Enregistrement du courant en fonction de la polarisation 85
Figure 3-28 Courbes obtenues en faisant varier uniquement la tension de polarisation 86
Figure 3-29 Déviation du faisceau en fonction de la tension de polarisation 91
Figure 3-30 Déviation du faisceau en fonction de la tension de polarisation 91
Figure 3-31 Taille du point d'impact du faisceau en fonction du rapport focus/énergie 93
Figure 3-32 Déviation du faisceau selon l'énergie des électrons 94
Figure 3-33 Exemples de déplacements du faisceau selon l'axe Z qui ne sont pas corrects car ils ne passent pas par le centre du trou 95
Figure 3-34 Courbes de balayage au niveau du trou 2 en faisant varier la valeur du FOCUS 96
Figure 3-35 Détermination de la taille du faisceau à l'aide du trou du porte échantillon 96
Figure 3-36 Représentation théorique du courant mesuré en fonction de la position sur l'axe Z dans le cas d'un trou rectangulaire 97
Figure 3-37 Evolution du courant mesuré en fonction du nombre de bombardements (accumulation de doses) 98
Figure 3-38 Plan en vue de dessus du couvercle du porte échantillon 99
Figure 3-39 Photo du porte échantillon avec la coupe de Faraday commerciale 100

Figure 3-40 Balayage de l'axe Z avec une polarisation négative et une polarisation positive 101
Figure 3-41 Courant mesuré au niveau de la coupe de Faraday commerciale en fonction de sa tension de polarisation 103
Figure 3-42 Photo de notre échantillon de cuivre 104
Figure 3-43 Imagerie de surface d'un échantillon de cuivre avec une découpe traditionnelle [Bruno MERCIER – I.E.F. Orsay] 105
Figure 3-44 Imagerie de surface d'un échantillon de cuivre avec une découpe à fil [Bruno MERCIER – I.E.F. Orsay] 105
Figure 3-45 Photos des échantillons de cuivre quand ils sont placés dans le porte échantillon 106
Figure 3-46 Courbes caractéristiques avec la polarisation positive et négative 107
Figure 3-47 Courbes caractéristiques avec la polarisation nulle et négative 107
Figure 3-48 Courbes caractéristiques avec la polarisation nulle et négative 108
Figure 3-53 Correspondance entre la Tension Source du canon à électrons et la dose reçue par l'échantillon durant un bombardement 109
Figure 3-50 Correspondance entre la Tension Source du canon à électrons et la dose reçue par l'échantillon durant un bombardement 109
Figure 3-51 Mesures du taux d'émission d'électrons secondaires avec la méthode SLAC sur l'échantillon de cuivre 2 110
Figure 3-52 Réduction du taux d'émission d'électrons secondaires du cuivre après un bombardement électronique (dose : 10^{-3} C/mm²) 111
Figure 3-53 Comparaison de nos courbes du taux d'émission d'électrons secondaires en utilisant 2 méthodes différentes (dose 2.10^{-8} C/mm²) 111
Figure 3-54 Comparaison de nos courbes du taux d'émission d'électrons secondaires en utilisant 2 méthodes différentes (doses 10^{-9} et 4.10^{-9} C/mm²) 112
Figure 4-1 Porte échantillons multiple du CERN [37] 114
Figure 4-2 Schéma d'une évolution possible pour notre expérience [25] 117
Figure 4-3 Graphique donnant un exemple da correspondance entre le nombre d'électrons émis (unité arbitraire) et l'angle d'émission [25] 118

Liste des abréviations et sigles

- **ATLAS** : A Toroidal LHC ApparatuS
- **BABAR** : d'après la notation du « méson B » et de son antiparticule, le « B barre »
- **BIEM** : Beam Induced Electron Multipacting
- **CF** : ConFlat
- **CERN** : Organisation européenne pour la recherche nucléaire
- **EDC** : Electron Energy Distribution Curves (Courbes de distribution des électrons selon leur énergie)
- **ESRF** : European synchrotron radiation facility
- **ILC** : International Linear Collider
- **IN2P3** : Institut National de Physique Nucléaire et de Physique des Particules
- **ISR** : Intersecting Storage Ring
- **LAL :** Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire
- **LEP** : Large Electron Positron collider
- **LHC** : Large Hadron Collider (Grand collisionneur de hadrons) est une machine gérée par le CERN .
- **LHCb** : Large Hadron Collider beauty experiment
- **MEB** : Microscope électronique à balayage
- **NEG** : Non Evaporable Getter
- **NEMO** : Neutrino Ettore Majorana Observatory
- **OFHC** : Oxygen Free High Conductivity Copper
- **ONERA** : Office national d'études et de recherches aérospatiales
- **OPERA** : Oscillation Project with Emulsion-tRacking Apparatus
- **RF :** Radio Fréquence
- **RGA :** Residual gas analyzer
- **SEY** : Secondary Electron Yield (taux d'émission d'électrons secondaires)
- **SLAC** : Stanford Linear Accelerator Center
- **SOLEIL** : Source Optimisée de Lumière d'Énergie Intermédiaire du LURE
- **TTL** : Transistor-Transistor logic
- **UHV** : Ultra-High Vacuum
- **XFEL** : X Free Electrons Laser
- **XPS** : X-ray photoelectron spectrometry

Glossaire et Définitions

- **Collisionneur** : Accélérateur dans lequel deux faisceaux sont accélérés en sens inverse et interfèrent en des points de collision bien définis

- **La désorption induite par les électrons** : Correspond au rapport entre le nombre de molécules émises par l'échantillon, par rapport au nombre d'électrons incidents sur sa surface.

- **La désorption induite par les photons** : Correspond au rapport entre le nombre de molécules émises par l'échantillon, par rapport au nombre de photons incidents sur sa surface.

- **Effet multipactor** : Phénomène de décharge électronique résonnante dans le vide, l'effet multipactor se produit lorsque des électrons primaires sous l'effet d'un champ électrique alternatif viennent arracher des électrons secondaires à la paroi. Ces électrons secondaires sont accélérés à leur tour par le champ électrique alternatif appliqué, et viennent également arracher de nouveaux électrons secondaires, sur la paroi opposée. Sous certaines conditions, un effet multiplicateur ou d'avalanche se met en place, conduisant à une décharge électronique ou un claquage. Plus simplement, on peut dire que l'effet multipactor correspond à la multiplication du nombre d'électrons, dû à un effet de résonance.

- **Emittance** : Un faisceau est constitué de nombreuses particules qui possèdent une dispersion de leurs coordonnées dans l'espace des phases. On définit l'émittance standard par rapport à l'écart-type de la distribution des positions transverses des particules dans le faisceau. En physique des accélérateurs, on souhaite que les particules du faisceau soient confinées dans un paquet de petite taille. Pour cela, on cherchera à avoir une faible émittance.

- **Photoélectron** : Electron expulsé par l'action de la lumière. Si la fréquence du rayonnement est suffisamment élevée, un électron contenu dans le matériau est susceptible d'absorber l'énergie d'un photon et d'être projeté hors du métal sous forme de photoélectrons.

- **Le rayonnement synchrotron :** Rayonnement électromagnétique émis par des particules chargées (électrons, positrons, protons, etc.) en mouvement dans un champ magnétique.

- **Section efficace et luminosité** : La probabilité d'une interaction lors de la collision entre deux particules s'appelle sa section efficace (dimension d'une surface L^2). Son unité est le barn (b). 1 b = 10^{-28} m². La qualité d'un collisionneur à produire des collisions s'appelle sa luminosité. Elle se mesure en $cm^{-2}.s^{-1}$. Par exemple le Large Hadron Collider aura approximativement une luminosité de 10^{34} $cm^{-2}{\cdot}s^{-1}$ en régime nominal. Plus la taille des faisceaux de particules est petite, plus on a de particules confinées dans un espace restreint, plus le taux de collisions entre les deux faisceaux sera important.

  En physique des accélérateurs, la luminosité est, avec l'énergie, le paramètre essentiel de la collision puisqu'elle représente le nombre de collisions effectives par unité de surface et de temps entre les particules d'un paquet avec les particules du paquet opposé. Sa connaissance est indispensable pour mesurer la probabilité de production de tel ou tel événement de physique.
  La luminosité instantanée a pour formule $Li = \frac{N^2}{4\pi\sigma_x\sigma_y}$ où N est le nombre de particules par paquet, σ_x et σ_y les dimensions transverses, respectivement horizontale et verticale du faisceau. Li s'exprime en cm^{-2}. [42]

- **Le taux d'émission d'électrons secondaires** : Correspond au rapport entre le nombre d'électrons émis par l'échantillon, par rapport au nombre d'électrons incidents sur la surface de l'échantillon.

Préface

Ce mémoire s'est déroulé au sein du groupe technologies du vide du Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire (LAL), unité mixte de recherche de l'Institut National de Physique Nucléaire et de Physique des Particules (IN2P3) du CNRS et de l'Université Paris-Sud 11. Le LAL a pour domaines de recherche la physique des particules, l'astrophysique et la cosmologie, ainsi que de nombreuses activités de Recherche et de Développement (R&D), telles l'informatique, la microélectronique, la mécanique, la physique des accélérateurs, les études à l'interface machine-détecteur, etc.

Le LAL est impliqué dans de nombreuses expériences internationales de physique des particules ayant pour champs d'investigations l'origine de la masse des particules (ATLAS, ILC), l'asymétrie matière-antimatière (LHCb, BABAR, SuperB), les interactions fondamentales (H1) et la physique des neutrinos (NEMO, OPERA). Dans les domaines des astroparticules et de la cosmologie, les recherches menées au LAL ont pour objets les ondes gravitationnelles (Virgo), les premiers instants de l'Univers (Planck) et les rayons cosmiques de très hautes énergies (Auger).

Le groupe Technologies du Vide du LAL a notamment la charge du vide dans des grands instruments (les accélérateurs de particules par exemple) et les expériences sur lesquelles il travaille sont généralement dans le domaine de l'ultravide (inférieur à 10^{-7} hPa). Le groupe Technologies du Vide mène également des recherches sur les propriétés de certains matériaux que l'on peut trouver dans les techniques du vide. Il faut savoir que quand on travaille dans le domaine de l'ultravide, les surfaces des parois des chambres à vide ont une grande importance.

Le groupe Technologies du Vide dispose déjà de bâtis permettant de caractériser des échantillons (notamment en donnant leur taux de dégazage, ainsi que la nature des gaz désorbés). Il a été décidé de mettre en place une nouvelle expérience, spécialisée sur la mesure du taux d'émission d'électrons secondaires (Secondary Electron Yield ou SEY).

Le groupe Technologies du Vide dispose de l'équipement et du savoir-faire nécessaire pour le travail et l'étude de surfaces. Le groupe Technologies du Vide possède notamment un bâti destiné à réaliser des dépôts, un bâti de traitement des surfaces par décharge plasma, un four de brasage sous vide, ainsi qu'une salle de traitement des surfaces disposant de bains d'acide. Une fois que le bâti de mesure du taux d'émission d'électrons secondaires sera totalement opérationnel, il permettra de caractériser certains effets des traitements (nettoyages ou dépôts) que nous aurons appliqués à des matériaux.

Si nous souhaitons pouvoir mesurer le taux d'émission d'électrons secondaires, c'est qu'il s'agit d'un paramètre important dans plusieurs expériences de physique. Par exemple, dans les accélérateurs de particules à hautes énergies, si le taux d'émission d'électrons secondaires est trop élevé, il peut alors se produire un effet multipactor, qui est non désirable. Pour réduire le risque d'avoir cet effet, on essayera d'avoir des surfaces ayant un taux d'émission d'électrons secondaires relativement faible.

L'objectif de ce travail de mémoire est de permettre au groupe Technologies du Vide de disposer d'un outil opérationnel, bien caractérisé et performant, afin de réaliser des mesures du taux d'émission d'électrons secondaires.

Introduction

Afin de mieux comprendre la structure de la matière, des accélérateurs de particules ont été créés. Ces accélérateurs permettent la validation de théories physiques, ainsi que la découverte d'une nouvelle physique.

Comme nous le verrons dans le chapitre suivant, le taux d'émission d'électrons secondaires est un paramètre important de l'effet multipactor. L'effet multipactor est fréquemment observé dans les cavités radiofréquence (RF) servant à accélérer les particules, ainsi que dans les chambres à vide des accélérateurs de particules

Puisque comme nous le verrons, cet effet n'est pas souhaitable, l'objectif est d'éviter qu'il ne se produise. Par exemple, le LAL a mis au point des coupleurs de puissance (projet XFEL) qui avant leur mise en fonctionnement subissent un conditionnement progressif pour justement faire baisser le taux d'émission d'électrons secondaires afin d'éviter l'effet multipactor [40].

Sur des installations d'accélérateurs de particules, l'effet multipactor peut apparaître en différents lieux, comme le klystron, le coupleur de puissance, les cavités radiofréquence, les chambres à vide avec aimant de courbure, etc. Les causes physiques de l'apparition de l'effet multipactor peuvent varier selon le lieu où il se produit. Dans ce mémoire, nous allons traiter spécifiquement le cas d'un effet multipactor se produisant dans un accélérateur de protons, au niveau d'une chambre avec un aimant de courbure, car nous considérons que c'est le cas le plus complexe et qui fait intervenir le plus de paramètres.

Les accélérateurs ont été inventés pour produire des particules énergétiques permettant de sonder la matière, c'est-à-dire la structure du noyau des atomes. Leurs fonctions sont bien sûr d'accélérer des faisceaux de particules pour en augmenter l'énergie à l'aide de champs électriques mais aussi de guider et de focaliser ces faisceaux grâce au champ magnétique. Il existe deux sortes d'accélérateurs : les accélérateurs linéaires et les accélérateurs circulaires.

Pour un bon fonctionnement de l'accélérateur, le faisceau doit posséder une durée de vie suffisante. Celle-ci est notamment liée au nombre de molécules résiduelles présentes sur le parcours du faisceau, ce qui impose une grande qualité du vide dans les chambres où circule le faisceau.

Dans les accélérateurs de particules (électrons, positrons ou protons), quand les paquets de particules passent dans un aimant de courbure (dipôle), cela a pour conséquence de changer leur accélération (accélération centripète ou longitudinale). le changement d'accélération engendre la création d'un rayonnement synchrotron (c'est-à-dire des photons) dont l'énergie dépend notamment de l'énergie des particules du faisceau (figure 0-1).

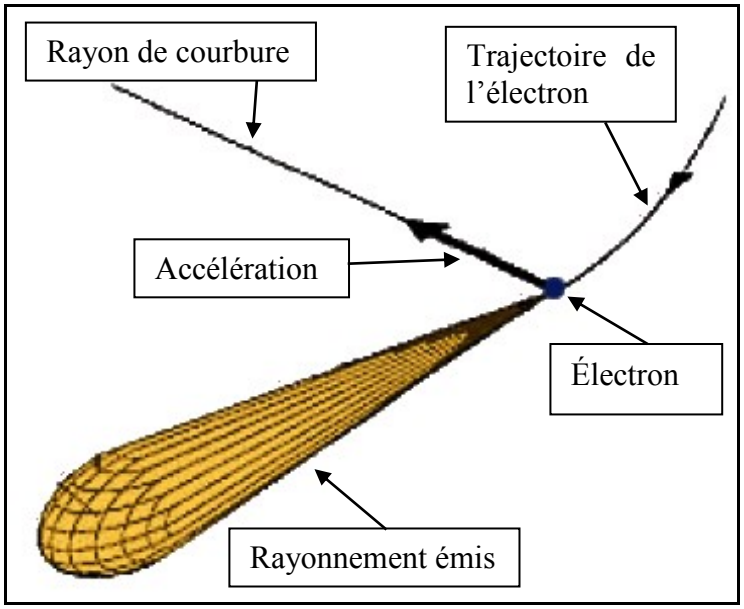


Figure 0-1 Création d'un rayonnement synchrotron suite au changement de vitesse du faisceau d'électrons ayant une vitesse proche de la lumière [23]

La formule de la puissance du rayonnée par une particule ultra-relativiste (β=1)) de charge e est [38] :

$$P_{RS} = \frac{2}{3}\frac{e^2 c}{4\pi\epsilon_0}\frac{\gamma^4\beta^4}{R^2} = \frac{1}{6}\frac{e^2 c}{\pi\epsilon_0}\frac{E^4}{(mc^2)^4 R^2} \qquad (1.1)$$

Équation 0-1 : Puissance du rayonnement synchrotron

Avec

P_{RS} : Puissance rayonnée par une particule (J/s)

e : charge de la particule ($1{,}6.10^{-19}$ C)

ε_0 : Permittivité du vide ($8{,}85.10^{-12}$ $kg^{-1}.m^{-3}.A^2.s^4$)

R : rayon de courbure dans les aimants (m)

m : masse de la particule à vitesse nulle (proton ≈ $1{,}67.10^{-27}$ kg ou électron ≈ $9{,}11.10^{-31}$ kg)

c : vitesse de la lumière dans le vide (3.10^8 m/s)

E : Quantité de mouvement de la particule (J)

β : Vitesse réduite = v/c

γ : facteur de Lorentz ➔ $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$

En dynamique relativiste β≈1 et $E = \gamma.(m.c^2) \rightarrow \gamma^4 = \frac{E^4}{(m.c^2)^4}$

Nous allons à présent comparer la différence de puissance perdue entre un proton et un électron qui seraient placés sur la même orbite et auraient une même quantité de mouvement.

$$\frac{P_{RS}^{proton}}{P_{RS}^{électron}} = \left(\frac{m_{électron}}{m_{proton}}\right)^4 \approx \left(\frac{9{,}11.10^{-31}}{1{,}67.10^{-27}}\right)^4 \approx 1.10^{-13} \qquad (1.2)$$

La puissance rayonnée par un proton est donc d'environ 10^{13} fois plus petite que dans le cas d'un électron.

L'équation donnant la relation entre la puissance accélératrice et l'énergie du faisceau permet de comprendre la difficulté d'augmenter la puissance accélératrice. En effet, si on double l'énergie des particules du faisceau, on multiplie par 16 la puissance perdue en rayonnement synchrotron. C'est une des raisons qui fait que les accélérateurs fonctionnant à très haute énergie font généralement le choix d'un faisceau de protons, au lieu d'électrons. En effet, la masse du proton est 1836 fois plus grande que celle de l'électron, ce qui signifie qu'un faisceau de protons aura environ 10^{13} fois moins d'énergie perdue par rayonnement synchrotron que s'il s'agissait d'un faisceau d'électrons. Avoir un grand anneau est également souhaitable, car avec un rayon de courbure plus grande, les pertes par rayonnement synchrotron sont plus faibles. Comme le montre l'équation (1.1)

A titre informatif, nous obtenons les pertes de puissance suivantes :

Machine	Energie (GeV)	R (m)	m (kg)	P_{RS} (eV/s)
LEP II (e-)	108	3096	$9{,}11.10^{-31}$	61 TeV/s
LHC (proton)	7000	2778	$1{,}67.10^{-27}$	0,31 eV/s

Tableau 0-1 : Puissance perdue à cause du rayonnement synchrotron

La perte d'énergie ΔE_{RS} pour une particule durant un tour se calcule de la manière suivante.

$$\Delta E_{RS} = P_{RS}\frac{2\pi R}{\beta c} = \frac{2}{3}\frac{e^2 c}{4\pi\epsilon_0}\frac{\gamma^4\beta^4}{R^2}\frac{2\pi R}{\beta c} \qquad (1.3)$$

$$\Delta E_{RS} = \frac{1}{3}\frac{e^2}{\epsilon_0}\frac{\gamma^4\beta^3}{R} \qquad (1.4)$$

$$\Delta E_{RS} = \frac{1}{3}\frac{e^2}{\epsilon_0}\frac{E^4}{(mc^2)^4 R} \qquad (1.5)$$

A partir de ces formules, il suffit de multiplier par le nombre de particules composant le faisceau pour trouver la perte totale sur un tour.

Accélérateur	Energie (GeV)	Rayon de courbure dans les aimants (m)	ΔE_{RS} (MeV)
ESRF	6	25	4,6
Soleil	2,5	5,4	0,64
LEP I	45	3100	117
LEP II	1000	3100	2850
LHC	7000	2785	0,007

Tableau 0-2 : Energie perdue par tour pour quelques accélérateurs circulaires [38]

Le spectre de la lumière (ou rayonnement synchrotron) comprend toutes les longueurs d'onde depuis l'infrarouge, jusqu'aux rayons X, en passant par le visible et l'ultraviolet (figure 0-2). On dit souvent que c'est un faisceau blanc.

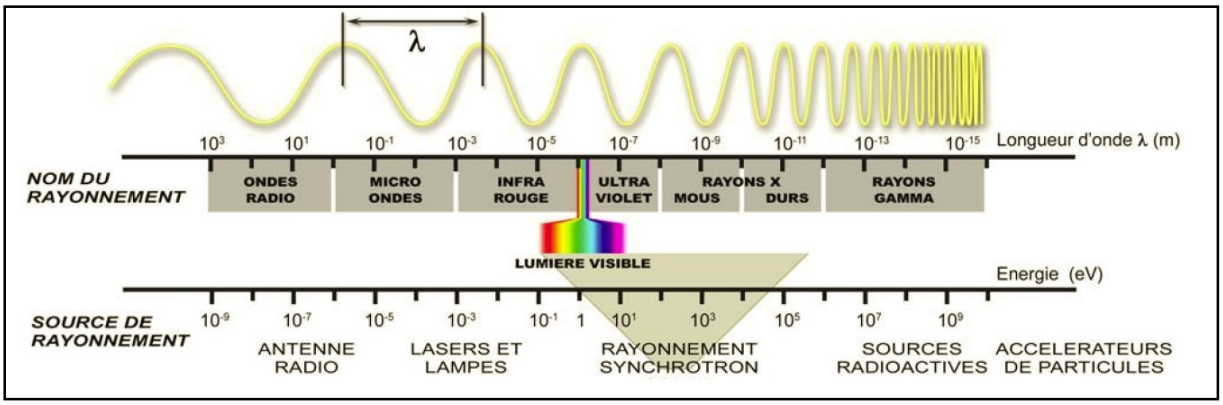


Figure 0-2 Le spectre d'un rayonnement synchrotron [28]

Le rayonnement synchrotron peut être utile pour certaines expériences, ce qui fait qu'il existe des accélérateurs spécialement conçus pour produire ce type de lumière (sur le plateau de Saclay en France, nous avons par exemple le synchrotron SOLEIL). Dans le cas d'accélérateurs de haute énergie destinés à trouver de la nouvelle physique, ce rayonnement synchrotron est un handicap car du fait de la perte d'énergie à chaque courbure de l'anneau, cela rend plus difficile de monter en énergie. De plus, la photo-désorption limite la durée de vie du faisceau.

Lorsque le rayonnement synchrotron frappe la paroi de la chambre à vide, il produit un dégazage, ainsi que la création de photoélectrons. Les électrons émis par la paroi sont accélérés par le champ électrique présent, et vont aller bombarder la paroi opposée, avec suffisamment d'énergie pour créer des électrons secondaires. Dans le cas où la fréquence des paquets circulant dans l'accélérateur est suffisamment faible (c'est-à-dire que le délai entre deux paquets est relativement élevé), les électrons secondaires se perdent sur les parois, sans provoquer de nouvelle émission d'électrons. En revanche, dans le cas où le délai entre chaque paquet est suffisamment faible, une résonnance peut se produire, c'est-à-dire que les électrons secondaires vont être accélérés par le passage du paquet suivant, et vont aller bombarder la paroi opposée avec suffisamment d'énergie pour produire des électrons secondaires. C'est ce que l'on appelle le phénomène de multipactor. A chaque résonance, le nombre d'électrons va augmenter, et ces charges négatives, si elles sont en nombre suffisant, peuvent entraîner la perturbation des trajectoires des paquets, diminuer de façon conséquente sa luminosité (probabilité pour le collisionneur de réaliser les collisions désirées), augmenter l'émittance (dispersion spatiale des particules dans le faisceau), voire entraîner la perte du faisceau. Dans le cas d'un accélérateur, on peut employer le terme de nuage d'électrons quand on constate dans un lieu une grande accumulation d'électrons.

Ce phénomène de multipactor étant néfaste, il fait l'objet depuis plusieurs années de recherches de la part de laboratoires de physique concernés par le problème.

Actuellement, plusieurs accélérateurs de particules sont obligés de limiter leurs performances (cela peut se traduire par une augmentation de la durée entre deux paquets, une réduction du nombre de particules par paquet, une limitation de l'énergie du faisceau, une augmentation des dimensions transverse de la chambre à vide, etc.) afin de ne pas être confronté à ce problème de nuage d'électrons. Une diminution du taux d'émission d'électrons secondaires au niveau des parois, permettrait ainsi d'éviter le nuage d'électrons sans avoir besoin de limiter les performances de l'accélérateur.

Le groupe Technologie du Vide du LAL travaille sur les traitements de surface, ainsi que sur des accélérateurs de particules. Il est de fait concerné par le phénomène de multpactor, et par conséquent, par le taux d'émission d'électrons secondaires.

Chapitre 1 Aspects théoriques

Dans ce chapitre, nous allons voir de façon succincte, différentes réactions physiques qui peuvent se produire à l'intérieur d'un accélérateur de particules, afin notamment de mieux comprendre l'importance du taux d'émission d'électrons secondaires. Nous verrons ensuite plus en détail ce qu'est le taux d'émission d'électrons secondaires, et les paramètres qui peuvent l'influencer.

1.1 Notions générales relatives à la physique dans les accélérateurs

1.1.1 L'accélérateur de particules circulaire

Nous allons étudier le cas d'un faisceau de protons circulant dans un accélérateur de particules circulaire. Notre accélérateur va produire des paquets de protons qui vont être accélérés grâce à des champs électriques, afin d'atteindre des vitesses très élevées. Le fait que l'accélérateur soit circulaire fait que les particules vont parcourir une distance beaucoup plus grande que dans le cas d'un accélérateur linéaire, ce qui va leur permettre d'accumuler davantage d'énergie. La succession de paquets de protons circulant dans l'accélérateur sera ce que nous appellerons le faisceau.

Un accélérateur de particules peut nécessiter de très grandes quantités d'énergie. Afin de réduire la consommation électrique de l'accélérateur, il est fréquent que les aimants et les cavités accélératrices radiofréquence (qui permettent de stocker et d'amplifier le champ électrique destiné à accélérer le faisceau) soient en supraconductivité, ce qui nécessite une température très basse.

1.1.2 Effet du gaz résiduel

Un accélérateur de particules est constitué de chambres à vide (tubes en métal) dans lesquels circule le faisceau. Le faisceau de particules (protons), constitué de paquets, est accéléré grâce à des champs électriques et modifié dans sa trajectoire grâce à des champs magnétiques. Un bon vide est nécessaire car les collisions entre les molécules de gaz résiduels et les particules du faisceau, diminuent l'énergie des particules du faisceau et perturbent leur trajectoire. L'objectif est que les particules du faisceau aient un libre parcours moyens très important (distance moyenne parcourue entre deux collisions successives).

De plus, les collisions provoquent notamment l'ionisation des gaz résiduels qui libèrent alors des électrons. Ces électrons et ces ions peuvent être entre autre accélérés par répulsion coulombienne (la loi de Colomb exprime la force de l'interaction entre deux particules chargées électriquement) et aller heurter la paroi de la chambre d'où sont extraits d'autres électrons, ainsi que des molécules (effet de dégazage).

Cependant, le vide des chambres traversées par le faisceau, est très bon (pression très basse), ce qui signifie que le gaz résiduel est en très faible quantité. Du fait de cette faible quantité, les effets sont relativement négligeables en comparaison d'autres effets (le rayonnement synchrotron par exemple), ce qui fait qu'il ne sera pas développé davantage cet effet.

1.1.3 Le rayonnement synchrotron

Comme cela a été dit dans l'introduction, le faisceau de protons produit un rayonnement synchrotron (il s'agit de photons) à chaque fois que son accélération est modifiée, c'est-à-dire au niveau des cavités accélératrices, ainsi qu'au niveau des dipôles (aimants de courbure) qui vont dévier le faisceau. Ces photons vont frapper la paroi de la chambre à vide.

Comme cela a été dit en introduction, plus l'énergie du faisceau de protons est élevée, et plus l'énergie critique des photons est grande.

Une partie de ces photons va être intégralement réfléchie et donc sans effet sur le premier lieu d'impact de la paroi. Sur les photons qui ne sont pas réfléchis, un certain nombre va générer des photoélectrons d'une énergie relativement faible. Le taux de production de photoélectrons (nombre de photons se transformant en électrons) dépend de l'énergie des photons, de leur angle d'incidence et des caractéristiques de la surface.

1.1.4 Effet de dégazage

Dans le cas d'un accélérateur de particules fonctionnant en vide poussé, il y a peu de gaz résiduel à l'intérieur des chambres à vide, mais sur les parois, on trouve plusieurs couches de molécules. Quand une particule (un photon, un ion ou un électron) va frapper la paroi, il peut provoquer un dégazage, c'est-à-dire que des molécules vont être libérées de la paroi.

Des mesures ont été faites afin de connaître le taux de molécules libérées en fonction du nombre de particules incidentes. Ce taux dépend de plusieurs paramètres comme le type des particules incidentes, l'énergie des particules, l'angle incident, la dose reçue, etc.

L'énergie avec laquelle est liée à la surface la molécule (ou un atome) définit s'il y a physisorption ou chimisorption. La plage d'énergie pour une molécule physisorbée varie entre 0,04 eV et 0,4 eV, et elle varie de 1 à 10 eV pour des molécules chimisorbées (pour rappel, un $eV \approx 1{,}602176.10^{-19}$ J).

Dans le cadre de ce mémoire, il faut savoir qu'à chaque bombardement électronique de notre échantillon, cela va entraîner un dégazage de l'échantillon, et donc une augmentation de la pression.

1.1.5 Effet thermique

Le bombardement de particules énergétiques contre une surface a pour conséquence d'augmenter la température de cette surface. Comme cela a été dit précédemment, il est fréquent qu'un accélérateur ait des parties en supraconductivité (c'est notamment le cas des aimants supraconducteur de l'accélérateur LHC au CERN), c'est-à-dire à des températures très basses (dans le cas de l'hélium superfluide, la température est de 1,9 K). Sur ces parties supraconductrices, il est important d'éviter un échauffement lié à un bombardement de particules énergétiques. Cela impose que le système cryogénique de l'accélérateur doit être capable de compenser cet apport d'énergie, sinon, l'élément peut passer de supraconducteur à conducteur normal et dégager une très forte chaleur par effet Joule.

Une solution pour éviter ce type de problème peut consister à ajouter un écran dans la chambre. De la sorte, les particules (photons, ions, ou électrons) frapperont l'écran et non pas directement les parois de la chambre à vide (figure 1-1). Cette solution permet de réduire l'augmentation de température de la paroi de la chambre à vide. Cependant, cet écran a tout de même un effet limité et donc il convient de ne pas dépasser un certain seuil de bombardement de l'écran. Dans le cas où il se produirait un nuage d'électrons à l'intérieur de la chambre à vide, il pourrait y avoir le risque de ne pas pouvoir maintenir la paroi à 1,9 K et que l'on perde la supraconductivité.

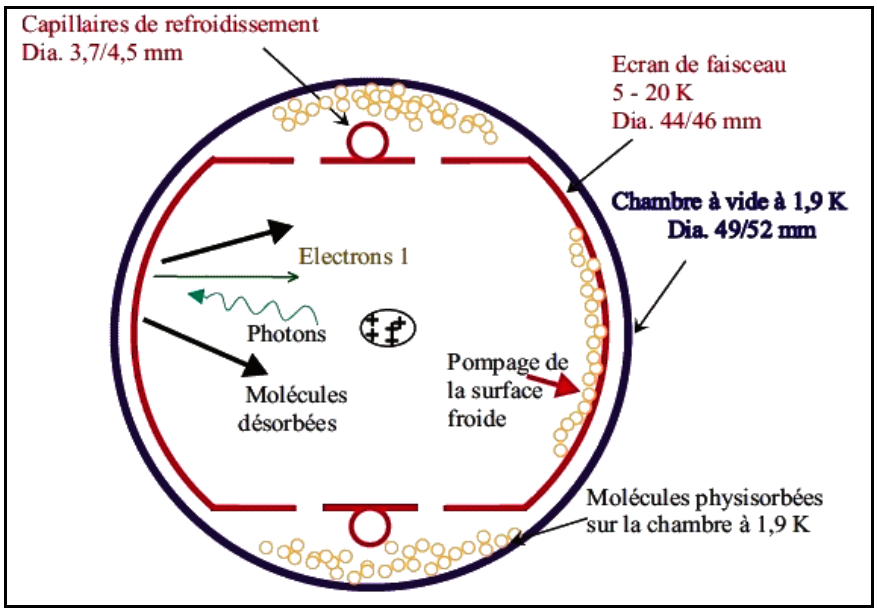


Figure 1-1 **Coupe d'une chambre à vide du LHC, avec un faisceau de protons au centre [22]**

Comme cette problématique n'est pas en lien direct avec ce mémoire, nous n'en parlerons pas davantage.

1.1.6 Les photoélectrons

Nous avons vu que des photons atteignaient la paroi de la chambre à vide. Ceux-ci peuvent être réfléchis, ou bien, interagir avec la matière.

Quand il y a interaction de la matière avec les photons, plusieurs effets sont possibles, étant donné que ceux-ci vont dépendre principalement de l'énergie des photons, ainsi que du numéro atomique de l'élément constituant d'interaction (figure 1-2).

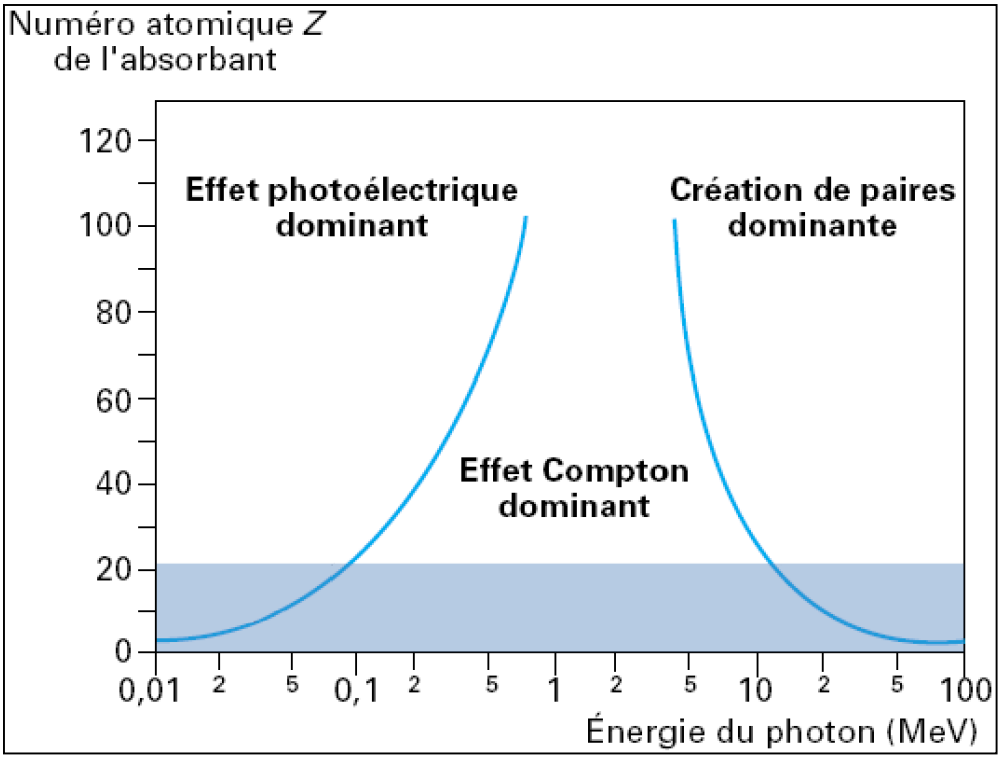


Figure 1-2 Effet le plus probable en fonction de l'énergie du photon [12]

Dans un accélérateur, les photons du rayonnement synchrotron peuvent prendre diverses énergies et on prendra souvent comme référence l'énergie critique, celle qui sépare le spectre en puissance du rayonnement synchrotron en 2 parties égales.

[44]	Soleil	KEK-B		LEP		LHC
		LER	HER	1	2	
Particule	e-	e+	e-	e-	e-	proton
Energie (GeV)	2,75	3,5	8	50	96	7000
Rayon de courbure (m)	5,36	16,31	104,46	2963	2963	2784
Energie critique (eV)	8 600	5 800	11 000	94 000	660 000	44

Compte tenu de l'énergie des photons dans les accélérateurs de particules, ainsi que du numéro atomique du milieu, il va se produire majoritairement un effet photoélectrique, c'est-à-dire qu'il va y avoir création de photoélectrons.

Les photons qui atteignent les atomes de la paroi peuvent se transformer en photoélectron (figure 1-3).

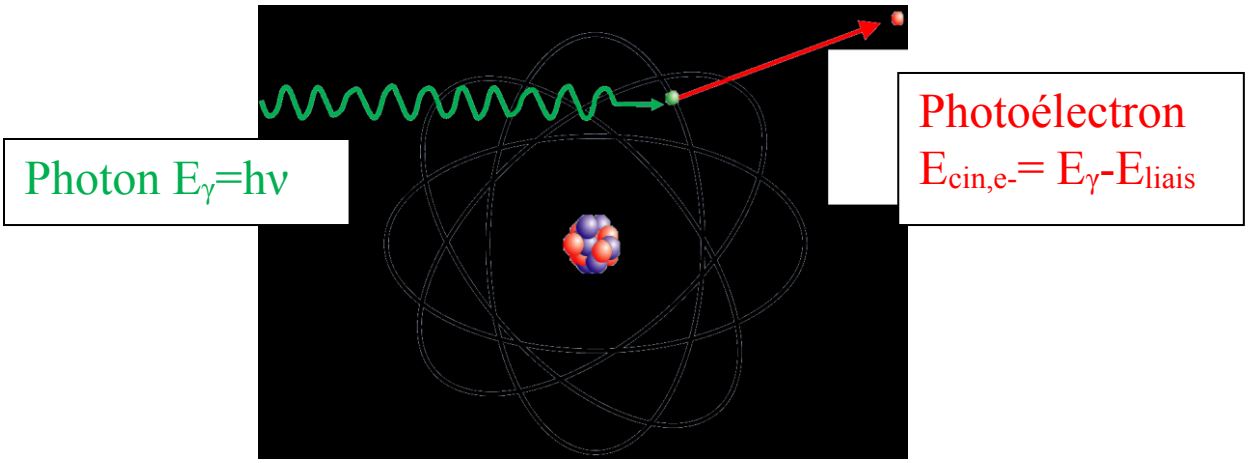


Figure 1-3 Formation d'un photoélectron [13]

Où :
$E_{cin,e-}$ est l'énergie cinétique de l'électron éjecté
E_γ est l'énergie du photon incident
E_{liais} est l'énergie de liaison de l'électron sur sa couche
h est la constante de Planck
ν est la fréquence du photon

La vacance laissée par le photoélectron conduit à un réarrangement du cortège électronique et peut conduire à l'émission de rayons X ou d'électrons Auger.

Les photoélectrons sont donc produits par l'interaction entre les radiations synchrotrons et les parois de la chambre à vide. Les photoélectrons peuvent être accélérés par un faisceau de particules chargées, et acquérir suffisamment d'énergie pour produire des électrons secondaires en heurtant les parois.

1.1.7 Le phénomène Multipactor

Considérons le cas où le faisceau d'électrons primaires (comme vu dans le chapitre précédent, les électrons primaires sont les photoélectrons qui ont été accélérés par le faisceau circulant dans l'accélérateur) qui va bombarder les parois de la chambre à vide, dispose de l'énergie nécessaire pour provoquer une émission d'électrons secondaires (nous reviendrons plus en détail sur la définition et la création de ces électrons secondaires). Ces électrons secondaires qui sont des électrons libres peuvent « se perdre » dans les parois de la chambre (c'est-à-dire disparaître sans induire d'émission d'électrons secondaires ; ce qui arrive si les paquets de protons sont suffisamment éloignés pour ne pas interagir avec les électrons), ou bien être soumis à l'accélération forte par champ électrique d'un nouveau paquet de protons (généralement, il s'agit du paquet de protons qui suit le paquet numéro 1) et aller bombarder la chambre à vide pour créer de ce fait les « nouveaux » électrons qui subiront le même processus dans des cycles successifs. C'est cet effet de résonnance que l'on appelle le phénomène de multipactor.
On peut comprendre facilement que si à chaque cycle il y a davantage d'électrons de créés que de perdus, alors cette multiplication rapide des électrons va provoquer une avalanche d'électrons.

Dans le cas d'un accélérateur de particules, il est fréquent de parler de nuage d'électrons pour désigner une forte présence d'électrons non désirés dans une chambre à vide. Si l'accélérateur est en vide poussé, les nuages d'électrons ont pour origine les parois de l'accélérateur. Une petite minorité d'électrons peut tout de même avoir été arraché des gaz résiduels.

Nous allons décrire des étapes qui permettent d'obtenir un phénomène multipactor (figure 1-4).

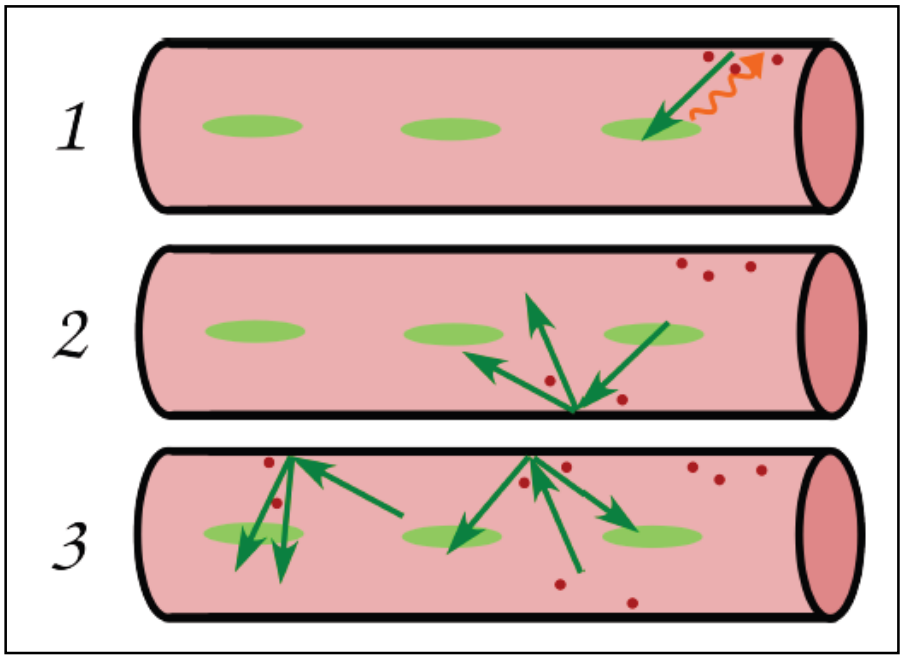


Figure 1-4 Le phénomène de multipactor, étape par étape

Etape 1 : Les formes ovales vert clairs symbolisent les paquets de protons (particules chargées positivement) qui sont accélérés le long du tube. La flèche orange représente le rayonnement synchrotron (photons de haute énergie) qui va bombarder les parois du tube. Les points rouges symbolisent les photoélectrons générés sur la paroi et la flèche verte symbolise le trajet des photoélectrons qui sont attirés par le champ électrique produit par les particules du faisceau.

Etape 2 : Les électrons primaires qui ont atteint l'autre extrémité de la paroi ont donné naissance à des électrons secondaires dont les trajets sont symbolisés par les flèches vertes.

Etape 3 : On peut voir que des électrons secondaires ont été accélérés par le champ électrique des particules du faisceau et sont allés bombarder la paroi du côté opposé, et ont généré à leur tour d'autres électrons. En l'espace de deux cycles, le nombre d'électrons présents dans la section du tube a fortement augmenté et après plusieurs cycles supplémentaires, il pourrait se produire un « nuage d'électrons. ».

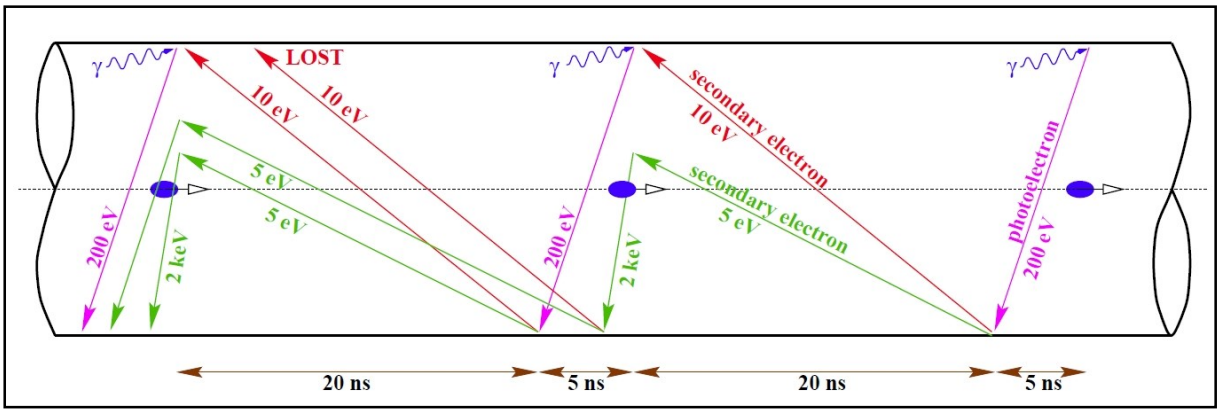


Figure 1-5 Schéma de la création d'un nuage d'électrons dans le LHC [F. Ruggiero]

Dans l'exemple de la figure 1-5 (qui correspond au cas du LHC du CERN), les photoélectrons (électrons primaires) ont une énergie de 200 eV et en touchant la paroi. Ils génèrent des électrons secondaires ayant des énergies faibles de 5 ou 10 eV. S'il n'y a pas de synchronisation avec les paquets de protons, les électrons secondaires de faible énergie se perdent (par perdre, nous entendons que l'électron interagit avec un élément et disparaît sans donner naissance à d'autres électrons). Dans le cas où il y a synchronisation avec les paquets de protons, les électrons secondaires acquièrent une énergie de 200 eV ou 2000 eV, ce qui est suffisant pour générer d'autres électrons.

1.1.8 Solutions pour éviter le nuage d'électrons

Comme cela a été dit dans l'introduction, les performances d'un accélérateur de particules peuvent être très fortement dégradées dans le cas où le faisceau aurait à traverser un nuage d'électrons. Si les charges négatives dans l'accélérateur deviennent trop importantes alors le faisceau de particules est déstabilisé (déviation de la trajectoire, perte de particules…).

Pour lutter contre le phénomène de multipactor, plusieurs techniques sont utilisées.

L'une d'elles consiste à réduire l'énergie et le courant des protons, afin de réduire l'énergie du rayonnement synchrotron. Cette technique est généralement utilisée pour conditionner les surfaces des parois et progressivement, il est possible d'augmenter l'énergie, jusqu'à atteindre les performances nominales de l'accélérateur.

Une deuxième possibilité est de faire varier le délai entre deux paquets de protons afin d'éviter qu'il y ait une synchronisation entre les électrons et ceux-ci. Ce qui est fait en pratique, c'est de supprimer de temps en temps un paquet de protons afin de stopper le phénomène de multipactor.

Il est également possible d'appliquer une polarisation positive des parois (les électrons, ayant une charge négative, sont attirés par les charges positives), car ainsi, les électrons restent sur la paroi jusqu'à y « mourir ». Cependant, cette méthode est généralement peu pratique à mettre en place, sans compter qu'il ne faut pas perturber le faisceau. De ce fait elle est peu utilisée. Une solution très similaire serait de laisser les parois à la masse mais en insérant des électrodes polarisées dans la chambre à vide afin de capter les électrons.

Une dernière solution consiste à agir sur la surface de la paroi de la chambre à vide car c'est un paramètre important dans la création du nuage d'électrons. Tout d'abord, la surface va avoir une influence sur le taux de réflexion des photons et de création de photoélectrons. Ensuite, la surface va également avoir une influence sur le taux d'émission d'électrons secondaires. Si le taux d'émission secondaire est suffisamment faible, alors il peut permettre d'éviter la formation d'un important nuage d'électrons. Il est par exemple facile de comprendre que si le taux d'émission d'électrons secondaires est inférieur à un, alors dans ce cas, il ne peut pas y avoir de phénomène d'avalanche d'électrons. L'obtention d'une surface ayant un très faible taux d'émission d'électrons secondaires permettrait donc d'éviter d'avoir la formation d'un nuage d'électrons. Le recouvrement de l'intérieur de la chambre à vide d'un matériau présentant des caractéristiques qui limitent la création d'électrons secondaires est donc une solution possible. Si les surfaces ont des rugosités importantes, cela permet aussi de limiter le taux d'émission d'électrons secondaires (certains électrons secondaires arrachés à la paroi sont piégés dans les creux de la surface).

1.2 Présentation des électrons secondaires

1.2.1 Les électrons secondaires

Quand un électron frappe la paroi d'un matériau, on peut se retrouver ensuite avec aucun électron, ou bien, un, ou plusieurs électrons que l'on appellera des électrons secondaires. Ces électrons secondaires peuvent être produits de différentes façon, et avoir des énergies variables.

Ils peuvent être classés dans trois catégories (figure 1-6) [2] :

- Catégorie 1 : **Les électrons secondaires élastiquement réfléchis** correspondent aux électrons primaires qui ont été réfléchis en touchant la surface. Ces électrons réfléchis conservent la même énergie cinétique (un électron primaire ne donnera donc naissance qu'à un seul électron secondaire réfléchi).

- Catégorie 2 : **Les électrons secondaires rétrodiffusés** correspondent à des électrons qui sont entrés dans le matériau, ont perdu de l'énergie suite à des interactions à l'intérieur, et ressortent ensuite. Ce type d'électrons secondaires est proportionnellement le plus faible. L'énergie de ces électrons s'étend sur une large gamme, allant de l'énergie de l'électron primaire jusqu'à seulement quelques électron volts.

- Catégorie 3 : **Les vrais électrons secondaires** sont créés à l'intérieur du matériau (un électron primaire peut donner naissance à plusieurs vrais électrons secondaires). Ces électrons secondaires ont généralement une énergie inférieure à 50 eV (suivant un large spectre allant de 0 à 50 eV). L'électron primaire pénètre dans le matériau et perd son énergie en ionisant les atomes du matériau, et ainsi créer les électrons secondaires.

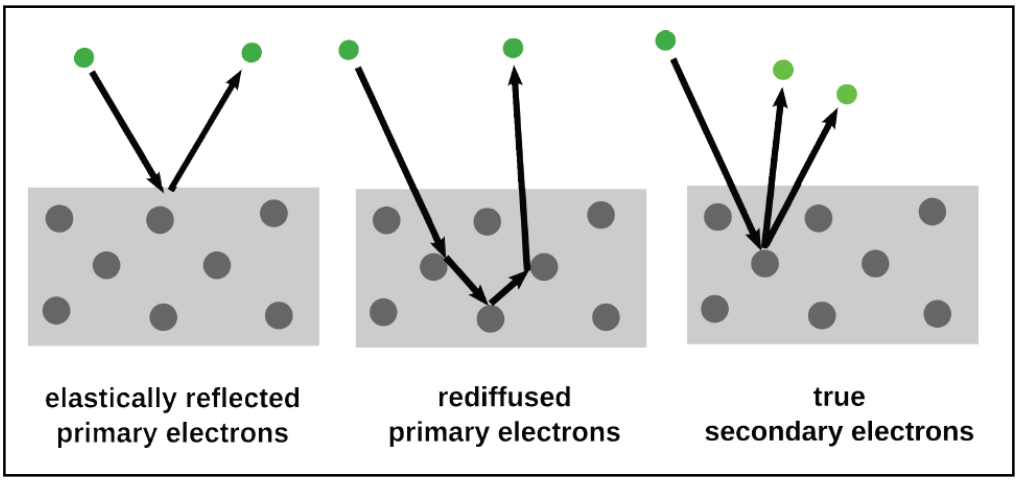


Figure 1-6 Les trois catégories d'électrons secondaires

Les électrons secondaires sont issus de l'interaction de l'électron primaire avec la matière. Dans le cas d'une interaction élastique, l'électron conserve son énergie cinétique, alors que dans le cas d'une interaction inélastique, il y a un transfert d'énergie.

1.2.2 Répartition des énergies des électrons secondaires

Quand on regarde le spectre des électrons secondaires produits par l'impact d'électrons primaires (figure 1-7), on constate une répartition des électrons selon différents niveaux d'énergie.

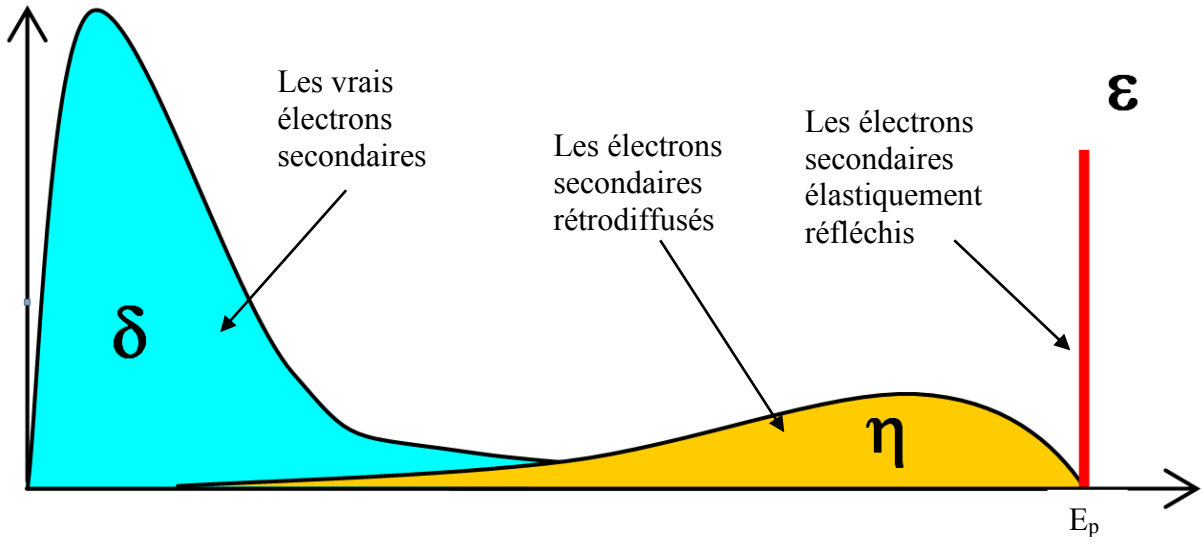


Figure 1-7 La répartition des électrons secondaires en fonction de leurs énergies [30]

En abscisse de la courbe, nous avons l'énergie des électrons secondaires, et en ordonnée, nous avons une valeur qui est proportionnelle au nombre d'électrons secondaires.

- Dans l'exemple de la figure 1-9, les électrons primaires ont une énergie de E_p et on constate un pic à l'énergie E_p. Il s'agit des **électrons élastiquement réfléchis**.

- On constate également la présence d'un pic pour des électrons ayant une faible énergie. Il s'agit des **vrais électrons secondaires**. Ce groupe contient la majeure partie des électrons émis par le matériau dans le spectre total.
- Enfin, pour les électrons ayant une énergie comprise entre les 2 pics (entre les vrais électrons secondaires et les électrons élastiquement réfléchis), on parlera **d'électrons rétrodiffusés**, et on peut constater que leur proportion est relativement faible.

Sur la figure 1-9, nous avons 60% des électrons secondaires qui sont de vrais électrons secondaires, 35% des électrons secondaires qui sont des électrons réfléchis, et les 5% restant sont des électrons rétrodiffusés. Cependant en fonction des paramètres choisis, ces proportions peuvent varier fortement d'une expérience à une autre.

Dans les conditions normales de fonctionnement des accélérateurs de particules (critère d'énergie des électrons, type de surface, etc.), de manière générale, les électrons secondaires sont majoritairement constitués de vrais électrons secondaires (c'est-à-dire avec de faibles énergies inférieures à 50 eV).

L'allure de la courbe va varier en fonction des paramètres choisis (énergie des électrons primaires, angle d'incidence, surface, etc.).

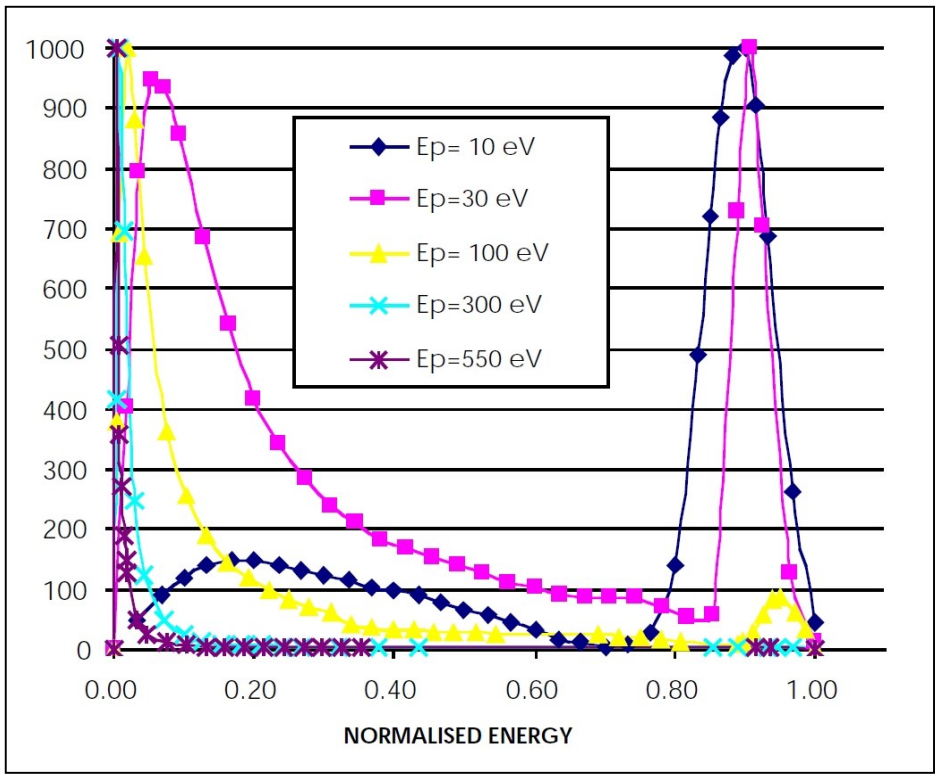


Figure 1-8 **Influence de l'énergie des électrons primaires sur la répartition des électrons secondaires en fonction de leur énergie [18]**

Le graphique (figure 1-8) réalisé au CERN montre le spectre des électrons secondaires selon l'énergie des électrons primaires. L'abscisse est normalisée, c'est-à-dire que si on envoie des électrons avec une énergie de 100 eV, la valeur normalisée de 1,00 correspond à 100 eV, et si on envoie des électrons ayant une énergie de 550 eV, le 1.00 correspondra à 550 eV.

Comme nous le verrons plus loin, c'est avec des électrons primaires ayant une énergie proche de 300 eV que le taux d'émission d'électrons secondaires est le plus élevé. C'est pour cette raison que les laboratoires qui réalisent la mesure de la distribution des électrons secondaires selon leur énergie, utilisent souvent une énergie de 300 eV pour les électrons incidents. Une autre raison pour laquelle l'énergie 300 eV est régulièrement choisi comme référence, c'est que cela correspond à une énergie que les électrons incidents peuvent avoir dans le cas d'un accélérateur de particules.

1.2.3 Le taux/rendement d'émission d'électrons secondaires

Le taux d'émission d'électrons secondaires se dit en anglais SEY (Secondary Electron Yield). Ce taux s'obtient en comparant le nombre d'électrons secondaires (peu importe leur type) créés par rapport au nombre d'électrons primaires.

$$SEY(\delta) = \frac{Nombre\ d'électrons\ secondaires}{Nombre\ d'électrons\ primaires} \qquad (2.1)$$

Ce nombre est sans dimension, et dans le cas d'accélérateurs de particules, généralement le taux d'émission d'électrons secondaires est compris entre un et trois, c'est-à-dire qu'en moyenne, pour chaque électron primaire frappant une paroi, on aura entre un et trois électrons secondaires.

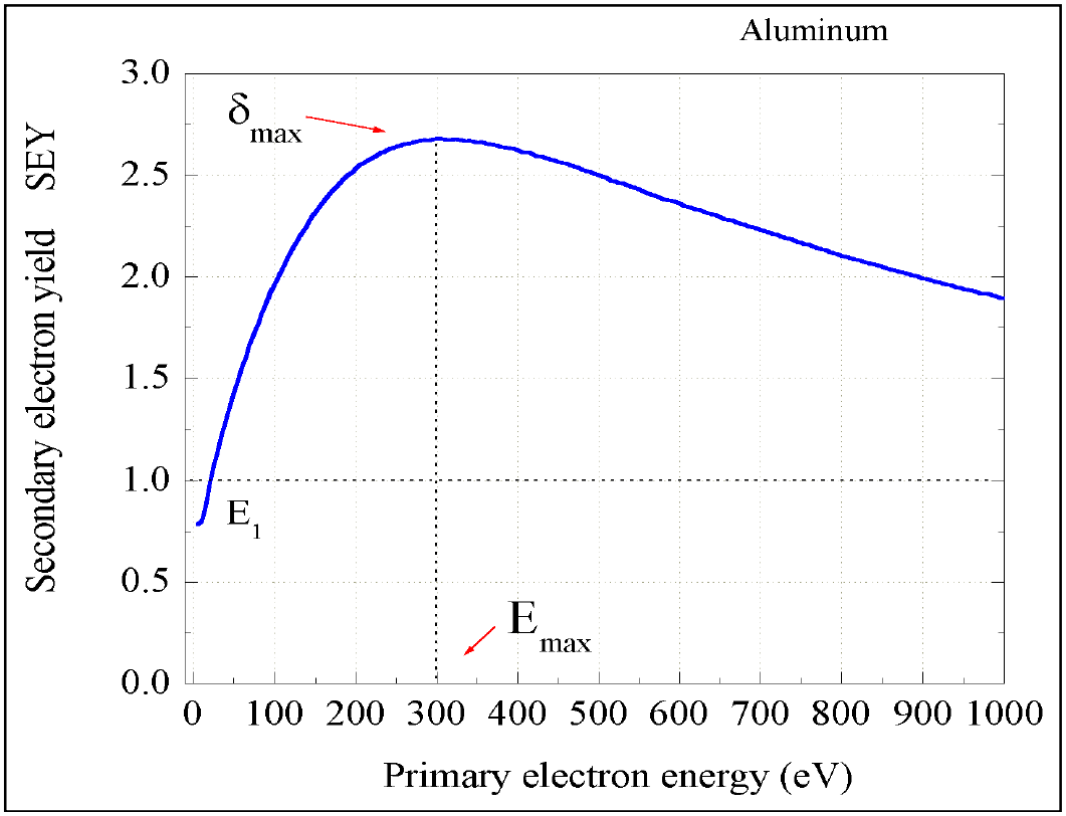


Figure 1-9 Courbe caractéristique d'un taux d'émission d'électrons secondaires [24]

Il est fréquent de représenter une courbe de taux d'émission d'électrons secondaires en faisant varier en abscisse l'énergie des électrons incidents (figure 1-9). Avec ces courbes, il est

d'usage de donner E_{max} (qui correspond à l'énergie à laquelle on obtient le taux d'émission d'électrons secondaires le plus élevé) et δ_{max} (qui correspond au taux d'émission d'électron secondaire maximum). Le marqueur E_1 permet d'indiquer l'énergie pour laquelle le taux d'émission d'électrons secondaires est inférieur ou égal à 1.

Le taux d'émission d'électrons secondaires d'un échantillon dépend de plusieurs paramètres, comme par exemple le matériau de l'échantillon et l'état de sa surface, l'énergie des électrons primaires, l'angle d'incidence des électrons primaires, ou de la durée du bombardement. Lors d'une mesure du taux d'émission d'électrons secondaires, il convient donc de maîtriser les principaux paramètres.

1.2.4 Les paramètres influençant le taux/rendement d'émission d'électrons secondaires

Le choix du matériau

Le choix du matériau influence la valeur du SEY. Dans le cas d'un accélérateur, le choix des matériaux est relativement restreint et les chambres à vide sont typiquement fabriquées en cuivre, en acier inoxydable ou en aluminium.

Dans le cas des accélérateurs de particules, il est rare que les parois soient en métal pur. Il s'agit plutôt d'alliages qui, en l'absence de nettoyage adapté ou en cas de contact avec l'air ambiant, peuvent avoir en surface des couches d'oxyde, de vapeur d'eau, ou d'autres contaminants ou polluants.

Certains alliages ont des valeurs de SEY beaucoup plus faible que le taux d'émission d'électrons secondaires des matériaux cuivre/inox/aluminium, et donc, aux endroits les plus critiques (là où le bombardement d'électrons est le plus fort), il est parfois déposé sur les parois une fine couche à faible SEY. Pour cela, on peut utiliser des « bandes » ou bien, réaliser un dépôt. Actuellement, les bandes ou les dépôts qui sont utilisés dans les accélérateurs sont généralement du NEG (Non Evaporable Getter). Le NEG dispose d'un faible SEY, il a également une action de pompage permettant donc d'améliorer le vide dans la chambre, et de plus, il a des taux de dégazages faibles. On trouve plusieurs composition pour le NEG (T_iZ_r ou du T_iZ_rV). Les propriétés du NEG varient en fonction de s'il a été « activé » ou non, ce qui se fait généralement en le chauffant.

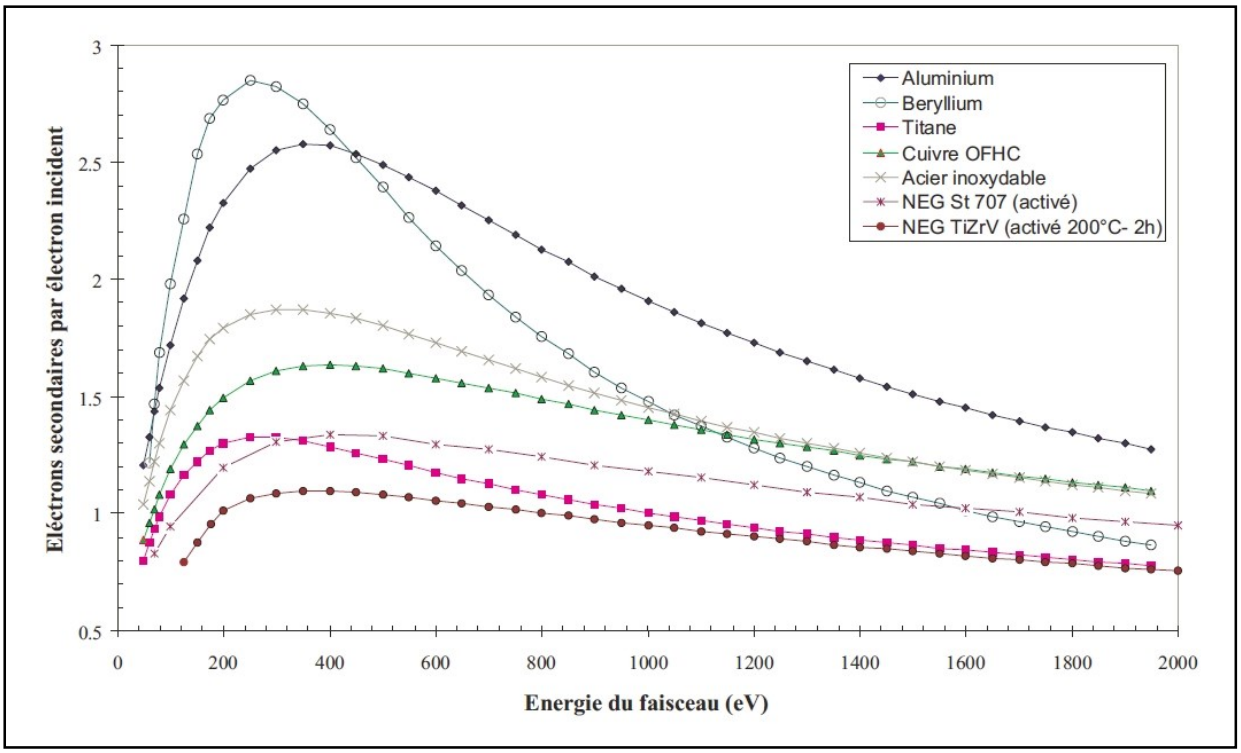


Figure 1-10 Courbes de SEY de différents matériaux [22]

Sur le graphique de la figure 1-10, on peut facilement voir le taux d'émission d'électrons secondaires de l'aluminium (environ 2,5 dans l'exemple du graphique) est nettement supérieur à celui du NEG TiZrV activé (environ 1,1 dans l'exemple).

L'état de surface du matériau

Un même métal peut avoir différentes valeurs de taux d'émissions d'électrons secondaires, en fonction de l'état de sa surface. Le fait d'appliquer certains traitements peut avoir des effets sur le taux d'émission d'électrons secondaires. Pour un même corps, il faut différentier la surface technique et le corps pur.

Les traitements peuvent être de diverses natures :

- Etuvage [3]
- Oxydation (présence donc d'une couche d'oxyde en surface)
- Bombardement électronique suffisamment long pour conditionner les parois (conditionning effect en anglais)
- Bombardement ionique (décharge à l'argon le plus souvent qui se dit Ar sputter cleaning en anglais)
- Nettoyage du matériau (aux acides par exemple)

L'étuvage consiste à chauffer le matériau, ce qui va avoir pour conséquence de provoquer un dégazage des surfaces. Dans le cas où le matériau aurait absorbé des molécules lors d'un contact avec de l'air ambiant, on peut espérer réussir à en évacuer une partie.

Certains de ces traitements (chimiques ou thermiques) vont avoir pour effet d'augmenter la rugosité de la surface de manière permanente. L'intérêt étant que les électrons secondaires

créés dans cette structure ramifiée vont avoir une plus grande probabilité d'être absorbés par le matériau.

Une fois le métal nettoyé, il faut éviter de le laisser trop longtemps à l'air car de la vapeur d'eau, du dioxyde de carbone, de l'oxygène, et d'autres molécules risques de se déposer sur les surfaces, ce qui aura pour effet d'annuler partiellement les effets du nettoyage [39].

A noter que l'oxydation de la surface peut être favorisée par le bombardement d'électrons. En effet, les électrons ont la capacité de dissocier les molécules d'eau et de créer des molécules OH^-. Cependant, si la vraie oxydation donne un taux de SEY plus élevé, ce n'est pas forcément le cas avec une oxydation produite par un bombardement ionique car cette oxydation peut avoir pour effet de diminuer le SEY.

Comme dit un peu avant, la rugosité aurait plutôt tendance à réduire le taux d'émission d'électrons secondaires. La figure 1-11 permet de mieux en comprendre la raison.

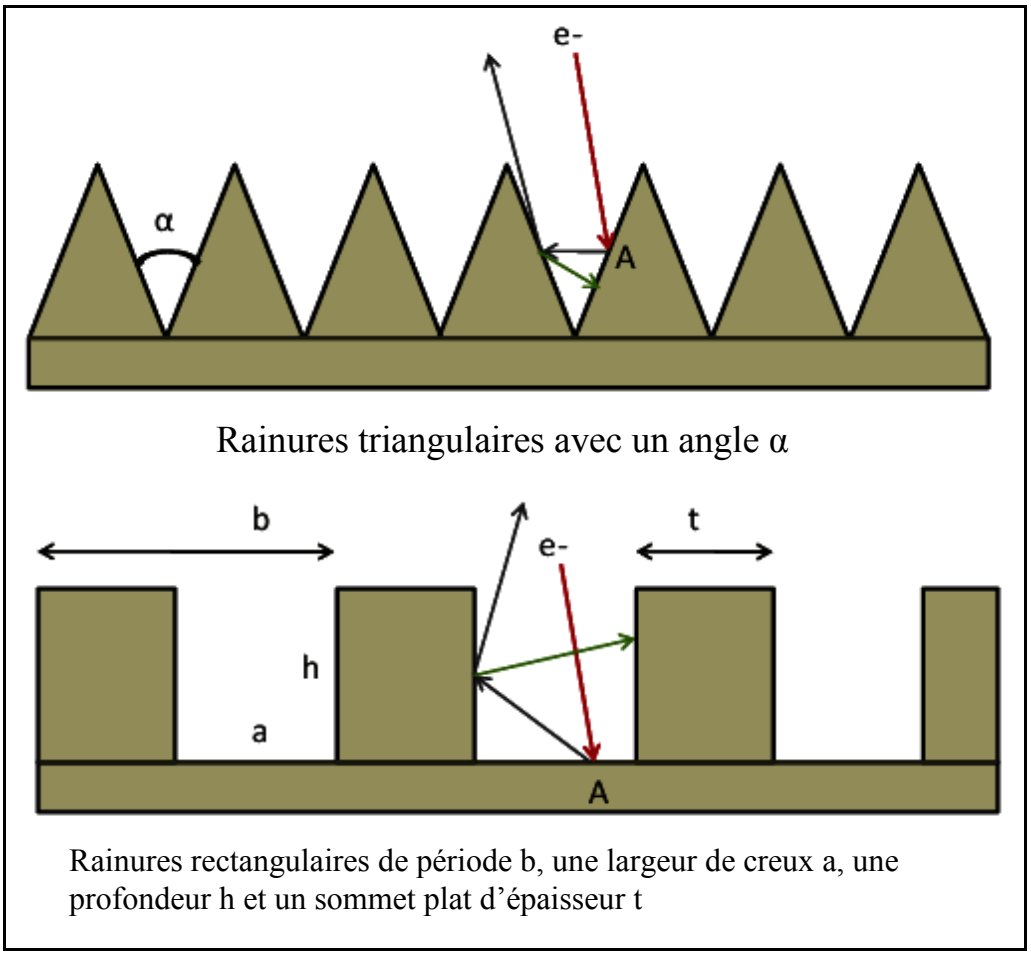


Figure 1-11 Influence de la surface sur le taux d'émission d'électrons secondaires [42]

Le principe est qu'avec une rugosité importante, les électrons secondaires peuvent aller frapper un autre lieu de la surface et y mourir. Il y a donc moins d'électrons qui parviennent à s'échapper de la surface.

Certains proposent pour les accélérateurs de particules, une surface en forme de dents de scie avec une longueur caractéristique de 1 mm [7].

Il est possible d'améliorer encore plus la capture des électrons secondaires en ajoutant du magnétisme (figure 1-12) [26].

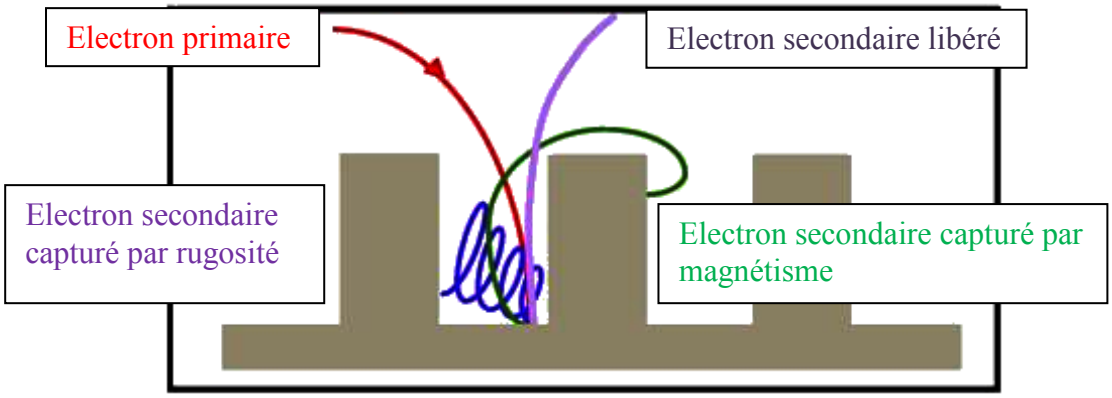


Figure 1-12 Influence d'une surface magnétisée sur le taux d'émission d'électrons secondaires [15]

En choisissant par exemple un matériau ferromagnétique, cela peut modifier la trajectoire des électrons secondaires et faire qu'ils vont revenir sur la surface pour y être absorbés.

L'énergie des électrons primaires

Le taux d'émission d'électrons secondaires va dépendre de l'énergie des électrons primaires. La forme standard d'une courbe de SEY en fonction de l'énergie des électrons primaires est une courbe qui croît jusqu'à une énergie d'environ 300 eV, puis qui entame une diminution.

Le fait qu'à faible énergie, le taux d'émission d'électrons secondaires soit bas et qu'il augmente avec une énergie plus élevé, peut s'expliquer du fait que plus l'énergie des électrons primaires sera élevée, et plus ils auront la capacité d'interagir avec la matière. A faible énergie, nous aurons donc peu d'électrons secondaires, car l'énergie sera insuffisante pour libérer des électrons de la matière.

Cependant, comme on peut le voir sur les graphiques, la quantité d'électrons secondaires créée va augmenter avec l'énergie des électrons primaires, jusqu'à un certain seuil (généralement aux alentours de 300 eV), puis va se mettre à décroître. Plus l'énergie des électrons primaires sera grande, et plus ils auront la capacité de s'enfoncer profondément dans le matériau [20]. Avec des énergies élevées, les électrons primaires vont s'enfoncer trop profondément dans le matériau et les électrons libérés n'auront pas assez d'énergie pour quitter le matériau et devenir des électrons secondaires.

Comme nous l'avons vu, il existe plusieurs types d'électrons secondaires. Dans le cas d'un bombardement électronique de la cible à faible énergie, les électrons primaires sont insuffisamment énergétiques pour interagir avec la matière et libérer des électrons. Par conséquent, la majorité des électrons secondaires seront du type réfléchis (figure 1-13).

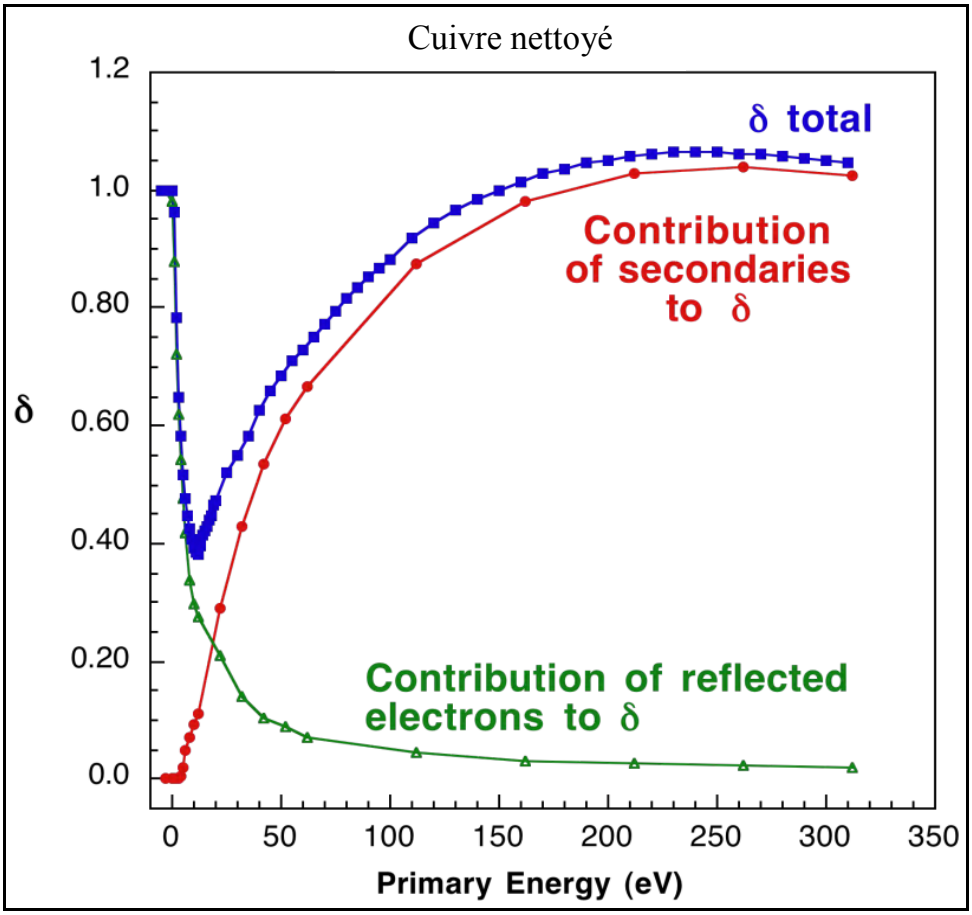


Figure 1-13 Répartition des électrons secondaires (vraies électrons secondaires ou électrons élastiquement réfléchis) en fonction de leur énergie [19]

L'angle d'incidence

L'angle avec lequel les électrons primaires viennent frapper l'échantillon a un effet sur la création des trois différents types d'électrons secondaires, et par conséquence, sur le taux d'émission d'électrons secondaires.

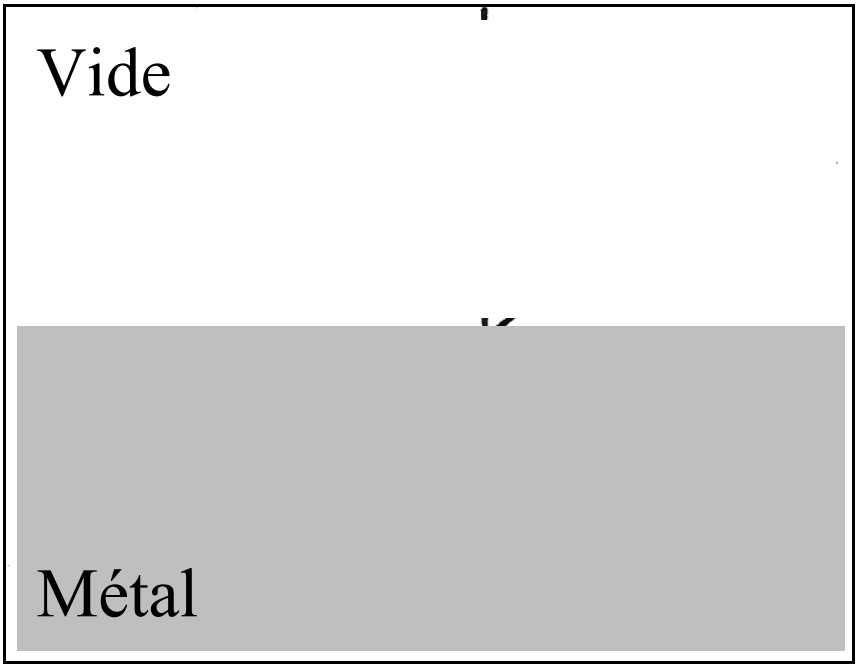


Figure 1-14 Pénétration des électrons dans le matériau en fonction de l'angle d'incidence [2]

Le schéma 1-20 permet de comprendre que c'est sous l'incidence normale que les électrons pénètrent le plus profondément dans le matériau (jusqu'à une distance X_m), et plus l'angle d'incidence sera grand, et plus les électrons resteront proches de la surface (ils seront éloignés d'une distance $X_m.\cos(\eta)$ de la surface).

Si un électron primaire s'enfonce profondément dans le matériau et se trouve trop éloigné de la surface, le taux d'émission d'électrons secondaires chute car les électrons créés par interaction dans le matériau n'auront pas suffisamment d'énergie pour parcourir le chemin jusqu'à la surface pour sortir du matériau et resteront donc piégés.

De façon théorique, on peut trouver la formule suivante [5] : $\boldsymbol{\delta = \delta_0 . e^{(\alpha . xm(1-\cos\eta)}}$
Où δ est le taux d'émission d'électrons secondaires, δ_0 est le taux d'émission d'électrons secondaires à incidence normale, η l'angle d'incidence (η=0° pour une incidence perpendiculaire), x_m correspond à la longueur de pénétration des électrons primaires dans le matériau et α qui est un facteur. Le raisonnement de cette formule, est que la quantité d'électrons secondaires sortant d'un matériau dépend de la distance $x_m.\cos\eta$ qu'ils ont à parcourir dans le matériau pour arriver à la surface.

La profondeur d'échappement des électrons dans un matériau métallique est de seulement quelques nanomètres [17] (typiquement de l'ordre de 3 à 5 nm). Le taux maximum d'électrons secondaires est généralement atteint quand on dépose une énergie maximum à une profondeur à laquelle les électrons secondaires peuvent être émis dans le vide.

Cette analyse théorique est à relativiser du fait que les électrons primaires ne se propagent pas forcément de façon rectiligne dans la matière, et leur course peut notamment être déviée suite à une interaction.

Les électrons secondaires qui quittent la surface, vont avoir leur probabilité de trajet qui va varier en fonction de l'angle d'incidence de l'électron incident.

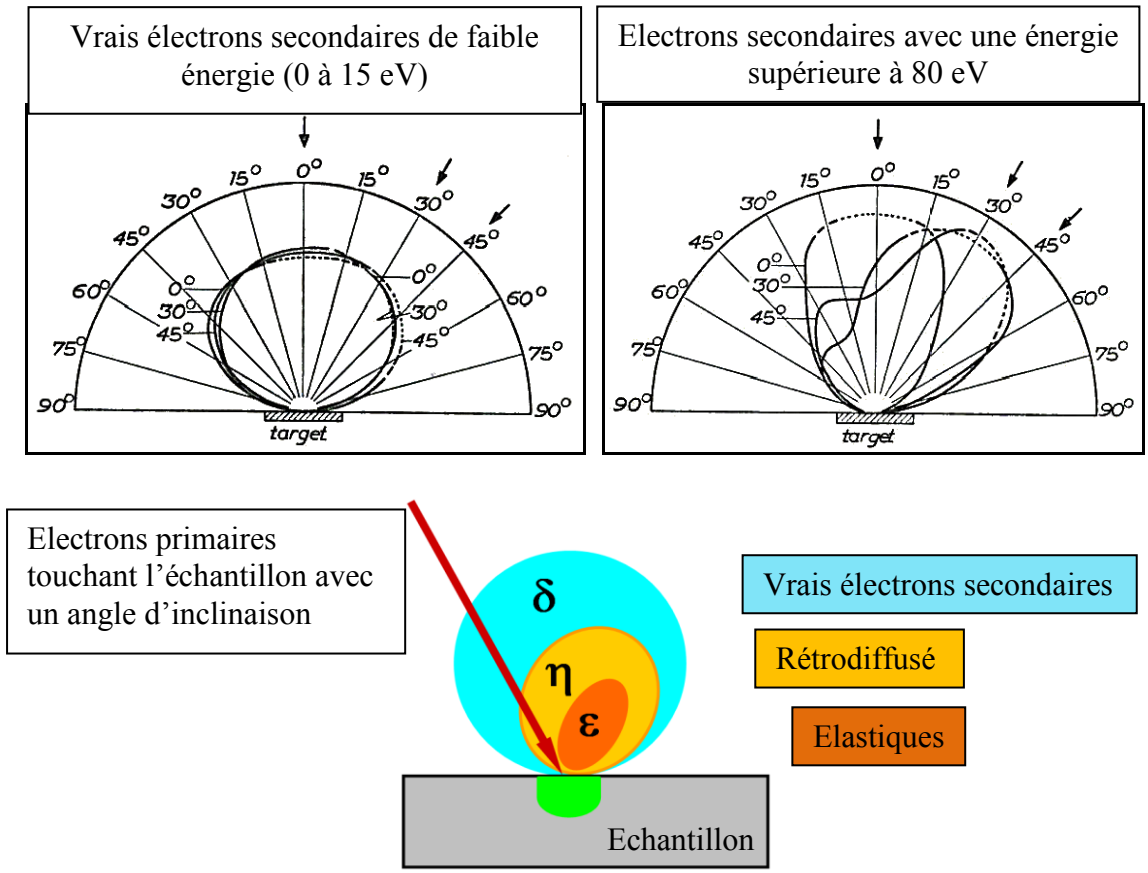


Figure 1-15 Exemples de mesure de la distribution angulaire des électrons secondaires [2] [30]

La figure 1-15 montre des exemples de mesures sur la distribution des électrons secondaires. Des électrons ayant une énergie de 100 eV ont été envoyés sur une cible avec différents angles d'incidences (le 0° correspond à une incidence normale). Sur la figure de gauche, on voit la distribution des vrais électrons secondaires (5 à 15 eV) qui est bien homogène quel que soit l'angle, et sur la figure de droite, il s'agit des électrons ayant une énergie comprise entre 80 et 100 eV, et on peut voir que la distribution spatiale est non-isotrope et qu'en plus, qu'elle est très dépendante de l'angle d'incidence.

La connaissance de la distribution spatiale des électrons secondaires est importante dans le cas où l'on souhaite capturer ces électrons afin de savoir sous quel angle particulier il faut placer le détecteur d'électrons. La probabilité de détecter un électron secondaire dépend alors de l'angle entre le détecteur et la normale de la surface bombardée par les électrons primaires. Pour les vrais électrons secondaires (ceux de faible énergie), cette distribution est à peu près proportionnelle à $\cos\eta$ (η étant l'angle entre le détecteur et la surface), mais pour les autres types d'électrons secondaires, la distribution spatiale est plus compliquée et dépend de l'angle d'incidence.

La dose

Ce que l'on appelle la dose, c'est l'énergie des électrons, reçue par la surface.
Pour connaître la dose reçue par un échantillon, il faut connaître le courant d'électrons primaires, la surface qui va être bombardée par les électrons, ainsi que la durée de ce bombardement.

$$Dose = Courant * Durée\ du\ bombardement * Surface\ bombardée$$

Pour rappel, 1 C = 1 A.s ≈ 6,241.10^{18} e-

On constate un effet de dose qui a pour conséquence une diminution du taux d'émission d'électrons secondaires (figure 1-16). Cet effet de dose est permanent (à condition de ne pas exposer l'échantillon à l'air de l'atmosphère), c'est-à-dire que si on interrompt le bombardement d'électrons pendant quelques instants, et qu'on le reprend, on retrouvera dès le départ la valeur de SEY que l'on avait en arrêtant précédemment le bombardement [27].

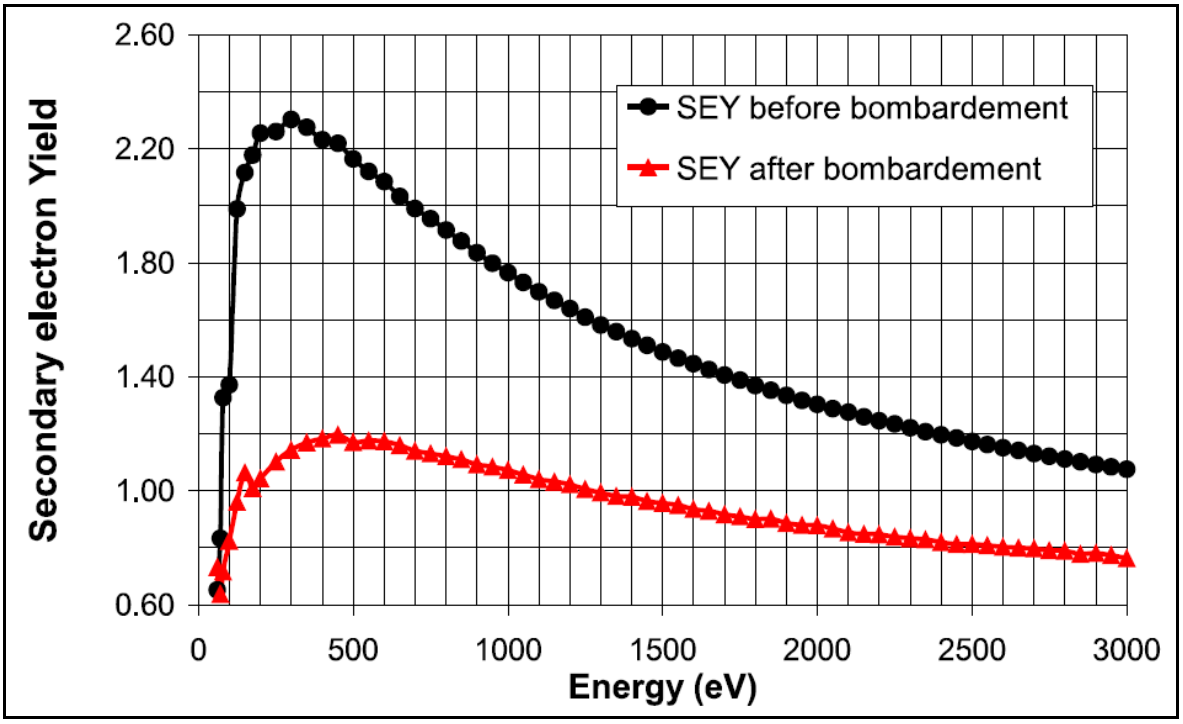


Figure 1-16 Evolution du SEY d'un échantillon de cuivre après avoir reçu une dose d'électrons. La dose est de 5.10-3 C/mm² avec des électrons primaires ayant une énergie de 500 eV. [21] [16]

Cette propriété est intéressante car cela signifie qu'il est possible de conditionner les surfaces dans les accélérateurs. Progressivement, les parois des chambres à vide des accélérateurs vont être conditionnées au fur et à mesure qu'elles vont subir des bombardements. Cette diminution du SEY va permettre d'augmenter la puissance des faisceaux circulant dans les accélérateurs sans risquer d'avoir un nuage d'électrons. Cet effet de conditionnement est donc bénéfique pour les accélérateurs de particules.

La dose et l'énergie des électrons

Comme nous venons de le voir, les électrons conditionnent la surface et donc, il y a un effet de dose. Nous allons à présent voir que l'énergie des électrons influence également le conditionnement (figure 1-17).

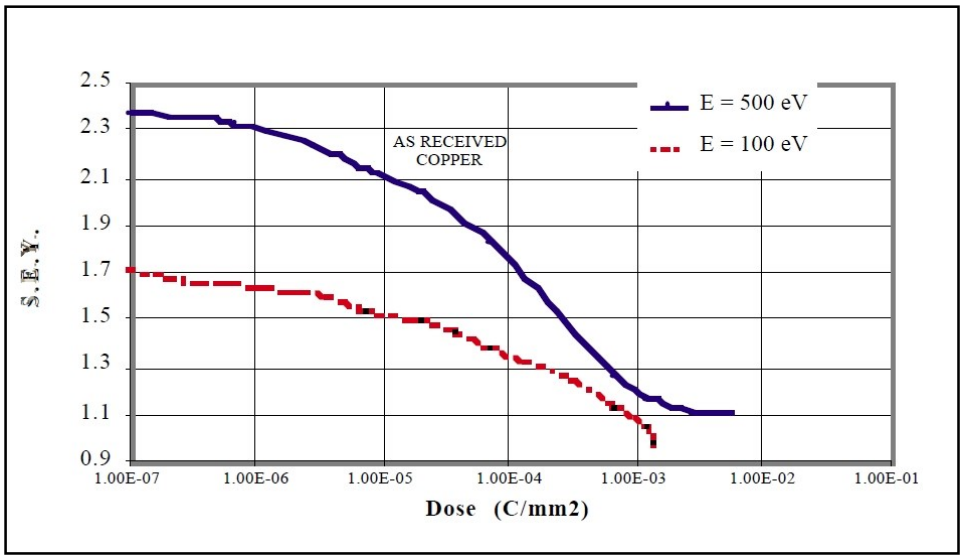


Figure 1-17 Variation du SEY en fonction de la dose et de l'énergie des électrons primaires [1]

Le paramètre de la dose reçue n'est pas le seul paramètre à prendre en compte car l'énergie des électrons va également avoir une influence. Expérimentalement, on constate qu'en bombardant à 500 eV, on conditionne davantage que si on bombardait avec des électrons ayant une énergie plus faible. L'efficacité du conditionnement va donc dépendre de la dose d'électrons reçue (C/mm²), ainsi que de l'énergie des électrons (eV) (figure 1-18).

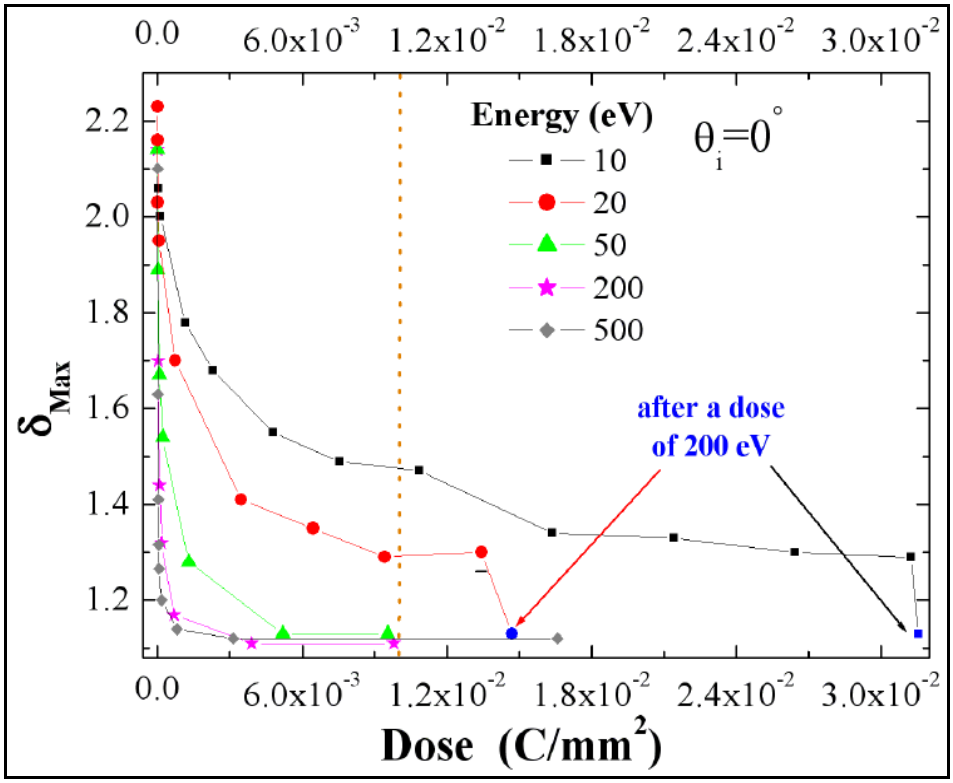


Figure 1-18 Influence de l'énergie des électrons primaires sur le conditionnement [31]

Chapitre 2 Les principales méthodes de mesures pratiquées dans les autres laboratoires

2.1 Accélérateurs concernés par le problème du nuage d'électrons

Comme nous l'avons vu dans l'introduction et dans le premier chapitre, le taux d'émission d'électrons secondaires peut dans le cadre des accélérateurs de particules, poser des problèmes. Plus l'énergie et le courant du faisceau seront importants, et plus le risque sera grand que se produise un nuage d'électrons, et en conséquence, pour éviter que cela ne se produise, un faible taux d'émission d'électrons secondaires est recherché.

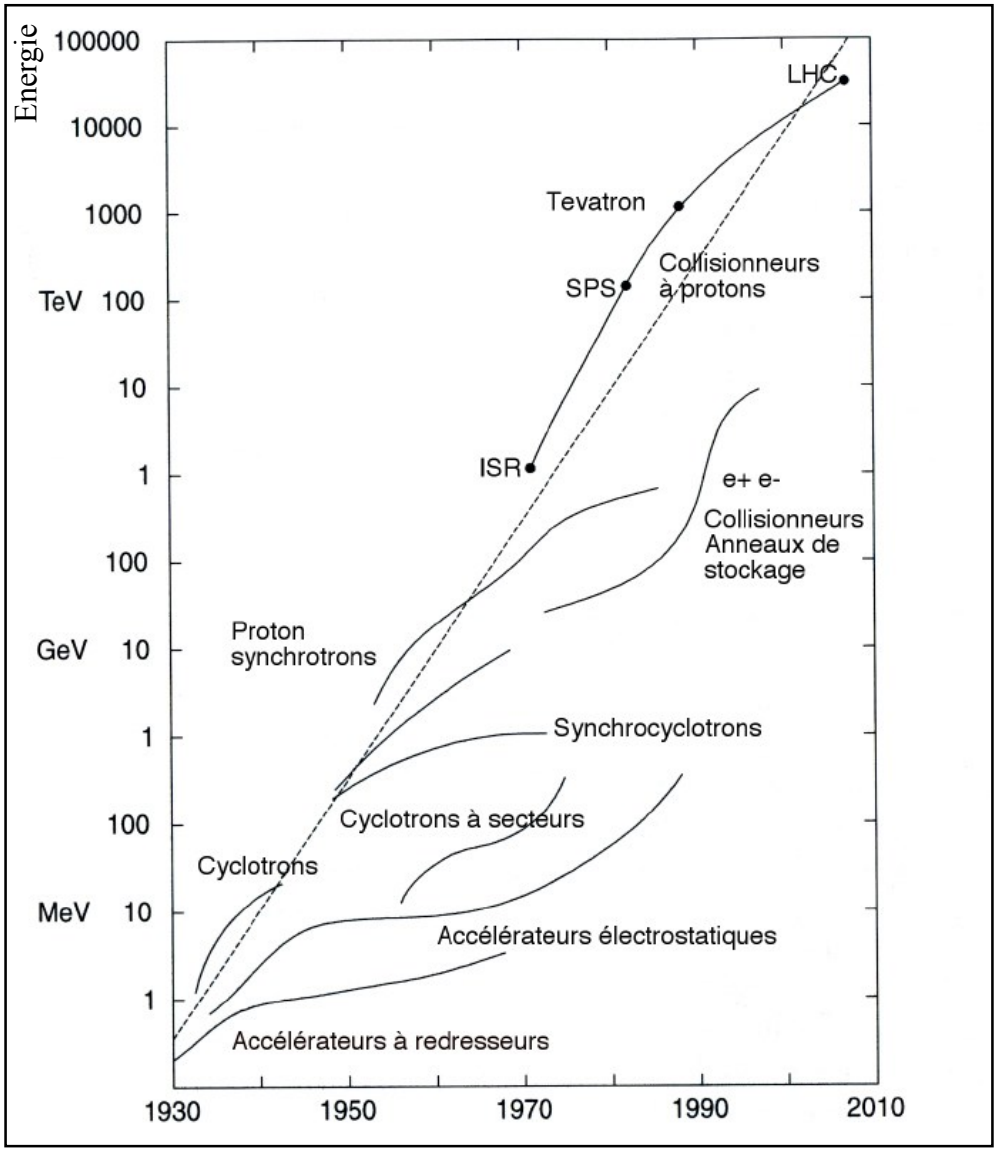


Figure 2-1 Diagramme de Livingston : progrès constant de l'énergie des faisceaux de particules accélérées selon le temps

En physique, pour être en mesure d' « observer » des particules toujours plus petites, il est nécessaire de disposer d'une grande quantité d'énergie. C'est pour cette raison que les nouveaux grands accélérateurs ont des énergies de plus en plus élevées (figure 2-1).

La probabilité d'une interaction lors de la collision entre deux particules dépend de sa section efficace. La qualité d'un collisionneur à produire des collisions s'appelle sa luminosité. Elle se mesure en $cm^{-2}.s^{-1}$. La haute luminosité d'un collisionneur est aussi importante que la haute énergie dans la recherche d'événements rares. En parallèle de l'augmentation des énergies, les accélérateurs de particules améliorent également leur luminosité (figure 2-2).

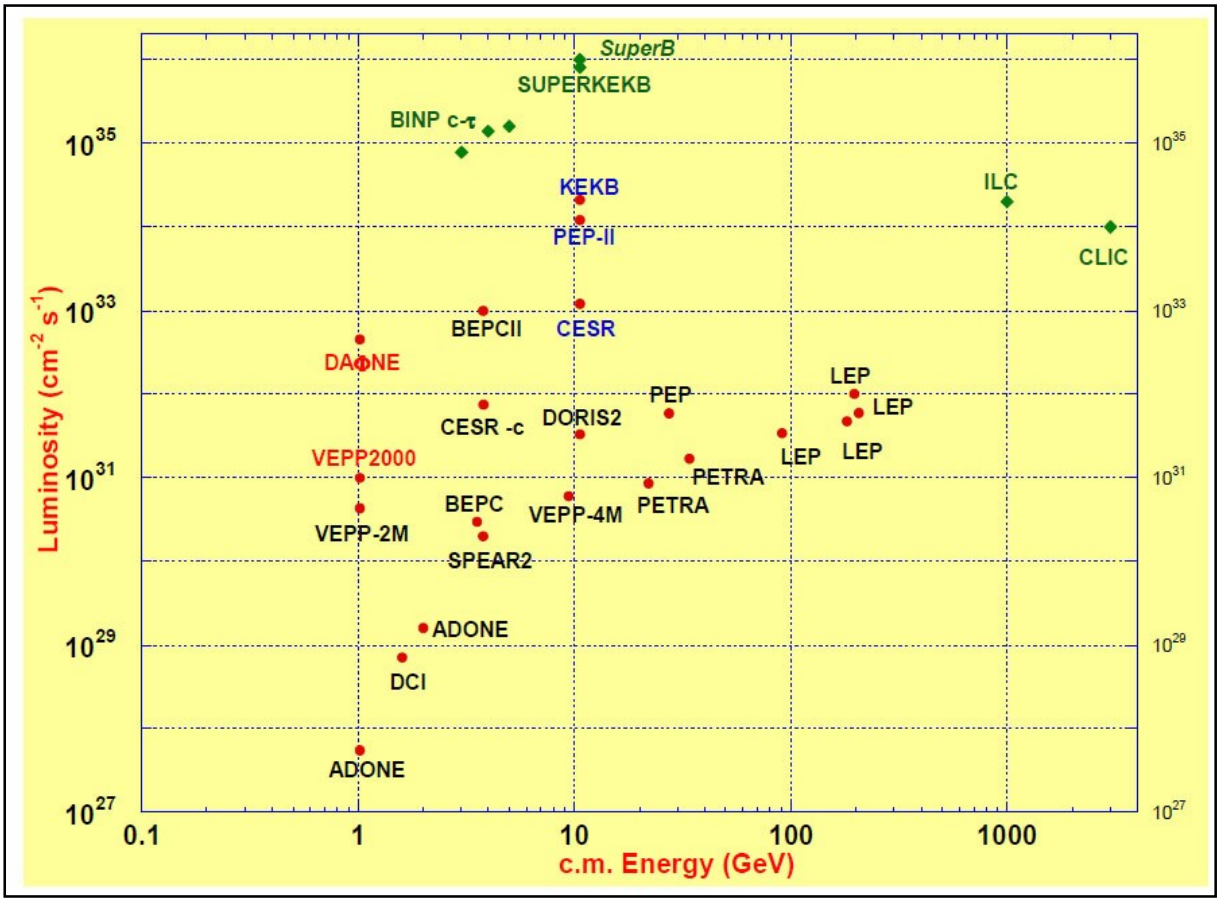


Figure 2-2 Classement des machines selon leur luminosité et leur énergie

La conséquence de cette amélioration des performances des accélérateurs, est que le risque que se produise un effet multipactor est de plus en plus grand. Pour ces accélérateurs, il est donc important de maîtriser au mieux le taux d'émission d'électrons secondaires des parois des chambres.

Pour citer quelques machines de hautes énergies concernées par le problème du taux d'émission d'électrons secondaires et l'effet de nuage d'électrons : PEP-II (SLAC), KEK B et Large Hadron Collider (LHC) du CERN. Les principaux accélérateurs de particules se trouvent en Europe, aux Etats-Unis, ainsi qu'au Japon.

	PF	BEPC	CESR	APS	PEP-II	KEKB	LHC	PSR
E (GeV)	2,5	2,2	5,3	7	3,1/9	3,5/8	7000	0,8
Max.. # bunches, N	312	160	1281	1296	1658	5120	2835	1
Min. bunch spac. (m)	0,6	1,5	0,6	0,85	1,26	0,59	7,5	
I (max.) (mA)	300	20-30	300	100	2140/980	2600/1100	540	2.10^{13} p
Photon critical E (keV)	4	2,3	3,7	19,5	4,8	6	0,044	

Chamber radius or semi-axes (h * w) (mm)		29*60	25*45	21*42	25*45	48	22	50
Chamber material	Al	Al	Al	Al	TiN, Cu, SS	Cu	Cu	SS

Tableau 2-3 Caractéristiques de plusieurs machines [43]

Ces grands accélérateurs de particules disposent de budgets conséquents, ce qui leur permet de mener d'ambitieux programmes de recherche et développement. C'est donc tout logiquement ces laboratoires qui publient le plus grand nombre d'articles sur le taux d'émission d'électrons secondaires. A noter qu'il existe une certaine collaboration et coopération entre ces différents laboratoires sur cette thématique.

Les recherches en rapport avec le nuage d'électrons vont avoir plusieurs objectifs :

- Comprendre pleinement le phénomène menant au nuage d'électrons, avec les critères entrant en jeu, et en quantifiant l'importance de chacun des paramètres.
- Réaliser des simulations fiables
- Effectuer des mesures fiables d'un taux d'émission d'électrons secondaires
- Trouver des solutions pour réduire le taux d'émission d'électrons secondaires

A noter que les premières études de l'émission d'électrons secondaires datent d'avant 1940, mais ces études portaient généralement sur des matériaux purs, alors que comme nous l'avons déjà dit, dans le cas des accélérateurs de particules, il s'agit d'alliages bien spécifiques.

2.2 Simulation du nuage d'électrons

Les laboratoires ont pour objectif de réaliser des programmes de simulation, afin de déterminer la probabilité qu'un nuage d'électrons se produise. Les simulations sont destinées à déterminer des limites réalistes pour les paramètres d'entrées, et donc, il faut définir des modèles fiables.

Comme nous l'avons vu, un nuage d'électrons peut avoir des conséquences très sérieuses pour un accélérateur de particules (dans le meilleur des cas, il se contente d'affecter la stabilité et la luminosité du faisceau, et dans le pire des cas, il peut aussi endommager la machine), et donc, de nombreuses précautions sont prises pour l'éviter. Dans le temps (avant la mise en place d'outils fiables de simulation), une confortable marge de sécurité était prise afin d'éviter l'apparition d'un nuage d'électrons. Grâce aux outils de simulation qui s'avèrent de plus en plus fiables et efficaces, et plus il est possible de réduire la marge de sécurité. Les outils de simulations permettent donc un réglage optimal des performances de la machine, tout en réduisant les risques d'avoir un nuage d'électrons.

Plusieurs programmes informatiques ont été développés dans des laboratoires aux 4 coins du monde, afin de simuler la formation de nuage d'électrons et leur dissipation dans les accélérateurs. Par exemple, le programme du CERN se nomme ECLOUD et a pour objectif de simuler la formation d'un nuage d'électrons.

Quelques exemples de paramètres pour la simulation du nuage d'électrons

Bunch population	N_p	1.10^{11}
Bunches	n	20
Bunch spacing	L_{sep}	7,48 m
Bunch profile		Gaussian
Rms bunch length	σ_z	7,7 cm
Rms transverse size	σ_x (y)	300 µm
Chamber radius	R	2 cm
Magnetic field	B	0 T
Primary e- rate		10^{-3} e-/p/m
Max SEY	δ_{max}	2,03
Energy at max SEY	E_{max}	262 eV

Tableau 2-4 Paramètres d'une simulation [41]

Tous les paramètres n'ont pas la même importance dans la réalisation ou non d'un nuage d'électrons, et c'est donc au programme de simulation de donner des poids à ces différents paramètres. Comme l'accumulation d'électrons dans un accélérateur dépend de nombreux facteurs, cela rend plus difficile de trouver les bons ajustements à appliquer pour réaliser un programme de simulation universel. Au départ, chaque accélérateur avait son simulateur donnant de bons résultats pour sa machine, et l'objectif est donc de converger vers un simulateur commun. A force de réaliser des tests sur différentes machines, il a été possible de valider les résultats de simulateurs, ainsi que d'affiner le poids des différents paramètres pouvant intervenir dans l'apparition d'un nuage d'électrons.

2.3 Présentation de la méthode du SLAC

Le Stanford Linear Accelerator Center (SLAC) qui est situé aux Etats-Unis, dispose d'un accélérateur de particules de hautes énergies. Les caractéristiques de la machine font qu'elle est concernée par le risque d'apparition d'un nuage d'électrons. De nombreuses chambres à vide du SLAC sont en aluminium (matériau ayant un taux d'émission d'électrons secondaire relativement élevé), ce qui accroît le risque d'apparition d'un nuage d'électrons.

Le SLAC mène des recherches pour diminuer le risque de nuage d'électrons. C'est dans ce cadre-là qu'il a mis en place une expérience permettant de mesurer le taux d'émission d'électrons secondaires.

Quand nous parlons de la méthode du SLAC, nous faisons référence à la méthode de base car dans des publications plus récentes, on peut voir que cette méthode a légèrement évolué.

2.3.1 Présentation du bâti d'essais

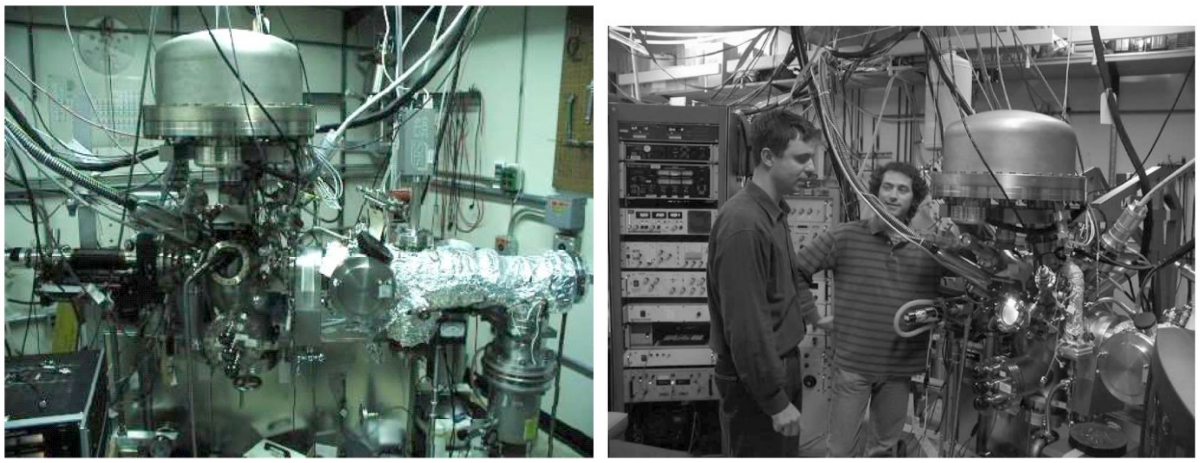


Figure 2-5 Photos du bâti d'essais du SLAC pour la mesure du taux d'émission d'électrons secondaires [6] et [4]

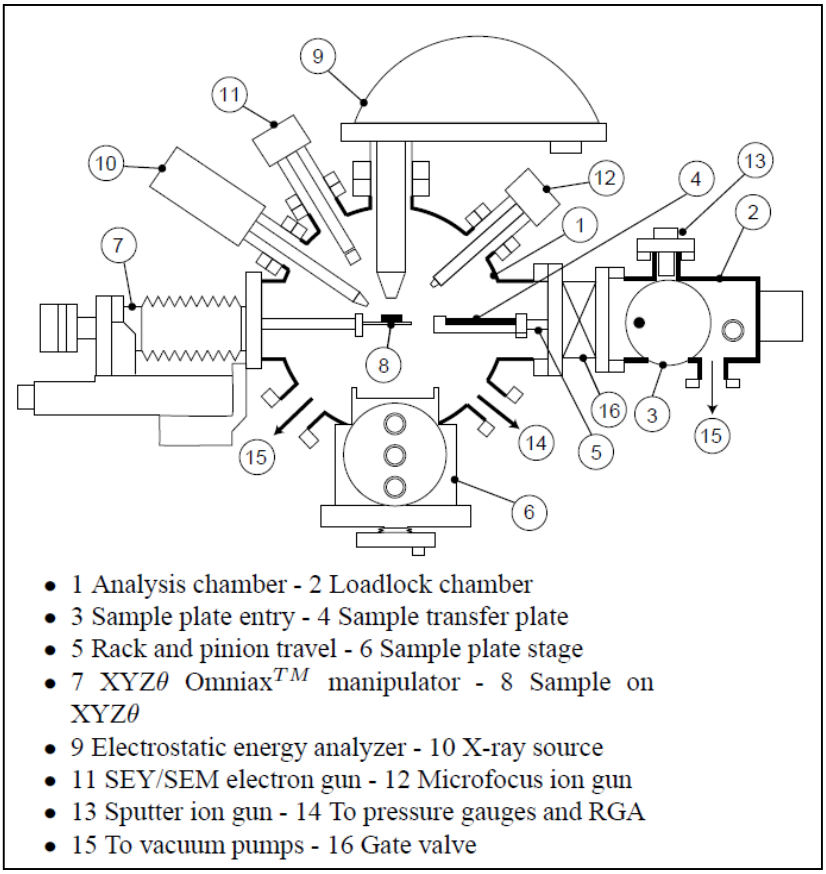


Figure 2-6 Schéma du bâti d'essais du SLAC [11]

Sans entrer dans les détails de cette expérience, on peut voir qu'il s'agit d'une chambre en ultravide, avec un système de pompage, des jauges de pression et un spectromètre de masse. L'équipement permet de manipuler des échantillons dans la chambre, où ils vont être soumis à des bombardements électroniques, et à des analyses et mesures.

Il y a également un canon à électrons dont la fonction est de chauffer l'arrière du porte échantillon afin que l'échantillon puisse atteindre des températures de plusieurs centaines de degrés. Ce dispositif de chauffage a principalement été pensé pour les échantillons de NEG car le NEG nécessite d'être chauffé pour être activé.

Leur expérience permet entre autre la mesure du taux d'émission d'électrons secondaires. Comme nous l'avons déjà vu, la définition du taux d'émission d'électrons secondaires est la suivante : Nombre d'électrons quittant la surface, divisé par le nombre d'électrons incidents.
La formule de calcul du SEY qui sera utilisée, sera différente (mais équivalente au niveau du résultat) afin de contenir les paramètres qui sont directement mesurés dans l'expérience.

$$SEY(\delta) = 1 - \frac{Courant\ Primaire - Courant\ Secondaire}{Courant\ Primaire}$$

Le courant primaire correspond aux électrons issus du canon et qui vont atteindre l'échantillon.
Le courant secondaire correspond aux électrons secondaires, c'est-à-dire, les électrons quittant l'échantillon suite au bombardement de l'échantillon par les électrons primaires.

Le SLAC utilise la nomenclature suivante :
I_P = courant des électrons primaires émis par le canon à électrons et atteignant l'échantillon.
I_{SE} = Courant des électrons secondaires.
$I_T = I_P - I_{SE}$ = courant de l'échantillon.

$$SEY(\delta) = \frac{I_{SE}}{I_P} = 1 - \frac{I_P - I_{SE}}{I_P} = 1 - \frac{I_T}{I_P} \qquad [33]$$

Le SLAC pour réaliser ses mesures utilise la méthode RP (Retarding Potential). Cela consiste à polariser négativement l'échantillon qui sera bombardé.
Cette polarisation négative a pour effet de réduire l'énergie des électrons bombardant l'échantillon (l'énergie des électrons étant le différentiel entre la polarisation du canon à électrons et l'échantillon), et cela a aussi pour effet de repousser les électrons secondaires qui pourraient être créés sur les parois de la chambre à vide (la paroi étant mise à la masse).

Voici ces quelques schémas d'expériences qui permettent de mieux comprendre le principe :

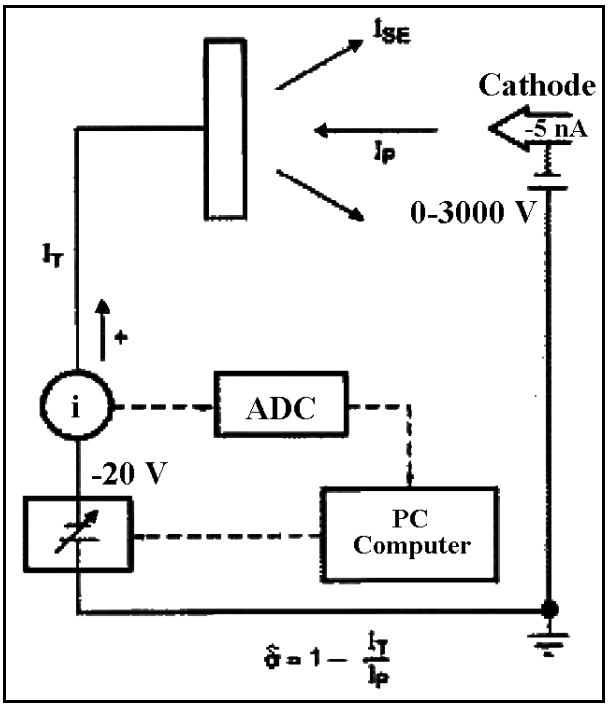


Figure 2-7 Schéma de l'expérience [32]

Dans le cas de ce premier schéma, l'échantillon est polarisé à la tension fixe -20 V, et on fait varier l'énergie des électrons de 0 à – 3000 V. Au niveau de l'échantillon on récupère le courant grâce à un ampèremètre.

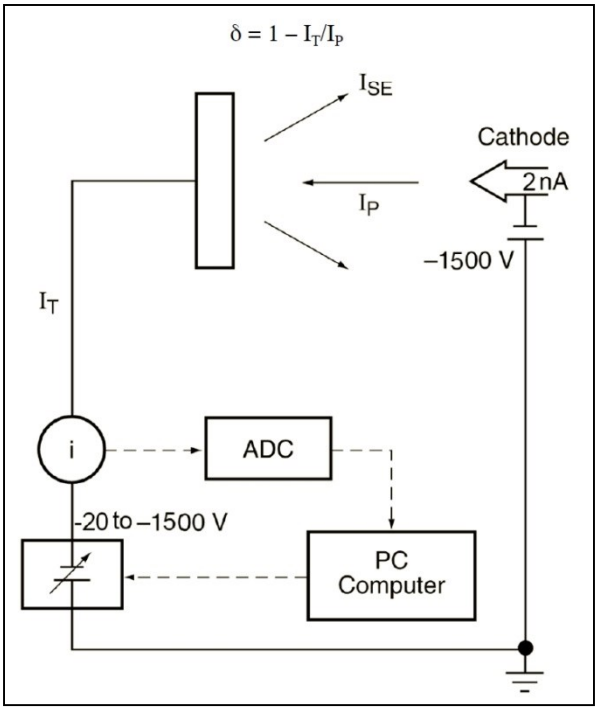


Figure 2-8 Schéma de l'expérience

Dans cette autre expérience, l'énergie des électrons est fixée à – 1500 V et c'est la polarisation de l'échantillon que l'on va faire varier de – 20 V à – 1500 V (tension de polarisation du canon à électrons).

2.3.2 Caractéristiques expérimentales et explications

Quand le SLAC fait varier l'énergie des électrons dans la gamme de 0 à 1000 eV, il applique un pas de 10 eV (ce qui fait 100 mesures). Si l'énergie des électrons varie de 0 à 300 eV, alors le pas est fixé à 2 eV (ce qui fait 150 mesures).

Le SLAC a conscience qu'en polarisant l'échantillon que l'on bombarde, cela modifie l'énergie d'impact des électrons. Si par exemple, l'énergie des électrons à la sortie du canon à électrons est de 1500 eV et que l'échantillon est polarisé à – 20 V, alors les électrons auront une énergie d'impact de 1480 eV (1500 – 20). Si le canon à électrons est polarisé à -1500 V, et que l'échantillon est à la masse, alors les électrons qui viendront frapper l'échantillon auront une énergie de 1500 eV. Si le canon à électrons est polarisé à -1500 V, et que l'échantillon est polarisé à +150 V, alors les électrons qui viendront frapper l'échantillon auront une énergie de 1650 eV.

Compte tenu que le principe utilisé au SLAC consiste à appliquer un potentiel à l'échantillon, et qu'il faut mesurer le courant de l'échantillon, cela implique que les échantillons testés au SLAC doivent être électriquement conducteurs [6], afin d'éviter des accumulations locales de charges électriques. De plus, comme l'expérience se déroule dans une chambre à vide, il ne faut pas que l'échantillon se sublime. Il convient aussi que l'échantillon ne dégrade pas trop le vide (il faut par exemple éviter que l'échantillon ait à sa surface des traces d'hydrocarbures, d'huile ou de solvants).

La méthode RP (polarisation de l'échantillon) a l'inconvénient d'imposer un bombardement de l'échantillon avec une incidence normale (le faisceau frappe perpendiculairement l'échantillon). En effet, la polarisation négative ou positive va créer un champ de déviation pour les faisceaux ayant une incidence non normale à l'échantillon. Autrement dit, le point d'impact des électrons peut être différent en fonction de si l'échantillon est polarisé ou non. Le fait de frapper l'échantillon en son centre avec une incidence normale, fait que la polarisation de l'échantillon ne fait pas dévier le point d'impact.

Le fait de polariser l'échantillon à -20V permet de prévenir l'arriver sur l'échantillon d'électrons tertiaires qui seraient générés par les murs de la chambre. En effet, les électrons secondaires créés au niveau de l'échantillon, vont aller frapper les parois du bâti d'essais, avec une énergie qui peut être suffisante pour générer de nouveaux électrons secondaires (ces électrons auront une énergie faible). Grâce au potentiel de -20V appliqué sur l'échantillon, cela permet de repousser ces électrons tertiaires de faible énergie (figure 2-9).

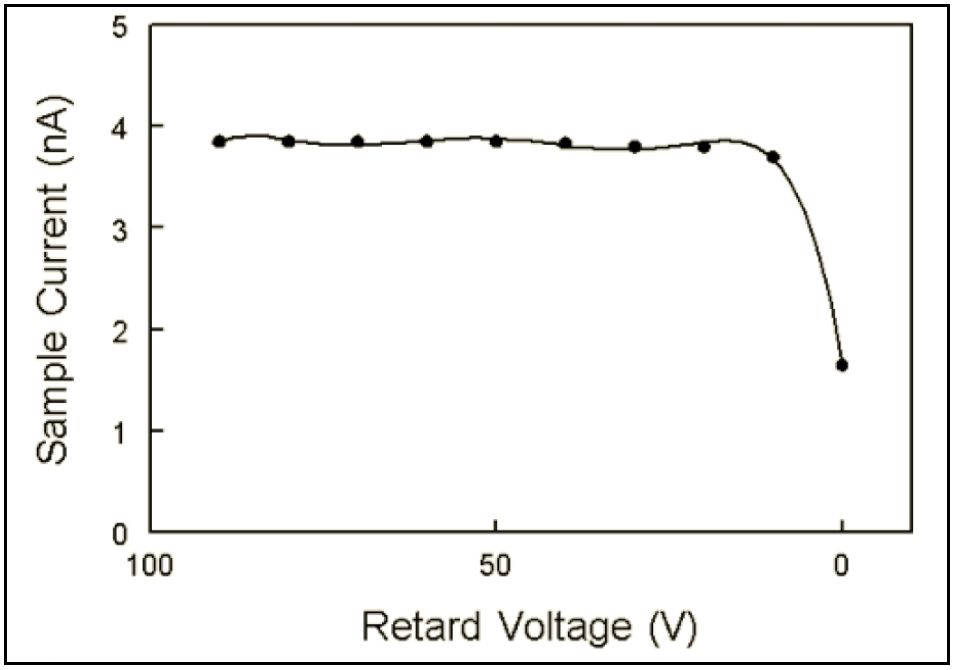


Figure 2-9 Effet de la polarisation négative sur un échantillon d'aluminium ayant une couche d'oxyde. On peut noter qu'à partir de -10 V, la majorité des électrons tertiaires issus de la chambre sont repoussés. [9]

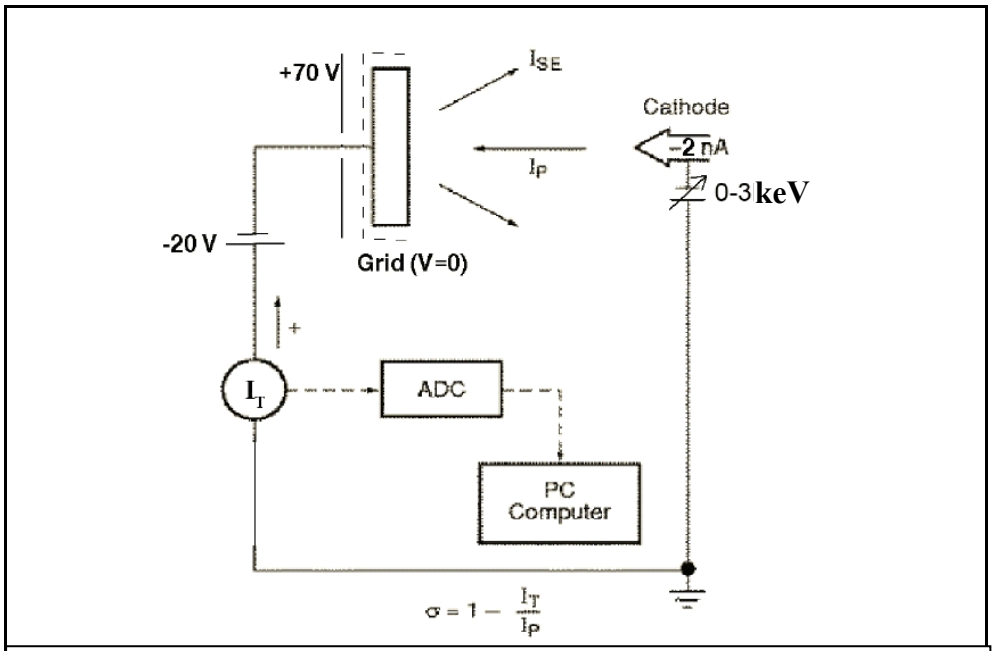
Le fait de polariser l'échantillon à un potentiel positif (+150 V dans le cas du SLAC) permet de mesurer le courant primaire. En effet, avec un potentiel de 150 V, les vrais électrons secondaires ne peuvent plus s'échapper. A noter que les électrons secondaires ayant une énergie supérieure à 150 eV peuvent s'échapper et donc, ne seront pas mesurés. A noter également qu'en cas de présence d'électrons tertiaires au voisinage de l'échantillon, ceux-ci peuvent être attirés et donc, être mesurés en trop. L'erreur totale est estimée à 1 ou 2 %. C'est en polarisant positivement l'échantillon que l'on peut mesurer I_P (I_P = courant des électrons primaires émis par le canon à électrons et atteignant l'échantillon.

Le SLAC utilise un canon à électrons du commerce. Il est orienté de façon à bombarder perpendiculairement l'échantillon (comme cela a été dit précédemment, dans l'objectif d'éviter la déviation du faisceau par le champ électrique produit par la tension de polarisation de l'échantillon).

A noter enfin que cette méthode ne permet aucune distinction d'électrons secondaires selon leur énergie.

2.3.3 Autre méthode du SLAC pour la mesure angulaire

Comme nous l'avons vu, la méthode principale du SLAC pour mesurer le taux d'émission d'électrons secondaires consiste en la méthode « RP ». Cependant, elle impose une incidence normale des électrons sur l'échantillon.
Le SLAC a mis au point d'autres méthodes pour mesurer le taux d'émission d'électrons secondaires, en faisant varier l'angle d'incidence.



Points forts : des mesures angulaires, absence d'e- secondaires errants, faible coût

Faiblesses : Taux d'émission d'e- secondaires ne comprenant pas les élastiques

Figure 2-10 Schéma de la méthode pour mesurer le taux d'émission d'électrons secondaires en faisant varier l'angle d'incidence

Dans cette expérience, il est possible de faire varier l'énergie des électrons primaires, ainsi que de changer l'angle d'incidence des électrons sur l'échantillon.

L'échantillon est mis à la masse. Un élément en carbone est polarisé positivement à +70 V, ce qui lui permet de collecter les électrons secondaires provenant de l'échantillon. Le courant lu au niveau de l'élément de carbone correspond donc aux électrons secondaires.

L'expérience menée au SLAC permet d'effectuer des mesures avec un angle d'inclinaison compris entre 0° et 82,5°. L'angle de 0° correspond à l'angle d'incidence normale.

La figure 2-11 montre des mesures du taux d'émission d'électrons secondaires dans le cas où on fait varier l'angle d'incidence.

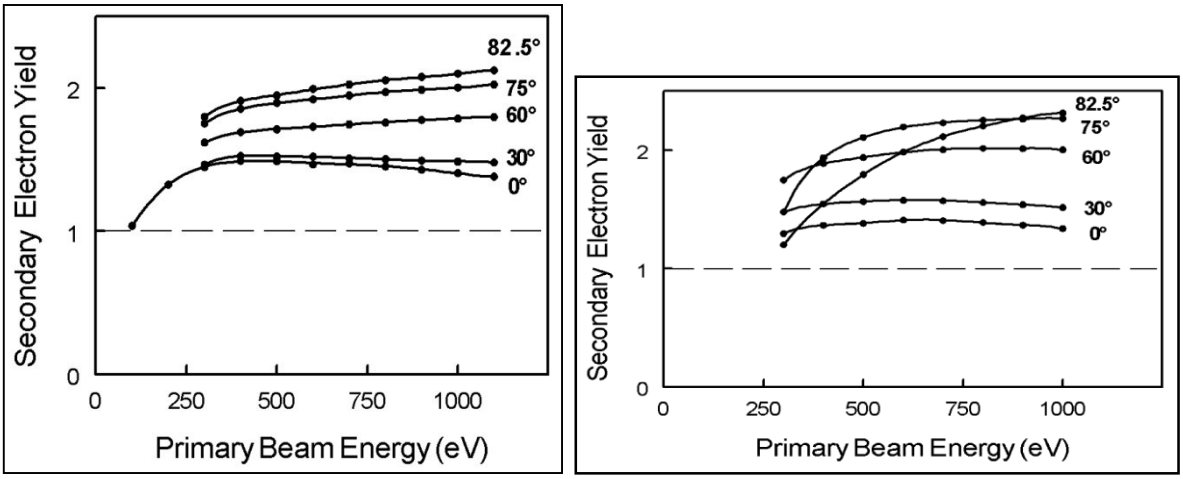


Figure 2-11 Mesures du taux d'émission d'électrons secondaires selon l'angle d'incidence [5]

On peut voir que plus l'angle d'incidence est élevé, et plus le taux d'émission d'électrons secondaires est élevé. Ce résultat est logique avec la théorie. On peut supposer que plus l'angle d'incidence est grand, et plus les électrons qui ont pénétré dans l'échantillon resteront proche de la surface, ce qui facilitera la sortie des électrons secondaires. Cependant, les mesures du SLAC ne correspondent pas aux valeurs données de façon théorique. La théorie dit que $\delta/\ \delta_0$ varie selon $1/\cos\ \theta$ (figure 2-12). Avec δ qui est le taux d'émission d'électrons secondaires mesuré et δ_0 qui est le taux d'émission d'électrons secondaires à incidence normale.

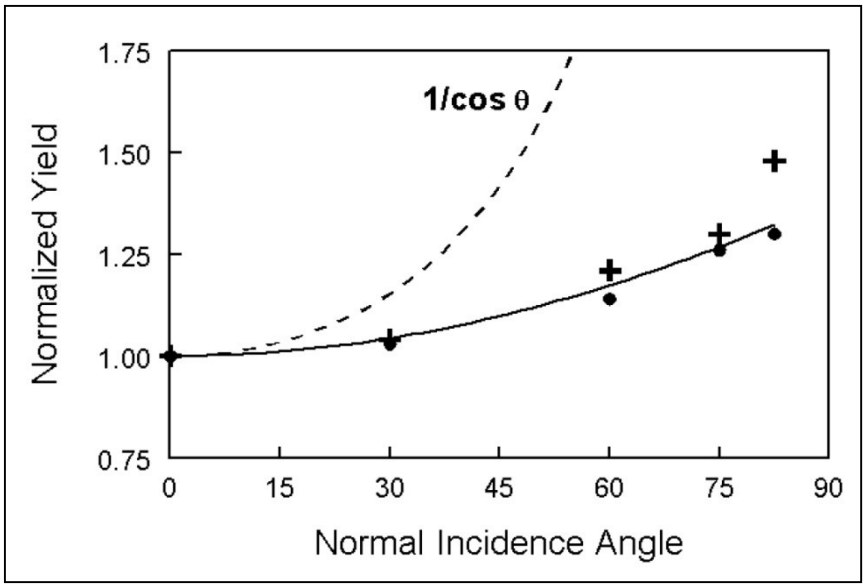


Figure 2-12 Comparaison des mesures avec la courbe théorique [5]

Afin de valider expérimentalement leur technique angulaire, le SLAC a réalisé des mesures en incidence normale sur un échantillon qui avait déjà été caractérisé. Les résultats des mesures obtenues à l'aide des 2 méthodes étant proches, cela a validé le procédé expérimental.

L'expérience du SLAC permet également de regarder la distribution d'énergie des électrons secondaires (EDC – Electron Distribution Curve). Les mesures sont faites avec des électrons primaires ayant une énergie de 300 eV. L'échantillon bombardé par le faisceau d'électrons est en T_iN. Une mesure est faite à incidence normale (0°C) et une autre est faite à 82,5° [5].

Angle d'incidence	0-40 eV (vrais secondaires)	40-295 eV	295-310 eV
0°	58,9%	36,6%	4,5%
82,5°	56,8%	38,9%	4,3%

2.3.4 Conditions d'expériences et matériel

L'installation servant au SLAC à faire ses mesures du taux d'émissions d'électrons secondaires est en ultra vide, avec une pression comprise entre 10^{-9} et 10^{-10} Torr (il faut multiplier par 1,33 pour obtenir des mbar ou des hPa).

Comme nous l'avons vu, le taux d'émission d'électrons secondaires est calculé à partir des courants mesurés. L'expérience dispose d'un pico-ampèremètre de type Keithley 6487. Le temps d'intégration de chaque mesure avec l'appareil est de 167 microsecondes, ce qui est la limite de l'appareil.

L'expérience du SLAC permet de faire de l'analyse XPS. Cependant, il convient de d'abord réaliser les mesures du taux d'émission d'électrons secondaires, avant de procéder à l'analyse XPS car l'analyse XPS va modifier l'échantillon. Pour rappel, l'analyse XPS consiste à bombarder une surface avec des photons (rayons X), ce qui va créer des photoélectrons caractéristiques de la matière.

2.3.5 L'accélérateur du SLAC

Les recherches menées au SLAC concernant le taux d'émission d'électrons secondaires ont vocation à être exploitées sur leur accélérateur de particules.

Le SLAC ayant constaté que le TiN avait un faible taux d'émission d'électrons secondaires, a décidé d'en vaporiser (celui-ci se déposant ensuite sur les parois) aux endroits à risque pour le nuage d'électrons. Le dépôt de TiN a une épaisseur d'environ 100 nm. Ce traitement a effectivement permis de réduire le taux d'émission d'électrons secondaires.

On a vu qu'il était possible de conditionner les échantillons, ce qui faisait baisser le taux d'émission d'électrons secondaires. Au SLAC, le conditionnement se fait principalement par étuvage, mais le SLAC pratique également le conditionnement par bombardement de particules (électrons, ions et photons).

Le SLAC a également caractérisé son accélérateur de particules, afin de déterminer le taux d'émission d'électrons secondaires à ne pas dépasser pour éviter que ne se produise un nuage d'électrons.

2.4 Présentation de la méthode du CERN

2.4.1 Présentation du CERN

Le CERN (Organisation Européenne pour la Recherche Nucléaire ou plus anciennement Centre Européen pour la Recherche Nucléaire) se situe entre la France et la Suisse. Le CERN possède un grand accélérateur circulaire (LHC), fonctionnant à des énergies élevées (collisions protons-protons à 7 TeV).

Dans les années 1970, le collisionneur de particules du CERN se nommait ISR (Intersecting Storage Ring) et c'est sur cet accélérateur que s'est produit pour la première fois, le phénomène de Multipacting provoqué par le faisceau de particules (en anglais, on parlera de « BIEM » pour « Beam Induced Electron Multipacting »). Depuis, le CERN étudie tous les aspects du Multipacting, afin de mieux le comprendre et trouver les solutions nécessaires pour éviter qu'il ne se produise.

2.4.2 Comprendre et mesurer les effets du froid sur le taux d'émissions d'électrons secondaires

Une partie du LHC dispose de cavités supraconductrices, ce qui fait que certaines parois sont à des températures très faibles (quelques K). L'effet multipactor peut affecter la charge thermique acceptable dans les arcs à refroidissement cryogénique, pouvant aboutir à la suppression de l'effet de la supraconductivité. Des mesures de sécurité ont été prises par le CERN afin d'éviter qu'un tel incident ne puisse se produire.

Le CERN a mis en place une expérience destinée spécifiquement à la mesure du taux d'émission d'électrons secondaire sur des échantillons à très basse température, afin de reproduire les conditions dans les parties supraconductrices.

Je ne détaillerais pas davantage ce paragraphe car pour le moment, notre groupe Technologie du Vide n'a pas l'intention de se lancer dans ce type d'études.

2.4.3 Mesure du taux d'émission d'électrons secondaires pour des énergies de bombardement faibles

Le CERN a mis en place un bâti de mesures permettant la mesure du taux d'émission d'électrons secondaires, dans le cas d'un bombardement d'électrons de faible énergie (quelques dizaines d'eV). Pour cette expérience, il est nécessaire de limiter au maximum le champ magnétique résiduel à proximité de l'échantillon car celui-ci pourrait faire dévier les électrons de faible énergie. La chambre qu'utilise le CERN a un champ magnétique inférieur à 5 mG. La chambre est pompée à l'aide d'une pompe cryogénique, plutôt qu'avec une pompe ionique (une pompe ionique possède un aimant permanent, ce qui génère donc un champ magnétique). Bien évidemment, il n'y a pas non plus de jauges de pression avec aimant. Il y a malheureusement certaines sources de magnétisme qu'il n'est pas possible de supprimer, comme par exemple le champ magnétique terrestre.

Le mode opératoire pour obtenir les EDC de la figure 2-13 a été le suivant. Un échantillon de cuivre mis à la température de 10 K, a été conditionné par bombardement d'électrons (plus de 1 C/cm² avec des électrons ayant une énergie de 400 eV).

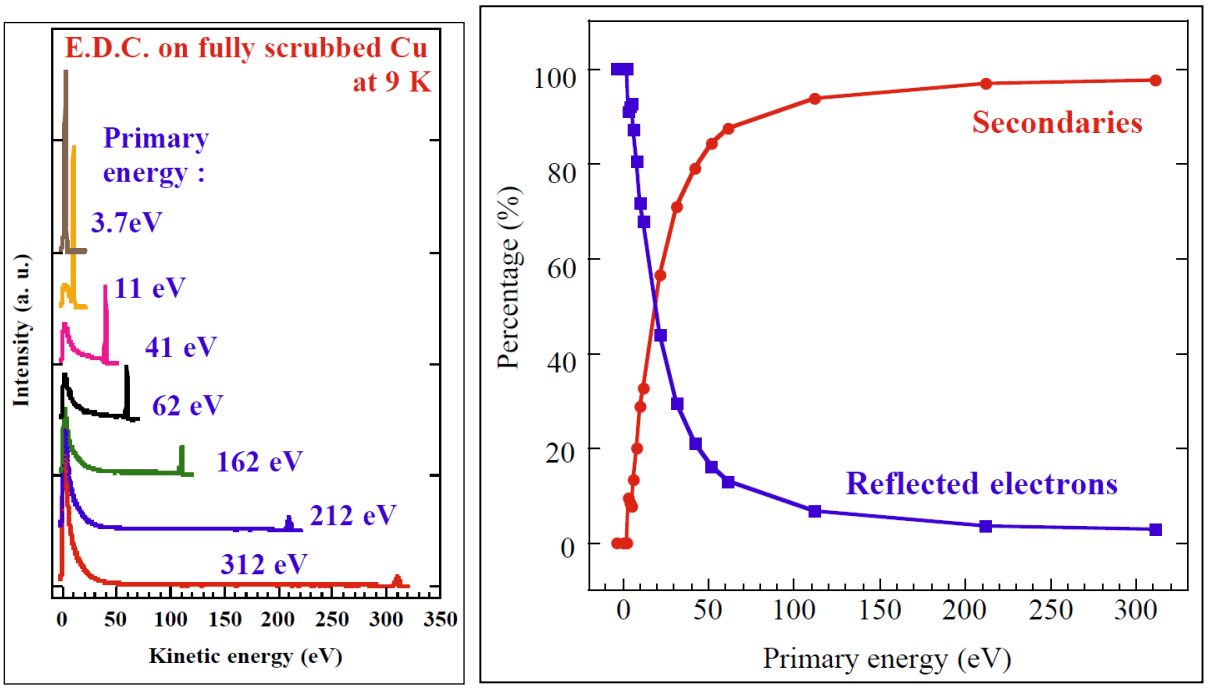


Figure 2-13 Répartition des électrons secondaires en fonction de leur énergie [19]

Ce qui est intéressant, c'est de constater que ce n'est qu'à partir d'une énergie primaire supérieure à 30 eV que les vrais électrons secondaires deviennent majoritaires par rapport aux autres types d'électrons émis.

Pour réaliser ces mesures, Le CERN utilise un canon à électrons prévu pour délivrer un faisceau d'électrons très stable, même dans le cas de très basses énergies (0 à 20 eV). L'échantillon testé a une température stable pouvant aller de 8 K à 400 K.

2.4.4 Méthode de mesure des électrons secondaires

Le CERN a mis en place une expérience spécifique dédiée à la mesure du taux d'émissions d'électrons secondaires. L'expérience comporte une grande chambre en ultravide, un canon à électrons, un porte échantillons tournant, un collecteur d'électrons polarisé positivement, des jauges de pression, un système de pompage, ainsi que l'équipement nécessaire à l'enregistrement des courants.

On peut voir le schéma très simplifié de l'expérience du CERN sur la figure 2-14.

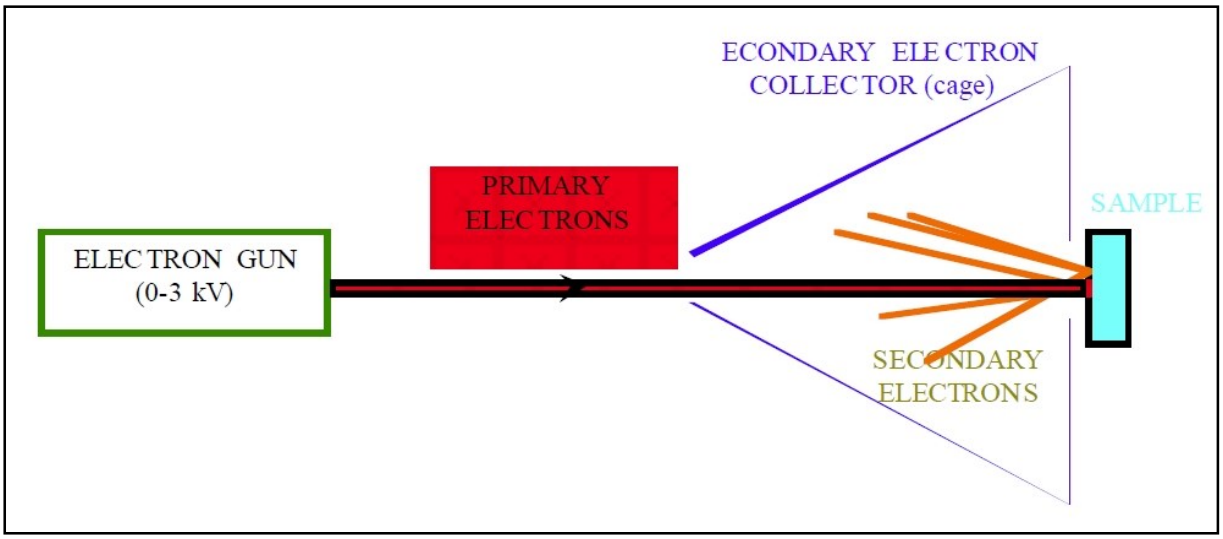


Figure 2-14 Schéma simplifié de l'expérience [1]

On peut voir que le canon à électrons émet des électrons ayant des énergies comprises entre 0 et 3000 V. Ces électrons émis par le canon à électrons, constituent les électrons primaires. Ces électrons vont aller bombarder un échantillon, et ce bombardement va générer de nouveaux électrons que l'on appellera électrons secondaires. Ces électrons secondaires sont ensuite capturés par un collecteur. Ce collecteur est une cage de Faraday ayant une polarisation positive.

On peut voir un schéma un peu plus complet sur la figure 2-15.

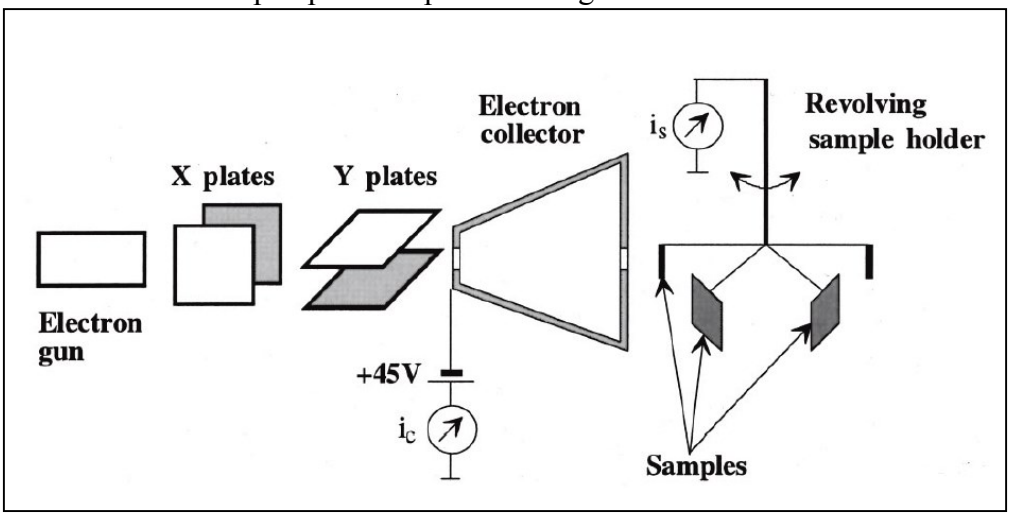


Figure 2-15 Schéma plus complet de l'expérience [3]

On peut voir qu'après le canon à électrons, il y a des plaques polarisées qui permettent de dévier le faisceau en X ou Y afin d'ajuster au mieux la zone bombardée. On peut voir que le collecteur d'électrons est polarisé positivement à + 45 V, et qu'il y a un ampèremètre qui mesure le courant reçu. Enfin, on peut observer que le porte échantillons peut contenir plusieurs échantillons, et qu'il est possible de faire une rotation pour sélectionner l'échantillon que l'on souhaite bombarder, et qu'il y a un ampèremètre qui mesure le courant reçu par l'échantillon.

Sur le premier schéma, il est dit que l'énergie du canon est comprise entre 0 et 3000 V. Le courant d'électrons primaires est réglé à 5 nA. La durée d'un bombardement (pulse) est de 30

ms. Le faisceau d'électrons va bombarder l'échantillon sur une zone d'environ 1 mm². Durant un pulse, on essaye que la dose d'électrons reçue par l'échantillon soit inférieure à 1.10^{-8} C/nm² (A titre informatif : 5nA * 30 ms * 1 mm² = $1{,}5.10^{-10}$ C/mm²). Une série de mesures représente 60 mesures, ce qui représente une dose totale de 9.10^{-9} C/mm² (5nA * 30 ms * 1 mm² * 60 bombardements = 9.10^{-9} C/mm²). On reste donc sous la limite des 1.10^{-8} C/nm².

Avec cette méthode, on va mesurer de façon simultanée, le courant primaire auquel est soustrait le courant secondaire (courant mesuré au niveau de l'échantillon), ainsi que le courant secondaire (courant mesuré au niveau du collecteur).

Comme nous l'avons vu, la formule du taux d'émission d'électrons secondaires utilisée au SLAC était la suivante :

$$SEY\ (\delta) = \frac{I_{SE}}{I_P} = 1 - \frac{I_T}{I_P}$$

avec
I_P = courant des électrons primaires émis par le canon à électrons et atteignant l'échantillon.
I_{SE} = Courant des électrons secondaires.
$I_T = I_P - I_{SE}$ = courant de l'échantillon.

Contrairement au SLAC qui mesurait I_T et I_P, le CERN mesure lui I_T et I_{SE}.

La Méthode de calcul du taux d'émissions d'électrons secondaires par le CERN est la suivante :

$$SEY\ (\delta) = \frac{I_{SE}}{I_P} = \frac{I_{SE}}{I_T + I_{SE}}$$

L'avantage de cette technique est que grâce à ses 2 ampèremètres (un au niveau de l'échantillon, et l'autre au niveau du collecteur), il est possible d'obtenir le taux d'émission d'électrons secondaires en faisant une seule série de bombardements, alors que la technique du SLAC nécessitait 2 séries de bombardements. Cette méthode permet donc de gagner du temps (il y a moins de bombardements à réaliser) et cela permet aussi de réduire de moitié la dose d'électrons reçue par l'échantillon et donc, de limiter le conditionnement. Avec la méthode SLAC, il peut s'écouler un certain temps entre les 2 séries de bombardement nécessaires pour le calcul du SEY et durant ce laps de temps, des paramètres expérimentaux sont susceptibles d'évoluer (la température par exemple) et donc, le fait de ne faire qu'une seule série de mesures permet d'éviter ce genre de problème. De plus, le fait de pouvoir réaliser la mesure du taux d'émission d'électrons secondaires en une fois, permet de supprimer l'erreur liée au fait que courant d'émission du canon à électrons peut légèrement varier d'un tir à l'autre.

Tout comme avec le SLAC, nous avons encore ici l'inconvénient que les échantillons doivent être des conducteurs électrique. Cette méthode ne permet pas de distinguer les électrons secondaires selon leur énergie.

D'autres expériences de mesures du taux du taux d'émission d'électrons existent dans d'autres pays (Japon [8], Italie, etc.) avec des méthodes pouvant différer de ce qui vient d'être présenté. Si j'ai fait le choix de présenter tout particulièrement les méthodes du SLAC et du CERN, c'est qu'il s'agit des méthodes que nous avons essayé de reproduire pour notre expérience.

Chapitre 3 L'expérience du LAL

Le groupe Technologies du vide a monté un bâti d'essais (figure 3-1) destiné à mesurer le taux d'émission d'électrons secondaires.

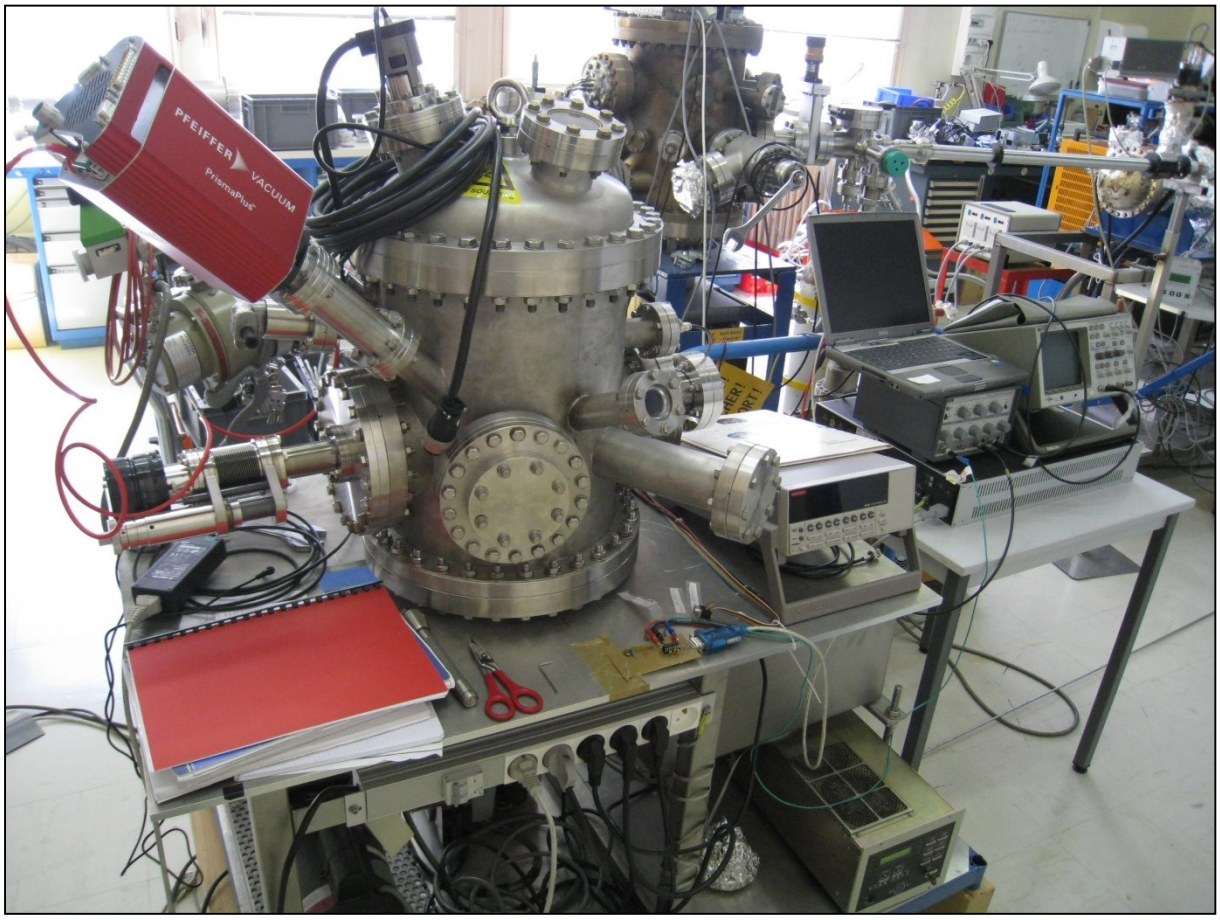


Figure 3-1 Photo d'ensemble de notre expérience en 2012

Nous allons voir tout d'abord une présentation des principaux composants de cette expérience, puis le principe physique propre à cette expérience, le mode opératoire retenu, et enfin, les résultats trouvés.

3.1 Présentation des composants liés à l'expérience

3.1.1 La chambre à vide

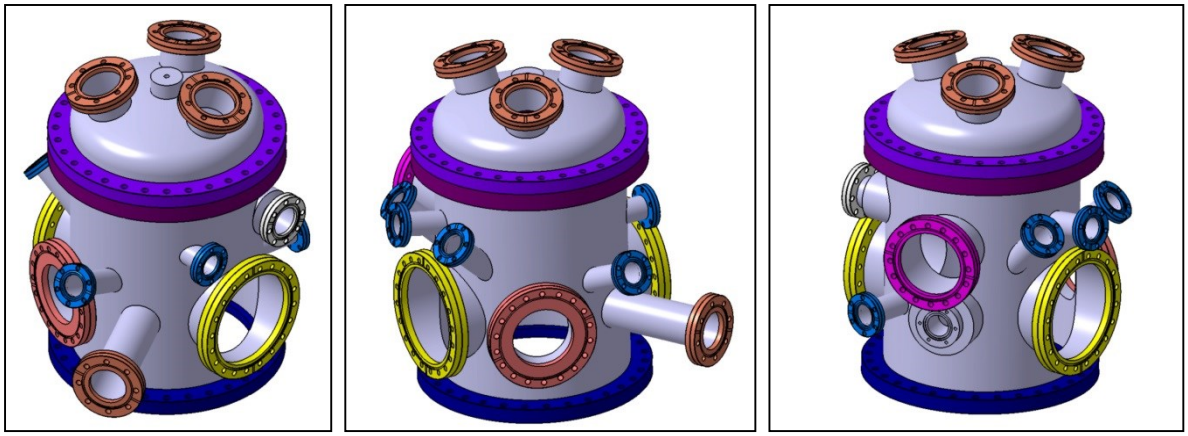


Figure 3-2 Schéma de notre chambre à vide

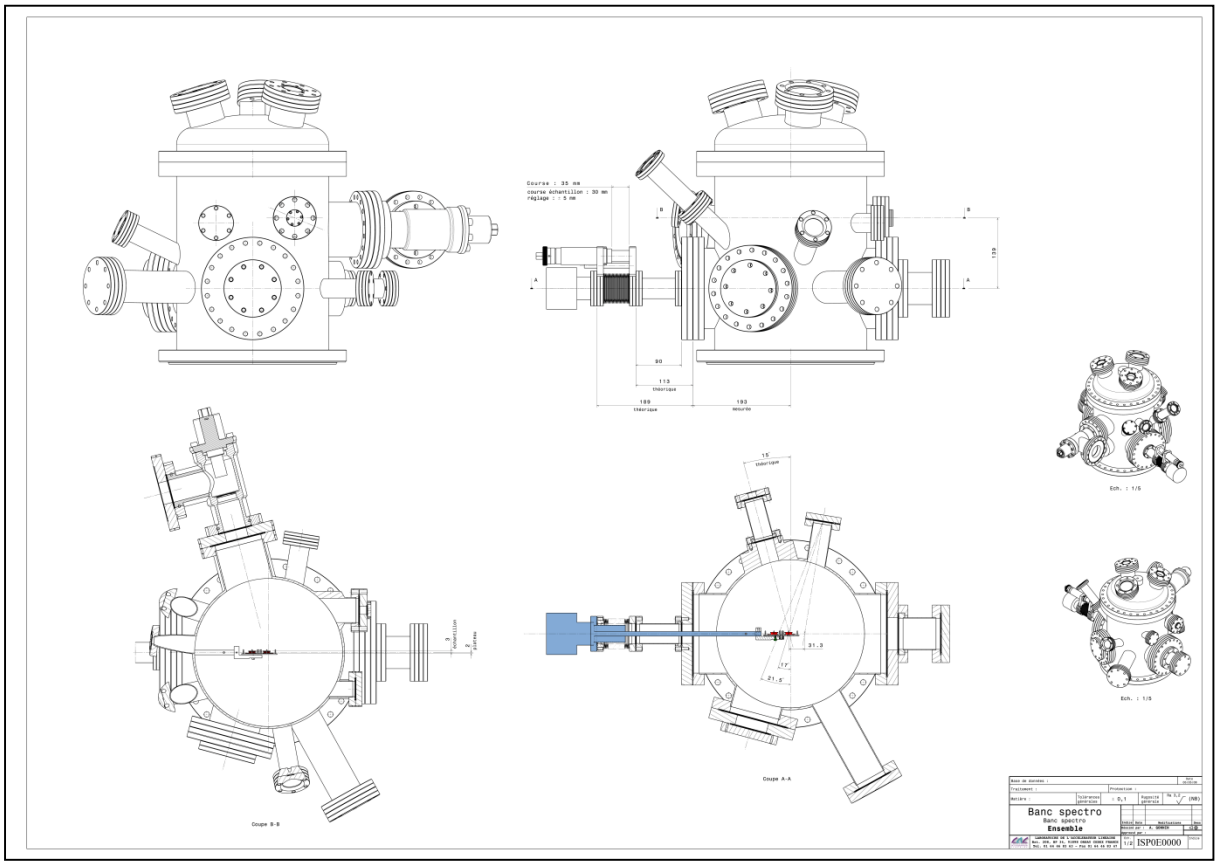


Figure 3-3 plan de notre chambre à vide

L'enceinte (figure 3-2 et 3-3) toute en acier inoxydable, avec des brides en CF, est compatible avec une utilisation en UHV (Ultra-High Vacuum), et dispose de nombreux piquages et ouvertures afin de placer les instruments et hublots dont nous avons besoin.

Le fait d'utiliser une enceinte déjà existante nous impose un certain nombre de contraintes comme nous le verrons plus loin. Si nous avions pu faire fabriquer une enceinte spécifique pour cette expérience, nous aurions notamment disposé les piquages différemment.

3.1.2 Le pompage

Le bâti est équipé d'une vanne tout métal sur laquelle, il est possible de brancher un bloc de pompage secondaire permettant d'atteindre un vide limite de l'ordre de 1.10^{-6} mbar. Une fois le vide limite du bloc de pompage secondaire atteint, une pompe ionique se trouvant sous le bâti prend le relai, ce qui permet de descendre en pression jusqu'à environ 10^{-9} mbar.

La pompe ionique a l'avantage de ne pas générer de vibrations. La pompe ionique a en revanche l'inconvénient d'être équipée d'un aimant permanent, ce qui génère donc un champ magnétique, susceptible de perturber le faisceau d'électrons.

3.1.3 Jauges de pression

3.1.3.a) Présentation

Pour lire la pression dans le bâti, nous pouvons utiliser une jauge de pression de type Penning (que l'on appelle aussi Cathode froide). Notre jauge permet de mesurer la pression jusqu'à 5.10^{-9} mbar. Il est également possible de lire la pression sur l'alimentation de la pompe ionique, mais elle a une moins bonne exactitude que la jauge de Penning à basse pression. A noter que la jauge de Penning donne la pression au niveau de l'enceinte où son mesure le taux d'émission d'électrons secondaires, alors que la pompe ionique est un peu en retrait. Il est donc plus judicieux de lire la pression à l'aide de la jauge de Penning que de la pompe ionique.

La connaissance de la pression est notamment destinée à vérifier que le vide est suffisamment bon pour allumer le filament du canon à électrons. La jauge de pression devrait aussi nous permettre de mesurer l'effet de désorption des molécules présentes en surface de l'échantillon qui se produit lors d'un bombardement électronique.

3.1.3.b) Inconvénients

La jauge de Penning est une jauge à ionisation (génération d'électrons qui vont ioniser le gaz résiduel). Ces électrons pourraient être une source de perturbation pour notre expérience.

Pour fonctionner, la jauge de Penning utilise un aimant permanent de 500 G (0,05 T), et comme nous le verrons plus loin, ce champ magnétique pourrait avoir un impact sur le faisceau d'électrons.

3.1.3.c) Informatique

J'ai réalisé un programme (figure 3-4) qui enregistre ces pressions au cours du temps. Ce programme a été réalisé en C++.

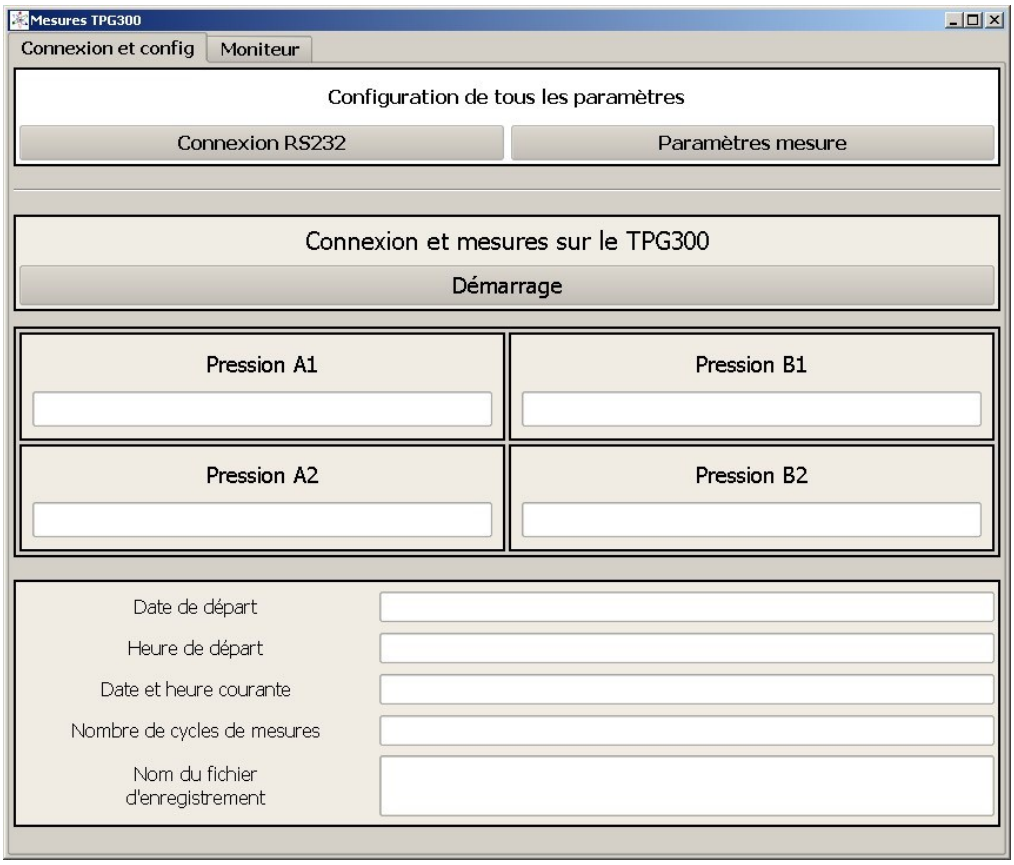


Figure 3-4 Capture d'écran du programme d'enregistrement des pressions

3.1.4 Analyse de gaz

Le bâti est équipé d'un spectromètre de masse (Residual Gas Analyser) capable d'aller jusqu'à l'unité de masse unifiée 200 (u). Ce RGA nous permet de déterminer les gaz présents dans l'enceinte, et aussi, de déterminer les gaz qui s'échappent durant le bombardement électronique de l'échantillon.

Le spectromètre fonctionne par ionisation du gaz résiduel et il y a donc un risque pour que des électrons produits par le spectromètre puissent perturber l'expérience.

3.1.5 Informatique

L'informatique joue un rôle important car c'est ce qui nous permet le pilotage de l'instrumentation, ainsi que l'enregistrement des mesures. Le programme principal qui gère toute l'expérience (gestion de tous les appareils) a été fait avec le logiciel LabVIEW. Quelques programmes annexes (contrôle du canon, lecture de la pression, etc.) ont été réalisés en utilisant le langage de programmation C++.

3.1.6 Alimentation stabilisée

Nous utilisons 2 alimentations stabilisées à courant continu. Ces alimentations permettent de polariser l'échantillon bombardé, ainsi que la coupe de Faraday.

Nous disposons d'une alimentation à affichage numérique, dont l'exactitude est d'environ 0,05 V. Nous avons aussi une alimentation avec un cadran à aiguille pour laquelle, j'estime l'exactitude à environ 0,5 V mais en utilisant un voltmètre en sortie de l'alimentation, il est possible d'avoir un réglage beaucoup plus fin de la tension.

3.1.7 Canon à électrons + alimentation

3.1.7.a) Présentation du canon (EFG-7 de la marque KIMBALL PHYSICS)

Le canon à électrons (figure 3-5) est l'élément qui va nous permettre de bombarder électroniquement notre échantillon.

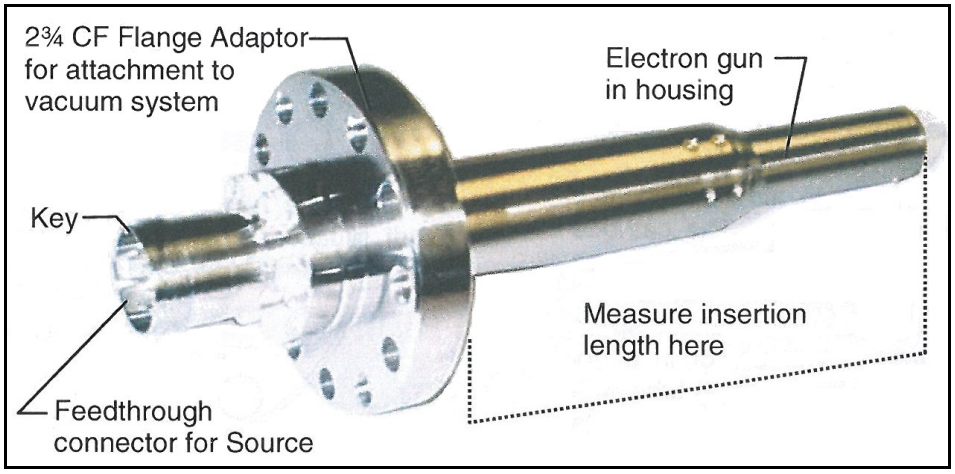


Figure 3-5 Photo commentée du canon à électrons EFG-7

Les électrons vont être produits à l'aide d'une cathode / filament chauffé. Le filament a une résistance très faible (de l'ordre de l'ohm), ce qui fait qu'il suffit d'une faible tension à ses bornes pour obtenir un courant conséquent. Sous l'effet de la chaleur, des électrons seront produits par effet thermoïonique.

Le courant émis, ainsi que l'énergie des électrons vont être déterminés par un système de triode composé de la cathode, de l'anode et de la grille.

Notre canon à électrons dispose également d'un Focus qui permet de focaliser notre faisceau. En faisant converger ou diverger le faisceau, cela permet de modifier la taille du spot du faisceau au niveau de l'échantillon.

La cathode est l'élément qui en chauffant, va libérer des électrons. La cathode de notre canon à électrons est en tantale qui est un métal réfractaire à la chaleur (la température de la cathode va être de l'ordre de 2200 K). Pour fonctionner correctement, la cathode a besoin d'un vide correct (la pression doit être inférieure à 10^{-5} mbar).

3.1.7b) Schéma du canon

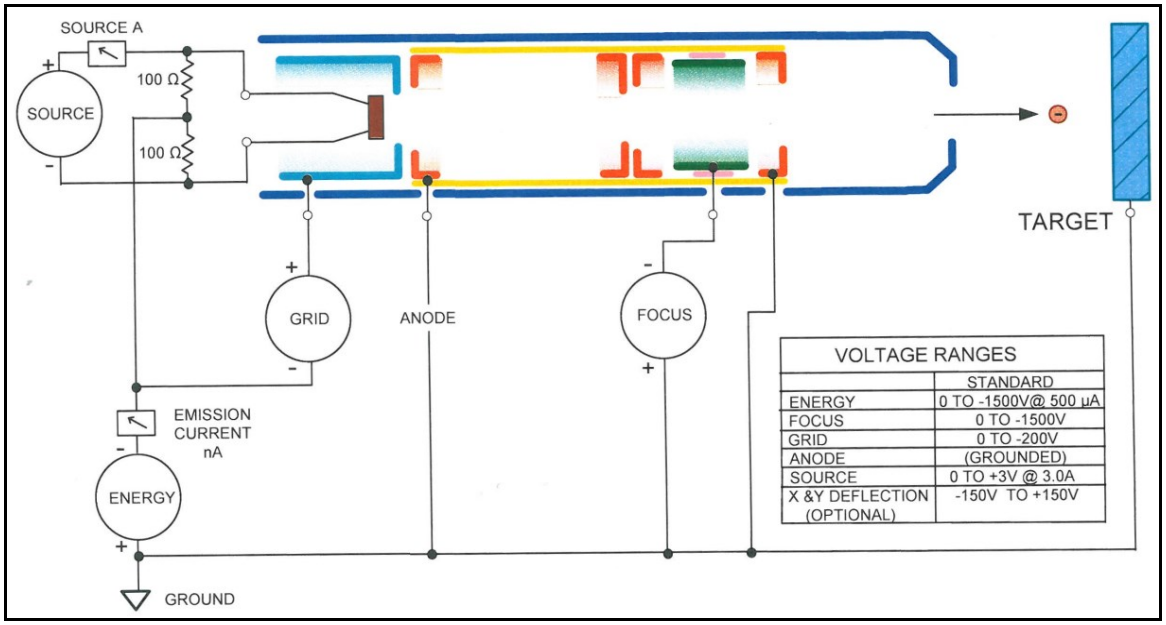


Figure 3-6 Schéma simplifié du fonctionnement du canon à électrons

La figure 3-7 permet de voir où se font les mesures des courants « Courant Source » et « Courant d'émission ». On peut voir que l'anode est reliée à la masse.

Ce qui n'apparaît pas dans ce schéma, c'est que la grille (grid) est en fait constituée 2 grilles, une variable et l'autre fixe.

3.1.7.c) Caractéristiques du canon

Les caractéristiques du canon à électrons sont les suivantes :

- Energie du faisceau d'électrons : 0 à -1500 eV
- Courant d'émission du faisceau : 1 nA à 500 µA
- Taille du spot (diamètre) : 1 à 100 mm
- Distance entre le canon et la cible : 25 à 200 mm
- Répartition des électrons dans le faisceau : gaussienne
- Capacité d'impulsions : fonctionnement en continu, jusqu'à des impulsions de quelques µs
- Type de la cathode : cathode dans un métal réfractaire à la chaleur
- Tension de source : 0 à 3 V
- Courant de source : 0 à 3 A
- Tension de grille variable : 0 à 200 V
- Tension de focus : 0 à – 1500 V

Power Supply	Range
Energy	0 to -1500 V
Source (Filament +/-)	0 to 3.0 V @ 3.0 A
Grid	0 to -200 V
Focus	0 to -1500 V
Optionnal Fixed Grid (for pulsing)	-500 V

Figure 3-7 Caractéristiques du canon à électrons

3.1.7d) Présentation de l'alimentation du canon (EGPS-1017A)

L'alimentation est équipée de 4 alimentations continues variables et d'une alimentation continue fixe :

- Tension Source
- Energie
- Grille variable
- Grille fixe (coupure totale du faisceau)
- Focus

L'alimentation peut être entièrement commandée depuis un ordinateur. Le bombardement électronique peut se faire de manière continue ou bien, de façon pulsée et c'est la méthode pulsée que nous avons retenue. Le déclenchement du bombardement électronique se fait grâce à un signal TTL généré par l'ordinateur. Concrètement, le signal TTL permet d'activer ou non la tension de grille fixe. La présence de la tension de grille fixe a pour conséquence le blocage du faisceau d'électrons.

3.1.7.e) Informatique

Un programme en langage C++ a été développé afin de pouvoir commander le canon à électrons (figure 3-8).

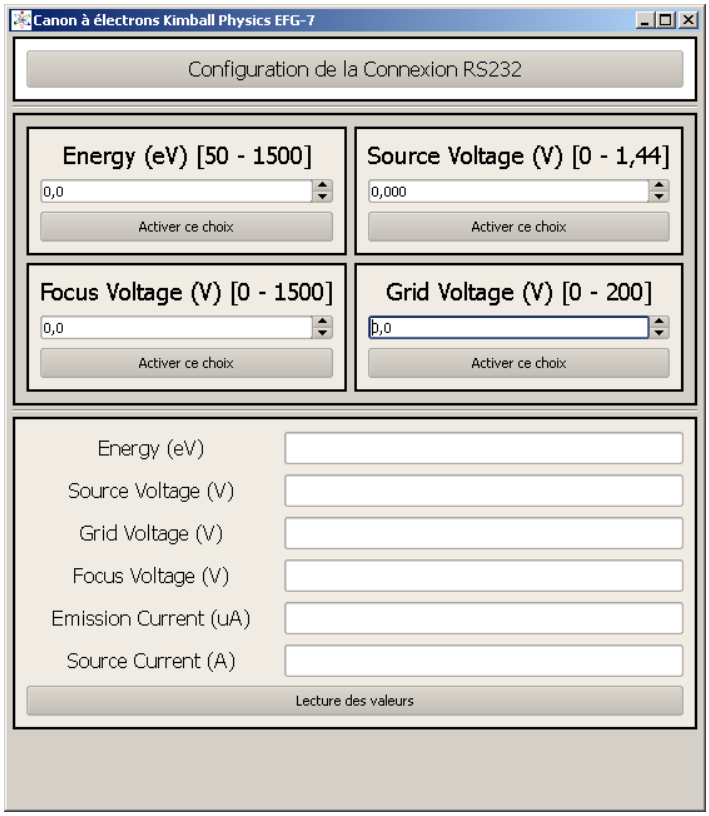


Figure 3-8 Capture d'écran du logiciel de contrôle du canon à électrons

Un autre programme écrit en C++ permet la commande TTL destiné à activer ou non la tension de grille fixe. En plus du programme informatique, la réalisation d'un petit circuit électronique a été nécessaire pour obtenir une commande TTL correcte.

3.1.8 Le pico-ampèremètre (Keithley 6485)



Figure 3-9 Face avant du pico-ampèremètre

Pour notre expérience, nous avions besoin d'un appareil capable non seulement de mesurer de l'ordre du pico-ampère, mais aussi capable de réaliser des mesures rapides (le bombardement électronique ne durant que 30 ms). Nous avons choisi de prendre un Keithley 6485 (figure 3-9).

Les principaux paramètres de l'appareil sont les suivants :

- APERTURE TIME : C'est ce qui va définir la durée d'intégration d'une mesure.
- RANGE : Cela permet d'indiquer à l'appareil la gamme de courant qu'elle va devoir mesurer.

L'entrée « + » du pico-ampèremètre est placé du côté de l'échantillon et l'entrée « - » est placé du côté de l'alimentation stabilisée servant à régler la polarisation. Si le pico-ampèremètre affiche un courant positif, cela signifie que l'échantillon a un déficit d'électrons (départ d'électrons). Si le pico-ampèremètre affiche un courant négatif, cela correspond à des électrons gagnés.

A noter que depuis le mois de juillet 2013, nous possédons deux pico-ampèremètres Keithley 6485.

3.1.9 Le manipulateur de porte échantillon

Le canon à électrons étant fixe sur l'enceinte et n'étant pas équipé du module de déviation X-Y du faisceau, c'est le porte échantillon qui est mobile afin que le faisceau d'électrons tape à l'endroit désiré.

Il est possible de déplacer le porte échantillon dans l'axe Z à l'aide d'un soufflet rétractable. Il est également possible de déplacer le porte échantillon dans les axes X et Y. Cela se fait grâce à 2 vis millimétrées. Enfin, il est possible d'effectuer des rotations sur 360°.

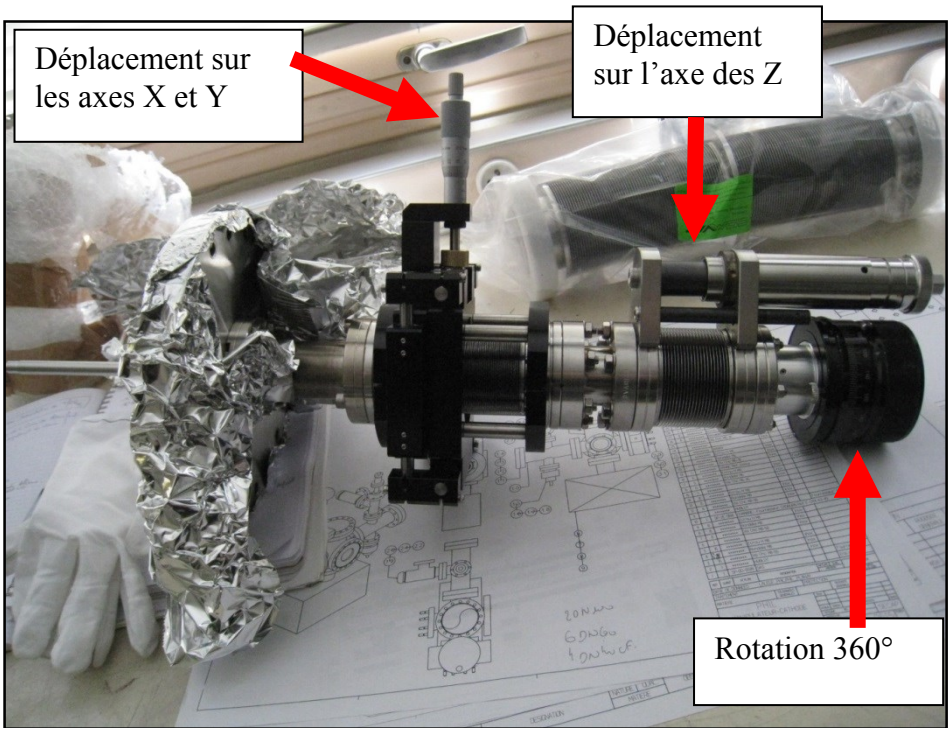


Figure 3-10 Manipulateur du porte échantillon

A noter qu'une butée a été installée pour empêcher de faire une rotation supérieure à 360°. L'objectif étant d'éviter de tordre les fils de cuivre par lesquels, nous récupérons les courants.

Le manipulateur (figure 3-11) doit permettre de positionner le porte échantillon de façon à ce que l'échantillon soit bombardé par les électrons avec un angle de 15°.

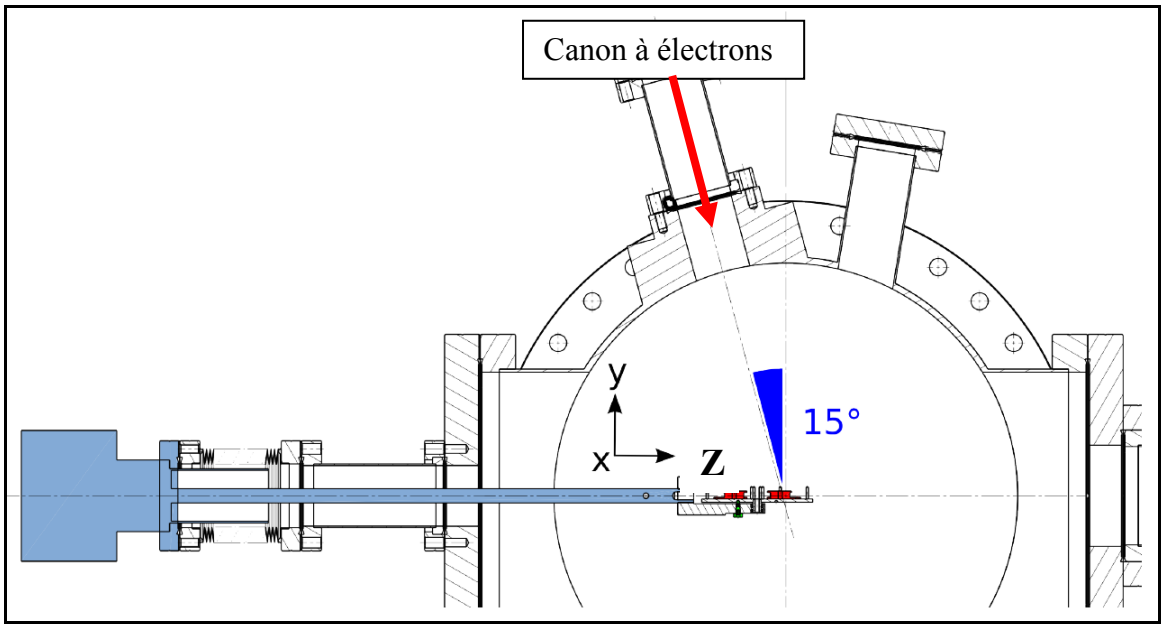


Figure 3-11 Vue de dessus de l'enceinte [Alexandre GONNIN du LAL]

3.1.10 Le porte échantillon

Au bout du manipulateur se trouve le porte échantillon. Le porte échantillon est une réalisation de notre laboratoire (notamment du bureau d'études et des ateliers mécanique) qui a été spécialement conçu pour notre expérience. Le porte échantillon est fait en acier inoxydable, avec un échantillon posé dessus (dans l'exemple de la photo, il s'agit d'un échantillon de cuivre OFHC très pur). Si nous avons choisi de prendre un échantillon en cuivre OFHC, c'est qu'en plus d'être compatible avec l'ultravide, il existe déjà des mesures du taux d'électrons secondaires pour ce matériau. Toute la partie en acier inoxydable du porte échantillon est reliée à la terre, mais l'échantillon est lui électriquement isolé grâce à des céramiques.

On a fixé sur le porte échantillon une coupe de Faraday (figure 3-12) achetée dans le commerce.

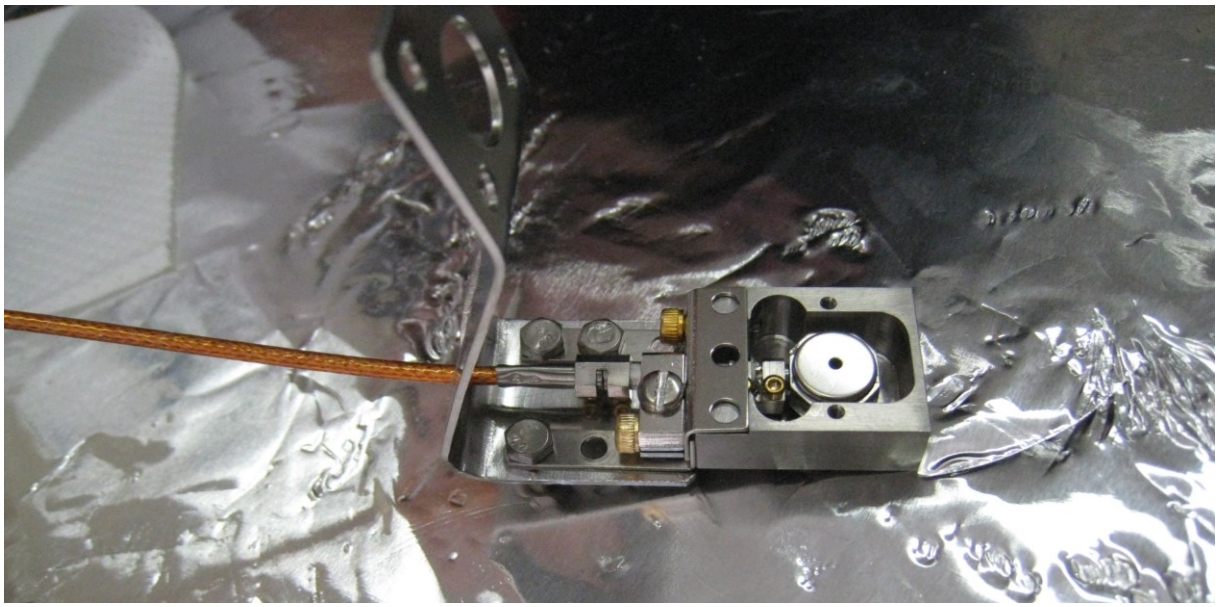
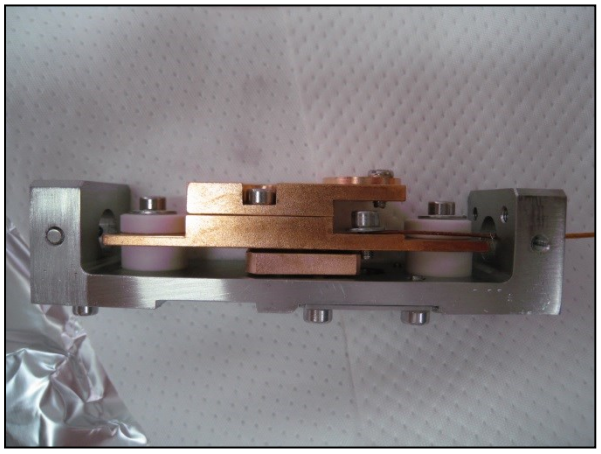
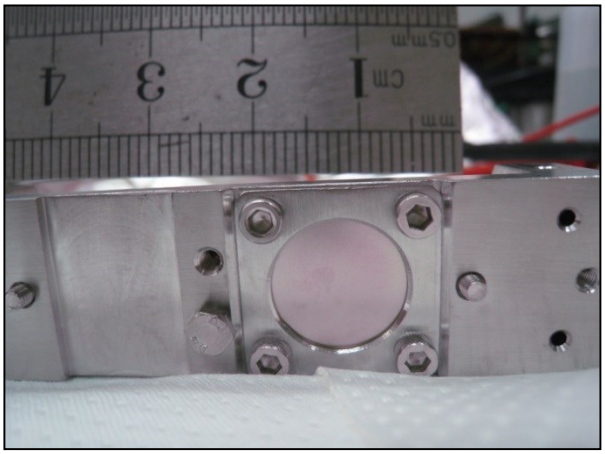
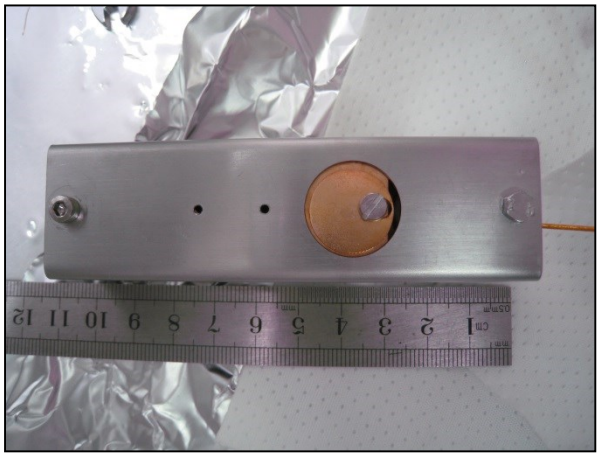
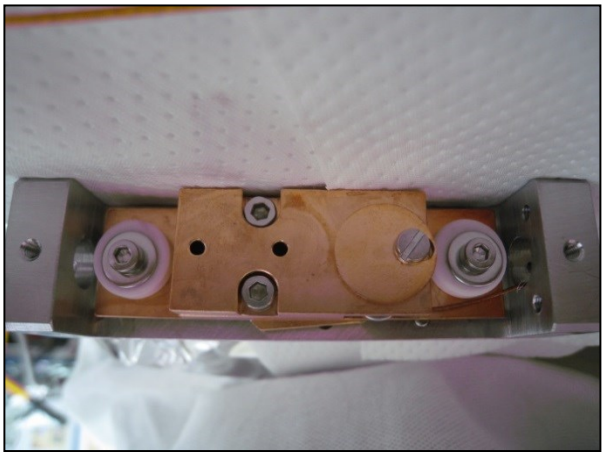
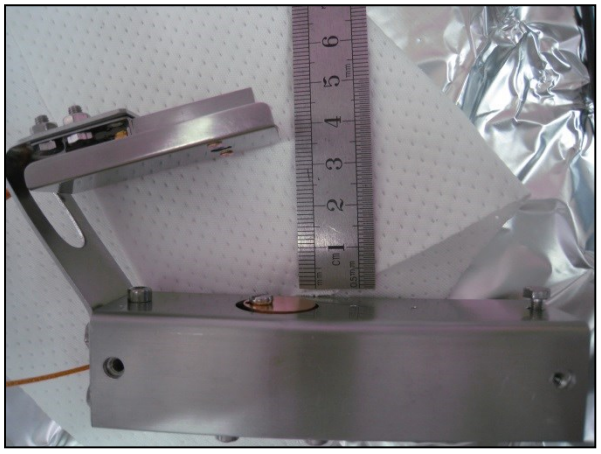
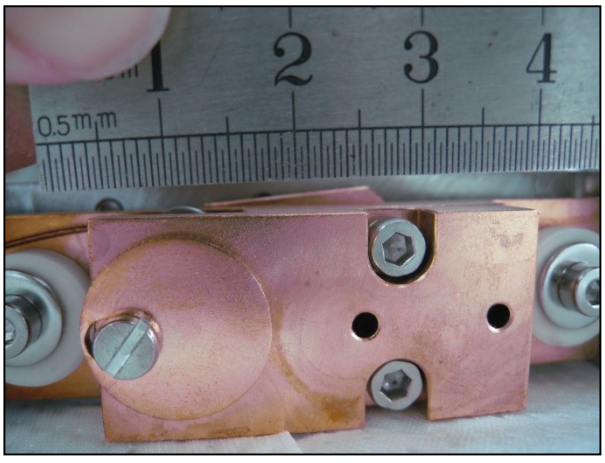
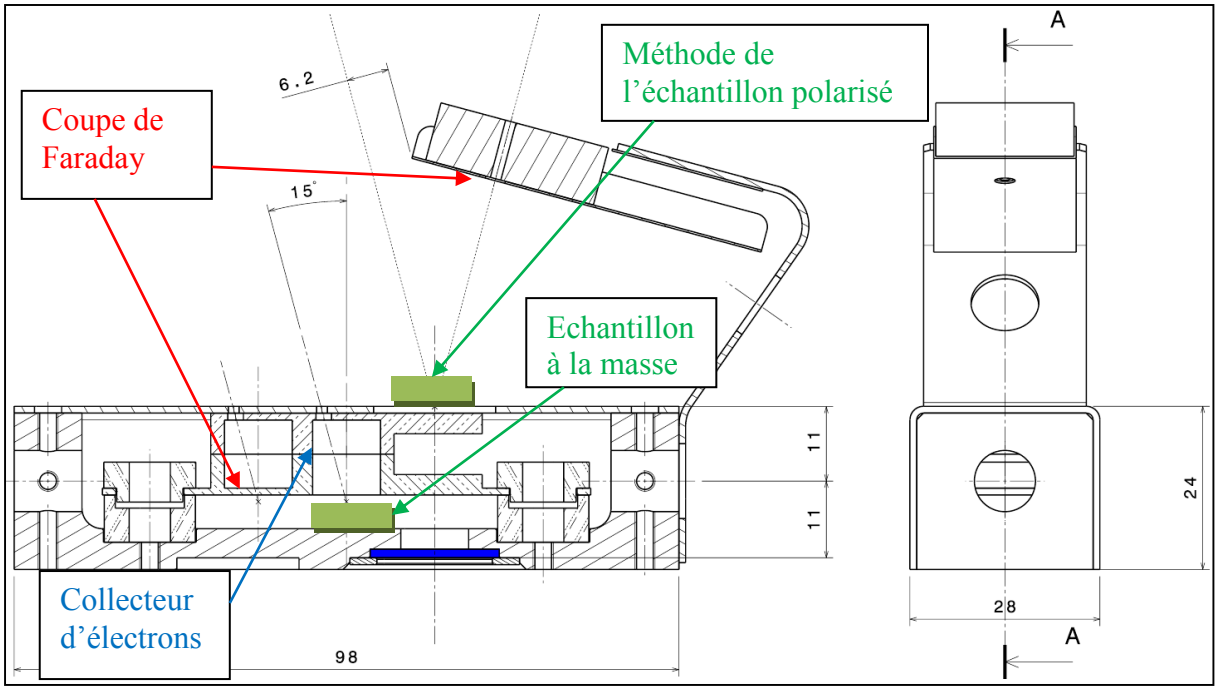


Figure 3-12 Photo de la coupe de Faraday avec son enveloppe retirée

Ce porte échantillon équipé de sa coupe de Faraday commerciale, a été pensé pour permettre de réaliser des mesures de taux d'émission d'électrons secondaires de différentes manières. L'objectif étant notamment de pouvoir reproduire les méthodes du SLAC et du CERN.

Quelques photos du porte échantillon :


Méthode de
l'échantillon polarisé
Coupe de
Faraday
Echantillon
à la masse
Collecteur
d'électrons
6.2
15°
11
11
98
A
A
24
28

3.2 Partie expérimentale

Dans cette partie, nous allons voir les principales manipulations qui ont été réalisées avec le bâti d'essais. L'objectif de cette partie expérimentale était d'arriver à bien maîtriser toutes les composantes de l'expérience pour, au final, réussir à obtenir des résultats fiables.

L'ordre de présentation de nos mesures qui suit ne correspond pas à un ordre chronologique. Certaines mesures ont pu être réalisées un grand nombre de fois. En effet, suite à une série de mesures, il a été possible de mieux comprendre certains paramètres, ce qui a permis d'apporter des améliorations à l'expérience. Compte tenu de ces améliorations, il était souhaitable de refaire les mesures déjà réalisées auparavant. Pour prendre un exemple, j'ai fait des mesures pour voir si certains instruments à ionisation (RGA, jauge de Penning, canon à électrons et pompe ionique) pouvaient parasiter la mesure. A chaque fois qu'il a été possible d'améliorer la sensibilité de détection, l'expérience a été refaite afin d'avoir des résultats plus précis.

3.2.1 Suivi de la descente en pression

Une fois que l'enceinte est refermée avec le porte échantillon à l'intérieur, il convient de réaliser le vide. Pour cela, on utilise un pompage secondaire allant jusqu'à 10^{-6} mbar et on passe ensuite en pompage ionique. La pression peut être suivie grâce à la jauge de Penning. Après chaque ouverture de l'enceinte, nous enregistrons la descente en pression, afin d'avoir des spectres de référence. L'objectif étant de pouvoir estimer le temps nécessaire pour atteindre un niveau de vide satisfaisant nous permettant de travailler.

Voici 2 exemples de descente en pression (figures 3-13 et 3-14), effectuées sur l'enceinte non étuvée et qui avait été laissée à l'air ambiant pendant plusieurs jours.

Descente du 18 octobre 2012 :

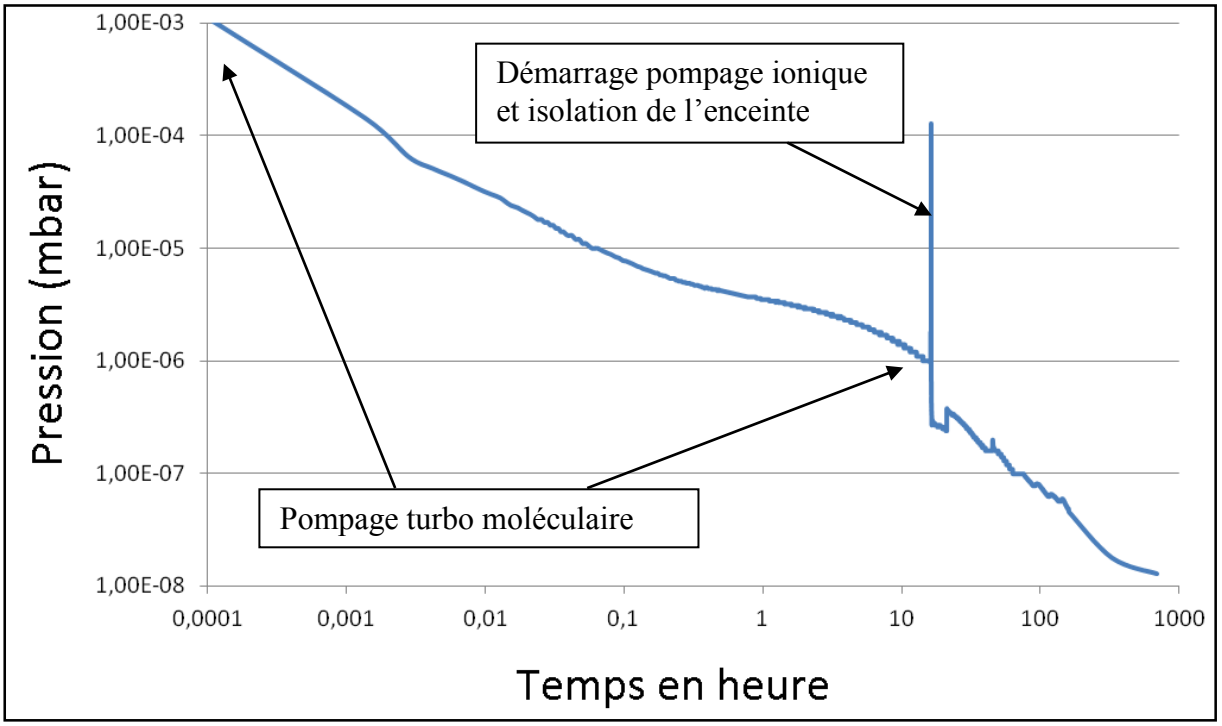


Figure 3-13 Descente en pression du 18 octobre 2012

Descente du 14 juin 2013 :

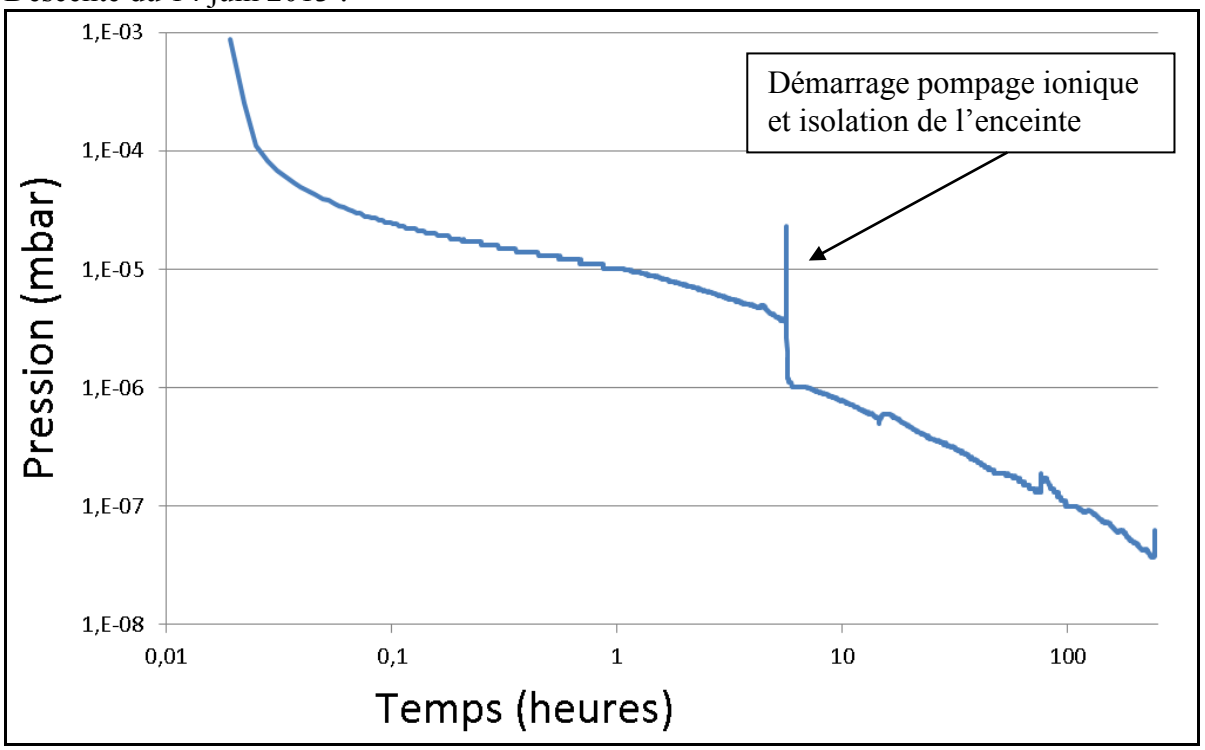


Figure 3-14 Descente en pression du 14 juin 2013

Les brusques remontées de pression que l'on peut voir sur les graphiques proviennent du démarrage de la pompe ionique (il y a dégazage au démarrage). Les remontées plus faibles proviennent de l'allumage d'un filament (RGA ou canon à électrons) ou bien, d'un bombardement électronique.

On peut estimer à une semaine de pompage, le temps nécessaire pour atteindre la pression de travail.

3.2.2 Composition du gaz résiduel

Une fois que nous avons atteint la pression de travail, nous réalisons un spectre de masse. Il s'agit ici de simplement faire un contrôle pour vérifier que l'enceinte n'est pas polluée.

Un spectre de masse a été réalisé en octobre 2012 (figure 3-15).

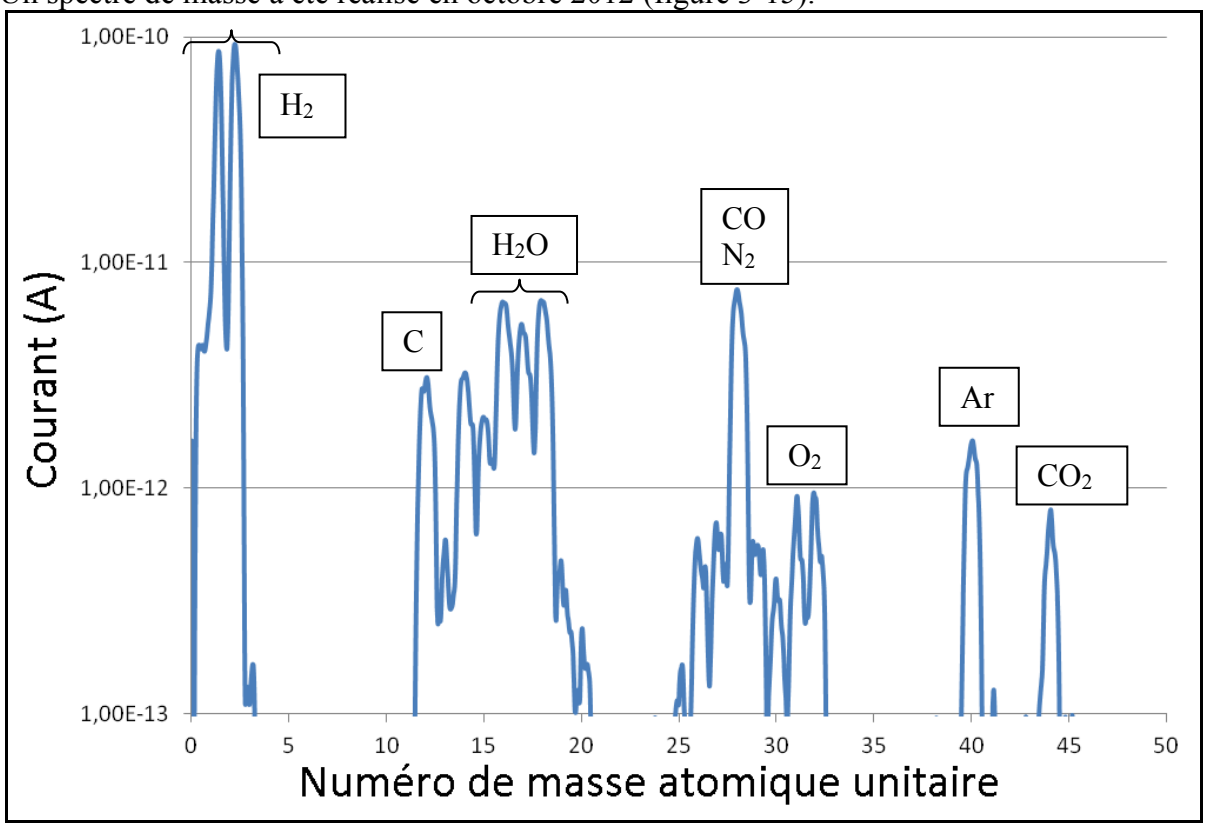


Figure 3-15 Spectre de masse fait en octobre 2012

Un autre spectre de masse a été réalisé en juillet 2013 (figure 3-16).

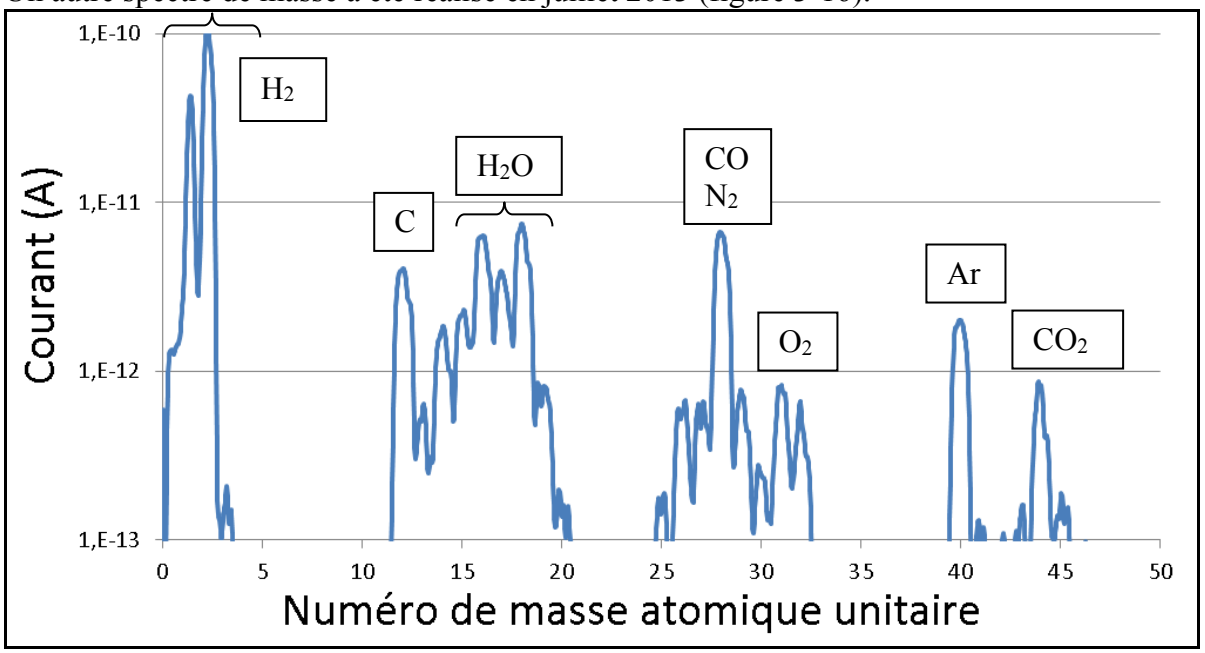


Figure 3-16 Spectre de masse fait en juillet 2013

Le RGA (spectromètre de masse) donne la composition du gaz ambiant dans l'enceinte. Dans le cas de nos spectres (spectres pour les masses « légères » de 0 à 50 u - Unité de masse atomique unifiée), il ne semble pas y avoir de pollution.

3.2.3 Utilisation du manipulateur

Afin de positionner correctement le porte échantillon par rapport au canon à électrons, il faut utiliser le manipulateur.

Le manipulateur angulaire est gradué et nous pouvons espérer une précision d'environ 0,5°. Le manipulateur X-Y est également gradué (au niveau des vis millimétriques) et nous pouvons espérer une précision de l'ordre du millimètre. Le manipulateur Z n'était initialement pas gradué et nous avons dû en ajouter une. Nous avons sur l'axe Z une précision comprise entre 0,1 et 0,2 mm.

3.2.4 Utilisation du pico-ampèremètre

L'objectif des mesures sur le pico-ampèremètre est de bien comprendre l'effet de chacun de ses paramètres afin de trouver les réglages optimaux.

Nous prévoyons de nous placer dans les mêmes conditions qu'au CERN, c'est-à-dire avec un bombardement d'une durée de 30 ms et un courant de l'ordre 5 nA.

Le premier paramètre à déterminer, c'est le range, c'est-à-dire, indiquer le courant maximum qu'il est susceptible de recevoir. Il est conseillé de prendre un range le plus proche possible du courant réel à mesurer car la précision de la mesure est alors meilleure. Le range le plus proche de 5 nA est 20 nA, mais ce choix ne permet pas d'enregistrer de brutales variations de

courant (le temps d'intégration est de plusieurs ms) et donc, nous utiliserons plutôt le range 200 nA qui offre de meilleures caractéristiques.

Le second paramètre à déterminer, c'est le temps d'intégration des mesures, c'est-à-dire le APERTURE TIME. Le fait d'avoir un temps d'intégration faible permet d'obtenir plus de mesures dans un même laps de temps, mais en contrepartie, cela augmente le bruit. Nous avons donc choisi un APERTURE TIME de 0.1 qui correspond à un temps d'intégration d'environ 3 ms, ce qui donne 10 mesures durant le bombardement de 30 ms.

En faisant des mesures de courant avec un bouchon à la sortie du pico-ampèremètre, on peut constater la présence d'un signal parasite de fréquence 50 Hz et ayant quelques pA d'amplitude (figure 3-17).

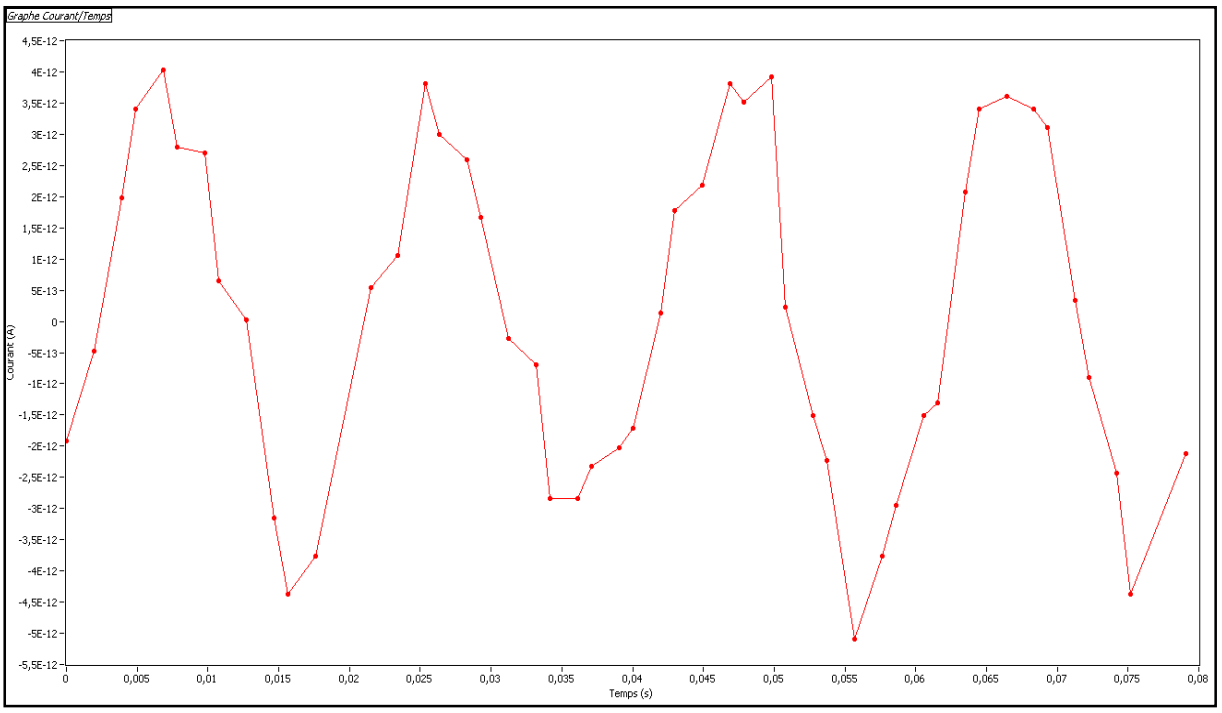


Figure 3-17 Présence d'un signal parasite enregistré par le pico-ampèremètre

En installant le pico-ampèremètre dans la boucle de mesures de notre expérience, le signal parasite devient plus fort. Il a toujours une fréquence de 50 Hz, mais son amplitude est de l'ordre de 5.10^{-11} A. On peut relativiser l'importance de ce signal parasite en remarquant que comme il est sinusoïdal et que l'on prend la moyenne de plusieurs points pour calculer notre courant, cela a pour effet de réduire fortement l'impact de ce signal. De nombreux essais et mesures ont été nécessaires pour réussir à réduire autant que possible ce signal parasite, et cela nous a permis de voir qu'il y a un réel impact du câblage sur la qualité des mesures.

3.2.5 Sources d'électrons parasites

Notre objectif va être de mesurer le courant électronique provenant du bombardement de l'échantillon par le canon à électrons. Dans le bâti, d'autres éléments peuvent être des sources d'électrons : le canon à électrons, le RGA, la jauge de Penning, ainsi que la pompe ionique. L'expérience va consister à voir si leur fonctionnement peut parasiter notre mesure, c'est-à-dire s'ils sont susceptibles de produire des électrons qui seront captés par notre dispositif.

Nous avons polarisé l'échantillon à +50 V et nous avons fait une mesure du courant de référence avec tous les équipements éteints. Nous avons ensuite mis en marche individuellement chacun des équipements pour effectuer une mesure. Nous avons donc mis en fonctionnement la Pompe Ionique, puis la jauge de Penning, puis le RGA avec le mode Channeltron (dans ce mode, il y a davantage d'électrons de produits afin d'augmenter la ionisation du gaz), et enfin, nous avons allumé le canon à électrons mais en activant la tension de grille fixe (en principe, avec la tension de grille fixe, aucun électron ne doit sortir du canon).

Aucune de ces mesures n'a permis de constater de différence notable par rapport à notre mesure de référence. Dans le cas où ces appareils à ionisation seraient responsables d'un signal parasite, celui-ci serait donc trop faible pour être mesuré par nous.

3.2.6 Le canon à électrons EFG-7 de la marque KIMBALL PHYSICS

Tout comme pour le pico-ampèremètre, nous avons réalisé de nombreuses mesures afin de bien comprendre l'impact de chaque paramètre du canon à électrons.

Nous pouvons agir sur 5 paramètres :
- Tension Source
- Energie des électrons
- Focus
- Grille variable
- Grille fixe de 500 V

Le paramètre « Grille Fixe » a 2 états. Soit elle est inactive, soit elle est active et dans ce cas, elle coupe totalement le faisceau d'électrons, c'est-à-dire qu'il n'y a plus d'électrons qui sort du canon. C'est en utilisant cette tension de grille fixe que nous pouvons faire des bombardements électroniques de 30 ms. Par défaut, la tension de grille fixe est appliquée pour bloquer le faisceau, et pendant la durée du bombardement, on annule la tension de grille fixe. A noter que la transition entre l'état « grille fixe activée » et l'état « grille fixe désactivée » est très courte (quelques µs) et n'est pas visible sur nos mesures.

Le paramètre « Tension Source » (figure 3-18) va déterminer la quantité d'électrons disponibles pour un bombardement. La tension source va être appliquée aux bornes d'une cathode en tantale. Sur l'alimentation du canon à électrons, on peut lire le Courant Source.

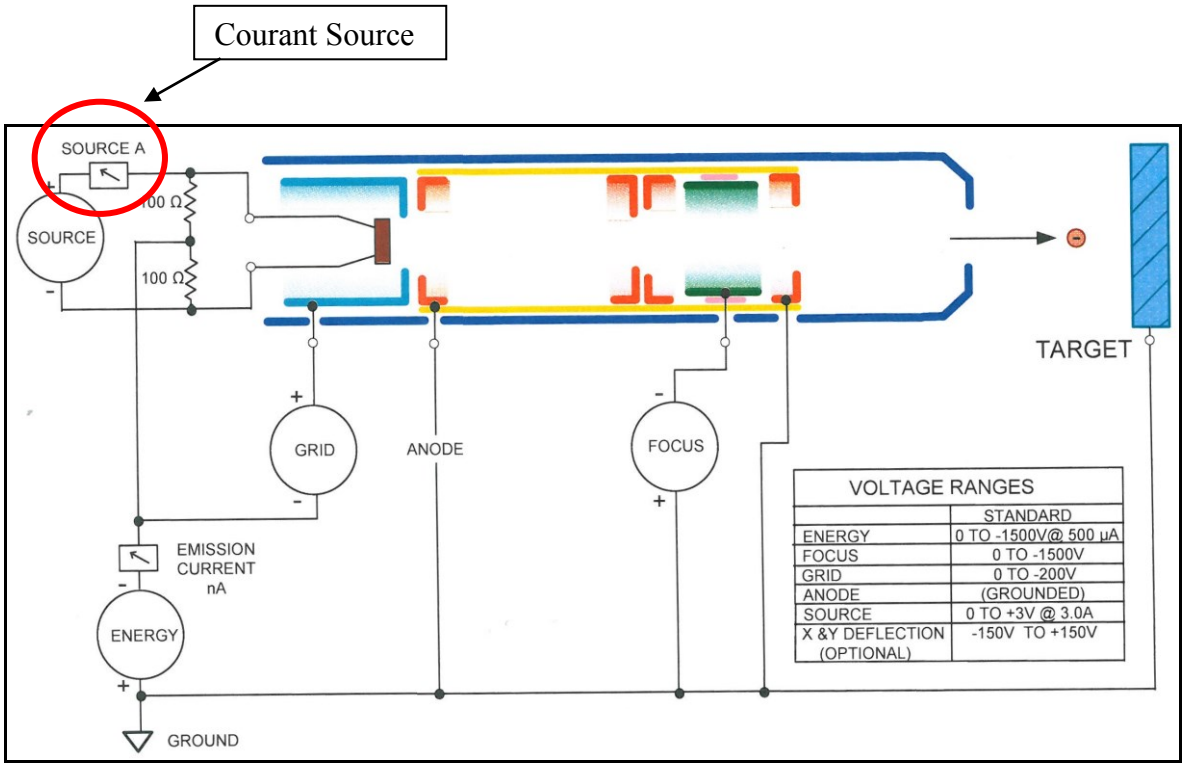


Figure 3-18 Schéma du canon à électron

La documentation du canon à électron donne un graphique donnant la correspondance entre la Tension Source et le Courant Source (figure 3-19). Nous avons refait les mesures et nous trouvons quelque chose de similaire.

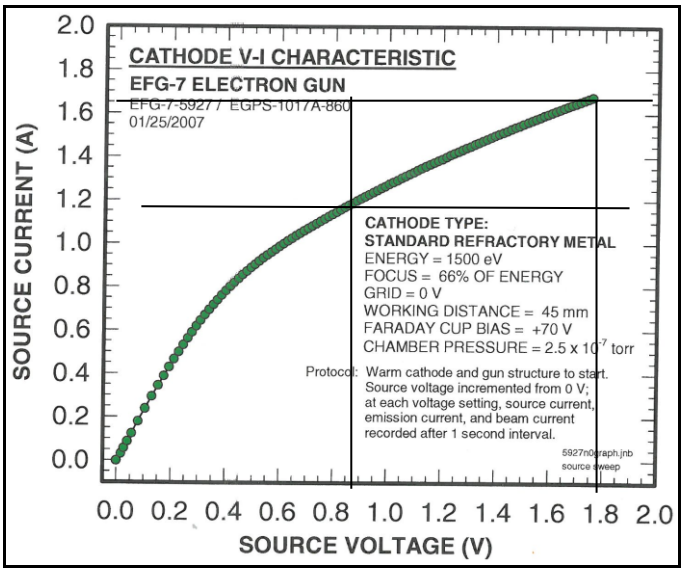


Figure 3-19 Correspondance courant source en fonction de la tension source

Le paramètre « Energie des électrons » sert comme son nom l'indique, à fixer l'énergie des électrons qui sortiront du canon.

Le paramètre « Focus » sert à focaliser le faisceau, et c'est ce qui permettra d'avoir une zone bombardée plus ou moins grande. A noter que la tension du focus est calée sur celle de l'énergie des électrons. Cela signifie qu'en modifiant l'énergie des électrons, la tension de focus va être modifiée dans les mêmes proportions.

Le dernier paramètre est la « grille variable » qui va permettre de réduire le faisceau d'électrons du canon, et si la tension est suffisamment élevée, il est même possible de totalement annihiler le faisceau. Pour ce paramètre, nous nous sommes contentés de faire quelques mesures pour constater que la tension de grille pouvait réduire le faisceau d'électrons. Pour ce mémoire, la tension de grille variable n'aura jamais été utilisée et sa valeur sera toujours 0 V.

Compte tenu que nous appliquerons toujours une tension de grille variable de 0 V, le courant du faisceau (les électrons sortant réellement du canon pour aller bombarder l'échantillon) va uniquement dépendre des paramètres Tension Source et Energie des Electrons. Le principe physique est qu'en appliquant une tension aux bornes de la cathode, celle-ci va chauffer et libérer des électrons. En donnant une énergie à ces électrons libres, ceux-ci vont être en mesure de quitter le canon à électrons. On comprend bien que pour avoir un courant de faisceau, il est nécessaire d'agir sur ces 2 paramètres. En effet, si on se contente de chauffer la cathode mais sans donner d'énergie aux électrons, alors, il n'y aura pas de faisceau d'électrons car les électrons n'auront aucune raison de se mouvoir dans une direction précise.

L'alimentation n'indique pas le courant réel du faisceau qui est émis par le canon à électron (« current beam »), mais l'alimentation donne une valeur de courant d'émission (« emission current ») qui donne une indication sur le courant réellement émis par le canon (figure 3-20).

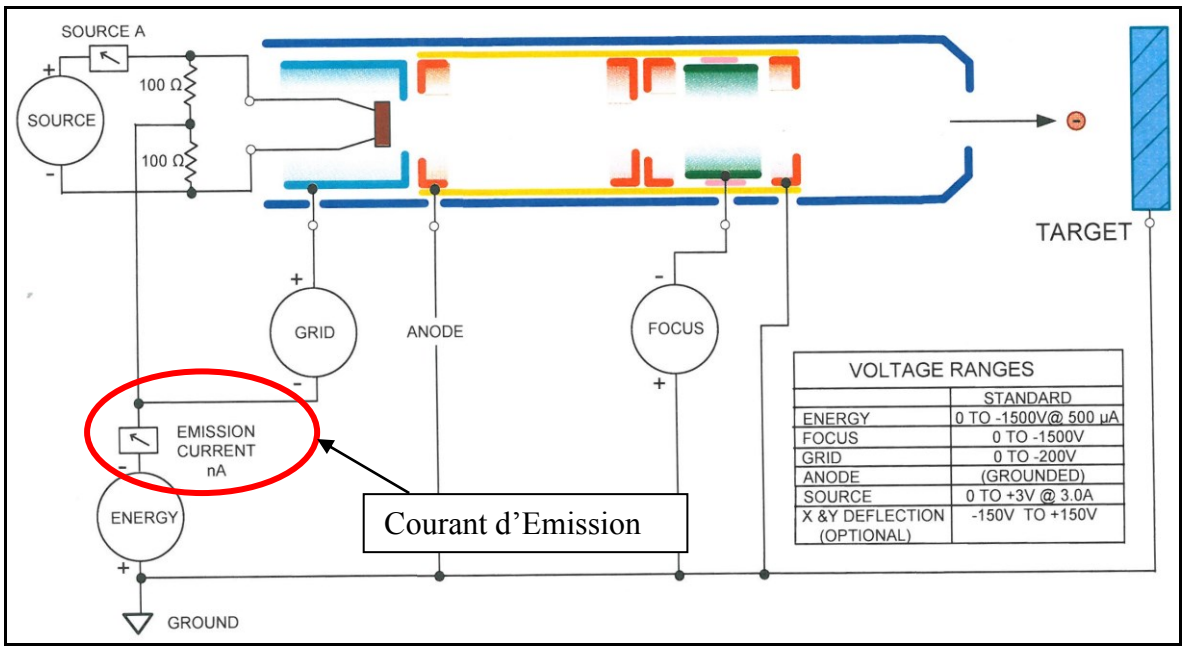


Figure 3-20 Schéma du canon à électrons

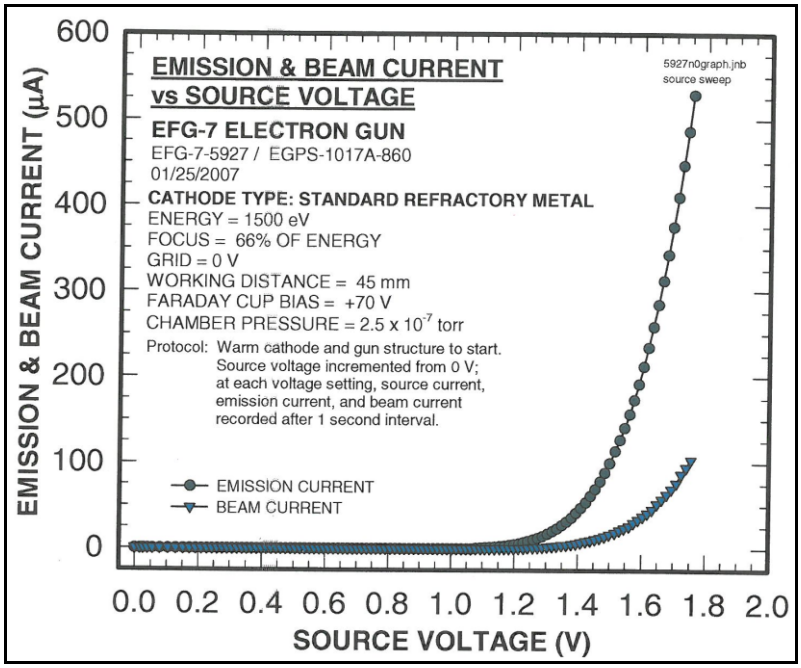


Figure 3-21 Correspondance du courant d'émission et du courant du faisceau en fonction de la tension source

Nos mesures permettent de retrouver quelque chose de similaire aux courbes données dans la notice.

Dans le cas où le canon fonctionne de façon continue, il est possible de fixer une valeur de courant d'émission et l'alimentation se régule par elle-même. L'intérêt de ce mode est qu'en principe, le courant du faisceau d'électrons est ainsi stable au cours du temps. Dans notre cas, nous fonctionnons avec des tirs de 30 ms (mode pulsé) et donc, il ne nous est pas possible d'utiliser le mode de régulation du courant d'émission.

Comme cela a été dit, pour produire des électrons, nous chauffons une cathode en tantale. Cette cathode en chauffant, va avoir sa résistance interne qui va être modifiée et donc, le courant la parcourant va également être modifié (U = R.I). Pour obtenir des résultats fiables, il faut attendre que la température de fonctionnement soit stabilisée ce qui peut prendre entre 1 et 2 heures. Nous avons fait un enregistrement pour suivre l'évolution du Courant Source en fonction du temps. Le canon dispose d'une option qui permet de stabiliser le courant d'émission mais cela ne fonctionne que dans le cas d'un bombardement permanent et donc, comme nous sommes en mode pulsé, nous ne pouvons pas l'utiliser.

Nous avons fait une mesure en mettant comme paramètres du canon : « Tension Source = 1,2 V » (figure 3-22).

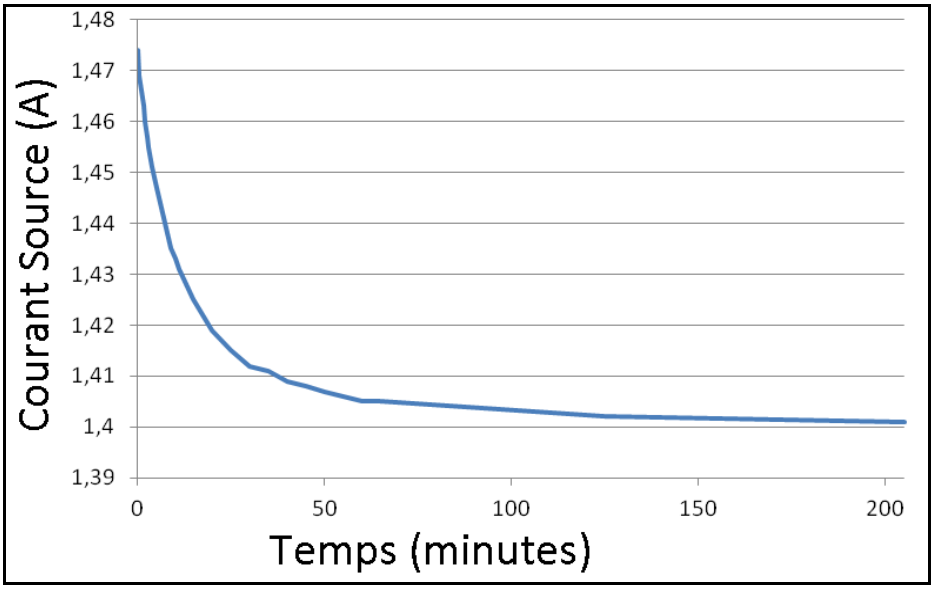


Figure 3-22 Evolution du courant source en fonction du temps

J'ai également fait une mesure du courant primaire dans les premières minutes après le démarrage du canon, puis une autre mesure quand le courant source du canon à électrons était bien stabilisé, et on peut voir une différence conséquente. Pour avoir des mesures fiables et reproductibles, il est vraiment indispensable que le courant Source soit stabilisé. Toutes les mesures de ce mémoire ont été réalisées avec un courant source stabilisé.

A noter que nous avons rencontré deux problèmes assez graves avec le canon à électrons. Le premier a été une panne de l'alimentation qui a finalement pu être réparée par le service d'électronique du laboratoire. La seconde panne est liée à une mauvaise utilisation du canon. Nous l'avons en effet fait fonctionner notre canon alors que le vide n'était pas suffisamment bon (la pompe ionique avait cessé de fonctionner sans qu'on s'en aperçoive, et donc, le vide s'était dégradé). Nous avons pu résoudre ce problème en faisant passer un courant élevé dans la cathode pour la nettoyer.

3.2.7 Utilisation du mode pulsé du canon à électrons

Le mode pulsé du canon à électrons se commande à l'aide d'un signal TTL. En fonction de l'état du signal TTL, la tension de grille fixe sera activée ou non, ce qui aura pour conséquence de bloquer le faisceau d'électrons, ou bien, de le laisser passer.

Initialement, l'ordinateur pour acquérir les données et le bâti d'essais n'étaient pas dans la même pièce, ce qui posait quelques contraintes. La solution trouvée fut de faire à côté du bâti, un circuit avec un circuit intégré MAX232 et en appuyant sur un bouton, cela transmettait un signal à l'ordinateur pour lui dire d'enclencher un bombardement. L'ordinateur envoyait ensuite un signal sur le circuit avec MAX232 et ce signal était convertit en signal TTL. Ce signal TTL était ensuite transmis à un générateur d'impulsions qui avait été configuré pour faire un pulse de 30 ms. Ce signal TTL était envoyé sur l'alimentation du canon à électrons afin de contrôler la tension de grille fixe. A noter que nous disposions aussi d'un oscilloscope qui permettait de visualiser le signal transmis au canon à électrons.

Ce système ne nous satisfaisant pas, nous avons pris la décision de le remplacer par quelque chose de plus simple. Nous nous sommes tout d'abord procuré un ordinateur portable que nous avons placé à côté de l'expérience. Nous avons ensuite utilisé un port série de l'ordinateur pour générer le signal de commande TTL (le port série de notre ordinateur ne sortant pas un signal parfaitement TTL, nous avons ajouté un petit circuit électronique passif pour corriger la tension transmises à l'alimentation du canon à électrons).

3.2.8 Informatique

Pour que notre expérience fonctionne, il nous faut démarrer de manière synchronisée et rapide les différents éléments. Il faut enclencher l'enregistrement du courant par le pico-ampèremètre, puis très rapidement ensuite, réaliser le bombardement électronique de 30 ms. L'utilisation de l'informatique va s'avérer indispensable pour réaliser une telle chose.

Initialement, un programme indépendant a été réalisé pour chaque instrument pouvant être commandé : Lecture de la pression grâce à la jauge de Penning, Commande du canon à électron, commande du bombardement électronique, et enfin, commande du pico-ampèremètre. Nous avons ensuite réalisé en 2012 un programme LabVIEW permettant de contrôler toute l'instrumentation et d'automatiser au maximum les mesures. Ce programme nous a permis de réaliser nos mesures. Cependant, quand nous avons voulu faire évoluer le programme pour lui ajouter de nouvelles options, nous avons réalisé que sa structure avait été mal pensée, ce qui le rendait difficilement modifiable. Le programme LabVIEW a été totalement réécrit au début de l'année 2013 afin d'apporter des possibilités nouvelles qui manquaient à la version précédente. La programmation a été fortement revue afin de rendre le programme beaucoup plus modulable et permettre des modifications plus facilement. L'algorithme qui déterminait la valeur du courant a également été revu en profondeur afin de prendre en compte certaines courbes un peu complexes. Une mise à jour du programme a été réalisée à la rentrée 2013 afin d'ajouter la prise en charge simultanée de 2 pico-ampèremètre.

A noter que dans le futur, je trouverais ça intéressant que le programme puisse également mesurer la pression dans le bâti, ainsi que la température et la tension de polarisation. Les solutions techniques pour récupérer ces données sur l'ordinateur sont relativement simples et rapide à mettre en œuvre. Si cela n'a pas encore été intégré dans le programme, c'est surtout que compte tenu du type de mesures que nous faisons, cela ne s'est pas avéré indispensable pour le moment.

3.2.9 Positionnement et écran phosphore

Pour mesurer le taux d'émission d'électrons secondaires de notre échantillon, il faut procéder à un bombardement électronique de celui-ci (le faisceau d'électrons doit taper précisément sur l'échantillon et non pas à proximité). Pour savoir si le faisceau d'électrons tape bien au niveau de l'échantillon, nous avons placé un écran phosphore sur le porte échantillon, à l'exact opposé de l'échantillon. L'objectif étant de visualiser le faisceau d'électrons sur l'écran phosphore et quand on est satisfait du résultat, il suffit de faire une rotation de 180° pour que le faisceau d'électrons soit positionné sur l'échantillon.

La visualisation d'un faisceau d'électrons sur un écran phosphore correspond au phénomène de cathodoluminescence (phénomène qui se produit quand on observe un faisceau d'électrons

bombardant un échantillon en phosphore, conduisant à l'émission de lumière visible). Le phénomène de cathodoluminescence se produit par interaction entre un électron énergétique et un matériau semi-conducteur, avec au final, la production de photons. Notre écran phosphore a été acheté à la société KIMBALL PHYSICS qui est également le fabricant de notre canon à électrons. La notice de l'écran phosphore indique que les électrons doivent avoir au minimum une énergie de 500 eV pour que le bombardement électronique produise de la lumière. La notice indique aussi que pour ne pas endommager l'écran, il ne faut pas dépasser une densité surfacique de puissance de 1 Watt/cm². Dans notre cas, compte tenu que la section de notre faisceau d'électrons fait environ 1 mm², cela signifie que nous ne devons pas dépasser une puissance de 10 mW. Si nous fixons l'énergie des électrons à 1500 eV, alors le courant du faisceau doit être inférieur à 6 µA.

Malheureusement, nos tests n'ont pas été concluants et nous n'avons pas réussi à voir le faisceau d'électrons au niveau de l'écran phosphore.

Le principe du canon à électrons que nous utilisons, est que par effet Joule, nous chauffons un filament. Cette énergie thermique va permettre aux électrons du filament d'acquérir l'énergie suffisante pour franchir la barrière de potentiel qui les maintient dans le solide. Le filament chauffé du canon à électrons va également produire de la lumière. Le filament chauffé de notre canon à électrons provoque un halo de lumière qui sature l'écran phosphore (figure 3-23) et ne permet pas de voir le faisceau d'électrons.

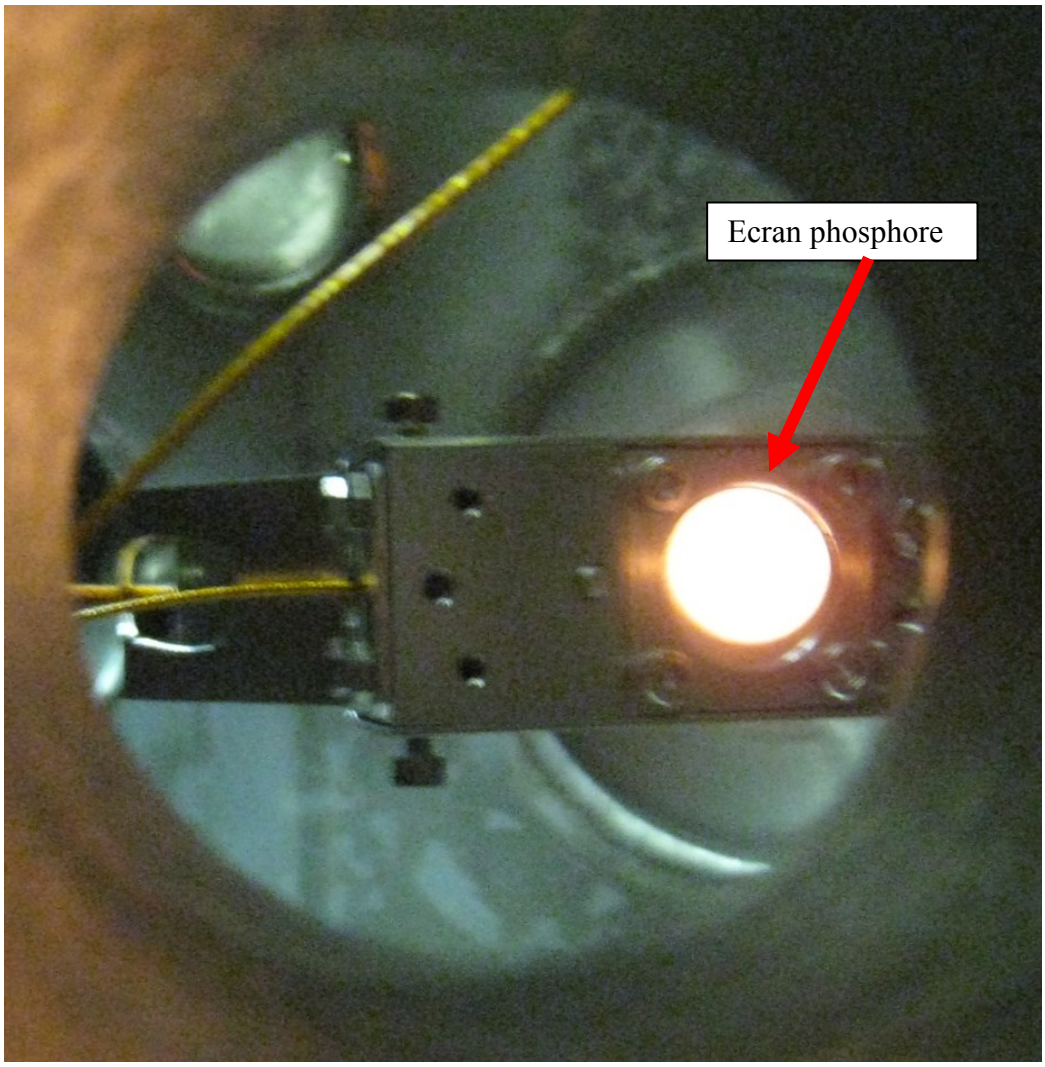


Figure 3-23 Photo de l'écran phosphore éclairé uniquement par le filament chauffé du canon à électrons.

L'écran phosphore avait donc pour objectif principal de placer correctement l'échantillon par rapport au faisceau d'électrons. L'écran devait aussi nous permettre de régler la taille du faisceau d'électrons à l'aide du paramètre FOCUS du canon à électrons.

Pour résoudre notre problème qui empêche de visualiser le faisceau, il faudrait que le filament produise moins de lumière parasite en chauffant. J'ai écrit au fabricant du canon à électrons pour expliquer notre problème et pour eux, il est nécessaire de changer la cathode du canon à électrons. Ils nous ont conseillé de prendre une cathode en Oxide de Barium (BaO) qui a la propriété de produire moins de lumière que notre actuelle cathode.

Le prix d'une telle cathode est abordable (environ 400 euros), mais il faut prendre en compte l'envoi de notre canon à électrons aux USA afin qu'ils procèdent au changement de cathode, et cela entrainerait une indisponibilité de notre expérience pendant plusieurs semaines. Pour le moment, il n'y a pas encore eu de décision de prise concernant le remplacement de la cathode.

3.2.10 Positionnement et porte échantillon

Comme nous l'avons vu juste précédemment, nous n'avons pas réussi à observer le faisceau d'électrons sur l'écran phosphore. Le porte échantillon dispose de 2 petits trous ayant un diamètre de 1,6 mm, suivi par l'échantillon (figure 3-24). Pour positionner le porte échantillon par rapport au faisceau d'électrons, nous avons utilisé le premier trou. L'objectif étant de bombarder le centre du trou afin de mesurer le courant le plus élevé possible.



Figure 3-24 Photo du porte échantillon avec localisation des trous de réglage

Les paramètres choisis pour cette manipulation sont les suivants :

- Energie des électrons : 300 eV
- FOCUS : 2/3 Energie
- Tension Source = 1 V
- Polarisation = +15V

Une fois que l'on sait que le faisceau d'électron tape au niveau du premier trou, on peut déplacer de façon contrôlée le porte échantillon sur l'axe des Z afin de positionner correctement le faisceau d'électrons pour qu'il bombarde l'échantillon.

Quand le porte échantillon est correctement calibré par rapport au faisceau d'électrons, nous prenons des photos à partir des hublots installés sur le bâti. Le canon à électrons envoie un halo de lumière sur le porte échantillon et grâce au 1er trou, on peut faire une correspondance approximative entre la position du faisceau d'électrons et le halo de lumière. Si nous changeons la position du porte échantillon, le halo de lumière permet une vérification simple pour confirmer que le porte échantillon est correctement positionné.

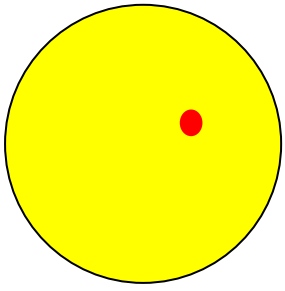


Schéma du halo de lumière avec le faisceau positionné sur le trou

- En jaune, le halo de lumière.
- En rouge, le trou où arrive le faisceau d'électrons.



Photo réelle du halo de lumière avec le faisceau positionné sur le 1er trou

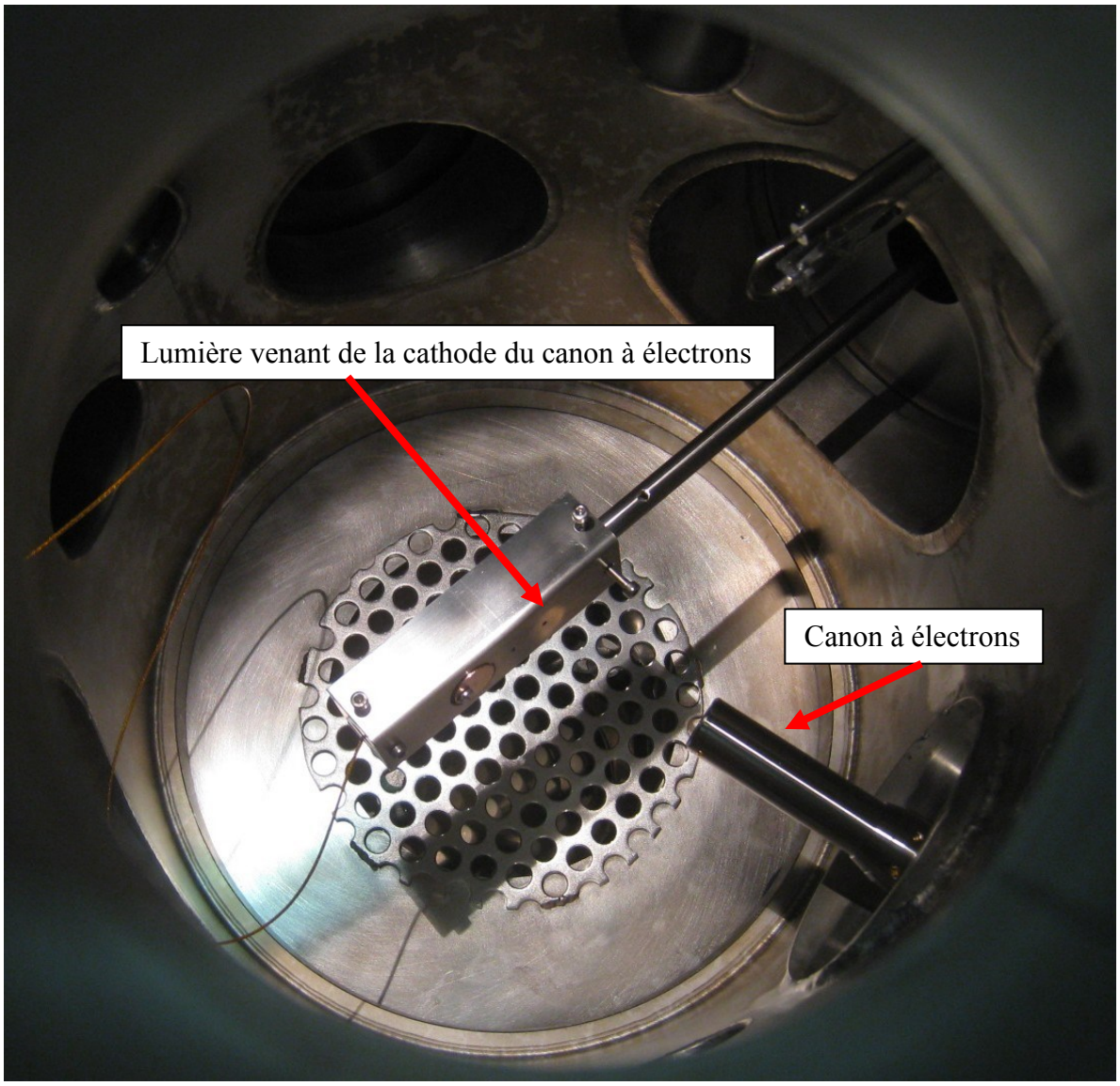


Figure 3-25 Photo du porte échantillon avec un halo de lumière provenant du canon à électrons

3.2.11 Mesure du champ magnétique

Le faisceau d'électrons est sensible aux champs magnétiques et peut subir une déviation.

En France, le champ magnétique terrestre est d'environ 0,5 Gauss (1 Tesla = 10.000 Gauss). A ce champ magnétique terrestre, s'ajoute les champs magnétiques provenant du matériel utilisé sur l'expérience.

A l'aide d'un gaussmètre, des mesures ont été réalisées afin de caractériser le champ magnétique à l'intérieur du bâti.

Au niveau de l'aimant permanent de la pompe ionique, nous mesurons un champ magnétique de 140 Gauss. Au niveau de l'aimant permanent de la jauge de Penning, nous mesurons un

champ magnétique supérieur à 300 Gauss (notre Gaussmètre ne permet pas de mesurer au-delà de 300 Gauss). D'après la notice constructeur, l'aimant a un champ magnétique de 500 Gauss.

A l'intérieur du bâti et à proximité du canon à électrons, j'ai mesuré un champ magnétique de 4 Gauss en présence de l'aimant de la jauge de Penning. En retirant l'aimant, le champ magnétique passe à 2,5 Gauss. Ces 2 mesures dans le bâti sont approximatives car la valeur affichée par le gaussmètre était instable (cela pouvait facilement varier de +/- 1 Gauss).

3.2.12 Perturbation magnétique de la jauge de Penning sur le faisceau

La jauge de Penning dispose d'un aimant permanent et celui-ci peut faire dévier le faisceau. J'ai donc fait des mesures pour savoir si cela était bien le cas (figure 3-26).

On règle le canon à électrons avec Tension Source = 1,2 V, Energie = 300 eV, Focus = 2/3 Energie. On va polariser l'échantillon à +60V et –60V. On va se déplacer le long de l'axe des Z. On va effectuer les mesures avec ou sans l'aimant permanent de la jauge de Penning.

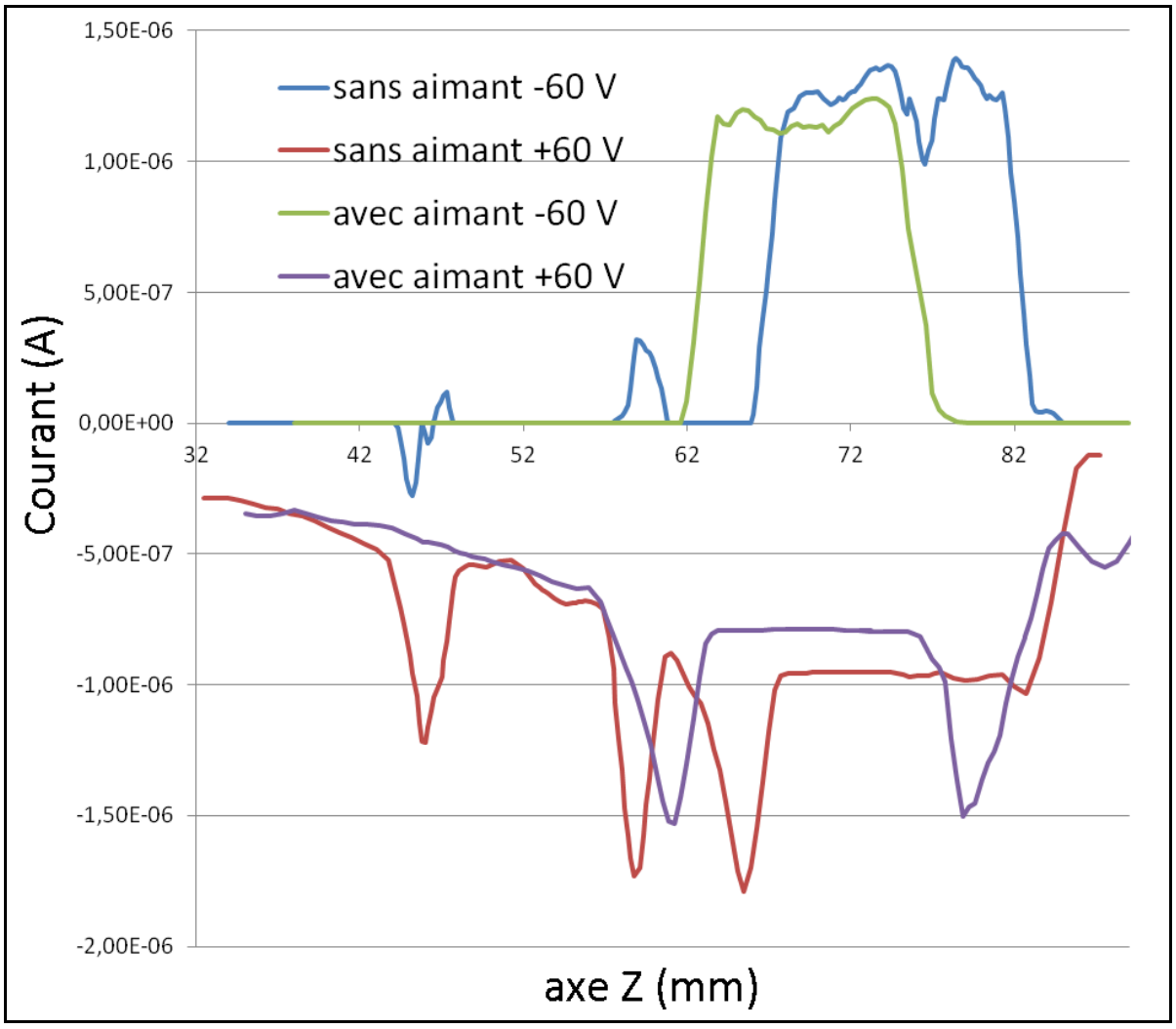


Figure 3-26 Enregistrement du courant le long de l'axe Z

Le graphique permet de voir que le champ magnétique de la jauge de Penning fait dévier le faisceau d'électrons de plusieurs mm. La déviation du faisceau d'électrons se fait sur les 3 axes X, Y et Z. Cela se voit bien sur la courbe verte (avec aimant -60V) car il n'y a pas les pics liés aux 2 trous du porte échantillon, ce qui signifie que le faisceau ne les touche à aucun moment.
Compte tenu de la perturbation du faisceau d'électrons causé par le champ magnétique de l'aimant de la jauge de Penning, nous prenons la décision de toujours retirer l'aimant de la jauge de Penning avant de procéder à des mesures.

La pompe ionique dispose également d'un aimant permanent mais celui-ci est indisensable au bon fonctionnement de la pompe et il n'est pas envisageable de faire fonctionner l'expérience en l'absence de tout pompage.

La décision de retirer l'aimant de la jauge de Penning durant les mesures de courant a pour conséquence que le programme LabVIEW qui gère le processus de la mesure n'a plus accès à la pression dans le bâti. Nous avions mis dans le programme une sécurité pour que le canon à électrons ne puisse être allumé que si le vide était suffisamment bon, mais ce code a dû être retiré du fait de l'absence d'informations sur la pression.

3.2.13 Utilité de la polarisation

La structure en Inox du porte échantillon et de la Coupe de Faraday commerciale sont reliés à la terre. Les parties en cuivre du porte échantillon, ainsi que l'échantillon, sont isolées du reste du porte échantillon et peuvent donc être polarisées.

Nous allons nous placer dans la situation où l'échantillon est bombardé par le faisceau d'électrons et voir le courant mesuré en fonction de la polarisation.

Nous commençons par le cas où l'échantillon est mis à la masse.
• Le canon à électrons envoie un courant Ip (courant Primaire) sur l'échantillon.
• Une partie des électrons Ip est directement réfléchie sur l'échantillon et ne pénètre donc pas dans l'échantillon (Ir pour courant réfléchi)
• Une partie des électrons Ip pénètre dans l'échantillon, fait des interactions à l'intérieur de l'échantillon, puis, ressort de l'échantillon (courant Ie)
• Tous les autres électrons Ip pénètrent dans l'échantillon, font des interactions à l'intérieur de l'échantillon, et restent dans l'échantillon.
• Les interactions dans l'échantillon sont susceptibles de donner naissance à des électrons de faible énergie qui peuvent sortir de l'échantillon (courant Ise, qui est le courant des vrais électrons secondaires).
• Tous les électrons ayant quittés l'échantillon sont susceptibles de donner à leur tour naissance à des électrons secondaires (que l'on peut appeler électrons tertiaires pour ne pas les confondre avec ceux de l'échantillon). Ces électrons tertiaires sont susceptibles d'aller frapper l'échantillon (courant Ite).

Le bilan avec l'échantillon mis à la masse est donc :
I mesuré au niveau de l'échantillon = Ip - Ir - Ie - Ise + Ite

Nous passons à présent au cas où l'échantillon est polarisé positivement.

• Les électrons secondaires Ise ayant une faible énergie, ne vont pas pouvoir quitter l'échantillon (plus les électrons ont une faible énergie et plus il est facile de les dévier). En mettant une tension de polarisation suffisamment élevée, l'échantillon doit récupérer la quasi-totalité de Ise.
• Les électrons tertiaires Ite ayant une faible énergie, vont avoir une plus grande probabilité d'arriver sur l'échantillon du fait qu'ils vont subir une attraction.

Le bilan avec l'échantillon polarisé positivement est donc :
I mesuré au niveau de l'échantillon = Ip - Ir - Ie - Ise + Ite + Ise = Ip - Ir - Ie + Ite
Par simplification, on dira que I mesuré au niveau de l'échantillon = Ip

Nous passons à présent au cas où l'échantillon est polarisé négativement.
• Les électrons tertiaires Ite ayant une faible énergie, vont être repoussés par la polarité de l'échantillon

Le bilan avec l'échantillon polarisé négativement est donc :
I mesuré au niveau de l'échantillon = Ip - Ir - Ie - Ise
Par simplification, on dira que I mesuré au niveau de l'échantillon = Ip - Ise

Nous avons réalisé des bombardements au niveau de l'échantillon, en faisant varier la tension de polarisation et nous avons mesuré le courant au niveau de l'échantillon.

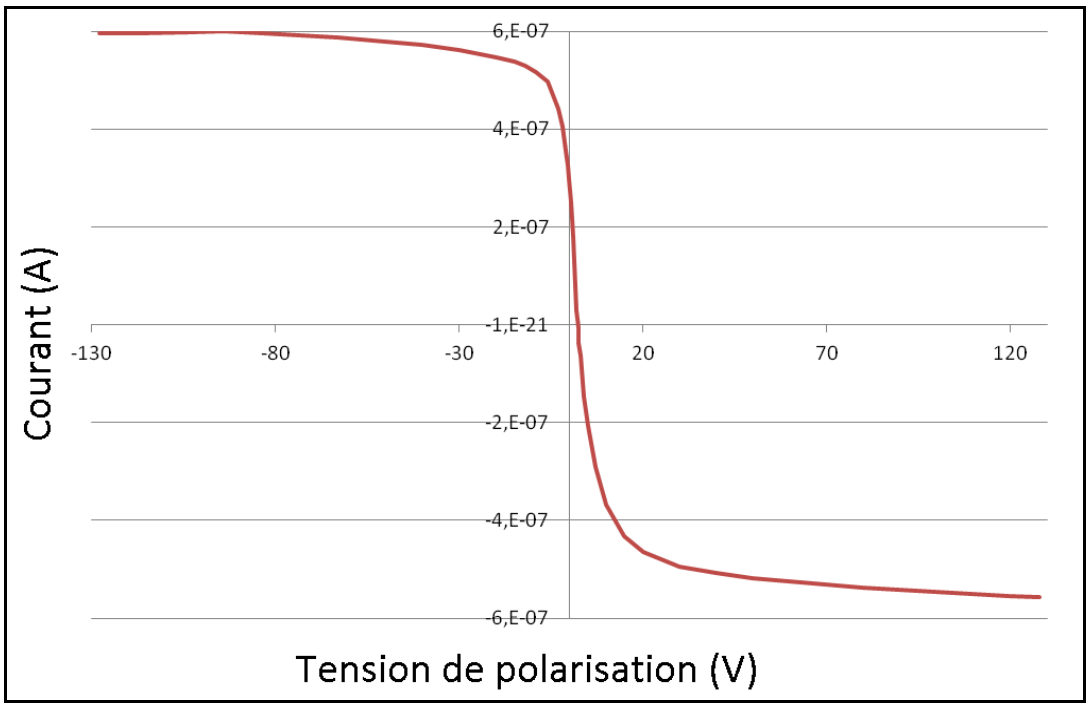


Figure 3-27 Enregistrement du courant en fonction de la polarisation

La courbe de la figure 3-27 permet de constater l'influence de la polarisation. Plus la valeur de la polarisation est élevée, et plus elle s'avère efficace (elle repousse ou attire un plus grand nombre d'électrons secondaires), mais on peut tout de même noter qu'à partir d'un certain seuil, il y apparition de paliers.

Pour réaliser cette polarisation, nous disposions d'une alimentation à commande numérique permettant de contrôler le courant, la puissance et la tension délivrée par l'alimentation. Cette

alimentation avait donc l'avantage de pouvoir être intégrée dans le programme LabVIEW. Malheureusement, les mesures n'ont pas été possibles en utilisant cette alimentation et je suspecte que le problème soit lié à des sécurités de l'alimentation (elle a notamment une sécurité permettant de détecter des arcs électriques dans le cas d'une utilisation pour faire des décharges plasma). A la place, nous avons utilisé des alimentations analogiques stabilisées qui sont à contrôle manuelles.

3.2.14 Conséquences de la polarisation

Nous avons vu précédemment l'intérêt de polariser l'échantillon, et nous allons à présent voir les conséquences de cette polarisation.

La première conséquence est que cette polarisation va changer l'énergie d'impact des électrons sur l'échantillon. Si la tension de polarisation est négative, alors l'énergie de l'impact va être réduite, et à l'inverse, si la polarisation est positive, alors, l'énergie d'impact sera augmentée. L'énergie réelle de l'impact est donc l'énergie des électrons à la sortie du canon à électrons, moins, la tension de polarisation de l'échantillon.

Supposons que l'on polarise l'échantillon à -30 V et qu'on le bombarde avec des électrons ayant à la sortie du canon une énergie de 1500 eV. L'impact réel de ces électrons sera de 1470 eV. A présent, supposons que l'énergie des électrons soit de 50 eV à la sortie du canon, alors leur énergie réelle à l'impact ne sera plus que de 20 eV. Les effets de cette polarisation sont donc particulièrement sensibles pour les électrons de faible énergie.

Pour bien visualiser les effets, nous avons réalisé des mesures de courant au niveau de l'échantillon. Nous avons fait varier l'énergie des électrons sortant du canon de 0 à 400 eV, et en faisant également varier la tension de polarisation de polarisation de -120 V à +90 V.

Si nous regardons les courbes dans le cas d'une polarisation négative allant de -120 V à -10 V, on voit tout de suite les conséquences de cette polarisation :

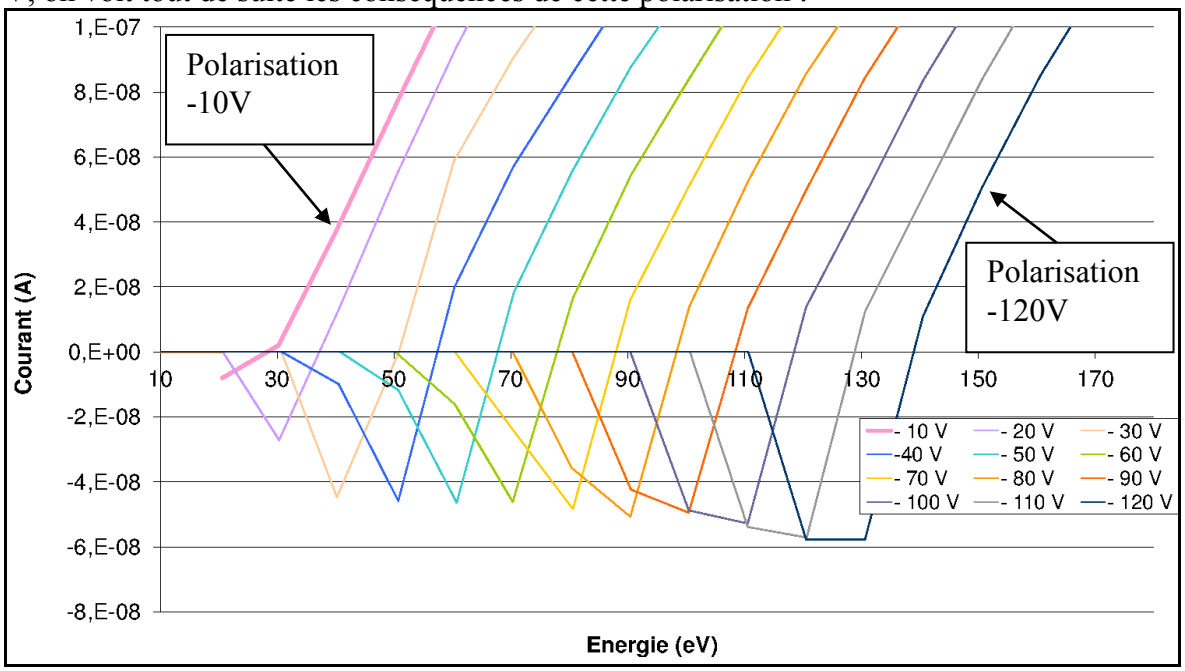


Figure 3-28 Courbes obtenues en faisant varier uniquement la tension de polarisation

On constate que les courbes sont décalées en fonction de la polarisation.

Si on prend la courbe ayant une polarisation de -30 V, on constate que le courant est nul pour des électrons ayant une énergie comprise entre 0 et 30 eV. Cela est logique car à cause de leur trop faible énergie, ils sont repoussés par la polarisation sans avoir pu atteindre l'échantillon. Pour des électrons ayant une énergie comprise entre 30 eV et 50 eV, on constate que le courant mesuré est négatif (ce qui signifie qu'il y a eu gain d'électrons). Cela s'explique par le fait que le taux d'émission d'électrons secondaires est inférieur à 1 (pour 1 électron atteignant l'échantillon, il y a moins d'un électron s'en échappant). Pour des électrons ayant une énergie supérieure à 50 eV, le courant mesuré devient positif (ce qui signifie qu'il y a eu perte d'électrons par l'échantillon). Cela s'explique par le fait que le taux d'émission d'électrons secondaires est supérieur à 1.

On pourrait penser que ce problème n'en est pas vraiment un. Actuellement quand je réalise un graphique « taux d'émission d'électrons secondaires en fonction de l'énergie », je donne l'énergie des électrons incidents issus du canon. L'idée que l'on pourrait avoir serait de tenir compte de la polarisation dans les graphiques. Autrement dit, au lieu de faire un graphique « taux d'émission d'électrons secondaires en fonction de l'énergie d'impact des électrons (énergie des électrons incidents moins le courant de polarisation) ». Cependant, ce n'est pas aussi simple que ça. Cette idée pourrait fonctionner à la condition que le courant sortant du canon à électrons soit toujours constant, mais ce n'est pas le cas de notre canon.

Sur l'alimentation du canon à électrons, le paramètre énergie des électrons détermine évidemment l'énergie qu'auront les électrons, mais il intervient aussi sur le courant sortant du canon à électrons. Si on règle le canon à électrons pour que l'énergie des électrons soit de 20 eV et que l'on met une polarisation de +80 V, alors l'énergie d'impact sera la même que si le canon avait généré des électrons de 100 eV et que la polarisation avait été nulle. Cependant, ces 2 situations sont très différentes car le courant sortant avec une énergie de 20 eV et une polarisation de 80 V, est différent de celui sortant du canon avec une énergie de 100 eV et une polarisation nulle.

Dans ce rapport, pour chaque graphique où figurera « énergie (eV) », il faudra donc bien comprendre qu'il s'agit de l'énergie des électrons à la sortie du canon à électrons et non pas de l'énergie à l'impact.

3.2.15 Autres conséquences de la polarisation (champ électrique et déviation du faisceau)

La polarisation va générer un champ électromagnétique pouvant faire dévier le faisceau d'électrons (de façon un peu similaire à l'effet du champ magnétique de l'aimant permanent de la jauge de Penning).

Cette déviation du faisceau d'électrons est due à la force de Lorentz.

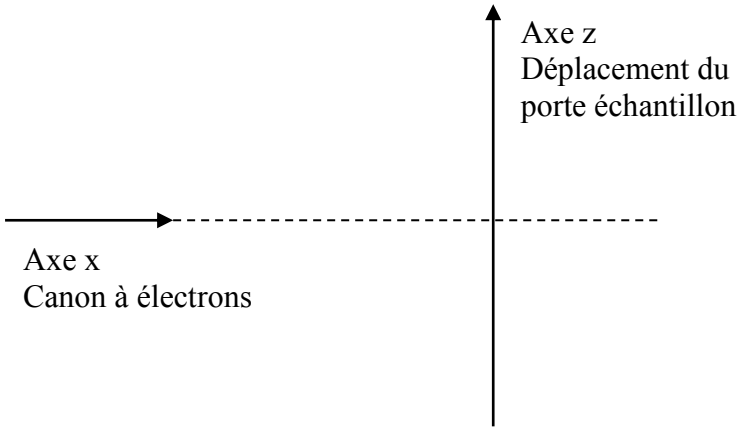
Formule générale de la force de Lorentz :

$$\vec{F} = q\left(\vec{E} + \vec{v} \Lambda \vec{B}\right) = q\vec{E} + q\vec{v} \Lambda \vec{B}$$

Avec :

F = Force de Lorentz
E = Champ électrique exercé au niveau de la particule
B = Champ magnétique exercé au niveau de la particule
q = charge de la particule
v = vitesse de la particule

Nous allons nous représenter l'expérience de la manière suivante :



Dans cette représentation vue de dessus, l'axe du canon à électrons et l'axe du porte échantillon sont à angle droit, et ils sont également exactement à la même hauteur (axe y).

Formule de la force de Lorentz pour l'axe Z

$$F_z = q(E_z + v_x.B_y - v_y.B_x)$$

On suppose Bx≈By≈Bz, et donc, on les remplace par B

$$F_z = q(E_z + (v_x - v_y)B_x)$$

En supposant que les électrons sortant du canon ne soient soumis à aucun champ électrique ou magnétique, alors, ils devraient théoriquement suivre l'axe X sans déviation. En polarisant le porte échantillon se trouvant sur l'axe Z, cela va provoquer une déviation des électrons suivant cet axe. Comme nous l'avons dit, nous considérons que l'axe du canon à électrons et du porte échantillon sont à la même hauteur, ce qui signifie que la polarisation du porte échantillon ne devrait pas provoquer de déviation des électrons sur l'axe Y.
On suppose que Vx >> Vy et donc, on peut négliger Vy.

$$F_z = q(E_z + v_x.B)$$

La seconde loi de Newton dit « si la résultante des forces agissant sur une particule est non nulle, la particule aura une accélération proportionnelle à l'intensité de la résultante et dans la direction de cette résultante »

$$\vec{F} = m\frac{d\vec{v}}{dt} = m.\vec{a}$$

m étant la masse de la particule et « a », l'accélération de la particule.

Si nous regardons uniquement la force selon l'axe Z, nous trouvons :

$$F_z = m.a_z = m.\frac{\Delta v_z}{\Delta t} = m.\frac{d^2z}{dt^2} = m.\ddot{z}$$

Avec « Vz » qui est la vitesse suivant l'axe Z, et « z » qui est le déplacement sur l'axe Z.

Nous avons donc la relation :

$$F_z = q(E_z + v_x.B) = m.\ddot{z}$$

La solution de cette équation différentielle est :

$$\ddot{z} = \frac{q(E_z + v_x.B)}{m}$$

$$\dot{z} = \frac{q(E_z + v_x.B)}{m}t + V_{z0} = \frac{q(E_z + v_x.B)}{m}t$$

On suppose en effet que la vitesse V_{z0} des électrons à la sortie du canon à électrons est nulle

$$z(t) = \frac{1}{2}\frac{q(E_z + v_x.B)}{m}t^2 + C$$

Avec C qui est une constante

On appelle « d_x » la distance entre la sortie du canon à électrons et le porte échantillon en suivant l'axe X. Les électrons sortant du canon vont parcourir la distance les séparant du porte échantillon en un temps appelé « t ». Nous obtenons donc la relation :

$$V_x = \frac{d_x}{t}$$

La formule classique de l'énergie cinétique est la suivante :

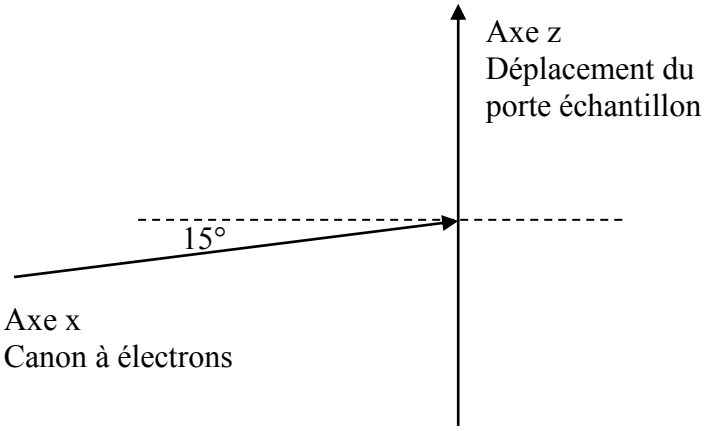
$$Ec = \frac{1}{2}mv^2$$

⇨ $m = \frac{2.Ec}{v^2} = \frac{2.Ec.t^2}{d^2}$ et $v = \sqrt{\frac{2.Ec}{m}}$

$$z(t) = \frac{q.d^2}{4.Ec}\left(E_z + \sqrt{\frac{2.Ec}{m}}B\right) + C$$

Avec :
E_z = Champ électrique exercé au niveau de la particule selon l'axe des Z = dépend de la polarisation
B = Champ magnétique exercé au niveau de la particule = environ 40 µT
q = charge de la particule = $1{,}6.10^{-19}$ C
v = vitesse de la particule = dépend de l'énergie de la particule (entre 0 et 1500 eV)
m = la masse de la particule = $9{,}109.10^{-31}$ kg
d = la distance entre la sortie du canon à électrons et le porte échantillon = 64 mm
Ec = Energie cinétique de la particule = dépend de la vitesse de la particule (la vitesse de la particule va dépendre de son énergie qui va varier entre 0 et 1500 eV ou 0 et $2{,}4.10^{-16}$ J)
C = constante

Ce modèle simplifié ne correspond pas à la réalité de l'installation car il y a un angle de 15° entre l'axe du canon et l'axe de déplacement du porte échantillon. Une bonne représentation serait donc la suivante :



Cela signifie que toutes les distances mesurées selon l'axe de Z de l'enceinte doivent être multipliées par un facteur cos(15°) pour obtenir les bonnes distances dans le système axe du canon.

Plus la Force de Lorentz sera grande et plus la déviation du faisceau d'électron sera conséquente. Pour réduire les effets de la Force de Lorentz, on peut agir sur 3 paramètres. Le premier consisterait à rapprocher le canon du porte échantillon (c'est-à-dire à réduire « d »), le deuxième paramètre consiste à diminuer le champ magnétique « E_z » (c'est-à-dire diminuer les tensions de polarisation) et le troisième paramètre consiste à augmenter l'énergie cinétique « Ec » (c'est-à-dire qu'on augmente l'énergie des électrons, ce qui augmente leur vitesse).

Nous avons fait 6 balayages de l'axe Z au niveau du second trou, en changeant à chaque fois uniquement le paramètre de la tension de polarisation (figure 3-29).

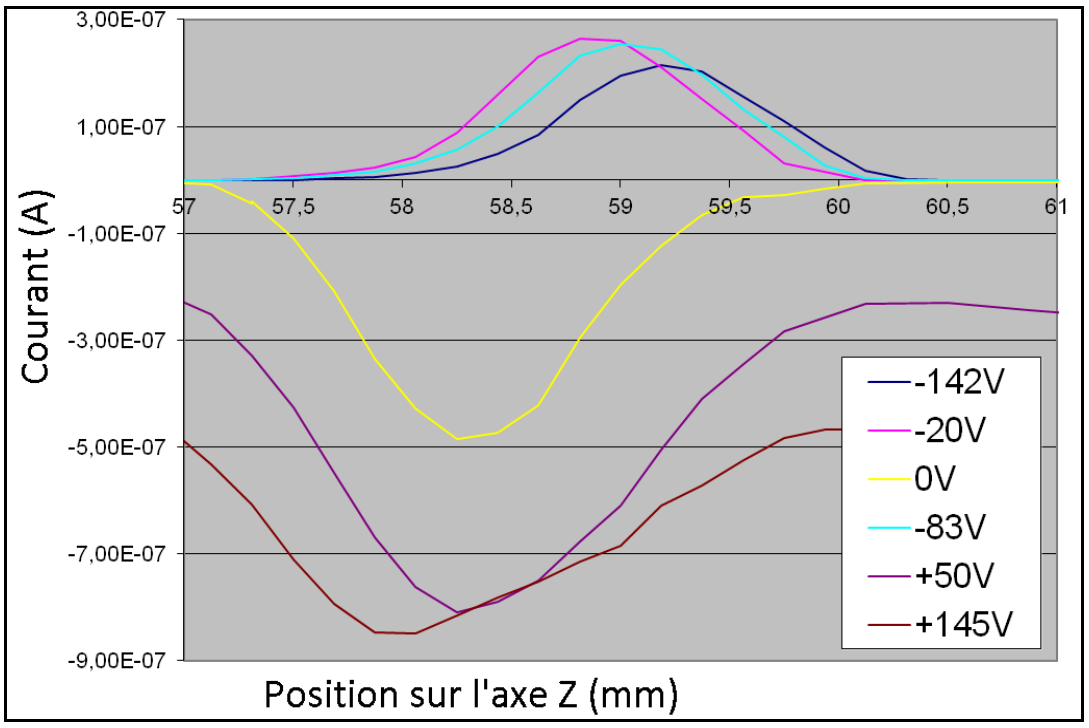


Figure 3-29 Déviation du faisceau en fonction de la tension de polarisation

Le graphique permet de constater que le changement de polarisation a pour conséquence un décalage des courbes.

Nous avons fixé l'énergie des électrons à 300 eV et nous avons refait les mesures pour estimer la déviation sur l'axe Z en fonction de la tension de polarisation (figure 3-30).

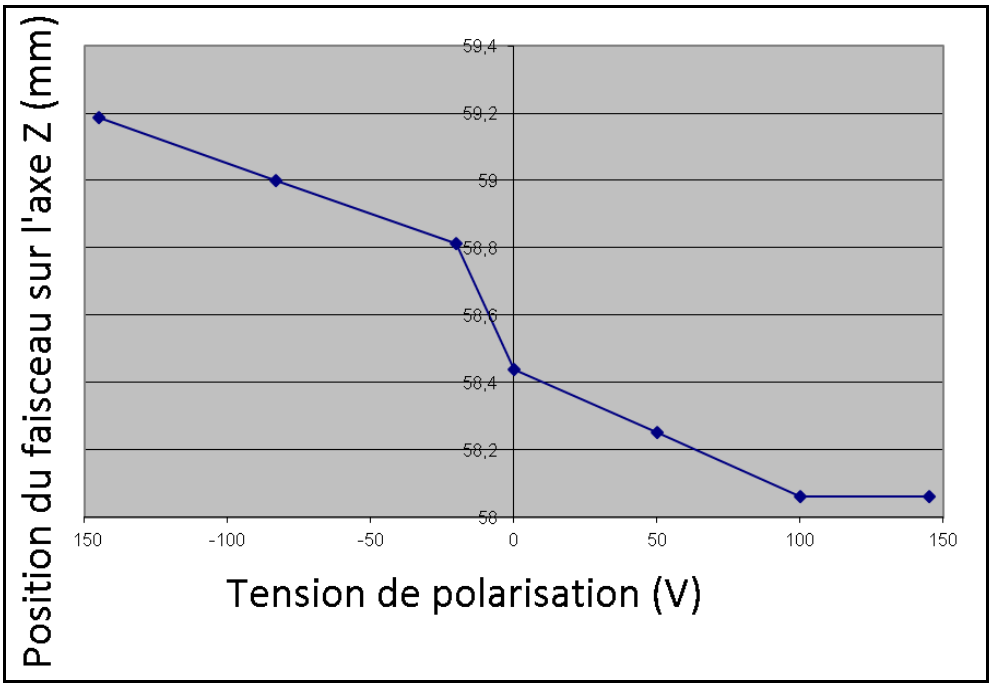


Figure 3-30 Déviation du faisceau en fonction de la tension de polarisation

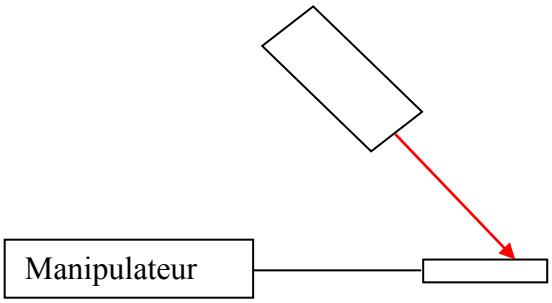
On peut voir qu'une variation de polarisation de 1 V correspond à environ 0,01 mm. Quand j'ai fait cette mesure, le pas de déplacement le plus précis que j'avais était de 0,1875 mm. Si la mesure était refaite aujourd'hui, le résultat serait probablement plus précis du fait que nous disposons à présent d'un pas de déplacement sur l'axe Z plus faible.

Nous avons refait ensuite les mêmes mesures mais avec une énergie des électrons de 1500 eV et cette fois, nous n'avons pas constaté de déviation. La déviation est donc d'autant plus grande que les électrons ont de faibles énergies.

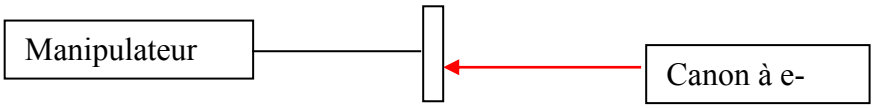
Le CERN ne rencontre pas ces problèmes de polarité du fait que leur échantillon est relié à la terre. Le SLAC polarise ses échantillons mais ils ne rencontrent pas les mêmes problèmes de déviation du faisceau du fait que les électrons incidents arrivent sur l'échantillon avec un angle à la normale (perpendiculaire).

Dans le cadre de notre expérience, le faisceau d'électron bombarde l'échantillon avec un angle de 15°. Cet angle de 15° nous est imposé par les piquages disponibles sur notre bâti. Une solution permettrait cependant de bombarder l'échantillon à angle droit, mais cela imposerait de changer de porte échantillon et aussi de réorganiser les éléments du bâti. Actuellement, le porte échantillon est en longueur et dans le prolongement de l'axe Z du manipulateur. La solution consisterait à faire un porte échantillon perpendiculaire à l'axe Z, et à déplacer le canon à électrons pour le placer sur le piquage à l'opposé du manipulateur.

Situation actuelle avec l'angle d'incidence de 15° :



Solution possible pour avoir un angle d'incidence normal



En prenant en comptes les effets négatifs de la polarisation, nous avons cherché le meilleur compromis possible. Les tensions de polarisation que nous avons finalement choisies sont -20 V et +50 V.

3.2.16 Dose d'électrons reçue par l'échantillon

L'unité de dose d'électrons reçue par l'échantillon le Cmm^{-2}. La charge totale dépend du courant reçu et de la durée.

La surface bombardée par le faisceau d'électrons va dépendre du paramètre FOCUS. Le spot va avoir un diamètre de l'ordre du millimètre (compris entre 1 et 1,5 mm), ce qui fait une surface ($\pi * D^2 / 4$) comprise entre 0.785 mm^2 et 1,77 mm^2.

La durée d'un bombardement est d'environ 30 ms.

Le courant dépend des paramètres « Tension Source » et « Energie des électrons ». Quand on fait la mesure du courant au niveau de l'échantillon en polarisant à +50 V, avec une Tension Source fixe et une énergie d'électrons que l'on fait varier, on constate qu'à partir d'une certaine énergie d'électrons, il y a apparition d'un palier. Nous prendrons une valeur de courant sur ce palier.

A partir de ces éléments, nous pouvons déterminer la dose d'électrons reçue par l'échantillon pour un pulse. Si on souhaite connaître la dose reçue pour une série de mesures, il suffit de multiplier par le nombre de bombardements.

Avec notre méthode de calcul, nous ne prenons donc en compte que les électrons incidents issus du canon à électrons, et nous ne tenons pas compte d'éventuels électrons secondaires ou tertiaires qui viendraient toucher l'échantillon.

Si on suppose que la tâche est un cercle parfait, avec un diamètre de 1,2 mm, alors, sa surface est de 1,131 mm². La durée d'un bombardement est approximativement de 30 ms. Nous supposons que dans notre exemple, la valeur de courant est de 100 nA. Avec ces paramètres, la dose reçue par l'échantillon durant un bombardement est 2,5 $nCmm^{-2}$

Quand nous manipulons le canon à électrons, nous faisons varier les paramètres « Tension Source » et « Energie des électrons ». Le paramètre « Energie des électrons » correspond à quelque chose de concret puisqu'il s'agit de l'énergie qu'auront les électrons à leur sortie du canon, autant le paramètre « Tension Source » n'est pas très parlant. C'est pour cette raison que si je fais une mesure avec une Tension Source de 1 V, plutôt que d'indiquer la Tension Source, j'indiquerai plutôt la dose approximativement reçue par l'échantillon pour un bombardement. Il faudra considérer cette valeur de dose comme étant là pour donner un ordre d'idée et ne pas la considérer comme une valeur fiable. En effet, si au cours d'une série de mesures, je fais varier l'énergie des électrons, alors la dose va varier d'une mesure à l'autre.

3.2.17 FOCUS et taille du faisceau d'électron

On appellera le « spot », la zone frappée par le faisceau d'électrons produit par le canon On peut se représenter ce spot comme étant un cercle régulier, et dont la répartition des électrons à l'intérieur de ce cercle suit une représentation gaussienne (on aura donc une majorité d'électrons au centre du cercle et la concentration d'électrons diminuera au fur et à mesure que l'on se rapprochera du bord du cercle.

Le diamètre du cercle peut être ajusté à l'aide du paramètre FOCUS présent sur le canon à électrons.

La documentation du canon à électrons donne une correspondance entre le paramètre FOCUS et la taille du faisceau à électrons (figure 3-31).

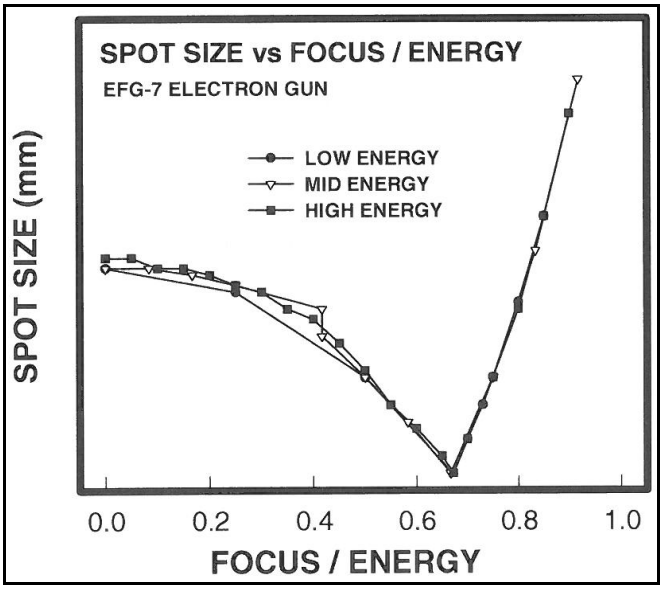


Figure 3-31 Taille du point d'impact du faisceau en fonction du rapport focus/énergie

On peut voir que c'est avec le rapport « $Focus = \frac{2}{3}$ de l'énergie des électrons » que nous obtenons la plus petite taille, qui est d'environ 1 mm de diamètre. La documentation du canon

indique la distance de travail (distance entre en canon à électrons et la cible à bombarder) pour que les courbes qu'ils donnent soient justes, et cette distance de travail est fidèle à ce que nous avons.

Nous avons voulu rechercher expérimentalement le rapport Focus/Energie permettant d'avoir la taille de faisceau la plus petite possible, et également, déterminer le plus précisément la taille de notre faisceau.

Il n'est pas forcément bon d'avoir un faisceau trop petit et dense en électrons, car cela implique que la dose d'électrons sera plus importante et conditionnera plus rapidement la zone bombardée. Cependant, il faut aussi prendre en compte que nous polarisons notre échantillon, ce qui entraîne une déviation du faisceau. Autrement dit, si on fait une série de mesures avec une énergie d'électrons allant de 0 à 1500 eV, le spot va se déplacer.
Supposons que j'ai un spot un peu large et que je bombarde initialement une zone proche des bords de l'échantillon. En faisant varier l'énergie des électrons de mon faisceau, je prends le risque qu'avec la déviation du faisceau, mon spot se retrouve à un moment à l'extérieur de l'échantillon, ce qui fausserait l'expérience. C'est pour cette raison que nous avons décidé de privilégier un petit faisceau, afin d'augmenter les chances que le faisceau reste sur l'échantillon durant la totalité de la série de mesures.

A titre d'exemple, nous avons fait un balayage sur l'axe Z au niveau du second trou du porte échantillon, en mettant une tension de polarisation de +50 V. Nous avons fait un premier balayage avec des électrons ayant une énergie de 300 eV, puis un second balayage avec des électrons de 1500 eV. On peut constater qu'entre les 2 séries de mesures, il y a eu une déviation du faisceau supérieure à 1 mm (figure 3-32).

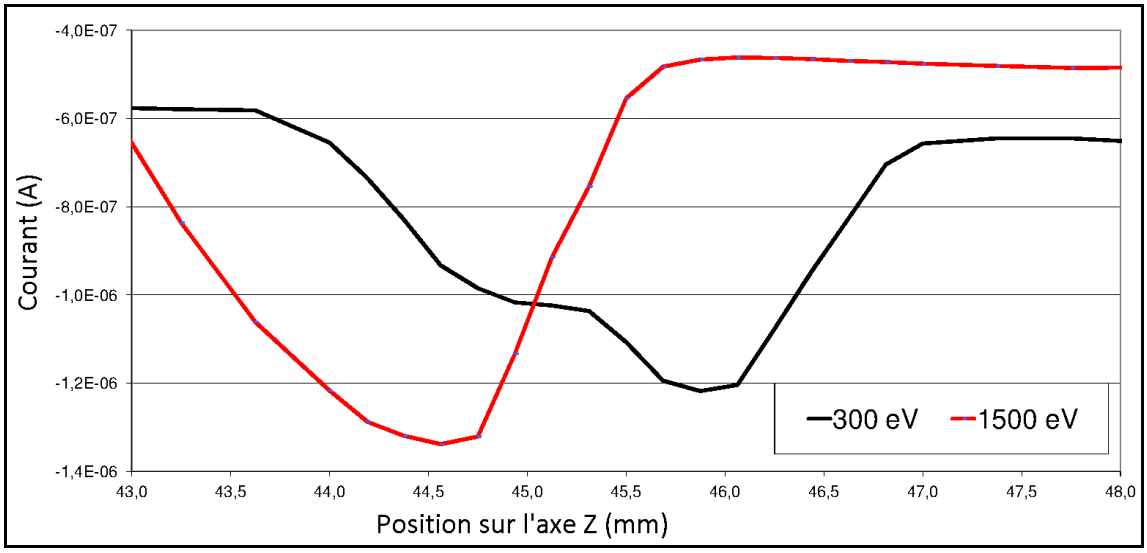


Figure 3-32 Déviation du faisceau selon l'énergie des électrons

Pour réaliser nos mesures, nous donnons à nos électrons une énergie de 1500 eV car à cette énergie élevée, le faisceau est moins perturbé par les champs magnétiques. Nous mettons une tension de polarisation de -20 V afin de pouvoir repousser les électrons secondaires. L'objectif étant que nous mesurions un courant que si nous bombardons les 2 trous du porte échantillon ou l'échantillon, et que dans le cas où seul capot en inox du porte échantillon est atteint par le faisceau d'électrons, nous mesurions un courant nul.

Nous commençons par mettre le porte échantillon dans une position de référence afin que le faisceau d'électrons frappe le centre du premier trou du porte échantillon. Une fois que ce premier réglage est effectué, nous utilisons le manipulateur Z afin d'aller sur le second trou.

Quand on fait nos mesures, il faut espérer que l'on soit bien centré sur l'axe des Z, car sinon, on peut fausser la mesure.
Exemple avec des déplacements du faisceau le long de l'axe Z qui ne sont pas correctement centrés par rapport au second trou.



Figure 3-33 Exemples de déplacements du faisceau selon l'axe Z qui ne sont pas corrects car ils ne passent pas par le centre du trou

Nous effectuons des balayages de l'axe Z au niveau du second trou, en faisant varier la tension de focus. Pour rappel, la tension du focus est calculée selon un pourcentage de l'énergie des électrons. Nous avons fait des mesures en faisant varier la valeur du FOCUS de 60% à 80% avec un pas de 0,33%.

Quelques exemples de séries de mesures :

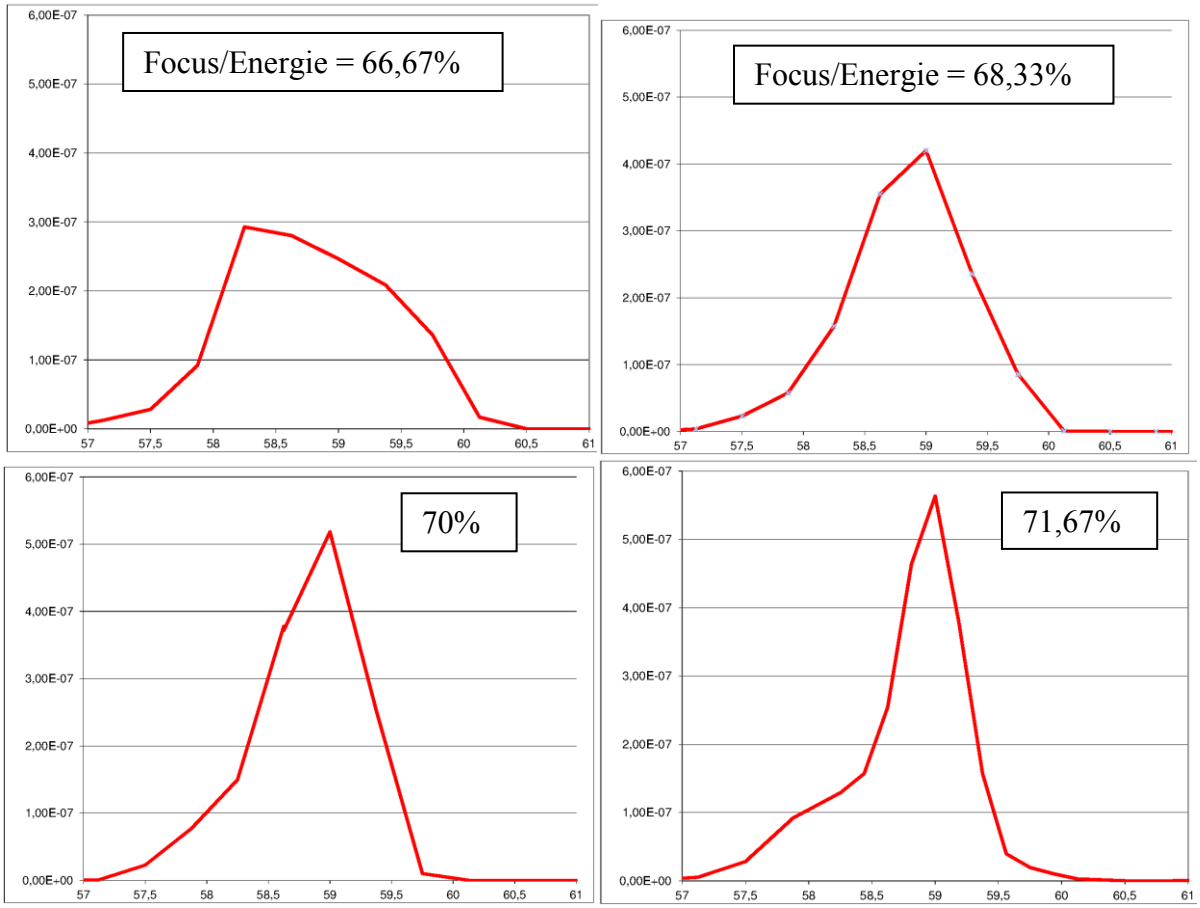


Figure 3-34 Courbes de balayage au niveau du trou 2 en faisant varier la valeur du FOCUS

A partir de ces séries de mesures (figure 3-34), nous en déduisons que la meilleure polarisation (spot le plus petit possible) est obtenu pour un rapport focus/énergie de 70%, et que la taille du spot est d'environ 1,2 mm.

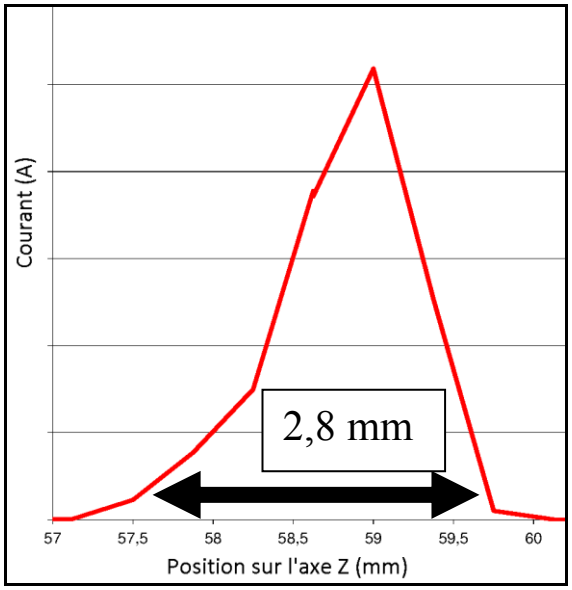
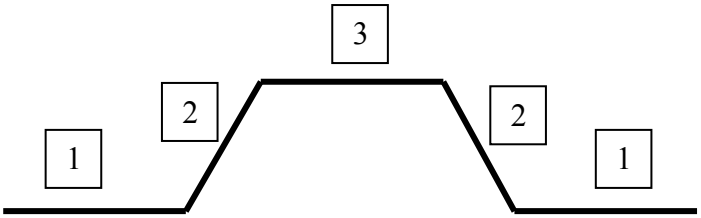


Figure 3-35 Détermination de la taille du faisceau à l'aide du trou du porte échantillon

Pour trouver 1,2 mm de diamètre, j'ai pris la première position sur l'axe Z où on peut lire un courant, ainsi que la dernière position où on peut lire un courant non nul, et cela faisait un écart de 2,8 mm. Compte tenu que le trou a un diamètre de 1,6 mm, j'en ai déduit que le spot devait faire 1,2 mm.

Le trou circulaire de diamètre 1,6 mm n'est pas pratique pour le calcul du diamètre du spot. L'idéal aurait été d'avoir un trou rectangulaire et avec une largeur d'au moins 2 mm. Dans ces conditions, les graphiques aurait été plus parlant et la taille du faisceau plus facile à trouver.
Avec le faisceau en dehors du trou rectangulaire, nous aurions eu au départ un courant mesuré nul. Puis, plus le faisceau aurait pénétré à l'intérieur du trou rectangulaire, et plus le courant mesuré aurait été fort. Une fois le faisceau entièrement à l'intérieur du trou, nous aurions eu un palier. Puis, le faisceau se serait à nouveau retrouvé à cheval entre le trou et le capot en inox, ce qui se serait traduit par une diminution du courant. Enfin, le faisceau n'aurait plus été sur le trou, et nous aurions eu un courant nul.



1 ➔ Le courant est nul car le faisceau tape en dehors du trou
2 ➔ Le faisceau est à cheval entre le trou et le capot du porte échantillon
3 ➔ Le faisceau est intégralement dans le trou

Figure 3-36 Représentation théorique du courant mesuré en fonction de la position sur l'axe Z dans le cas d'un trou rectangulaire

Ces mesures ont permis de confirmer que pour obtenir le spot le plus petit possible, il fallait avoir un rapport Focus/Energie d'environ $\frac{2}{3}$ et que l'on obtenait un spot ayant un diamètre d'environ 1,2 mm.

Afin de reproduire les expériences du CERN ou du SLAC, nous souhaitons obtenir une taille de faisceau d'électrons ayant un diamètre d'environ 1 mm, ce qui semble bien être le cas.

3.2.18 Effet de dose et reproductibilité des mesures

En métrologie, afin de réduire les incertitudes de mesure, une technique consiste à refaire plusieurs fois des mesures. Dans le cadre de notre expérience, nous avons choisi de ne réaliser qu'une seule mesure. Ce choix est lié à l'existence de l'effet de dose qui fait que le taux d'émission d'électrons secondaires varie au fur et à mesure qu'il a été bombardé par des électrons.

J'ai fait plusieurs séries de mesures consécutives pour voir l'évolution du courant en fonction du nombre de bombardements de l'échantillon.

Pour la première série de mesures, nous avons émis pour chaque bombardement, une dose de 41.10^{-9} C/mm², avec des électrons ayant une énergie de 300 eV.

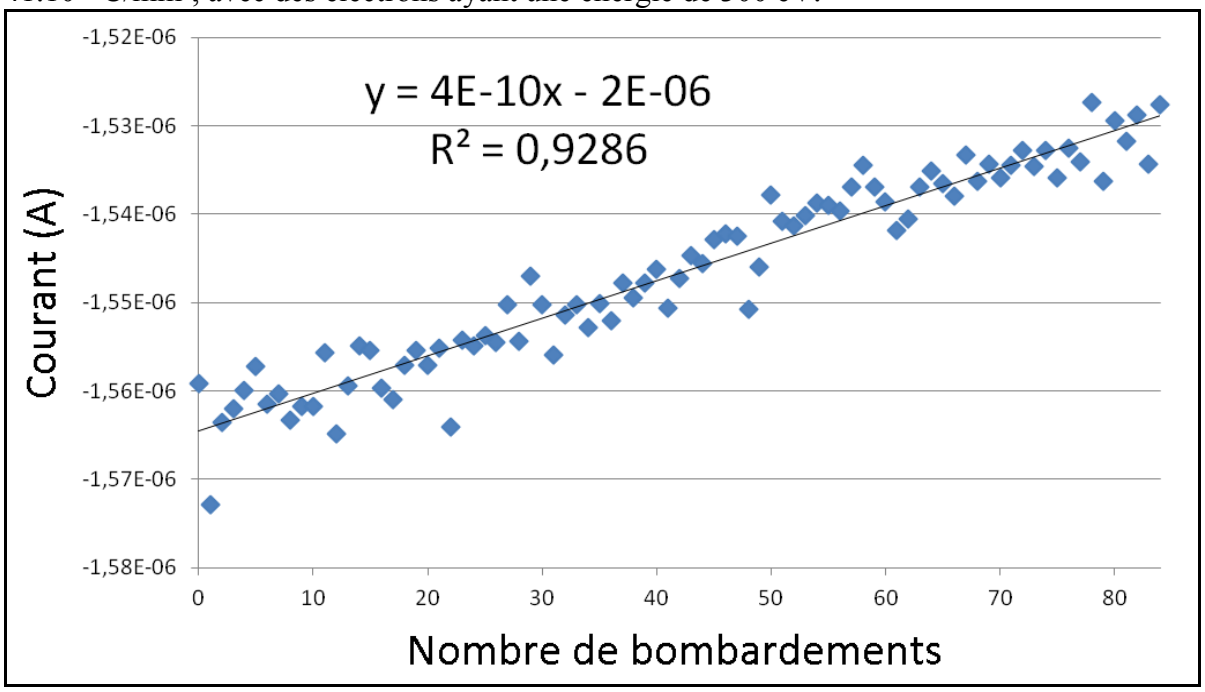


Figure 3-37 Evolution du courant mesuré en fonction du nombre de bombardements (accumulation de doses)

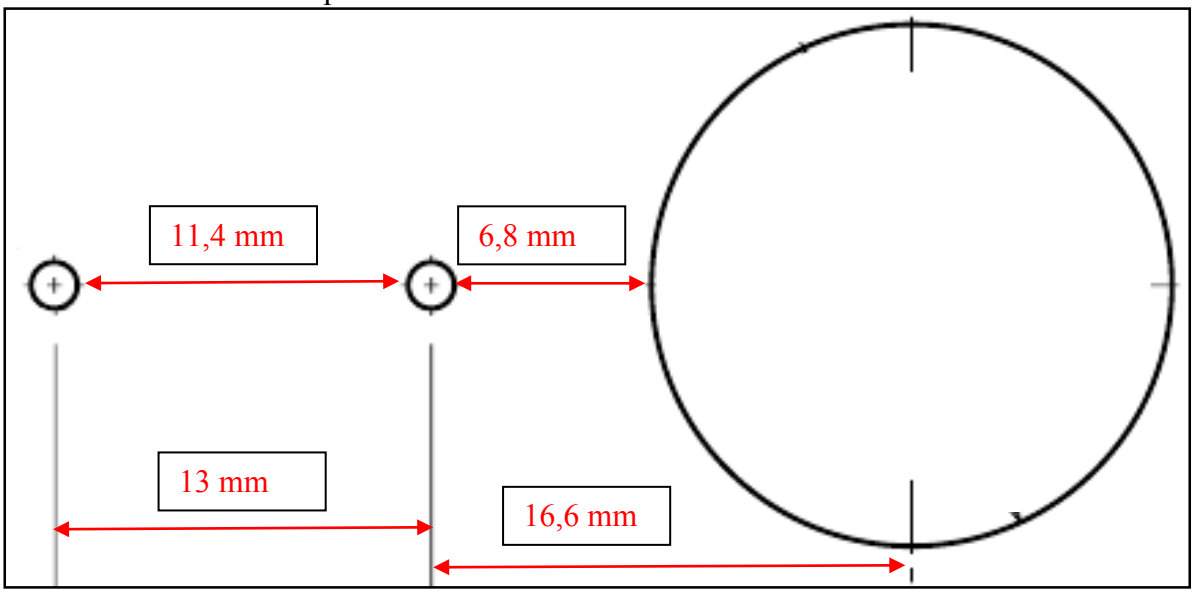
Cette mesure permet de voir l'évolution du courant qui semble suivre une courbe ayant une pente d'environ 4.10^{-10} A/bombardement.

Nous avons fait une nouvelle série de mesures mais en diminuant la dose à $1{,}8.10^{-9}$ C/mm². Cela a eu pour conséquence de trouver une courbe ayant une pente d'environ 5.10^{-12} A/dose.

Comme on pouvait s'y attendre, l'effet est 100 fois plus faible sur la seconde série. Cela confirme que plus la dose est importante, et plus son effet est également important. Ces mesures permettent de vérifier qu'il est important de limiter la dose reçue par l'échantillon.

3.2.19 Porte échantillon - Mesures le long de l'axe Z

Schéma du couvercle du porte échantillon dans l'axe Z



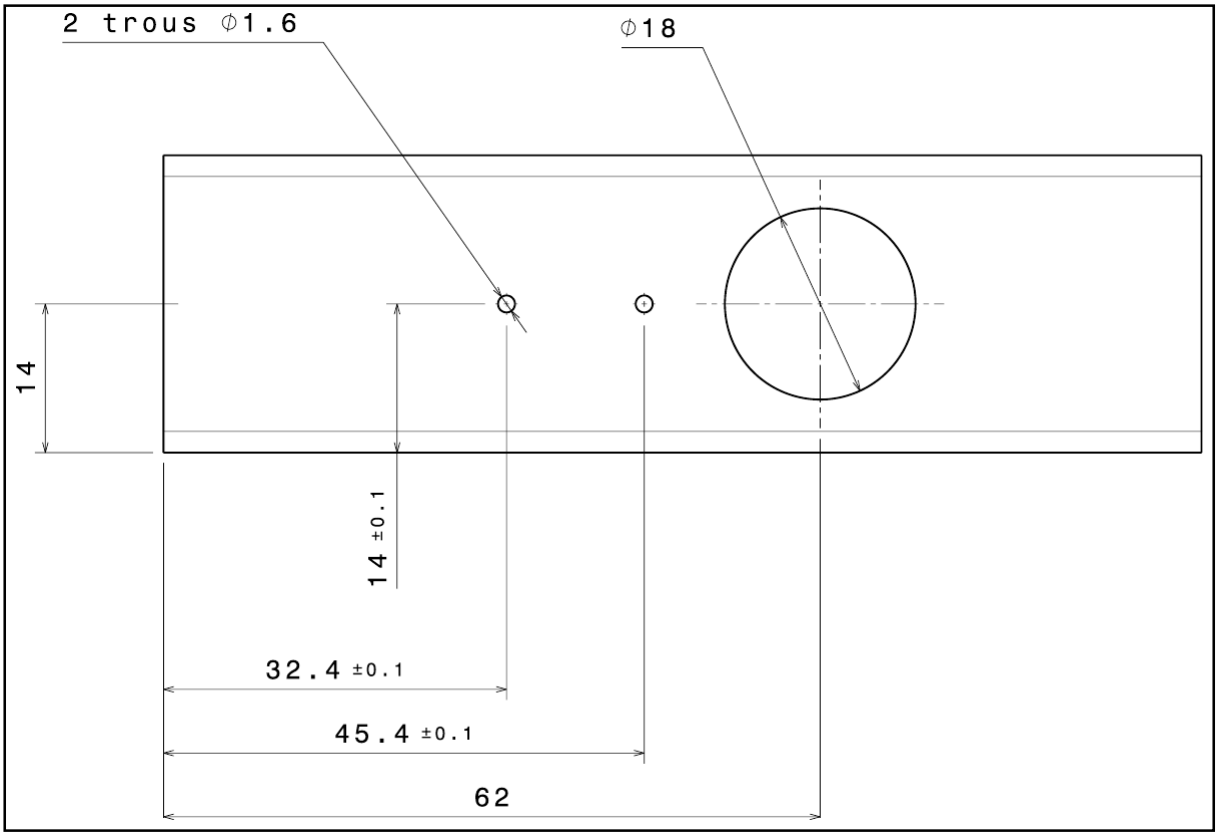
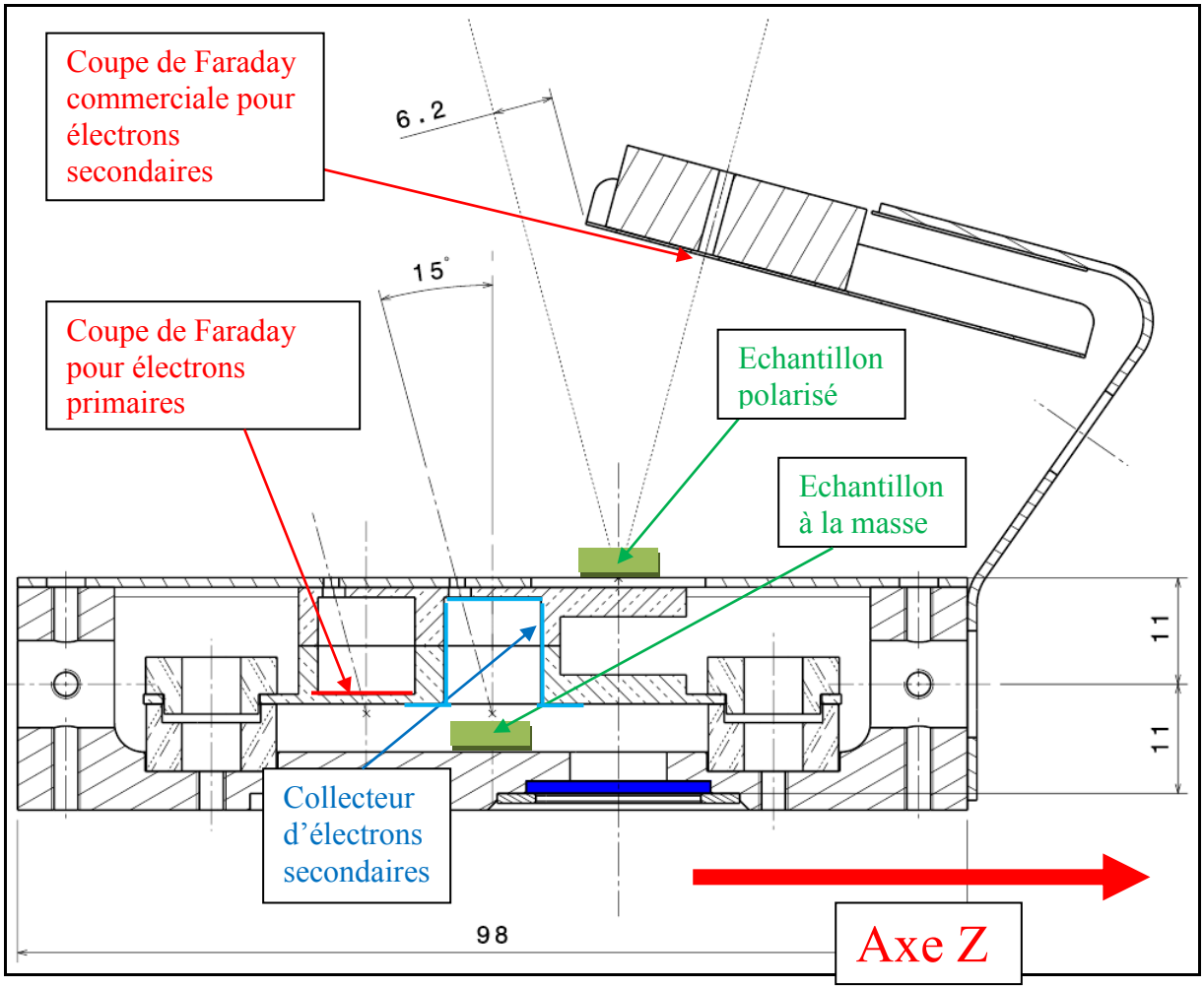


Figure 3-38 Plan en vue de dessus du couvercle du porte échantillon



Photos du porte échantillon

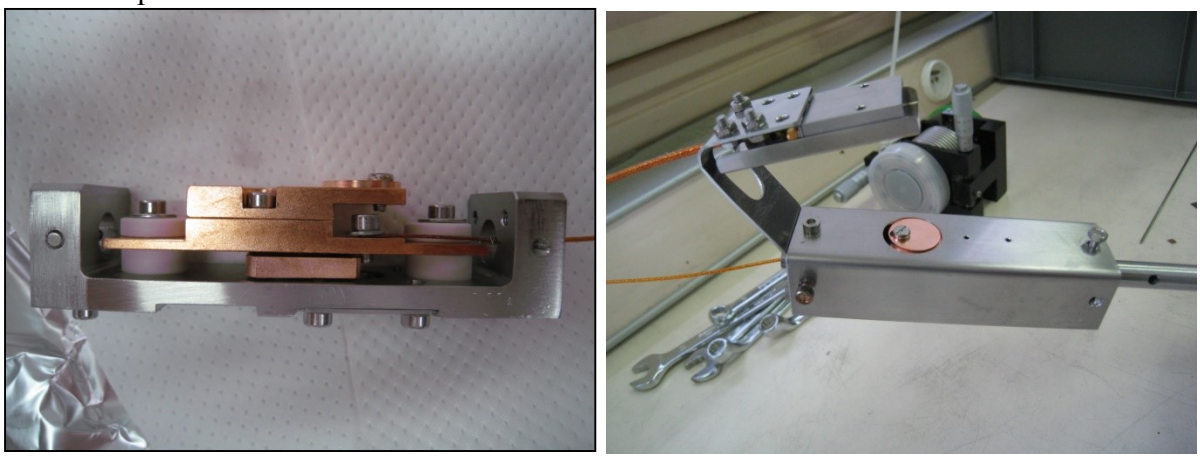


Figure 3-39 Photo du porte échantillon avec la coupe de Faraday commerciale

Afin de caractériser le porte échantillon, nous avons fait de nombreuses mesures de courant en balayant tout l'axe des Z. Nous avons utilisé plusieurs tensions de polarisation (notamment -20 V et +50 V). Nous avons également utilisé plusieurs valeurs pour l'énergie des électrons (notamment 300 et 1500 eV). L'objectif de ces balayages de l'axe Z en faisant varier les paramètres, est de pouvoir par la suite placer correctement le porte échantillon sur l'axe Z afin que le faisceau d'électrons frappe la zone désirée.

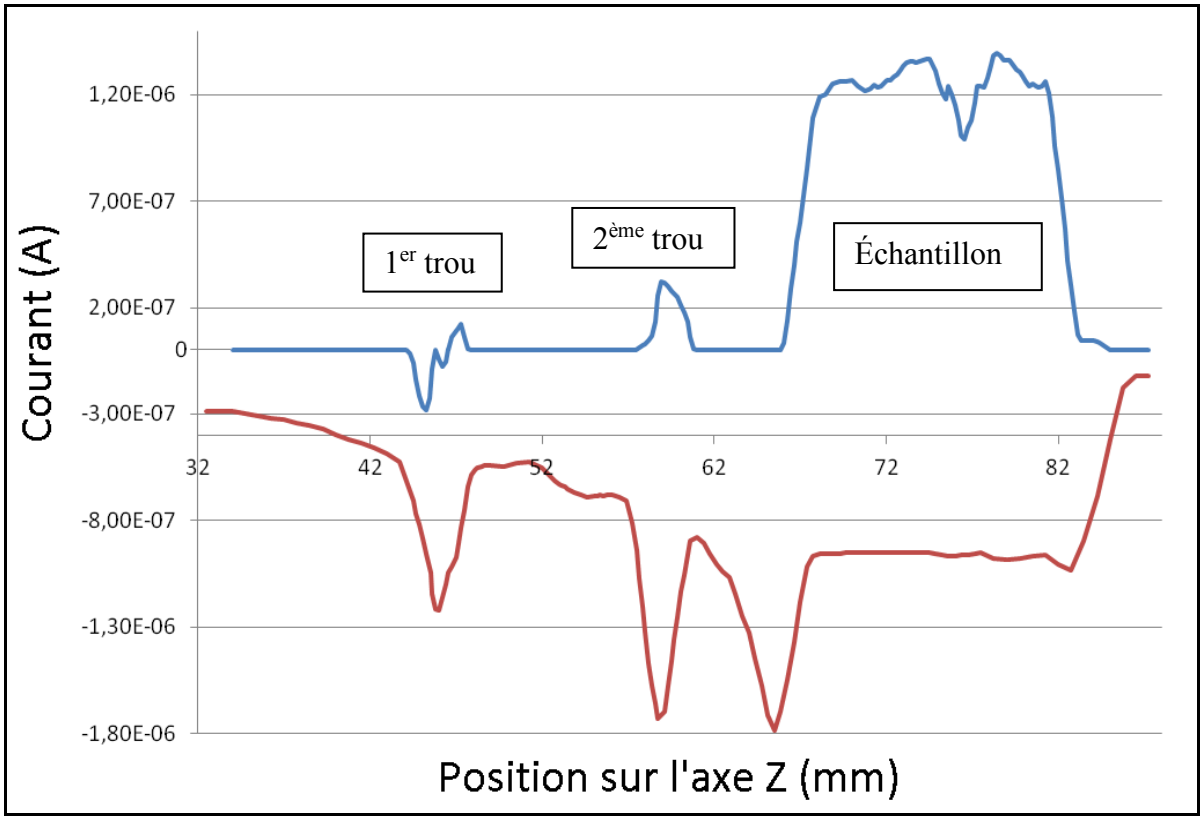


Figure 3-40 Balayage de l'axe Z avec une polarisation négative et une polarisation positive

Les courbes permettent de bien faire ressortir les deux trous, ainsi que la zone de l'échantillon.

Ce qui est intéressant, c'est de voir que le premier trou avec une polarisation de -20 V. On constate que le courant est initialement négatif, ce qui signifie que l'on gagne des électrons. Cela s'explique par le fait que le faisceau d'électrons frappe uniquement la paroi en acier inoxydable et des électrons secondaires produits vont entrer dans le trou. On mesure donc initialement des électrons secondaires produits au niveau de la paroi en acier inoxydable Quand le faisceau d'électrons commence à atteindre le trou (le faisceau est donc à cheval entre la paroi en acier inoxydable et le trou), la partie en cuivre du trou touchée par le faisceau se met à produire des électrons secondaires (ce qui entraîne donc une perte d'électrons) et en même temps, le trou reçoit des électrons secondaires provenant de la paroi en acier inoxydable (ce qui entraîne un gain d'électrons). On a donc un gain maximum d'électrons quand le faisceau touche uniquement la paroi en acier inoxydable en frôlant le trou. La perte maximale d'électrons se produit quand le faisceau entre entièrement dans le trou sans toucher la paroi en acier inoxydable.

3.2.20 La coupe de Faraday

Sur notre porte échantillon, nous avons ajouté une coupe de Faraday commerciale.

Le schéma de principe de la coupe de Faraday que nous avons acheté dans le commerce est le suivant :

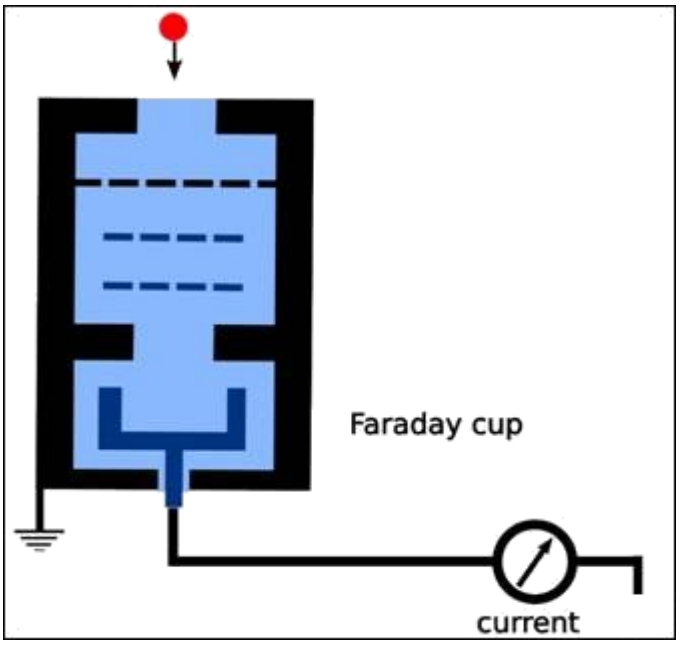


Schéma de principe de notre coupe de Faraday

Nous avons la paroi de la coupe de Faraday qui est reliée à la masse et nous avons un trou par lequel, les électrons peuvent pénétrer et qui peut être récupéré par un collecteur polarisé positivement.

La coupe de Faraday est placée au-dessus de l'échantillon afin de pouvoir collecter les électrons secondaires produits au niveau de l'échantillon.

Comme cela a été dit dans la partie théorie, il y a une distribution angulaire des électrons secondaires, ce qui signifie que notre coupe de Faraday qui ne prend qu'une petite partie d'angle solide, ne va recevoir qu'une portion de tous les électrons secondaires. Cependant, comme nous polarisons positivement la coupe de Faraday, cela permet de capturer davantage d'électrons. Le courant lu sur la coupe de Faraday ne correspondra pas à la totalité du courant d'électrons secondaires émis depuis l'échantillon, et donc, il conviendra de lui appliquer un facteur correctif adapté afin de retrouver le vrai courant d'électrons secondaires.

Nous avons fait des bombardements électroniques sur l'échantillon, et nous avons mesuré le courant reçu par la coupe de Faraday en fonction de la polarité qui lui était appliquée (figure 3-41).

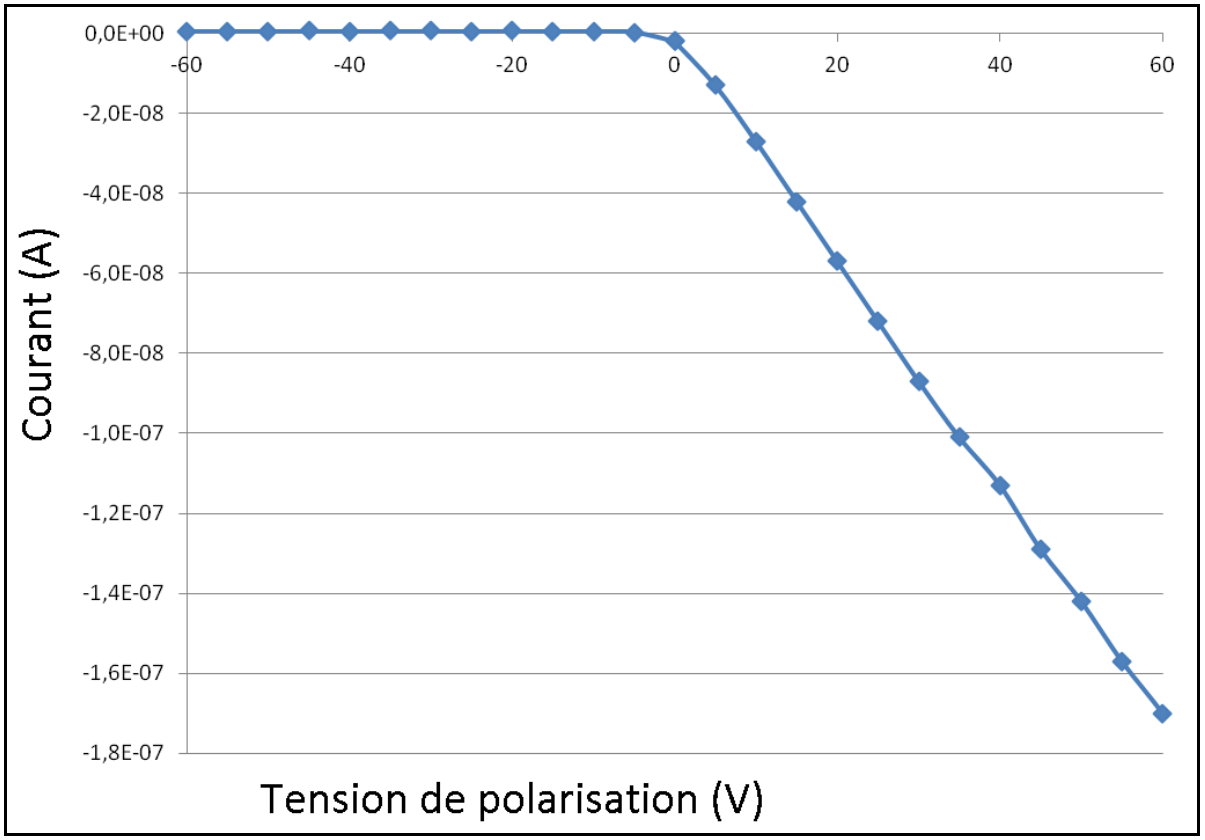


Figure 3-41 Courant mesuré au niveau de la coupe de Faraday commerciale en fonction de sa tension de polarisation

Comme on pouvait s'y attendre, plus la tension de polarisation positive est grande et plus le courant reçu est important. Ce qui est intéressant avec ce graphique, c'est de constater que la courbe de courant semble suivre une relation linéaire avec la tension de polarisation.

Si on polarise la coupe de Faraday avec une tension nulle (reliée à la masse), on mesure un courant d'environ 2 nA. Cela s'explique du fait qu'avec une polarisation nulle, les électrons secondaires ne sont ni repoussés, ni attirés, et donc, nous captons les électrons secondaires qui sont sortis de l'échantillon dans la direction du collecteur de la Coupe de Faraday. Dans le cas d'une polarisation de +63 V, nous avons un courant de 180 nA, c'est-à-dire que l'on reçoit 100 fois plus d'électrons que dans le cas où on ne met pas de polarisation. Il aurait pu être intéressant de continuer à faire des mesures de courant en augmentant encore la tension de polarisation, mais je ne l'ai pas fait afin de ne pas endommager notre pico-ampèremètre.

Mettre une polarisation élevée permet donc de récupérer une quantité plus grande d'électrons secondaires mais le danger est que cette tension de polarisation ne fasse dévier le faisceau d'électrons. J'ai configuré le canon en donnant aux électrons une énergie de 300 eV, et j'ai fait des balayages sur l'axe Z au niveau de l'échantillon. Pour chaque balayage, je changeais uniquement la tension de polarisation de la Coupe de Faraday. Nous avons appliqué au maximum une tension de polarisation de 100 V au niveau de la Coupe de Faraday et nos mesures n'ont pas permis de constater de déviation visible de notre faisceau. On peut donc dire que l'effet de perturbation sur le faisceau lié à la coupe de Faraday est minime.

3.2.21 L'échantillon

Pour faire nos mesures de taux d'émission d'électrons secondaires, nous avons utilisé deux échantillons en cuivre.

Echantillon 1 :
Matériau : Cuivre pur OFHC
Méthode de découpe : découpe traditionnelle (au tour)
Diamètre : 15,75 mm
Epaisseur : 1,5 mm

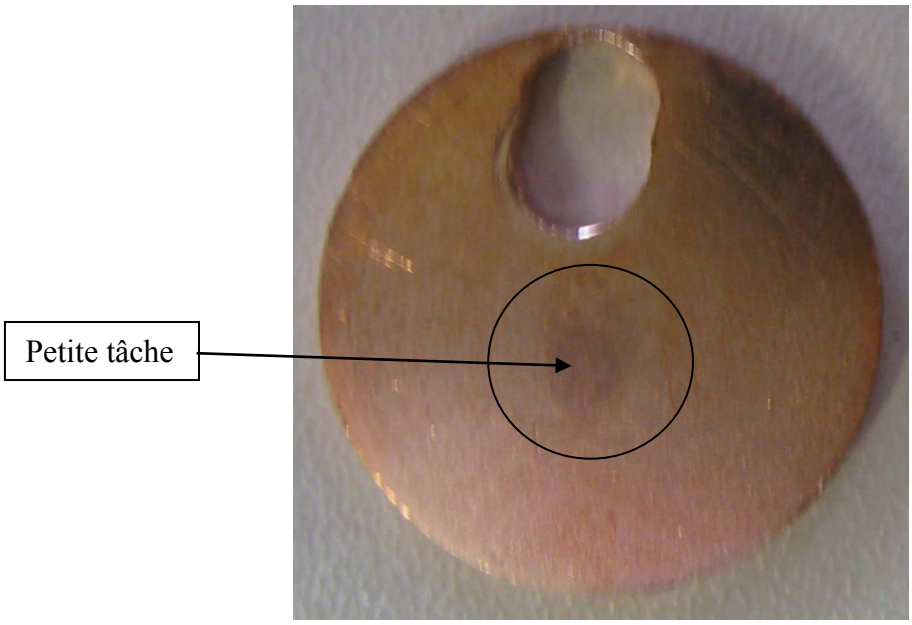


Figure 3-42 Photo de notre échantillon de cuivre

Si nous avons choisi ce matériau, c'est que celui-ci a déjà été testé par d'autres laboratoires, ce qui permet dans la littérature scientifique de trouver des spectres de référence.

La photo a été prise après que nous ayons effectués de nombreuses mesures dessus. On peut voir une petite « tâche » à l'endroit où nous avons réalisé nos mesures. Il se peut qu'en bombardant cette zone, il y ait eu le phénomène de graphitisation (création d'une couche de carbone – pour rappel, le graphite est l'un des allotropes naturels du carbone). Comme nous avons fait beaucoup de mesures, la dose d'électrons reçue par l'échantillon a été conséquente. Pour le confirmer, il aurait fallu faire une analyse de surface mais malheureusement, comme l'échantillon a été manipulé sans respecter toutes les conditions de propreté, il n'est plus possible de faire cette analyse.

Echantillon 2 :
Matériau : Cuivre pur OFHC
Méthode de découpe : découpe à fil (un seul passage)
Diamètre : 11,75 mm (c'est-à-dire 4 mm de moins que l'autre échantillon)
Epaisseur : 1,5 mm

Une découpe à fil est un procédé d'usinage utilisant le principe de l'électroérosion (arcs électriques entre le fil et la pièce métallique). Le diélectrique utilisé dans notre cas est de l'eau pure. La matière du fil est en laiton (cuivre + Zinc)

Par rapport à l'échantillon 1, la surface va être beaucoup moins régulière (rugosité plus grande). En principe, la géométrie de la surface joue un rôle dans le taux d'émission d'électrons secondaires.

A titre informatif, une mesure de rugosité a été effectuée sur notre premier échantillon et nous avons trouvé une rugosité de 0,112 µm. Nous avons ensuite fait une mesure de rugosité sur un échantillon de cuivre fait à la découpe à fil et nous avons trouvé 1,540 µm. Il apparaît donc bien que la rugosité est plus élevée avec la découpe à fil.

Le laboratoire I.E.F. d'Orsay a réalisé une Imagerie de surface par microscope électronique à balayage (MEB) sur des échantillons de cuivre.

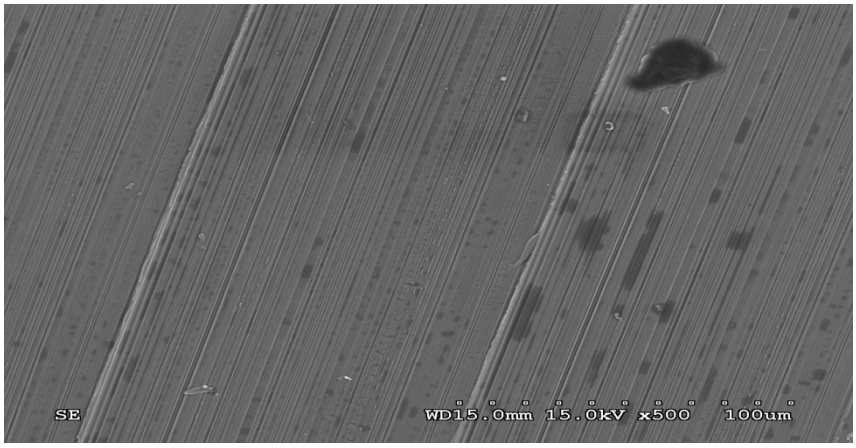


Figure 3-43 Imagerie de surface d'un échantillon de cuivre avec une découpe traditionnelle [Bruno MERCIER – I.E.F. Orsay]

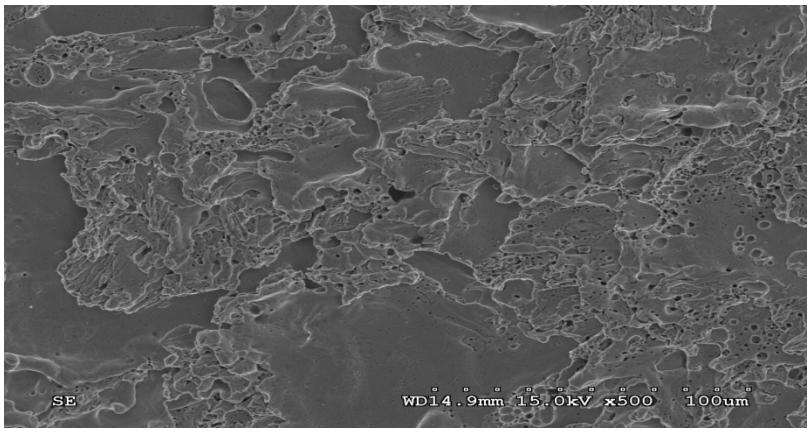


Figure 3-44 Imagerie de surface d'un échantillon de cuivre avec une découpe à fil [Bruno MERCIER – I.E.F. Orsay]

Notre laboratoire possède une découpe à fil mais celle-ci est très utilisée et il n'était pas possible pour l'atelier de réaliser notre échantillon avant plusieurs mois. En conséquence, nous avons récupéré un échantillon déjà existant. Cet échantillon 2 a une dimension inférieure à l'échantillon 1.

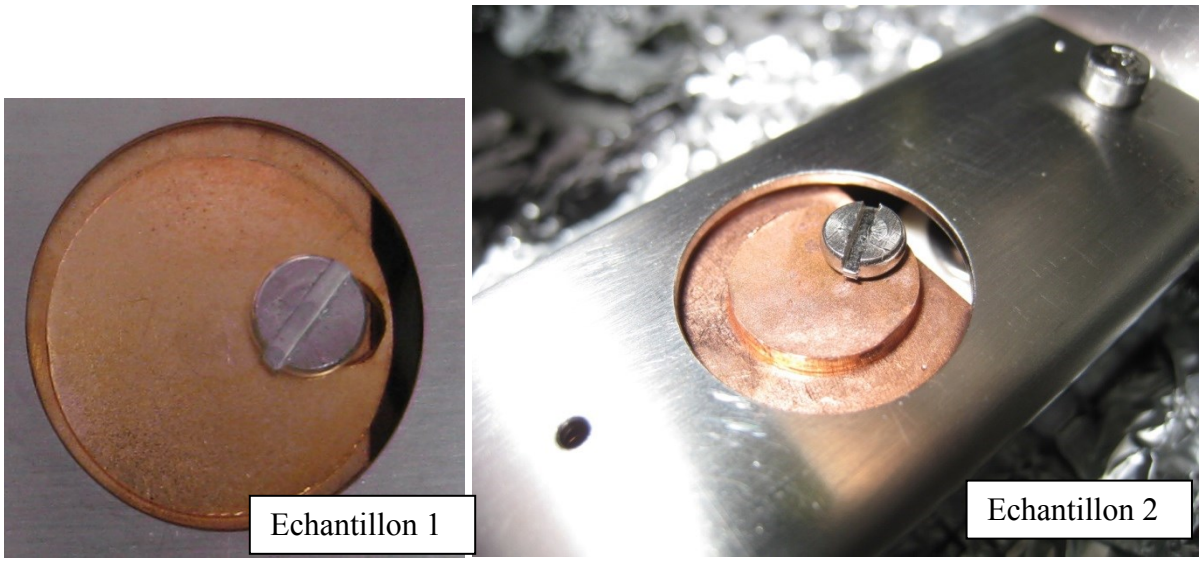


Figure 3-45 Photos des échantillons de cuivre quand ils sont placés dans le porte échantillon

Le second échantillon ayant une surface plus réduite que l'échantillon 1, cela a demandé plus de réglages pour être sûr que le faisceau d'électrons bombarde la zone désirée (c'est-à-dire, uniquement l'échantillon).

3.2.22 La mesure du taux d'émission d'électrons secondaires

Nous avons reçu en juillet 2013 un nouveau pico-ampèremètre mais lors de nos mesures, nous n'en possédions qu'un seul.

Que ce soit pour l'échantillon 1 ou pour l'échantillon 2, nous avons fait de nombreuses mesures, en essayons à chaque fois de modifier qu'un seul paramètre.

Pour l'échantillon 1, pour chaque paramètre modifié, nous avons fait 4 séries de mesures qui sont les suivantes :

1) On polarise négativement l'échantillon, on met la Coupe de Faraday à la masse, et on mesure le courant au niveau de l'échantillon.
2) On polarise positivement l'échantillon, on met la Coupe de Faraday à la masse, et on mesure le courant au niveau de l'échantillon.
3) On met l'échantillon à la masse, on polarise positivement la Coupe de Faraday, et on mesure le courant au niveau de l'échantillon.
4) On met l'échantillon à la masse, on polarise positivement la Coupe de Faraday, et on mesure le courant au niveau de la coupe de Faraday.

Pour l'échantillon 2, pour chaque paramètre modifié, nous avons fait 3 séries de mesures qui sont les suivantes :

1) On polarise négativement l'échantillon, on met la Coupe de Faraday à la masse, et on mesure le courant au niveau de l'échantillon.
2) On polarise positivement l'échantillon, on met la Coupe de Faraday à la masse, et on mesure le courant au niveau de l'échantillon.
3) On polarise négativement l'échantillon, on polarise positivement la Coupe de Faraday, et on mesure le courant au niveau de la coupe de Faraday.

La figure 3-46 montre les courbes caractéristiques que nous obtenons lorsqu'on mesure le courant au niveau de l'échantillon et que nous l'avons polarisé positivement ou négativement.

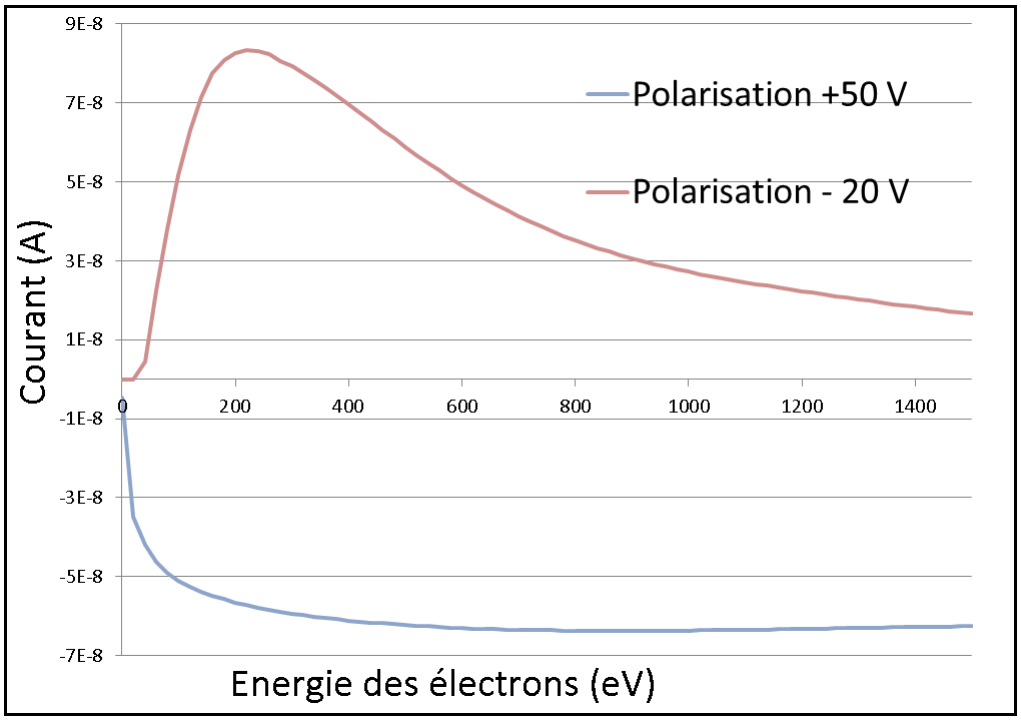


Figure 3-46 Courbes caractéristiques avec la polarisation positive et négative

La figure 3-47 montre les courbes caractéristiques que nous obtenons lorsqu'on mesure le courant au niveau de l'échantillon et que nous l'avons polarisé négativement ou en le mettant à la masse.

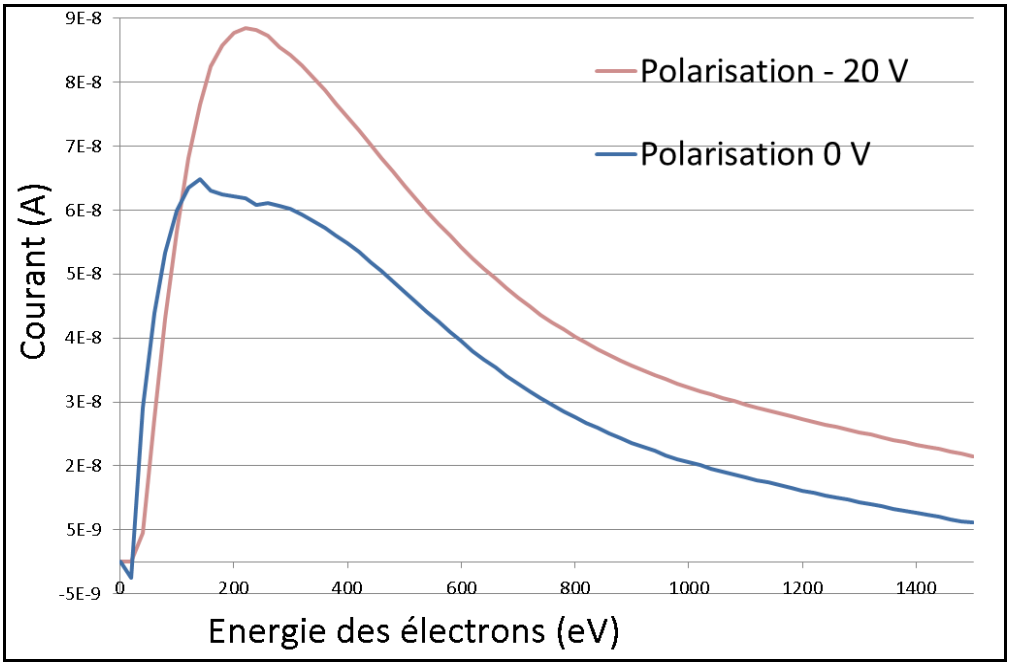


Figure 3-47 Courbes caractéristiques avec la polarisation nulle et négative

On peut noter que les 2 courbes ont des similitudes mais que le courant obtenu est différent. Cela s'explique notamment parce qu'avec une polarisation nulle, des électrons secondaires sont beaucoup plus susceptibles de revenir sur l'échantillon, que dans le cas où on polarise négativement.

Voici enfin le courant mesuré depuis la coupe de Faraday. Pour rappel, la coupe de Faraday doit permettre de récupérer une partie des électrons secondaires émis depuis l'échantillon. Nous avons trouvé intéressant de comparer les mesures trouvées avec la coupe de Faraday, avec les mesures faites au niveau de l'échantillon. Pour rappel, le courant des électrons secondaires doit pouvoir être obtenu en en faisant la mesure au niveau de l'échantillon polarisé positivement, moins la mesure de l'échantillon polarisé négativement. De cette comparaison, nous en avons déduit que dans notre exemple, la coupe de Faraday n'avait reçu que $\frac{1}{180}$ des électrons secondaires.

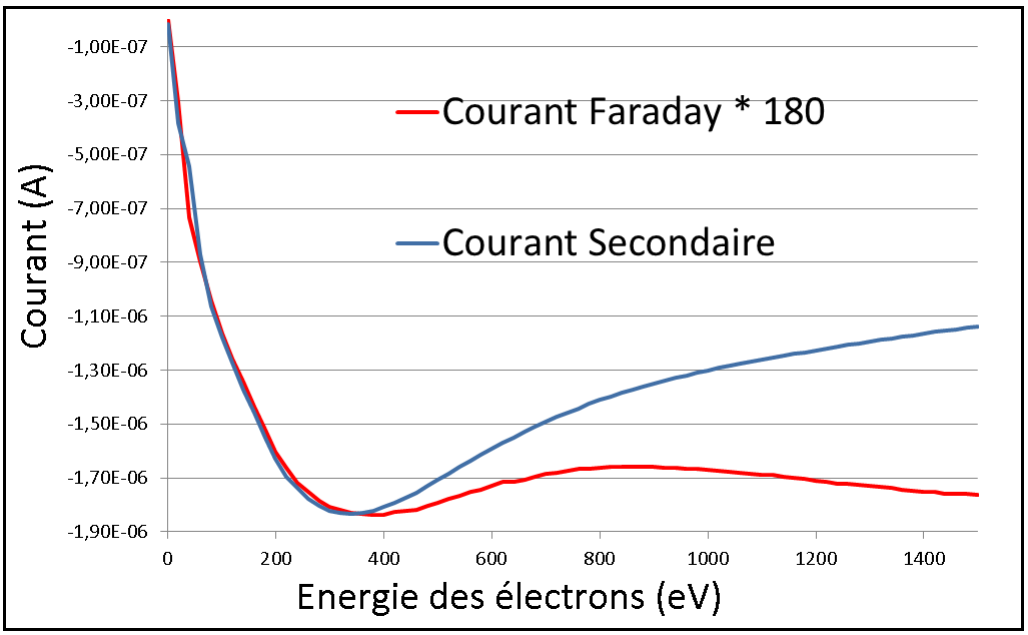


Figure 3-48 Courbes caractéristiques avec la polarisation nulle et négative

On peut constater une certaine similitude de la forme jusqu'à environ 400 eV, puis, les courbes diverges. L'idéal aurait été que l'on obtienne des courbes confondus avec nos 2 méthodes de mesure du courant des électrons secondaires.

Pour plus de clarté dans la lecture des figures suivantes, le tableau suivant donne la dose approximative reçue pour un bombardement

Tension source du canon (V)	Dose reçu pour un bombardement (Cmm^{-2})
0,95	$3{,}19.10^{-11}$
1	$1{,}50.10^{-10}$
1,05	$3{,}11.10^{-10}$
1,1	$1{,}00.10^{-9}$
1,15	$1{,}69.10^{-9}$
1,2	$4{,}00.10^{-9}$
1,25	$7{,}27.10^{-9}$

1,35	$2{,}46.10^{-8}$
1,45	$1{,}70.10^{-7}$
1,55	$8{,}87.10^{-7}$

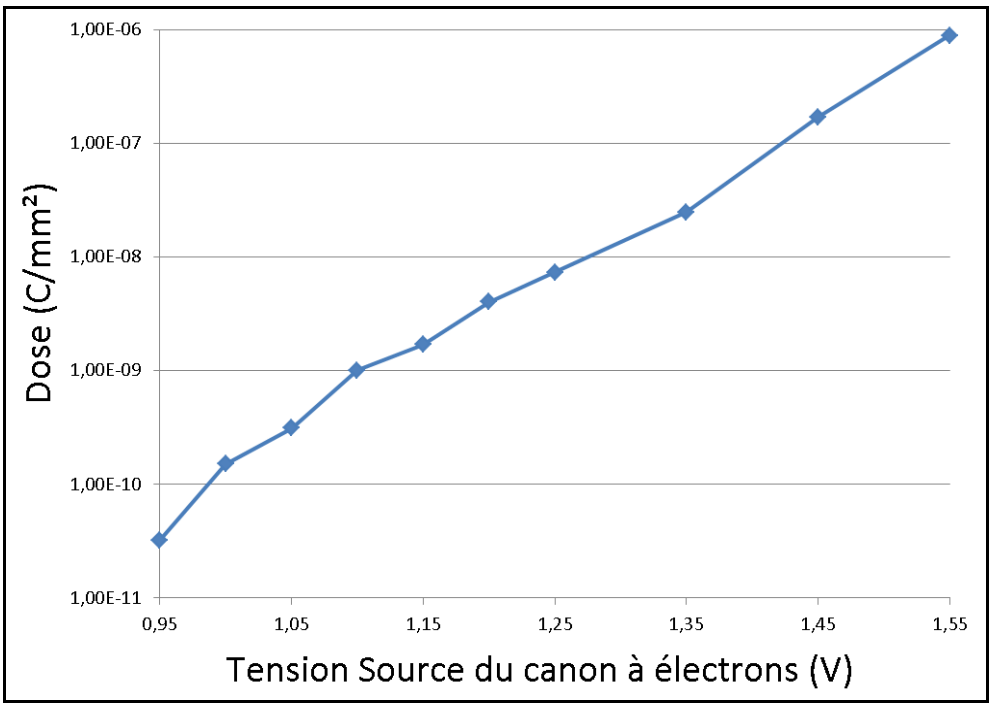


Figure 3-49 Correspondance entre la Tension Source du canon à électrons et la dose reçue par l'échantillon durant un bombardement

Sur l'échantillon 1, nous avons d'abord utilisé la « méthode SLAC », c'est-à-dire que nous avons appliqué la formule « 1 – courant mesuré au niveau de l'échantillon avec une polarisation négative / courant mesuré au niveau de l'échantillon avec une polarisation positive ».

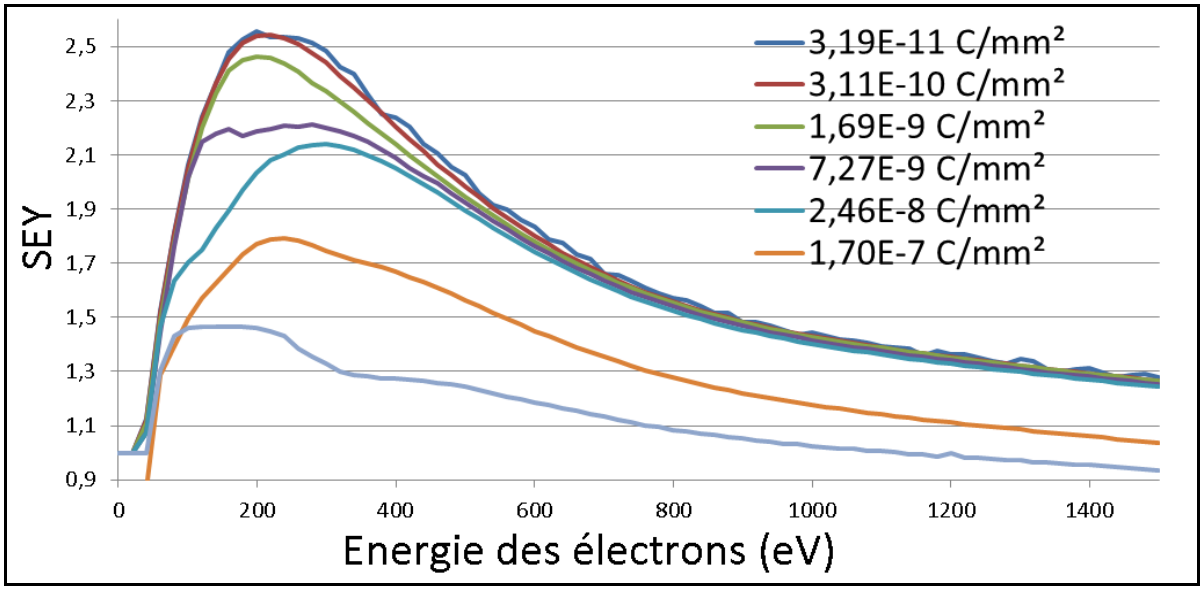


Figure 3-50 Correspondance entre la Tension Source du canon à électrons et la dose reçue par l'échantillon durant un bombardement

On commence au départ par les mesures de faible dose pour progressivement augmenter la dose. Une courbe va de 0 eV à 1500 eV, avec un pas de 20 eV, ce qui fait 76 mesures par courbe. Pour une même dose, on fait 4 séries de mesures. Autrement dit, si un pulse correspond à une dose de $1{,}7.10^{-7}$ C/mm², et si on effectue 304 mesures (76 * 4), on trouve une dose cumulée de $5{,}17.10^{-5}$ C/mm².

On peut voir que notre taux d'émission d'électrons secondaires va diminuer au fur et à mesure de nos mesures. On passe en effet d'un taux d'environ 2,5 à un taux de 1,5. Cette évolution du taux d'électrons secondaires s'explique par l'effet de dose.

Nous avons ensuite refait une mesure du taux d'émission d'électrons secondaires avec une dose faible ($3{,}19.10^{-11}$ C/mm²) et nous avons pu constater que nous conservions bien notre taux faible. Cela signifie que l'effet de dose est permanent tant que l'échantillon reste sous vide.

Pour l'échantillon 2, nous avons fait le choix de limiter la dose, afin de limiter l'effet de conditionnement. De plus, nous ne faisons plus que trois séries de mesures (nous avons supprimé la mesure du courant au niveau de l'échantillon, avec une polarisation nulle), ce qui ne fait plus que 228 mesures (3 x 76).

Voici ce que nous obtenons avec notre échantillon 2, en utilisant la « méthode SLAC ».

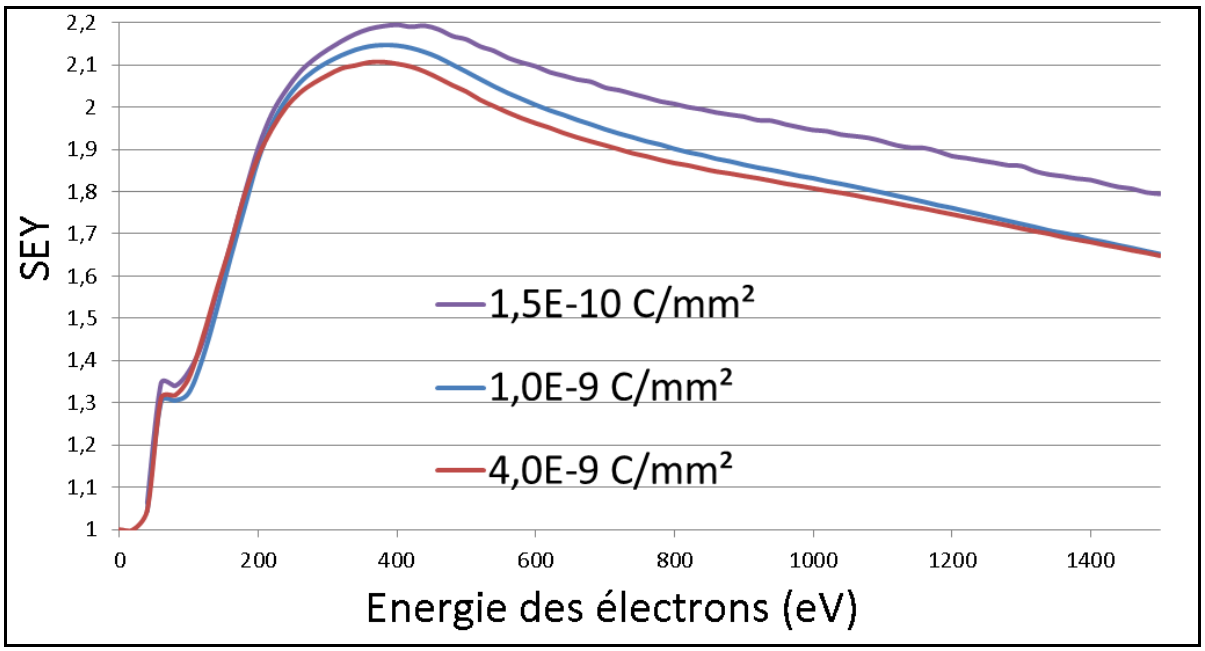


Figure 3-51 Mesures du taux d'émission d'électrons secondaires avec la méthode SLAC sur l'échantillon de cuivre 2

On peut voir que la valeur maximum du taux d'émission d'électrons secondaires est un peu plus faible (on passe d'un taux de 2,5 pour l'échantillon 1, à un taux de 2,2 pour l'échantillon 2). On peut donc supposer que cette différence provient de l'état de la surface qui est moins lisse du fait de la découpe à fil.

Maintenant que nous avons vu nos courbes du taux d'émission d'électrons secondaires, je mets à titre de comparaison un graphique réalisé par un autre laboratoire :

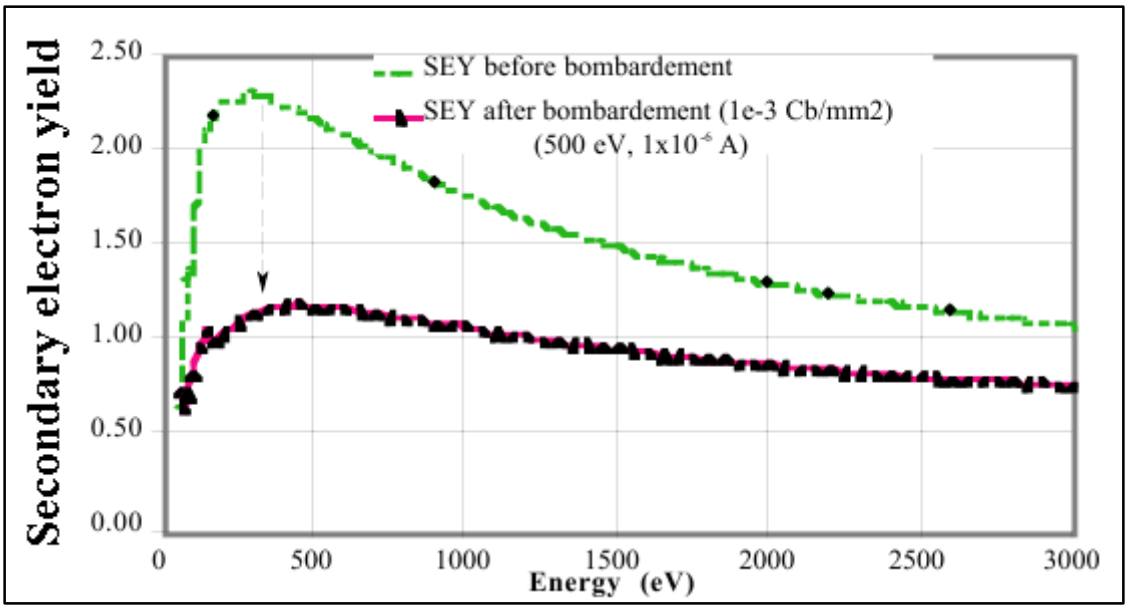


Figure 3-52 Réduction du taux d'émission d'électrons secondaires du cuivre après un bombardement électronique (dose : 10^{-3} C/mm²)

A présent, nous allons passer à la « méthode CERN ». Pour cela, nous allons utiliser la formule « courant mesuré au niveau de la coupe de Faraday, avec une polarisation positive, et multipliée par un facteur, divisé par ce même courant auquel on ajoute le courant mesuré au niveau de l'échantillon, avec une polarisation négative ».

Pour l'échantillon 1, en utilisant la méthode « CERN », nous trouvons des résultats assez similaires comparé à la méthode « SLAC » précédente. Exemple avec la série de mesures ayant la dose $2{,}46.10^{-8}$ C/mm²

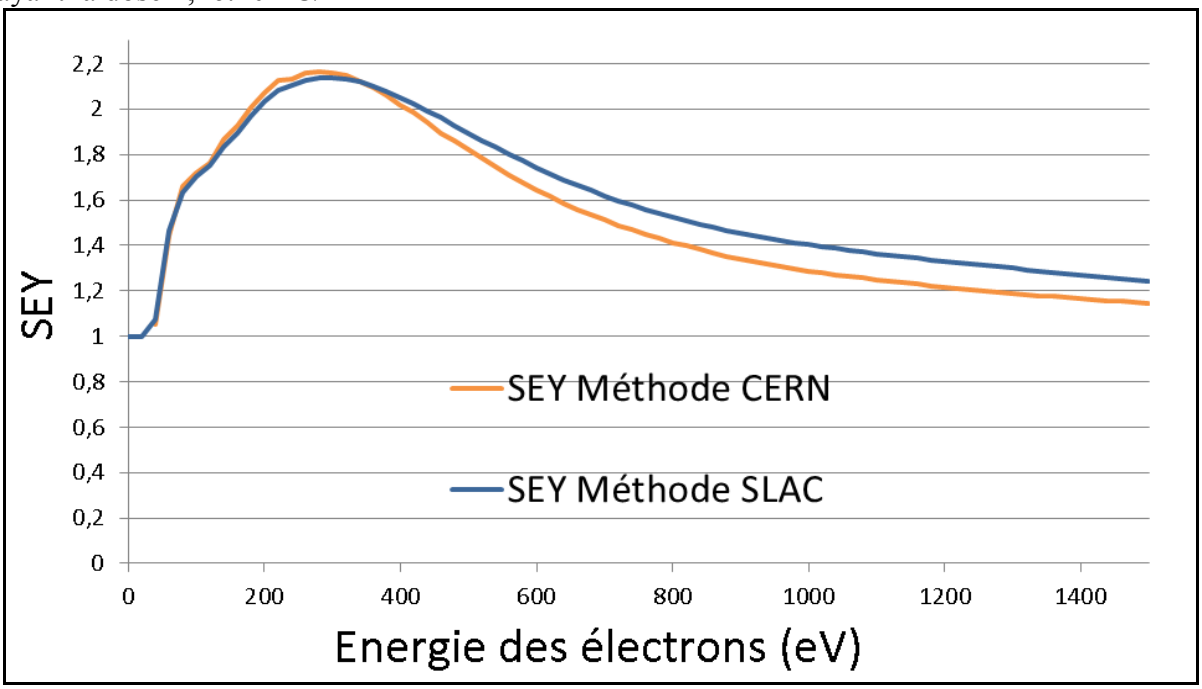


Figure 3-53 Comparaison de nos courbes du taux d'émission d'électrons secondaires en utilisant 2 méthodes différentes (dose 2.10^{-8} C/mm²)

Avec l'échantillon 2, nous arrivons aussi à retrouver des résultats assez similaires.

Voici les 2 courbes que nous obtenons avec l'échantillon 2 :

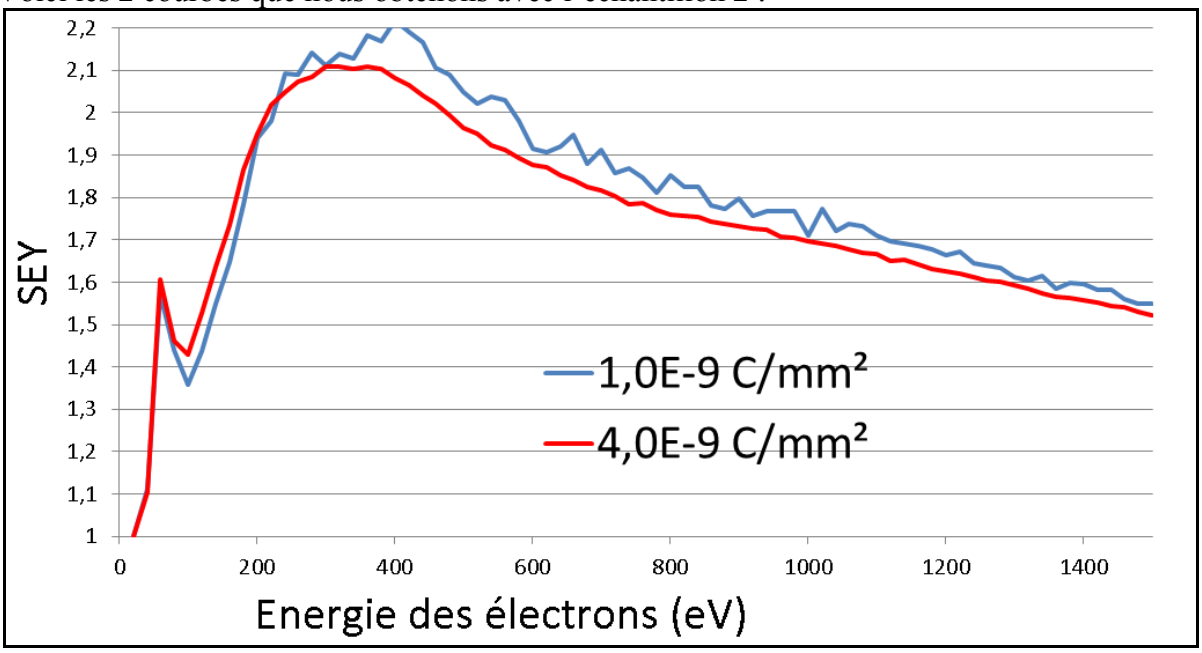


Figure 3-54 Comparaison de nos courbes du taux d'émission d'électrons secondaires en utilisant 2 méthodes différentes (doses 10^{-9} et 4.10^{-9} C/mm²)

On peut voir qu'avec une dose de 10^{-9} C/mm², nous obtenons une courbe un peu irrégulière. Cela est dû au fait que les courants mesurés par la coupe de Faraday sont faibles et relativement proches du bruit de fond.

Nous avons aussi fait une mesure avec une dose de $1,5.10^{-10}$ C/mm², mais le courant mesuré était trop faible pour être correctement mesuré.

On peut dire que la méthode « CERN » donne de bons résultats dans le sens où ils sont proches de ceux obtenus avec la méthode « SLAC ». Cependant, cette méthode a l'inconvénient de nécessiter une dose d'électrons plus importante que dans le cas de la méthode « SLAC ».

Le fait d'utiliser la méthode « CERN » en utilisant la coupe de Faraday présente l'intérêt de faire la mesure du taux d'émission d'électrons secondaires en un seul passage. C'est intéressant car cela permet de réduire l'incertitude liée au canon à électrons (quand on fait le taux d'émission d'électrons secondaires en 2 temps, il peut y avoir une faible variation du faisceau d'électrons), et cela permet de réduire le nombre de bombardements et donc, l'effet de dose. De plus, cela permet de faire gagner du temps (il faut compter une heure pour faire une série de 75 mesures). Le gros inconvénient est que pour mesurer un signal suffisamment fort au niveau de la coupe de Faraday, il faut mettre une dose d'au moins 10^{-9} C/mm² et donc, il peut y avoir un effet de conditionnement.

3.2.23 Réflexion sur les erreurs de mesures

Nous allons essayer de lister et de quantifier les principales sources d'erreurs que nous rencontrons sur la mesure du taux d'émission d'électrons secondaires.

Kirby [9] donne des éléments utiles sur les sources d'erreur dans la mesure du SEY. La première source d'erreur peut être l'échantillon lui-même (notamment à cause de l'effet de conditionnement). La seconde source d'erreurs est qu'on peut détecter des électrons secondaires provenant d'ailleurs que de l'échantillon.

L'équipe du SLAC, qui réalise des mesures de SEY depuis 1975, estime faire une erreur de 2% sur la mesure du courant. On peut deonc supposer que notre erreur sera au mieux équivalente à celle du SLAC.

J'estime que notre erreur totale est de l'ordre 5% (cela peut varier en fonction des paramètres de notre expérience). Si on prend un échantillon ayant un taux d'émission d'électrons secondaires de l'ordre de 2, cela ferait une mesure de 2 ± 0,10. Cela indique que l'on peut vraisemblablement se contenter de donner les valeurs de SEY à une décimale près. J'ai cependant fait le choix d'utiliser 2 décimales dans le cadre de mes mesures.

Chapitre 4 Le futur de l'expérience

4.1 Amélioration expérimentales possibles

Je vais parler ici de choses actuellement fonctionnelles mais qui mériteraient d'être repensées afin d'être plus efficaces.

4.1.1 Changement d'échantillon

Si on souhaite comparer le taux d'émission d'électrons secondaires de 2 échantillons, cela va être une tâche assez longue à cause du temps nécessaire pour passer d'un échantillon à un autre. La simple opération de pompage de l'enceinte pouvant nécessiter une semaine.

Dans l'hypothèse où notre bâti d'essais aurait vocation à être régulièrement utilisé, il faudra envisager de trouver des solutions techniques pour réduire le délai.

A priori, je vois 2 possibilités pour cela. La première possibilité serait de disposer d'un porte échantillon avec plusieurs échantillons. C'est d'ailleurs la solution qui a été retenue par le CERN (figure 4-1).

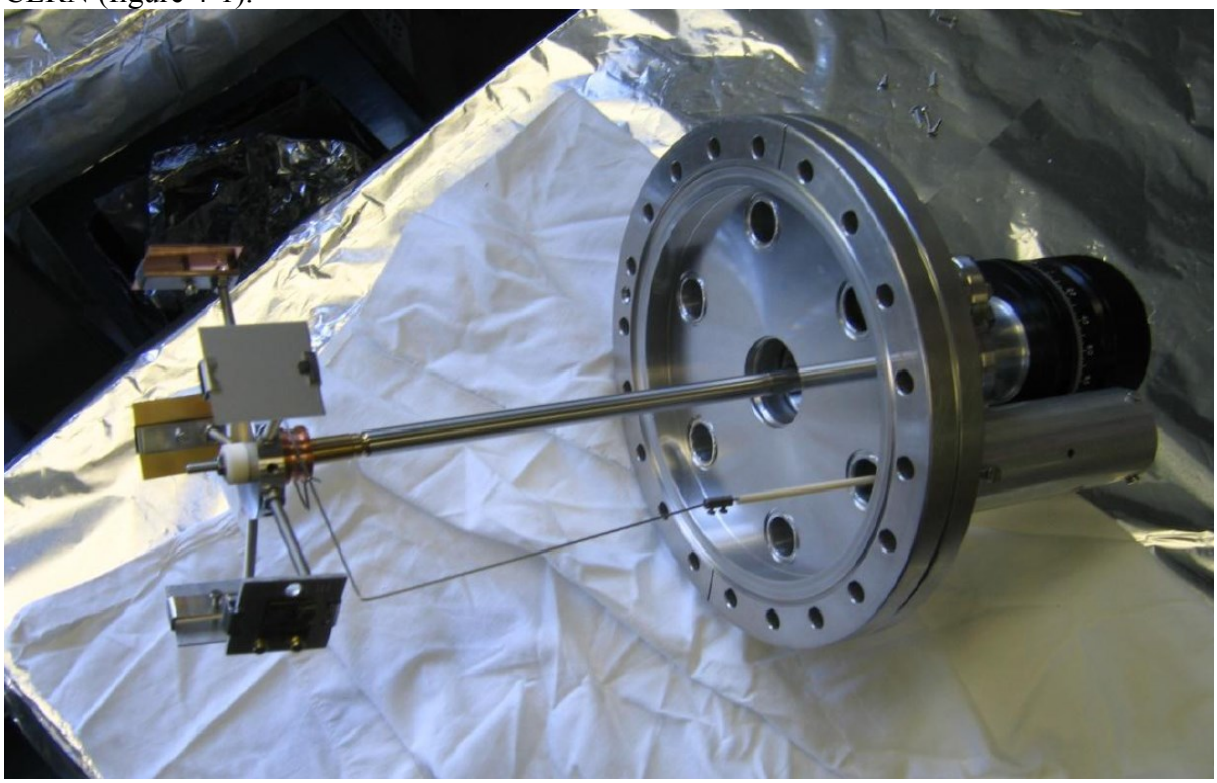


Figure 4-1 Porte échantillons multiple du CERN [37]

Une autre solution serait d'utiliser une canne de transfert afin de pouvoir mettre ou de retirer, un échantillon présent sur le porte échantillon. L'avantage étant que l'installation peut ainsi rester en permanence sous vide. C'est cette méthode qui est utilisée au SLAC [45]

4.1.2 Augmenter l'efficacité de la Coupe de Faraday

Une autre amélioration intéressante pourrait concerner la coupe de Faraday. Actuellement, nous coupe de Faraday ne récolte qu'une faible quantité des électrons secondaires produits au niveau de l'échantillon. Cela nous oblige à bombarder l'échantillon avec des doses conséquentes afin de pouvoir mesurer un signal suffisamment fort au niveau de la Coupe de Faraday. Je pense qu'en remplaçant notre coupe de Faraday par un autre modèle (ayant par exemple un trou plus large pour capter davantage les électrons, il doit être possible d'améliorer les choses.

4.1.3 Problèmes de fils

Pour transmettre les polarisations, ainsi que pour lire les courants au niveau de l'échantillon ou de la coupe de Faraday, nous utilisons des fils de cuivres compatibles avec le vide poussé.

Nous avons eu plusieurs problèmes avec les fils qui ont cassés. Pour résoudre le problème, nous avons mis une protection au niveau du manipulateur rotationnel afin d'éviter de faire plusieurs tours dans un même sens, et nous avons aussi remplacé les fils par des fils plus solides (du monobrin).

L'idéal aurait été de pouvoir retirer le fil de la coupe de Faraday pour mettre à la place notre nouveau fil, mais malheureusement, nous n'y sommes pas parvenu (le fil est serti). Comme le fil de la coupe de Faraday est trop court pour atteindre la bride avec le passage, nous avons fait une sorte de rallonge en utilisant un domino métallique compatible avec l'ultravide. Quand on polarise positivement la coupe de Faraday, le domino est également polarisé positivement et il est susceptible d'attirer des électrons passant à proximité de lui. Cependant, nos mesures ont montré que le signal est excessivement faible et n'a donc pas de conséquence sur notre mesure. Un autre problème est que le domino est susceptible de toucher la paroi de la chambre, et donc, de faire un court-circuit. Une amélioration pour le futur pourrait être de réussir à retirer le fil sortant de la coupe de Faraday pour le remplacer par le fil que nous avons acheté spécialement pour cette tâche.

A titre informatif, le fil monobrin compatible UHV a été commandé chez Allectra et sa référence est 311-KAP-130-5M.

4.1.4 Rapidité pour obtenir la stabilité du faisceau d'électrons

Comme nous l'avons vu précédemment, il faut environ 2 heures pour obtenir un faisceau d'électrons stabilisé. Cela s'explique par la variation de la résistance électrique du filament qui varie avec la température. Dans le cas où cette expérience aurait à fonctionner de manière régulière, il serait bon de réduire au maximum ce délai.

Quelques tests concluants dans ce sens ont été réalisés. Le programme automatisant cette tâche devrait être disponible fin 2015.

4.1.5 Réduire la durée d'une série de mesures

Une série de mesures consiste par exemple à demander au programme de faire varier l'énergie des électrons de 0 à 1500 eV, en faisant régulièrement des mesures de courant. Actuellement,

une telle série de mesures prend quasiment une heure. Dans le cas où notre bâti d'essais aurait à être régulièrement utilisé, il serait utile de pouvoir réduire ce temps.
Une mesure peut être décomposée de la façon suivante :

- Configuration successive de tous les appareils (cela prend quelques secondes par appareil)
- Délai d'attente. C'est une sécurité pour laisser le temps au canon à électrons de se stabiliser.
- Déclenchement de l'enregistrement du courant et du bombardement
- Récupération des données du pico-ampèremètre (cela prend plusieurs secondes)
- Traitement des données par l'ordinateur (nécessite quelques secondes)

Nous avons été assez généreux sur le délai d'attente et il doit être possible de fortement le réduire sans nuire à la qualité des mesures.
Je pense qu'en optimisant au maximum, on doit pouvoir gagner au moins 10 secondes par mesure. Dans le cas d'une série de 75 mesures, cela nous ferait quasiment gagner 13 minutes.

Une solution pour réduire la durée d'une série de mesures serait aussi de réduire le nombre de mesures. Cette solution aurait également l'avantage de réduire la dose d'électrons cumulée par l'échantillon. Actuellement, nous appliquons un pas de 20 eV entre chaque mesure, ce qui fait 75 mesures en tout. On pourrait envisager de faire un pas de 25 eV entre 0 et 600 eV, puis un pas de 30 eV entre 600 et 1500 eV. Cela ne ferait plus que 55 mesures en tout.

4.1.6 Choix de la dose d'électrons reçue par bombardement

La procédure des prochaines mesures du taux d'émission d'électrons secondaires est à présent fixée, à l'exception du choix de la dose d'électrons reçue par l'échantillon au cours d'un bombardement.

Pour rappel, la dose s'obtient à l'aide du courant émis, de la durée du bombardement et de la surface bombardée. La durée est de 30 ms et la surface de 1,13 mm².

On polarise l'échantillon à -20 V et la coupe de Faraday commerciale à +60 V. On fait ensuite varier l'énergie des électrons de 0 à 1500 eV, en faisant un total de 55 mesures. On polarise ensuite l'échantillon à +50 V et on met la coupe de Faraday commerciale à la masse. On fait ensuite varier l'énergie des électrons de 0 à 1500 eV, en faisant un total de 55 mesures. Au total, il y aura donc eu 110 mesures.

Ces 2 séries de mesures permettent de calculer le taux d'émission d'électrons à l'aide des « méthodes SLAC et CERN ». Ce taux d'émission d'électrons secondaires va être typiquement compris entre 1 et 2,5.

En utilisant la « méthode SLAC », une dose de 10^{-10} C/mm² nous est suffisante pour mesurer un signal suffisamment fort. Avec la « méthode CERN », une dose plus élevée est nécessaire du fait que notre coupe de Faraday commerciale ne récupère qu'une faible quantité d'électrons secondaires. Il faut une dose comprise entre 10^{-9} C/mm² et 8.10^{-9} C/mm².

Avec une dose de 4.10^{-9} C/mm² et 110 bombardements, nous arrivons donc à une dose cumulée de $4{,}4.10^{-7}$ C/mm². Pour rappel, le CERN essaye de limiter la dose reçue à 10^{-8} C/nm², et donc, nous dépassons cette limite (44 fois plus élevée).

4.2 Elargir les possibilités à notre bâti

4.2.1 Direction d'émission des électrons

Il serait intéressant de pouvoir réaliser des mesures concernant la direction d'émission des électrons secondaire. C'est-à-dire connaître les directions spatiales que prennent les électrons secondaires en quittant l'échantillon. Pour réaliser ce type de mesure, il faudrait rendre certains éléments de l'expérience mobiles.

Il faudrait pouvoir manipuler le porte échantillon afin de faire varier de façon précise et connue, son angle d'inclinaison par rapport au faisceau d'électrons.

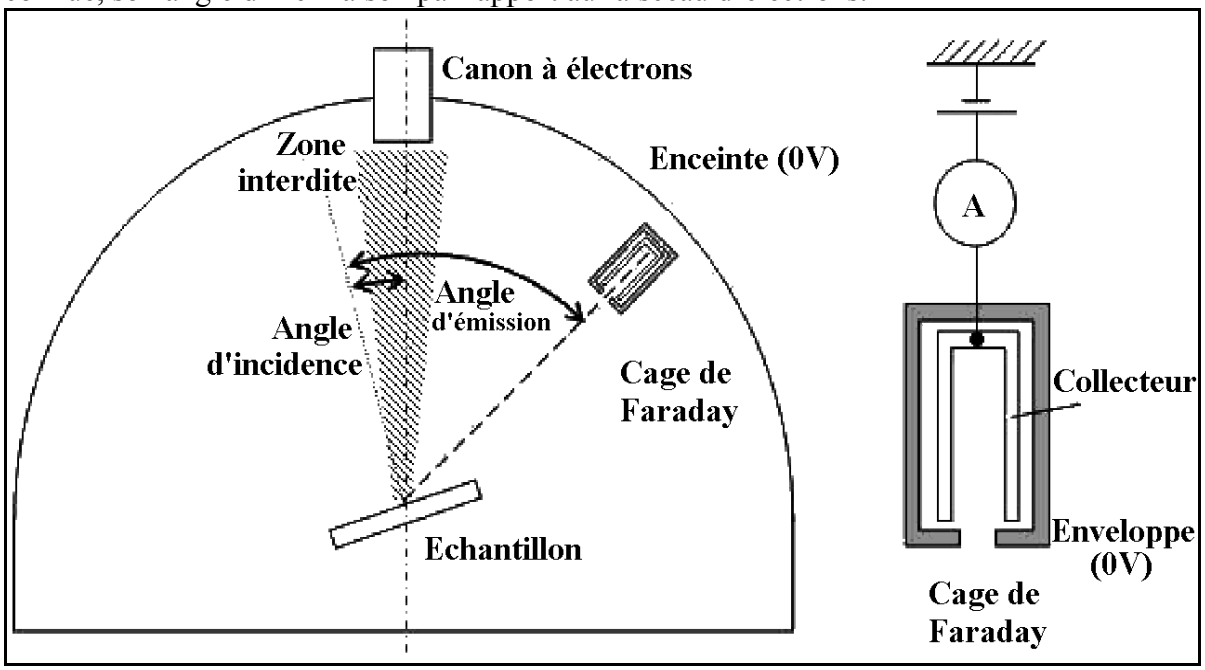


Figure 4-2 Schéma d'une évolution possible pour notre expérience [25]

Cela permettrait d'obtenir des graphiques similaires à ceci :

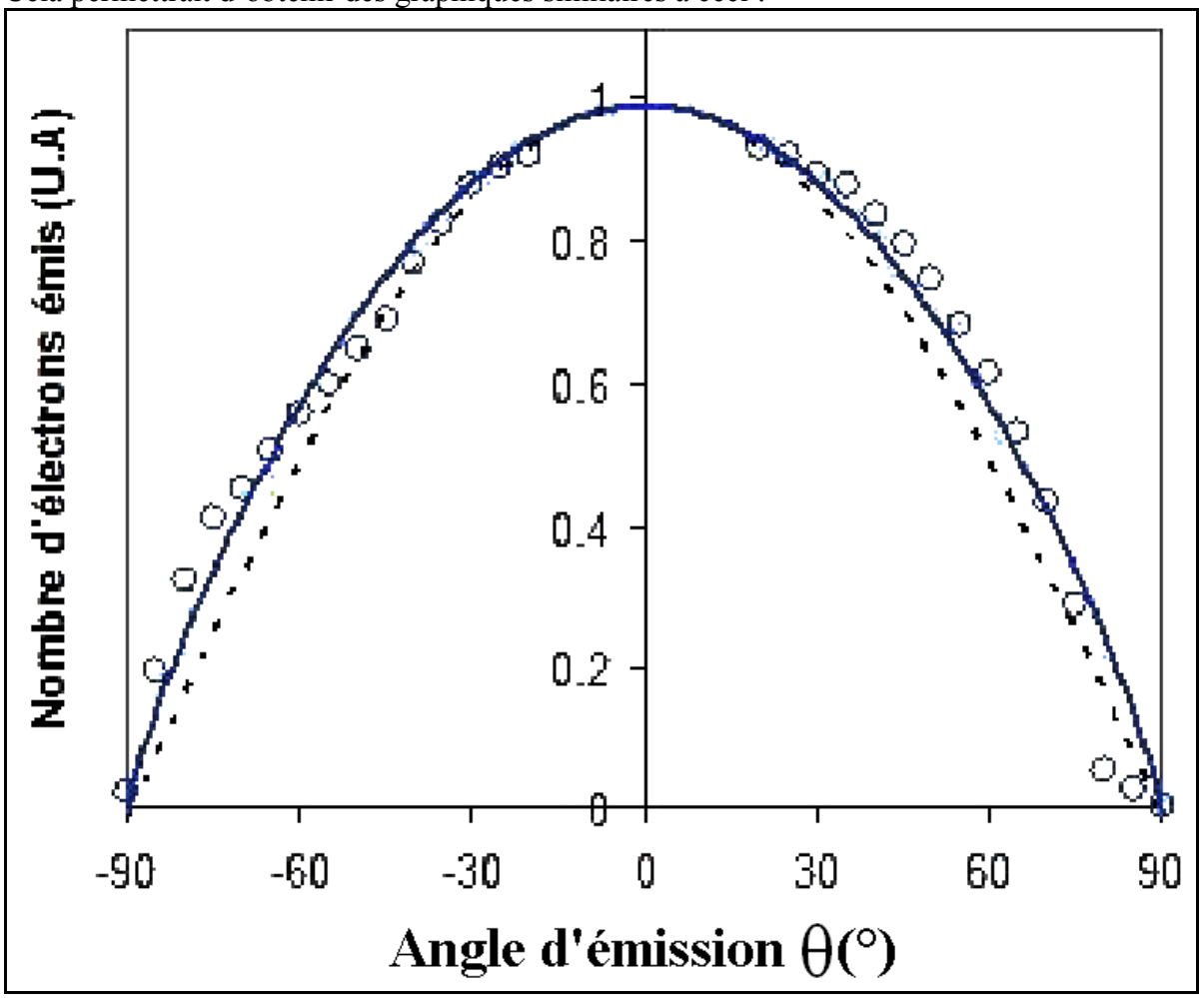


Figure 4-3 Graphique donnant un exemple da correspondance entre le nombre d'électrons émis (unité arbitraire) et l'angle d'émission [25]

Pour le moment, aucune étude de réalisabilité n'a été menée sur cette idée. Cela ne sera développé que s'il y a un réel besoin.

4.2.2 Température de l'échantillon

Une amélioration possible pourrait être de pouvoir mesurer la température de l'échantillon. Cela se traduirait donc pas l'ajout d'une sonde de température au niveau de l'échantillon

Cette sonde de température permettrait dans un premier temps de voir si nos bombardements ont un effet sur la température de l'échantillon. Dans notre cas, nous pratiquons un bombardement électronique d'assez faible énergie et donc, nous ne pensons pas que cela soit suffisant pour faire sensiblement augmenter la température de l'échantillon.

Dans le cas de certains échantillons, leurs caractéristiques évoluent grandement en fonction de la température. C'est par exemple le cas du NEG (Non Evaporable Getter) qui s'active quand il est chauffé entre 200 et 300°C. Pour tester un échantillon de NEG activé, il est donc nécessaire de pouvoir le chauffer in situ. Le bâti possède une lampe infrarouge de 1400 W qui permet de chauffer l'intérieur du bâti, et donc, l'échantillon.

4.3 Expériences qui restent à faire

4.3.1 Effet du bombardement électronique sur la pression

Le bâti dispose d'un spectromètre de masse, ainsi que de jauges de pression. L'idée serait d'utiliser ces instruments pour voir ce qui se passe lors d'un bombardement électronique.

Le bombardement électronique provoque une désorption et la jauge de pression permet de constater une hausse de la pression, et le RGA permet d'identifier et quantifier les gaz relâchés dans l'enceinte.

La longueur d'arrêt pour des électrons ayant une énergie de 300 eV, sur une surface solide de CO est de 10^{-8} m, soit l'équivalent de 25 couches atomiques. Le fait que toute l'énergie des électrons soit dissipée dans les premières couches atomiques implique une bonne efficacité de désorption des molécules présentes en surface.
.

4.3.2 Echantillons testés

Actuellement, nous avons fait des mesures sur deux échantillons en cuivre ayant été usinés différemment. Les deux échantillons ont subi un nettoyage chimique avant leur introduction dans la chambre à vide. Il serait à présent intéressant de tester d'autres matériaux, ainsi que de tester d'autres types de traitement de l'échantillon (nettoyage chimique, décharge argon et étuvage) et de mesurer leur taux d'émission d'électrons secondaires.

Grâce au travail bibliographique, nous disposons de plusieurs centaines de courbes de taux d'émission d'électrons secondaires et faire de nouvelles mesures permettra de comparer nos résultats avec des mesures similaires réalisées dans d'autres laboratoires. Plus nous aurons de comparaisons donnant des résultats équivalents, et plus nous pourrons dire avec certitude que notre bâti donne des résultats fiables.

Puisque notre groupe « Technologies du vide » réalise des dépôts, il serait intéressant de les tester dans notre bâti afin de caractériser leur taux d'émission d'électrons secondaires.

Conclusion

Le premier objectif de ce mémoire était d'obtenir un bâti opérationnel pour réaliser des mesures du taux d'émission d'électrons secondaires. Cet objectif est atteint.

Le second objectif était de réussir à avoir une bonne maîtrise et compréhension de l'expérience dans son ensemble. Au niveau de la compréhension des phénomènes physiques, ainsi que du fonctionnement des équipements, nous considérons que l'objectif est globalement atteint. Pour ce qui est de la maîtrise de l'expérience, nous n'avons pas atteint le degré de perfectionnement que nous aurions aimé atteindre. Cependant, nous avons réussi à identifier les éléments à améliorer, ce qui va nous permettre de progresser.

Le dernier objectif était de donner des perspectives pour l'expérience et nous considérons que nous en avons donné plusieurs à court terme, ainsi qu'à plus long terme. Dans un avenir proche, nous allons donc faire des mesures sur les effets de désorption liés au bombardement électronique. Nous allons également mesurer le taux d'émission d'électrons secondaires issus d'autres échantillons, dont certains provenant de dépôts que nous aurons réalisés. Dans l'hypothèse où les résultats de nos mesures s'avéreraient suffisamment intéressantes, des publications pourraient être envisagées.

Annexes

Annexe 1 : Tableau des correspondances des principales unités de pression utilisées en vide

Nom	Pa	mBar	mm Hg	mm H_2O	atmosphère
Pascal (Pa)	1	1.10^{-2}	$7{,}50062.10^{-3}$	$1{,}01972.10^{-1}$	$0{,}986923.10^{-5}$
Bar	1.10^{5}	1000	$7{,}50062.10^{2}$	$1{,}01972.10^{4}$	0,986923
hectopascal (hPa) mbar	100	1	0,750062	10,1972	$0{,}986923.10^{-3}$
millimètre de mercure (mm Hg) Torr	133,3224	$1{,}333224.10^{-3}$	1	13,5951	$1{,}31579.10^{-3}$
millimètre d'eau (mm H2O)	9,80665	$9{,}80665.10^{-2}$	$7{,}35559.10^{-2}$	1	$0{,}96784.10^{-4}$
atmosphère normale (atm)	$1{,}01325.10^{5}$	$1{,}01325.10^{3}$	760	$1{,}03323.10^{4}$	1

- millimètre de mercure conventionnel, soit pour du mercure à 0°C, avec une masse volumique de 13 595,1 kg/m3, et sous l'accélération de la pesanteur normale (9,80665 m/s^2)

- millimètre d'eau conventionnel, soit pour de l'eau à 4°C, avec une masse volumique de 1 kg/m3, et sous l'accélération de la pesanteur normale

- Le Pascal est l'unité légale

Annexe 2 : Classification de la gamme des pressions

Type de vide	Pression (Pa)
Atmosphérique	10^{5}
Primaire	$10^{-1} < P < 10^{5}$
Intermédiaire	$10^{-4} < P \leq 10^{-1}$
Poussé	$10^{-7} < P \leq 10^{-4}$
Ultra vide (UHV)	$10^{-10} < P \leq 10^{-7}$
Vide Extrême (XHV)	$P \leq 10^{-10}$

Annexe 3 : Composition standard de l'air atmosphérique

Gaz	Abondance relative (partie par milliard par volume)	Pourcentage par volume	Pression partielle (mmHg)
N_2	$7{,}81.10^8$	78,08	$5{,}95.10^2$
O_2	$2{,}01.10^8$	20,95	$1{,}59.10^2$
H_2O	$10^6 – 10^7$	1,57	12,9
Ar	$9{,}34.10^6$	0,93	7,05
CO_2	$3{,}5.10^5$	$3{,}3.10^{-2}$	$2{,}5.10^{-1}$
Ne	$1{,}8.10^4$	$1{,}8.10^{-3}$	$1{,}4.10^{-2}$
He	$5{,}2.10^3$	$5{,}24.10^{-4}$	4.10^{-3}
CH_4	$1{,}6.10^3$	2.10^{-4}	$1{,}5.10^{-3}$
Kr	1.10^3	$1{,}1.10^{-4}$	$8{,}4.10^{-4}$
H_2	5.10^2	5.10^{-5}	$3{,}8.10^{-4}$
N_2O	3.10^2	5.10^{-5}	$3{,}8.10^{-4}$
CO	1.10^2		
SO_2	$< 10^2$		
O_3	$< 10^2$	7.10^{-6}	$5{,}3.10^{-5}$
Xe	1.10^1	$8{,}7.10^{-6}$	$6{,}6.10^{-5}$
NO, NO_2	Variable		
CH_3Cl	6.10^{-1}		
CCl_2F_2	$2{,}9.10^{-1}$		
CCl_4	$1{,}2.10^{-1}$		
CF_4	7.10^{-2}		

Annexe 4 : Procédure de nettoyage des échantillons testés

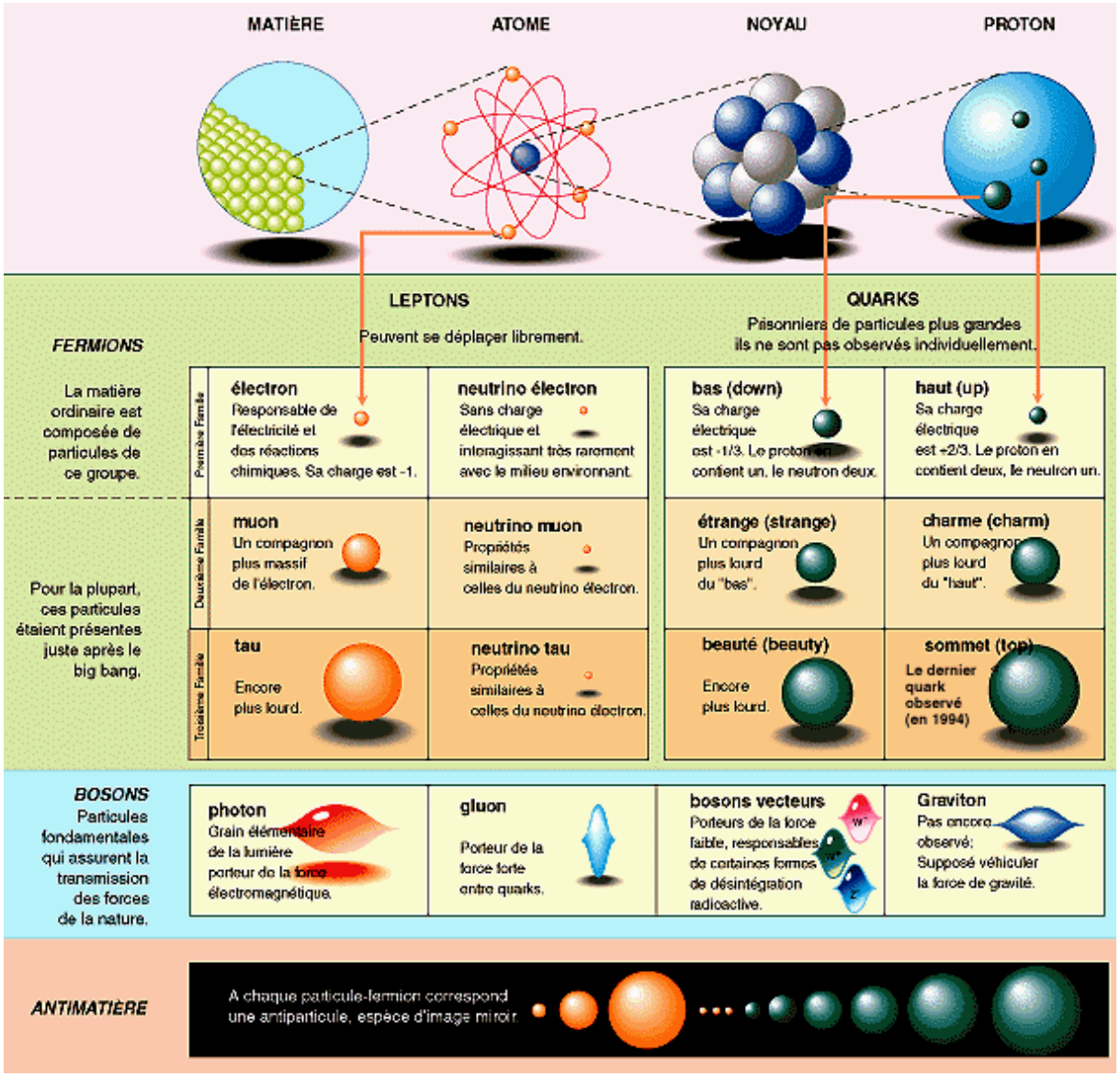
Les échantillons sont mis à tremper pendant 15 minutes, dans une solution dégraissante à 50°C, avec utilisation d'ultrasons.

Les échantillons sont ensuite mis à tremper pendant 15 minutes, dans de l'eau distillée à 50°C, avec utilisation d'ultrasons.

Les échantillons sont ensuite placés dans du papier aluminium, afin de les protéger de la poussière.

Avant installation de l'échantillon sur le porte échantillon, il est nettoyé avec de l'éthanol.

Annexe 5 : Constituants élémentaires de la matière décrits par le Modèle Standard [36]



Annexe 6 : Documentation du pico-ampèremètre Keithley 6485

3 Pages du manuel donnant certaines des caractéristiques de l'appareil.

6485 Picoammeter Specifications

RANGE	5½ DIGIT DEFAULT RESOLUTION	ACCURACY (1YR) [1] ±(% RDG. + OFFSET) 18°–28°C, 0–70% RH	TYPICAL RMS NOISE [2]	ANALOG RISE TIME [3] (10% to 90%)
2 nA	10 fA	0.4 % + 400 fA	20 fA	8 ms
20 nA	100 fA	0.4 % + 1 pA	100 fA	8 ms
200 nA	1 pA	0.2 % + 10 pA	1 pA	500 µs
2 µA	10 pA	0.15% + 100 pA	10 pA	500 µs
20 µA	100 pA	0.1 % + 1 nA	100 pA	500 µs
200 µA	1 nA	0.1 % + 10 nA	1 nA	500 µs
2 mA	10 nA	0.1 % + 100 nA	10 nA	500 µs
20 mA	100 nA	0.1 % + 1 µA	100 nA	500 µs

TEMPERATURE COEFFICIENT: 0°–18°C & 28°–50°C. For each °C, add 0.1 ∞ (% rdg + offset) to accuracy spec.

INPUT VOLTAGE BURDEN: <200µV on all ranges except <1mV on 20mA range.

MAXIMUM INPUT CAPACITANCE: Stable to 10nF on all nA ranges and 2µA range; 1µF on 20µA and 200µA ranges, and on mA ranges.

MAXIMUM CONTINUOUS INPUT VOLTAGE: 220VDC

NMRR[1]: (50 or 60Hz) :60dB

MAXIMUM COMMON MODE VOLTAGE: 42V.

ISOLATION (Meter COMMON to chassis): Typically >5∞10^{11}Ω in parallel with <1nF.

ANALOG OUTPUT: Scaled voltage output (inverting 2V full scale on all ranges) 3% ±2mV, 1kΩ impedance.

[1] At 1 PLC – limited to 60 rdgs/sec under this condition.

[2] At 6 PLC, 1 standard deviation, 100 readings, filter off, capped input – limited to 10 rdgs/sec under this condition.

[3] Measured at analog output with resistive load >100kΩ.

IEEE-488 BUS IMPLEMENTATION

MULTILINE COMMANDS: DCL, LLO, SDC, GET, GTL, UNT, UNL, SPE, SPD.

IMPLEMENTATION: SCPI (IEEE-488.2, SCPI-1996.0); DDC (IEEE-488.1).

UNILINE COMMANDS: IFC, REN, EOI, SRQ, ATN.

INTERFACE FUNCTIONS: SH1, AH1, T5, TE0, L4, LE0, SR1, RL1, PP0, DC1, DT1, C0, E1.

PROGRAMMABLE PARAMETERS: Range, Zero Check, Zero Correct, EOI (DDC mode only), Trigger, Terminator (DDC mode only), Calibration (SCPI mode only), Display Format, SRQ, REL, Output Format, V-offset Cal.

ADDRESS MODES: TALK ONLY and ADDRESSABLE.

LANGUAGE EMULATION: Keithley Model 485 emulation via DDC mode.

RS-232 IMPLEMENTATION:
Supports: SCPI 1996.0.
Baud Rates: 300, 600, 1200, 2400, 4800, 9600, 19.2k, 38.4k, 57.6k.
Protocols: Xon/Xoff, 7 or 8 bit ASCII, parity-odd/even/none.
Connector: DB-9 TXD/RXD/GND.

GENERAL

INPUT CONNECTOR: BNC on rear panel.

DISPLAY: 12 character vacuum fluorescent.

RANGING: Automatic or manual.

OVERRANGE INDICATION: Display reads "OVRFLOW".

CONVERSION TIME: Selectable 0.01 PLC to 60 PLC (50PLC under 50Hz operation). (Adjustable from 200µs to 1s)

READING RATE:
To internal buffer 1000 readings/second[1]
To IEEE-488 bus 900 readings/second[1, 2]

Notes:
[1] 0.01 PLC, digital filters off, front panel off, auto zero off.
[2] Binary transfer mode. IEEE-488.1.

BUFFER: Stores up to 2500 readings.

PROGRAMS: Provide front panel access to IEEE address, choice of engineering units or scientific notation, and digital calibration.

EMC: Conforms with European Union Directive 89/336/EEC, EN61326-1.

SAFETY: Conforms with European Union Directive 73/23/EEC, EN61010-1.

TRIGGER LINE: Available, see manual for usage.

DIGITAL FILTER: Median and averaging (selectable from 2 to 100 readings).

ENVIRONMENT:
Operating: 0°–50°C; relative humidity 70% non-condensing, up to 35°C. Above 35°C, derate humidity by 3% for each °C.
Storage: –25° to +65°C.

WARM-UP: 1 hour to rated accuracy (see manual for recommended procedure).

POWER: 100–120V or 220–240V, 50–60Hz, 30VA.

PHYSICAL:
Case Dimensions: 90mm high × 214mm wide × 369mm deep (3½ in. × 8⅜ in. × 14⁹⁄₁₆ in.).
Working Dimensions: From front of case to rear including power cord and IEEE-488 connector: 394mm (15.5 inches).
Net Weight: <2.8 kg (<6.1 lbs).
Shipping Weight: <5 kg (<11 lbs).

Range, units, and digits

Range

The ranges for current measurements are listed in Table 4-1.

Table 4-1
Measurement ranges

nA	µA	mA
2nA	2µA	2mA
20nA	20µA	20mA
200nA	200µA	

The full scale readings for every measurement range are 5% over range. For example, on the 20µA range, the maximum input current is ± 21µA. Input values that exceed the maximum readings cause the overflow message OVRFLOW to be displayed.

Manual ranging

To select a range, press the RANGE ▲ or ▼ key. The instrument changes one range per key-press. If the instrument displays the OVRFLOW message on a particular range, select a higher range until an on-range reading is displayed. Use the lowest range possible without causing an overflow to ensure best accuracy and resolution.

Autoranging

When using autorange, the instrument automatically goes to the most sensitive available range to measure the applied signal. Up-ranging occurs at 105% of range, while down-ranging occurs at the range value. For example, if on the 20µA range, the instrument will go up to the 200µA range when the input signal exceeds 21µA. While on the 200µA range, the instrument will go down to the 20µA range when the input level goes below 20µA.

The AUTO key toggles the instrument between manual ranging and autoranging. The AUTO annunciator turns on when autoranging is selected. To disable autoranging, press AUTO or the RANGE ▲ or ▼ key. Pressing AUTO to disable autoranging leaves the instrument on the present range.

Every time an autorange occurs, a search for every available range of the selected function is performed. The time it takes to perform the search could slow down range change speed significantly. Setting upper and/or lower autorange limits can reduce search time.

NOTE *Range limits and groups are not in effect for manual ranging. Every range is accessible with manual range selection.*

Table 4-3
Ranges and values

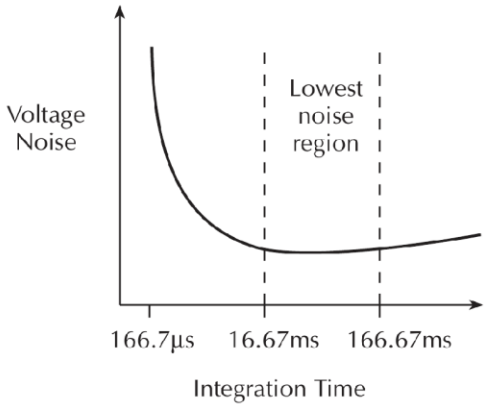
Range	<n> value	Display (5 -digit resolution)	DDC
20mA	2E-2 or 0.02	00.0000 mA	R8
2mA	2E-3 or 0.002	0.00000 mA	R7
200µA	2E-4 or 0.0002	000.000 µA	R6
20µA	2E-5 or 0.00002	00.0000 µA	R5
2µA	2E-6 or 0.000002	0.00000 µA	R4
200nA	2E-7 or 0.0000002	000.000 nA	R3
20nA	2E-8 or 0.00000002	00.0000 nA	R2
2nA	2E-9 or 0.000000002	0.00000 nA	R1

Rate

The RATE key selects the integration time of the A/D converter. This is the period of time the input signal is measured. The integration time affects the amount of reading noise, as well as the ultimate reading rate of the instrument. The integration time is specified in parameters based on a number of power line cycles (NPLC), where 1 PLC for 60Hz is 16.67msec (1/60) and 1 PLC for 50Hz (and 400Hz) is 20msec (1/50).

In general, Model 6485 has a parabola-like shape for its speed vs. noise characteristics and is shown in Figure 4-1. Model 6485 is optimized for the 1 PLC to 10 PLC reading rate. At these speeds (lowest noise region in the graph), Model 6485 will make corrections for its own internal drift and still be fast enough to settle a step response <100ms.

Figure 4-1
Speed vs. noise characteristics



Bibliographie

Références :

[01] V. Baglin, B. Henrist, N. Hilleret, E. Mercier, C. Scheuerlein. Ingredients for The Understanding and the Simulation of Multipacting. Proceedings of Chamonix X CERN-SL-2000-007 DI, pp.130-135.

[02] H. Bruining. Physics and applications of secondary electron emission. 1954.

[03] I. Bojko, N. Hilleret, C. Scheuerlein. Influence of air exposures and thermal treatments on the secondary electron yield of copper. Journal of Vacuum Science and Technology, A18(3), 2000.

[04] F. Le Pimpec, F. King, R.E. Kirby, M. Pivi. Secondary electron yield measurements from coating for NLC electron cloud reduction. arXiv:physics/0405098 (19 may 2004). SLAC-PUB-10438.

[05] R.E. Kirby F.K. King. Secondary Emission Yield from PEP-II accelerator material. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, A469, 2001.

[06] F. Le Pimpec, F. King, R.E. Kirby, M. Pivi. Secondary Electron Yield Measurements of TiN Coating and TiZrV Getter Film. Technical report, SLAC TN03-052, 2003.

[07] Y. Suetsugu, M. Tsuchiya, T. Nishidono, N. Kato, N. Satoh, S. Endo, T. Yokoyama. Application of a sawtooth surface to accelerator beam chambers with low electron emission rate. Journal of Vacuum Science & Technology A (Second Series, Volume 21, Number 1, Jan/Feb 2003). Page 186.

[08] K. Yamamoto, T. Shibata, N. Ogiwara, M. Kinsho. Secondary Electron Emission Yields from the J-PARC RCS Vacuum Components. VACUUM 81 (2007) 788-792

[09] R. E Kirby. Instrumental Effects in Secondary Electron Yield and Energy Distribution Measurements. 31st ICFA Advanced Beam Dynamics Workshop on Electron-Cloud Effects: ECLOUD'04, CERN-2005-001, 2005, pp. 1-5

[10] M. Commisso, P. Barone, A. Bonanno, R. Cimino, M. Minniti, D. Grosso, A. Oliva, P. Riccardi, F. Xu. Angular Dependence of Secondary Electron Emission from Cu Surfaces Induced by Electron Bombardment. Journal of Physics: Conference Series 100 (2008).

[11] F. Le Pimpec, R. E. Kirby, F.K. King, M. Pivi. Summary of SLAC'S SEY Measurement On Flat Accelerator Wall Materials. SLAC-PUP-12541, June 2007.

[12] C. Bourgeois. Interaction particules-matière – Théorie. Technique de l'ingénieur, Référence AF3530 (10 avril 1998).

[13] E. Galichet. Cours RAY102 - Rayonnements indirectement ionisants. CNAM (2010).

[15] L. Aguilera, F. Caspers, L. Galán, I. Montero, I. Montesinos, D. Raboso. Low-secondary electron yield ferromagnetic materials. CERN-ATS-2010-188 (30/05/2010)

[16] V. Baglin, L.R. Collins, J. Gomez-Goni, O. Grobner, B. Henrist, N.Hilleret, J.-M. Laurent, M. Pivi, R. Cimino, V.V. Anashin, R.V. Dostovalov, N.V. Fedorov, A.A. Krasnov, O.B. Malyshev, E.E. Pyata, Experimental Investigations of The Electron Cloud Key Parameters. Proc. Work Shop on e+e- Factories (KEK, Tsukuba, September 21-24, 1999), pp.94-100

[17] S. Fakhfakh. Etude des phénomènes de charge des matériaux diélectriques soumis à une irradiation électronique permanente. Thèse de Doctorat de l'Université de Reims Champagne-Ardenne (6/12/2004)

[18] B. Henrist, N. Hilleret, M. Jiménez, C. Scheuerlein, M. Taborelli, G. Vorlaufer. Secondary electron emission data for the simulation of electron cloud. Proc. Mini-Workshop on Electron-Cloud Simulations for Proton and Positron Beams "ECLOUD'02" (CERN). 2002.

[19] R. Cimino, I. R. Collins, Vacuum Chamber Surface Electronic Properties Influencing Electron Cloud Phenomena, Appl. Surf. Sci. 235 (1), 231 (2004).

[20] Cours de licence Science de la matière. Microscopie Électronique à Balayage - Interactions électron/matière. http://mon.ftp.a.moi.chez-alice.fr/Ecole/LSM3/Microscope/Micro1.pdf (consulté le 05/06/2014)

[21] O.Brüning, F.Caspers, I.R.Collins, O.Gröbner, B.Henrist, N.Hilleret, J–M.Laurent, M.Morvillo, M.Pivi, F.Ruggiero, X.Zhang. Electron cloud and beam scrubbing in the LHC. CERN LHC Project Report 290 (1999)

[22] F. Le Pimpec. Etude de la Désorption Moléculaire Induite par Transitions Electroniques dans les Surfaces Techniques. PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie Paris 6, 2000.

[23] R. Fourme1, M-P Level, Isabelle Quinkal. Bientôt Soleil : La source française de rayonnement synchrotron. Bulletin de la S.F.P. (150) juillet-août 2005. Page 9.

[24] M. Pivi, M. A. Furman. Electron cloud in the NLC – Main damping ring. Linear Collider Worshop SLAC, 6-Feb-2002

[25] T. Tondu, M. Belhaj, J. Roupie. Emission électronique sous bombardement électronique à basse énergie. ONERA, Département Environnement Spatial, Toulouse.

[26] L. Wang, T. Raubenheimer, G. Stupakov. Suppression of Secondary Emission in a Magnetic Field Using a Sawtooth Surface. Proceedings of EPAC 2006, Edinburgh, 2006.

[27] V. Baglin, J. Bojko, O. Gröbner, B. Henrist, N. Hilleret , C. Scheuerlein, M. Taborelli, The Secondary Electron Yield of Technical Materials and its Variation with Surface Treatments. in EPAC Conf. Proceedings, Vienna, Austria, 2000.

[28] SOLEIL. La mallette pédagogique de SOLEIL - Thème : La lumière synchrotron. Document enseignant. (février 2004)

[29] J. Collot. Accélérateurs de particules : principes & limitations. Cours de l'école doctorale de physique de Grenoble et du Master de Rabat (2008)

[30] European Space Agency. Technical note / Test procedure : Secondary Electron Emission. Document interne 17446/03/NL/CH.

[31] R. Cimino. Development and Characterization of new Pipe Material and Coatings for e-cloud mitigation @ LNF. XVII SuperB Workshop and Kick Off Meeting May, 29 June 2011, 1; La Biodola, Isola d'Elba.

[32] F. Le Pimpec, F. King, R.E. Kirby. Electron Conditioning of Technical Aluminium Surfaces: Effect on the Secondary Electron Yield. SLA C-PUB-10894 (2004).

[33] F. Le Pimpec, R.E. Kirby, F.K. King. The Effect of Gas Ion Bombardment on the Secondary Electron Yield of TiN, TiCN and TiZrV Coatings For Suppressing Collective Electron Effects in Storage Rings. submitted Feb 2006 to Nucl. Instr. Meth.

[34] M. A. Furman, M. T. F. Pivi. Simulation of Secondary Electron Emission Based on a Phenomenological Probabilistic Model. LBNL-52807/SLAC-PUB-9912 (2003).

[35] R. Cimino, I.R. Collins, M.A. Furman, M. Pivi, F. Ruggiero, G. Rumolo, F. Zimmermann. Can Low-Energy Electrons Affect High-Energy Physics Accelerators. Phys. Rev. Lett. 93, 14801 (2004).

[36] A. Mohamed. Etude de l'interaction faisceau-faisceau dans le collisionneur SuperB. Document interne du département accélérateur du Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire. CNRS (juin 2010).

[37] A. Kuzucan, H. Neupert, M. Taborelli, H. Störi. Secondary electron yield on cryogenic surfaces as a function of physisorbed gases. J. Vac. Sci. Technol. A30, 051401 (2012).

[38] P. Puzo. Dynamique des particules chargées en présence de rayonnement synchrotron. Enseignement universitaire du LAL (http://cours.lal.in2p3.fr/EnsUniv/coursPPuzo/dynamique.html)

[39] N. Hilleret, C. Scheuerlein, M. Taborelli. The secondary electron yield of air exposed metal surfaces at the example of niobium. CERN EST/2002-003 (SM). Applied physics A (june 2002).

[40] H. Jenhani. Conditionnement des coupleurs de puissance HF pour cavités supraconductrices en mode pulsé. Journées Jeunes Chercheurs "JJC04", Nov 2004, Ile de Berder, France. pp.1-4. <in2p3-00085714>

[41] G. Bellodi. Code comparisons and benchmarking with different SEY models in electron cloud build-up simulation. ASTeC Intense Beams Group, RAL, Chilton, Didcot OX11 0QX.

[42] C. Yin Vallgren, Low secondary electron yield carbon coatings for electron cloud mitigation in modern particle accelerators. Ph.D. dissertation, Chalmers University Of Technology, 2011, CERN-THESIS-2011-063.

[43] K. C. Harkay. Theory and Measurement of the Electron Cloud Effect. In Proceedings of the 1999 Particle Accelerator Conference, 1999.

[44] B. Mercier. Introduction sur les enjeux du vide sur les accélérateurs. Document interne du Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire. CNRS (juin 2011).

[45] M. T. F. Pivi, G. Collet, F. King, R. E. Kirby, T. Markiewicz, T. O. Raubenheimer, J. Seeman, F. Le Pimpec. Experimental observations of in-situ secondary electron yield reduction in the PEP-II particle accelerator beam line. (2010)

MEMOIRE D'INGENIEUR C.N.A.M. en INSTRUMENTATION MESURE

Mesure du taux d'émission d'électrons secondaires d'une surface durant un bombardement électronique

Frédéric LETELLIER-COHEN **Paris, le 1er juillet 2015**

Résumé

La première partie de ce mémoire consistera à présenter les aspects théoriques liés au phénomène de multipactor, qui correspond à une multiplication rapide du nombre d'électrons. Nous verrons notamment comment se produit le multipactor, les conséquences pour l'expérience, et les principaux paramètres qui influencent ce phénomène. Cette partie permettra d'introduire le taux d'émission d'électrons secondaires et expliquera l'intérêt de pouvoir le mesurer.

La seconde partie présentera les travaux de plusieurs laboratoires de recherches qui étudient et mesurent le taux d'émission d'électrons secondaires. Nous verrons principalement les méthodes et résultats des laboratoires du CERN et du SLAC.

La troisième partie présentera notre dispositif expérimental destiné à réaliser les mesures du taux d'émission d'électrons secondaires. Nous expliquerons comment s'est fait la mise en œuvre de l'expérience, ainsi que notre méthodologie de travail, les problèmes que nous avons rencontrés, et enfin, nous verrons les résultats que nous avons obtenus.

La quatrième partie permettra de faire le bilan des résultats obtenus. Cela permettra notamment de revenir sur les objectifs fixés initialement. Nous montrerons enfin en quoi la réalisation de ce travail peut être considérée comme une contribution utile.

La conclusion permettra de faire le point sur les prochaines étapes relatives à cette manipulation, en voyant ce qui devrait se faire dans un avenir relativement proche, et ce qui pourrait être envisageable dans une perspective plus lointaine

Mots-clés : Multipactor, Nuage d'électrons, Vide, Taux d'émission d'électrons secondaires

---

Abstract

The first part of this dissertation presents the theoretical aspects multipactor phenomenon, which corresponds to a rapid increase in the number of electrons. We will see how the multipactor occurs, the consequences for the experience, and the main parameters which influence this phenomenon. This part of text introduces the secondary electrons yield and explains the importance of being able to measure it.

The second part presents the work of several research laboratories studying and measuring the secondary electrons yield. We see mainly the methods and results of laboratory CERN and SLAC.

The third part will present our experimental device designed to make measurements of secondary electrons yield. I will explain how has made the implementation experience and our work methodology, the problems we encountered, and finally we will see the results we have achieved.

The fourth part will take stock of the results. This will include return to the initial objectives. Finally, we will show how the production of this work can be considered a useful contribution.

The conclusion will provide an update on the next steps for this manipulation, seeing what should be done in the relatively near future, and what might be possible in the longer term.

Keywords: Multipactor, Electron cloud, Vacuum, Secondary Electron Yield (SEY)