

Thèse

de

L'Université Pierre et Marie Curie PARIS 6
UFR de Physique

Spécialité : Physique et Technologie des Grands Instruments

pour l'obtention

du **Diplôme de Doctorat**
(arrêté du 30.03.92)

par

Frédéric LE PIMPEC

Etude de la désorption moléculaire induite par transitions électroniques dans les surfaces techniques

Soutenue le 19 juin 2000, devant la Commission d'Examen

E. Dartyge (Présidente)

P. Marin (Rapporteur)

J.L. Bobin (Rapporteur)

O. Gröbner

J.M. Laurent

Table des matières

Abstract	5
Résumé	7
Introduction	9
I Du Modèle Standard au LHC	11
I.1 Le Modèle Standard	11
I.1.1 Un univers fait de matière	11
I.1.2 Les forces de la nature	12
I.1.3 Le Modèle Standard	14
I.1.4 Le LHC est une nécessité	16
I.2 Le Large Hadron Collider	17
I.2.1 Les performances du LHC	17
I.2.2 La technologie pour le LHC	19
I.2.3 Le vide du LHC	21
II La physique de l'ultra vide	25
II.1 Rappel sur la théorie cinétique des gaz	25
II.2 Les sources de gaz d'un système vide	29
II.3 Dégazage en vide statique	30
II.3.1 Pression limite d'une enceinte à vide	31
II.3.2 Phénomènes d'adsorption et de désorption	32
II.3.3 En résumé	36
II.4 Profil de pression dans une chambre d'un accélérateur sans faisceau	36
II.4.1 Pompage discret	36
II.4.2 Pompage distribué	38
II.5 Dégazage en vide dynamique	39
II.5.1 Désorption induite par les ions ou ionodésorption	42
II.5.2 Désorption induite par les photons ou photodésorption	44
II.5.3 Désorption induite par les électrons ou électrodésorption	49
II.6 Les pompes de type Getter	53
II.6.1 Les getters évaporables	54
II.6.2 Les NEG	55

II.6.3	Les NEG en présence de rayonnements	58
III	Photodésorption du NEG St 707 à EPA	59
III.1	Principe des mesures	59
III.1.1	Méthode de la conductance	59
III.1.2	Détermination du coefficient de photodésorption η et du nombre total de molécules désorbées N_T	60
III.2	Description du dispositif expérimental de EPA	62
III.2.1	L'anneau de stockage EPA	62
III.2.2	Les Lignes de lumière SLF 92 et SLF 42	65
III.2.3	L'acquisition de données	69
III.2.4	Estimation de l'erreur sur la mesure de η	71
III.2.5	Résolution limite dûe au RGA	73
III.3	Programme expérimental	73
III.3.1	Ligne de lumière SLF 92 : Irradiation à $\varepsilon_c = 45$ eV	73
III.3.2	Ligne de lumière SLF 42 : Irradiation à $\varepsilon_c = 194$ eV	75
III.4	Résultats des mesures de photodésorption	76
III.4.1	Choix de la pression de base	78
III.4.2	Valeurs des coefficients de désorption du gaz résiduel : Résultats pour la ligne SLF 92, $\varepsilon_c = 45$ eV	79
III.4.3	Valeurs des coefficients de désorption du gaz résiduel : Résultats pour la ligne SLF 42, $\varepsilon_c = 194$ eV	82
III.4.4	Le NEG activé et les problèmes associés	85
III.5	Discussion sur les coefficients de photodésorption	90
III.5.1	Le NEG "en l'état"	90
III.5.2	La cible en acier inoxydable	92
III.5.3	Le NEG activé	92
III.5.4	Le NEG saturé; par CO et par $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$	93
III.5.5	Le NEG sans manchon; expérience à $\varepsilon_c = 45$ eV	99
III.6	Résultat sur le nombre de molécules photodésorbées	99
III.6.1	Molécules photodésorbées par le RS à $\varepsilon_c = 45$ eV : Ligne SLF 92	99
III.6.2	Molécules photodésorbées par le RS à $\varepsilon_c = 194$ eV : Ligne SLF 42	101
III.6.3	Discussion sur le nombre de molécules photodésorbées	104
III.7	Conclusion sur la photodésorption du NEG St 707	105
IV	Electrodésorption du NEG St 707 en laboratoire	107
IV.1	Principes utilisés pour les expériences ESD	107
IV.1.1	Détermination du coefficient d'électrodésorption η et du nombre total de molécules désorbées N_T	107
IV.2	Dispositif expérimental du système de désorption par bombardement élec- tronique	108
IV.2.1	La chambre de pompage	110
IV.2.2	La chambre de test	110
IV.2.3	L'acquisition de données	111

IV.2.4 Estimation de l'erreur sur la mesure de η	112
IV.2.5 Résolution limite dûe au RGA	113
IV.2.6 Rayonnement X émis par les cibles	113
IV.3 Programme expérimental	115
IV.4 Résultats et discussion des mesures des coefficients d'électrodésorption . . .	117
IV.4.1 Electrodésorption de l'hydrogène	119
IV.4.2 Electrodésorption du méthane	121
IV.4.3 Electrodésorption du dioxyde de carbone	122
IV.4.4 Electrodésorption du monoxyde de carbone et de son isotope	123
IV.4.5 Remarque :	128
IV.5 Nombre de molécules électrodésorbées	128
IV.5.1 Présentation des résultats et des ajustements empiriques associés .	128
IV.5.2 Discussion sur le nombre de molécules électrodésorbées	132
IV.6 Conclusions sur l'électrodésorption du NEG St 707	133
V Comparaison entre photodésorption et électrodésorption	135
V.1 Coefficient de désorption moléculaire	135
V.1.1 Comparaison entre le NEG saturé et le NEG activé	135
V.1.2 Désorption du CO isotopique	137
V.1.3 Désorption des autres gaz	137
V.2 Molécules désorbées	138
V.2.1 Molécules désorbées d'une surface en cuivre, comparaison entre photons et électrons	138
V.2.2 Molécules désorbées d'une surface NEG, comparaison entre photons et électrons	140
V.3 Modèle de désorption surfacique	141
V.3.1 Résultats du modèle pour l'électrodésorption	143
V.3.2 Résultats du modèle pour la photodésorption	148
V.4 Profil de pression dans l'expérience CMS	150
Conclusion	155
Annexes	163
A Constantes et Correspondances	163
B Paramètres des lignes de lumières SLF 92 et SLF42	165
C Paramètres de l'expérience ESD	167
D Tableau de craquage des analyseurs QMG 112 & 125	171
E Composition de l'air atmosphérique	173

F	Méthodes de nettoyage chimique	175
G	Données pour la simulation de l'expérience CMS	179
H	Electrodésorption du NEG St 707 saturé par CO	181
	Bibliographie	188
	Table des Figures	193
	Liste des Tableaux	195
	Remerciements	197

Abstract

The study of particles created during the collisions between protons at an energy of 7 TeV within the Large Hadron Collider (LHC), will probe the structure of the matter and will allow the high-energy physicists to understand more clearly how our Universe is constructed. In order to build such a machine, new technologies and scientific knowledge are required. One of the problems is to insure a good lifetime of the proton beam. This lifetime is directly correlated to the number of molecules present in the vacuum chambers. These molecules can be naturally desorbed by thermal outgassing or can be desorbed by stimulation via ions, photons or electrons.

The aim of this work is to study technical surfaces which could be used as a LHC vacuum chamber at room temperature.

We have specially focused our attention on photodesorption and electrodesorption of gases from a NEG surface. The NEG studied is a standard product from the company SAES® Getters : NEG St 707®.

We have shown that the photodesorption and electrodesorption coefficient η of an activated NEG St 707 was less than the ones for a 300 °C baked stainless steel surface, as well as a 120 °C baked copper OFHC surface by a factor of 2 to 10.

Dosing the NEG surface with an isotopic carbon monoxide $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ shows that the $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ photodesorption coefficient of the NEG is higher than the CO photodesorption coefficient of the stainless steel surface by a factor of 2 to 4. The same experiment carried out with electrons shows that the initial $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ electrodesorption coefficient of the NEG is lower than the CO electrodesorption coefficient of the copper OFHC surface by a factor of 10. These relatively low coefficients let us suppose that during irradiation, either by photons or electrons, atomic carbon and atomic oxygen can diffuse inside the NEG bulk. A preliminary Auger analysis does not deny this assumption.

The use of a simple surface model describes well the electrodesorption phenomena of a $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ saturated NEG, but cannot be applied successfully to the photodesorption.

Finally, we have applied our results in order to predict the pressure profile in an LHC high-energy physics detector in the presence of the maximum proton beam current. We were able to show that the insertion of an activated NEG inside the detector will reduce the partial pressure of methane by a factor 3. The benefit is higher for the other gases due to the insertion of the distributed pumping speed of the NEG.

Résumé

L'étude des particules créées lors des collisions protons-protons à 7 TeV, qui se produiront dans le Large Hadron Collider (LHC), permettra aux physiciens des hautes énergies de mieux comprendre la structure de la matière et de notre univers. Pour construire une telle machine, de nouvelles technologies vont devoir être développées. Ces technologies nécessitent de mieux comprendre les problèmes physiques qui se produiront dans l'accélérateur. Un des problèmes est de s'assurer de la durée de vie des faisceaux. Celle-ci est directement liée au nombre de molécules présentes dans les chambres à vide. Ces molécules sont naturellement désorbées de la chambre à vide par dégazage thermique, mais la désorption peut être stimulée par les ions, les photons et les électrons produits par les protons.

Le but de ce travail est d'étudier les phénomènes de désorption de surfaces techniques susceptibles d'être utilisées dans les chambres à vide à température ambiante du LHC.

Nous nous sommes particulièrement intéressés à la photodésorption et à l'électrodésorption de gaz d'une surface getter ; notamment le NEG St 707[®] de chez SAES[®] Getters. Nous avons montré que les coefficients de photodésorption et d'électrodésorption du NEG St 707 totalement activé étaient moindres que ceux de surfaces en acier inoxydable ou en cuivre OFHC, d'un facteur 2 à 10.

Une saturation de la surface du NEG St 707 avec du monoxyde de carbone isotopique $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ permet de montrer que le coefficient de photodésorption du $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ n'est supérieur que d'un facteur 2 à 4 au coefficient de photodésorption du CO de l'acier inoxydable. La même expérience avec les électrons montre que le coefficient d'électrodésorption du $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ du NEG est moindre que le coefficient d'électrodésorption du CO d'une surface de cuivre OFHC.

Ces faibles coefficients de désorption, nous ont amenés à penser que pendant l'irradiation, une partie des atomes de carbone et d'oxygène pouvaient migrer dans le matériau. Cette hypothèse n'est pas démentie par une analyse Auger préliminaire.

L'utilisation d'un modèle simple de désorption de surface décrit bien le phénomène d'électrodésorption du $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$, mais pas celui de photodésorption.

Finalement, nous avons appliqué les résultats de nos recherches pour déterminer le profil de pression dans un des détecteurs de physique des particules de l'accélérateur LHC, en présence du courant nominal du faisceau de protons. Nous avons montré que l'insertion d'un NEG activé permettait de réduire la pression partielle de méthane d'un facteur 3. Le gain en pression est supérieur pour les autres gaz, du fait de l'insertion d'un

pompage distribué procuré par le NEG.

Introduction

Les Getters Non Evaporables (NEG) sont étudiés au CERN (Centre Européen pour la Recherche Nucléaire) depuis une vingtaine d'années et sont d'une grande utilité pour atteindre et maintenir de basses pressions dans des chambres à vide de faible conductance, telles que celles des accélérateurs. La très basse pression, quelques 10^{-12} Torr, obtenue dans les 27 km de circonférence du LEP (Large Electron-Positron Collider), un des accélérateurs du CERN, démontre l'efficacité de pompage de ces getters [1].

Le grand collisionneur de hadrons (Large Hadron Collider), qui produira son premier faisceau en 2005, demandera l'installation d'un système de pompage sophistiqué pour atteindre et maintenir la pression nécessaire à son bon fonctionnement. La majeure partie de l'accélérateur sera refroidie à la température de 1.9 K par de l'hélium liquide superfluide. L'obtention du vide dans le LHC sera assurée par le pompage cryogénique par la chambre à vide du gaz résiduel. Par contre les zones expérimentales de physique des particules seront à température ambiante et pour satisfaire aux nécessités des expériences, un système de pompage distribué devra être installé.

Ce pompage distribué pourra être assuré par l'insertion de rubans ou par le dépôt d'un film mince sur les parois de la chambre à vide d'un matériau NEG. Toutefois pour utiliser la capacité de sorption de ces pompes NEG, il est nécessaire de les activer *in-situ*. L'activation des NEG dits basse température requiert des températures comprises entre 200 °C et 400 °C. Ces températures pourront être obtenues lors des étuvages de ces chambres à vide.

Pendant le fonctionnement du LHC les interactions directes entre les faisceaux de protons circulant dans les chambres à vide et le gaz résiduel, ou indirectes avec les parois de ces chambres à vide, vont produire une augmentation de pression. Il peut en résulter une diminution de la durée de vie du faisceau, voire sa perte. Cette augmentation de pression est due à la désorption de molécules de la surface de la chambre à vide. Il est donc important d'étudier les types d'interactions, et leur efficacité de désorption, entre le faisceau de particules et les éléments de la chambre à vide qui y seront exposés.

Les parois des chambres à vide seront soumises à un bombardement ionique, provenant de l'ionisation et de l'accélération par le champ électrique créé par la charge positive des protons, des molécules du gaz résiduel. Les parois seront aussi irradiées par le rayonnement synchrotronique ; rayonnement lumineux produit par le passage des protons dans des aimants qui contrôlent la trajectoire des faisceaux. Les deux phénomènes précédents vont aussi produire l'émission d'électrons, qui pourront à leur tour et après accélération par les protons du faisceau, bombarder et désorber les molécules sorbées sur les surfaces des

chambres à vide.

Jusqu'à présent beaucoup d'études de désorption ont été réalisées sur les surfaces techniques habituellement utilisées dans la construction des accélérateurs comme l'acier inoxydable, le cuivre et l'aluminium. En revanche il n'existe que très peu d'études de désorption sur les surfaces NEG [2] et [3].

Afin de pouvoir comprendre ce qui se passe sur une surface NEG dans un environnement ultra vide, nous parlerons brièvement des concepts classiques utilisés pour l'étude d'un système vide. Nous présenterons, plus en détails, les phénomènes importants qui se produisent ou existent dans un système ultra vide statique puis dynamique, et rappellerons les principaux résultats sur la photodésorption et l'électrodésorption. Nous profiterons de ces rappels pour caractériser les NEG et leurs propriétés.

Puisque les pompes NEG seront incluses dans le système de pompage du LHC, et qu'il est fort probable qu'elles ne puissent être protégées des photons, ions ou électrons produits par les protons, comme c'est le cas pour le LEP, il est nécessaire de connaître leur comportement en présence de ces radiations.

La première série d'études a été réalisée sur une ligne de lumière installée auprès de l'accélérateur EPA (Electron Positron Accumulator) au CERN. Nous avons irradié en incidence normale deux cibles NEG St 707 avec de la lumière synchrotronique, d'énergie critique 45 eV et 194 eV, provenant d'un aimant de courbure d'EPA. Nous avons comparé les résultats de photodésorption d'un NEG à différents états d'activation et d'un NEG activé puis saturé avec du CO et du $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ avec une cible d'acier inoxydable étuvée à 300 °C pendant 24h. Nous avons tenté d'expliquer les processus physiques et physico-chimiques se produisant dans le matériau pour décrire qualitativement les phénomènes désorbés.

La deuxième série d'études a été réalisée en laboratoire sur un système conçu pour étudier l'électrodésorption de différentes surfaces. Nous avons comparé les coefficients électroniques d'une surface en cuivre OFHC et d'un NEG à différents états d'activation y compris sa saturation par du $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$. Nous avons aussi comparé nos résultats, pour le cuivre, à ceux obtenus dans la littérature

Dans un dernier chapitre, nous avons cherché à comparer les résultats obtenus pour la photodésorption et l'électrodésorption. Dans ce cadre nous avons essayé de modéliser la désorption avec un modèle de surface et nous avons déduit les coefficients de section efficace de désorption pour les gaz typiquement désorbés dans un système ultra vide. Finalement, nous avons comparé les simulations des profils de pressions de la chambre à vide du détecteur CMS dans son design actuel avec et sans présence de NEG St 707.

Enfin une synthèse de nos résultats sur la photodésorption et l'électrodésorption des surfaces que nous avons étudiées, ainsi que les voies de recherches qui sont à explorer, seront présentées dans notre conclusion.

Mais avant d'exposer ce travail sur le NEG St 707, il est aussi important de parler des raisons qui poussent une organisation telle que le CERN à construire une machine comme le LHC...

Chapitre I

Du Modèle Standard au LHC

Pour comprendre de quoi est fait notre univers, des expériences doivent être réalisées et reproduites en laboratoire. Ces expériences doivent permettre de valider les théories qui sont le fruit de l'observation de l'univers. Pour la physique des particules les instruments de ce laboratoire sont, entre autres, les accélérateurs de particules.

Dans ce chapitre nous décrirons succinctement notre univers et les interactions qui le gouvernent aux échelles atomique et subatomique ainsi que les modèles qui les décrivent. Leurs validations passent par des expériences qui impliquent des interactions faisant intervenir d'énormes quantités d'énergie. Ces énergies seront fournies par les accélérateurs. Les références suivantes [4] [5] [6] ont permis de développer ces notes préliminaires qui permettent de recadrer le travail qui sera présenté ultérieurement.

I.1 Le Modèle Standard

I.1.1 Un univers fait de matière

Une des grandes quêtes de la Science à travers les âges est de découvrir la composition de la matière et ce qui la maintient groupée. Les Grecs de l'Antiquité ont postulé que la matière était formée d'éléments indivisibles, les atomes (atomos), liés les uns aux autres. Cette hypothèse n'a été acceptée et démontrée qu'au début du 19^{ème} siècle par Dalton et Gay Lussac à la suite des travaux de Lavoisier. Grâce à l'atome il est possible d'expliquer la formation des molécules.

A partir de ce moment notre connaissance sur la composition de la matière s'accélère. En 1895 Perrin découvre l'électron, en 1911 Rutherford met en évidence que l'atome est formé non seulement d'électrons mais aussi d'un noyau. En 1913 Bohr décrit ce que doit être la structure de l'atome.

En 1919 on découvre que le noyau de l'atome n'est pas l'élément fondamental de la matière, celui-ci est peut-être divisé en protons et en neutrons (Chadwick 1932). Cette idée permet d'expliquer toute la table périodique des éléments.

En parallèle de la recherche sur les constituants de la matière, on cherche à comprendre ce qu'est la lumière et l'électromagnétisme. Maxwell en 1868 montre que ce sont des ondes

de même nature. En 1905 Einstein explique que la lumière est constituée de corpuscules, le photon, dont l'énergie est discrète. Dix ans plus tard Milikan le prouve. De Broglie en 1923 postule que la matière est duale, elle peut être vue comme un corpuscule ou comme une onde, les deux aspects sont liés par l'équation (I.1).

$$\lambda = \frac{h}{\|\vec{p}\|} \quad (\text{I.1})$$

La mise en équation des phénomènes observés sur les particules telles que le photon et l'électron donne naissance à la mécanique quantique. Grâce à elle en 1931 Dirac prédit l'existence d'anti-particules ; une année plus tard le positron est découvert. On comprend désormais que notre univers est fait de matière et que l'antimatière existe, mais en quantité infime.

Au début des années 1960 le monde de la physique des particules, par l'intermédiaire des accélérateurs, découvre une centaine de particules différentes. Certaines sont similaires au neutron et au proton, les baryons ; les autres forment une nouvelle famille, les mésons. Afin d'expliquer cette pléthore de particules, un nouveau modèle est proposé en 1964 par Gell-Mann et Zweig. L'idée est que les baryons et mésons sont formés d'éléments encore plus petits, les quarks et leurs anti-particules les anti-quarks. Les baryons sont formés de trois quarks, et les mésons d'une paire quark - anti-quark. Cette idée est maintenant confirmée, bien qu'aucun quark libre n'ait jamais été observé, et est partie intégrante du *Modèle Standard des interactions et des particules fondamentales*.

Actuellement il semblerait que l'on puisse expliquer la constitution de toute la matière connue à partir d'un petit nombre de particules différentes, Figure I.1 et de leurs anti-particules.

I.1.2 Les forces de la nature

La compréhension de ce qu'est la matière ne passe pas uniquement par l'étude de sa composition, mais aussi par l'étude de ce qui la maintient groupée. Toutes les forces qui assurent la cohésion de la matière proviennent des interactions sous-jacentes entre les particules. Ces interactions sont appelées "les forces de la nature".

Ces forces ou interactions sont de quatre types, Gravitationnelle, Electromagnétique, Faible et Forte.

La *gravité* est probablement la force qui nous est la plus familière. Elle n'est pas incluse dans le Model Standard (MS) d'abord parce que son effet sur les interactions entre particules est faible, mais surtout parce que les physiciens des particules n'ont pas encore trouvé comment l'y inclure.

La force *électromagnétique* nous est aussi familière : elle est responsable des liaisons entre les électrons et les noyaux pour former des atomes électriquement neutres. Les atomes se combinent pour former des molécules ou des cristaux à cause des effets électromagnétiques dûs à leur sous-structure chargée.

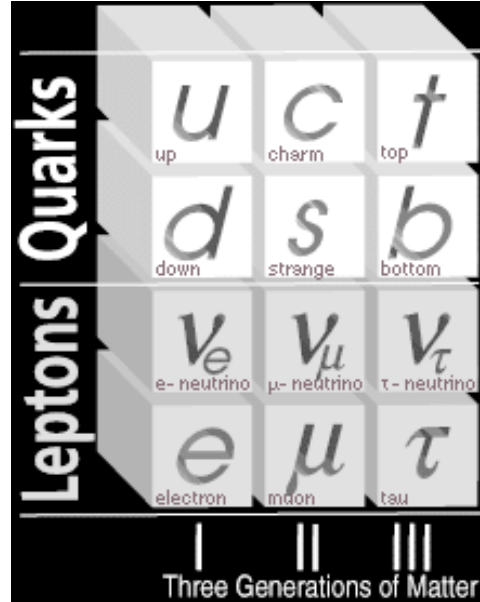


FIG. I.1: La composition de la matière primordiale [5]

Dans les processus entre les particules cette force est décrite comme une particule d'échange. Quelle que soit la force, il lui est associé une particule d'échange ; pour la force électromagnétique c'est le photon.

La lumière X ou gamma (γ) provient des transitions qui se produisent respectivement dans le cortège électronique et dans les transitions nucléaires.

Pour des distances plus grandes que celle de la taille d'un noyau d'atome, les effets des deux forces restantes sont négligeables. Elles sont néanmoins essentielles pour l'existence des noyaux et de la matière. Certains processus de radioactivité sont expliqués par ces interactions.

L'interaction *faible* est l'interaction par laquelle un quark peut se changer en un autre type de quark, ou un lepton se changer en un autre lepton. Elle est responsable des désintégrations des quarks ou des leptons massifs en quarks et leptons plus légers. Elle permet donc d'expliquer pourquoi la matière stable que nous connaissons est constituée d'électrons et des deux quarks les plus légers (up et down). Les particules d'échange de l'interaction faible sont les bosons W^\pm et Z^0 .

La radioactivité bêta (β) a été la première interaction faible observée. Dans un noyau excité, lorsque l'énergie est suffisante, un neutron peut se désintégrer en créant un proton et en émettant un électron et un anti-neutrino électronique.

L'interaction *forte* est l'interaction qui lie les quarks ensemble par l'intermédiaire des gluons qui sont au nombre de 8. Les liens entre les protons et les neutrons dans les noyaux résultent des interactions fortes qui existent entre les quarks et les gluons qui les constituent. Il n'existe pas d'interaction forte pour les leptons.

La radioactivité alpha (α) qui est issue des produits d'une fission nucléaire est une résul-

tante de l'interaction forte.

Le Tableau I.1 résume l'essentiel des données que nous avons présentées sur les interactions entre particules.

Force	Bosons	Portée	Agit sur
Gravitation	Graviton ?	∞	Toutes particules
Electromagnétique	Photon	∞	Toutes particules chargées
Faible	W^\pm et Z^0	$< 10^{-18}$ m	Leptons, Hadrons
Forte	Gluons	$< 10^{-15}$ m	Hadrons

TAB. I.1: Les quatre forces fondamentales

I.1.3 Le Modèle Standard

Nous connaissons maintenant la composition de la matière et ce qui la maintient soudée. Le Modèle Standard (MS) permet de décrire les interactions faible, forte, et électromagnétique entre les quarks et les leptons et explique les liaisons nucléaires ainsi que les désintégrations des particules. Ce modèle est basé sur la *théorie chromodynamique quantique* et l'*électrodynamique quantique*.

La chromodynamique quantique est la théorie décrivant l'interaction forte entre les quarks et les huit gluons colorés (Rouge Bleu Vert). Le nombre quantique de la couleur étant introduit pour satisfaire au principe d'exclusion de Pauli.

L'électrodynamique quantique est à la base de la *théorie électrofaible* qui relie l'électromagnétisme et la force faible. La théorie électrofaible décrit toutes les interactions entre leptons et quarks avec l'échange de bosons W^\pm et Z^0 et de photons.

Le but de la physique des particules est d'unifier toutes les théories en une seule et simple théorie permettant d'expliquer l'univers. En effet, les données actuelles et les théories suggèrent que toutes les forces se mêlent en une seule à une échelle d'énergie très élevée. Ainsi toutes les forces ne seraient que les différents aspects d'une même force. La théorie qui relierait l'interaction forte et la théorie électrofaible s'appelle *la théorie grand unifiée* (G.U.T), celle qui relierait la théorie grand unifiée et la gravitation est *la théorie du tout*. Le LHC est un pas en avant pour atteindre le GUT, afin d'arriver à la théorie du tout.

Le boson et le champ de Higgs

Afin d'arriver à la théorie grand unifiée il faut d'abord compléter le MS. Celui-ci est extrêmement bien vérifié grâce aux mesures effectuées auprès du collisionneur LEP (Large Electron Positron Collider) toutefois il reste incomplet. En effet notre univers est fait de matière et les masses de cette matière n'apparaissent pas directement dans le modèle.

Le MS est un modèle basé sur la théorie des champs. Toutes les interactions entre particules sont des interactions entre champs, et les particules sont supposées sans masse. Le lagrangien (\mathcal{L}) de ces interactions est symétrique mais le résultat doit être disymétrique car ce que l'on observe ce sont des particules ayant une masse. Il faut donc que les particules acquièrent de la masse.

Pour une symétrie donnée, si on autorise la transformation d'un champ, celle-ci définit la façon dont les interactions entre particules vont s'opérer. Le \mathcal{L} dans la théorie de l'interaction est défini et permet d'écrire d'autres processus d'interactions entre les particules. La validation de ces prédictions est obtenue par les résultats des collisions effectuées au LEP ou dans d'autres accélérateurs. Ces observations nous donnent des renseignements sur le type de symétrie dans lequel on travaille soit $SU(2)\otimes U(1)$, qui est le groupe de symétrie des interactions électrofaibles.

La symétrie $SU(2)$ connecte les quarks entre eux et les leptons entre eux par l'intermédiaire des bosons vecteurs Z et W et des champs associés. La symétrie $U(1)$ conserve les charges et les connecte au champ électromagnétique et donc au photon.

La brisure de symétrie doit affecter l'une ou l'autre des symétries soit $SU(2)$ soit $U(1)$. Cette brisure de la symétrie est due au champ de Higgs et à son boson associé. Le \mathcal{L} de l'interaction qui inclut le champ de Higgs est toujours symétrique mais sa résultante ne l'est pas ; les particules qui interagissent plus ou moins fortement avec le champ de Higgs acquièrent plus ou moins de la masse. Le groupe de symétrie brisée par l'interaction avec le champ de Higgs ne peut être que $SU(2)$, car si $U(1)$ était brisé alors le photon aurait une masse. Une autre propriété du champ de Higgs est qu'il peut interagir avec lui-même ce qui implique que son boson brise sa propre symétrie spontanément et acquiert une masse plus ou moins élevée. Cette brisure peut être représentée par les Figures I.2 et I.3. Cette brisure spontanée peut permettre de comprendre pourquoi notre univers est fait de matière et non d'anti-matière.

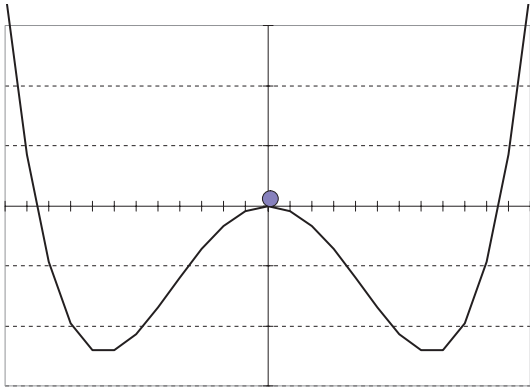


FIG. I.2: Champ de Higgs, système symétrique dans un état métastable

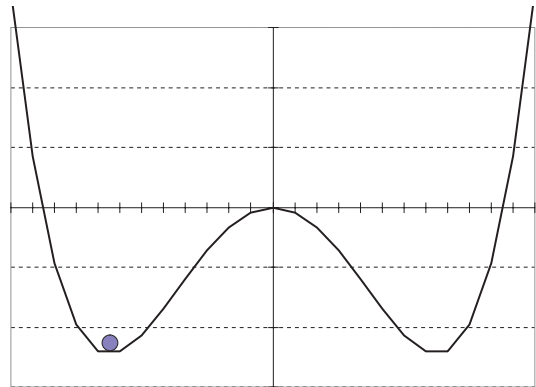


FIG. I.3: Champ de Higgs, Système dont la symétrie est brisée mais dans un état stable

La masse du Higgs n'est pas définie précisément dans le MS mais celle-ci doit être comprise entre 0.1 et 1 TeV. Lors des collisions proton-proton dans le LHC, 14 TeV

d'énergie seront disponibles dans le centre de masse, mais seule une fraction de cette énergie environ 1 TeV, voire moins, est présente durant la collision quark-quark, gluon-gluon ou quark-gluon. Le LHC est une machine conçue pour traquer le Higgs.

La supersymétrie

Afin de compléter le MS, les théoriciens ont inventé et développé des théories dites supersymétriques. Ces théories associent pour chaque fermion un boson et vice versa. Elles postulent qu'à chaque particule que l'on observe est associée une particule "ombre" beaucoup plus massive, par exemple à chaque quark est associé un squark. Ces théories prédisent aussi l'existence du boson de Higgs, et notamment celui de masse légère > 100 GeV

Il est supposé que l'une de ces "sparticules" le *neutralino* peut être responsable de la masse manquante de l'univers.

Le LHC, là encore, est l'outil qui doit permettre de les observer. Si leur existence est prouvée alors le MS sera encore une fois vérifié et un pas décisif vers l'unification entre la force forte et l'interaction électrofaible aura été effectué.

Le plasma quark-gluon

Selon notre connaissance actuelle des forces qui lient les quarks entre eux, grâce au Modèle Standard, lorsque la température et les densités sont suffisamment fortes, les particules composites, par exemple les protons et les neutrons, devraient "fondre", mettant en commun les quarks qui les constituent, ainsi que les particules associées aux forces qui agissent entre les quarks, les gluons. Le résultat serait un nouvel état de la matière nucléaire, appelé plasma de quarks et de gluons. Dans cet état, les quarks se déplaceraient librement sur de longues distances, au lieu de rester confinés comme dans les noyaux des atomes.

Les collisions entre deux faisceaux d'ions plomb à très haute énergie 1150 TeV, Figure I.4, doivent permettre de recréer ce que devait être l'univers une dizaine de microsecondes après le Big Bang. Lors de la collision les ions plomb se "fondent" l'un dans l'autre pendant un temps très court, et forment le plasma. Lors de la collision des particules se créent, telles que les J-psi (J/Ψ). Au fur et à mesure que le plasma se refroidit, de la matière ordinaire se condense. En mesurant le nombre de J-psi, le nombre de particules contenant des quarks "étranges", et le nombre de paires de leptons résultant de la collision, on parvient à déterminer si un plasma quark-gluon s'est formé et à étudier son évolution. De très récents résultats expérimentaux obtenus au CERN démontrent que ce plasma a du exister [7].

I.1.4 Le LHC est une nécessité

La validation du MS et la recherche d'une théorie unifiant les forces électrofaible et forte nécessitent l'obtention de faisceaux dont l'énergie n'a jamais été obtenue jusqu'à présent. Une nuance doit être apportée à cette affirmation. En effet la recherche à LEP2

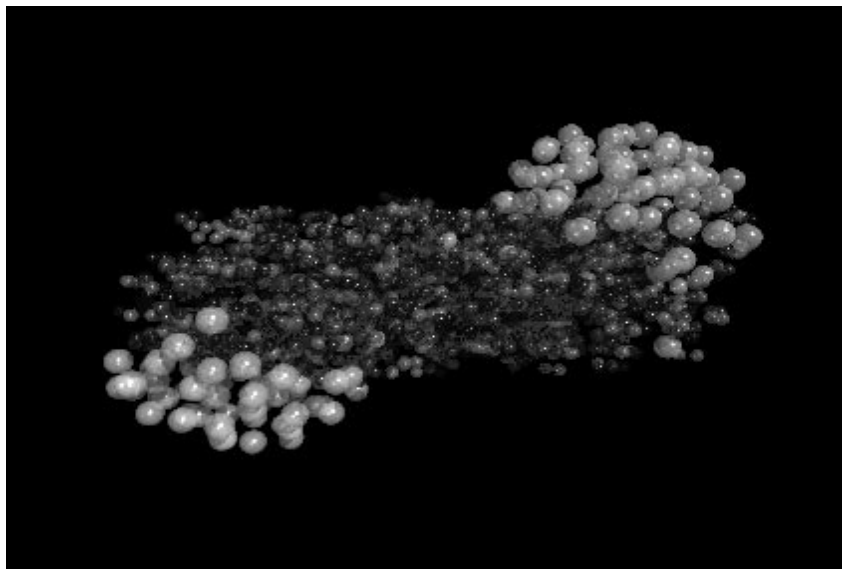


FIG. I.4: Instantané de deux ions plomb en collision immédiatement après l'impact (simulation) [7]

inclut aussi la recherche du Higgs puisque l'énergie lors de la collision $e^- - e^+$ est suffisante (> 200 GeV) pour créer un Higgs léger.

Si le Higgs était découvert par le LEP, cela ne mettrait pas en cause la construction du LHC puisque la vérification des prédictions du MS implique que les théories supersymétriques sont valides. Le LHC servira donc à choisir la bonne théorie supersymétrique, ce qui nous permettra aussi de mieux comprendre la formation de notre univers.

Si jamais le Higgs n'était pas découvert par les détecteurs du LHC, alors le MS serait gravement remis en cause. Cela impliquerait de développer une nouvelle physique sur les bases des données accumulées par le LHC. Dans tous les cas les physiciens des particules sont certains de découvrir quelque chose grâce au LHC.

I.2 Le Large Hadron Collider

La construction de cet accélérateur pour les besoins de la physique des particules et de l'astrophysique nécessite de développer des connaissances en physique de matières connexes, la cryogénie, la résistance des matériaux, le vide, l'électronique... ainsi que de dépasser les technologies connues actuellement.

I.2.1 Les performances du LHC

Pour obtenir une énergie d'approximativement 1 TeV dans le centre de masse au niveau des quarks, il est nécessaire de construire un accélérateur en mode collisionneur plutôt que d'envoyer le faisceau de particules sur une cible fixe. En mode cible fixe une grande

partie de l'énergie du faisceau est transférée à la cible fixe sous forme d'énergie de recul. La Figure I.5 permet de comparer l'énergie disponible dans le centre de masse suivant le type de cible que l'on utilise.

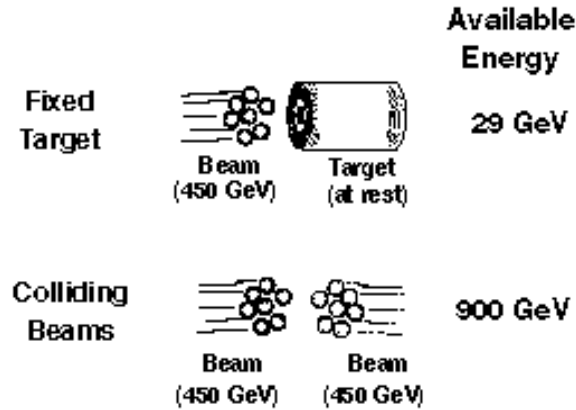


FIG. I.5: Différence d'énergie disponible lors d'une collision entre deux faisceaux et d'un faisceau sur une cible fixe [4]

D'après le MS la probabilité d'observer un évènement Higgs est faible, environ 1 picobarn (10^{-40} m^2). Il faut donc produire un grand nombre de collisions afin d'en voir une associée à un tel évènement. Le choix des particules que l'on va accélérer est donc d'importance.

L'anti-matière est difficile à produire et à accumuler en grande quantité. Les électrons sont faciles à produire, à accélérer et à contrôler, mais ils perdent beaucoup d'énergie par rayonnement synchrotron (RS). L'énergie critique¹ (ε_c) du rayonnement synchrotron émis par les électrons du LEP est de $\sim 800 \text{ keV}$ pour une énergie de faisceau de 100 GeV , la puissance perdue par RS est proportionnelle à $\frac{E^4}{(m_0 c^2)^4}$, voir équation (III.15). Les protons sont plus difficiles à accumuler et à contrôler que les électrons, mais ils ne perdent que peu d'énergie par rayonnement synchrotron $\varepsilon_c = 44 \text{ eV}$ pour un faisceau à 7 TeV . Les protons seront nos particules tests.

Le nombre de collisions qui se produiront dans le détecteur est dépendant du nombre de particules par unité de section (cm^{-2}). Plus la taille des faisceaux de protons est petite plus on a de particules confinées dans un espace restreint, plus le nombre de collisions entre les deux faisceaux sera important. La qualité d'un tel faisceau est représentée par la luminosité.

$$L = \frac{N^2 k_b f \gamma F}{4 \pi \varepsilon_n \beta^*} \quad (\text{I.2})$$

Avec :

¹L'énergie critique divise le spectre de puissance en deux parties égales

N le nombre de protons par paquet ($1.1 \cdot 10^{11}$)

k_b le nombre de paquets

f la fréquence de révolution

γ le facteur relativiste

F le facteur de réduction dépendant de l'angle de croisement ($F=0.9$)

ε_n l'émittance normalisée

β^* la valeur de la fonction bêta-tron au point de collision

Pour le LHC cette luminosité devra être de $10^{34} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$. Le nombre d'événements traités par les détecteurs sera de 10^9 événements par seconde pour une section efficace totale de 0.1 barn. La prédiction d'observation du nombre d'événements Higgs durant le fonctionnement du LHC est représentée par la Figure I.6.

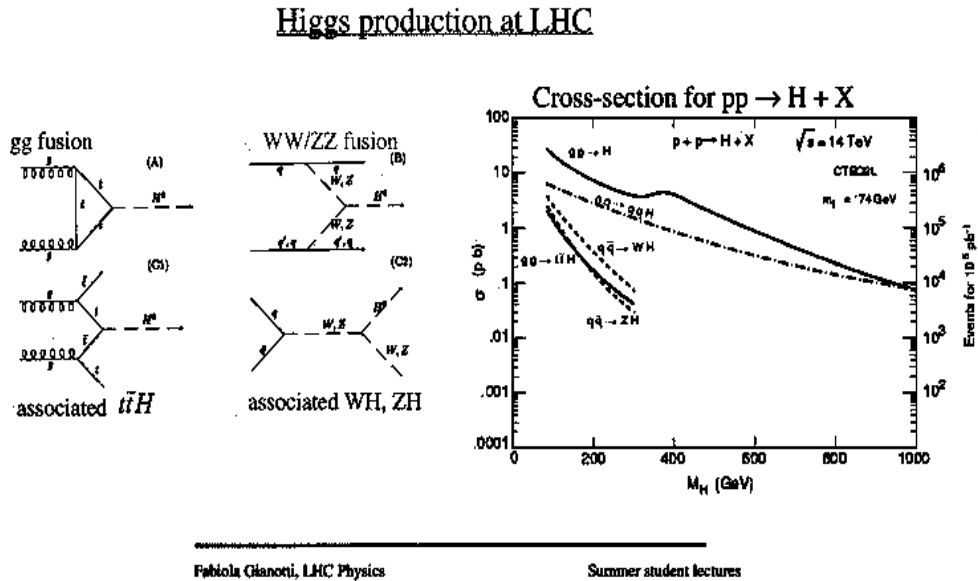


FIG. I.6: Estimation de la production d'événements Higgs en fonction de la masse supposée du Higgs [8]

I.2.2 La technologie pour le LHC

Le LHC sera assemblé dans le tunnel de 27 km de circonférence du LEP ; le rayon de courbure des aimants est donc défini soit $\rho = 2784 \text{ m}$. Le champ magnétique nécessaire pour maintenir les deux fois 2835 paquets de protons à 7 TeV circulant dans les chambres à vide sera de 8.4 T [9].

$$0.2998 B [T] \rho [m] = \frac{p [GeV / c]}{q} \quad (I.3)$$

Où B est le champ magnétique, ρ le rayon de courbure des aimants, q le nombre de charge des particules ($q = 1$ pour les protons), p l'impulsion des particules.

La Figure I.7 indique l'emplacement géographique des 4 expériences où collisionneront toutes les 25 ns deux paquets de protons qui circulent en sens inverse dans deux tubes à vide séparés.

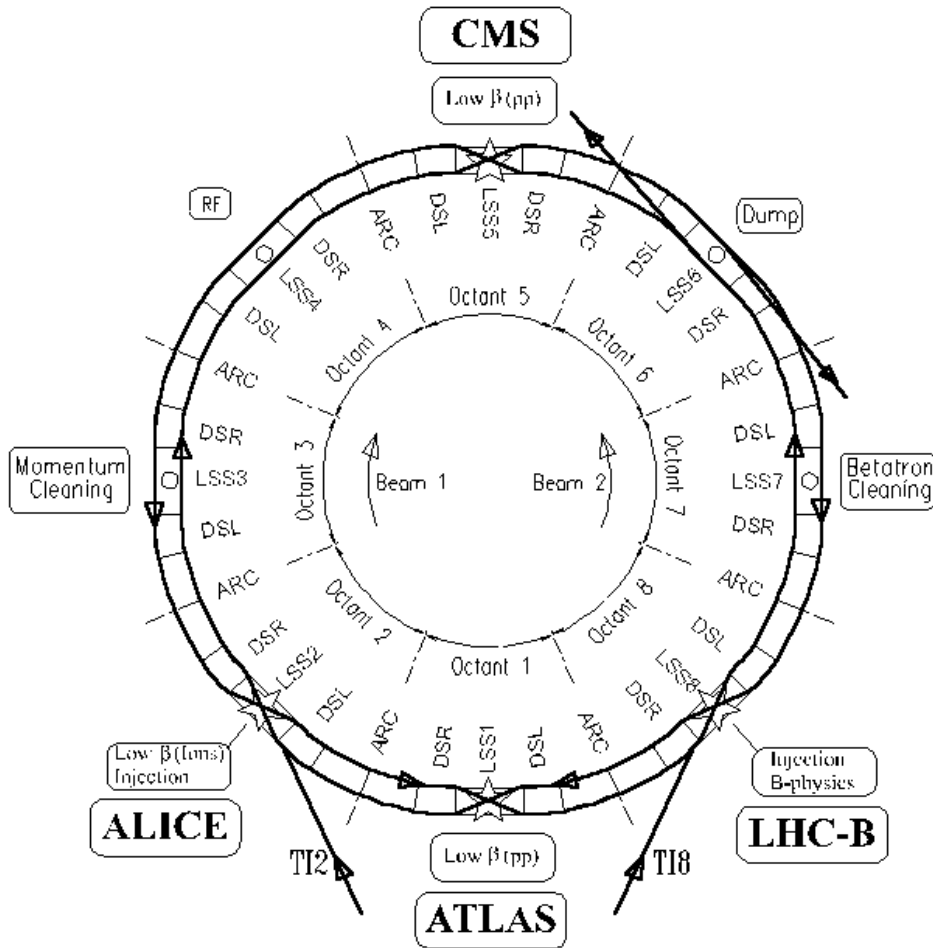


FIG. I.7: Représentation schématique du LHC et de ses expériences [9]

Pour des raisons de consommation électrique tous les aimants seront, qu'ils soient de courbure ou de correction, supraconducteurs et refroidis à 1.9 K par de l'hélium liquide superfluide. L'utilisation de l'hélium superfluide est nécessaire car il possède une capacité de refroidissement plus grande que l'hélium liquide. Sa température plus basse permet aussi d'augmenter la densité de courant qui passe dans les conducteurs de Nb-Ti et par là-même d'augmenter le champ magnétique au delà des 8.4 T [9].

L'accélération des particules est assurée par des cavités radio-fréquence (RF) supraconductrices. Le gradient accélérateur de ces cavités sera de 5 MV/m. Ce gradient est faible comparé au gradient que l'on obtient maintenant couramment pour des cavités supraconductrices (15 MV/m), et pour des cavités standard. Une cavité supraconductrice demande pour sa réalisation et son fonctionnement beaucoup d'attention, il ne semble donc pas nécessaire de l'utiliser compte tenu du faible gradient accélérateur demandé. L'intérêt de la cavité supraconductrice provient de sa faible absorption des ondes et de sa faible dissipation thermique. Cette dissipation peut être, pour une cavité de même fréquence et à même température, 10^6 fois moindre qu'une cavité standard [10]. Ainsi, pratiquement, toute la puissance provenant des klystrons peut être transférée aux particules, et au final le prix revient entre une cavité standard et une cavité supraconductrice, pour de faibles champs accélérateurs, est à l'avantage de cette dernière. Pour de forts champs accélérateurs, il est clair que les pertes thermiques dans une cavité classique sont bien supérieures à celles d'une cavité supraconductrice.

I.2.3 Le vide du LHC

Nous avons vu que pour accélérer et garder les protons de 7 TeV sur leur trajectoire il est nécessaire pour des questions techniques et économiques d'utiliser la technologie supraconductrice. La chambre à vide du LHC sera dans son ensemble baignée dans l'hélium liquide, à 1.9 K, qui assure le refroidissement des aimants et des cavités RF. A priori on pourrait penser que le vide obtenu grâce à ce pompage cryogénique distribué sera tel qu'aucun problème ne va exister.

En effet les pompes cryogéniques sont actuellement les pompes avec lesquelles on obtient les meilleurs vides. Elles ont de grandes vitesses de pompage, ne contaminent pas les enceintes à vide et sont d'un emploi relativement aisé. Par exemple pour 1 m de chambre à vide du LHC, la vitesse de pompage du tube serait de $\sim 6000 \text{ l.s}^{-1}.\text{m}^{-1}$ pour des molécules d'hydrogène thermalisées à 2 K.

La durée de vie des faisceaux de protons est limitée par la diffusion nucléaire des protons sur les noyaux des molécules du gaz résiduel présentes dans la chambre à vide. Cette durée de vie est donnée par l'équation (I.4) :

$$n \tau = \frac{1}{\beta c \sigma_n} \quad (\text{I.4})$$

Avec n la densité de molécules du gaz résiduel, (βc) la vitesse des protons et σ_n la section efficace de collision protons sur gaz résiduel ($\sigma_{H_2} \sim 0.05 \text{ b}$ et $\sigma_{CO_2} \sim 0.6 \text{ b}$ à 7 TeV²) [1] [11].

Il a été défini dans [9] que la durée de vie du faisceau d'un point de vue vide devrait être de 100 h ce qui correspondrait à une densité de molécules d'hydrogène inférieure à $10^{15} \text{ molécules.m}^{-3}$, soit une pression de 10^{-9} Torr à 10 K. Cette valeur de pression

²1 b = 10^{-28} m^2

est couramment atteinte dans des accélérateurs qui ne sont pas étuvés (tel que EPA au CERN). Grâce au pompage cryogénique des tubes à vide les faisceaux de protons auront une durée de vie suffisante.

Cependant la charge thermique déposée sur la chambre à vide par la diffusion nucléaire qu'autorise le désign du LHC [9] est de ~ 0.1 W/m. Si l'on se contentait de cette valeur cela impliquerait une durée de vie de 69 h [11]. On voit donc l'importance de diminuer la pression dans la chambre à vide du LHC.

De plus, pour la première fois, le passage de hadrons dans des aimants de courbure va produire de la lumière (RS), dont l'énergie et la quantité ($9.44 \cdot 10^{16}$ photons. $s^{-1} \cdot m^{-1}$) seront telles que les molécules sorbées sur les parois de la chambre à vide seront désorbées en grande quantité dans le système vide et que la charge thermique déposée sur le système cryogénique excèdera la capacité de refroidissement du dit système.

Afin de pallier ces problèmes de charges thermiques, un écran de faisceau sera inséré dans la chambre à vide ou "Cold Bore".

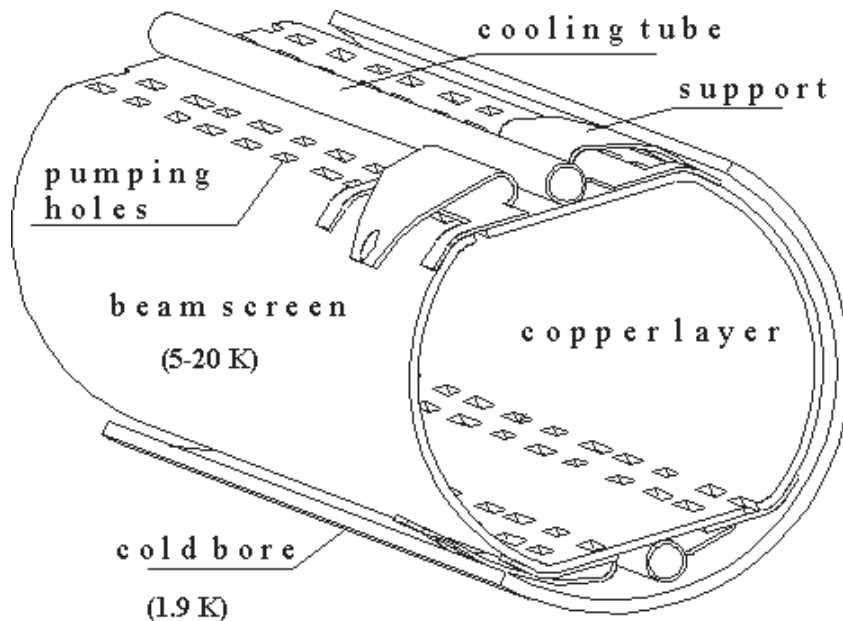


FIG. I.8: Représentation schématique de l'écran de faisceau inséré dans la chambre à vide à 1.9 K

La température de l'écran de faisceau va varier de 5 K à l'entrée à 20 K en fonction de l'énergie déposée par les interactions entre le faisceau et le système vide : diffusion nucléaire, RS, multipacting, courant image passant dans l'écran de faisceau.

L'écran doit avoir une ouverture faisceau maximale, sa rigidité mécanique, en cas de transition des aimants supraconducteurs de leur état supraconducteur à un état résistif [11], est assurée par l'emploi d'acier inoxydable, une couverture de $50 \mu m$ de cuivre est

déposée sur sa surface intérieure par colaminage pour minimiser les pertes par effet Joule induites par le passage du courant image sur sa surface. Son refroidissement est assuré par deux tubes dans lesquels circule de l'hélium gazeux froid. Son insertion et son support à l'intérieur du cold bore sont encore à l'étude.

L'écran est percé de trous afin d'assurer la stabilité du vide en présence du faisceau [12]. Ces trous permettent de profiter du pompage par le cold bore à 1.9 K des molécules qui seront désorbées de l'écran de faisceau, principalement par le RS. Ils représentent cependant des discontinuités pour le courant image, et afin de minimiser la perte de puissance qui s'écoule à travers eux dans l'espace coaxial existant entre l'écran et le cold bore, ils seront irrégulièrement espacés et de tailles variables.

Nous avons vu que la quantité de photons produits par le faisceau de protons circulant dans le LHC était de $9.44 \cdot 10^{16}$ photons.s⁻¹.m⁻¹. Ces photons vont interagir et désorber des parois de la chambre à vide ou de l'écran de faisceau des molécules. Suivant le rapport du nombre de molécules désorbées par photon incident, ou coefficient de photodésorption, la limite de stabilité (pour l'hydrogène 10^{15} molécules.m⁻³) peut être facilement atteinte. Il est donc nécessaire de mesurer les paramètres de photodésorption pour comprendre et optimiser le comportement du système vide du LHC.

Une partie de cette étude est présentée dans [12]. Cependant il existe dans le LHC des endroits où la chambre à vide n'est pas à une température de 1.9 K mais à température ambiante. Ces endroits sont les quatre zones expérimentales.

Ces zones nécessitent un vide de très grande qualité, par exemple $2.5 \cdot 10^{-11}$ Torr en présence de faisceaux pour ALICE [13], afin de minimiser le signal résiduel ou "bruit de fond" dans les détecteurs de physique dû aux interactions du faisceau avec le gaz résiduel. Ces basses pressions dans des chambres à vide de plus de 30 m de long et dont le diamètre est variable ainsi que leur composition en matériaux, ne peuvent être obtenues que par l'emploi de nombreuses pompes locales ou de pompes à sorption de type NEG³.

L'emploi de nombreuses pompes à sublimation ou ioniques n'est pas compatible avec les nécessités des détecteurs. Le choix est donc l'emploi de pompes NEG.

Suivant l'endroit où ces pompes seront placées, elles pourront être exposées aux photons produits par les protons dans les aimants de focalisation. Il est aussi possible qu'elles subissent des bombardements d'ions ou d'électrons. Il est donc nécessaire d'étudier l'impact des photons, des électrons ou des ions sur les NEG afin de pouvoir optimiser le système vide pour assurer les exigences requises par les expériences de physique. Une partie de ces recherches est le sujet de ce travail.

³Non Evaporable Getter

Chapitre II

La physique de l'ultra vide

Dans ce chapitre nous ferons un bref rappel sur la théorie cinétique des gaz, puis nous introduirons les phénomènes de dégazage statique et dynamique. Le problème du dégazage en présence de faisceau nous conduira à chercher des matériaux qui peuvent apporter des solutions, et notamment les pompes NEG.

II.1 Rappel sur la théorie cinétique des gaz

Dans le domaine de l'ultra vide nous considérons que le gaz résiduel dans son ensemble, ou les éléments de ce gaz résiduel, se comporte comme un gaz parfait et suit les lois de Boyle, Mariotte, Gay Lussac et des gaz parfaits. Ceci est vrai pour les gaz permanents (H_2 , He...) et pour les vapeurs (H_2O) si elles sont loin de leurs conditions de liquéfaction. Nous avons donc la première formule importante utilisée en ultra vide :

$$PV = nkT \tag{II.1}$$

Avec P la pression exprimée en Pascal, V le volume en m^3 , k la constante de Boltzmann, T la température exprimée en Kelvin et n le nombre de molécules présentes dans l'enceinte.

Dans la communauté de la physique du vide des accélérateurs, il est encore courant d'utiliser comme unité de pression le Torr, et d'exprimer une quantité de gaz en Torr.l. En utilisant la formule (II.1) et en convertissant les unités, nous obtenons :

$$1 \text{ Torr.l} = \frac{9.6 \cdot 10^{21}}{T} \tag{II.2}$$

Pour une température T de 300 K, $1 \text{ Torr.l} = 3.2 \cdot 10^{19}$ molécules.

Nous allons aussi supposer que dans une enceinte à température donnée, les molécules contenues dans celle-ci sont en équilibre thermodynamique, et que la répartition des molécules est homogène. Du fait des chocs entre les molécules entre elles (phénomène marginal en ultra vide) ou avec les parois, toutes les molécules n'auront pas la même

vitesse. Cette distribution de vitesse est donnée par la loi de Maxwell-Boltzmann, et le nombre de molécules qui ont une vitesse comprise entre v et $v+dv$ est :

$$dn_v = n_t \frac{4}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{m}{2kT} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\left(\frac{mv^2}{2kT}\right)} v^2 dv \quad (\text{II.3})$$

Avec :

m la masse moléculaire exprimée en kg

n_t le nombre de molécules total par unité de volume ($n_t = P/(kT)$)

v^2 Norme de la vitesse totale ($v^2 = v_x^2 + v_y^2 + v_z^2$)

A partir de cette loi nous pouvons déterminer la vitesse la plus probable v_p (m.s^{-1}) d'une molécule et la vitesse moyenne de l'ensemble des molécules du gaz v_m (m.s^{-1}).

la vitesse la plus probable est obtenue pour ($\frac{dn_v}{dv} = 0$) :

$$v_p = \sqrt{\frac{2kT}{m}} \quad (\text{II.4})$$

L'intégrale sur la fonction des vitesses, $\bar{v} = \int v f(v) dv$, nous donne la vitesse moyenne v_m (m.s^{-1}) des molécules du gaz contenu dans l'enceinte

$$v_m = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}} \quad (\text{II.5})$$

En posant $m = M.m_0$ ¹ et en remplaçant dans (II.5) nous obtenons :

$$v_m \simeq 145.51 \sqrt{\frac{T}{M}} \quad (\text{II.6})$$

Avec T en Kelvin et M la masse atomique de l'élément considéré.

A partir de l'équation (II.3) nous pouvons retrouver la loi des gaz parfaits, et reformuler la notion de pression. Ainsi on définit que la pression est due aux chocs des molécules sur une paroi. Cela implique aussi que la pression totale est égale à la somme des pressions partielles de chaque gaz présent dans l'enceinte. La redéfinition de la pression nous conduit à déterminer la *fréquence* ou le *taux de collision* ν , le nombre de molécules incidentes à une unité de surface $d\vec{S}$ par seconde (ν : molécules. $\text{s}^{-1}.\text{m}^{-2}$).

$$\nu = \int_0^\infty v_x dn_x = \frac{1}{4} n_t v_m \quad (\text{II.7})$$

¹cf Annexe A

L'équation (II.7) peut être réécrite en fonction de la pression dans l'enceinte en utilisant l'équation des gaz parfaits (II.1). L'équation (II.7) devient :

$$\nu = \frac{P}{\sqrt{2\pi mkT}} \quad (\text{II.8})$$

En posant $m = M \cdot m_0$ et en remplaçant dans (II.8) nous obtenons :

$$\nu = \frac{P}{3.795 \cdot 10^{-25} \sqrt{MT}} \quad (\text{II.9})$$

Avec P en Pascal (Pa), T en Kelvin (K), et M la masse atomique du gaz considéré.

Avec les unités utilisées par la communauté des physiciens du vide, l'équation II.9 devient :

$$\nu = 3.513 \cdot 10^{22} \frac{P}{\sqrt{MT}} \quad (\text{II.10})$$

P en Torr, T en Kelvin (K), et M la masse atomique du gaz considéré. La fréquence de collision ν est exprimée en molécules.s⁻¹.cm⁻²

Suivant la pression à laquelle on travaille il est important de savoir si l'on peut négliger les interactions entre molécules, on définit donc un *libre parcours moyen* λ (m).

$$\lambda = \frac{1}{\sqrt{2} \pi n_t D^2} \quad (\text{II.11})$$

Avec n_t le nombre de molécules par unité de volume et D le diamètre d'une molécule. Le diamètre des molécules varie entre 2 et 5 Å² [14] [15] [16].

Avec les paramètres vide du LHC, $n_t = 10^{15}$ molécules.m⁻³, un diamètre de molécules de 5 Å, le libre parcours moyen est de 900 m. Pour le LHC, cela implique que les molécules se thermaliseront par les chocs sur les parois de la chambre à vide.

Ce rappel de formules va nous permettre de définir deux notions constamment utilisées en physique et technique du vide, la *vitesse de pompage* et la *conductance*.

Soit un système mécanique ayant un volume V de 1 m³ capable de le comprimer, d'expulser son contenu vers l'extérieur puis de revenir à sa position initiale. Connectons ce système ou cette pompe à une enceinte dans laquelle on veut faire le vide. A l'instant $t = 0$ la pompe se détend jusqu'à son volume de 1 m³, à $t = 1$ s le volume V est comprimé et son contenu rejeté vers l'extérieur. Nous obtenons une vitesse de pompage de 1 m³.s⁻¹. Lorsque le nombre de molécules diminue dans l'enceinte à vide, la pompe se détend et comprime son volume indépendamment du nombre de molécules présentes dans son volume

²1 Å = 10⁻¹⁰ m

de 1 m^3 . Ceci nous permet de dire que la vitesse de pompage d'une pompe est théoriquement indépendante du nombre de molécules effectivement contenues dans l'enceinte de la pompe, ou de la pression de l'enceinte à vider.

Pour définir la conductance, faisons une analogie avec un système électrique. La conductance est l'inverse de la résistance (ou impédance) qui est le rapport entre la différence de potentiel (chute de pression [Pa]) et le courant (flux de gaz [$\text{Pa} \cdot \text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$]); $1/C = R = \Delta U/I = \Delta P/Q$ [17]. Nous obtenons les dimensions de la vitesse de pompage. Comme nous l'avons vu un peu plus haut, il est courant d'exprimer un nombre de molécules en Torr.l plutôt qu'en $\text{Pa} \cdot \text{m}^3$. Il en est va de même pour les vitesses de pompage : elles sont en général exprimées en l/s.

Nous pouvons aussi voir la conductance comme une vraie vitesse de pompage. Soit 2 enceintes comme représentées par la Figure II.1 à une température T . Faisons l'hypothèse que toutes les molécules qui passent de V1 vers V2 par l'orifice C ne peuvent pas repasser de V2 vers V1. Nous supposons aussi que toutes les molécules présentes dans V1 suivent une distribution de maxwell Boltzmann, et ont une vitesse moyenne v_m ($\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$) (voir équation II.5). Toutes les molécules contenues dans le volume d'une demi-sphère de rayon $R = v_m \cdot t$ et qui ont la bonne direction peuvent passer à travers l'orifice C de section A (m^2). A partir de la définition du taux de collision (équation II.7) et sans nous intéresser au nombre de molécules présentes dans V1, nous obtenons la vitesse de pompage d'une conductance C :

$$C [\text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1}] = \frac{1}{4} v_m A \quad (\text{II.12})$$

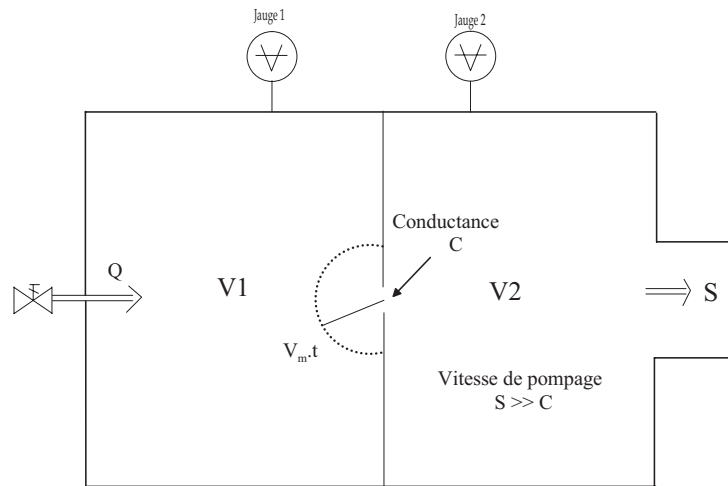


FIG. II.1: Détermination de la vitesse de pompage d'une conductance

En acceptant de considérer le gaz résiduel au même titre qu'un gaz parfait et après avoir rappelé les formules et notions utilisées en physique du vide, nous allons passer en revue les différents phénomènes qui se produisent dans une enceinte sous vide.

II.2 Les sources de gaz d'un système vide

Dans une enceinte que l'on évacue, la composition du gaz résiduel est très différente de la composition de l'air atmosphérique³. Pour un système non étuvé, le gaz majoritaire est la vapeur d'eau à plus de 85%. Après étuvage (300 °C pendant 24h pour l'acier inoxydable par exemple) l'hydrogène est majoritaire à plus de 75%. On trouve aussi du méthane de l'eau et enfin du monoxyde et du dioxyde de carbone. Néanmoins d'autres espèces de gaz peuvent être présentes dans un système ultra vide.

Un analyseur de gaz (RGA) présent dans l'enceinte peut permettre de déterminer les problèmes qui peuvent survenir lors de l'obtention de l'ultra vide. Suivant la composition du gaz résiduel on peut savoir la provenance du gaz présent dans l'enceinte. Le gaz peut provenir d'une fuite, on détectera alors des pics d'hélium, d'azote (sur la masse 14 et 28), d'oxygène (sur la masse 32), d'argon... Il peut aussi provenir d'une infiltration "perméation" à travers un matériau ; par exemple l'hélium que l'on utilise comme traceur pour détecter les fuites passe à travers les joints en Viton ainsi qu'à travers le verre. Une autre source possible est l'évaporation de matière ; par exemple en ultra vide le titane des pompes à sublimation, le tungstène des filaments des jauges à ionisation, lorsqu'ils ne sont pas thoriés, se subliment lorsqu'ils sont chauffés. Il en est de même de l'étain à température ambiante [16]. A température cryogénique il est important de regarder les courbes de pression de vapeur saturante des gaz résiduels présents en ultra vide, Figure II.2. L'analyse du gaz résiduel peut aussi permettre de mettre en évidence le dysfonctionnement d'une pompe.

Finalement la dernière source de gaz qui ne peut pas être supprimée est le dégazage des matériaux. C'est ce à quoi nous nous intéresserons aux chapitres suivants.

³cf Annexe E

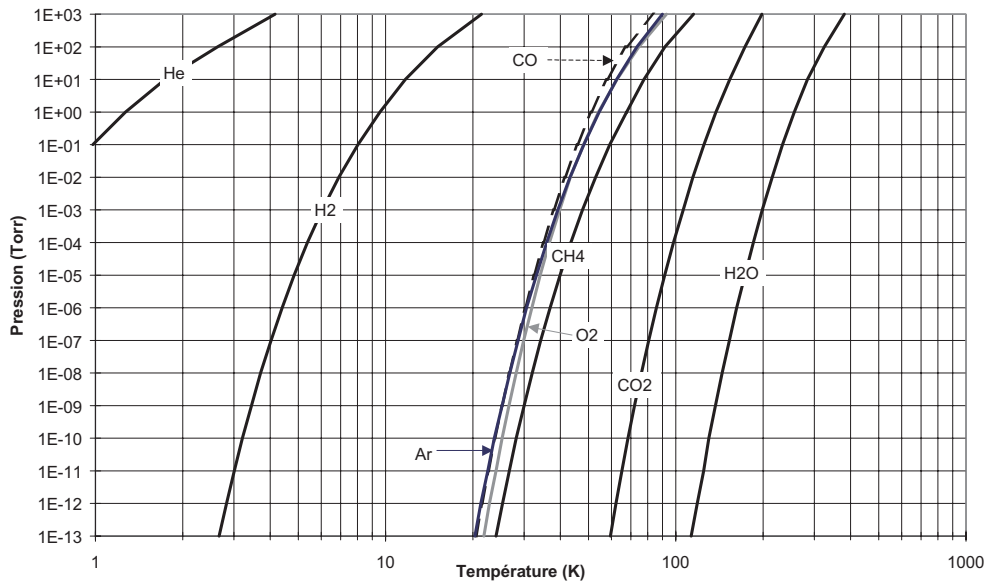


FIG. II.2: Variation de la pression de vapeur saturante de gaz typiques d'un système vide en fonction de la température, ref [18]

II.3 Dégazage en vide statique

Le processus de dégazage est une combinaison de plusieurs mécanismes, tels que l'adsorption, la perméation, la diffusion et la désorption. Chacun de ces mécanismes peut être lié aux autres ou être indépendant. La Figure II.3 représente la plupart de ces processus.

Ainsi le processus de perméation peut être décrit de la façon suivante : une molécule ou un atome d'un gaz contenu dans l'air atmosphérique est absorbé dans l'épaisseur des parois de l'enceinte à vide, puis diffuse (en obéissant aux lois de Fick [19] [1]) jusqu'à la surface interne de la chambre à vide. Une fois sur la surface interne cette molécule peut alors passer de sa phase "condensée" en phase gazeuse ; c'est la désorption. Cette même molécule peut venir se recondenser sur la paroi de l'enceinte, c'est le phénomène d'adsorption, puis après un certain temps τ (*temps de séjour* sur la surface) elle va de nouveau désorber dans la chambre à vide. Dans un système en acier inoxydable étuvé, l'hydrogène observé ne vient pas de la perméation mais est déjà présent dans le matériau lors de sa création. Le processus de perméation est pour un système tout acier lent, la perméation de l'hydrogène à travers une paroi de 1.5 mm d'épaisseur est de ~ 100 ans [19].

Pour résumer : le phénomène de dégazage est dépendant de la température, de la nature de la surface et de la pression dans l'enceinte.

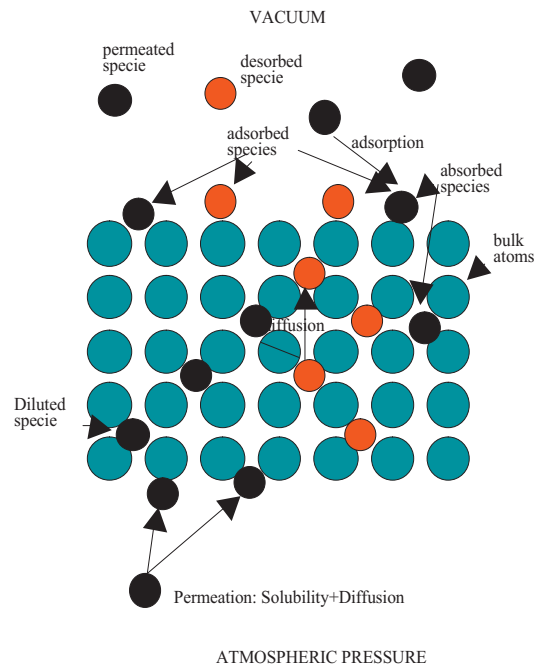


FIG. II.3: Phénomènes de surface et de volume dans le vide, ref [1]

II.3.1 Pression limite d'une enceinte à vide

Le dégazage est la raison limitative principale du niveau de vide que l'on peut obtenir. On rappellera que la pression totale dans l'enceinte est égale à la somme des pressions partielles $P = \sum P_i$. La formule de la pression limite d'une enceinte est la suivante :

$$P = \sum_i \left(\frac{A q_i}{S_i} \right) + P_0 \quad (\text{II.13})$$

où :

P_i est la pression partielle d'un gaz dans l'enceinte (Torr)

A est la surface de l'enceinte (cm^2)

q_i est le taux de dégazage de l'enceinte pour un type de gaz ($\text{Torr.l.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}$)

S_i est la vitesse de pompage du système de pompage pour ce gaz (l.s^{-1})

P_0 est la pression limite de la pompe (Torr)

Comme on le voit dans la formule (II.13), la pression limite diminue si l'on augmente la vitesse de pompage ou si l'on diminue le dégazage de la surface. En ultra vide pour déterminer la vraie pression totale limite de l'enceinte, il est nécessaire de faire la somme

des pressions partielles limite pour chacun des gaz résiduels principaux. En effet les jauges à pression totale installées dans une chambre à vide possèdent des sensibilités différentes suivant la nature du gaz qu'elles mesurent ; et la quantité de chaque gaz résiduel présent dans une enceinte sous vide dépend de la nature du matériau dont est fait l'enceinte et du type de pompe installée. C'est pourquoi une jauge à pression totale ne donne qu'une information approximative sur la pression ; laquelle est exprimée en "azote équivalent" lorsque l'on procède à la lecture directe d'une jauge étalonnée pour l'azote.

Pour des vides moins bons ou une approximation grossière, on peut prendre un taux de dégazage moyen et la vitesse de pompage donnée par le constructeur. La simplification donne l'équation (II.14).

$$P = \frac{A q}{S} + P_0 \quad (\text{II.14})$$

II.3.2 Phénomènes d'adsorption et de désorption

Les phénomènes d'adsorption et de désorption en l'absence de faisceau de particules interagissant avec les parois d'une enceinte à vide dépendent de la température, de la nature de la surface et de la pression dans l'enceinte.

L'adsorption

Le nombre de molécules adsorbées par unité de temps est calculé en connaissant la fréquence, ou taux de collision ν et le *coefficient de collage* σ . Le coefficient de collage peut être défini comme la probabilité qu'a une molécule ou un atome qui subit une collision avec une paroi de rester lié à cette paroi. Ce coefficient de collage est dépendant de la température de la paroi ainsi que de la nature de la surface.

Parler de la nature de la surface implique l'introduction de la notion de *taux de couverture* d'une surface. La définition de ce taux de couverture peut être énoncée comme suit : un taux de couverture est le rapport entre un nombre de particules (molécules ou atomes) qui recouvrent une surface et le nombre de sites d'adsorption possibles de cette surface. Cette surface est un substrat quelconque différent de l'espèce de particules qui la recouvre. Le taux de couverture θ peut être exprimé en molécules par unité de surface (il est courant d'utiliser le cm^2 plutôt que le m^2) ou en monocouche. Une monocouche contient, sur une surface "lisse", environ 10^{15} molécules. cm^{-2} [19].

Ainsi le temps nécessaire pour adsorber une monocouche est donné par l'équation différentielle suivante :

$$\frac{d\theta}{dt} = \sigma \nu \quad (\text{II.15})$$

ce qui donne en remplaçant ν par sa valeur ; équation (II.9)

$$\frac{d\theta}{dt} = \frac{\sigma P}{3.795 \cdot 10^{-25} \sqrt{MT}} \quad (\text{II.16})$$

Avec :

P la pression en Pascal

M la masse atomique de la particule

T la température en Kelvin

σ le coefficient de collage

$d\theta/dt$ est exprimé en molécules. $\text{m}^{-2}.\text{s}^{-1}$

Avec les unités usuelles la formule (II.16) devient la formule pratique suivante :

$$\frac{d\theta}{dt} [\text{molécules.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}] = 3.513 \cdot 10^{22} \sigma \frac{P [\text{Torr}]}{\sqrt{MT}} \quad (\text{II.17})$$

Par exemple pour former une monocouche (soit 10^{15} molécules sur une surface de 1 cm^2) en 1 s, avec $\sigma = 1$, pour de l'azote ($M=28$) à une température T de 300 K, alors la pression dans l'enceinte sera de $2.62 \cdot 10^{-6}$ Torr.

Remarque :

L'équation (II.17) est extrêmement importante dans le cas des pompes de type getter, évaporable ou non évaporable (pompage par sorption), puisqu'elle permet de déterminer, connaissant l'aire de la pompe la pression dans l'enceinte et en posant $\sigma=1$, le temps minimal nécessaire entre deux renouvellements ou réactivations du film sorbant.

Nous avons vu précédemment que le coefficient de collage est une valeur dépendante de la température T de la paroi ainsi que du taux de couverture θ , ce qui donne $\sigma = \sigma_0(T) f(\theta)$; avec $\sigma_0(T)$ le coefficient de collage d'une surface à $\theta = 0$ et $f(\theta)$ une fonction du taux de couverture.

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 varie de 1 à 10 eV pour des molécules chimisorbées [20]. Pour des énergies d'adsorption inférieures à 30 kJ/mol ($\sim 0.3 \text{ eV}$)⁴, l'énergie d'interaction est similaire à l'énergie entre une molécule en phase gazeuse et une molécule dans sa phase liquide, c'est à dire que les forces d'interactions sont du type Van der Waals. L'énergie potentielle entre la molécule libre et sa surface est donnée par le potentiel de Lenard-Jones [1] [19] [21] soit ;

$$E = E_m \left[\left(\frac{d_0}{d} \right)^{12} - \left(\frac{d_0}{d} \right)^6 \right] \quad (\text{II.18})$$

⁴Dans certains documents les énergies sont données en calorie (cal) ou kcal. 1 cal = 4.186 J

où E_m est l'énergie minimale à la distance d'équilibre, c'est aussi l'énergie maximale d'attraction, d_0 la distance d'équilibre et d la distance de la molécule libre à la surface.

Pour des énergies de plus de 100 kJ/mol (> 1 eV) il s'agit de chimisorption et celle-ci implique la création de liaison covalente, ou ionique entre la surface et la molécule. Certaines molécules diatomiques, ou polyatomiques, peuvent lors de leur adsorption se dissocier. Cette adsorption dissociative est bien plus stable que l'adsorption moléculaire, c'est à dire que l'énergie nécessaire à la désorption des espèces dissociées sera plus élevée. Nous rappellerons que les gaz nobles ne se chimisorbent pas.

Remarque :

Un classement des modes d'adsorption en fonction des énergies de liaison a été proposé par Y.Tuzi et al [22]. Il en ressort que l'adsorption peut être dissociative ($\sim 1.2-1.5$ eV), coordinative ($\sim 0.7-1.2$ eV), liaison hydrogène ($\sim 0.5-0.7$ eV), physisorption ($\sim 0.4-0.5$ eV) et isolée (< 0.4 eV).

La désorption

Comme indiqué précédemment les molécules adsorbées peuvent désorber. Ceci implique que les molécules adsorbées ne restent qu'un certain temps τ sur la surface ; ce temps de séjour est donc dépendant de l'énergie avec laquelle la molécule (ou l'atome) est liée à la surface ainsi que de la température de celle-ci.

Le taux de désorption peut être décrit par l'équation suivante :

$$\frac{d\theta_s}{dt} = -\nu_0 \theta_{mon} f(\theta) \exp\left(-\frac{E_{des}}{k T}\right) \quad (II.19)$$

Avec θ_s le nombre de molécules sur la surface, θ_{mon} le nombre de molécules présentes dans une monocouche, ν_0 la fréquence d'oscillation de la molécule dans son puits de potentiel sur la surface, de l'ordre de 10^{13} Hz [15] [19], $f(\theta)$ est une fonction du taux de couverture ($f(\theta)$ peut être décrite par une fonction d'isotherme, [1] [23]) et E_{des} l'énergie nécessaire à la désorption ou énergie de liaison de la molécule en Joule (J).

Si l'on considère en première approximation que le taux de désorption est linéaire en fonction du taux de couverture, alors l'équation (II.19) peut se réécrire de la façon suivante avec $E_{des} > 0$:

$$\frac{d\theta}{dt} = -\nu_0 \theta \exp\left(-\frac{E_{des}}{k T}\right) \quad (II.20)$$

Où θ représente le taux de couverture en molécules par unité de surface.

L'intégration de (II.20) donne l'équation (II.21) :

$$\theta(t) = \theta_0 \exp\left(-\frac{\nu_0 t}{e^{\left(\frac{E_{des}}{k T}\right)}}\right) \quad (II.21)$$

On définira la notion du temps de séjour τ comme le temps nécessaire pour réduire le nombre de molécules initialement présent à la surface θ_0 , d'une quantité $1/e$. Nous obtenons donc la formule du temps de séjour :

$$\tau = \frac{1}{\nu_0} \exp\left(\frac{E_{des}}{k T}\right) \quad (\text{II.22})$$

Avec :

E_{des} l'énergie de désorption ou de liaison en (J)

k la constante de Boltzmann (J.K^{-1})

T la température en Kelvin

ν_0 la fréquence d'oscillation de la molécule dans son puits de potentiel sur la surface

Le Tableau II.1 donne, pour quelques énergies de liaison, le temps nécessaire pour réduire le nombre de molécules présentes sur la surface d'un facteur $1/e$.

E(eV)	20°C	200°C	300°C	400°C
0.4	7.4 10 ⁻⁷ s	1.8 10 ⁻⁹ s	3.3 10 ⁻¹⁰ s	9.8 10 ⁻¹¹ s
1	4.2 h	4.4 10 ⁻³ s	6.1 10 ⁻⁵ s	3.0 10 ⁻⁶ s
1.5	6.7 10 ⁷ jours	919 s	1.5 s	1.7 10 ⁻² s
2	2.6 10 ¹⁶ jours	2.2 10 ³ jours	10.3 h	91.3 s
2.5	1.0 10 ²⁵ jours	4.7 10 ⁸ jours	1.1 10 ⁴ jours	5.8 jours

TAB. II.1: Temps de séjour d'une molécule adsorbée en fonction de son énergie de liaison et de la température d'étuvage ; avec $\nu_0 = 10^{13}$ Hz

Le tableau montre que dans un système à température ambiante seules des molécules capables d'être chimisorbées seront présentes dans l'enceinte. Il montre aussi que les molécules qui forment des liaisons chimiques fortes avec la surface (plus de 2.5 eV) resteront présentes dans le système vide même après un étuvage typique, (300 °C pendant 24h pour l'acier inoxydable). Néanmoins même si ces molécules n'ont que peu désorbé pendant l'étuvage, elles ne seront guère une gêne dans un système à vide statique standard ($P \geq 5 \cdot 10^{-12}$ Torr), car leur taux de désorption thermique à 20 °C est négligeable.

Au vu de ces résultats, un traitement spécifique sera nécessaire pour réduire le nombre de molécules fortement chimisorbées d'une surface. Pour une surface d'acier inoxydable il est possible d'appliquer un traitement thermique ; l'acier est chauffé dans un four à vide pendant 2 heures à une température de 950 °C. Ce traitement, appelé "vacuum firing", est efficace pour toutes les molécules dont les énergies de liaison sont inférieures à 4 eV. Il permet aussi de réduire la concentration d'hydrogène présente dans le volume de la pièce d'acier en accélérant la diffusion de l'hydrogène du volume vers sa surface, ce qui contribuera, par la suite, à réduire le dégazage de l'hydrogène, d'un facteur 10 à 20.

Suivant les surfaces et l'application demandée, différents types de traitements peuvent être appliqués, soit conjointement, soit individuellement. Le nettoyage pourra être de nature purement chimique (chaque laboratoire a ses propres recettes ; pour le CERN [24] cf Annexe F), physique (bead blasting...), thermique (vacuum firing, étuvage) ou mixte (décharge plasma, air baking...) [25] [26] [27] [28]...

Un abrégé des différentes méthodes de nettoyage actuellement utilisées peut être trouvé à la référence [1].

II.3.3 En résumé

En l'absence de faisceau de particules (leptons, hadrons, photons, ions) interagissant directement ou indirectement avec la chambre à vide la notion de dégazage se réfère uniquement au dégazage thermique. Le taux de dégazage est le bilan entre les molécules qui sont adsorbées par la surface et le nombre de molécules qui désorbent de celle-ci par unité de temps. Le taux de dégazage en vide statique Q_s s'exprime en unité SI : ($\text{Pa.m}^3.\text{s}^{-1}$). Avec les unités habituelles : Q_s (Torr.l.s^{-1}). Une revue détaillée des modèles d'adsorption, de désorption et de la dynamique des molécules sur la surface peut être trouvée dans [29].

Nous pouvons maintenant résumer les idées principales des précédents paragraphes en cinq points [17] :

1. Toute paroi en contact avec le vide dégaze
2. Le dégazage est proportionnel à l'aire de la paroi en contact avec le vide
3. Le dégazage dépend de la nature du corps et de la façon dont il a été nettoyé
4. Le dégazage croît rapidement en fonction de la température (diminution du temps de séjour)
5. Le dégazage décroît lentement avec le temps

II.4 Profil de pression dans une chambre d'un accélérateur sans faisceau

Il est possible de déterminer en régime moléculaire le profil de pression à l'intérieur d'une chambre à vide d'un accélérateur qui n'a comme source de gaz que celui provenant du dégazage thermique.

II.4.1 Pompage discret

Soit une chambre à vide cylindrique schématisée par la Figure II.4. Dans un premier temps on ne la considèrera pompée que par les deux pompes parfaites S. Les deux pompes ont une vitesse de pompage S (l/s), elles sont séparées par une distance L (m). Le taux de dégazage de la surface q ($\text{Torr.l.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}$) est supposé constant et uniforme. L'aire spécifique de l'enceinte est A ($\text{cm}^2.\text{m}^{-1}$) et son volume spécifique V (l.m^{-1}). La conductance

spécifique du tube est C ($\text{l.s}^{-1}.\text{m}^{-1}$) et le flux de molécules désorbées thermiquement est Q_s (Torr.l.s^{-1}).

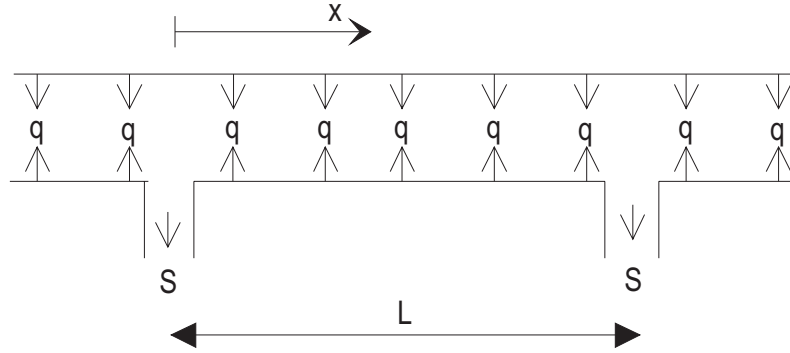


FIG. II.4: Pompage discret et dégazage

L'équation de la variation du flux de molécules dans un petit élément de volume V dx compris entre x et $x+dx$ est :

$$V \frac{\partial P}{\partial t} = A q + C \frac{\partial^2 P(x)}{\partial x^2} \quad (\text{II.23})$$

La solution de cette équation du deuxième ordre en régime stationnaire ($V \frac{dP}{dt} = 0$), dépend des conditions aux limites. Le système est symétrique en $x = L/2$, la pression est maximum en ce point. En $x = 0$ la pression est due à la contribution des deux flux égaux provenant des deux demi-tubes. Les conditions aux limites sont :

$$\begin{cases} P(x)|_{x=0} &= 2 \frac{A \frac{L}{2} q}{S} \\ \frac{dP(x)}{dx} |_{x=L/2} &= 0 \end{cases}$$

La solution complète de l'équation (II.23) est :

$$P(x) = A q \left(\frac{Lx - x^2}{2C} + \frac{L}{S} \right) \quad (\text{II.24})$$

La pression moyenne est la valeur importante pour la durée de vie du faisceau. En effet la perte par collision entre les particules du faisceau et les molécules du gaz résiduel (pertes par diffusion nucléaire) ne dépend que de la densité moyenne dans la chambre à vide [1]. Nous obtenons donc :

$$\bar{P} = \frac{1}{L} \int_0^L P(x) dx = A q \left(\frac{L^2}{12C} + \frac{L}{S} \right) \quad (\text{II.25})$$

On voit que pour diminuer la pression moyenne il faut augmenter la vitesse de pompage, mais surtout, augmenter la conductance, c'est à dire agrandir le diamètre du tube, et diminuer la distance L entre les pompes.

II.4.2 Pompage distribué

Incluons dans un tube un pompage linéique T ($l.s^{-1}.m^{-1}$). Cette pompe peut être un ruban NEG (Non Evaporable Getter) comme installé dans le LEP (Large Electron Positron collider), ou une pompe cryogénique comme dans le cas du LHC (Large Hadron Collider).

Soit la Figure II.5 comportant un système de pompage discret, section A et distribué, section B.

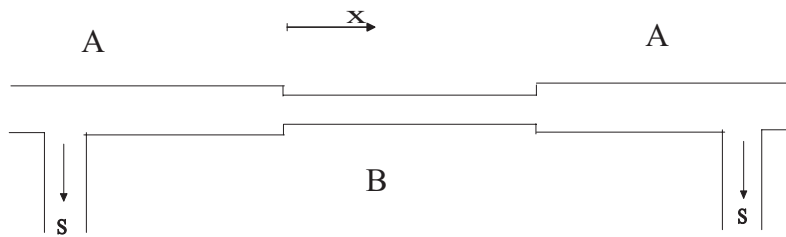


FIG. II.5: Système comportant un pompage discret, zone A, et distribué zone B

Le flux résultant du dégazage d'un petit élément dx et du pompage de ce même élément nous donne l'équation suivante :

$$dQ = (A q - T P(x)) \quad (II.26)$$

En se plaçant en régime stationnaire et en utilisant l'équation (II.23) nous obtenons :

$$C \frac{d^2 P(x)}{dx^2} = T P(x) - A q \quad (II.27)$$

La solution est :

$$P(x) = P_p + k_1 e^{\omega x} + k_2 e^{-(\omega x)} \quad (II.28)$$

Avec :

$$P_p = \frac{A q}{T} \quad \text{et} \quad \omega = \sqrt{\frac{T}{C}}$$

Les coefficients k_1 et k_2 sont déterminés par les conditions aux limites.

La Figure II.6 donne le profil de pression dans la chambre représentée par la Figure II.5, pour un flux de dégazage Q_s de CO à 293 K de 10^{-10} Torr.l.s $^{-1}$.cm $^{-2}$ (flux arbitraire 10^4

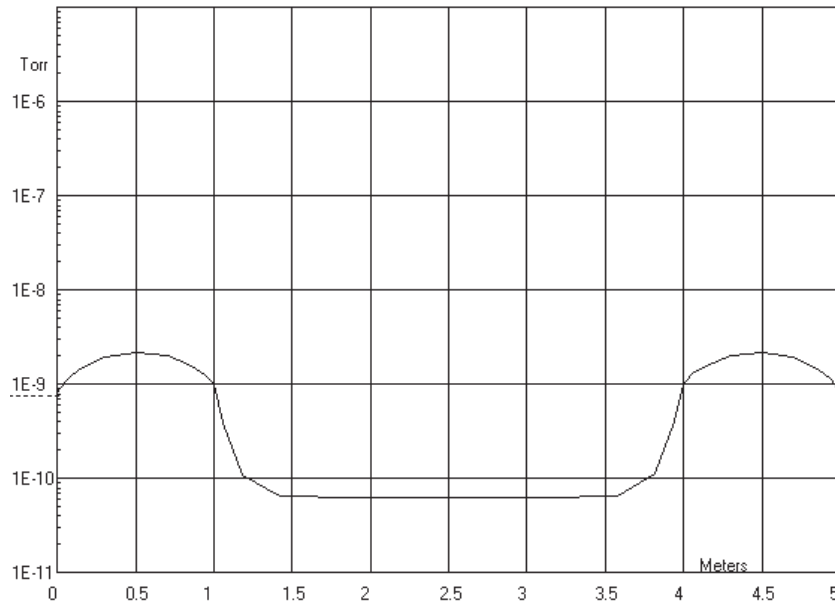


FIG. II.6: Profil de pression de la chambre représentée par la Figure II.5

fois supérieur au flux de CO dégazé par une chambre en acier inoxydable étuvé à 300 °C). Le CO est le gaz qui pose problème dans les sections chaudes du LHC en présence du faisceau.

Les caractéristiques du système sont les suivantes :

Pour les sections A :

- La longueur de la chambre, $L=100$ cm
- Le diamètre de la chambre, $D=5$ cm
- La vitesse de la pompe, $S=100$ l/s

Pour la section B :

- La longueur de la chambre, $L=300$ cm
- Le diamètre de la chambre, $D=4$ cm
- La vitesse de la pompe linéique , $S=2000$ l.s⁻¹.m⁻¹. Vitesse de pompage typique d'un NEG St 707 pour le CO [30]

On remarque immédiatement l'avantage qu'offre un pompage distribué sur un pompage discret ; une pression dans la section B qui est inférieure à la pression des sections A.

II.5 Dégazage en vide dynamique

Nous avons vu ce qui se passait dans un système vide livré à lui-même. Nous savons qu'après un nettoyage et/ou un traitement thermique adéquat des surfaces il est possible de diminuer la désorption et donc de diminuer le dégazage thermique. La combinaison des traitements ainsi que le choix d'un système de pompage judicieux peuvent permettre d'obtenir un excellent vide même sur des enceintes présentant de grandes surfaces. Le meilleur exemple est le vide moyen obtenu dans les 27 km de chambre à vide de l'accélérateur LEP, qui est de quelques 10^{-12} Torr ; soit un vide meilleur qu'entre la Terre et la Lune. Mais que devient ce vide en présence d'un faisceau énergétique d'ions, d'électrons,

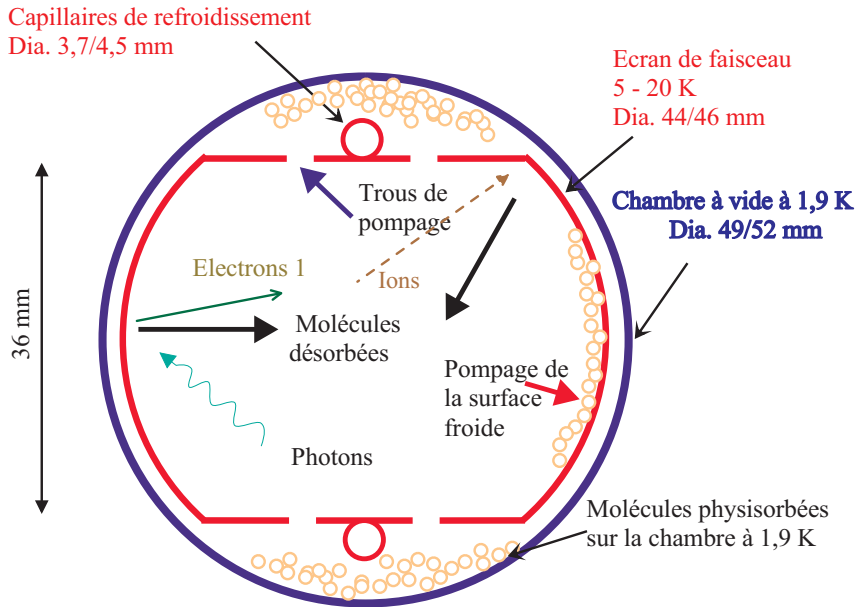


FIG. II.7: Coupe transverse de la chambre à vide et principaux phénomènes associés

de lumière... qui percute la chambre à vide.

Dans le cas du LHC des protons de 7 TeV vont circuler dans les tubes sous vide de l'accélérateur. Ceux-ci émettront de la lumière à chaque fois qu'ils subiront une accélération. Ces protons vont aussi ioniser sur leur passage des molécules du gaz résiduel et produire des ions qui pourront être accélérés par répulsion coulombienne sur les parois. Ils peuvent aussi attirer des électrons présents ou produits par une des deux interactions précédemment citées. Dans certaines conditions ces électrons accélérés peuvent créer une source supplémentaire de gaz dans le système vide. La Figure II.7 représente les principales interactions (statique et dynamique) qui se produisent dans la chambre à vide du LHC.

Les photons, ions et électrons, dont les énergies peuvent aller jusqu'à quelques keV, produits par le faisceau de protons vont interagir avec les molécules qui sont fortement chimisorbées (quelques eV) et qui n'ont pas désorbé thermiquement. Le taux de désorption induit par ces particules peut être supérieur de quelques ordres de grandeurs au dégazage thermique (Q_s). Cela peut impliquer, si le système de pompage n'est pas adapté, une remontée de pression inacceptable pour la stabilité du faisceau, et/ou produire un bruit de fond trop important pour les détecteurs de physique des particules. Il est donc nécessaire de connaître les phénomènes de désorption induits par chacune des particules (ions (Q_i), photons ($Q_{h\nu}$), électrons (Q_e)) dans un système à vide tel qu'un accélérateur.

L'équation du flux dégazé par tous ces phénomènes peut s'écrire :

$$V \frac{\partial P}{\partial t} = Q_s + Q_i + Q_{h\nu} + Q_e + u \frac{\partial^2 P(x)}{\partial z^2} \quad (\text{II.29})$$

Dans le cas d'une machine telle que le LHC, l'expression de l'équation (II.29) est :

$$V \frac{\partial n}{\partial t} = (\eta_i + \eta'_i(s)) \frac{I \sigma_i}{e} n + (\eta + \eta'(s)) \dot{\Gamma} + (\eta_e + \eta'_e(s)) \left(\frac{I \sigma_i}{e} n \Upsilon_1 + \dot{\Gamma} \Upsilon_2 \right) f(I) - \alpha S (n - n_e(s, T)) - C n + u \frac{\partial^2 n(z)}{\partial z^2} \quad (\text{II.30})$$

Les trois premiers termes de l'équation à droite du signe égal représentent la désorption due aux ions, la photodésorption et l'électrodésorption. Le quatrième terme représente le dégazage thermique qui est le bilan entre le pompage de la surface froide et la pression de vapeur. Le terme suivant est le pompage linéique de l'écran de faisceau (cf Figure II.7), enfin le dernier terme est le flux de gaz se propageant suivant l'axe des z.

Les symboles de l'équation correspondent à :

n [molécules / m³] est la densité volumique moléculaire

s [molécules / m²] est la densité surfacique moléculaire

V [m³ / m] est le volume de la chambre à vide par unité de longueur axiale, volume spécifique

A [m² / m] est la surface des parois de la chambre à vide par unité de longueur axiale, surface spécifique

I [A] est le courant du faisceau de particules

e [C] est la charge de l'électron

σ_i [m²] est la section efficace d'ionisation des molécules du gaz résiduel par le faisceau de particules

$\dot{\Gamma}$ [photons / (s.m)] est le flux de photons émis par le faisceau de particules

η_i [molécules / ion] est le coefficient de désorption induit par les ions

η'_i [molécules / ion] est le coefficient de désorption des molécules cryosorbées induit par les ions

η [molécules / photon] est le coefficient de photodésorption, coefficient de désorption primaire

η' [molécules / photon] est le coefficient de photodésorption des molécules cryosorbées, photodésorption secondaire ou encore de recyclage

η_e [molécules / électron] est le coefficient d'électrodésorption primaire

η'_e [molécules / électron] est le coefficient d'électrodésorption des molécules cryosorbées

Υ_1 [électrons / ion] est l'efficacité de production d'électrons par l'impact des ions sur la chambre à vide

Υ_2 [électrons / photon] est l'efficacité de production d'électrons par l'impact des photons sur la chambre à vide

$f(I)$ est une fonction représentant le phénomène de multipacting

α est le coefficient de collage

S [$\text{m}^3 / (\text{s.m})$] = $\frac{1}{4} A v_m$ est la vitesse de pompage maximale d'une surface idéale par unité de longueur axiale

v_m [m / s] est la vitesse moyenne des molécules, voir équation (II.5)

n_e [molécules / m^3] est la densité de gaz en équilibre thermique, représente l'isotherme d'un gaz

C [$\text{m}^3 / (\text{s.m})$] = $\rho k_t S$ est la vitesse de pompage distribuée des trous de l'écran de faisceau par unité de longueur, ρ est le facteur de Clausing, k_t est la transparence de l'écran de faisceau (soit le rapport entre la surface des trous de l'écran sur la surface totale de l'écran)

u [m^4 / s] = $A_c D$ est la conductance spécifique de la chambre à vide par unité de longueur axiale

A_c [m^2] est la section de la chambre à vide

D [m^2] = $\frac{2}{3} r v_m$ est le coefficient de Knudsen, avec r le rayon du tube (m)

Il est clair que pour un système non-cryogénique les termes η'_i , η' , η'_e disparaissent et que le dégazage thermique sera représenté par le produit "A.q" comme pour les équations (II.23) et (II.26). Ceci sera le cas dans les sections à température ambiante du LHC telle que les chambres à vide des détecteurs.

Quelque soit le phénomène qui induit la désorption, on peut le caractériser par un coefficient de désorption, η_i , η , η_e . Sa définition littérale est la suivante :

$$\eta = \frac{\text{Nombre de molécules d'une espèce } i \text{ désorbées}}{\text{Nombre de particules irradiantes incidentes}} \quad (\text{II.31})$$

II.5.1 Désorption induite par les ions ou ionodésorption

Les protons énergétiques circulant dans des anneaux de stockage de protons peuvent ioniser les molécules du gaz résiduel. Ces ions positifs sont alors repoussés par la charge d'espace du faisceau et peuvent bombarder les parois de la chambre à vide avec des énergies de quelques centaines d'eV, voir quelques keV. Ces ions énergétiques désorbent les molécules qui sont fortement liées à la surface, ce qui augmente la pression et donc augmente le bombardement ionique. Cet effet d'avalanche peut faire diverger la pression dans le système et provoquer la perte du faisceau.

Ce processus de désorption induit par les ions est dépendant de la pression. Si l'on ne considère que ce phénomène et une chambre à vide telle que celle décrite dans la Figure II.4, nous pouvons exprimer la variation de pression en fonction du taux du dégazage thermique et de la conductance du tube. Avec les symboles employés au paragraphe précédent nous avons :

$$V \frac{\partial n}{\partial t} = \eta_i \frac{I \sigma_i}{e} n + u \frac{\partial^2 n(x)}{\partial x^2} + A.q_n \quad (\text{II.32})$$

où $A.q_n$ est le taux de dégazage par unité de longueur du tube (molécules.s⁻¹.m⁻¹)
Ce qui donne en utilisant les unités usuelles :

$$V \frac{\partial P}{\partial t} = 10^3 \frac{I \sigma_i \eta_i}{e} P + u \frac{\partial^2 P(x)}{\partial x^2} + A.q \quad (\text{II.33})$$

Avec :

P en Torr

u la conductance du tube en (l.s⁻¹.m)

A.q le dégazage spécifique en (Torr.l.s⁻¹.m⁻¹)

η_i [molécules/ion] est le coefficient de désorption induit par les ions

σ_i [m²] est la section efficace d'ionisation des molécules du gaz résiduel par le faisceau de particules

Le facteur 10³ provient de la conversion des unités en Torr.l.s⁻¹.m⁻¹ au lieu de Torr.m³.s⁻¹.m⁻¹

La solution complète de l'équation (II.33) en régime stationnaire est :

$$P(x) = \frac{A.q}{u \omega^2} \left[\frac{\cos(\omega(l/2 - x))}{\cos(\omega L/2) - \frac{\omega u}{S/2} \sin(\omega L/2)} - 1 \right] \quad (\text{II.34})$$

Avec : $\omega^2 = 10^3 \frac{I \sigma_i \eta_i}{e} / u$

Lorsque le dénominateur tend vers zéro, la pression tend vers l'infini. La condition de stabilité est donnée pour :

$$\omega \tan(\omega L/2) < \frac{S/2}{u} \quad (\text{II.35})$$

Il n'existe pas de solution si la tangente devient infinie c'est à dire si $\omega L/2 = \pi/2$.

Nous obtenons donc un courant critique (courant pour lequel la pression tend vers l'infini) donné par :

$$\eta_i I_c = \frac{u \pi^2 e}{10^{-3} \sigma_i L^2} \quad (\text{II.36})$$

Une forme générale peut être écrite pour le courant critique, soit :

$$\eta_i I_c = \frac{e}{\sigma_i} S_{eff} \quad (\text{II.37})$$

où S_{eff} (l.s⁻¹.m⁻¹) est la vitesse de pompage effective du système

Cette désorption induite par les ions a été observée pour la première fois dans l'anneau ISR (Intersecting Proton Storage Rings) du CERN [31], initialement pour des courants de quelques ampères. Le problème fut résolu en installant plus de pompes et en réduisant la distance entre elles, mais surtout en nettoyant les chambres par décharge gazeuse [32], afin de diminuer le nombre de molécules présentes sur la surface.

Pour les sections froides du LHC, les molécules vont être pompées par la chambre à vide à 1.9 K, aussi appelée "Cold Bore" à travers les trous de l'écran de faisceau. La vitesse de pompage effective du "Cold Bore", S_{eff} ($S_{eff} = \frac{1}{4} v_m s f$), devient suffisamment grande pour assurer la stabilité du faisceau (s : coefficient de collage ; f : surface spécifique des trous de pompage).

Le constant recyclage des molécules qui sont cryosorbées sur l'écran de faisceau (dont la température est comprise entre 5 et 20 K) et le pompage par les trous de ces molécules devrait permettre d'avoir un nombre de molécules présent sur la surface, inférieur à une monocouche. Ce dernier point évitera une remontée de pression dans la chambre du fait de la pression de vapeur, notamment pour l'hydrogène. Ainsi l'instabilité de pression due à la désorption induite par les ions pourra être évitée en s'assurant du pompage par cryosorption des molécules par une surface plus froide que l'écran de faisceau, elle-même écrantée du faisceau de particules. Cette surface à 1.9 K permet aussi d'atteindre un vide limite plus bas, en regard de la pression de vapeur d'hydrogène.

Par contre pour les sections chaudes le problème reste entier. En effet les chambres à vide de ces sections sont placées dans les détecteurs de physique des particules. Ceci veut dire que les chambres à vide seront constituées de tubes longs et étroits. L'installation de pompes espacées régulièrement est impossible, car cela dégraderait de manière inacceptable les acquisitions de données de ces détecteurs. Il sera donc nécessaire comme pour les ISR de nettoyer les surfaces de façon novatrice, et d'installer des pompes de type NEG dont les coefficients de désorption moléculaire par les ions, seront connus. Ces deux derniers points sont en cours d'étude au CERN.

II.5.2 Désorption induite par les photons ou photodésorption

Les particules ultra-relativistes chargées qui circulent dans les accélérateurs synchrotrons émettent de la lumière chaque fois qu'elles subissent une accélération. Cette accélération peut être produite par différents éléments placés dans l'anneau de l'accélérateur, les cavités accélératrices, onduleurs, wigglers, aimants de focalisation et de courbure. L'énergie de cette lumière dépend de l'énergie des particules du faisceau ($E = \gamma m_0 c^2$) et dans le cas d'une accélération due à un champ magnétique ($\vec{F}_B = \frac{d\vec{P}}{dt}$), de la courbure de leur trajectoire. Cette lumière est appelée rayonnement synchrotron ⁵.

Jusqu'à présent seuls les accélérateurs de leptons émettent un rayonnement suffisamment intense pour désorber des molécules ou produire des électrons. Désormais les protons qui circuleront dans le LHC rayonneront aussi des photons d'énergie suffisante pour

⁵cf chapitre III pour plus de détails.

induire de la désorption. De plus cette photodésorption sera plus intense que pour les collisionneurs actuels du fait du nombre plus élevé de protons présents dans l'anneau.

Le phénomène de photodésorption moléculaire a été, et est toujours, étudié de manière extensive et intensive depuis plus de trente cinq ans. Les recherches qui se sont portées sur la photodésorption de surfaces techniques "pures" (Tungstène, Cuivre OFHC⁶, Aluminium...) ou d'alliages (Acier Inoxydable, alliage d'Aluminium, couche mince à base de Titane, de Zirconium...) ont été effectuées à différentes énergies de photons, à différentes températures de surface, à différents angles d'incidence ; par exemple dans les références [19] [33] [34] [35] [36] [12]. Malgré toutes ces études il n'existe pas de modèle capable de décrire ou de prédire, de façon satisfaisante, ce qui se passe dans le matériau, ni la manière dont la désorption se produit. Toutefois des hypothèses ont été émises sur le processus de désorption induit par les photons.

La désorption de molécules d'une surface induite par les photons (PSD⁷), caractérisée par le coefficient η (nombre de molécules désorbées par photon incident), peut se faire selon deux mécanismes : une désorption directe par les photons [19] [37], ou via les photoélectrons émis par le matériau [38] [39].

Dans le cas de la désorption directe [19], la description du processus est la suivante. Un photon incident excite une molécule adsorbée, celle-ci monte sur un état d'énergie répulsif à partir duquel elle peut s'échapper. L'énergie cinétique d'une telle molécule serait égale à la différence entre l'énergie du photon incident moins l'énergie de liaison de la molécule sur la surface, ou énergie d'activation pour la désorption. Toutefois il n'existe aucune relation simple entre le maximum de désorption et l'énergie d'activation pour la désorption. Des études de photodésorption ($E_{h\nu} \lesssim 3.5$ eV) moléculaire de CO₂ ont été effectuées sur un cristal semiconducteur de ZnO [37] afin de vérifier la validité de l'hypothèse ci-dessus. De ces expériences il ressort :

Qu'une surface composée d'un oxyde métallique "propre", ou "pur" est pratiquement inerte, cependant la présence de carbone sur la surface va permettre d'initier la désorption. Il est à noter que le CO₂ de la surface a été produit par exposition à l'oxygène. La molécule d'oxygène peut se lier à un atome de carbone de la surface et former un complexe CO₂⁻ très fortement lié à la surface.

Les molécules de CO₂ désorbées ne le sont pas par l'interaction directe des photons mais par la migration des trous formés par les photons pendant l'irradiation. Ces trous se recombinaient avec les électrons des complexes CO₂⁻, créant des molécules de CO₂ faiblement liées à la surface. Celles ci désorbent ensuite thermiquement [37].

La section efficace de désorption directe par les photons serait de l'ordre de 10^{-23} cm², ce qui est beaucoup plus faible que la section efficace de désorption d'ions ou de neutres par les électrons ; respectivement 10^{-18} cm² et 10^{-16} cm² [37].

Les photons de la lumière synchrotron peuvent aussi avoir suffisamment d'énergie pour produire des photoélectrons ou des électrons secondaires. D'après [38] [39] la désorption

⁶OFHC : Oxygen Free High Conductivity

⁷Photon Stimulated Desorption

moléculaire induite par les photons est un procédé à deux étapes : émission d'électrons des parois de la chambre à vide par effet photoélectrique puis bombardement de ces parois par ces électrons. Il a aussi été mis en évidence que la photoproduction d'électrons varie en $\frac{1}{\sin \varphi}$, tout au moins pour des énergies supérieures à 40 eV et pour des angles $\varphi > 10^\circ$. Les études ultérieures ont montré que cette dépendance n'était vraie que pour des grands angles [40]. Il a aussi été montré dans [41] que les interactions qui aboutissent à la désorption de molécules sont des phénomènes de surface et que les photons capables de pénétrer plus profondément dans le matériau sont inefficaces. La Figure II.8 résume ce dernier résultat. Elle montre en outre que la désorption des molécules n'est pas obligatoirement due à un bombardement électronique résultant de la photoémission d'électrons comme écrit dans [38] et [39] ; mais que des phénomènes électroniques prennent place dans le matériau et que ce sont eux qui induisent la désorption moléculaire. Ce dernier point était pressenti dans [37], sans que les auteurs ne l'écrivent explicitement dans leur conclusion.

Suivant ces résultats on devrait s'attendre lorsque l'on augmente l'énergie du rayonnement synchrotron à une baisse de la charge de gaz photodésorbée. Il n'en est rien. Les résultats du LEP montrent en effet que les photons, dont les énergies sont de quelques centaines de keV à quelques MeV, font augmenter le coefficient de photodésorption η [1] ; toutefois cette augmentation de η peut s'expliquer. Les photons très énergétiques ne produisent plus d'effet photoélectrique mais peuvent créer des paires électrons-positrons ou subir une diffusion Compton sur les électrons du matériaux. A haute énergie (supérieure à quelques centaines de keV) la section efficace de diffusion Compton est supérieure à la section efficace de l'effet photoélectrique, cf Figure II.9. Cette diffusion Compton va produire une gerbe de photons de moindre énergie ainsi que des électrons qui vont aller percuter des parois de la chambre à vide qui n'étaient jusqu'alors pas ou peu irradiées, et donc quasiment pas nettoyées. La résultante est une augmentation du coefficient de photodésorption η .

Lors du bombardement de photons, les molécules H_2 , CH_4 , CO et CO_2 sont généralement désorbées en quantités importantes. Pour un système non étuvé le signal prépondérant provient des molécules d'eau. La Figure II.10 présente la variation du coefficient de photodésorption avec la dose de photons pour une cible en acier inoxydable telle que celle représentée par la Figure III.6. On peut tenter d'expliquer la forme caractéristique du nettoyage de la surface par un modèle de diffusion [20]. Pour ce modèle on prend en compte le volume du solide. La diffusion est basée sur les deux lois de Fick

$$\frac{\partial C}{\partial t} = D \frac{\partial^2 C}{\partial x^2} \quad (II.38)$$

$$q = -D \frac{\partial C}{\partial x} \quad (II.39)$$

Ou C est la concentration d'un élément dans le matériau, D est le coefficient de diffusion et q est le flux moléculaire.

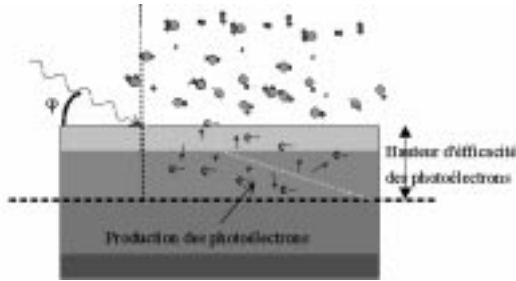


FIG. II.8: Production de photoélectrons suivant l'angle d'incidence [12]

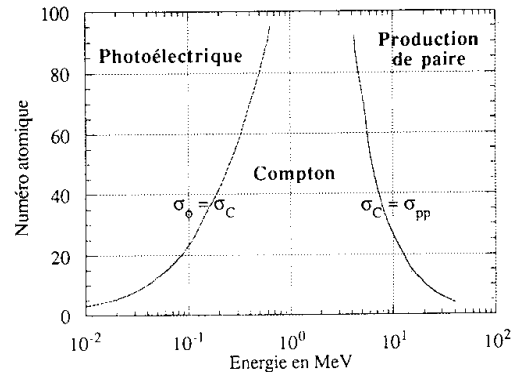


FIG. II.9: Importance relative de l'effet photoélectrique, de l'effet Compton et de la production de paires en fonction de l'élément et de l'énergie des photons [42]

Dans ce modèle, la photodésorption ou l'électrodésorption est la combinaison de deux processus simultanés : la désorption de molécules de la surface et la diffusion des atomes vers la surface. Puisque le processus de diffusion est plus lent que le processus de désorption, le coefficient de photodésorption se trouve limité par la diffusion. Ce modèle ne s'applique bien qu'à l'hydrogène comme on peut le constater sur l'interpolation de la Figure II.10. Il prédit, pour une surface dont la concentration en hydrogène, est constante une variation en $\Gamma^{-\alpha}$ [43]. Il a été trouvé dans [43], et pour l'électrodésorption, que la constante α pour l'hydrogène était supérieure à $1/2$. Or comme on peut le constater sur la Figure II.10 la valeur de notre constante α est moindre. Ceci implique que de plus amples études théoriques sont nécessaires pour compléter ce modèle, et expliquer les différences entre la photodésorption et l'électrodésorption.

Comme ce modèle ne semble être valide que pour l'hydrogène, la désorption des autres molécules doit être expliquée autrement. Une interprétation pour le cuivre au niveau microscopique a été proposée dans [44]. On considère une surface de cuivre recouverte d'un oxyde CuO lui-même recouvert d'une couche de carbone. On suppose que l'hydrogène diffuse vers la surface par diffusion thermique ; sous l'effet des photons l'oxyde de cuivre est dissocié et l'oxygène migre vers la surface. En passant dans la couche de carbone l'oxygène et l'hydrogène peuvent se recombinaison ensemble ou avec le carbone et ainsi donner naissance aux molécules d'hydrogène, de méthane, d'eau, de monoxyde et de dioxyde de carbone. Ce mécanisme est représenté par la Figure II.11.

De même que pour les ions, les photons du LHC vont pouvoir désorber les molécules sorbées sur l'écran de faisceau. Dans ce cas là également, il faudra protéger les molécules physisorbées du rayonnement synchrotron, afin d'éviter que le phénomène de recyclage [12] ne fasse augmenter la pression à un niveau tel que cela induise la perte du faisceau de protons par diffusion nucléaire, bien avant les 100h de durée de vie demandée [9] [11]. Une

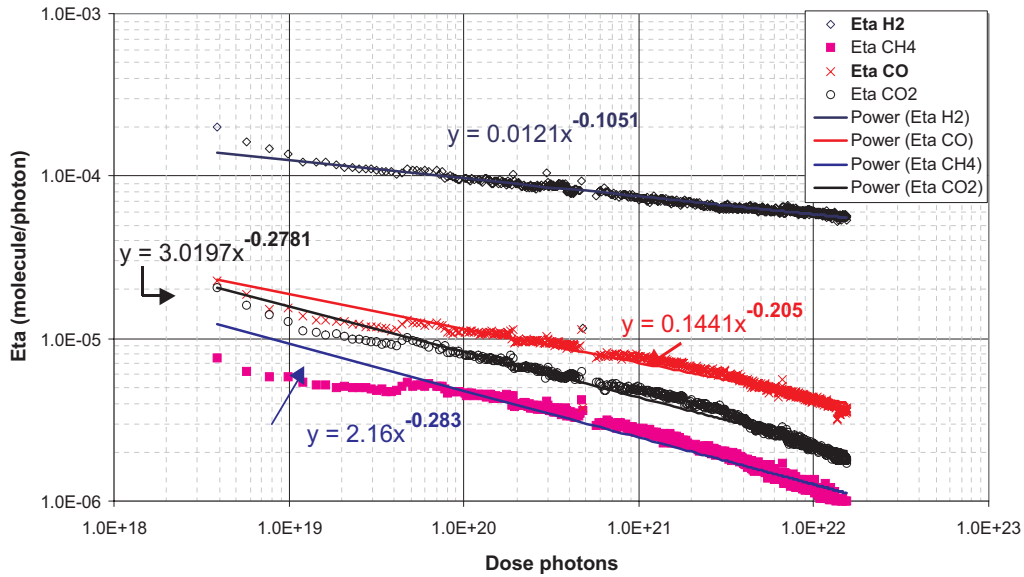


FIG. II.10: Variation du coefficient de photodésorption en fonction de la dose de photons pour une chambre en acier inoxydable étuvée à 300 °C pendant 24h en incidence normale à une énergie critique de 194 eV

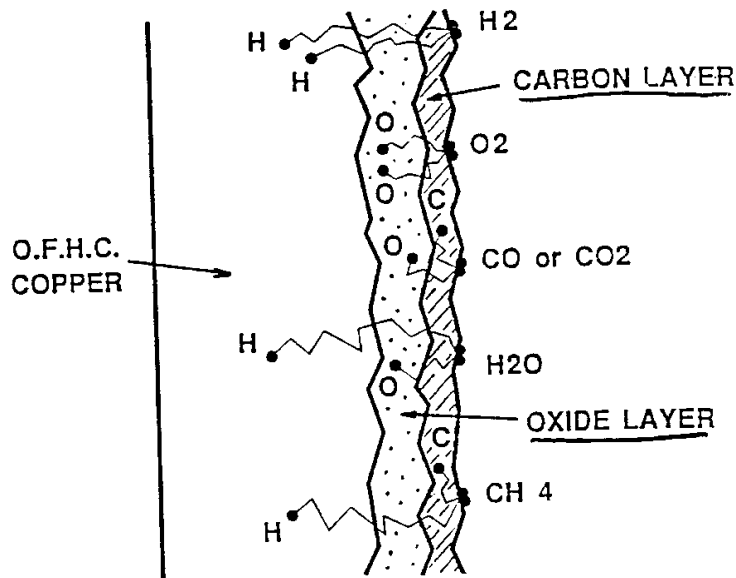


FIG. II.11: Proposition d'un modèle de désorption induite par photons pour une surface de cuivre OFHC [44]

fois encore il est nécessaire d'assurer le pompage des molécules désorbées par les trous de l'écran de faisceau. Des études de PSD sur des surfaces à des températures cryogéniques et leurs implications pour le LHC ont été réalisées dans [12].

II.5.3 Désorption induite par les électrons ou électrodésorption

Nous avons vu que la désorption induite par des ions ou des photons va aussi impliquer l'émission d'électrons. Ces électrons peuvent à leur tour, et s'ils ont assez d'énergie, désorber du gaz de la chambre à vide. Cette désorption induite par les électrons (ESD⁸) est étudiée depuis bien plus longtemps que la désorption induite par les photons [45], et les processus de désorption sont différents des processus de PSD [37]. Toutefois comme dans le cas de la photodésorption il n'existe pas un modèle capable de décrire ou de prédire le processus d'électrodésorption [46].

Puisque les procédés d'ESD et de PSD sont différents, il est raisonnable de penser qu'en première approximation le processus de désorption induit par les électrons peut être direct. C'est à dire un transfert direct de l'énergie de l'électron à la molécule sorbée sur la surface. Soit la collision représentée par la Figure II.12. Les équations associées sont :

$$\begin{cases} m_e v_1 + 0 = m_e v_3 \cos \theta + m v_4 \cos \alpha \\ 0 = m_e v_3 \sin \theta - m v_4 \sin \alpha \end{cases} \quad (\text{II.40})$$

$$\frac{1}{2} m_e v_1^2 + 0 = \frac{1}{2} m_e v_3^2 + \frac{1}{2} m v_4^2 \quad (\text{II.41})$$

Avec m_e la masse de l'électron, m la masse de la molécule et $v_{1,3}$, les vitesses de l'électron avant et après le choc.

Des équations II.40 II.41 on déduit l'équation II.42.

$$\frac{1}{2} m_e v_1^2 \left(1 - \frac{1}{\cos^2 \theta} \right) = m v_4 \left(\frac{1}{2} v_4 + \frac{m v_4 \cos^2 \alpha}{2 m_e \cos^2 \theta} - \frac{v_1 \cos \alpha}{\cos^2 \theta} \right) \quad (\text{II.42})$$

L'énergie maximum donnée par l'électron à la molécule est obtenue pour $\theta = \pi$ et $\alpha = 0$.

$$v_4 = \frac{2 m_e v_1}{(m_e + m)} \quad (\text{II.43})$$

En faisant l'hypothèse suivante $m \gg m_e$, nous avons l'équation finale :

⁸Electron Stimulated Desorption

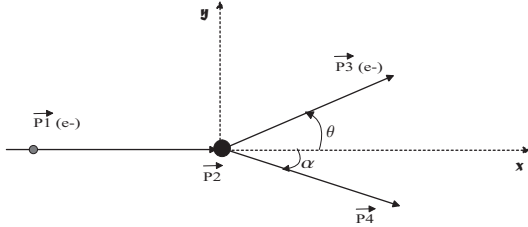


FIG. II.12: Choc élastique entre un électron libre et une molécule au repos

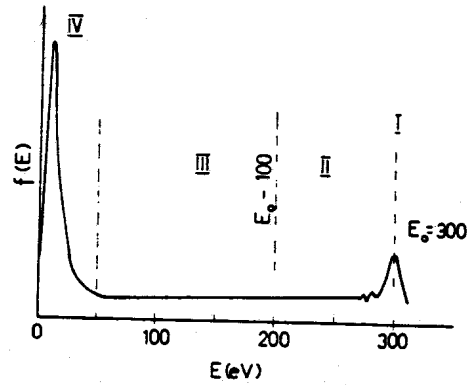


FIG. II.13: Spectre en énergie des électrons secondaires produits par des électrons primaires de 300 eV

$$E_{molec} = \frac{4 m_e}{m} E_{elect_incident} \quad (II.44)$$

Lorsque la molécule est liée au solide sa masse effective devrait être corrigée. Toutefois si l'on suppose cette correction faible [19] le maximum d'énergie que l'on peut transférer pour un électron de 300 eV percutant une molécule d'hydrogène est de 0.33 eV. Avec cette énergie là, seules les molécules physisorbées d'hydrogène pourraient être désorbées, voir la remarque du § II.3.2.

Cependant pour cette énergie on observe la désorption de molécules chimisorbées comme le CO. Comme pour le processus PSD, la désorption par transfert d'énergie direct n'est pas le mécanisme prépondérant de la désorption. Un mécanisme de désorption possible a été proposé par l'intermédiaire d'une excitation électronique [19] [37]. Dans ce modèle, dit MGR⁹, les espèces adsorbées peuvent subir une transition Franck-Condon [47] qui peut faire passer la molécule adsorbée d'un état lié vers un état anti-lié. Elles peuvent aussi subir une transition Franck-Condon vers un état non lié dissociatif. Si les fragments résultants ont suffisamment d'énergie cinétique ils peuvent alors quitter la surface. Le seuil pour ce processus de désorption, pour H⁺, est de l'ordre de 5 à 20 eV. Ce modèle simple fonctionne très bien pour expliquer la désorption de molécules physisorbées [46]. Toutefois si l'on regarde un spectre en énergie des électrons qui bombardent une surface, Figure II.13, on peut imaginer d'autres scénarios [46]. Le spectre de la Figure II.13 se décompose comme suit [20].

Le groupe I (à 300 eV) correspond aux électrons du faisceau primaire qui sont élastiquement réfléchis.

Le groupe II (entre 200 et 300 eV) correspond aux électrons réfléchis et qui ont perdu de l'énergie par différents processus : Pertes plasmon, ce sont les oscillations qui

⁹MGR : Menzel-Gomer-Redhead

précèdent le pic des électrons réfléchis ; l'énergie de ces ondes plasmas est de l'ordre d'une dizaine d'eV. Pertes par ionisation d'électrons dans les couches électroniques du matériau. Pertes par transfert d'énergie vibrationnelles aux molécules adsorbées.

Le groupe III (entre 50 et 200 eV) inclut tous les électrons réfléchis inélastiquement ainsi que les électrons Auger du matériau.

Le groupe IV correspond aux électrons secondaires vrais. Ce groupe a un maximum d'émission à quelques eV et contient la majeure partie des électrons émis par le matériau dans le spectre total.

Au vu de tous les phénomènes de perte d'énergie des électrons dans un matériau il est clair que la désorption des molécules de la surface doit être la résultante de nombreux phénomènes de relaxation du matériau. On peut très bien imaginer un modèle de désorption basé sur la relaxation d'une oscillation plasmon [48] ou d'une recombinaison Auger [46].

Pour le moment tous les modèles publiés dans la littérature ne s'appliquent que pour des surfaces non techniques.

Multipactor

Dans un accélérateur type LHC, le bombardement électronique peut se produire par l'émission de photoélectrons, mais aussi par l'augmentation du nombre d'électrons présents dans la chambre à vide du fait de la structure en paquets du faisceau qui circule. C'est le phénomène de "multipacting" [1]. Pour le LHC le phénomène est représenté par les Figures II.14 et II.15.

Le rayonnement émis par les protons contenus dans un paquet lors de leur passage dans un aimant de courbure induit, entre autres, une émission d'électrons de la surface des parois de la chambre à vide. Ces électrons sont accélérés par le champ électrique de ce même paquet et vont percuter la paroi opposée avec une énergie suffisante pour provoquer une émission d'électrons secondaires Figure II.14. Si le paquet de protons qui suit est suffisamment éloigné, ces électrons secondaires vont alors se perdre dans les parois de la chambre sans induire ni émission d'électrons secondaires ni désorber le gaz sorbé sur la surface du tube à vide. En revanche si les paquets sont suffisamment rapprochés une résonance peut se produire, comme représenté par la Figure II.15. Ces électrons dont l'énergie moyenne est comprise entre 300 eV et 400 eV [49] vont induire une désorption supplémentaire qui va de nouveau limiter la durée de vie du faisceau. La présence de ces charges négatives et donc d'un champ électrique peut aussi perturber les trajectoires des paquets suivants. Le faisceau serait alors perdu par "instabilité transverse multipaquets" [50].

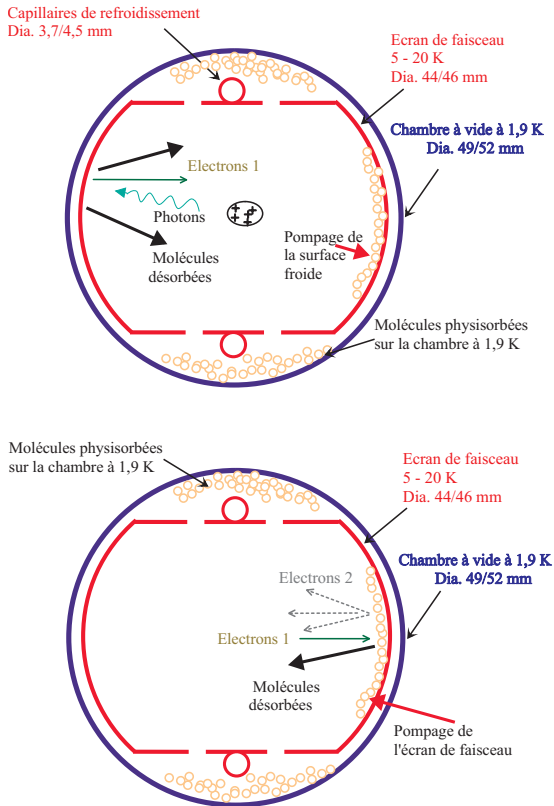


FIG. II.14: Phénomènes induits pendant et peu après le passage du faisceau dans la chambre à vide du LHC

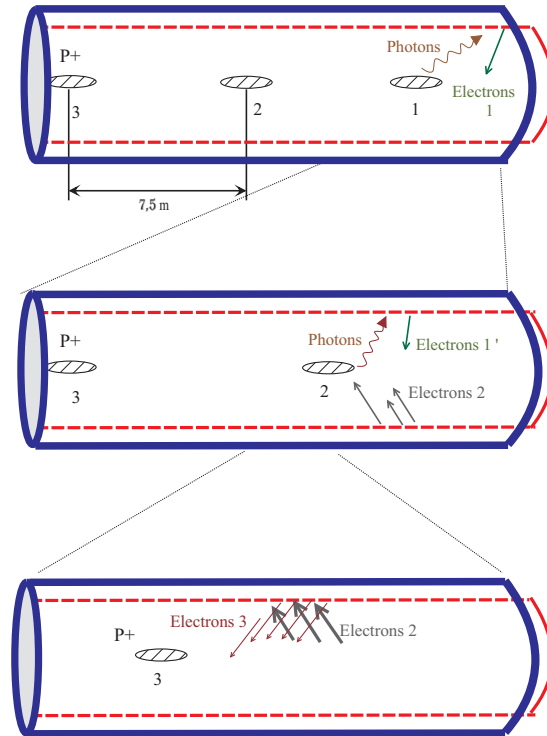


FIG. II.15: Apparition du phénomène de multipacting dans la chambre à vide du LHC

Ce phénomène de multipacting est connu depuis l'invention des klystrons. Il dépend du coefficient d'émission électronique secondaire du matériau. Pour éviter le multipacting, les klystrons furent recouverts d'une surface de titane [39]. Dans les ISR une chambre en aluminium fit perdre le faisceau en quelques minutes. On remplaça l'aluminium par une chambre en acier inoxydable.

Electrons secondaires

Pour éviter ce phénomène il faut donc choisir un matériau dont le coefficient d'émission d'électrons secondaires est faible. La Figure II.16 présente les coefficients d'électrons secondaires δ pour certains type de surfaces techniques. On constate tout de suite que l'aluminium est un matériau à éviter dans la conception de machines qui peuvent présenter un risque de création de multipacting. Les chambres du LEP sont en aluminium, mais la structure du faisceau est telle qu'il n'y a pas de risque de multipacting.

Remarque :

Pour un même corps, il faut différencier la surface technique et le corps pur. En effet les

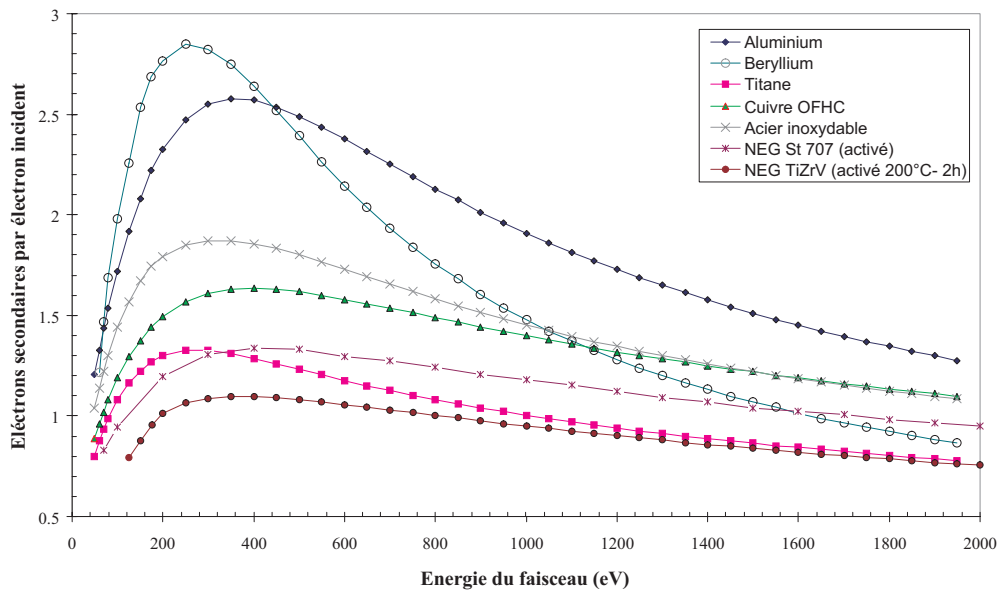


FIG. II.16: Production d'électrons secondaires en fonction de l'énergie de l'électron incident pour des surfaces techniques étuvées à 350 °C [53], [54]

coefficients d'émission d'électrons secondaires d'un même matériau est différent suivant si il est pur ou si une couche d'oxyde est présente en surface, cas des surfaces techniques. Pour des énergies d'électrons incidents inférieures à 2 keV, les corps purs ont un coefficient d'émission secondaire δ [51] inférieur aux surfaces techniques [52].

On remarquera que le meilleur matériau est le titane dont une autre propriété est de chimisorber des molécules d'oxygène et de former un oxyde TiO_2 . Cette propriété de sorption ou "gettering" est déjà utilisée en sublimant du titane en ultra vide. Ce titane se dépose sur les parois qui l'entourent et forme un film actif capable de sorber des molécules comme l'hydrogène, l'oxygène ainsi que le monoxyde et dioxyde de carbone. Ce type de pompe est communément appelé pompe *Getter*, l'équivalent français pourrait être pompe à sorption.

II.6 Les pompes de type Getter

A l'heure actuelle il n'existe pas de définition officielle pour la notion de *getter*. Toutefois une des définitions possibles est¹⁰ :

Getter : Substance utilisée pour sorber des gaz et diminuer leurs pressions partielles dans n'importe quel environnement spécifique.

¹⁰Une des définitions proposées au 23^{ème} Workshop de l'IUVSTA. Gettering materials : principes and uses. Une autre définition est proposée dans [1]

Les substances getter classiques sont le baryum, le titane, le zirconium, l'hafnium, le césium, le phosphore ainsi que certains actinides comme l'uranium ; celui-ci est très efficace car il peut former des oxydes UO_3 , par comparaison le titane ne forme que des liaisons TiO_2 . Du fait de sa grande réactivité à l'oxygène l'uranium est parfois utilisé en ultra vide, toutefois ses inconvénients sont évidents, radioactivité et pyrophoricité. Depuis une dizaine d'années on forme des alliages entre une substance getter et d'autres éléments comme le vanadium, le cobalt, le nickel, l'aluminium afin d'accroître certaines propriétés de l'alliage getter formé. On peut par exemple diminuer la température d'activation ou augmenter la diffusivité de l'hydrogène dans le getter.

Les pompes getter se répartissent en deux groupes : les getters évaporables et les non-évaporables ou NEG¹¹. Le domaine d'utilisation efficace à toutes deux commence à 10^{-9} Torr. Quels que soient les getters actuels utilisés, il est important de mentionner qu'ils ne chimisorbent pas les gaz nobles, et qu'à température ambiante ils ne chimisorbent pas les hydrocarbures (alcanes).

II.6.1 Les getters évaporables

Les matériaux les plus communs qui sont utilisés comme getter évaporable sont le baryum et le titane. Le baryum n'est pas employé en ultra vide mais est utilisé pour pomper ou préserver le vide d'éléments fermés, comme les tubes des canons à électrons [1]. Le baryum est produit par évaporation d'un alliage de $BaAl_4$ chauffé à $900\text{ }^\circ\text{C}$. L'élément le plus répandu est le titane, dont un exemple typique comme pompe getter évaporable est la pompe à sublimation de titane. Le titane que l'on veut sublimer en ultra vide se présente sous forme de filaments ou de boules, qui sont les "réservoirs" à titane. La sublimation s'obtient en chauffant le titane par effet joule ($\sim 40\text{ A}$) entre des températures de $1300\text{ }^\circ\text{C}$ et $1400\text{ }^\circ\text{C}$. Le titane évaporé se dépose sur les parois environnantes et peut chimisorber les gaz réactifs précédemment cités. La vitesse de pompage du titane peut être accrue en refroidissant les parois sur lesquelles il s'est déposé, avec de l'azote liquide par exemple. Le refroidissement à l'azote liquide permet en outre de physisorber le méthane, gaz qui ne forme pas de liaison avec le titane. Le Tableau II.2 donne la vitesse la vitesse de pompage d'un film de titane de 1 cm^2 .

A température ambiante tous les gaz adsorbés par le titane restent en surface, réduisant peu à peu la capacité de pompage et donc la vitesse de pompage du film getter. L'hydrogène est une exception puisqu'il diffuse dans le matériau. Ce gaz n'affecte pas la capacité de pompage de surface du film de titane déposé. Les liaisons formées par le titane ont des énergies supérieures à 120 kJ/mol ($>1.2\text{ eV}$) ce qui empêche pratiquement la désorption thermique à température ambiante, cf Tableau II.1. Il n'en va pas de même pour l'hydrogène car son énergie de liaison est de l'ordre de 0.8 eV [1], toutefois il y a compétition entre la diffusion de l'hydrogène dans le matériau et la désorption naturelle.

La capacité et la vitesse de pompage du film de titane peuvent être restaurées par une nouvelle sublimation du titane contenu dans la boule ou les filaments de la pompe. La

¹¹Non Evaporable Getter

Gaz	S (l/s)	
	Film à 293 K	Film à 77 K
H ₂	2.3	6.1
N ₂	2.4	6
O ₂	6.6	8.9
CO	10	11
CO ₂	5	9

TAB. II.2: Vitesse de pompage d'un film de titane de 1 cm² à température ambiante et à celle de l'azote liquide. CERN / Le Normand.

capacité totale de la pompe ne dépend que de la quantité de titane, totale, présente dans les réservoirs ; boules de titane ou filaments. En principe la pression la plus basse que l'on peut atteindre sera limitée par la pression de vapeur du titane ($< 10^{-11}$ Torr à 1000 K [16]) ou par la présence de gaz non adsorbable par celui-ci.

II.6.2 Les NEG

Les getters non évaporables se présentent généralement sous la forme de poudre qui peut être déposée sur un ruban métallique (substrat) par pressage [1]. Ces poudres sont des alliages contenant un élément getter comme le zirconium par exemple.

Ces getters sont activés en chauffant le ruban sur lequel ils sont déposés. Suivant la température utilisée le getter peut être totalement activé ou simplement dépassivé [55]. Toutefois les NEG sont des matériaux pyrophoriques, ce qui implique de bien contrôler la température d'activation ainsi que de s'assurer de la pression partielle d'oxygène dans l'enceinte.

L'activation du getter implique une libération des sites adsorbants de la surface par diffusion dans le matériau des molécules présentes en surface. Le comportement de l'hydrogène est identique pour les NEG et pour les getters évaporables. Les comportements des molécules sur un NEG peuvent être représentés par les Figures II.17 et II.18.

Le mécanisme permettant d'expliquer la diffusion des atomes constituant les molécules présentes en surface, dans le volume du matériau pendant l'activation n'est, à l'heure actuelle, pas totalement compris. On sait qu'il est dépendant : de l'énergie de liaison entre la surface métallique et les atomes, de la solubilité de ces atomes dans le matériau en fonction de la température, de la réduction de l'énergie potentielle des atomes c'est à dire de l'enthalpie de formation de l'atome en solution dans le solide contre l'enthalpie de formation d'un complexe¹² en surface ; par exemple le chlore et le soufre migrent en surface pour diminuer leur énergie potentielle.

Puisque l'activation du NEG fait diffuser les molécules dans le matériau cela implique une durée de vie du NEG. La durée de vie dépend de la concentration d'éléments atomiques que le NEG peut accepter en solution.

¹²Oxyde, Carbure, Nitrure

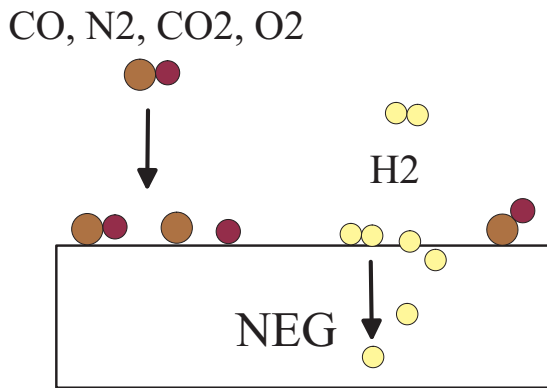


FIG. II.17: Comportement d'un NEG à température ambiante, pompage du NEG

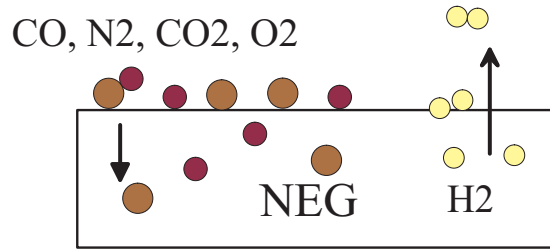


FIG. II.18: Activation d'un NEG

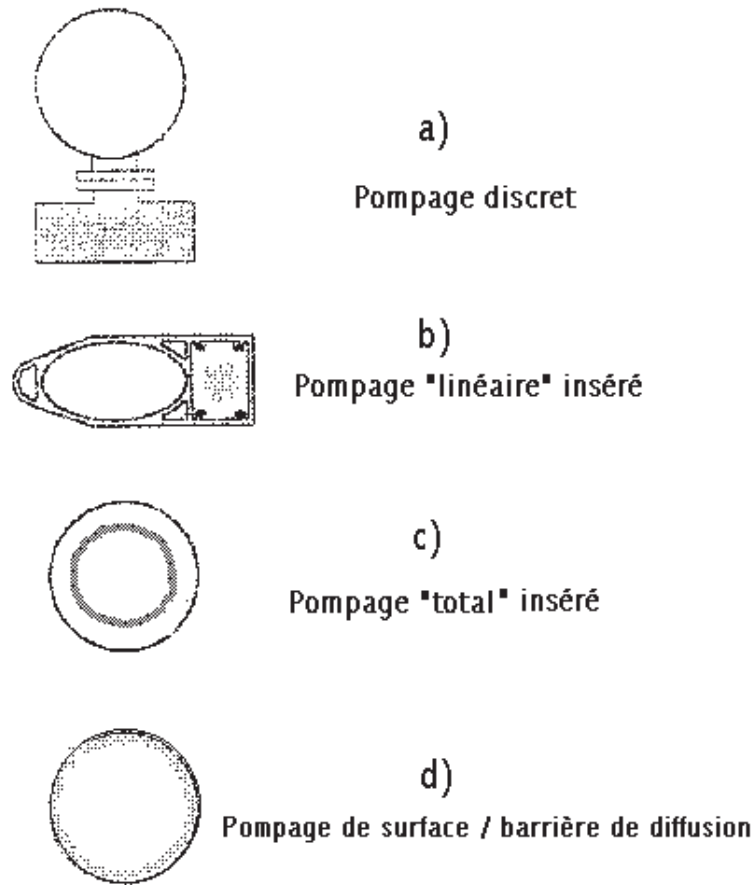


FIG. II.19: Evolution des systèmes de pompage des accélérateurs [56]

Dans le cas du NEG St 707TM [55] une concentration de plus de 20 Torr.l.g⁻¹ d'hydrogène le rend cassant, ou peut provoquer une départicularisation¹³ des grains du NEG [55]. Les propriétés de pompage réversible de l'hydrogène par le NEG, ainsi que les grandes quantités d'hydrogène que le NEG peut pomper, sont utilisées en physique des plasmas de fusion pour stocker le tritium ou le deutérium nécessaire au fonctionnement des futurs Tokamaks [57] [58].

Il est à noter qu'en général les NEG font de l'adsorption dissociative lorsqu'ils sont chauds, mais peuvent aussi adsorber dissociativement les molécules à température ambiante. Le NEG St 707 adsorbe dissociativement à 300 K H₂, H₂O, CO et CO₂ [57] [59].

Pour un accélérateur le NEG présente un avantage considérable par rapport à une pompe à sublimation de titane. Il peut être inséré dans des tubes longs et assurer un pompage distribué, que ce soit un pompage linéaire ou inséré total, voir Figure II.19 b) et c). Une pompe NEG en insertion totale pourrait être construite en montant des rubans de NEG placés les uns contre les autres sur un support cylindrique de la longueur de la chambre à vide, ce support sera ensuite inséré dans le tube à vide [1].

La courbe de la Figure II.6 présente l'effet d'un pompage distribué par rapport à un pompage discret. L'activation d'un NEG installé dans une chambre à vide d'un accélérateur peut être faite durant l'étuvage de la chambre (principalement chauffage du NEG inséré dans la chambre par radiation), ou par chauffage résistif. Le NEG St 101 installé dans le LEP et qui assure un vide statique de quelques 10⁻¹² Torr est chauffé résistivement à 700 °C par le passage d'un courant de 90 A. Les températures d'activation du NEG St 707 sont de 350 °C pendant 24h ou de 400 °C pendant 50 minutes [30] [55], ce qui permet de l'activer pendant l'étuvage des chambres à vide. Les vitesses de pompage du NEG St 707 sont données à l'Annexe C.

A des températures inférieures aux températures d'activation (~200 °C) les NEG sont reconditionnés partiellement, c'est à dire que leurs surfaces sont en partie libérées par désorption ou diffusion des molécules adsorbées.

La dernière évolution dans les NEG sont les NEG déposés en couche mince sur une surface [60]. Cette dernière technique permet de recouvrir directement les parois de la chambre à vide d'un accélérateur. Les avantages d'un tel dépôt sont une meilleure activation du NEG lors de l'étuvage puisqu'ils sont activés par conduction et non plus par rayonnement. Ils permettent de réduire l'encombrement de la chambre à vide, ce qui est très important pour les détecteurs de la physique des particules. Ces films minces peuvent être activés à des températures de 200 °C. Ils réduisent le dégazage des matériaux et ils ont un coefficient d'électrons secondaires faible une fois activé [1]. Ces films sont en général des alliages de Ti, Zr, Hf, Nb, V; ces films sont intensivement étudiés au CERN [1]. Les deux alliages qui ont obtenu de bonnes performances au niveau du pompage après activation à 200 °C sont le Ti-Zr et le Ti-Zr-V.

¹³Départicularisation : libération de "poussières"

II.6.3 Les NEG en présence de rayonnements

Nous avons vu dans le § II.5 que si l'on choisissait un pompage judicieux, il était possible de diminuer les effets du dégazage thermique et d'obtenir un excellent vide, même sur des enceintes présentant de grandes surfaces. Pour un accélérateur le choix d'un tel pompage est le pompage intégral par la surface, Figure II.19 d). Dans les sections froides du LHC ce pompage est assuré par le "cold bore" à 1.9 K. Dans les sections chaudes comme les chambres des détecteurs le choix serait l'utilisation d'un NEG en couche mince. A l'heure actuelle il est encore difficile techniquement de recouvrir de façon homogène des chambres de 15 m de long avec ce genre de film. Il reste donc comme solution, pour des machines actuelles, l'insertion de ruban NEG en pompage linéaire, comme pour le LEP ou en insertion totale.

L'insertion totale ou le dépôt en couche mince dans les tubes à vide expose le NEG aux rayonnements que produit le faisceau de particules. Il est donc important d'étudier les surfaces NEG lorsqu'elles subissent des irradiations de photons, d'électrons et d'ions, afin de savoir si elles sont compatibles avec la bonne marche d'un accélérateur.

Les questions auxquelles il faut répondre sont les suivantes :

- Quels sont les coefficients d'émission d'électrons secondaires des NEG activés ?
- Quels sont les coefficients d'émission d'électrons secondaires des NEG saturés ?
- Sont-ils compatibles avec le problème du multipacting ?
- Quels sont les coefficients de désorption moléculaires des NEG activés induits par les ions, les photons, les électrons ?
- Quels sont les coefficients de désorption moléculaires des NEG saturés induits par les ions, les photons, les électrons ?
- Sont-ils compatibles avec le problème d'instabilité de pression et de durée de vie du faisceau ?

Des éléments de réponse existent pour les trois premières questions. La Figure II.16 montre qu'en effet le NEG St 707 une fois activé est un bon candidat, ainsi que les NEG a base de titane [54] [61] [62] [63].

Pour les trois questions suivantes, nous nous sommes intéressés au NEG St 707 /CTAM/30D produit par la firme SAES[®] Getters. Ce NEG se présente sous la forme d'une poudre de Zr (70%) V (24.6%) Fe (5.4%) pressée sur un substrat en constantan (55% Cu et 45% Ni). Il est livré, dans une boîte scellée sous une atmosphère d'azote ou d'argon, sous la forme d'un ruban de 3 cm de large sur quelques mètres de longueur. La poudre est pressée sur les deux côtés du ruban en constantan.

Nous allons montrer que le NEG St 707 est compatible avec la bonne marche d'un accélérateur lorsqu'il subit une irradiation par des photons et des électrons.

Chapitre III

Photodésorption du NEG St 707 à EPA

Dans ce chapitre, nous présenterons le programme des mesures et les lignes de lumière utilisées. Nous discuterons les résultats obtenus, à température ambiante, pour les irradiations effectuées à différentes énergies critique du NEG St 707 /CTAM/30D (Zr (70%) V (24.6%) Fe (5.4%). Nous les comparerons à ceux obtenus sur des cibles en acier inoxydable.

III.1 Principe des mesures

Pour mesurer le coefficient de photodésorption η , nous allons utiliser la méthode de la conductance. L'irradiation par le RS de la cible stimule la désorption de gaz de celle-ci. La mesure a lieu sous ultra vide. Le passage du gaz désorbé à travers une conductance placée entre la cible et la pompe, provoque une augmentation de pression dont la mesure permet de calculer le flux de gaz produit par l'irradiation et le coefficient de photodésorption η .

III.1.1 Méthode de la conductance

Soit un volume V séparé en deux par un orifice C dont on connaît la dimension et qui est petit comparé au libre parcours moyen (m) des molécules. Soit deux jauges de pression P1 et P2 telles que représentées par la Figure III.1. Le volume V2 est pompé par une pompe dont la vitesse de pompage S (l/s) est très grande par rapport à la conductance C (l/s). Le dégazage des enceintes V1 et V2 est négligeable devant le flux de gaz injecté. La mesure du flux de gaz Q (Torr.l.s⁻¹) peut alors être déterminée par la formule suivante :

$$Q = C (P_1 - P_2) \tag{III.1}$$

Considérons maintenant que le gaz injecté soit composé d'un mélange de gaz i , comme dans le cas de la désorption stimulée. L'expression du flux total de gaz Q se déduit trivialement de l'équation (III.1) et devient :

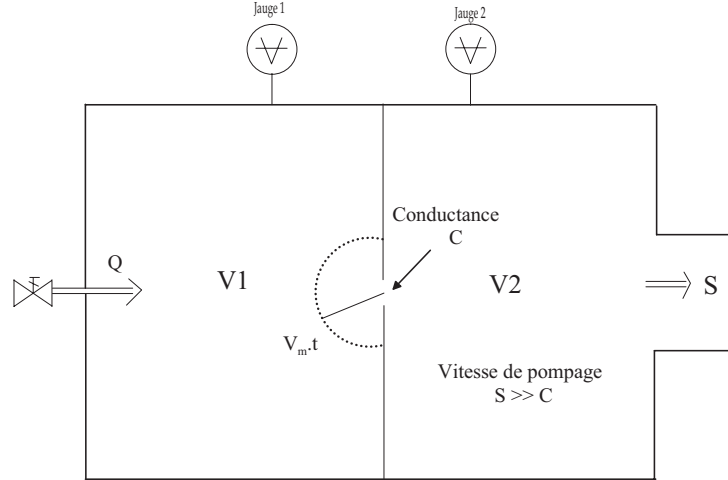


FIG. III.1: Mesure d'un flux de gaz par la méthode de la conductance

$$Q = \sum_i q_i = \sum_i C_i (P_{1i} - P_{2i}) \quad (\text{III.2})$$

Avec C_i la conductance en l/s pour chaque espèce de gaz i . P_{1i} et P_{2i} les pressions partielles (Torr) de chaque espèce de gaz

III.1.2 Détermination du coefficient de photodésorption η et du nombre total de molécules désorbées N_T

Détermination de η

Nous allons, pour déterminer le coefficient de photodésorption η , faire l'hypothèse que l'état du système vide, hors la cible, ne varie pas pendant les expériences.

La variation de pression P du gaz contenu dans une enceinte de volume V possédant un taux de dégazage Q (Torr.l.s⁻¹), pompée par un système qui a une vitesse de pompage C est :

$$V \frac{dP}{dt} = Q - C P \quad (\text{III.3})$$

Le flux de gaz total Q qui va de la cible vers la chambre de pompage, voir Figure III.4 §III.2.2, est donné, en régime stationnaire $V \frac{dP}{dt} = 0$, par l'équation (III.4)

$$Q = C (P_{NEG} - P_{pmp}) \quad (\text{III.4})$$

Où C est la conductance (en l.s⁻¹) et P_{NEG} , P_{pmp} sont les pressions totales mesurées, respectivement, par les jauges BA 1 et BA 3 (cf Figure III.4).

Il est nécessaire de tenir compte de la composition du gaz désorbé. Dès lors on identifiera le flux de gaz Q comme étant égal à $q_i = C_i (P_{1_i} - P_{2_i})$, voir équation (III.2)

L'équation (III.4) est aussi valable sous irradiation de photons, à condition que l'on reste en régime quasi stationnaire $V \frac{dP}{dt} \approx 0$, et on obtient :

$$Q = C (\Delta P_{NEG} - \Delta P_{pmp}) \quad (III.5)$$

ΔP_{NEG} et ΔP_{pmp} sont les augmentations de pressions partielles sous irradiation. Ces pressions peuvent être mesurées à condition de disposer d'un analyseur de gaz dans chaque chambre. Ces deux ΔP sont obtenues par différence entre la pression mesurée avec le faisceau de photons irradiant la cible et la pression mesurée sans faisceau. C (l/s) est la conductance pour chaque espèce de gaz.

Ecrire l'équation (III.5) en faisant apparaître ΔP plutôt que P est nécessaire car le dégazage de notre système en régime statique, n'est pas négligeable. Il est donc indispensable de soustraire aux pressions mesurées en régime dynamique le signal résiduel mesuré en régime statique

De la formule (III.5) nous pouvons calculer le coefficient de photodésorption η (molécules désorbées / photon incident), ce qui conduit à la formule :

$$\eta = G \frac{C (\Delta P_{NEG} - \Delta P_{pmp})}{\dot{\Gamma}} \quad (III.6)$$

Avec :

$\dot{\Gamma}$ le flux de photons qui frappe la cible par seconde (photons.s⁻¹)

G est une constante qui convertit les quantités de gaz (Torr.l) en nombre de molécules (1 Torr.l \sim 3.2 10¹⁹ molécules à 300 K)

ΔP_{NEG} est l'accroissement de pression dans la chambre NEG sous l'action des photons

Comme nous n'avons qu'un seul RGA, nous ne pouvons pas appliquer l'équation (III.6). Nous allons donc faire l'hypothèse que la pression au niveau de la pompe est inférieure à celle dans la chambre de mesure c'est à dire que $P_{BA3} \ll P_{BA1}$. La justification pratique de cette hypothèse est obtenue par la grande vitesse de pompage des pompes et la taille de la conductance. L'écart de pression entre les jauges BA1 et BA3, sous irradiation, donne un rapport P_{BA1} / P_{BA3} qui est entre 3 et 4 (§III.4).

Nous obtenons ainsi la formule (III.7) pratique finale :

$$\eta \approx G \frac{C \Delta P_{NEG}}{\dot{\Gamma}} \quad (III.7)$$

Calcul de N_T

Le nombre total de molécules désorbées durant l'irradiation N_T est obtenu par l'intégration du flux dégazé en fonction du temps. Ce flux est proportionnel à la pression.

De l'équation (III.7) nous obtenons :

$$\eta \dot{\Gamma} = G C \Delta P_{NEG} \quad (\text{III.8})$$

L'intégrale sous la courbe de pression en fonction du temps $\Delta P_{NEG}(t)$ nous donne la formule suivante :

$$N_T = \int_0^{\infty} G C \Delta P_{NEG} dt \quad (\text{III.9})$$

Comme les données expérimentales forment une fonction discrète, la formule (III.9) peut être approximée par l'une des sommes suivantes :

$$N_T = G C \sum_{i=1}^{t_{off}} \Delta P_{NEG_i} (t_i - t_{i-1}) \quad (\text{III.10})$$

$$N_T = G C \sum_{i=1}^{t_{off}} \frac{(\Delta P_{NEG_i} + \Delta P_{NEG_{i-1}})}{2} (t_i - t_{i-1}) \quad (\text{III.11})$$

Avec $t_0 = 0$ le début de l'irradiation et t_{off} le moment où la vanne photon est fermée, ou fin de l'irradiation.

L'écart entre les valeurs de N_T des formules (III.10) et (III.11) est négligeable à des doses de photons élevées. Typiquement la différence est d'environ 3% après 400 s d'irradiation et diminue jusqu'à 10^{-4} pour une dose de $\sim 10^{21}$ photons.

III.2 Description du dispositif expérimental de EPA

Après avoir déterminé le principe de la mesure, nous allons décrire les différents éléments que nous avons utilisés pour réaliser les expériences de photodésorption.

III.2.1 L'anneau de stockage EPA

L'anneau de stockage EPA (Electron Positron Accumulator) est une partie de l'accélérateur dénommé LPI (LEP pre-injector) qui comprend un linac et EPA. L'accélérateur LPI est une machine construite dans le but unique de remplir le LEP (Large Electron Positron collider) en électrons et positrons.

Depuis un peu plus de huit ans deux lignes de lumière, approximativement identiques, ont été construites en vue de tester différents types de surfaces susceptibles d'être utilisées dans le LHC. Ces deux lignes de lumière, SLF 92 (Synchrotron Light Facility) et SLF 42, sont installées à l'opposé l'une de l'autre comme présenté sur la Figure III.2.

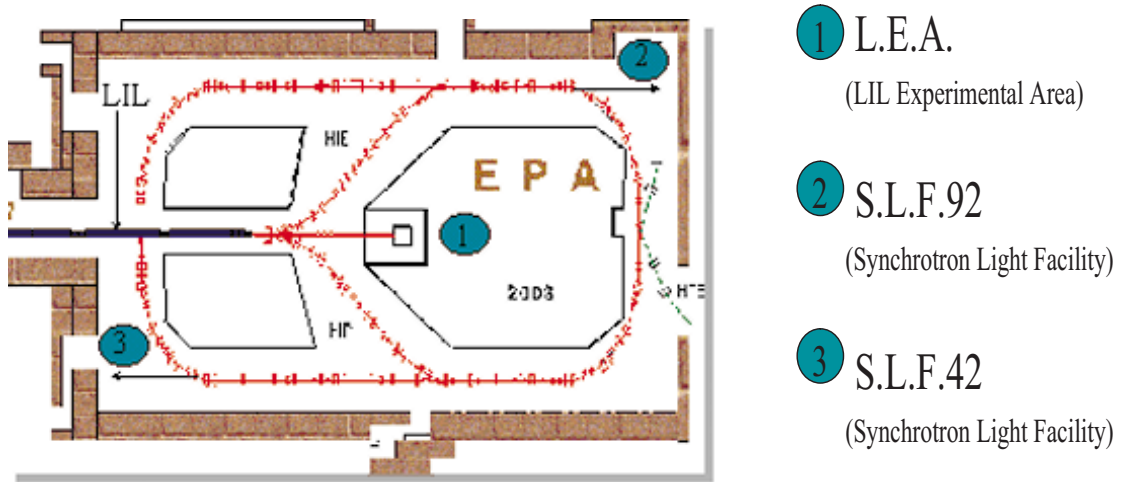


FIG. III.2: L'accélérateur EPA, [64]

La lumière synchrotronique qui est utilisée par SLF 92 et SLF 42 provient, respectivement, des deux aimants dipolaires HR BHZ 92 et HR BHZ 42 de rayon de courbure $\rho = 1.43$ m. Ce rayonnement est émis par les électrons, tangentiellment à leurs trajectoires, lorsqu'ils subissent l'accélération centripète due au champ magnétique des aimants, comme représenté par la Figure III.3. Le spectre du rayonnement synchrotron émis dans les aimants de courbures de EPA par les électrons qui y circulent peut être proche de celui du LHC lorsque EPA est réglé sur une énergie de 308 MeV.

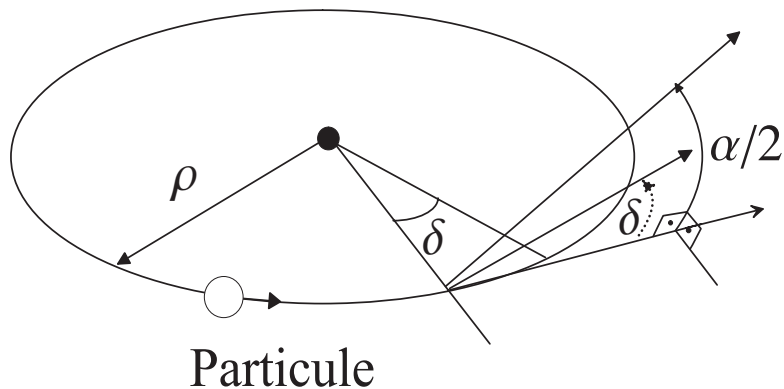


FIG. III.3: Emission de la lumière synchrotronique par une particule accélérée

Pour nos irradiations, EPA est exploité en mode accumulation d'électrons avec 8 pa-

quets de leptons. Le courant maximum moyen qui peut être accumulé dans l'anneau de stockage dépend de l'énergie des leptons [64]. A 308 MeV le courant moyen circulant dans EPA pour nos expériences a été de 120 mA ; à 500 MeV il a été de 210 mA.

Le flux de photons émis lors du passage des paquets d'électrons dans les aimants est lui aussi dépendant de l'énergie des leptons [65] [66].

Pour EPA, machine de type isomagnétique et circulaire, le nombre total de photons par seconde $\dot{\Gamma}_{Tot}$ rayonné dans 2π radians est :

$$\dot{\Gamma}_{Tot} = \frac{15\sqrt{3}}{8} \frac{P_0}{\varepsilon_c} N \quad (III.12)$$

Avec P_0 la puissance émise par radiation d'une particule chargée lors de son passage dans un aimant de courbure, ε_c l'énergie critique du rayonnement synchrotron¹, et N le nombre total de particules. P_0 et ε_c sont définis [66] par :

$$P_{tot}(W) = N P_0(W) = N \frac{2}{3} r_0 E_0 c \frac{\beta^4 \gamma^4}{\rho^2} \quad (III.13)$$

et

$$\varepsilon_c = \frac{3}{2} \hbar c \frac{\gamma^3}{\rho} \quad (III.14)$$

Avec r_0 le rayon classique de l'électron, E_0 l'énergie de masse de la particule au repos, $\beta = \frac{v}{c}$ et $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$, ou $E = \gamma E_0$

$$(III.13) \implies P_{tot}(W) = \frac{e^4 \gamma^4 I}{3 \varepsilon_0 \rho} \quad (III.15)$$

I est le courant qui circule dans la machine, exprimé en Ampère (A)

Des formules (III.15), (III.14) et en remplaçant dans (III.12) nous obtenons pour les électrons ou positrons dans EPA l'équation (III.16) avec le rayon de courbure d'EPA $\rho = 1.43$ m, et pour les protons du LHC $\rho = 2784$ m l'équation (III.17) ; l'énergie totale du faisceau de particules est $E = \gamma E_0$:

$$\dot{\Gamma}_{Tot} (phot.s^{-1}) = 8.09 \cdot 10^{17} E [GeV] I [mA] \quad (III.16)$$

$$\dot{\Gamma}_{Tot} (phot.s^{-1}) = 4.41 \cdot 10^{14} E [GeV] I [mA] \quad (III.17)$$

¹l'énergie critique divise le spectre de puissance en deux parties égales

Le flux de photons émis dans l'ouverture d'angle 7.8 mrad (cf § III.2.2) qui tombe sur la cible est de :

$$\dot{\Gamma} = 1.004 \cdot 10^{15} E [GeV] I [mA] \quad (III.18)$$

De l'équation (III.14), on tire la valeur de l'énergie critique ε_c , en electron volt, du spectre de photons d'EPA :

$$\varepsilon_c = 1551.6 E^3 [GeV] \quad (III.19)$$

Dans le Tableau III.1 sont résumées les valeurs du flux de photons émis par les leptons lorsqu'EPA fonctionne à 308 puis 500 MeV. Ces valeurs sont comparées à celles du LHC avec ses paramètres nominaux définis dans [9] pour les faisceaux de protons.

Energie	EPA 308 MeV	EPA 500 MeV	LHC 7 TeV
I (mA)	120	210	500
$\dot{\Gamma}_{Tot}$	$2.99 \cdot 10^{19}$	$8.50 \cdot 10^{19}$	$1.54 \cdot 10^{21}$
$\dot{\Gamma}$	$3.71 \cdot 10^{16}$	$1.05 \cdot 10^{17}$	$1.91 \cdot 10^{18}$
ε_c (eV)	45.3	194	44.1

TAB. III.1: Caractéristiques du rayonnement synchrotron de EPA et du LHC

Dans tous les calculs du flux de photons, formule III.16 et III.18 la source de lumière est considérée comme ponctuelle, ce qui n'est ni le cas pour EPA ni le cas pour le LHC. Le flux de photons $\dot{\Gamma}$ donné pour le LHC, correspond à un flux de photons qui pénétrerait dans une ligne de lumière, identique à celle d'EPA (cf §III.2.2), dont l'angle d'ouverture serait de 7.8 mrad.

III.2.2 Les Lignes de lumière SLF 92 et SLF 42

Comme nous l'avons vu dans le paragraphe précédent, un cône de lumière synchrotronique d'angle 7.8 mrad émis par les électrons circulant dans EPA entre dans les lignes d'expériences SLF. Cet angle est défini entre la source, que l'on considère ponctuelle, et un collimateur carré. Pour SLF 92 ce collimateur a une section de 11mm \times 11mm. Il est de 12.3mm \times 12.3mm pour SLF 42. Ce collimateur atténue le rayonnement synchrotron dû aux photons de basse énergie ($\varepsilon \leq 4$ eV) dans le plan vertical.

Le calcul de l'étendue angulaire verticale totale α (rad) pour des photons d'énergie $\varepsilon \ll \varepsilon_c$ est donné [65] [67] par :

$$\alpha \approx 2 \frac{E_0}{E} \left(\frac{\varepsilon_c}{\varepsilon} \right)^{1/3} \quad (III.20)$$

Puisque $\varepsilon_c \propto E^3$, formule (III.19), alors α est indépendant de l'énergie du faisceau. Nous obtenons donc :

$$\varepsilon (eV) \approx \frac{1}{\rho} \left(\frac{1.33 \cdot 10^{-2}}{\alpha} \right)^3 \quad (III.21)$$

Avec les paramètres d'EPA nous avons $\varepsilon \approx 3.5$ eV.

Pour des photons d'énergie $\varepsilon \gg \varepsilon_c$ l'ouverture angulaire verticale totale α (rad) est [67] :

$$\alpha \approx 2 \frac{E_0}{E} \left(\frac{\varepsilon_c}{3 \varepsilon} \right)^{1/2} = 6.28 \cdot 10^{-4} \left(\frac{\gamma}{\varepsilon(eV) \rho} \right)^{1/2} \quad (III.22)$$

La deuxième différence entre les deux lignes de lumière est leur longueur. SLF 42 est plus longue que SLF 92. Cette inégalité de longueur explique l'écart des tailles des collimateurs. La raison pour laquelle les deux lignes de lumière sont dissemblables vient de l'adjonction d'un tube supplémentaire dans SLF 42. Ce tube sera remplacé dans l'avenir par une chambre contenant un collimateur à ouverture horizontale variable. Les autres caractéristiques des deux lignes sont identiques ainsi que l'équipement. L'ensemble est représenté sur la Figure III.4

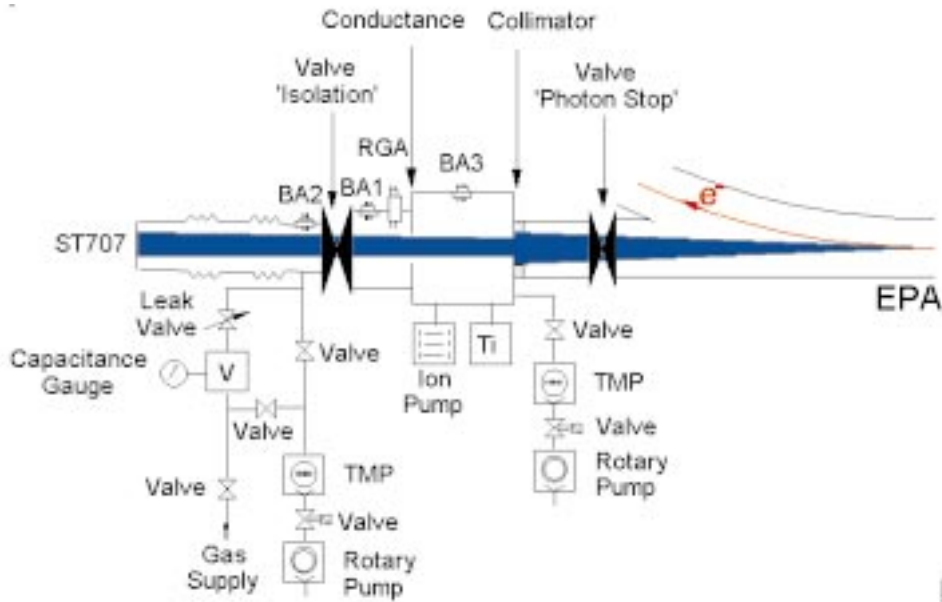


FIG. III.4: Ligne de lumière SLF 92 et SLF 42

La ligne de lumière est composée de quatre parties² :

²Voir Annexe B pour les détails

1. la chambre de pompage, du collimateur à la conductance
2. la chambre de mesure, de la conductance à la vanne d'isolation
3. la chambre tampon, de la vanne d'isolation à la cible (labellé St 707)
4. la cible

La chambre de pompage

Cette chambre est délimitée par le collimateur et la conductance. Elle contient une pompe ionique de vitesse de pompage nominale de 200 l/s pour l'azote (N_2) et deux pompes à sublimation de titane de 1000 l/s chacune pour N_2 ou H_2 .

La conductance est un orifice de section carrée de $25\text{mm} \times 25\text{mm}$, ayant une vitesse de pompage de 73.5 l/s pour N_2 à une température $T=293\text{ K}$ [16] [17]. Cette conductance permet de définir une vitesse de pompage constante vue par la chambre de mesure, à condition que la différence de pression de part et d'autres de la conductance soit grande. Durant nos irradiations la pression dans la chambre de pompage est de trois à quatre fois plus faible que la pression mesurée au niveau de la jauge BA2 ou BA1.

La pression dans la chambre de pompage est mesurée par une jauge de pression totale calibrée de type Bayard-Alpert (SVT 305), et est libellée par le code BA3 sur la Figure III.4, ainsi que par un couple Pirani-Penning. La pression de base de la chambre après étuvage à 300°C pendant 24h est de $2.5 \cdot 10^{-11}$ Torr.

La chambre de mesure

Elle est délimitée par la conductance et la vanne dite "isolation". L'équipement de mesure est constitué par un analyseur de gaz, type QMG 112 Balzers, dont le label sur la Figure III.4 est RGA, ainsi que d'une jauge type Bayard-Alpert (SVT 305) BA1. L'analyseur de gaz et la jauge BA1 ont été étalonnés, voir Annexe B.

la chambre tampon

Les limites de la chambre tampon sont à gauche la cible, à droite la vanne d'isolation (cf Figure III.4). Sur cette chambre, d'un volume $V \sim 14\text{ l}$, est installée une jauge type Bayard-Alpert (SVT 305) BA2, étalonnée, ainsi qu'un couple de jauges Pirani-Penning.

La vanne métallique d'isolation permet, lorsqu'elle est fermée, des manipulations sur la cible tout en gardant la chambre de mesure et la chambre de pompage sous ultra vide. Les manœuvres typiques effectuées sur la cible sont le changement de celle-ci et l'injection de gaz.

Les injections de gaz sont effectuées de deux manières distinctes :

- via le réservoir calibré d'un volume $V=1.075\text{ l}$. L'injection, par la vanne de fuite, est alors contrôlée par une jauge à capacitance (0-1 Torr) mesurant la baisse de pression dans le réservoir.

- En passant directement par les vannes utilisées pour le prévidage de la ligne d'injection et du système ultra vide. La pression est alors mesurée par le couple Pirani-Penning placé près de BA2. Cette manière d'injecter du gaz peut-être utilisée pour une remise à l'air du système de mesure, ou pour l'injection de très grandes quantités de gaz.

La cible

Pour chaque ligne de lumière une cible distincte a été utilisée. Les cibles ont des ouvertures dissemblables, mais sont identiques en ce qui concerne leurs autres caractéristiques mécaniques. La cible utilisée sur la ligne SLF 92 a une ouverture de 3.8 cm, cf Figure III.5. Le diamètre intérieur de celle montée sur SLF 42 est de 6.0 cm, cf Figure III.6.

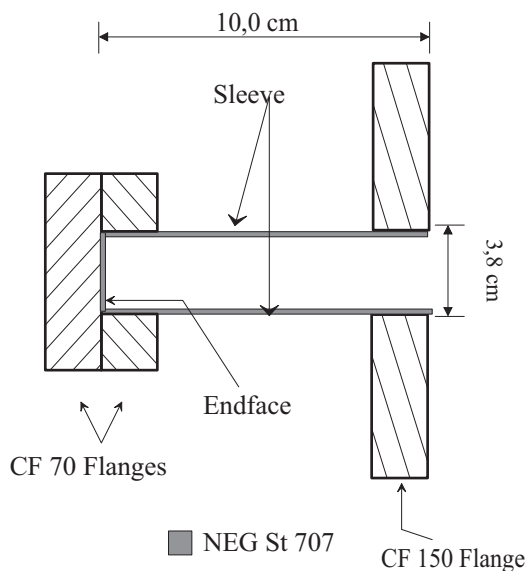


FIG. III.5: Cible pour SLF 92,
Aire exposée aux photons 119 cm^2

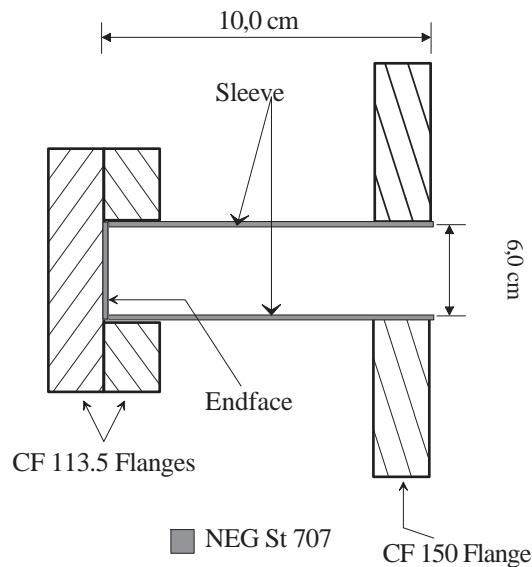


FIG. III.6: Cible pour SLF 42,
Aire exposée aux photons 202 cm^2

Le tube utilisé est en acier inoxydable du type AISI 316 LN. Le tube et les brides ont été nettoyés chimiquement suivant les procédures de nettoyage du CERN [25] [24]. Ces pièces ont ensuite été passées au four à 950°C pendant deux heures. La cible en NEG St 707 est composée de morceaux de ruban d'une dizaine de centimètres de long, qui sont roulés puis insérés dans le tube. L'ensemble de ces fragments qui tapissent les parois du tube est appelé manchon, ou *Sleeve* sur les Figures III.5 et III.6. Le fond de la cible est recouvert de morceaux de rubans découpés puis superposés les uns sur les autres. L'ensemble est maintenu par le joint en cuivre argenté qui assure l'étanchéité entre les deux brides CF 113.5, ou CF 70. Ce NEG est appelé *Endface*.

La longueur du manchon de NEG installée dans la cible SLF 92 est de 33 cm ; la surface totale exposée au rayonnement est de 119 cm^2 . Pour la cible SLF 42 la longueur de NEG installée est de 69 cm, et l'aire exposée aux photons est de 202 cm^2 .

Les cibles ont été montées et alignées sur les lignes de lumière pour étudier le phénomène de photodésorption en incidence normale. Seuls les fonds de cible ont été directement irradiés par le rayonnement synchrotronique. En tenant compte des paramètres géométriques des lignes de lumière (voir Annexe B) et de l'angle d'ouverture de 7.8 mrad, les taux d'irradiation des surfaces (*Endface*) sont d'approximativement :

- 45 % pour la cible montée sur SLF 92, soit environ 5 cm²
- 23 % pour la cible montée sur SLF 42, soit environ 6.5 cm²

La taille du faisceau de lumière a été vérifiée expérimentalement en installant un hublot et un écran en lieu et place de la bride CF113.5 (Figure III.6). La taille du faisceau calculée est égale à celle mesurée à 2 mm près.

La lumière diffusée ou les photoélectrons émis par la surface peuvent désorber des molécules sur d'autres parties de la cible et notamment les côtés du tube. Ce phénomène sera discuté plus loin (§ III.4).

III.2.3 L'acquisition de données

Le système d'acquisition de données est piloté par un PC utilisant LabVIEW TM. Ce programme est une version modifiée de la version de base utilisée dans [68] et [12]. Le programme enregistre les courants des masses, qui sont prédéfinies par l'utilisateur, mesurés par l'analyseur de gaz, ainsi que les pressions totales des jauges BA3 (ou BA2 dans les expériences effectuées sur SLF 92) et BA1. Il n'y a pas de lecture continue du spectre de masse, celle-ci est faite manuellement au cours des expériences. Durant les expériences on suppose que les jauges et l'analyseur sont stables dans le temps. Le courant d'électrons circulant dans l'accélérateur EPA est enregistré, et le flux de photons est calculé à partir de la formule III.18.

Etalonnage des jauges de pressions

Nous avons vu dans le § III.2.2 que les jauges de pression totale type Bayard-Alpert (BA) et l'analyseur de gaz sont étalonnés pour les gaz typiques présents dans un système étuvé ultra vide, à savoir H₂, CH₄, CO, CO₂. Le programme traite les courants enregistrés par l'analyseur et les traduit en pression absolue grâce aux tables de calibration qui lui sont fournies.

Il est important de noter que les jauges à ionisation, comme les jauges de type Bayard-Alpert ou le RGA, ne permettent pas de connaître les pressions absolues. En effet l'ionisation d'un gaz par les électrons est dépendant de la section efficace d'ionisation. Les pressions des jauges BA sont exprimées en Torr équivalent N₂; Torr_{N2}. La correction à effectuer pour obtenir la pression du gaz *i* consiste à utiliser la sensibilité relative S_i^g (Torr Torr_{N2}⁻¹) du gaz *i* à l'azote. Nous verrons un peu plus loin comment nous obtenons les pressions partielles des gaz en Torr absolu.

$$S_i^g = \frac{S_i}{S_{N_2}} \tag{III.23}$$

L'étalonnage des jauges est fait au CERN par un laboratoire spécialisé. Les jauges sont étalonnées dans la gamme 10^{-9} - 10^{-8} Torr par rapport à une jauge à collecteur caché type Helmer dont la limitation X est faible et qui permet de mesurer des pressions totales jusqu'à 10^{-12} Torr. La jauge Helmer est elle-même étalonnée, dans la gamme de 10^{-9} Torr à 10^{-7} Torr, par la méthode du flux constant à travers une conductance poreuse à l'aide d'une jauge de pression absolue de type Baratron[®]. Les jauges de pression absolue communément utilisées sont les jauges à capacitance ou les jauges à bille.

L'étalonnage de l'analyseur est fait in-situ par injection de gaz purs via la ligne d'injection de la Figure III.4. L'analyseur est étalonné par rapport à la jauge à pression totale BA1 (Torr.A⁻¹). L'analyseur a été étalonné pour les gaz H₂, CH₄, CO, CO₂ ainsi qu'un isotope de CO le ¹³C¹⁸O. L'étalonnage est effectué dans une gamme de pression de 10^{-10} Torr_{N2} à 10^{-7} Torr_{N2}. La sensibilité de l'analyseur $S_i^{RGA}(abs)$ est exprimée en Torr_{N2}.A⁻¹.

$$S_i^{RGA}(abs) = \frac{P_{injection} - P_{base}}{I_{injection}^i - I_{base}^i} \quad (III.24)$$

Où :

$P_{injection}$ est la pression mesurée par la jauge BA1 lors de l'injection

P_{base} est la pression mesurée par la jauge BA1 avant l'injection

$I_{injection}^i$ est le courant enregistré par le RGA pour le gaz i, sur son pic principal, lors de l'injection

I_{base}^i est le courant de base enregistré par le RGA pour le gaz i, sur son pic principal, avant l'injection

L'étalonnage pour le méthane est fait par rapport à la masse 15. Le courant mesuré sur la masse 16 durant les expériences peut provenir en grande partie du craquage des composés oxydés CO_x et H₂O. Lorsque du méthane est injecté dans le système, l'intensité de la masse 15 représente ~80% de l'intensité de la masse 16, cf Annexe D. Détecter le méthane par ce pic est donc tout à fait justifié. Toutefois la quantité de méthane présent dans une enceinte en acier inoxydable est faible par rapport aux autres gaz, sa mesure reste donc difficile.

Les sensibilités de l'analyseur et des jauges sont prises arbitrairement égales à 1 pour l'eau et l'oxygène. L'injection de vapeur d'eau dans un système vide nécessite un appareillage spécial. La vapeur d'eau étant condensable son évacuation de l'enceinte n'est pas aisée. Il est aussi possible d'émulsionner l'huile des pompes primaires. Pour l'oxygène la difficulté principale vient de la possibilité de brûler les filaments chauds des instruments de mesure lors de l'injection.

Afin de tenir compte du vieillissement du RGA et notamment de son multiplicateur d'électrons secondaires on peut exprimer la sensibilité du RGA en sensibilité relative, arbitrairement relative au monoxyde de carbone. C'est cette sensibilité qui est utilisée par le programme d'acquisition. Ces sensibilités sont données en Annexe B.

$$S_i^{RGA} = \frac{S_i^{RGA}(abs)}{S_{CO}^{RGA}(abs)} \quad (III.25)$$

Description de la méthode d'analyse

Lors de l'irradiation l'augmentation de pression partielle est enregistrée par l'analyseur de gaz. D'après l'équation (III.24) nous avons équation (III.26) :

$$\Delta P_i(N_2) = S_i^{RGA}(abs) \Delta I_i \quad (III.26)$$

La pression totale est égale à la somme des pressions partielles et nous obtenons l'équation (III.27) :

$$\Delta P_T(N_2) = k \sum_{j=1}^n \Delta P_j(N_2) = k \sum_{j=1}^n S_j^{RGA}(abs) \Delta I_j \quad (III.27)$$

La constante k est une constante de normalisation qui est introduite afin de tenir compte du vieillissement du multiplicateur d'électron secondaire. En utilisant cette constante k on peut renormaliser les pressions partielles, et on obtient en utilisant l'équation (III.25) :

$$\Delta P_i(Norm, N_2) = k \Delta P_i(N_2) = \frac{S_i^{RGA} \Delta I_i}{\sum_{j=1}^n S_j^{RGA} \Delta I_j} \Delta P_T(N_2) \quad (III.28)$$

On peut finalement déterminer les pressions partielles en Torr et non plus en Torr_{N2}. On obtient en utilisant l'équation (III.23) :

$$\Delta P_i(Norm, Abs) = S_i^g \Delta P_i(Norm, N_2) = S_i^g \frac{S_i^{RGA} \Delta I_i}{\sum_{j=1}^n S_j^{RGA} \Delta I_j} \Delta P_T(N_2) \quad (III.29)$$

III.2.4 Estimation de l'erreur sur la mesure de η

Comme nous l'avons vu au § III.1, la détermination du coefficient de photodesorption η par la formule III.7 implique de négliger la variation de pression dans la chambre de pompage $\Delta P_{pmp} \ll \Delta P_{NEG}$, équation III.6. Dans les différentes expériences le rapport $\frac{\Delta P_{NEG}}{\Delta P_{pmp}}$ était compris entre 10 et 3 ce qui implique de 10% à 33% d'erreur sur la détermination de η .

En négligeant ΔP_{pmp} devant ΔP_{NEG} , on surestime la valeur de η . Cette erreur est à ajouter aux erreurs de lecture, de la pression, des courants d'ions, du flux de photons et sur la détermination des conductances. Si l'on considère que toutes les variables sont indépendantes les unes des autres, l'erreur relative sur la détermination de η est la racine carrée de la somme des erreurs quadratiques. Nous obtenons donc l'équation suivante

$$\frac{\Delta\eta}{\eta} = \sqrt{\left(\frac{\Delta C}{C}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \dot{\Gamma}}{\dot{\Gamma}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta(\Delta P_i(Norm, abs))}{\Delta P_i(Norm, abs)}\right)^2 + 0.25^2} \quad (III.30)$$

Avec :

$\frac{\Delta C}{C}$ l'erreur sur la conductance est estimée à 10%

$\frac{\Delta \dot{\Gamma}}{\dot{\Gamma}}$ l'erreur sur le flux de photons qui bombarde la cible dûe à l'atténuation par le collimateur, estimée à 50%

$\frac{\Delta(\Delta P_i(Norm, abs))}{\Delta P_i(Norm, abs)}$ l'erreur relative sur la mesure de la pression partielle ;
($\Delta P_i = P_{faisceau} - P_{base}$ pour le gaz i)

0.25 l'erreur dûe au rapport $\frac{\Delta P_{NEG}}{\Delta P_{pmp}}$, fixée arbitrairement

L'expression de l'erreur de $\frac{\Delta(\Delta P_i(Norm, abs))}{\Delta P_i(Norm, abs)}$ est :

$$\frac{\Delta(\Delta P_i(Norm, abs))}{\Delta P_i(Norm, abs)} = \sqrt{\left(\frac{\Delta S_i^g}{S_i^g}\right)^2 + \left(\frac{\Delta(\Delta P_i(N_2))}{\Delta P_i(N_2)}\right)^2} \quad (III.31)$$

La détermination de l'erreur sur la mesure de $\frac{\Delta(\Delta P_i(Norm, abs))}{\Delta P_i(Norm, abs)}$ a été calculée dans [12] et vaut 33%. L'erreur sur la sensibilité de la jauge BA varie de 7% à 15% suivant le gaz [69]. L'erreur sur la lecture du courant d'ions du RGA dépend de la gamme de pression dans laquelle on travaille. Elle est de l'ordre de 10% au dessus de quelques 10^{-10} Torr. En revanche, lorsque l'on travaille dans le domaine de l'ultra vide ($\leq 10^{-10}$ Torr), la lecture du courant des pressions partielles peut varier de 30% pour une même masse. Ces erreurs sur la lecture du courant induisent une erreur plus grande sur le calcul de l'augmentation de pression. Au final l'erreur sur la variation de pression peut être de 50%.

Toutefois certaines erreurs ne sont pas systématiques, comme l'erreur dûe au rapport $\frac{\Delta P_{NEG}}{\Delta P_{pmp}}$ qui surestime la valeur de η . Il en résulte que l'erreur sur le coefficient de photodésorption η n'est pas symétrique en \pm . Nous obtenons comme marge d'erreur sur le coefficient η , dans les pires des cas, une marge de :

$$\frac{\Delta\eta}{\eta} \simeq \begin{cases} +66\% \\ -60\% \end{cases} \quad (III.32)$$

III.2.5 Résolution limite dûe au RGA

Dans un système de mesure tel que le nôtre, la présence de jauges à filaments chauds induit un dégazage thermique non négligeable. Le dégazage le plus important est provoqué par le filament du RGA. Une mesure de dégazage, réalisée au CERN, sur un QMG 112, identique à celui utilisé pour nos expériences, montre un taux de dégazage de 10^{-9} Torr.l.s $^{-1}$ à 300 K, soit l'équivalent de $3.2 \cdot 10^{10}$ molécules.s $^{-1}$. Le gaz désorbé est composé à plus de 80% d'hydrogène.

Ce flux de molécules désorbées détermine un η limite pour notre système d'acquisition. En utilisant les flux de photons de EPA du Tableau III.1, les coefficients de photodésorption limites seront : de $9 \cdot 10^{-7}$ molécules/photon pour les expériences à $\varepsilon_c = 45$ eV, et de $3.2 \cdot 10^{-7}$ molécules/photon pour les expériences à $\varepsilon_c = 194$ eV.

III.3 Programme expérimental

Pour les deux campagnes d'expérience les lignes de lumière (voir § III.2) ont été étuvées à 300°C pendant 24h et les éléments de mesure, jauges et RGA, dégazés. Les deux pompes à sublimation de titane sont également dégazées. La pompe ionique est "flashée", c'est à dire que l'on allume puis éteint la haute tension. L'opération est recommencée jusqu'à ce que l'augmentation de pression induite par la décharge entre les électrodes, de la pompe, lors de leur mise sous tension devienne acceptable par l'utilisateur ou nulle.

La cible NEG est constituée d'un support en acier inoxydable AISI 316 LN tapissé par des rubans de NEG St 707 voir Figures III.5 et III.6. Les irradiations ont toutes été effectuées avec un système de mesure et une cible à température ambiante. En revanche, nos deux campagnes d'irradiations ont été effectuées à des énergies critiques, ε_c , différentes.

III.3.1 Ligne de lumière SLF 92 : Irradiation à $\varepsilon_c = 45$ eV

Du fait de la disponibilité limitée de l'accélérateur EPA, les expériences ont été effectuées en deux campagnes. Le programme est présenté dans l'ordre chronologique des expériences réalisées.

1. Activation du NEG à 350°C pendant 24h et étuvage de la ligne de lumière à 300°C. Le NEG est activé à 100% ; c'est à dire que tous les sites d'adsorptions sont libres [30] [55]. Irradiation après avoir atteint un ultra vide de l'ordre de $5.5 \cdot 10^{-11}$ Torr au niveau de BA1 et de $6.5 \cdot 10^{-11}$ Torr au niveau de BA2. Les résultats de cette irradiation sont labellés *NEG 100%* sur les Figures III.8 à III.12, cf §III.4.2.
2. Démontage de la cible NEG et remplacement par une cible en acier inoxydable telle que représentée par la Figure III.5. Démonteur la cible NEG veut dire que l'on retire les rubans tapissant les parois du support en acier inoxydable. Etuvage de la cible et de la chambre tampon pendant 24h à 300°C. Irradiation de la cible en acier inoxydable après avoir atteint un ultra vide de l'ordre de 10^{-10} Torr au niveau de

BA1 et au niveau de BA2.

Les résultats de cette irradiation sont labellés *Eta SS*.

3. Montage d'une cible NEG et activation de celui-ci à 400°C pendant ~ 45 minutes ; ce qui correspond à une activation complète du NEG [30] [55]. La cible et la chambre tampon sont étuvées à 300°C pendant 24h ; puis lors de la descente en température à la fin de l'étuvage le NEG est activé. Saturation du NEG avec du CO par exposition à une pression de 40 Torr pendant 7h. Le gaz a été injecté à température ambiante, et la pression enregistrée par le couple de jauges Pirani-Penning. La vanne d'isolation est fermée jusqu'à évacuation du gaz par la pompe turbomoléculaire. Lorsque la pression dans l'enceinte est de quelques 10^{-9} Torr, la chambre tampon est isolée du pompage externe. La vanne d'isolation est alors ouverte et le pompage est assuré par la pompe ionique et les deux sublimateurs de titane.

Irradiation après avoir atteint un ultra vide de l'ordre de $4 \cdot 10^{-10}$ Torr au niveau de BA1 et de $5 \cdot 10^{-10}$ Torr au niveau de BA2. Les résultats de cette irradiation sont labellés *NEG Sat (CO)*.

4. Isolation de la chambre tampon du reste du système et démontage du manchon³ de la cible NEG. Remontage de la cible (cf Figure III.5) sans manchon, et activation pendant ~ 1 h à une température de 400°C. Irradiation du NEG sans manchon, totalement activé, à température ambiante après avoir atteint un ultra vide de l'ordre de $8 \cdot 10^{-11}$ Torr au niveau de BA1 et de 10^{-10} Torr au niveau de BA2. Les résultats de cette irradiation sont labellés *NEG Endface 100%*.
5. Isolation de la chambre tampon et injection de CO jusqu'à une pression de 40 Torr. La cible est baignée dans cette atmosphère pendant 6h. La vanne d'isolation est ouverte lorsque la pression dans la chambre tampon est de l'ordre de $4 \cdot 10^{-9}$ Torr, au niveau de BA2.

Irradiation du NEG saturé sans manchon après avoir atteint un ultra vide de l'ordre de $6 \cdot 10^{-10}$ Torr au niveau de BA1 et de $9 \cdot 10^{-10}$ Torr au niveau de BA2. Les résultats de cette irradiation sont labellés *NEG Endface Sat (CO)*.

Dans toutes les expériences de saturation du NEG, le monoxyde de carbone a été injecté à température ambiante, et la pression enregistrée par la jauge Pirani placée près de BA2.

La motivation de la saturation du NEG par le CO plutôt qu'un autre gaz typique présent en ultra vide comme l'hydrogène vient des raisons suivantes. L'hydrogène pompé par le NEG ne reste pas en surface mais diffuse dans le matériau, il n'est donc pas possible de le saturer, sauf si on injecte d'énormes quantités soit plus de 20 Torr.l.g⁻¹. Toutefois l'injection d'une telle quantité de gaz va modifier la structure du NEG, ce qui peut le rendre cassant voir décoller les grains pressés du substrat [55]. Le NEG ne pompe pas le méthane à température ambiante, il reste le CO et le CO₂. Dans le LHC un gaz risque de poser problème pour le fonctionnement de la machine du point de vue de l'ionodésorption, c'est le CO. Le CO est en outre le gaz dominant après l'hydrogène dans un système étuvé

³Labellé Sleeve sur la Fig. III.5

et irradié. La vitesse de pompage initiale du CO d'un ruban NEG St 707 activé est de 2000 l/s/m (soit 1000 l/s/m par face) [30] [70], et la saturation par le CO d'une surface de zirconium empêche tout autre pompage y compris le pompage de l'hydrogène [71] [72].

III.3.2 Ligne de lumière SLF 42 : Irradiation à $\varepsilon_c = 194$ eV

1. Etuvage de la cible sans NEG à 300°C pendant 24h ; c'est à dire étuvage d'une cible en acier inoxydable. Etuvage de toute la ligne SLF 42 durant la même période. Irradiation après refroidissement de l'ensemble de la ligne de lumière ; les pressions au niveau de BA1 était de $8 \cdot 10^{-11}$ Torr et au niveau de BA3 $2 \cdot 10^{-11}$ Torr.

Le label correspondant à l'irradiation de la cible en acier inoxydable est *Eta SS*. Figures III.14 à III.18, cf § III.4.3.

Changement de cible. Remise à l'air, par injection d'azote, du système jusqu'à la vanne d'isolation.

2. Montage de la cible NEG complète, telle que représentée sur la Figure III.6. Le système vide, c'est à dire la chambre tampon, est étuvé à 150°C. Pendant cet étuvage la température lue sur les thermocouples placés sur le tube et sur la bride CF113.5 de la cible a été de 30°C.

Irradiation du NEG "en l'état", c'est à dire d'un NEG qui n'a subi aucune altération et dont la surface est recouverte (saturée) d'un film dont l'épaisseur est estimée entre 20 et 50 monocouches "d'oxyde" provenant de l'air [73]⁴.

Irradiation du NEG "en l'état", labellé *NEG 0%*, après avoir atteint un ultra vide de l'ordre de $3 \cdot 10^{-9}$ Torr au niveau de BA1 et de 10^{-10} Torr au niveau de BA3.

3. Activation du NEG à 250°C pendant 1h30 ; ce qui correspond à une activation à 40% du NEG [55] (40% des sites de pompages sont libres). Irradiation lorsque le NEG est à température ambiante, labellé *NEG 40%*, après avoir atteint un ultra vide de l'ordre de $2 \cdot 10^{-10}$ Torr au niveau de BA1 et de $4 \cdot 10^{-11}$ Torr au niveau de BA3.

4. Activation du NEG à 400°C pendant ~45 minutes. Activation complète du NEG. L'expérience a dû être interrompu après la détection d'une fuite d'air. Changement de la cible NEG. Activation du NEG de la nouvelle cible à 400°C pendant ~45 minutes.

Irradiation du NEG, labellé *NEG 100%*, après avoir atteint un ultra vide de l'ordre de $8 \cdot 10^{-11}$ Torr au niveau de BA1 et de $3 \cdot 10^{-11}$ Torr au niveau de BA3.

5. NEG saturé avec du $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ ⁵ par exposition de $4.5 \cdot 10^{-1}$ Torr pendant 8h soit $\sim 2 \cdot 10^{10}$ L (1 L(Langmuir) = 10^{-6} Torr.s). Le gaz a été injecté à température ambiante, et la pression enregistrée par le couple de jauges Pirani-Penning. La vanne d'isolation est fermée jusqu'à évacuation du gaz par la pompe turbomoléculaire. Lorsque la pression dans l'enceinte est de quelques 10^{-8} Torr, la chambre tampon est isolée du

⁴Sur une galette de Si, l'épaisseur de la couche d'oxyde ~ 20 Å [74]

⁵Voir la nomenclature pour les isotopes [75]

pompage externe. La vanne d'isolation est alors ouverte et le pompage est assuré par la pompe ionique et les deux sublimateurs de titane.

Irradiation après avoir atteint un ultra vide de l'ordre de $5 \cdot 10^{-10}$ Torr au niveau de BA1, de $8 \cdot 10^{-10}$ Torr au niveau de BA2 et de $3 \cdot 10^{-11}$ Torr au niveau de BA3. Cette dernière expérience est labellé *NEG Sat (C13O18)* sur les figures présentant les résultats cf § III.4.3

La saturation du NEG par un isotope du CO nous permettra de déterminer le moment où la surface devient libre en monoxyde de carbone durant l'irradiation. L'utilisation de l'isotope permet aussi de différencier, sans ambiguïté, ce qui est désorbé de la surface et ce qui provient du matériau.

Nous avons vu au chapitre précédent, Figure II.11, que l'on supposait que les atomes présents sur la surface pouvait se recombinaer. L'étude du spectre de masse, en uma⁶, de la masse 1 à 50 peut nous donner des informations sur le mécanisme de sorption et de désorption. En effet, l'injection et la chimisorption de l'isotope $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ sur la surface du NEG activé, peut permettre de faire apparaître, lors de l'irradiation, d'autres éléments comme le $^{13}\text{CH}_4$, ^{13}CO , C^{18}O , C^{18}O_2 , $^{13}\text{CO}_2$, C^{18}OO , $^{13}\text{C}^{18}\text{OO}$...

Compter le nombre de molécules désorbées qui passent par la conductance nous donnera des renseignements importants. Premièrement sur le nombre de couches de $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ qui ont été sorbées (principalement chimiquement) sur la surface du NEG ; deuxièmement sur la rugosité de la surface.

Une analyse de gaz de la bouteille avec un RGA, dans une enceinte à vide étuvée et pompée par une pompe turbomoléculaire, montre que l'on trouve des gaz comme ^{13}CO (29 uma), C^{18}O (30 uma), $^{13}\text{CO}_2$ (45 uma), $^{13}\text{C}^{18}\text{OO}$ (47 uma) et $^{13}\text{C}^{18}\text{O}_2$ (49 uma). Leurs proportions par rapport au pic 31 ($^{13}\text{C}^{18}\text{O}$) sont respectivement de 8%, 25% et moins de 0.8% pour les masses 45, 47 et 49.

III.4 Résultats des mesures de photodésorption

Avec le système expérimental tel que représenté par la Figure III.4, le coefficient de photodésorption η est directement calculé grâce à la formule (III.7). Un exemple de l'accroissement des pressions totales des 3 jauges est donné par la Figure III.7 pour la ligne SLF 42. Ces courbes permettent d'illustrer la constance du rapport $\frac{\Delta P_{NEG}}{\Delta P_{pmp}}$ pendant une irradiation.

Le flux de photons $\dot{\Gamma}$ est calculé à chaque mesure à partir des enregistrements du courant d'électrons qui circule dans EPA et est donné par l'équation (III.18). Pour toutes les expériences que nous avons effectués le flux de photons était pratiquement constant et proche des valeurs moyennes données dans le Tableau III.1.

⁶uma : unité de masse atomique

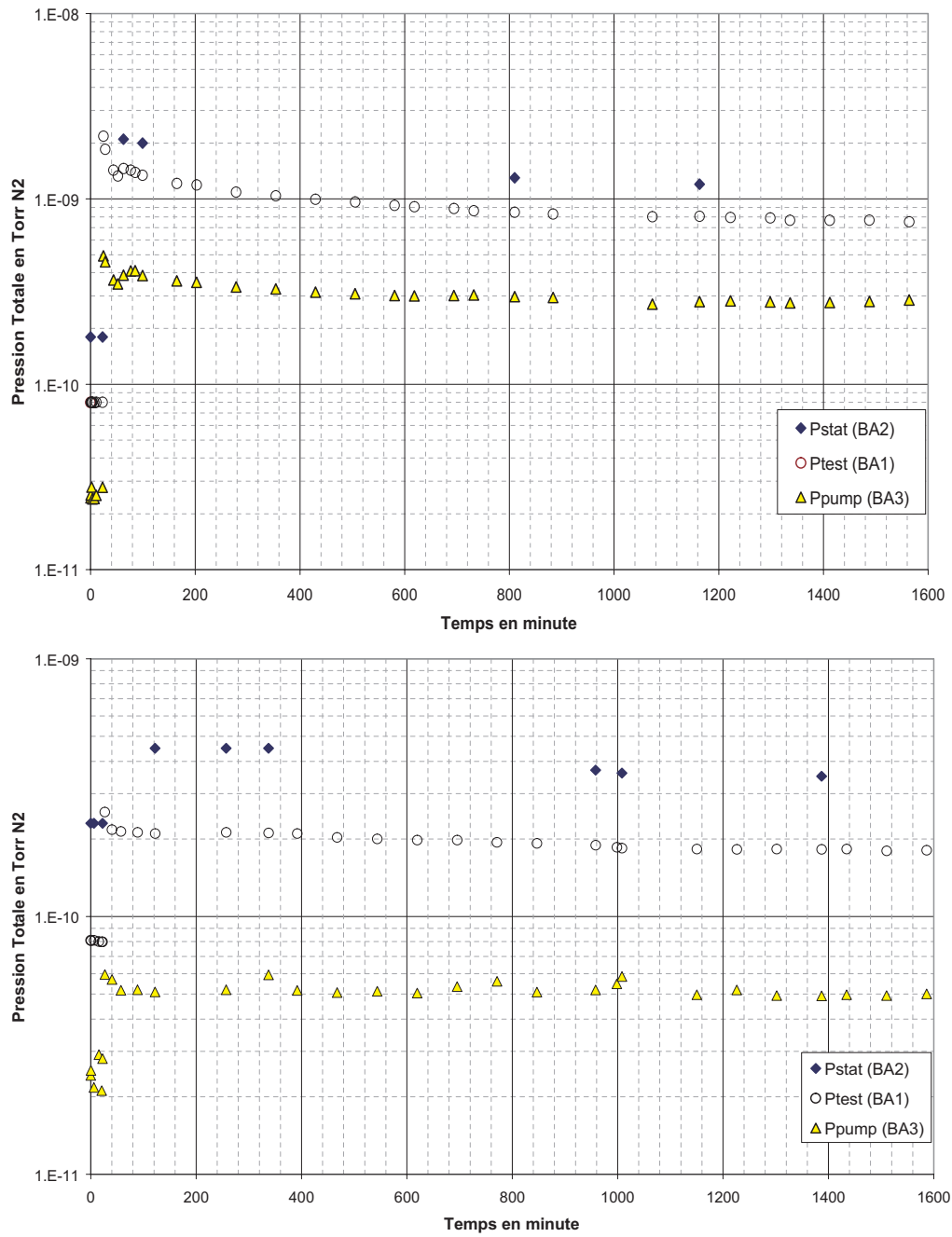


FIG. III.7: Pressions totales pendant les irradiations de l'acier type 316LN (figure supérieure) et du NEG St 707 activé à 100% (figure inférieure)

III.4.1 Choix de la pression de base

L'utilisation de l'équation (III.7), pour le calcul des coefficients de photodésorption, implique de choisir une pression de base qui sera soustraite à la pression prise pendant l'irradiation ; $\Delta P_i = P_{\text{faisceau}} - P_{\text{base}}$ pour le gaz i .

Le choix le plus naturel est de prendre comme pression de base, la pression avant l'irradiation. En effet le système est alors dans un état non perturbé et connu. Un tel choix signifie que l'on a attendu assez longtemps, pour que la pression soit proche de la pression limite de l'enceinte.

La descente en pression d'une enceinte qui a été étuvée, ou irradiée, ou remise à la pression atmosphérique, suit une loi en e^{-t} ; où t représente le temps. L'instant $t=0$ correspond au moment où, par exemple, on arrête l'étuvage ou l'irradiation.

Toutefois, lors des irradiations il est possible que la pression avec le faisceau soit inférieure à la pression prise avant le début de l'expérience. Dans ces conditions on obtient un ΔP négatif et donc des coefficients de photodésorptions négatifs.

Pour lever cette impossibilité physique, on peut, pendant l'expérience, arrêter l'irradiation et enregistrer les nouvelles pressions partielles sans faisceau. On prendra alors ces pressions comme pressions de base. On réitérera cette opération plusieurs fois au cours de l'expérience.

Si l'on se sert de cette méthode, on peut, plutôt qu'utiliser ces pressions prises à certains moments, relier par une fonction ou une courbe empirique les pressions enregistrées de manières discrètes. On retranchera, ensuite, à chaque point de mesure avec faisceau, la pression de base correspondante, provenant de la fonction, empirique ou calculée à partir des pressions enregistrées sans faisceau.

Une autre possibilité, est de considérer comme pressions de base, les pressions enregistrées à la fin de l'expérience.

Dans ces derniers cas, on mesure les pressions d'un système qui a été perturbé. Il est, en effet, possible que les photons, ou photoélectrons produits par ceux-ci, irradient les parois de l'enceinte expérimentale. Ce nettoyage de l'enceinte peut modifier le dégazage de celle-ci et peut entraîner l'apparition d'une vitesse de pompage des parois.

Toutefois, on peut justifier d'utiliser les pressions prises sans faisceau, pendant ou après l'expérience, comme pression de base. Pour cela, on suppose que la pression limite de l'enceinte serait la pression obtenue après avoir nettoyée les parois de la chambre à vide soit par bombardement de particules (ions, photons, électrons), soit après un étuvage plus long que ceux effectués. Si le taux de dégazage de l'enceinte est diminuée après un tel nettoyage, alors la pression limite de l'enceinte est aussi diminuée, équation (II.13). Implicitement cette hypothèse entraîne que tout changement de cible, perturbe le système.

De part la disponibilité limitée de EPA, les expériences ont été enchainées les unes après les autres. Nous avons donc utilisé comme pression de base, dans la majeure partie des expériences, les pressions partielles mesurées avant le début des irradiations.

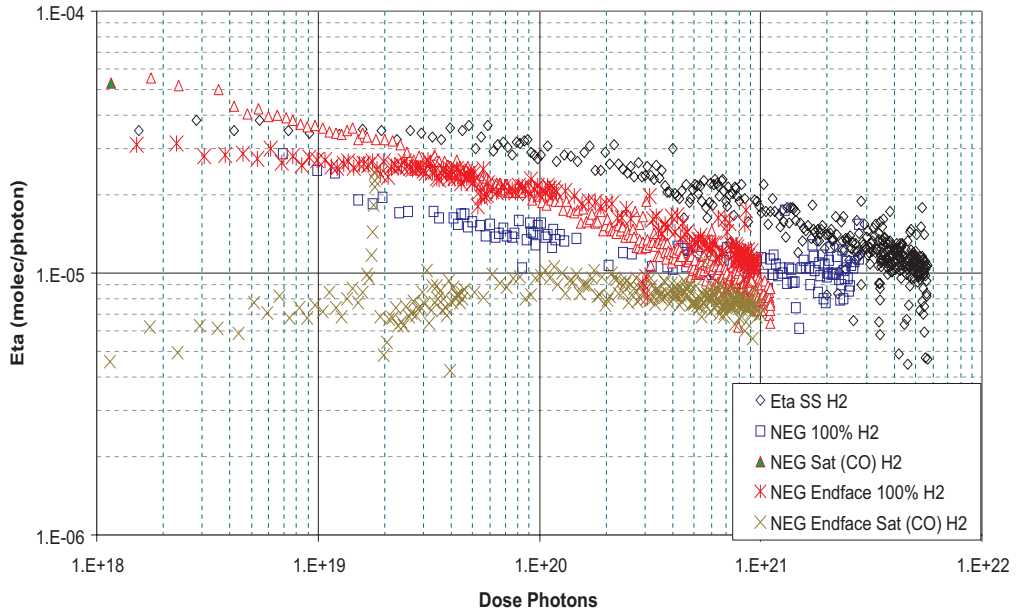


FIG. III.8: Coefficients de photodésorption (η), à $\varepsilon_c = 45$ eV, de l'hydrogène pour la cible en acier inoxydable (Losanges) et pour la cible en NEG St707 activée (Carrés et Astérisques) et saturée par du CO (Triangles et croix). Courbes originales.

III.4.2 Valeurs des coefficients de désorption du gaz résiduel : Résultats pour la ligne SLF 92, $\varepsilon_c = 45$ eV

La différence entre les pressions de base, entre les expériences du NEG activé totalement et l'acier inoxydable, était, d'au plus, d'un facteur 2.

Les Figures III.9 à III.12 représentent les résultats des coefficients de photodésorption obtenus pour l'hydrogène, le méthane, le monoxyde et dioxyde de carbone pour les différentes expériences décrites au § III.3.1. Les pressions partielles enregistrées, pendant les irradiations, de l'oxygène et de l'eau n'ont pas permis d'obtenir les coefficients de photodésorption associés.

Les valeurs de η_{H_2} données par les courbes de la Figure III.8 viennent des données expérimentales primaires traitées. Pour améliorer la lisibilité des courbes nous avons été amenés à faire un lissage manuel dont les résultats sont donnés dans les Figures III.9 à III.12.

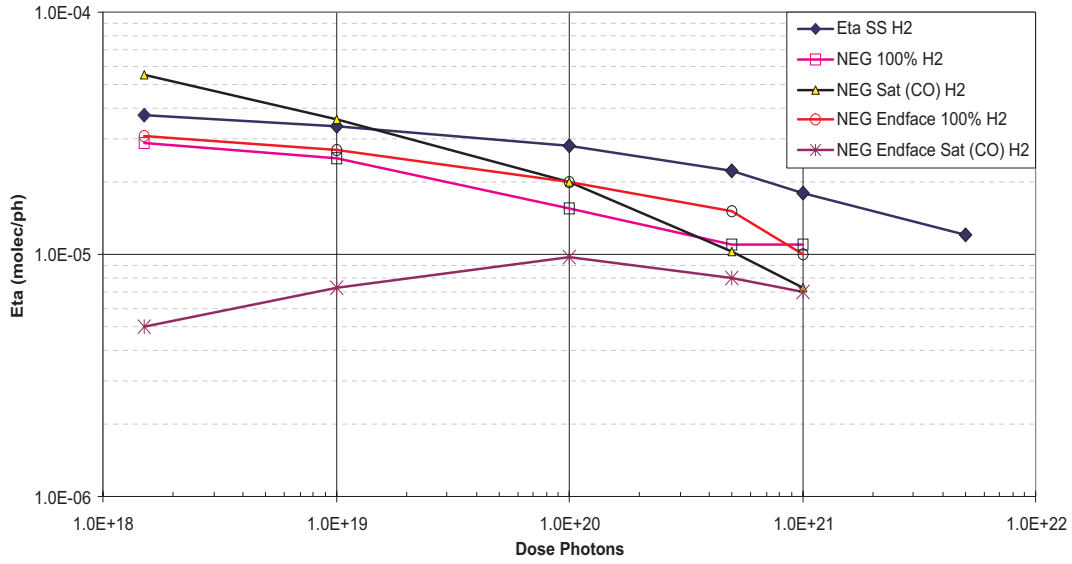


FIG. III.9: Coefficients de photodésorption (η), à $\varepsilon_c = 45$ eV, pour l'hydrogène de la cible en acier inoxydable (Losanges) et de la cible en NEG St707 activée (Carrés et Cercles) et saturée par du CO (Triangles et Astérisques).

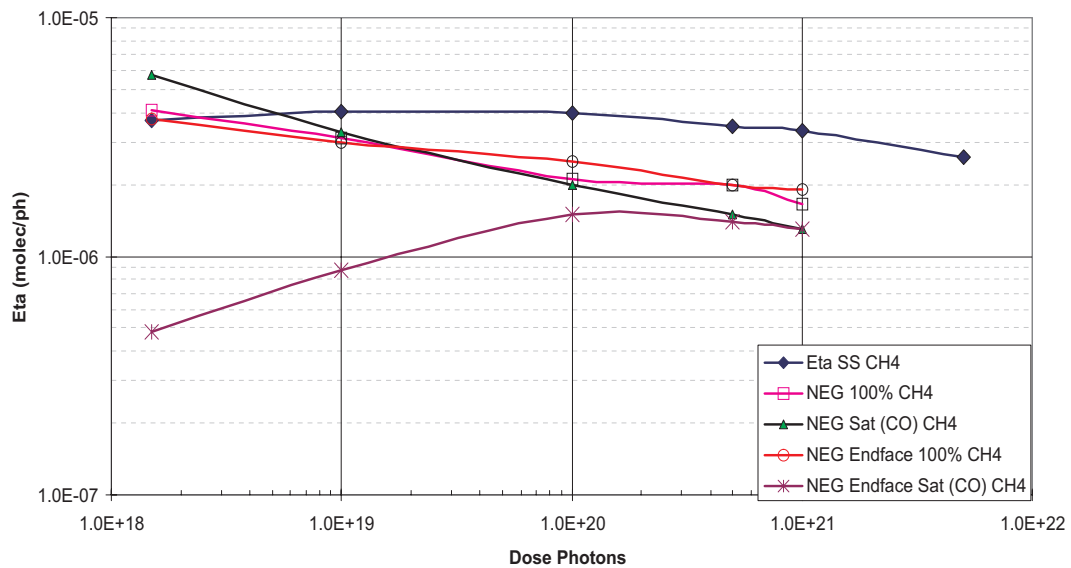


FIG. III.10: Coefficients de photodésorption (η), à $\varepsilon_c = 45$ eV, du méthane pour la cible en acier inoxydable (Losanges) et pour la cible en NEG St707 activée (Carrés et Cercles) et saturée par du CO (Triangles et Astérisques).

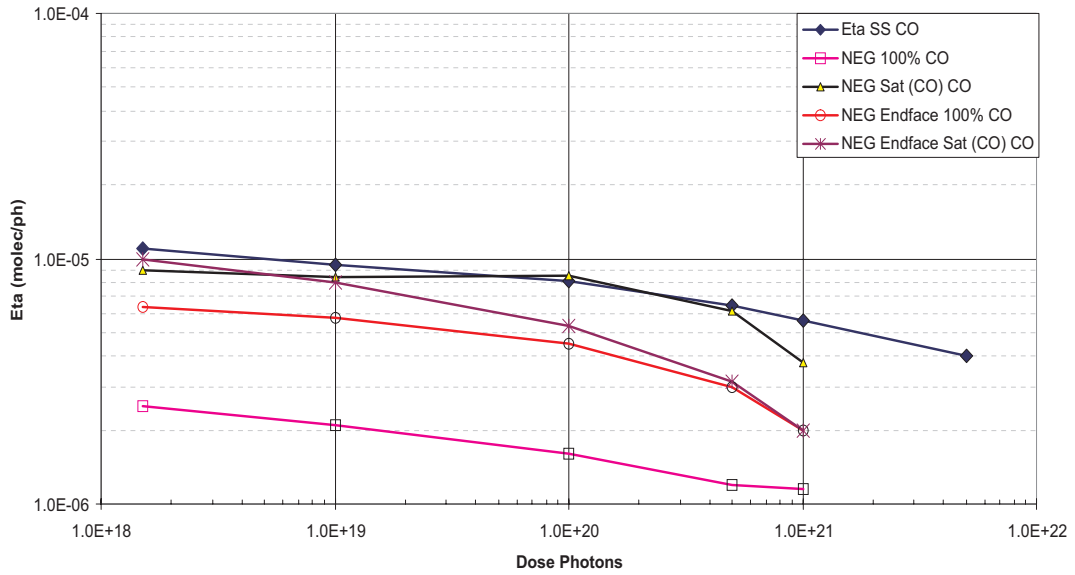


FIG. III.11: Coefficients de photodésorption (η), à $\varepsilon_c = 45$ eV, pour le monoxyde de carbone de la cible en acier inoxydable (Losanges) et de la cible en NEG St707 activée (Carrés et Cercles) et saturée par du CO (Triangles et Astérisques).

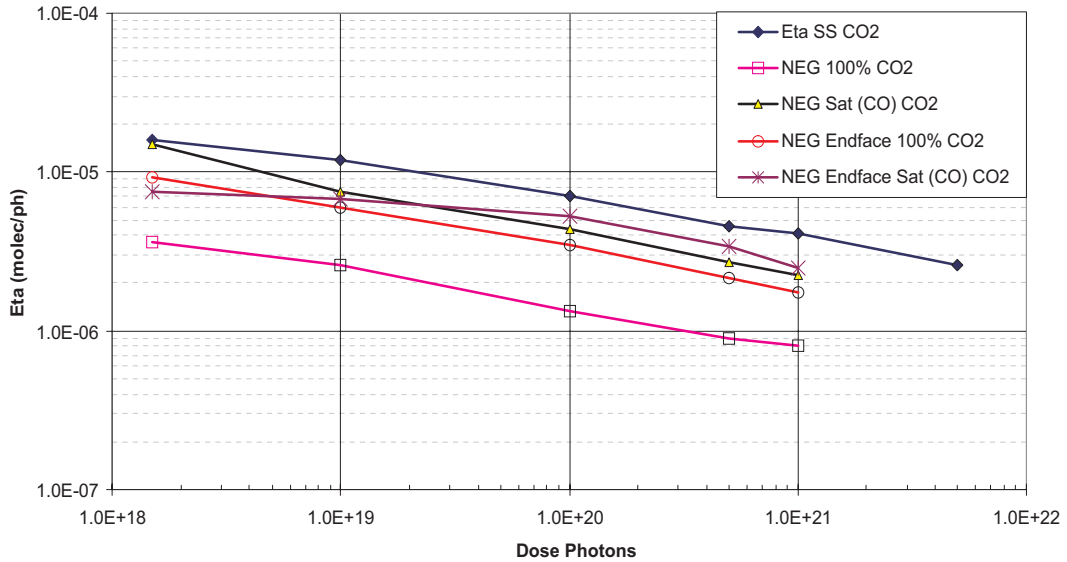


FIG. III.12: Coefficients de photodésorption (η), à $\varepsilon_c = 45$ eV, pour le dioxyde de carbone de la cible en acier inoxydable (Losanges) et de la cible en NEG St707 activée (Carrés et Cercles) et saturée par du CO (Triangles et Astérisques).

III.4.3 Valeurs des coefficients de désorption du gaz résiduel : Résultats pour la ligne SLF 42, $\varepsilon_c = 194$ eV

Les Figures III.14 à III.17 représentent les coefficients de photodésorption de chaque gaz pour les différentes expériences, voir § III.3.2. Similairement aux expériences à 45 eV, les pressions partielles enregistrées, pendant les irradiations, de l'oxygène et de l'eau n'ont pas permis d'obtenir les coefficients de photodésorption associés. Pendant les irradiations, les températures de la cible ont augmenté de 24 °C à 27 °C au maximum, que ce soit pour le manchon ou l'endface. Les températures ont été mesurées à l'aide des thermocouples placés sur les parois extérieures de la cible.

La Figure III.13 représente les résultats du NEG reçu "en l'état", c'est à dire d'un NEG qui a été exposé à l'air et qui n'a subi aucune activation.

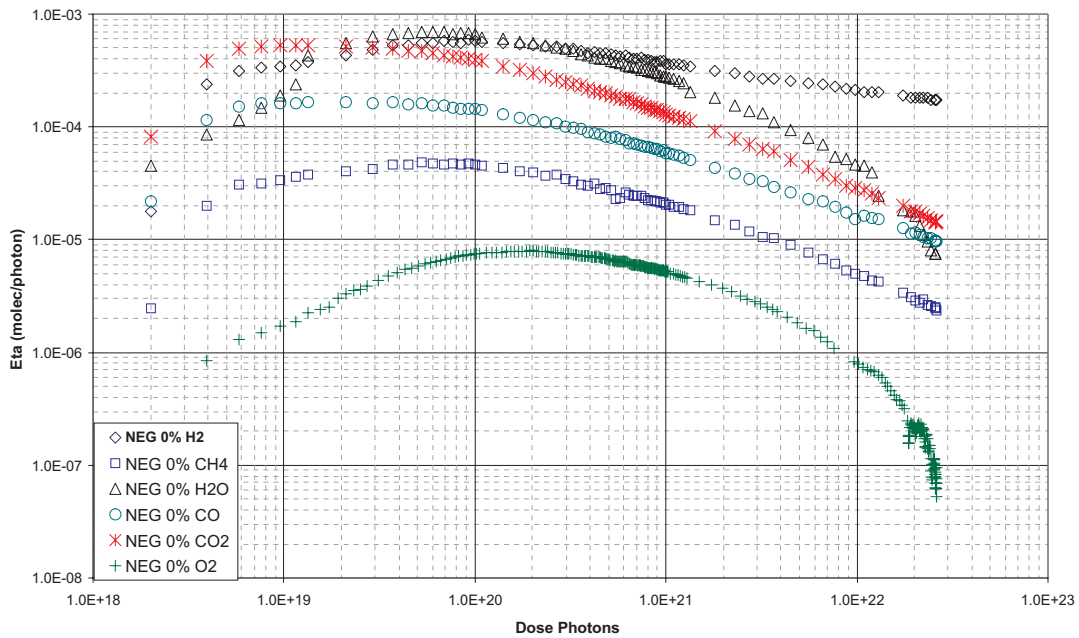


FIG. III.13: Coefficients de photodésorption η , à $\varepsilon_c = 194$ eV, du NEG "en l'état".

III.4. Résultats des mesures de photodésorption

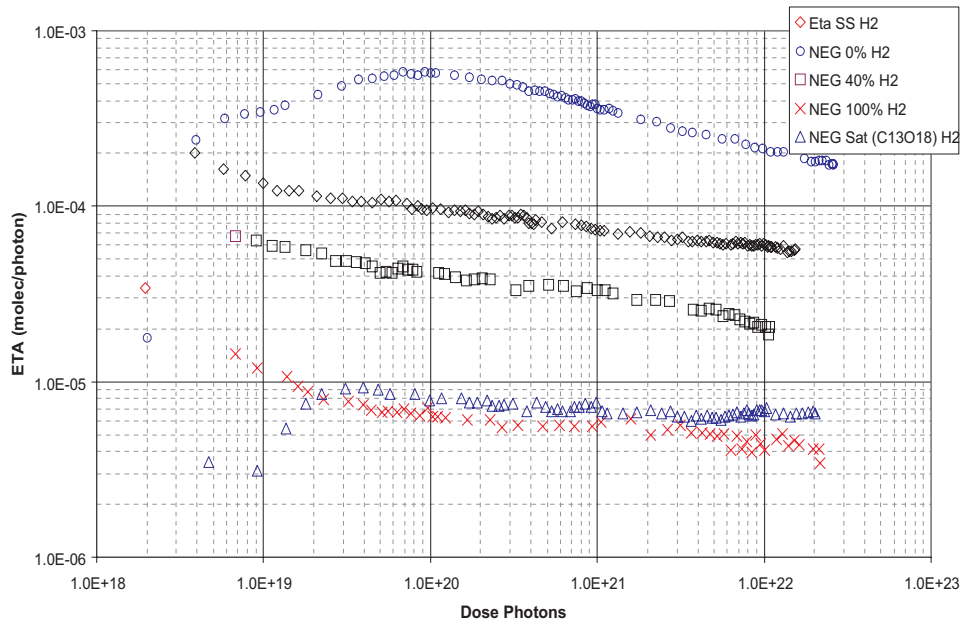


FIG. III.14: η , à $\varepsilon_c = 194$ eV de l'hydrogène pour l'acier inoxydable (Losanges) et du NEG St 707, "en l'état" (Cercles), activé à 40% (Carrés), activé à 100% (croix), saturé avec du $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ (Triangles).

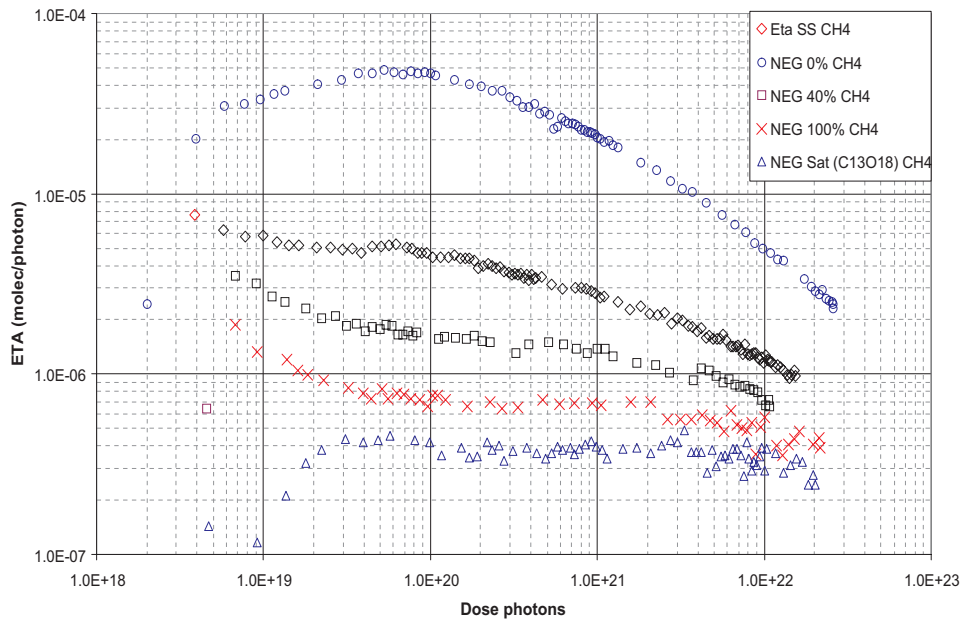


FIG. III.15: η à $\varepsilon_c = 194$ eV du méthane pour l'acier inoxydable (Losanges) et pour le NEG St 707, "en l'état" (Cercles), activé à 40% (Carrés), activé à 100% (croix), saturé avec du $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ (Triangles).

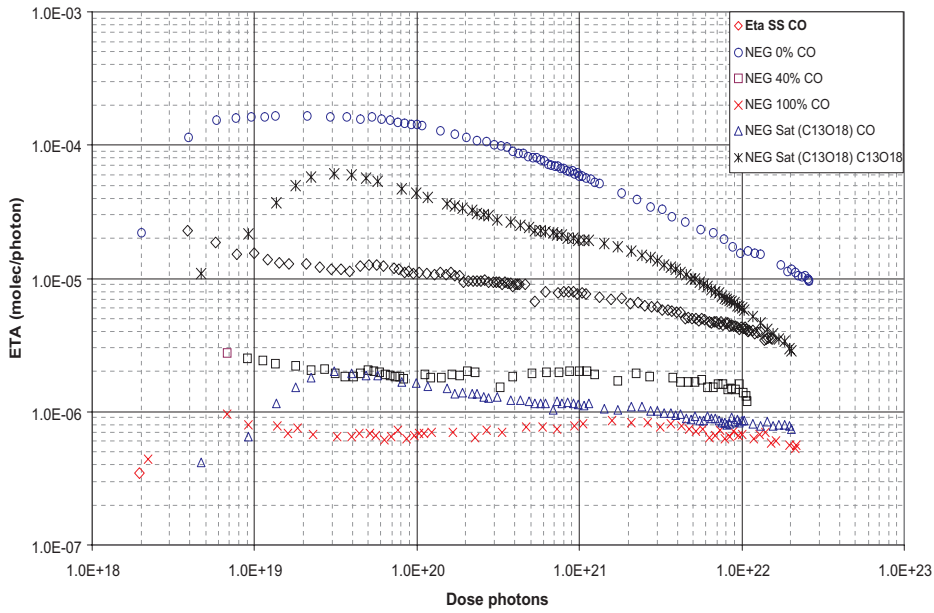


FIG. III.16: η à $\varepsilon_c = 194$ eV du monoxyde de carbone & de l'isotope principal, de l'acier inoxydable (Losanges) et η du NEG St 707, "en l'état" (Cercles), activé à 40% (Carrés), activé à 100% (croix), saturé avec du $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ (Triangles et Astérisques).

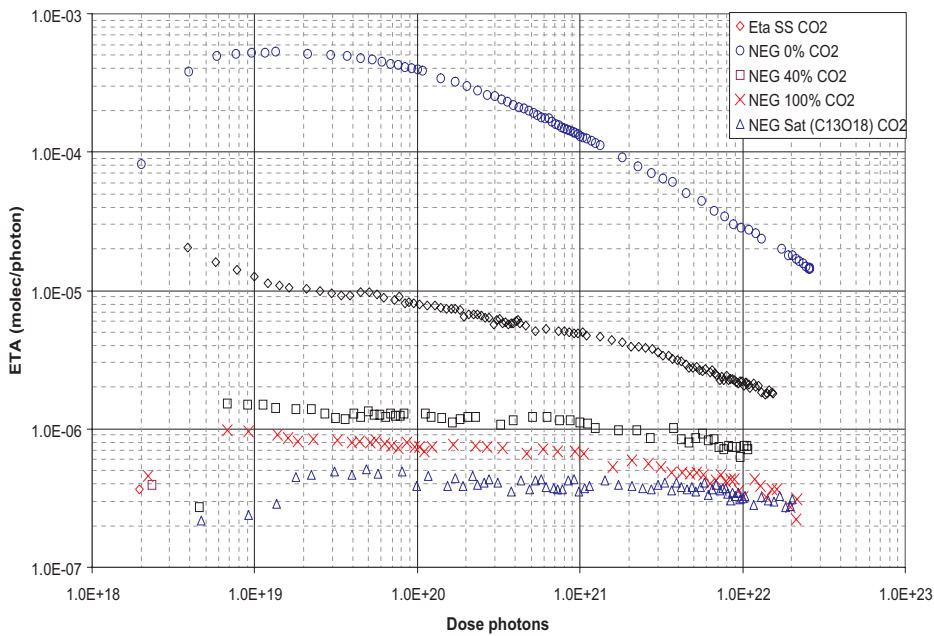


FIG. III.17: η à $\varepsilon_c = 194$ eV du dioxyde de carbone de l'acier inoxydable (Losanges) et du NEG St 707, "en l'état" (Cercles), activé à 40% (Carrés), activé à 100% (croix), saturé avec du $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ (Triangles).

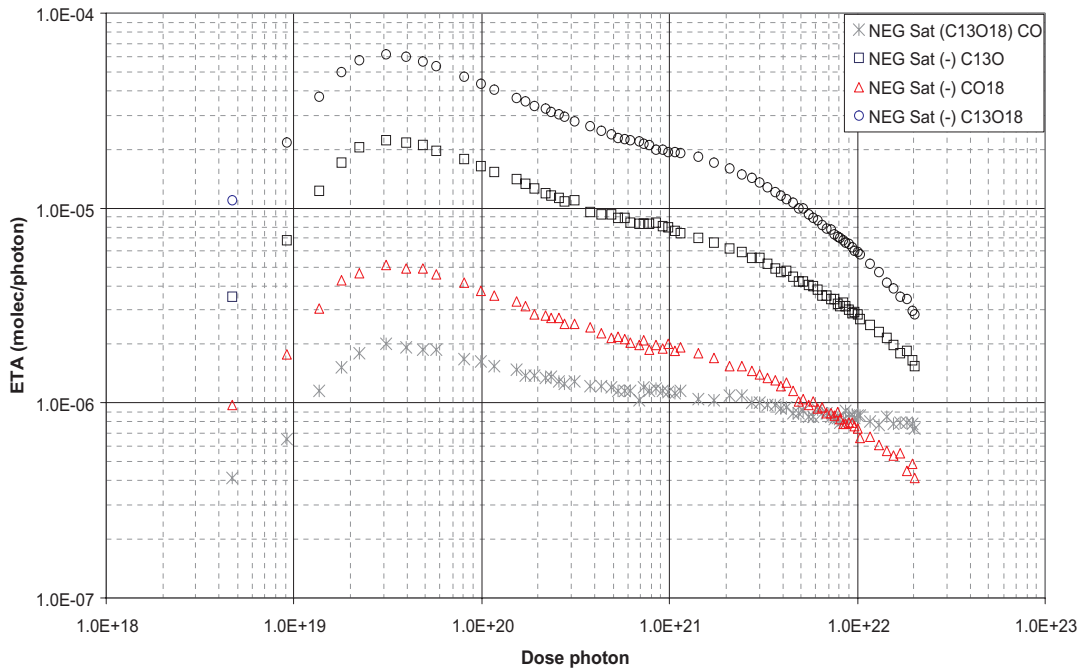


FIG. III.18: η du NEG St 707, à $\varepsilon_c = 194$ eV, saturé avec du $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$, η des principaux isotopes CO (Croix), $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ (Cercles), ^{13}CO (Carrés), C^{18}O (Triangles).

III.4.4 Le NEG activé et les problèmes associés

Détermination du η lorsque le NEG est activé

Lorsque le NEG est activé, il apparaît une vitesse de pompage dans l'enceinte. Il est donc nécessaire de corriger le coefficient de photodésorption mesuré (η_{mes}) en tenant compte de l'effet de pompage du NEG activé, pour trouver le η_{vrai} .

Afin de corriger le coefficient η_{mes} , il nous faut calculer un coefficient de correction en écrivant les équations différentielles qui décrivent les phénomènes de désorption ; on les résoudra avec les conditions aux limites du système. Ces équations doivent tenir compte du repompage par le getter [76], mais on négligera le dégazage thermique du getter. La simulation numérique [77], basée sur ces équations, que nous avons utilisée pour déterminer le η_{vrai} donne les coefficients de correction suivants : Pour le CO $\eta_{vrai} = 10 \eta_{mes}$ et pour H_2 $\eta_{vrai} = 5 \eta_{mes}$. Cependant et comme expliqué dans [78] la simulation et les équations ne tiennent pas compte de la probabilité qu'ont les molécules de pouvoir s'échapper sans avoir, ou peu, interagi avec les parois. Dans le cas de notre cible cette probabilité est non négligeable. Cet effet peut être pris en compte dans une simulation Monte Carlo (MC) [79].

Cette simulation modélise nos cibles et la chambre tampon. Le résultat principal que l'on obtient est représenté par la Figure III.19, pour la cible montée sur SLF 92, Figure III.5.

La courbe est quasiment identique pour la cible utilisée sur SLF 42.

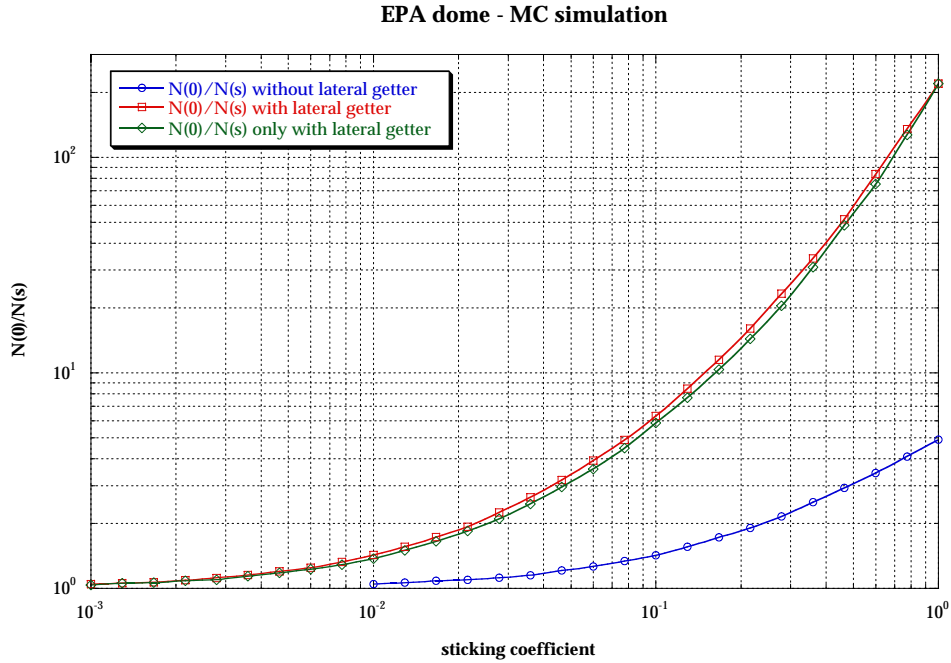


FIG. III.19: Variation du rapport du nombre de molécules désorbées qui atteignent le système de mesure en fonction du coefficient de collage du NEG

$N(0)$ représente le nombre de molécules qui atteignent le système de mesure, lorsque le coefficient de collage du NEG est nul.

$N(\sigma)$ est le nombre de molécules qui atteignent le système de mesure, lorsque le coefficient de collage du NEG est quelconque.

Le principe du MC est le suivant. On libère un nombre $N \gg 1000$ de molécules de la surface directement irradiée par le RS soit 5 cm^2 pour la cible de SLF 92. Leur injection de l'Endface et leur réflexion sur les parois sont supposées suivre une loi en cosinus, Figure III.20. On laisse évoluer le système et on compte toutes les molécules qui arrivent au point de mesure. Dans le cas où le coefficient de collage σ est nul, toutes les molécules injectées sont mesurées. Pour un coefficient de collage différent de zéro, dès qu'une molécule est sorbée, elle est perdue.

Le coefficient de photodésorption η est proportionnel à l'incrément de pression ΔP , équation (III.7)

$$\Delta P_{NEG}(\sigma) = P_{faisc} - P_{base} \quad (\text{III.33})$$

$$\Delta P_{NEG}(\sigma) \propto N_{faisc}(\sigma) - N_{base}(\sigma) \quad (\text{III.34})$$

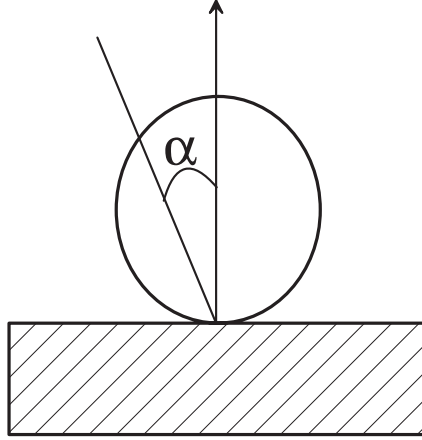


FIG. III.20: Probabilité d'émission d'une molécule de la surface suivant une loi en cosinus

Avec P_{faisc} la pression en présence de RS et P_{base} la pression sans faisceau. On obtient donc :

$$\frac{\eta(0)}{\eta(s)} = \frac{\Delta P_{NEG}(0)}{\Delta P_{NEG}(\sigma)} = \frac{N_{faisc}(0) - N_{base}(0)}{N_{faisc}(\sigma) - N_{base}(\sigma)} \quad (\text{III.35})$$

Dans le cas du MC les nombres de molécules $N_{base}(\sigma)$ et $N_{base}(0)$ sont nuls, car on considère le système vide comme parfait, donc sans signal résiduel. Pour utiliser l'équation (III.35) et la Figure III.19 la référence pour le NEG ayant une vitesse de pompage nulle sera le NEG saturé par CO et par $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ pour les expériences réalisées à l'énergie critique $\varepsilon_c = 194$ eV (SLF 42). Dans ce dernier cas, nous aurions pu prendre le NEG "en l'état" plutôt que le NEG saturé par $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$.

Le NEG "en l'état" n'est pas un bon candidat tout comme le NEG saturé en CO pour la détermination du rapport $\frac{N_{faisc}(0) - N_{base}(0)}{N_{faisc}(\sigma) - N_{base}(\sigma)}$ du CO dans l'expérience à $\varepsilon_c = 45$ eV (SLF 92).

Considérons un matériau, dont on suppose qu'aucune molécule ne peut être sorbée sur sa surface ($\sigma = 0$), exposée au RS. Supposons que l'irradiation ne stimule la désorption que d'une seule espèce de molécules i du matériau ; on mesure le vrai $N(0)$ pour le gaz i . Si maintenant on injecte durant l'irradiation la même espèce de gaz i , on mesure toujours $N(0)$ mais ce n'est plus le $N(0)$ du matériau pour le gaz i . Pour un NEG saturé en CO ou reçu "en l'état", on se trouve dans le cas où $\sigma = 0$ mais la saturation de la surface par l'espèce i que l'on veut mesurer est comparable au cas de la mesure de $N(0)$ en présence d'une injection de gaz i . Le $N(0)$ mesuré du NEG lors de la saturation par CO ou "en l'état" est l'addition du nombre de molécules extraites du matériau plus le flux artificiel, provenant de la désorption du contaminant.

L'exemple le plus frappant est celui du méthane Figure III.15. En effet quelque soit l'état d'activation du NEG, le rapport $\frac{N_{faisc}(0) - N_{base}(0)}{N_{faisc}(\sigma) - N_{base}(\sigma)}$ doit être égal à 1 puisque le getter ne pompe pas le CH_4 . Or si on fait le rapport NEG activé (Croix) et en prenant pour $N(0)$ le

NEG “en l’état” (Cercles) on peut obtenir un rapport compris entre 5 pour une dose de $2 \cdot 10^{22}$ photons et 40 pour une dose de 10^{20} photons ce qui implique un coefficient de collage compris entre 0.06 et 0.4. Par contre si l’on sature la surface avec une espèce autre, tel le CO le rapport devient, pour le cas de la Figure III.15 ≤ 1 et pour la Figure III.10 proche de 1, soit un coefficient de collage proche de zéro.

Dans le cas des expériences réalisées à $\varepsilon_c = 194$ eV, nous utiliserons pour appliquer l’équation (III.35) et utiliser la Figure III.19 les courbes du NEG saturé par du $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ (Triangles), N(0) et pour N(σ) le NEG activé à 100% (Croix). Pour l’hydrogène le CO et le CO₂ les rapports sont proches de 1. On conclut donc que le η_{vrai} est pratiquement identique au η_{mes} .

Pour les expériences réalisées à $\varepsilon_c = 45$ eV les rapports pour l’hydrogène et le CO₂ (les courbes représentées par les Triangles et les courbes représentées par les Carrés) varient entre 1 et 3 ce qui nous permet aussi de conclure que le η_{vrai} est pratiquement identique au η_{mes} . Pour le CO le rapport, bien qu’erroné, varie entre 3 et 5 ce qui permet tout de même d’arriver à la même conclusion.

Aux erreurs de mesures près la correction pour obtenir η_{vrai} à partir de η_{mes} doit être un facteur 2 au plus.

Désorption parasite induite par les photons réfléchis dans la chambre tampon

Nous avons montré que le η_{mes} était pratiquement égal au η_{vrai} , toutefois est-on sûr de mesurer les molécules provenant du NEG totalement activé ou celles qui sont désorbées “parasitiquement” par les photons qui seraient réfléchis dans la chambre tampon ?

Considérons que la réflectivité de la surface rugueuse du NEG est de 10% ; que ces photons réfléchis le sont en suivant une loi en cosinus comme représenté par la Figure III.20. Seul un certain nombre de ces photons peut s’échapper sans avoir interagi avec le NEG. Le rapport entre le nombre de photons qui s’échappent sans interaction sur le nombre de photons réfléchis peut être caractérisé par un coefficient que l’on appellera transmission directe. Ces photons transmis sont émis dans le demi angle d’ouverture α des cibles. On supposera aussi que tous les photons incidents bombardent la cible en son centre. Cette supposition implique que le nombre de photons réfléchis est surestimé ainsi que le flux de molécules parasites désorbées.

A partir des dimensions des cibles, Figures III.5 et III.6, nous déterminons l’angle d’ouverture :

$$\alpha = \arctan \left(\frac{\text{Rayon de la cible}}{\text{Longueur de la cible}} \right) \quad (\text{III.36})$$

Cet angle vaut 10.8° pour la cible de SLF 92 et 16.7° pour la cible de SLF 42. La distribution des photons réfléchis suit la loi $D(\theta) = f(\theta) \cos(\theta)$ avec $f(\theta)=1$, répartition isotrope. La probabilité d’émission renormalisée à la surface πr^2 est donnée par :

$$P = \frac{1}{\pi r^2} \iint r^2 \cos(\theta) \sin(\theta) d\theta d\varphi \quad (\text{III.37})$$

Avec $\theta \in [0, \alpha < \frac{\pi}{2}]$ et $\varphi \in [0, 2\pi]$. L'intégration donne :

$$P = \frac{1}{2} (1 - \cos(2\alpha)) \quad (\text{III.38})$$

A partir de l'équation (III.38) et des angles d'ouverture α , les transmissions directes pour les cibles de SLF 92 et de SLF 42 sont, respectivement, de 4% et de 8%. Les flux moyens de photons irradiant la cible pour les expériences à 45 et 194 eV sont donnés dans le Tableau III.1. Supposons que le coefficient de photodésorption de la chambre tampon ait une valeur comprise entre le η initial d'une chambre en acier étuvée à 150 °C irradiée en incidence rasante, 11 mrad ($\eta_{11\text{mrad}}$) [36], et le η initial de notre cible en acier irradiée en incidence normale, η_{90} . Cette hypothèse peut être acceptée car la chambre tampon a été étuvée à 300 °C pendant 24h, et les photons réfléchis la frapperont avec un angle d'une dizaine de degrés. Posons que le coefficient de photodésorption de la chambre tampon η_{chbr} est $\eta_{chbr} = \frac{\eta_{11\text{mrad}} + \eta_{90}}{2}$. Les coefficients de photodésorption pour le NEG et pour notre cible d'acier sont tirés des courbes des Figures III.9 et III.11 ainsi que des Figures III.14 et III.16.

Les flux parasites (Q_{paras}) pour H₂ et CO sont résumés dans le Tableau III.2.

Energie critique du RS	H ₂		CO	
	45 eV	194 eV	45 eV	194 eV
$\eta_{11\text{mrad}}$ (molec/photon)	$5 \cdot 10^{-4}$	$1 \cdot 10^{-3}$	10^{-4}	$2 \cdot 10^{-4}$
η_{90} (molec/photon)	$3 \cdot 10^{-5}$	$2 \cdot 10^{-4}$	10^{-5}	$2 \cdot 10^{-5}$
η_{chbr} (molec/photon)	$2.7 \cdot 10^{-4}$	$6 \cdot 10^{-4}$	$5 \cdot 10^{-5}$	$1.1 \cdot 10^{-4}$
$\dot{\Gamma}_{paras}$ (photon/s)	$1.5 \cdot 10^{14}$	$8 \cdot 10^{14}$	$1.5 \cdot 10^{14}$	$8 \cdot 10^{14}$
Q_{paras} (molecules/s)	$4 \cdot 10^{10}$	$5 \cdot 10^{11}$	$7.5 \cdot 10^9$	$9 \cdot 10^{10}$
Q_{NEG} (molecules/s)	$7.5 \cdot 10^{11}$	$1 \cdot 10^{12}$	$7.4 \cdot 10^{10}$	$1 \cdot 10^{11}$

TAB. III.2: Flux de molécules parasites photodésorbées par les photons réfléchis des cibles NEG sur les parois en acier inoxydable de la chambre tampon

La désorption parasite à 45 eV peut être négligée par rapport aux molécules désorbées du NEG. Par contre à 194 eV les valeurs des flux parasites et du NEG totalement activé sont très proches, ce qui peut laisser penser que l'on a mesuré non seulement les molécules désorbées du NEG mais aussi celles provenant de la réflexion sur les parois de la chambre tampon.

Ce problème de désorption parasite par les photons réfléchis se pose aussi lors des autres expériences comme celle du NEG activé à 40%, le NEG saturé...

Un calcul rapide montre que l'on peut négliger la désorption parasite pour les expériences du NEG "en l'état", de l'acier inoxydable, du NEG activé à 40%. Par contre pour le NEG saturé par du $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$, nous nous retrouvons dans le même cas que le NEG activé totalement. En effet pour les gaz H_2 , CH_4 , CO et CO_2 les coefficients de photodésorption du NEG activé à 100% (Croix) et du NEG saturé par $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ (Triangles) sont du même ordre de grandeur ; Figures III.14 à III.17.

Cependant le NEG est une surface 80 fois plus rugueuse que l'acier inoxydable, elle est aussi plus sombre ce qui implique un albédo plus faible que l'acier ; ces deux paramètres doivent diminuer la réflectivité totale de la surface. La réflectivité d'une surface en aluminium anodisé noircie irradiée en incidence normale par un laser de longueur d'onde $\lambda = 531 \text{ nm}$ est de moins de 10% [80]. En outre la chambre tampon de la ligne SLF 42 provient de la ligne SLF 92, or celle-ci a subi de nombreux étuvages et a été irradiée par de nombreux photons lors d'expériences précédentes [36] [12], le coefficient de photodésorption $\eta_{11\text{mrad}}$ est donc très certainement inférieur à celui initial.

III.5 Discussion sur les coefficients de photodésorption

III.5.1 Le NEG "en l'état"

En premier lieu nous allons nous intéresser aux courbes de photodésorption du NEG "en l'état" irradié par le Rayonnement Synchrotron (RS) d'énergie critique $\varepsilon_c = 194 \text{ eV}$, Figure III.13.

Les courbes montrent une augmentation progressive du coefficient de photodesorption jusqu'à une dose d'environ 10^{20} photons, puis une diminution typique due au nettoyage de la surface par les photons, tel que représenté par exemple au § II.5 par la Figure II.10. La surface du NEG "en l'état" est recouverte d'une couche de gaz condensé dont l'épaisseur est estimée être entre 20 et 50 monocouches. Cette couche de gaz, que nous appellerons "oxyde", provient de l'exposition à l'air du NEG. Si l'on regarde la composition de l'air, donnée en Annexe E, on pourrait s'attendre, lors d'une analyse du spectre de masse du NEG (entre 1 et 50 uma) au moment de l'irradiation, à trouver de l'azote et de l'oxygène. En effet le NEG St 707 a une vitesse de pompage pour l'azote de $450 \text{ l.s}^{-1}.\text{m}^{-1}$ ($S_{\text{H}_2}=1000 \text{ l.s}^{-1}.\text{m}^{-1}$) [30] et il forme des liaisons stables avec l'oxygène (ZrO , ZrO_2). Toutefois l'analyse montre que le pic dominant est l'eau suivie du dioxyde de carbone puis de l'hydrogène et en intensité égale le monoxyde de carbone. La différenciation entre le CO (28 uma) et l'azote N_2 (28 uma) est faite en comparant sur les spectres de masses enregistrés manuellement, les pics des masses 12 (C) et 14 (N). L'étude de ces spectres a montré que l'intensité du pic 14 est négligeable par rapport à l'intensité du pic 12, ceci implique que le signal sur la masse 28 est dû au CO . Ces spectres manuels n'ont pas été reproduits dans les textes⁷.

⁷Aucun spectre manuel pour les résultats de photodésorption n'a été reproduit.

L'absence d'azote sur la surface

Le NEG est livré scellé dans des boîtes en acier sous atmosphère d'azote ou d'argon, après avoir été exposé à l'air [81] [55]. Nous pouvons donc être sûrs que l'absence d'azote, ou sa non décelabilité, implique que l'énergie de liaison de l'azote sur le NEG est faible comparée à celle d'un composé oxydé. Il est aussi possible que l'azote initialement présent sur la surface puisse y être remplacé par l'oxygène, cette hypothèse est confirmée par SAES getter [81]. L'absence d'azote dans l'oxyde peut être expliquée, en première approximation, par la triple liaison covalente saturée entre les atomes d'azote⁸ et de la grande électronégativité de N (3.04)⁹. De fait il n'y a pas d'électrons libres ou peu liés capables de former une liaison chimique avec les molécules qui l'entourent. Ainsi et puisque l'azote est efficacement pompé par les pompes d'un système vide il n'est pas étonnant de n'en trouver pratiquement aucune trace.

Le signal d'oxygène

Lors de la photodésorption on observe un signal sur la masse 32, toutefois celui-ci est faible. Le coefficient de photodésorption associé, Figure III.13 (plus), varie de $2 \cdot 10^{-6}$ au début de l'irradiation (10^{19} photons) à 10^{-5} pour une dose de 10^{20} photons puis tombe à 10^{-6} pour une dose de 10^{22} et 10^{-7} pour $2.5 \cdot 10^{22}$ photons. Ce faible signal sur la masse 32 peut être dû au photocraquage de l'eau et du CO_2 puis de la recombinaison des atomes d'oxygène. Cependant ce signal n'implique pas une absence d'oxygène moléculaire sur la surface. L'oxygène de l'air ou l'eau ont pu se dissocier sur la surface pour former des oxydes ZrO ou ZrO_2 (la structure électronique du Zr est $(\text{Kr})4d^2 5s^2$) [71] [59] et lors du bombardement par les photons de la surface cet oxygène peut se recombinaison avec des carbones ou de l'hydrogène présent dans l'oxyde ou venant de la surface. Il peut aussi se déposer et/ou réagir avec les molécules présentes sur les parois en acier inoxydable de la chambre tampon et notamment le soufflet, Figure III.4, avant d'atteindre l'analyseur. La proportion d'oxygène initialement présente sur la surface du NEG "en l'état" est donc gravement sous-estimée et compte tenu de notre système expérimental, impossible à déterminer.

Les autres gaz

Le reste de l'analyse du spectre manuel est presque en accord avec la composition de l'air. Les gaz principaux désorbés sont l'eau et le dioxyde de carbone puis l'hydrogène et le CO puis CH_4 . Le fait que les courants ioniques enregistrés par l'analyseur pour l'hydrogène et le CO soient supérieurs à celui du méthane peut être expliqué par la photodissociation des molécules d'eau et de CO_2 présentes majoritairement dans l'oxyde. L'hydrogène et le CO qui sont enregistrés au début de l'irradiation doivent provenir principalement de ce photocraquage. Ceci permet aussi d'expliquer l'augmentation du coefficient η pour CO et H_2 , Figure III.13, Il est aussi possible que le méthane soit produit par la recombinaison de

⁸ E_{liaison} : $\text{N}_2 \simeq 9.4$ eV, $\text{CO} \simeq 11.1$ eV, $\text{O}_2 \simeq 5.1$ eV

⁹C (2.55), O (3.44), Zr (1.55), Alcalins < 1

carbone et d'hydrogène produits par la dissociation de l'eau et du CO_2 ce qui expliquerait la montée de η_{CH_4} jusqu'à 10^{20} photons. Le NEG ne sorbe pas, à température ambiante, le méthane et par conséquent il ne peut être que produit ou présent dans la couche d'oxyde qui recouvre le NEG.

La courbe de $\eta_{\text{H}_2\text{O}}$ présente le même comportement que CO ou CH_4 . Cette montée peut, peut-être, être expliquée par la dose nécessaire pour atteindre l'équilibre entre la photoproduction et le pompage parasite des parois étuvées de la chambre tampon et de la recombinaison des molécules OH et O venant d'un oxyde ZrO_x . La dose de $2 \cdot 10^{19}$ photons qui semble être le point d'équilibre est, compte tenu du flux de photons émis par EPA Tableau III.1, atteinte après un temps d'irradiation de 200 s.

III.5.2 La cible en acier inoxydable

Nous allons maintenant comparer les résultats du NEG à ceux obtenus pour l'acier inoxydable.

Les courbes des Figures III.9 à III.12 et des Figures III.14 à III.17 montrent qu'un NEG qui subit une activation désorbe moins qu'une surface d'acier inoxydable. Ceci est vrai pour l'hydrogène, le méthane, le dioxyde de carbone et le monoxyde de carbone. Pour un NEG qui a subi une saturation par du CO ou du $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ on constate aussi que la désorption induite par les photons pour l'hydrogène, le méthane, le dioxyde de carbone et le monoxyde de carbone, Figure III.16 (Triangles), est inférieure à celle de l'acier. Nous discuterons plus loin des deux courbes relatives au η_{CO} et au $\eta_{^{13}\text{C}^{18}\text{O}}$ Figure III.11 (Triangles) Figure III.16 (Astérisques).

On remarquera aussi qu'entre les deux expériences, celle à 45 eV et celle à 194 eV, les résultats des coefficients de photodésorption pour chaque gaz sont en bon accord. Les écarts entre les courbes pour chaque gaz et chaque expérience sont inférieurs à 30% pour le CH_4 , le CO et le CO_2 . L'accord pour l'hydrogène est à un facteur 2 près. Ce facteur 2 pour l'hydrogène est en accord avec les résultats obtenus pour une chambre en acier inoxydable irradiée en incidence rasante avec les mêmes énergies critiques [36].

III.5.3 Le NEG activé

Nous avons vu dans le paragraphe précédent que le NEG St 707 activé désorbe moins que la surface en inox. De plus on constate dans les expériences à 194 eV que les courbes pour le NEG partiellement activé sont au dessus du NEG totalement activé.

Etudions d'abord le cas du NEG totalement activé. Les photons frappent la cible en incidence normale, les molécules photodésorbées de l'Endface (Figures III.5 et III.6) peuvent, si elles ne s'échappent pas directement par l'ouverture de la cible, subir des collisions avec le manchon de NEG et donc être repompées. Dès lors notre signal est sous estimé.

Dans le cas du NEG partiellement activé (NEG 40%), les considérations sur la mesure du η_{vrai} ainsi que sur la contribution parasite, due aux photons frappant les parois de la

chambre tampon, restent valides. Les courbes du NEG partiellement activé sont systématiquement au-dessus du NEG totalement activé. Si l'on suit le même raisonnement et la même démarche pour l'analyse, nous pouvons conclure que les valeurs mesurées sont celles d'un NEG partiellement activé.

Nous avons montré au § III.4.4 que les coefficients de photodésorption des gaz mesurés d'un NEG activé totalement sont quasiment égaux aux coefficients de photodésorption vrais pour chaque espèce de gaz.

Pour les expériences à 194 eV nous ne sommes pas certains que les η mesurés soient ceux du NEG totalement activé. Néanmoins les expériences nous donnent des valeurs maximales pour les η de chaque espèce de gaz.

Nous pouvons conclure qu'un NEG, qu'il soit totalement ou partiellement activé, désorbe moins qu'une surface en acier inoxydable. Ces résultats sont en accord avec les deux résultats trouvés dans la littérature sur le même sujet [2] [3], Ceci semble aussi vrai si l'on compare les résultats obtenus pour une chambre de Ti-Zr irradié à EPA [76] avec ceux d'une chambre en acier inoxydable [36] [82].

Le facteur de réduction entre les η d'un NEG activé et d'un NEG "en l'état" est compris entre 20 et 50 suivant le gaz. De très récentes études similaires sur un film de NEG déposé [83] affirment qu'un facteur de réduction de l'ordre de 380 a été mesuré après activation et irradiation par le RS. Ce résultat permet donc de conforter les nôtres, sans ambiguïté.

III.5.4 Le NEG saturé ; par CO et par $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$

Le premier résultat important est que l'irradiation de la surface du getter saturé par le RS ne produit pas une grande augmentation de pression. Dans le cas de l'expérience à 194 eV l'augmentation de pression totale n'est que d'un facteur 10 entre $5 \cdot 10^{-10}$ Torr et $4 \cdot 10^{-9}$ Torr, et d'un facteur 4 pour l'expérience à 45 eV entre $5 \cdot 10^{-10}$ Torr et $2 \cdot 10^{-9}$ Torr.

Lorsque le NEG est saturé que ce soit par CO ou par $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$, on constate que les coefficients de photodésorption sont :

Pratiquement égaux entre le η_{CO} du NEG saturé par CO et le η_{CO} de la cible en inox ; à 45 eV

Le coefficient de photodésorption $\eta_{^{13}\text{C}^{18}\text{O}}$ du NEG saturé par $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ est supérieur au η_{CO} de la cible en acier inoxydable ; à 194 eV.

Les coefficients de photodésorption pour l'hydrogène, le méthane, le dioxyde de carbone, et le CO pour l'expérience à 194 eV Figure III.16 (Triangles), sont inférieurs à ceux de l'acier inoxydable.

η des gaz utilisés pour saturer le NEG : CO et $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$

Dans un premier temps nous nous intéresserons à la différence de résultats entre les coefficients de photodésorption des éléments saturants, le CO à 45 eV et le $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ à 194 eV.

La disparité des valeurs des coefficients η entre la courbe de la Figure III.11 (Triangles)

et celle de la Figure III.16 (Astérisques) peut être attribué à la différence des pressions partielles de base du CO et du $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ avant irradiation ainsi que par les énergies critiques des rayonnements. La pression de base de CO lors de la saturation pour l'expérience à 45 eV est 4 fois plus importante que celle du $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ pour l'expérience à 194 eV. La pression de base pour le $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ a été prise 1 heure après la fermeture de la vanne photon à la fin de l'expérience. Dans le cas du CO la pression de base 1h après la fin de l'irradiation était quasiment identique à la pression de base prise avant irradiation.

Si on égalise la pression de base pour le CO à 45 eV à la pression de base du $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ à 194 eV, la courbe pour le CO de la Figure III.11 est décalée vers le haut. Le coefficient de photodésorption du CO à 45 eV vaut $2 \cdot 10^{-5}$ molécule/photon et reste à cette valeur jusqu'à la fin de l'irradiation Figure 11 dans [84]. les valeurs de η_{CO} et $\eta_{^{13}\text{C}^{18}\text{O}}$ sont égales après avoir accumulé sur la surface une dose de $5 \cdot 10^{20}$ photons.

La forme des courbes entre les deux expériences est aussi différente. Dans l'expérience à 45 eV, Figure III.11 (Triangles), on observe un plateau puis un nettoyage de la surface qui s'accroît après une exposition de $5 \cdot 10^{20}$ photons. Pour l'expérience à 194 eV le $\eta_{^{13}\text{C}^{18}\text{O}}$ augmente jusqu'à une dose de $3 \cdot 10^{19}$ photons soit 300 s d'irradiation puis on observe une courbe typique d'un nettoyage de surface sous exposition de photons. Ce délai et ce plateau (à 45 eV) pourraient s'expliquer par le temps nécessaire pour atteindre l'équilibre entre recombinaison des éléments chimiques et nettoyage par le RS. Lorsque la surface se nettoie, de moins en moins d'atomes sont disponibles pour la recombinaison, de ce fait de moins en moins de molécules sont désorbées.

On constate, toujours pour l'expérience à 194 eV, que la courbure de la courbe de nettoyage du $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ change et s'accroît à partir d'une dose de $3 \cdot 10^{21}$ photons. Après l'accumulation de $2 \cdot 10^{22}$ photons sur la surface le $\eta_{^{13}\text{C}^{18}\text{O}}$ devient inférieur au η_{CO} de la cible en acier inoxydable. De plus la pente de nettoyage pour le $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ est plus prononcée que celle de l'inox ce qui tend à conclure que le NEG saturé désorbera moins que l'inox étuvé même en tenant compte de la contribution du CO venant de l'intérieur du NEG. Le résultat est identique dans le cas de la saturation par CO dans l'expérience à 45 eV.

La faible augmentation de pression totale lors de l'irradiation d'un NEG saturé couplée aux "faibles" coefficients de photodesorption pour le CO et le $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ nous laisse penser que soit le $^*\text{C}^*\text{O}$ diffuse dans le NEG soit il y a désorption des éléments atomiques. D'après [71] [59], nous savons que le CO (tout comme O_2) est adsorbé dissociativement, même à 300 K, sur une surface polycristalline de Zr ainsi que sur le getter type St 707. Il y a formation de complexe ZrC, ZrO et ZrO_2 sur la surface. Après la formation par le CO de cette couche passivée sur le getter, il n'y a plus d'adsorption dissociative sur la surface [59].

Hypothèse de la désorption des éléments atomiques composants le CO et le $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$

L'étude du spectre total, à 45 eV, montre que les intensités des pics 12 et 16, carbone et oxygène atomique, augmentent d'un facteur 1.5 et 1.3 respectivement. Si nous comparons les rapports $\frac{M_{12}}{M_{28}}$ et $\frac{M_{16}}{M_{28}}$ provenant de la calibration du RGA et celui provenant du spectre

lors de l'irradiation, nous pouvons déterminer si ces augmentations sont dues au craquage du CO dans la tête de l'analyseur ou si elles proviennent de la surface. D'après l'étalonnage de notre RGA les rapports de craquage sont de 7% pour $\frac{M_{12}}{M_{28}}$ et de 3.5% pour $\frac{M_{16}}{M_{28}}$. Ils sont en accord avec ceux donnés en Annexe D. Les rapports $\frac{M_{12}}{M_{28}}$ et $\frac{M_{16}}{M_{28}}$ provenant du spectre fait pendant l'irradiation par le RS sont respectivement de : 5% et 11%. En tenant compte du fait que le pic 16 peut aussi provenir du craquage de CO₂, de H₂O, ou être du méthane, nous pouvons conclure que cette augmentation d'intensité ne provient pas de la désorption du carbone atomique et de l'oxygène atomique liés au Zr.

Comparons les rapports $\frac{M_{13}}{M_{31}}$ et $\frac{M_{18}}{M_{31}}$ pour l'expérience à 194 eV. Les rapports de craquage sont de 8% pour $\frac{M_{13}}{M_{31}}$ et de 4% pour $\frac{M_{18}}{M_{31}}$; ces rapports sont en accord avec ceux de l'expérience à 45 eV. Durant l'irradiation par le RS, les rapports sont de 14% et 9% respectivement. Une analyse de gaz de la bouteille avec un RGA, a montré que l'on trouve aussi d'autres gaz isotopiques comme ¹³CO (29 uma), C¹⁸O (30 uma), ¹³CO₂ (45 uma), ¹³C¹⁸OO (47 uma) et ¹³C¹⁸O₂ (49 uma), cf § III.3.2. Pendant l'exposition au RS les intensités des pics 29 et 30 uma suivent l'évolution du pic de ¹³C¹⁸O (31 uma) ; augmentation puis diminution dûes au nettoyage de la surface par les photons. On peut donc conclure que les pics en 13 uma et 18 uma, proviennent des craquages dans la tête du RGA des *C*O isotopiques, ainsi que d'un peu d'eau présente dans le système (le pic sur la masse 17 uma correspond à la molécule OH, qui est un bon traceur pour la présence d'eau).

Hypothèse de la diffusion des C et O dans le NEG pendant l'irradiation

Puisque nous avons écarté la possibilité que les *C*O soient désorbés sous forme atomique, il reste que sous l'influence du RS les atomes de C et O migrent dans le matériau. Cette possibilité peut être vérifiée expérimentalement par une analyse Auger ou une analyse SIMS¹⁰. Cette dernière a aussi l'avantage de pouvoir séparer les isotopes. Toutefois ces analyses (Auger ou SIMS) sont difficiles car le NEG St 707 est un matériau très rugueux.

La Figure III.21 montre les profils Auger de trois NEG St 707 dans différents états. La courbe qui nous intéresse est celle du carbone (Carrés pleins). Sur les 3 courbes représentant l'oxygène (Astérisques) on peut voir que cet élément est présent profondément dans le matériau.

Sur la courbe a) on constate que le carbone n'est présent qu'en surface du NEG "en l'état".

Sur la courbe b), un NEG saturé par du CO, on constate une diminution de la concentration de carbone puis une augmentation. L'histoire de cet échantillon permet de comprendre cette bosse. Ce morceau de NEG provient d'un ruban qui a subi plusieurs activations expositions a du néon et saturations par du CO et du CO₂. Puis il a été finalement activé et saturé par du CO, remis à l'air et analysé. Durant ces cycles d'activation le carbone a migré vers l'intérieur du matériau. Le fait que la concentration ne décroisse pas uniformément doit être explicable par la chronologie de son histoire.

¹⁰Secondary Ion Mass Spectrometry

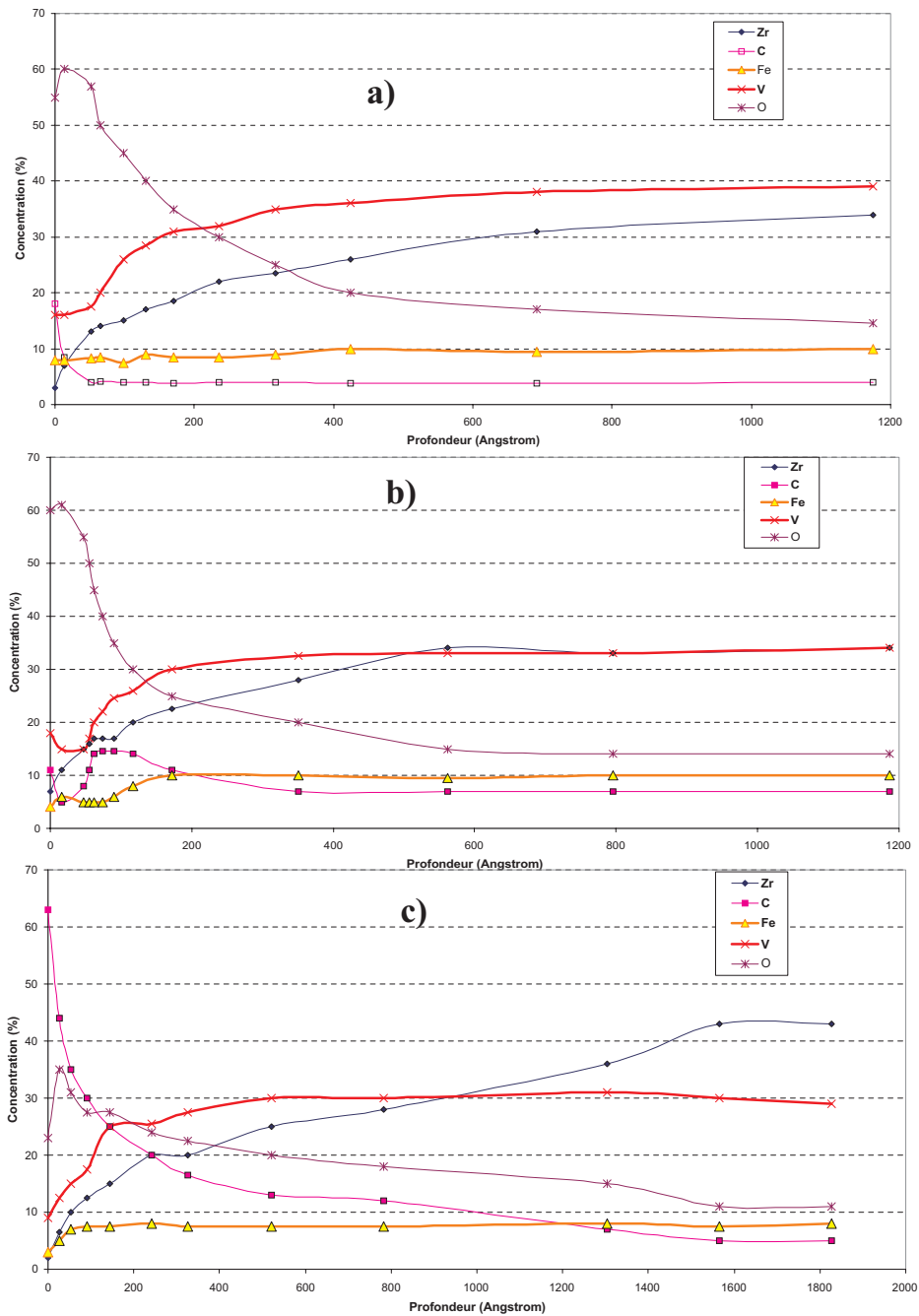


FIG. III.21: Profil Auger d'un NEG, a) en l'état, b) saturé par du CO, c) saturé par du $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ puis exposé au RS

La courbe c) montre une décroissance uniforme de la concentration suivant la profondeur du matériau. Ce NEG est la cible qui a été irradiée suivant le mode opératoire décrit au § III.3.2 pour la ligne SLF 42. Il n'a été démonté et envoyé pour analyse qu'après avoir subi deux nouvelles irradiations. A savoir une irradiation par le RS après une activation totale, puis une re-saturation par du $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ et une nouvelle exposition au RS. Les résultats obtenus par cette dernière expérience sont similaires à ceux présentés. Le NEG a été exposé à l'air pendant 2h avant d'être analysé.

La haute concentration en carbone sur la surface du NEG irradié pourrait être expliquée par la création d'un dépôt de carbone par l'intermédiaire de craquage des molécules carbonées du gaz résiduel par les photons, comme c'est le cas avec les électrons [85] [63].

La rugosité du NEG (60 à 80) peut aussi expliquer que la concentration du carbone reste importante jusqu'à une profondeur de 250 Å. Si l'on considère que la taille d'une molécule est de l'ordre de 4 Å, avec la rugosité du matériau cela implique que l'altitude entre les sommets et les vallées du NEG est de l'ordre de 240 Å. Il est donc possible d'avoir déposé une quantité de carbone non négligeable dans les vallées.

Toutefois, et bien que l'on compare des concentrations relatives, la concentration de carbone n'est égale à celle d'un NEG "en l'état" qu'après 1000 Å. Cette dernière constatation ne permet pas de conclure sur la diffusion du carbone dans le matériau, mais surtout elle ne l'infirmes pas.

Ces résultats (de désorption et courbes Auger) tendent à prouver que sous irradiation de photons il y a non seulement craquage des complexes ZrC et ZrO_x puis recombinaison des C, et O, sous forme de molécules et désorption, mais qu'il est possible d'avoir migration des atomes vers l'intérieur du matériau comme dans le cas d'une activation thermique. Les atomes de carbone et d'oxygène diffusent dans le matériau à partir de température $\gtrsim 200$ °C. La solubilité et la diffusivité de l'oxygène dans le Zr sont aussi plus grandes que celles du carbone [71] ce qui peut permettre d'expliquer le gradient de concentration de l'oxygène dans la surface.

η des autres gaz

Nous allons maintenant nous intéresser aux molécules d'hydrogène, de méthane et de CO_2 lors de la saturation par $^*\text{C}^*\text{O}$, puis à CO dans le cas de la saturation par $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$. Dans l'expérience à 194 eV on peut constater que les valeurs des η (H_2 , CH_4 , CO_2 et CO) du NEG saturé par le $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ des différents gaz sont au niveau des η du NEG totalement activé. On constate aussi la quasi absence de phénomène de nettoyage. Au contraire à 45 eV on observe un effet de nettoyage.

Pour l'hydrogène les η_{H_2} à 45 eV ou 194 eV sont quasiment en accord après une accumulation de $2 \cdot 10^{20}$ photons sur les cibles, Figures III.9 et III.14. L'hydrogène est présent en grande quantité dans le NEG, même après activation. La quantité d'hydrogène présent dans le NEG dépend de la pression partielle d'hydrogène qui règne au-dessus de sa surface [55] [57].

Pour l'expérience à 194 eV, après irradiation de la surface du NEG totalement activé on devrait s'attendre à observer un coefficient de désorption pour l'hydrogène lorsque le NEG

est saturé (Figure III.14, Triangles) inférieur à celui d'un NEG activé. En effet la courbe de la Figure III.14 (Croix) montre un nettoyage de la surface. On devrait donc avoir déplété quelques Å sous la surface et puisque la diffusion thermique est un phénomène lent, voir équation (II.21), le nombre d'atomes d'hydrogène présents dans ces quelques Å devrait être moindre.

En fait, d'après [86], il semblerait que lors d'une saturation par de l'oxygène d'une surface polycristalline de Zr, celui-ci attire l'hydrogène de l'intérieur du matériau. Si c'est le cas alors la zone déplétée ne reste pas vide et le coefficient de désorption peut être identique au NEG activé. On constate aussi que le début de la courbe (Triangles) montre une montée du coefficient de photodésorption, pour une dose de 10^{19} photons. Si ce phénomène est lié au temps nécessaire à la recombinaison des atomes d'hydrogène, il doit être plus lent que pour le NEG activé. En effet, pour le NEG saturé la plupart des sites de surface sont occupés par des C ou des O ; la probabilité de se recombinaison entre deux H est donc plus faible. Elle augmente ensuite grâce au nettoyage de la surface par les photons. Nous avons dit que la probabilité de recombinaison des H était faible lorsque la surface est saturée par des $^*C^*O$, on devrait donc détecter des éléments comme C-H ou O-H, qui devraient avoir des probabilités de formation plus élevées que H-H. Ces éléments ne sont pas détectés, mais cela ne prouve pas qu'ils ne soient pas formés. En fait ces radicaux sont extrêmement réactifs et peuvent se lier avec les éléments ("oxydes") présents sur les surfaces des parois du système vide lors des chocs avec celles-ci.

A 45 eV, le η_{H_2} du NEG saturé par CO est supérieur au η_{H_2} du NEG activé, Figures III.9 (Carrés et Triangles) et ceci jusqu'à une dose de $4 \cdot 10^{20}$ photons. Le mode opératoire à 45 eV est différent de celui à 194 eV. A 45 eV, le NEG a été installé, activé à 350 °C pendant 24h puis saturé avec du CO et enfin irradié. Le fait que le η_{H_2} soit supérieur lorsque le NEG est saturé par rapport au NEG activé est, compte tenu de la possibilité qu'à l'oxygène d'attirer l'hydrogène [86], compréhensible.

L'étude de la courbe de la Figure III.15 (Triangles), à 194 eV, montre un coefficient de désorption du méthane plus faible que pour le NEG activé. La montée de la courbe pour une dose de 10^{19} photons tend à nous faire penser que le méthane est produit par le NEG par recombinaison de C et de H. Or si il y a recombinaison entre le carbone présent sur la surface et l'hydrogène du NEG, la masse 15 doit être la masse de la molécule $^{13}CH_2$ et non pas CH_3 . L'étude du spectre total montre l'apparition d'un petit pic en masse 17, qui est la masse de $^{13}CH_4$. Il est possible que le coefficient de photodésorption pour le méthane soit sous estimé. Nous rappellerons que la détection du méthane n'est pas aisée en ultra vide, à cause de sa faible quantité. Sa détection certaine par notre RGA ne peut se faire que sur la masse 15, non pas en tant que molécule de CH_3 , mais comme provenant du craquage de CH_4 dans la tête de l'analyseur¹¹.

A 45 eV, d'après les deux courbes, Figure III.10 (Carrés et Triangles), une source possible de méthane est la recombinaison de C-H à la surface du NEG.

¹¹voir tableau de craquage. Annexe D

III.5.5 Le NEG sans manchon ; expérience à $\varepsilon_c = 45$ eV

Le but de l'expérience réalisée avec le NEG sans le manchon était d'évaluer la contribution en molécules photodésorbées par le manchon, ainsi que de comparer l'adsorption entre les NEG totalement activés, courbes représentées par des (Carrés) et des (Cercles), Figures III.9 à III.12.

Les expériences à 45 eV n'ont pu être réalisées qu'une fois, il est donc difficile d'en tirer des conclusions certaines. Toutefois les résultats montrent que la contribution provenant de l'acier du manchon est telle qu'ils permettent de confirmer les conclusions partielles sur les NEG activés ou saturés. A savoir que les NEG totalement activés ou saturés désorbent moins que l'acier inoxydable et dans le cas des NEG activés que les valeurs des coefficients de photodésorption mesurées sont pratiquement celles des coefficients de photodésorption vrais.

III.6 Résultat sur le nombre de molécules photodésorbées

Le nombre de molécules désorbées représenté par les courbes des Figures III.22 à III.28 est calculé en utilisant l'équation (III.11)

III.6.1 Molécules photodésorbées par le RS à $\varepsilon_c = 45$ eV : Ligne SLF 92

Les deux figures qui suivent représentent le nombre de molécules, d'hydrogène et de monoxyde de carbone, photodésorbées qui passent la conductance pour les expériences faites à 45 eV.

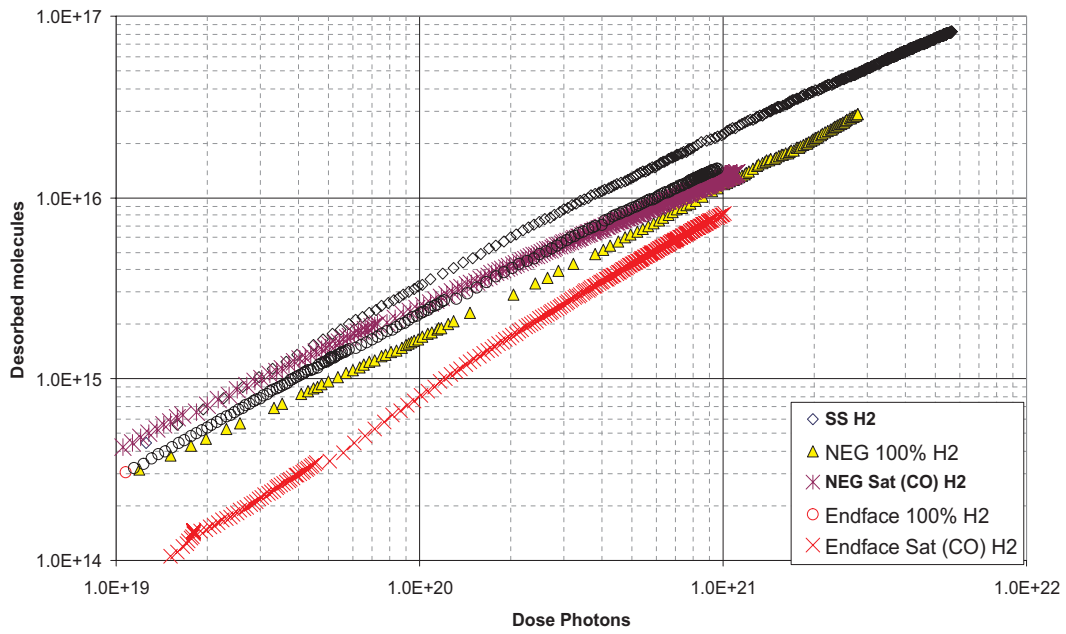


FIG. III.22: Nombre total de molécules d'hydrogène désorbées durant les irradiations pour chaque expérience.

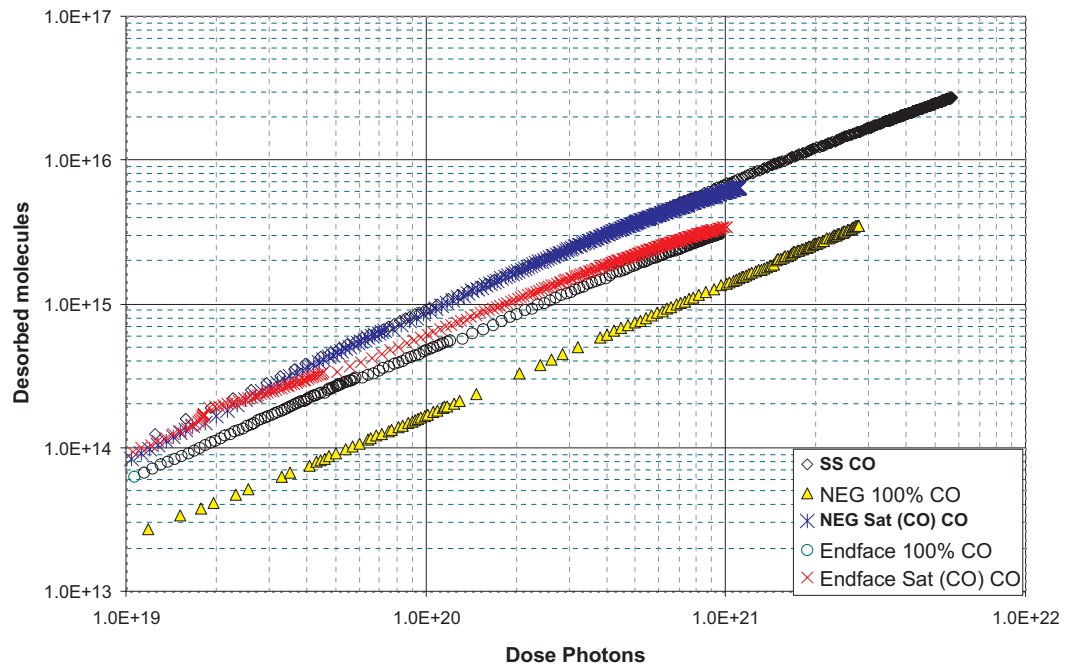


FIG. III.23: Nombre total de molécules de monoxyde de carbone désorbées durant les irradiations pour chaque expérience.

III.6.2 Molécules photodésorbées par le RS à $\varepsilon_c = 194$ eV : Ligne SLF 42

Les figures suivantes représentent le nombre de molécules photodésorbées qui passent la conductance pour les expériences faites à 194 eV.

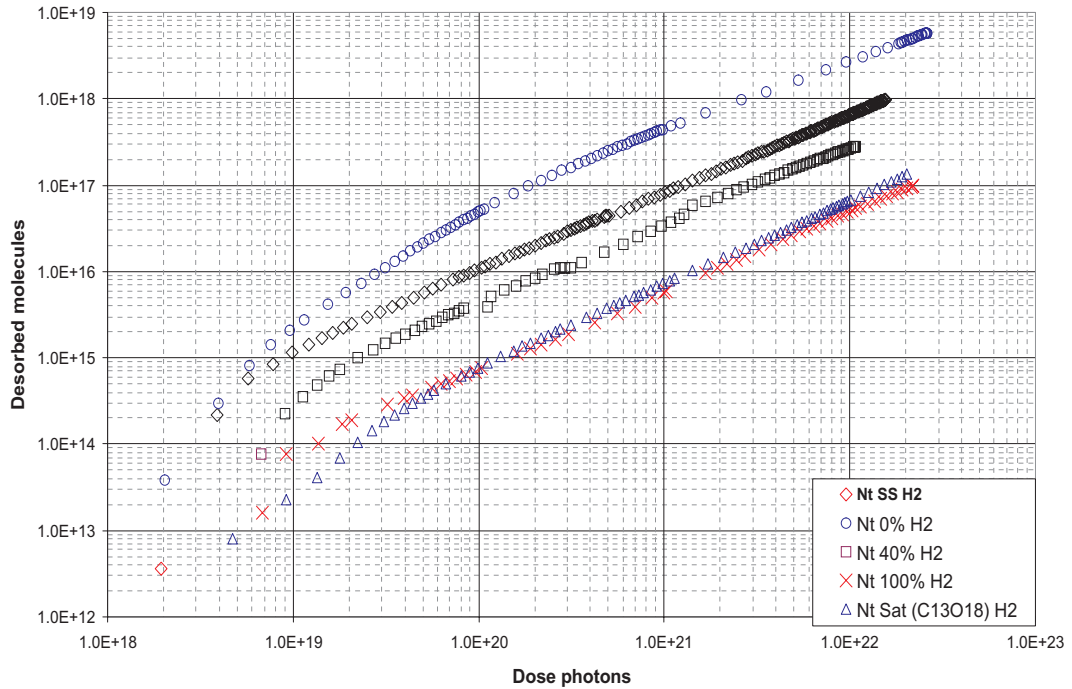


FIG. III.24: Nombre total de molécules d'hydrogène désorbées par l'acier inoxydable (Lonsanges) et du NEG St 707, "en l'état" (Cercles), activé à 40% (Carrés), activé à 100% (Croix), saturé avec du $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ (Triangles).

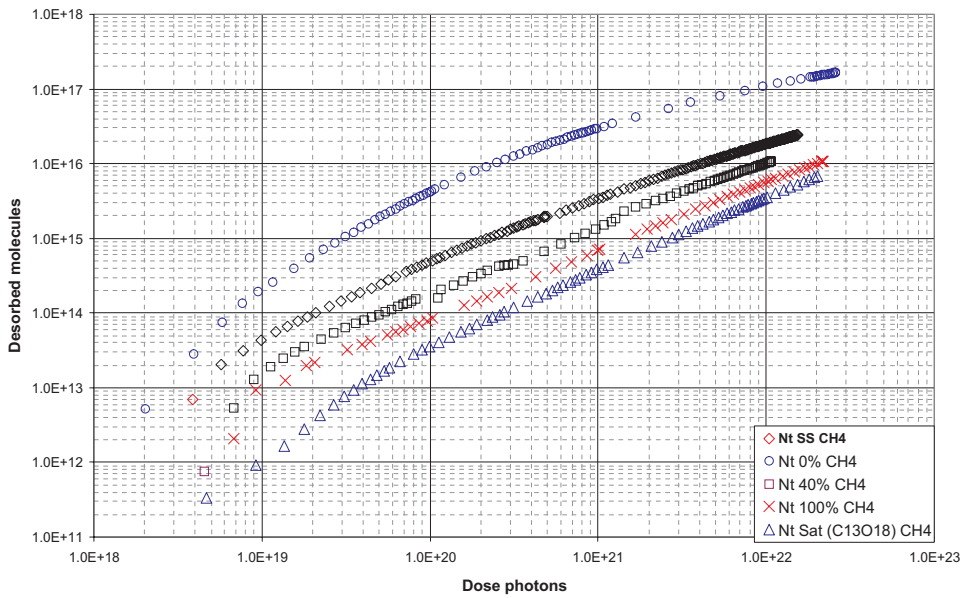


FIG. III.25: Nombre total de molécules de méthane désorbées par l'acier inoxydable (Losanges) et du NEG St 707, "en l'état" (Cercles), activé à 40% (Carrés), activé à 100% (Croix), saturé avec du $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ (Triangles).

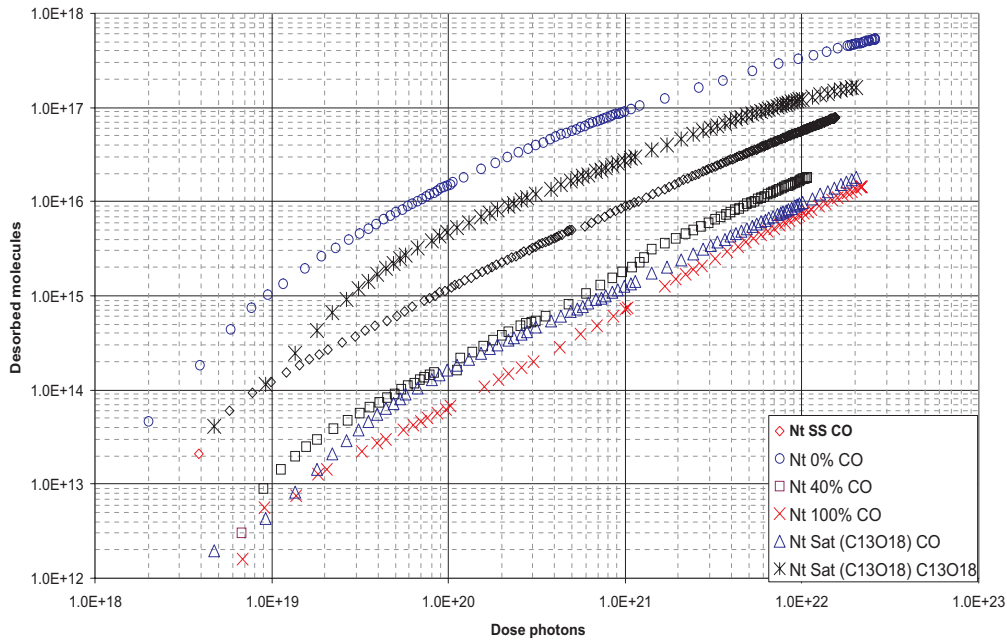


FIG. III.26: Nombre total de molécules de monoxyde de carbone désorbées par l'acier inoxydable (Losanges) et du NEG St 707, "en l'état" (Cercles), activé à 40% (Carrés), activé à 100% (Croix), saturé avec du $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ (Triangles).

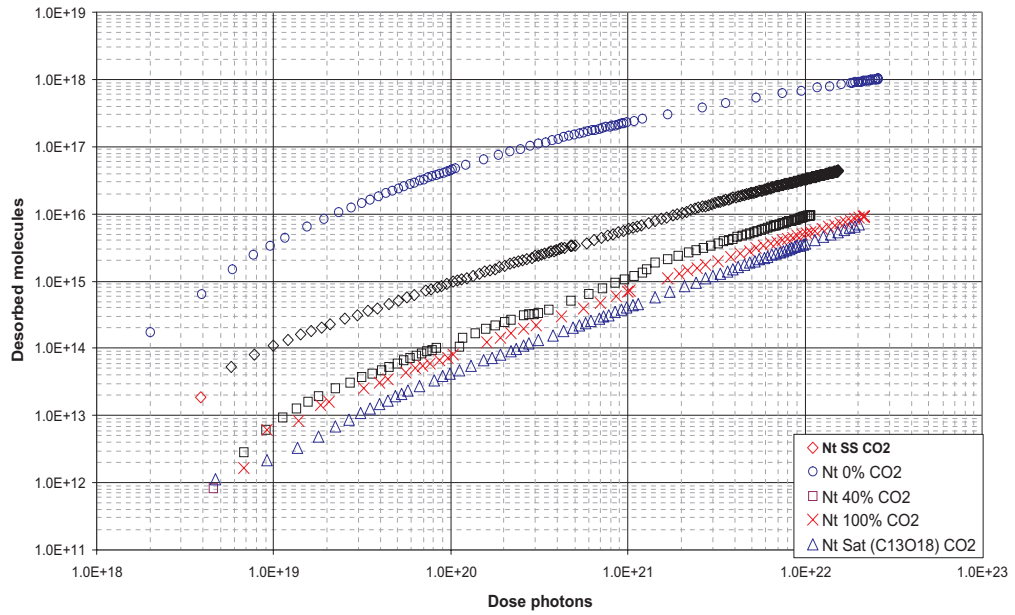


FIG. III.27: Nombre total de molécules de dioxyde de carbone désorbées par l'acier inoxydable (Losanges) et du NEG St 707, "en l'état" (Cercles), activé à 40% (Carrés), activé à 100% (Croix), saturé avec du $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ (Triangles).

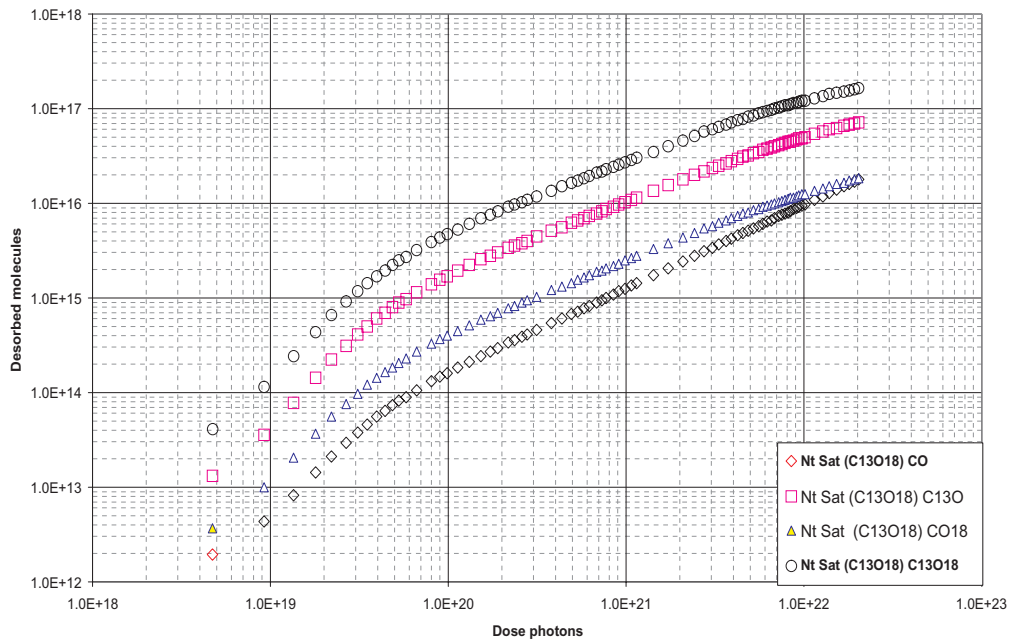


FIG. III.28: Nombre total de molécules de $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ et autres isotopes désorbées par le NEG St 707, CO (Losanges), $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ (Cercles), ^{13}CO (Carrés), C^{18}O (Triangles).

III.6.3 Discussion sur le nombre de molécules photodésorbées

Molécules désorbées à 45 eV

Le nombre de molécules désorbées par le NEG, pour l'expérience à 45 eV sur les 5 cm² directement exposés Figures III.22 et III.23, est en tenant compte de la rugosité du NEG très inférieur à 1 monocouche (ML).

Nous différencierons le terme monocouche (ML) entre la monocouche standard¹², définie au chapitre II et la monocouche sur une surface NEG, qui tient compte de sa rugosité entre 60 et 80, en l'indiquant par monocouche_{NEG} (ML_{NEG}).¹³

Le nombre de molécules, de CO et d'H₂, désorbées augmente régulièrement sans montrer aucun signe de stabilisation. Cela implique que l'on peut sortir de la surface plus de CO et d'H₂.

Pour le CO, et dans le cas de la saturation il est clair qu'il faut attendre au moins la valeur d'une monocouche soit pour les 5 cm² irradiés un nombre de molécules de CO de 3 10¹⁷ avant de pouvoir différencier les molécules provenant de la surface et celle provenant de l'intérieur du NEG. Lors de l'activation d'un NEG les molécules de CO dissociées diffusent dans le matériau. La courbe Auger a) et b), Figure III.21, montre que l'oxygène et le carbone sont présents au niveau de la surface y compris après activation. Le nombre d'atomes de carbone et d'oxygène disponibles pour la recombinaison n'est pas possible à déterminer, il n'est donc pas possible de conclure sur la quantité de CO que l'on peut désorber avant d'observer un épuisement du réservoir de CO. Cet épuisement se traduirait par l'apparition d'un plateau sur les Figures III.22 et III.23.

Pour l'hydrogène il est possible de connaître la concentration en molécules présentes dans le NEG. Durant l'activation il y a équilibre entre la pression partielle d'hydrogène gazeux du NEG et le nombre d'atomes d'hydrogène dans le NEG. La concentration en hydrogène dans le NEG suit la loi de Sievert [55]. Pour le St 707 nous avons :

$$\log P = 4.8 + 2 \log Q - \frac{6116}{T} \quad (\text{III.39})$$

Avec P la pression d'équilibre en hydrogène (Torr), T la température en K, Q la concentration d'hydrogène dans le matériau en Torr.l.g⁻¹.

L'estimation du nombre de molécules présentes dans le matériau, pour l'expérience à 45 eV, et sous les 5 cm² de surface directement irradiée, est de ~3 10¹⁹ molécules. Ceci correspond à un nombre de monocouches de $\frac{3 \cdot 10^{19}}{10^{15}} = 3 \cdot 10^4$.

Molécules désorbées à 194 eV

Pour les expériences à 194 eV une monocouche correspondrait à 4 10¹⁷ molécules réparties sur les 6.5 cm² de surface de l'Endface directement irradiée par les photons.

¹²1 ML ~10¹⁵ molécules.cm⁻²

¹³1 ML_{NEG} ~6 10¹⁶ molécules.cm⁻²

La concentration d'hydrogène présent dans les 6.5 cm^2 de surface est, en appliquant la loi de Sievert équation (III.39), de $\sim 4 \cdot 10^{19}$ molécules. Nous pouvons a priori sortir 100 monocouches_{NEG} d' H_2 de la surface irradiée. Cet hydrogène peut être désorbé soit en molécules d' H_2 soit en formant des CH_x . On constate sur les Figures III.24 et III.25, courbes pour le NEG activé ou saturé, en additionnant les nombres totaux de molécules désorbées, que l'on peut encore désorber de l'hydrogène du NEG.

On remarquera aussi que l'acier, Figure III.24 (Losanges), possède un grand réservoir en hydrogène. Si l'on considère que les molécules ont été désorbées des 200 cm^2 de surface de la cible d'acier, cela correspond à ~ 10 monocouches. De plus la courbe ne montre aucun signe de stabilisation représentatif d'un épuisement du réservoir d'hydrogène.

La désorption en CO d'un NEG totalement activé Figure III.26 (Croix) croît régulièrement, ce qui encore une fois suggère que l'on peut extraire du matériau beaucoup plus de CO. Nous ne pouvons pas déterminer, tout comme dans l'expérience à 45 eV, la quantité de CO qu'il est possible de désorber du matériau avant d'apercevoir un plateau sur les courbes de désorption. Nous ne pouvons savoir la contribution en CO provenant de la désorption du manchon.

Les courbes de la Figure III.28 ne montrent pas de signe de stabilisation ce qui implique que les molécules de $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ sont encore présentes en grande quantité sur la surface. Toutefois la quantité d'isotopes désorbés est proche d'une monocouche de molécules réparties sur les 6.5 cm^2 de surface directement irradiés. Les courbes semblent, après une accumulation de 10^{22} photons, s'infléchir suggérant que les 6.5 cm^2 de surface sont presque nettoyés.

L'apparition de ce plateau aurait dû permettre de déterminer le nombre de molécules de $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ qui étaient présentes sur la surface du NEG. La comparaison de ce résultat avec ceux donnés par les courbes de vitesse de pompage en fonction des flux injectés [30] [70] aurait pu nous donner des renseignements sur les processus se produisant sur la surface en présence du RS. Par exemple, si l'on avait observé que la quantité de $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ désorbée était très inférieure au nombre de molécules nécessaire à la saturation, [70], nous aurions eu un argument supplémentaire étayant l'hypothèse que le $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ peut sous l'action du RS, diffuser dans le matériau.

III.7 Conclusion sur la photodésorption du NEG St 707

La première conclusion est qu'un NEG activé même partiellement désorbe moins qu'une surface d'acier inoxydable. Ce résultat est aussi valable pour un film mince de Ti-Zr irradié en incidence rasante[76] lorsqu'on le compare avec une chambre en acier inoxydable irradié de la même manière [36] [82].

Nous avons montré qu'un NEG saturé que ce soit par du CO ou son isotope désorbe plus de CO qu'une surface en acier, mais que l'augmentation est d'un facteur 4 au maximum. Après une exposition à une dose de 10^{22} photons les coefficients de photodésorption de l'acier et du NEG deviennent similaires. Cette dose de photons serait accumulée en

moins de deux heures avec le rayonnement nominal du LHC. Après cette dose la désorption du NEG sera inférieure à celle de l'acier.

L'augmentation de pression (par l'intermédiaire des η) sous l'effet du RS d'un NEG activé était moindre que celle d'une surface en acier inoxydable étuvé. Ce résultat est en accord avec ceux cités dans [2] [3]. Lorsque le NEG est activé totalement le facteur de réduction entre le η du NEG activé à 100% et celui de l'acier inoxydable étuvé à 300 °C est de l'ordre de 10, et ceci pour tous les gaz. Toutefois nous avons montré que la désorption due au RS qui serait réfléchi par le NEG dans le reste du système était le facteur limitatif de la mesure de ce facteur de réduction. Celui-ci pourrait donc être supérieur à 10.

Nous avons aussi fait apparaître que lors de la photodésorption de la surface de NEG saturé par du $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ les seuls éléments désorbés étaient les trois CO isotopiques, ^{13}CO , C^{18}O , $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$. L'analyse de gaz du contenu de la bouteille de $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ révèle la présence de ^{13}CO , C^{18}O . Cependant il est possible que le signal soit composé non seulement par les ^{13}CO , C^{18}O adsorbés sur la surface lors de l'injection de $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ mais aussi par les $^*\text{C}^*\text{O}$ recombinaison en surface entre les C et O présent sur la surface du NEG et nos atomes isotopiques déposés.

Sur ce dernier point : la recombinaison sur la surface ; on observe que les niveaux de désorption à 194 eV de l'hydrogène, du méthane du monoxyde de carbone et du dioxyde de carbone lorsque le NEG est saturé ou activé sont du même ordre de grandeur. En tenant compte de la désorption parasite du reste du système et du précédent résultat, on peut supposer que la recombinaison des éléments en surface provenant de l'intérieur du matériau est un phénomène très peu probable.

Nous avons émis l'hypothèse que sous l'effet du RS les molécules présentes en surface pourraient non seulement être désorbées, mais aussi diffuser dans le matériau. Une analyse Auger préliminaire, en attendant les résultats du SIMS, ne contredit pas cette supposition.

Nous pouvons conclure que l'installation dans un système vide, qui sera exposé à un rayonnement lumineux intense, comme celui d'un accélérateur de particules, de rubans de NEG St 707, activé même partiellement, ne nuira pas au système.

Cette conclusion est aussi valable lorsque le NEG est saturé par du monoxyde de carbone.

Toutefois dans un accélérateur comme le LHC, les phénomènes induits par le passage du faisceau ne se limitent pas à l'émission de photons. Un nombre important d'électrons seront aussi créés. Ces électrons bombarderont la chambre à vide et le NEG y sera soumis.

Chapitre IV

Electrodésorption du NEG St 707 en laboratoire

Les photons émis lors du passage du faisceau de protons dans les aimants du LHC vont non seulement induire l'émission de molécules des parois de la chambre à vide mais vont aussi produire des photoélectrons. Ces photoélectrons vont produire des électrons, comme représenté par la Figure II.14. Ces électrons secondaires vont être accélérés par la charge positive du faisceau et, du fait de la structure en paquet de celui-ci, bombarderont les parois avec une énergie suffisante pour y désorber des molécules. Il est donc nécessaire d'étudier le comportement des NEG soumis non seulement au bombardement du rayonnement synchrotronique mais aussi par les électrons. Nous présenterons le système de mesure et les différentes irradiations par des électrons effectuées à température ambiante sur des échantillons de cuivre OFHC et de NEG St 707.

IV.1 Principes utilisés pour les expériences ESD

IV.1.1 Détermination du coefficient d'électrodésorption η et du nombre total de molécules désorbées N_T

Le coefficient d'électrodésorption η (molécules désorbées par électron incident) est déterminé par la méthode de la conductance comme décrit au paragraphe §III.1. En faisant les mêmes hypothèses, nous obtenons la même formule que la formule (III.7) soit :

$$\eta \approx \mathbf{G} \frac{\mathbf{C} \Delta \mathbf{P}_{cible}}{\dot{\Gamma}} \quad (\text{IV.1})$$

Avec :

C la conductance en l/s. Les valeurs des conductances sont données en Annexe C

$\dot{\Gamma}$ le flux d'électrons qui frappe la cible par seconde (électrons.s⁻¹)

$\Delta \mathbf{P}_{cible}$ est l'accroissement de pression dans la chambre test sous l'action des électrons

G est une constante qui convertit les quantités de gaz (torr.l) en nombre de molécules ($\sim 3.2 \cdot 10^{19}$ à 300 K)

Lorsque le NEG est activé, une vitesse de pompage S (l/s) supplémentaire apparaît dans le système. Le choix d'une géométrie ouverte permet d'irradier toute la surface; le η_{vrai} du NEG est directement donné par l'équation (IV.2). Dans le cas des photons l'utilisation de l'équation (IV.2) aurait donné une valeur maximale pour le coefficient de photodésorption.

$$\eta \approx \mathbf{G} \frac{(\mathbf{C} + \mathbf{S}) \Delta P_{cible}}{\dot{\Gamma}} \quad (\text{IV.2})$$

Le principe de calcul du nombre total de molécules désorbées durant le bombardement électronique est identique à celui décrit au §III.1. Nous obtenons les formules (IV.3) et (IV.4) identiques aux formules (III.10) (III.11).

$$N_T = G C \sum_{i=1}^{t_{off}} \Delta P_{cible_i} (t_i - t_{i-1}) \quad (\text{IV.3})$$

$$N_T = G C \sum_{i=1}^{t_{off}} \frac{(\Delta P_{cible_i} + \Delta P_{cible_{i-1}})}{2} (t_i - t_{i-1}) \quad (\text{IV.4})$$

Avec $t_0 = 0$ et t_{off} le début et la fin de l'irradiation (le moment où l'alimentation en courant du filament est interrompue). Seule l'équation (IV.4) a été utilisée pour le calcul de N_t .

IV.2 Dispositif expérimental du système de désorption par bombardement électronique

Le schéma de principe du système de mesure de désorption stimulée par bombardement électronique, dont l'acronyme est ESD¹ est représenté par la Figure IV.1. Ce système de mesure ESD peut être décomposé en deux parties.

1. la chambre de pompage
2. la chambre test

Remarque :

Ce système est quasiment identique à celui utilisé dans [43], quelques modifications ont été apportées, notamment l'ajout d'une ligne d'injection et de la vanne labellé CF 150.

¹ESD : Electron Stimulated Desorption

IV.2. Dispositif expérimental du système de désorption par bombardement électronique

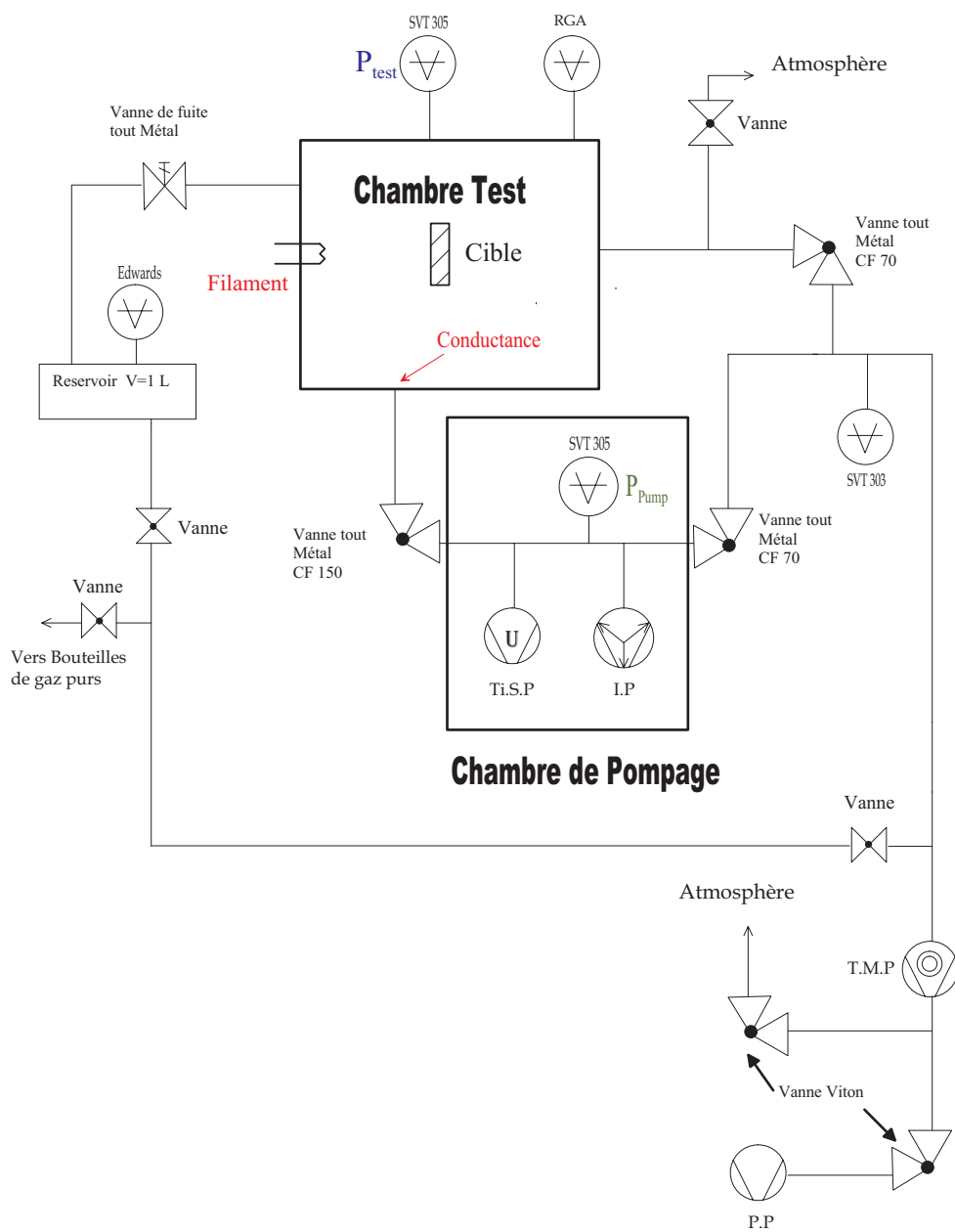


FIG. IV.1: Système de mesure ESD utilisé pour l'étude du NEG St 707 et du cuivre OFHC, schéma de principe

IV.2.1 La chambre de pompage

La chambre de pompage possède une pompe à sublimation de titane d'une vitesse de pompage de plus de 1100 l/s pour l'hydrogène. Le tube qui entoure le sublimateur peut être refroidi à l'azote liquide, dans ce cas la vitesse de pompage du sublimateur est supérieure à 3000 l/s pour l'hydrogène. La surface totale du cylindre refroidi par le liquide cryogénique est de l'ordre de 1100 cm². La chambre est aussi équipée d'une pompe ionique de 400 l/s pour l'azote.

La pression dans la chambre de pompage est mesurée par une jauge Bayard-Alpert de type SVT 305 étalonnée pour l'azote et l'hydrogène.

Une vanne tout métal, labellée CF 150 sur la Figure IV.1, est installée entre la chambre de pompage et la conductance (cf Annexe C pour plus de détails). Cette vanne permet d'isoler la chambre de pompage du reste du système si nécessaire. Lorsque la vanne CF 150 est fermée, la pression dans l'enceinte pompée par la pompe ionique assistée du sublimateur de titane est inférieure à 10⁻¹² Torr.

Durant nos expériences les pressions de base dans la chambre de pompage sont de quelques 10⁻¹² Torr. Lors des irradiations dans la chambre test, la pression dans la chambre de pompage peut atteindre 10⁻⁹ Torr. Toutefois elle reste inférieure à la pression mesurée dans la chambre test d'au moins un facteur 7.

IV.2.2 La chambre de test

Cette chambre d'un volume $V \approx 14$ l est équipée d'une jauge Bayard-Alpert de type SVT 305, d'un analyseur de gaz Balzers QMG 125. Ces deux instruments sont étalonnés, cf Annexe C. Les pressions de base dans la chambre test sont suivant les expériences supérieures à 7 10⁻¹¹ Torr_{N₂}. Pendant les irradiations la pression peut monter jusqu'à 10⁻⁷ Torr_{N₂}.

La source d'électrons est un filament chauffé par effet Joule. Lors du passage d'un courant de quelques ampères, les électrons émis par effet thermoélectronique sont accélérés par le champ électrique qui règne entre l'échantillon polarisé positivement et le filament.

Les échantillons sont placés au bout d'un bras manipulateur qui est monté horizontalement dans la chambre. La Figure IV.2 présente les caractéristiques du manipulateur. Le bras manipulateur possède deux porte-échantillons placés à 90° l'un de l'autre. Les deux porte-échantillons sont en cuivre OFHC. Ceux-ci sont des carrés de 4 cm de côté vissés sur un four en molybdène. Chaque four est composé d'une céramique de type PBN (Pyrolytic Boron Nitride) entourée d'un réflecteur thermique en tantale. Chaque porte-échantillon peut être chauffé indépendamment l'un de l'autre. Un thermocouple type K est installé dans la masse de chacun de ces porte-échantillons. Les fours et les thermocouples sont isolés électriquement, à la fois des portes échantillons en cuivre, et du bras manipulateur. La polarisation de ces porte-échantillons, et donc des échantillons placés dessus par deux vis, est assurée par un fil de polarisation. Ce sont par ces mêmes fils que sont effectuées les lectures du courant.

Comme on le constate sur la Figure IV.2, l'un des échantillons peut être refroidi. Aucune expérience n'a pu être réalisée à température cryogénique avec ce manipulateur, du fait d'une capacité de refroidissement trop faible. Ce système aurait pu permettre de mesurer le coefficient de désorption vrai d'une surface froide (77 K), voir le principe de mesure Annexe C. Toutefois on peut utiliser ce système pour faire circuler de l'air froid et ainsi refroidir le porte-échantillon en cuivre supportant le NEG. Ce refroidissement permet d'augmenter le courant d'électrons bombardant le NEG, sans augmenter le dégazage thermique induit par l'échauffement dû à l'irradiation.

Le système possède en outre une ligne d'injection de gaz. Un réservoir d'un volume $V=1113 \pm 4$ ml contient le gaz à injecter, une vanne de fuite permet l'injection dans la chambre test et une jauge a capacitance(0-1 Torr absolu) mesure la variation de pression dans le réservoir.

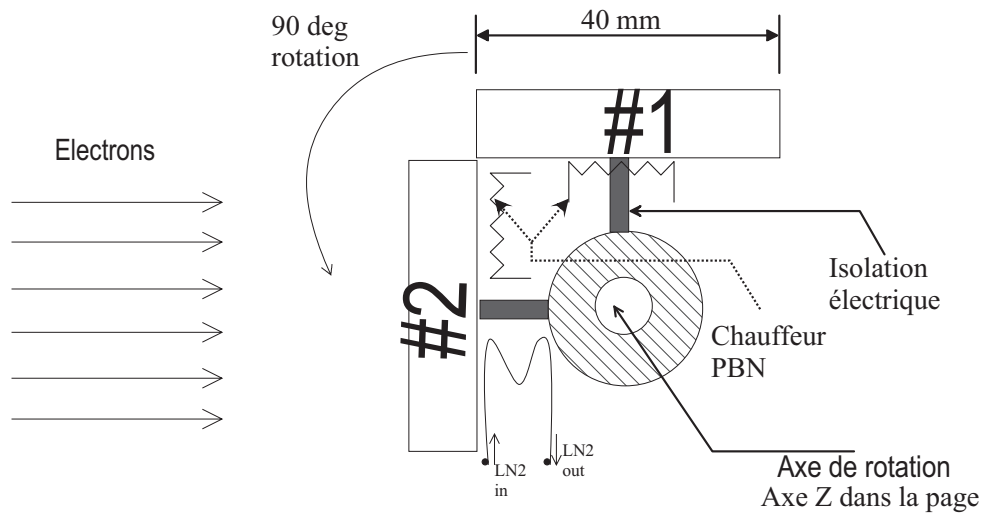


FIG. IV.2: Eléments principaux du manipulateur du système ESD

IV.2.3 L'acquisition de données

Le système d'acquisition de données du système ESD est piloté par un PC utilisant LabVIEW TM. Le programme d'acquisition et la méthode d'analyse sont adaptés de la version utilisée dans nos expériences de photodésorption, cf § III.2.3. Le programme enregistre les courants des masses prédéfinies mesurés par l'analyseur de gaz, ainsi que les pressions totales (exprimées en Torr équivalent N₂) des jauges P_{test} et P_{pmp} . Il n'y a pas de lecture continue du spectre de masse, celle-ci est faite manuellement durant le cours des expériences. Durant les expériences on suppose que les jauges et l'analyseur sont stables dans le temps. Le courant d'électrons tombant sur la cible ainsi que la température de la cible durant l'irradiation sont enregistrés.

Tout comme pour nos expériences de photodésorption, la jauge SVT 305 (P_{test}) et le RGA sont étalonnés. L'étalonnage de cette jauge et de l'analyseur sont identiques à ceux

décrits au § III.2.3.

L'étalonnage de l'analyseur est fait in-situ par injection de gaz purs via la ligne d'injection de la Figure IV.1. L'analyseur est étalonné par rapport à la jauge à pression totale P_{test} . L'analyseur a été étalonné pour les gaz H_2 , CH_4 , CO , CO_2 ainsi qu'un isotope de CO le $^{13}C^{18}O$. L'étalonnage est effectué dans une gamme de pressions de 10^{-11} Torr à 10^{-8} Torr. La sensibilité de l'analyseur $S_i^{RGA}(abs)$ est exprimée en $Torr_{N_2} \cdot A^{-1}$, voir l'équation (III.24). Les sensibilités de l'analyseur et de la jauge sont données en Annexe C.

IV.2.4 Estimation de l'erreur sur la mesure de η

Comme nous l'avons vu au § III.1, la détermination du coefficient de photodesorption η par la formule III.7 implique de négliger la variation de pression dans la chambre de pompage ΔP_{pmp} , équation III.6. Il en va de même pour les expériences ESD. L'application de l'équation IV.1 n'est possible que si $\Delta P_{pmp} \ll \Delta P_{test}$.

Dans les différentes expériences que nous avons effectuées, le rapport $\frac{\Delta P_{test}}{\Delta P_{pmp}}$ était compris entre 12 et 7 ce qui implique de 8% à 15% d'erreur sur la détermination du coefficient d'électrodésorption η , qui est donc surestimé. Cette erreur est à ajouter aux erreurs de lecture, de la pression, des courants d'ions, du courant d'électrons et sur la détermination des conductances. Si l'on considère que toutes les variables sont indépendantes les unes des autres, l'erreur relative sur la détermination de η est la racine carrée de la somme des erreurs quadratiques. Nous obtenons donc l'équation suivante :

$$\frac{\Delta \eta}{\eta} = \sqrt{\left(\frac{\Delta C}{C}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \dot{\Gamma}}{\dot{\Gamma}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta(\Delta P_i(Norm, abs))}{\Delta P_i(Norm, abs)}\right)^2} + 0.12 \quad (IV.5)$$

Avec :

$\frac{\Delta C}{C}$ l'erreur sur la conductance est estimée à 10%

$\frac{\Delta \dot{\Gamma}}{\dot{\Gamma}}$ l'erreur sur le courant d'électrons qui bombarde la cible, fixée à 10%

$\frac{\Delta(\Delta P_i(Norm, abs))}{\Delta P_i(Norm, abs)}$ l'erreur relative sur la mesure de la pression partielle ($\Delta P_i = P_{faisceau} - P_{base}$ pour le gaz i)

0.1 l'erreur due au rapport $\frac{\Delta P_{test}}{\Delta P_{pmp}}$, fixé arbitrairement

L'expression de l'erreur de $\frac{\Delta(\Delta P_i(Norm, abs))}{\Delta P_i(Norm, abs)}$ est :

$$\frac{\Delta(\Delta P_i(Norm, abs))}{\Delta P_i(Norm, abs)} = \sqrt{\left(\frac{\Delta S_i^g}{S_i^g}\right)^2 + \left(\frac{\Delta(\Delta P_i(N_2))}{\Delta P_i(N_2)}\right)^2} \quad (IV.6)$$

La détermination de l'erreur sur la mesure de $\frac{\Delta(\Delta P_i(Norm, abs))}{\Delta P_i(Norm, abs)}$ a été calculée dans [12] et vaut 33%. L'erreur sur la sensibilité de la jauge SVT varie de 7% à 15% suivant le

gaz [69]. L'erreur sur la lecture du courant d'ions de l'analyseur de gaz dépend de la gamme de pression dans laquelle on travaille. Elle est de l'ordre de 10% au dessus de quelques 10^{-10} Torr. En revanche, lorsque l'on travaille dans le domaine de l'ultra vide ($\leq 10^{-10}$ Torr), la lecture du courant des pressions partielles peut varier de 30% pour une même masse. Ces erreurs sur la lecture du courant induisent une erreur plus grande sur le calcul de l'augmentation de pression. Au final l'erreur sur la variation de pression peut être de 50%.

Du fait de la polarisation de notre échantillon à un potentiel positif (+300 V), les électrons secondaires émis lors du bombardement de l'échantillon, par les électrons du filament, sont recollectés par la surface. Seuls les électrons réfléchis élastiquement dont l'énergie est de 300 eV peuvent frapper les parois de notre chambre à vide et être perdus. La fraction de ces électrons est toutefois faible [52], [74], [87].

Certaines erreurs ne sont pas systématiques, voir § III.1. Il en résulte que l'erreur sur le coefficient de photodésorption η n'est pas symétrique et nous obtenons comme marge d'erreur sur η , dans les pires des cas :

$$\frac{\Delta\eta}{\eta} \simeq \begin{cases} +38\% \\ -36\% \end{cases} \quad (\text{IV.7})$$

IV.2.5 Résolution limite dûe au RGA

Identiquement au système de mesure utilisé dans EPA, cf § III.2.5 ; le RGA du système ESD provoque un dégazage de l'ordre de 10^{-9} Torr.l.s⁻¹ à 300 K, soit l'équivalent de $3.2 \cdot 10^{10}$ molécules.s⁻¹. Le gaz désorbé est composé à plus de 80% d'hydrogène. La limite du coefficient d'électrodésorption causée par ce dégazage est, en utilisant le flux d'électrons moyen utilisé dans nos expériences, 0.25 mA, de $2 \cdot 10^{-5}$ molécule_{H₂}/électrons.

IV.2.6 Rayonnement X émis par les cibles

Lors du bombardement de la cible par les électrons ceux-ci peuvent émettre du rayonnement X soit par rayonnement de freinage (Bremsstrahlung) soit en ionisant les atomes de la surface. Ces RX émis par la cible vont irradier les parois de la chambre à vide et peuvent désorber les molécules qui y sont sorbées. Il est important de vérifier si la contribution des molécules désorbées par ce rayonnement peut être négligée devant la désorption provoquée par le bombardement électronique de la cible.

Le rapport entre l'énergie perdue par radiation et l'énergie perdue par ionisation pour des électrons, d'énergie relativiste E en MeV, qui bombarde une cible de numéro atomique Z est [42] :

$$R = \frac{(dE/dx)_r}{(dE/dx)_i} \approx \frac{(T + m_0c^2) Z}{1600 m_0c^2} \quad (\text{IV.8})$$

Avec nos électrons d'énergie cinétique 300 eV, la perte d'énergie par Bremsstrahlung est négligeable [42], que ce soit pour le cuivre ou le NEG. Toute l'énergie des électrons est perdue par collisions dans le matériau.

Nous allons donc déterminer le nombre de photons émis lors de l'ionisation des électrons de la cible par notre faisceau d'électron. Le nombre de photons émis est déterminé par l'équation (IV.9) :

$$N_{ph} = N_{at} \sigma_i \Phi_e \quad (\text{IV.9})$$

Avec :

N_{ph} est le nombre de photon.s⁻¹

N_{at} est le nombre d'atomes cibles

σ_i est la section efficace d'ionisation en cm² par atome cible

Φ_e est le flux d'électrons qui tombent sur la cible électrons.cm⁻².s⁻¹

Le nombre d'atomes cibles est donné par :

$$N_{at} = \frac{\mathcal{N}}{M} \rho V \quad (\text{IV.10})$$

Où \mathcal{N} est le nombre d'Avogadro, M la masse atomique de l'élément atomique, V le volume de la cible, et ρ sa masse volumique.

Les longueurs d'arrêts des électrons de 300 eV sont respectivement pour le cuivre et le zirconium de 25 Å et de 35 Å [88]. On prendra comme distance 40 Å. On peut maintenant déterminer le nombre d'atomes cible dans le cuivre et le NEG. Dans ce dernier cas on considère le NEG comme étant une surface de Zr.

$$\begin{cases} N_{Cu} = \frac{6.02 \cdot 10^{23}}{63.54} \times 8.9 \times 15 \times 4 \cdot 10^{-7} = 5.0 \cdot 10^{17} \\ N_{Zr} = \frac{6.02 \cdot 10^{23}}{91.22} \times 6.5 \times 15 \times 4 \cdot 10^{-7} = 2.6 \cdot 10^{17} \end{cases} \quad (\text{IV.11})$$

Le flux d'électrons, Φ_e , qui arrive sur la cible sera supposé égale au courant moyen, de 0.25 mA, d'électrons enregistré pendant les expériences ; soit $\sim 10^{14}$ électrons.cm⁻².s⁻¹. La section efficace d'ionisation en couche externe des atomes, σ_i , est déterminée par la formule de Gryzinsky [89]. On supposera que la section efficace d'ionisation, dans nos matériaux, est du même ordre de grandeur, soit 10⁻¹⁷ cm⁻², [89] [90].

Puisque nous sommes à basse énergie, l'émission de photon est isotrope. Seuls les photons émis dans le $\frac{1}{2}$ espace au dessus de la cible, ont une chance de s'échapper sans être absorbés dans la cible. D'après [91], les coefficients de transmissions d'un flux de photons qui passe à travers des surfaces en cuivre et en zirconium d'une épaisseur de 40 Å sont de : 0.9 (Cu) et ~ 1 (Zr).

Les photons émis dans le $\frac{1}{2}$ espace au dessous de la cible, ie vers le porte-échantillon, sont absorbés dans celle-ci. L'épaisseur des cibles en Cu et NEG sont respectivement de 2 mm et 50 μm , et d'après [91], les coefficients de transmissions sont inférieurs à 10^{-14} .

Le nombre de photon émis par seconde par chacune des surfaces est de :

$$\begin{cases} N_{Cu} \text{ (ph.s}^{-1}\text{)} = 0.5 \times 5.0 \cdot 10^{17} \times 1.04 \cdot 10^{14} \times 10^{-17} \times 0.9 = 2.3 \cdot 10^{14} \\ N_{Zr} \text{ (ph.s}^{-1}\text{)} = 0.5 \times 2.6 \cdot 10^{17} \times 1.04 \cdot 10^{14} \times 10^{-17} \times 1 = 1.4 \cdot 10^{14} \end{cases} \quad (\text{IV.12})$$

Si l'on regarde les transitions possibles dans les atomes de Cu et de Zr [75], on constate, pour une énergie disponible de 300 eV, que les transitions électroniques qui provoquent l'émission de RX se produisent dans les couches externes de l'atome. Cependant, lors d'une désexcitation atomique, il y a compétition entre le processus radiatif et l'effet Auger. Or cet effet est "prépondérant dans les atomes légers et dans les couches externes atomiques" [90]. Pour nos cibles cela implique que leurs rendements de fluorescence² sont faibles. Toujours d'après [90], les rendements de fluorescence dans ces couches externes de nos éléments est inférieur à 10^{-3} .

En faisant une approximation très grossière, nous allons supposer que l'efficacité de désorption est identique à celle d'un rayonnement synchrotron de 45 eV qui irradie une surface en acier inoxydable. le η_{ph} est, d'après nos résultats, § III.4.2, de $2 \cdot 10^{-5}$ molécule_{H2}/photon.

Le nombre de molécules d'hydrogène désorbées par ces photons serait de :

$$\begin{cases} n_{Cu} \text{ (molec.s}^{-1}\text{)} = 10^{-3} \times 2.3 \cdot 10^{14} \times 2 \cdot 10^{-5} = 4.6 \cdot 10^6 \\ n_{Zr} \text{ (molec.s}^{-1}\text{)} = 10^{-3} \times 1.4 \cdot 10^{14} \times 2 \cdot 10^{-5} = 2.8 \cdot 10^6 \end{cases} \quad (\text{IV.13})$$

La désorption moléculaire provenant de l'irradiation des parois par la lumière, émise lors de la recombinaison radiative des atomes ionisés de la cible, est négligeable comparé à la désorption moléculaire induite par le bombardement électronique de nos échantillons.

IV.3 Programme expérimental

Avant l'installation des échantillons dans le système de mesure ESD, l'échantillon de cuivre OFHC a été dégraissé par une lessive détergente et passivé dans une solution d'acide sulfochromique, voir Annexe F, sans le nettoyage à la vapeur de perchloroéthylène. La visserie, qui maintient les échantillons de cuivre et le NEG sur leur support en cuivre, a été nettoyée à l'acétone puis à l'alcool. La surface des têtes des deux vis en acier inoxydable qui maintiennent chaque échantillon (S=15 cm²) est de 10 mm². L'échantillon de NEG St 707 a été découpé dans un ruban provenant d'une boîte de NEG scellée, puis installé tel quel (NEG "en l'état").

Les surfaces, cuivre et NEG, ont été bombardées par des électrons d'énergie moyenne de 300 eV. Le choix de cette énergie est motivé :

$${}^2\omega = \frac{\text{Nbre de X émis}}{\text{Nbre de lacunes dans le solide}}$$

- Par les estimations de l'énergie moyenne qu'acquerront les électrons secondaires émis par la chambre à vide, après impact des photoélectrons provenant de l'interaction du RS émis par les protons, sur la chambre à vide du LHC [49].
- Par les courbes de production d'électrons secondaires en fonction de l'énergie, comme celles de la Figure II.16.

Toutes les expériences ont été effectuées avec les échantillons à température ambiante. Les températures des échantillons, cuivre OFHC et NEG, avant irradiation, jauge test et RGA allumés, étaient de 37 °C ; les températures jauge et RGA éteints étaient de 22 °C.

1. Installation des échantillons dans la chambre test. La vanne tout métal CF 150, voir Figure IV.1, est fermée. Pompage et détection de fuite.
2. Etuvage de l'ensemble du système vide. Durant l'étuvage les deux vannes CF 70 sont ouvertes, voir Figure IV.1. La chambre de test et la ligne d'injection ont été étuvées à une température de 150 °C, la chambre de pompage et la vanne CF 150 l'ont été à une température de 250 °C. L'étuvage a duré 48h. Les jauges, le RGA, le filament de la pompe à sublimation de titane et le filament du canon à électrons ont été dégazés, la pompe ionique a été "flashée". A la fin de l'étuvage les vannes CF 70 sont fermées et le système ESD n'est pompé que par la pompe ionique assistée de la pompe à sublimation de titane.
Durant l'étuvage la température maximum sur les échantillons de cuivre et de NEG ont été respectivement de 120 °C et de 116 °C.
3. Les pressions avant l'irradiation du cuivre OFHC étaient de : $P_{test} = 8 \cdot 10^{-11}$ Torr, $P_{pmp} = 9 \cdot 10^{-12}$ Torr. D'après [55] il n'y a pas d'activation du NEG pour des températures inférieures à 200 °C, la vitesse de pompage du NEG est nulle pendant l'irradiation du cuivre.
La température maximum du cuivre durant l'irradiation était de 54 °C. Les coefficients d'électrodésorption seront labellés *Cu*.
4. Irradiation du NEG "en l'état" après avoir atteint des pressions de : $P_{test} = 9 \cdot 10^{-11}$ Torr, $P_{pmp} = 10^{-11}$ Torr. La température maximum du NEG durant l'irradiation était de 54 °C. Les coefficients d'électrodésorption seront labellés *NEG 0%*.
5. Injection de $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ pour calibration du RGA, puis étuvage de tout le système ESD à une température de 275 °C, exceptés le manipulateur et la ligne d'injection étuvé à 150 °C.
Activation du NEG St 707 à 350 °C pendant 20h à la fin de l'étuvage du système ESD, ce qui correspond à une activation totale du NEG.
6. Irradiation du NEG après avoir atteint des pressions de : $P_{test} = 7 \cdot 10^{-11}$ Torr, $P_{pmp} = 7 \cdot 10^{-12}$ Torr. La température maximale, du NEG, pendant l'irradiation a été de 52 °C. Les coefficients d'électrodésorption seront labellés *NEG 100%*.
7. Le système ESD a été laissé sous vide à une pression de quelques 10^{-10} Torr pendant 50 jours. La vitesse de pompage résiduelle calculée de notre échantillon de NEG, après ces 50 jours, était de ~ 5 l/s pour le CO. Courte irradiation du cuivre et du NEG.

8. Activation totale du NEG par chauffage à une température de 360 °C pendant 24h. Fermeture de la vanne CF 150 puis saturation du NEG par injection de $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ dans la chambre de test. Le NEG a été laissé sous une pression de $\sim 6 \cdot 10^{-2}$ Torr de $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ pendant 6 à 7h.
9. Evacuation du gaz par la vanne CF 70 placée entre la chambre de test et la pompe turbomoléculaire. Fermeture de la vanne CF 70 et ouverture de la vanne CF 150 lorsque la pression lue sur la jauge SVT 303 était de $4 \cdot 10^{-8}$ Torr. Dégazage de la jauge P_{test} , du filament du canon à électrons et du RGA. Le NEG, pendant le dégazage, est positionné de manière à éviter tout rayonnement direct (électrons et photons) provenant des filaments chauds.
10. Irradiation du NEG saturé par le $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$, après avoir atteint un ultra vide de l'ordre de 10^{-10} Torr dans la chambre de test et de $7 \cdot 10^{-12}$ Torr dans la chambre de pompage. La température maximale du NEG pendant l'irradiation a été de 48 °C. Les coefficients d'électrodésorption seront labellés *NEG (C13O18)*.
11. Afin de vérifier les résultats obtenus à la séquence 10, nous avons réitéré une nouvelle saturation du NEG.
Après avoir fermé la vanne CF 150, le NEG a été laissé sous une pression de $\sim 6 \cdot 10^{-2}$ Torr de $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ pendant 6 à 7h. Le gaz a été évacué en suivant la procédure décrite en 9.
12. Irradiation du NEG saturé par le $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$, après avoir atteint un ultra vide de l'ordre de 10^{-10} Torr dans la chambre de test et de $6 \cdot 10^{-12}$ Torr dans la chambre de pompage. La température maximale du NEG pendant l'irradiation a été de 48 °C. .

IV.4 Résultats et discussion des mesures des coefficients d'électrodésorption

Comme pour les résultats des mesures des coefficients de photodésorption présentés au § III.4 les résultats suivants sont corrigés par les pressions de base. Les pressions de base utilisées dans nos calculs, sont les pressions enregistrées en fin d'expérience.

Les intensités moyennes des courants d'électrons mesurées sur nos cibles de 15 cm² pendant les expériences étaient de l'ordre de 0.25 mA soit $\sim 1.6 \cdot 10^{15}$ électrons par seconde. Il est aussi courant d'exprimer le flux d'électrons qui tombent sur la cible par unité de surface. Pour nos expériences le flux moyen est $\sim 10^{14}$ électrons.s⁻¹.cm⁻².

Le ruban de NEG St 707 possède deux faces recouvertes de getter. Une des faces est exposée aux électrons, l'autre est en contact avec le support en cuivre ; nous désignerons cette surface par le terme de "*surface cachée*". Lorsque le NEG est activé la surface cachée est capable de chimisorber les molécules. Toutefois la vitesse de pompage de la surface exposée domine celle de la surface cachée. Le coefficient d'électrodésorption η du NEG activé, calculé par l'équation (IV.2), et corrigé du pompage, connu, du NEG, cf Annexe C, est donc exact ; aux erreurs de mesures près.

Nous avons écrit au § II.5.2 que l'on pouvait décrire la photodésorption ou l'électrodésorption avec une fonction en $\Gamma^{-\alpha}$. Nous avons montré que pour la photodésorption de l'acier inoxydable, le coefficient α était inférieur à 1/2. Il a été montré dans [43], que pour l'électrodésorption cette constante α était supérieure à 1/2.

De la même façon nous allons ajuster les courbes des Figures IV.3 à IV.6 avec l'équation (IV.14).

$$\eta = C \Gamma^{-\alpha} \tag{IV.14}$$

Où C et α sont des constantes positives et Γ la dose en électrons.

Les ajustements pour le cuivre ont été réalisés sur la partie droite des courbes, c'est à dire après l'accumulation d'une dose de 10^{18} électrons sur l'ensemble de la surface. La comparaison entre nos ajustements pour le cuivre et ceux de [43], donne des valeurs différentes. Cependant toutes nos valeurs de α , excepté pour le NEG saturé, sont comprises entre 0.6 et 1. Puisque le coefficient α n'est pas égal à 1/2, nous pouvons affirmer que la concentration d'hydrogène dans le NEG n'est pas uniforme ; conclusion de [43]. De ce fait nous pouvons aussi supposer que les atomes de carbone et d'oxygène sont localisés en surface ou dans quelques couches atomiques sous celle-ci, et ce même après activation du NEG.

Pour le NEG reçu "en l'état", les molécules désorbées proviennent en majeure partie de la couche d'oxyde présente à sa surface, l'obtention d'un tel coefficient α est donc attendue.

Cependant si l'on cherche à déterminer le nombre total de molécules désorbées pendant l'irradiation, il faut calculer l'aire sous la courbe donnée par la fonction (IV.14). L'intégrale de cette fonction pose problème quand Γ tend vers zéro et vers l'infini.

Quand Γ tend vers l'infini, l'intégrale ne converge que si $\alpha > 1$. Pour nos expériences ce n'est pas le cas ; pour celle réalisée dans [43] ce n'est valable que pour le méthane. Cela implique que la fonction empirique ne peut plus décrire la désorption à partir d'une certaine dose Γ grande par rapport aux doses que nous avons accumulées puisque l'intégrale n'est pas convergente.

Lorsque la dose Γ tend vers zéro, l'intégrale est convergente car $\alpha < 1$. Cependant la $\lim_{\Gamma \rightarrow 0^+} \eta \rightarrow \eta_0$; or la fonction (IV.14) devient discontinue puisque la limite de η tend vers l'infini. L'équation (IV.14) ne peut donc pas décrire le phénomène de désorption à basse dose.

Toutefois, L'ajustement empirique permet en fixant la constante b, de l'équation (IV.15), de déterminer le nombre de molécules qui sont désorbées. La valeur de b sera prise comme la dose accumulée à la fin de l'expérience.

$$\lim_{\varepsilon \rightarrow 0} C \int_{\varepsilon}^b \frac{1}{\Gamma^{\alpha}} d\Gamma = \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} C \left[\frac{b^{(1-\alpha)}}{1-\alpha} - \frac{\varepsilon^{(1-\alpha)}}{1-\alpha} \right] = C \frac{b^{(1-\alpha)}}{1-\alpha} \tag{IV.15}$$

Avec :

b une constante réelle positive non nulle.

ε un réel positif non nul.

$0 < \alpha < 1$

Jusqu'à présent il n'existe pas de théorie ou d'explication capable de justifier le bon accord entre les données et un tel ajustement. Il a été noté que les ajustements par des fonctions en puissance apparaissent souvent dans des graphiques en échelle log-log sans qu'ils aient de sens physique clair [92].

Les résultats des ajustements sont donnés dans le Tableau IV.1.

Gaz	Cu OFHC		NEG 0%		NEG 100%		NEG Saturé	
	C	α	C	α	C	α	C	α
H ₂	$6 \cdot 10^{14}$	0.91	$2 \cdot 10^{13}$	0.83	$6 \cdot 10^8$	0.62	$6.4 \cdot 10^2$	0.35
CH ₄	$4 \cdot 10^{14}$	0.99	$2 \cdot 10^{14}$	0.95	$5 \cdot 10^{11}$	0.88	$3.9 \cdot 10^2$	0.43
CO	$5 \cdot 10^{13}$	0.89	$9 \cdot 10^{12}$	0.83	$7 \cdot 10^9$	0.73	$4.6 \cdot 10^3$	0.43
CO ₂	$3 \cdot 10^{15}$	0.99	10^{14}	0.89	$9 \cdot 10^{11}$	0.87	10^3	0.45

TAB. IV.1: Paramètres de l'équation (IV.14) pour chaque gaz et chaque matériau.

IV.4.1 Electrodésorption de l'hydrogène

Les coefficients de désorption électronique (η) de l'hydrogène pour le cuivre OFHC, le NEG "en l'état"³ (NEG 0%), le NEG activé totalement (NEG 100%) ainsi que du NEG saturé par le carbone isotopique ¹³C¹⁸O (NEG (¹³C¹⁸O)) sont représentés par la Figure IV.3.

On constate que la désorption du NEG "en l'état" est à peine supérieure à celle du cuivre OFHC⁴. Les valeurs du coefficient d'électrodésorption du cuivre sont similaires à celles données dans [43], pour une surface de cuivre nettoyée chimiquement de façon identique, voir Annexe F, étuvée à 200 °C ou à 40 °C et irradiée à 300 eV.

Après l'accumulation d'une dose de $7 \cdot 10^{20}$ électrons sur la surface, les η du cuivre et du NEG "en l'état" semblent être similaires. On constate d'ailleurs l'apparition d'un plateau et de fluctuations pour le η du cuivre.

L'accumulation d'une dose de 10^{20} électrons sur la surface représente approximativement, avec un courant moyen de 0.25 mA, 27 heures d'irradiation. Le plateau observé pour le cuivre est dû à une stabilisation de la valeur de la pression partielle de l'hydrogène sous irradiation à une pression de $P_{\text{faisceau}} \sim 5.5 \cdot 10^{-11}$ Torr ($P_{\text{base}} \sim 4 \cdot 10^{-11}$ Torr) et donc un ΔP_{H_2} constant. Nous discuterons de ce plateau un peu plus loin.

³NEG non activé, sa température pendant l'étuvage était de 116 °C

⁴Sa température pendant l'étuvage était de 120 °C

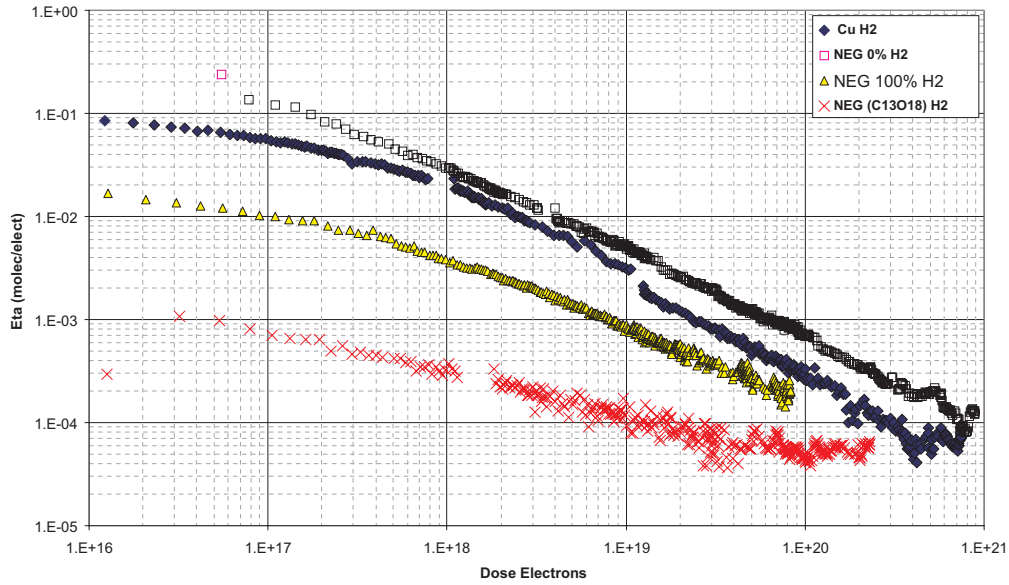


FIG. IV.3: η à 300 eV pour l'hydrogène du cuivre OFHC (Losanges) et du NEG St 707, "en l'état" (Carrés), activé à 100% (Triangles), saturé avec du $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ (Croix).

La désorption d'hydrogène du NEG saturé par le $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ (Croix) est moindre qu'un NEG activé à 100%. On peut remarquer qu'après une accumulation de $5 \cdot 10^{19}$ électrons sur la cible, il n'y a plus d'évolution du coefficient d'électrodésorption. Comme dans le cas du cuivre ce plateau est dû à une stabilisation de la valeur de la pression partielle de l'hydrogène sous irradiation à une pression de $P_{\text{faisceau}} \sim 5.5 \cdot 10^{-11}$ Torr ($P_{\text{base}} \sim 5 \cdot 10^{-11}$ Torr) et donc un ΔP_{H_2} constant.

L'apparition des plateaux doit être la résultante de la limite expérimentale, cf § IV.2.5. Au vu des pressions de base pour l'hydrogène et des fluctuations de pression du système, l'augmentation de pression partielle d'hydrogène induite par le bombardement des électrons devient négligeable par rapport aux fluctuations naturelles de pression dans la chambre test. Les fluctuations de pression peuvent être attribuées aux variations de pompage provenant de la variation du niveau d'azote liquide dans le corps de la pompe à titane, ainsi que de la variation de température dans le laboratoire.

En conséquence de quoi, les valeurs réelles du η_{H_2} , après des doses de 10^{20} électrons pour un NEG activé et de $6 \cdot 10^{20}$ électrons pour le cuivre, ne sont plus mesurables.

Le NEG totalement activé désorbe moins que le cuivre mais il semble qu'à haute dose, vers 10^{20} électrons ($\sim 6.7 \cdot 10^{18}$ électrons.cm $^{-2}$), les coefficients de désorption deviennent similaires à ceux du cuivre.

Il est important de se rappeler qu'une des propriétés du NEG est que l'hydrogène pompé diffuse dans le matériau. Ceci implique que le coefficient de diffusion de l'hydrogène dans un NEG est beaucoup plus grand que celui du cuivre, ou de l'acier inoxydable par exemple. Du fait de cette propriété, la concentration d'hydrogène dans le matériau suit la loi de

Sievert, équation (III.39). En tenant compte de la masse de NEG déposée sur le substrat en constantan [55], le nombre de molécules d'hydrogène dans le NEG est de 0.02 Torr.l soit l'équivalent de $3 \cdot 10^{17}$ molécules. La pression d'hydrogène dans la chambre test était de $4 \cdot 10^{-9}$ Torr et la température d'activation de 350 °C.

Nous pouvons comparer cette quantité d'hydrogène à celle contenue dans la couche d'oxyde du cuivre, et expliquer la similarité entre les courbes d'électrodésorption du NEG et du cuivre à haute dose.

Considérons que l'épaisseur de la couche d'oxyde sur le cuivre soit, au plus, de ~ 20 Å, soit ~ 4 monocouches [74]. Supposons que 50% de cet oxyde soit formé d'hydrogène. Le nombre de molécules d'hydrogène présentes dans la couche d'oxyde est d'environ $3 \cdot 10^{16}$ molécules, soit dix fois moins que dans le NEG.

Lors de l'irradiation l'hydrogène de l'oxyde du cuivre désorbe en plus grande quantité. Lorsque l'on atteint une dose de 10^{20} électrons sur les surfaces, une grande partie de l'hydrogène contenu dans l'oxyde de cuivre est épuisé. Les coefficients d'électrodésorption du NEG activé totalement et du cuivre OFHC vont donc dépendre, en grande partie, des contributions en molécules provenant de la diffusion. Or puisque le coefficient de diffusion du NEG est plus grand que celui du cuivre, et que la quantité d'hydrogène dans le NEG est importante, le fait que les coefficients d'électrodésorption deviennent similaires est compréhensible.

Si cette précédente explication est valable, alors les coefficients d'électrodésorption pour les autres gaz ne doivent pas devenir semblable. En effet, le CO et le CO₂ ne diffusent pas dans le matériau quand ils sont chimisorbés, et le CH₄ n'est pas pompé par le NEG. On constate sur les Figures IV.4, IV.5 et IV.6 que c'est le cas.

IV.4.2 Electrodésorption du méthane

Pour le NEG activé les valeurs du η mesuré sont égales aux valeurs du η vrai car le NEG ne pompe pas, à température ambiante, le méthane. Il existe une vitesse de pompage non nulle du méthane lorsque le NEG est à une température d'au moins 100 °C ou en présence d'un filament chaud. Les éléments craqués du méthane sont pompés de façon irréversible [93]. Cette constatation est aussi vrai pour le CO et le CO₂. Une fois sorbé, les atomes de carbone et d'oxygène ne désorbent plus, même après réactivation du NEG [55].

Les courbes des coefficients d'électrodésorption du méthane de la Figure IV.4 sont similaires à celles de la Figure IV.3 pour l'hydrogène.

Le NEG "en l'état" désorbe plus qu'une surface de cuivre OFHC qui elle-même a un η supérieur à ceux d'un NEG activé à 100 % et d'un NEG saturé par du ¹³C¹⁸O.

La désorption de méthane du NEG saturé est très rapidement difficile à mesurer. Après une dose de $\sim 10^{18}$ électrons, ce qui correspond à environ 15 minutes d'irradiation, les points de mesure deviennent très dispersés, Figure IV.4 (Croix).

L'étude des spectres manuels⁵ enregistrés pendant l'irradiation ne permet pas de distin-

⁵Aucun spectre manuel pour les résultats d'électrodésorption n'a été reproduit.

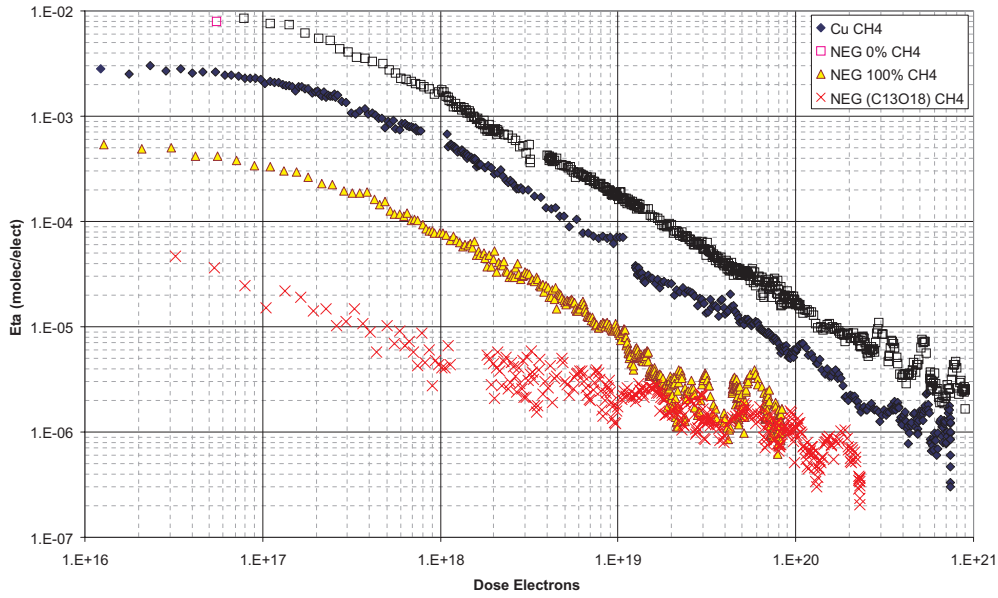


FIG. IV.4: η à 300 eV du méthane pour le cuivre OFHC (Losanges) et du NEG St 707, “en l’état” (Carrés), activé à 100% (Triangles), saturé avec du $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ (Croix).

guer de pics en masse 15 uma ou 17 uma ($^{13}\text{CH}_4$) bien séparés des masses 16 et 18 uma. Le pic en masse 16 peut provenir ou du méthane (CH_4 , $^{13}\text{CH}_3$) ou de l’oxygène craqué provenant du CO et du CO_2 .

En d’autres termes, les pressions partielles sont trop faibles et ne peuvent être accrues, qu’en augmentant le courant d’électron avec le risque de trop chauffer l’échantillon et d’augmenter le dégazage thermique.

Une comparaison entre notre coefficient de désorption du méthane pour notre échantillon de cuivre et celui donné dans [43], montre qu’ils sont similaires. Ce résultat est aussi vrai pour les coefficients d’électrodésorption du monoxyde et dioxyde de carbone.

IV.4.3 Electrodésorption du dioxyde de carbone

La mesure du coefficient d’électrodésorption du dioxyde de carbone du NEG saturé est elle aussi difficile, Figure IV.5 (Croix).

L’étude des spectres avec ou sans irradiation permet de distinguer le pic en 44 uma. La dispersion du η provient du calcul de la différence $\Delta P = P_{\text{faisceau}} - P_{\text{base}}$, car les valeurs des intensités (en A) enregistrées sur les spectres pour I_{faisceau} et I_{base} , sont proches, de l’ordre de quelques 10^{-14} A. Les fluctuations du bruit électronique pour de tels courants ne sont plus négligeables et notre système d’acquisition y est sensible.

On peut considérer que la valeur du η_{CO_2} pour le NEG saturé qui est mesurable est de $4 \cdot 10^{-6}$. Cette valeur est obtenue après l’accumulation d’une dose de $3 \cdot 10^{18}$ électrons, soit 30 minutes d’irradiation.

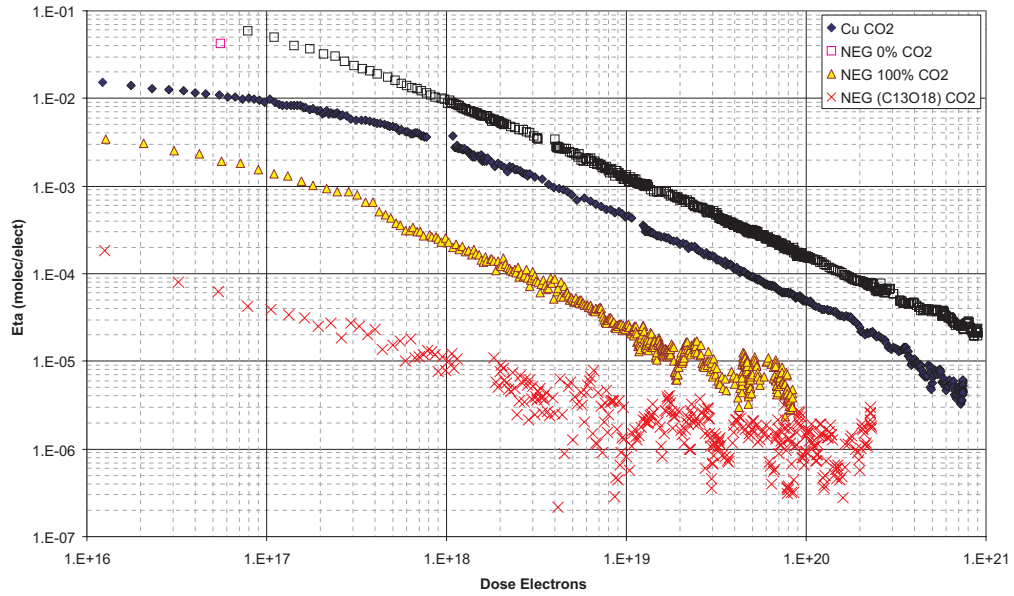


FIG. IV.5: η à 300 eV du dioxyde de carbone du cuivre OFHC (Losanges) et du NEG St 707, "en l'état" (Carrés), activé à 100% (Triangles), saturé avec du $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ (Croix).

Les courbes de désorption du dioxyde de carbone de la Figure IV.5 sont similaires à celles des Figures IV.3 et IV.4. Le NEG "en l'état" désorbe plus qu'une surface de cuivre OFHC qui elle-même a un η supérieur à ceux d'un NEG activé à 100 % et d'un NEG saturé par du $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$.

IV.4.4 Electrodésorption du monoxyde de carbone et de son isotope

Les coefficients de désorption électronique (η) du monoxyde de carbone pour le cuivre OFHC, le NEG "en l'état" (NEG 0%), le NEG activé totalement (NEG 100%) ainsi que du NEG saturé par le carbone isotopique $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ (NEG ($^{13}\text{C}^{18}\text{O}$) CO et NEG ($^{13}\text{C}^{18}\text{O}$) $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$) sont représentés par la Figure IV.6.

La Figure IV.7 donne les coefficients d'électrodésorption du NEG saturé par $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ pour les isotopes CO, ^{13}CO , C^{18}O , $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$.

On constate, sur la Figure IV.6, qu'au début de l'irradiation, les coefficients de désorption électronique du $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ (Astérisques) sont à peine supérieurs à ceux du CO du NEG saturé (Croix), et sont inférieurs à ceux du CO du NEG activé. On constate aussi qu'après une dose de $2 \cdot 10^{17}$ électrons il apparaît un plateau jusqu'à une dose de 10^{18} électrons puis une faible augmentation, qui forme un maximum jusqu'à une dose de 10^{19} électrons. On observe ensuite un effet de nettoyage typique, comme pour le cuivre, l'aluminium ou l'acier inoxydable [43].

Ces variations dans le coefficient d'électrodésorption se sont produites pendant les deux

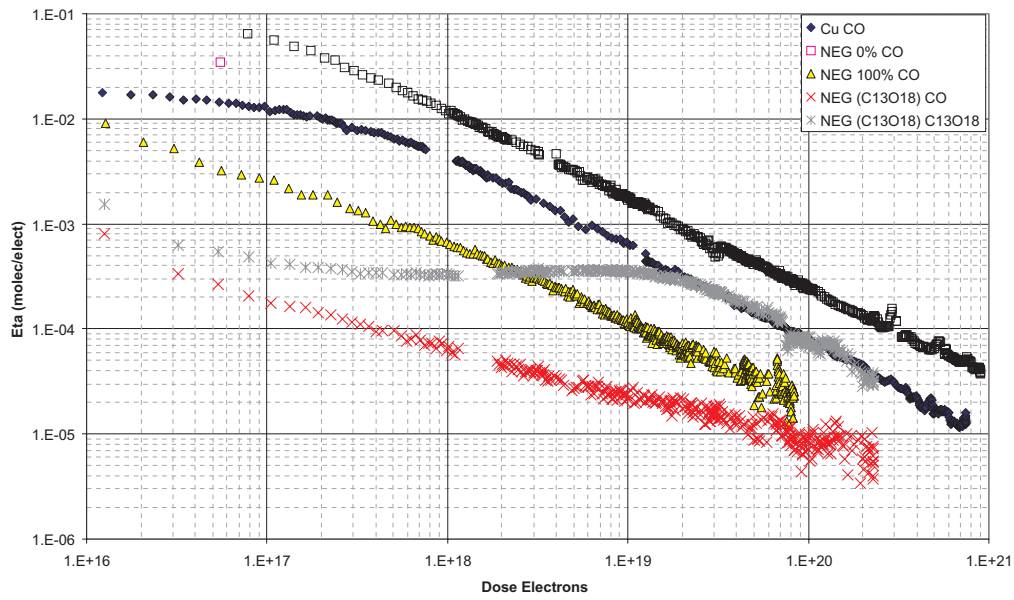


FIG. IV.6: η à 300 eV du monoxyde de carbone & de l'isotope principal, du cuivre OFHC (Losanges) et η du NEG St 707, "en l'état" (Carrés), activé à 100% (Triangles), saturé avec du $^{13}C^{18}O$ (Croix et Astérisques).

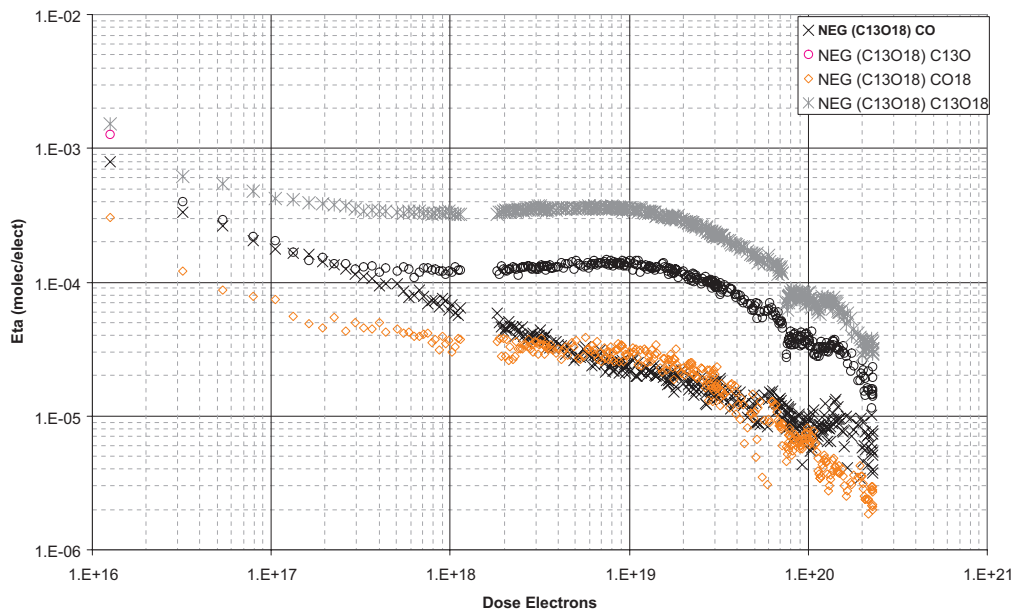


FIG. IV.7: η des principaux isotopes CO (Croix), $^{13}C^{18}O$ (Astérisques), ^{13}CO (Cercles), $C^{18}O$ (Losanges) électrodésorbés du NEG St 707, saturé avec du $^{13}C^{18}O$.

premières heures d'irradiation. Ensuite les coefficients η du NEG saturé par le $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ (Astérisques) sont similaires à ceux du cuivre OFHC et suivent la même pente jusqu'à la fin des irradiations.

Le comportement et les valeurs du coefficient d'électrodésorption de l'isotope ont été reproduits lors de la dernière expérience et le résultat est représenté par la Figure IV.8. On remarquera que le maximum est un peu plus prononcé sur la Figure IV.8 que sur la Figure IV.7, et que les valeurs de η sont similaires.

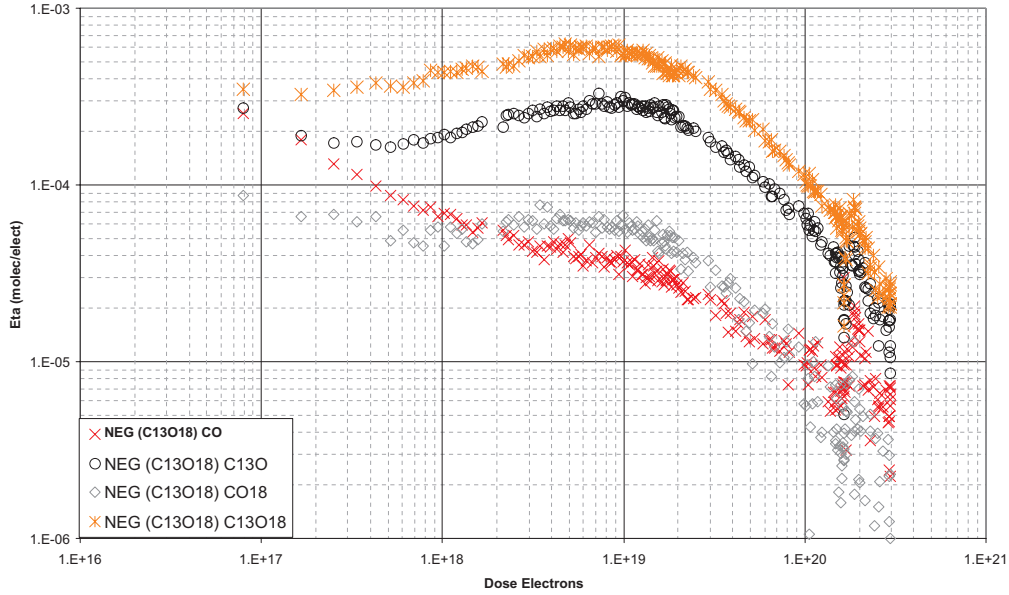


FIG. IV.8: η des principaux isotopes CO (Croix), $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ (Astérisques), ^{13}CO (Cercles), C^{18}O (Losanges) électrodésorbés du NEG St 707, saturé avec du $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$. Point numéro 12 du programme, § IV.3.

Lors de l'irradiation, la pression partielle de $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ n'évolue pas comme celle des autres gaz, c'est à dire une brusque augmentation de la pression puis une diminution graduelle, en $\Gamma^{-\alpha}$. Ces brusques augmentations de pressions sont typiques des surfaces techniques habituellement irradiées.

A l'opposé, la pression du $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ ainsi que les autres formes isotopiques augmentent progressivement jusqu'à un maximum puis décroissent. Lorsque l'irradiation est arrêtée puis reprise, on observe de nouveau le même phénomène. Au contraire pour d'autres surfaces et gaz, la pression augmente brusquement à une valeur de pression supérieure à celle précédant l'arrêt de l'irradiation puis la pression décroît. La deuxième expérimentation confirme ce comportement. Un exemple de l'augmentation graduelle de pression pour le $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ est donné à la Figure IV.9. Le début de l'irradiation se produit 100 minutes après le début de l'enregistrement des données ($t=0$), l'arrêt du bombardement électronique a lieu vers 925 minutes et la reprise des irradiations 50 minutes plus tard.

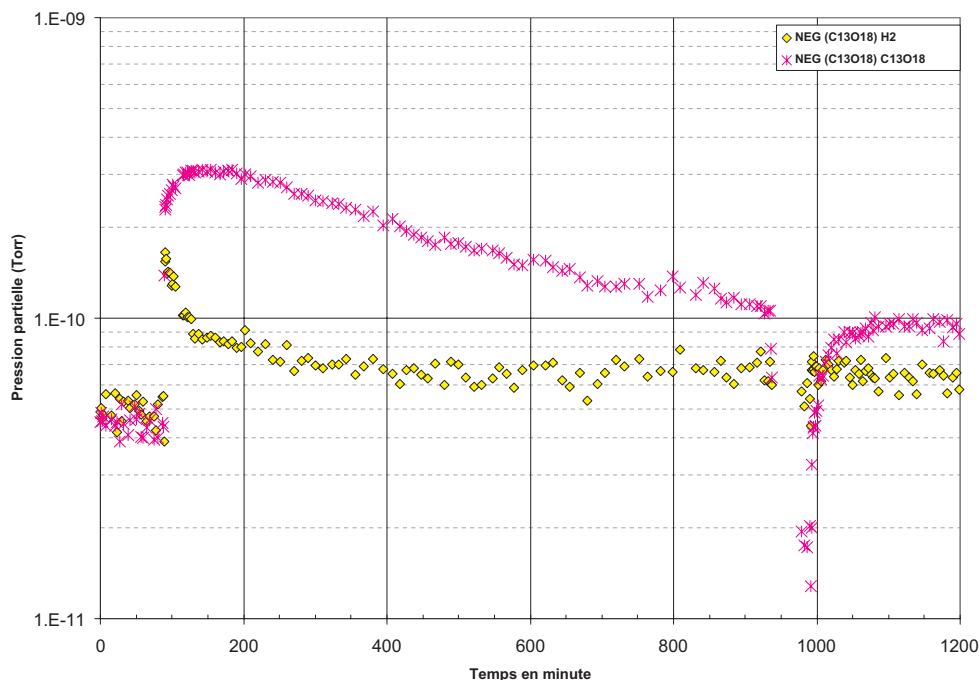


FIG. IV.9: Pression partielle de l'hydrogène et du $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ d'un NEG St 707 saturé par du $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ et irradié à 300 eV.

Hypothèse de la diffusion atomique

Nous avons émis l'hypothèse au § III.5 qu'il pouvait y avoir diffusion des éléments atomiques ^{13}C et ^{18}O dans le matériau sous l'action des photons. Cette hypothèse se base sur le fait que la courbe de photodésorption du $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ d'un NEG saturé par $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ (Astérisques) est placée sous celle d'un NEG reçu "en l'état" (Cercles), Figure III.16. Alors que compte tenu du nombre de molécules présentes sur la surface lors de la saturation $\sim 4 \cdot 10^{17}$ molécules sur les 6.5 cm^2 de surface irradiée, on aurait pensé observer une désorption du NEG saturé supérieure à celle du NEG "en l'état".

Dans le cas de la désorption induite par les électrons nous sommes dans le même cas de figure.

Une analyse Auger de l'échantillon a été effectuée et les résultats sont représentés par la Figure IV.10. L'analyse Auger ne permet pas de différencier les isotopes, carbone 12 ou 13, oxygène 16 ou 18, seule une analyse SIMS le permet. Il est aussi important de rappeler que l'analyse Auger ou une analyse SIMS est très difficile sur une surface rugueuse, telle que le NEG St 707. Les résultats présentés doivent être considérés comme indicatifs.

Les courbes b) et c) de la Figure IV.10 ont été réalisées à partir du même échantillon. Le St 707 possède deux faces, l'une a été exposée aux électrons, l'autre faisait face au support en cuivre, cf § IV.4.

Les résultats de la face cachée sont donnés sur le graphique b) de la Figure IV.10. Ceux

IV.4. Résultats et discussion des mesures des coefficients d'électrodésorption

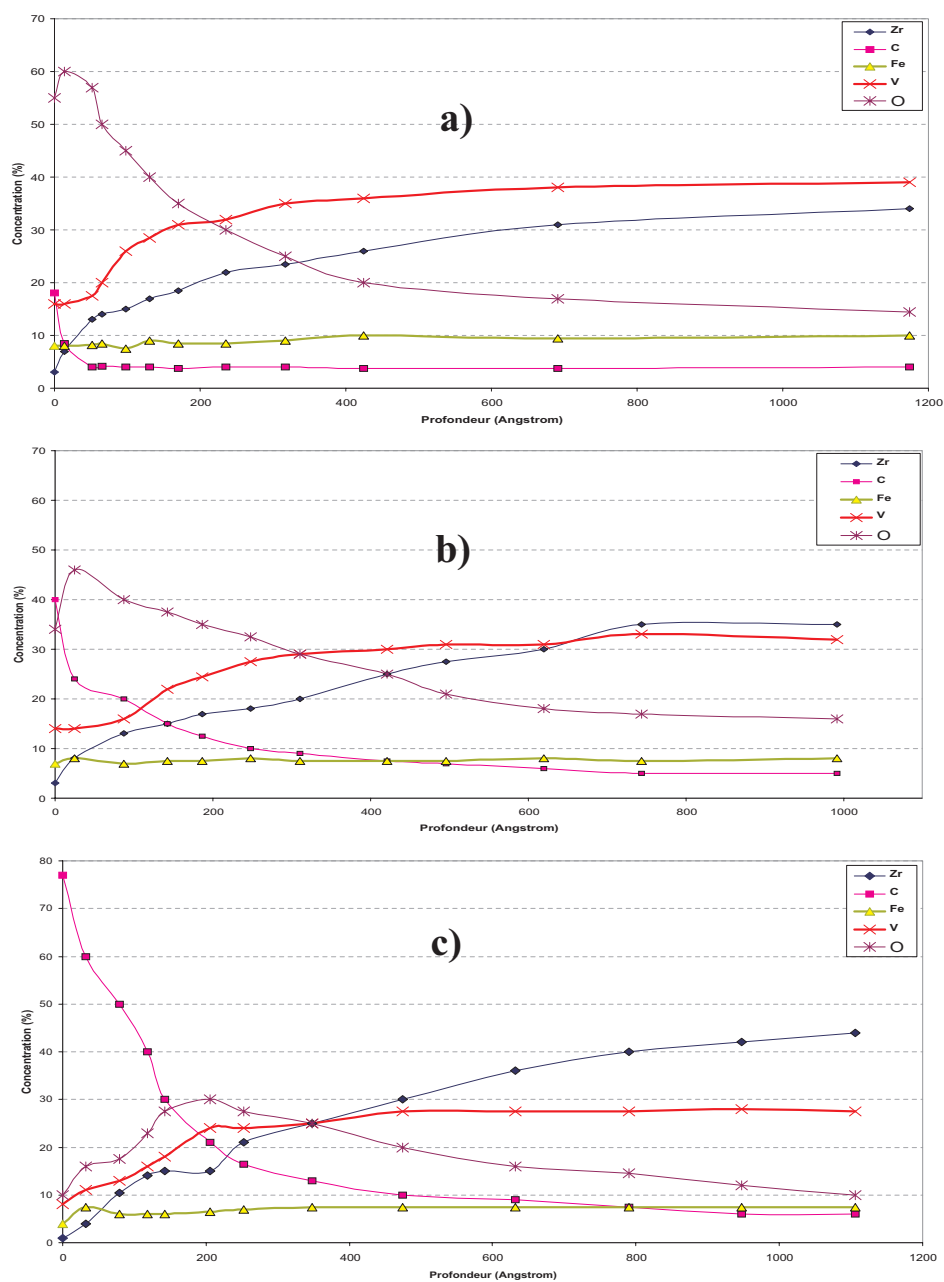


FIG. IV.10: Profil Auger d'un NEG, a) en l'état, b) saturé par du $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$, c) saturé par du $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ puis exposé aux électrons

de la face exposée sont données sur le graphique c) de la même figure.

Considérons la courbe a) :

On constate que la concentration en carbone (Carrés) diminue rapidement à sa valeur de base, soit 5% après avoir décapé la surface par des ions argons sur 50 Å.

La courbe b) représente le profil Auger de la face du NEG saturé par du $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ et qui n'a pas été irradié par les électrons.

La concentration de carbone (Carrés) devient inférieure à 10% après un décapage de 250 Å. Or comme nous l'avons dit au § III.5 lorsque l'on considère la rugosité de la surface et le nombre de molécules nécessaire pour former une monocouche_{NEG} sur cette surface, on détermine que la hauteur entre les pics et les vallées est de l'ordre de 240 Å⁶. La courbe du carbone tend à nous faire supposer qu'il s'est déposé principalement sur les sommets de la surface puis dans les vallées. En revanche l'examen de la Figure III.21 courbe b) (Saturation du NEG avec du CO) montre que le carbone est présent en petite proportion entre 50 Å et 150 Å. Dans ces deux cas le NEG n'a pas été irradié.

Courbe c) :

On constate sur cette courbe que la concentration de carbone devient inférieure à 10% après avoir décapé 450 Å. Cette courbe n'infirme pas l'hypothèse que sous irradiation d'électrons, le carbone ou l'oxygène présents en surface peuvent migrer dans le matériau. On peut remarquer que la courbe du carbone de la Figure IV.10 b) est similaire à la courbe du carbone de la Figure IV.10 c). Nous pouvons peut-être expliquer cette similarité par le fait que pour effectuer nos analyses Auger, on bombarde la surface avec des électrons, dont le courant est de 1 μA et l'énergie de 3 KeV. On peut donc concevoir que l'analyse Auger ait eu un effet équivalent sur le NEG que l'irradiation par nos électrons.

IV.4.5 Remarque :

Sur toutes les courbes d'électrodésorption des Figures IV.3 à IV.7, on peut constater que les valeurs du coefficient d'électrodésorption des gaz H_2 , CH_4 , CO et CO_2 du NEG activé totalement, sont supérieures à celles du NEG saturé par $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$; ceci est particulièrement vrai aux doses de 10^{16} à $4 \cdot 10^{18}$ électrons.

Il semblerait donc que la saturation par du $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ gêne la désorption des molécules de gaz qui se trouvent en-dessous.

IV.5 Nombre de molécules électrodésorbées

IV.5.1 Présentation des résultats et des ajustements empiriques associés

Notre échantillon est polarisé par un potentiel de 300 V et toute sa surface exposée est irradiée. Compte tenu de la configuration du système de bombardement électronique,

⁶1ML_{NEG} $\sim 6 \cdot 10^{16}$ molecules/cm²

distance entre le filament et l'échantillon ainsi que les tailles de l'un par rapport à l'autre, l'irradiation n'est pas homogène sur tout l'échantillon.

Nous avons vu que lorsque le NEG était activé la probabilité qu'une molécule de CO et CO₂ soit repompée était de l'ordre de 50%, et de 12% pour l'hydrogène, voir Annexe C. Lorsque l'on intègre le nombre total de molécules désorbées (N_T) il ne faut pas compter les molécules qui se recyclent, c'est à dire celles qui sont désorbées puis réadsorbées par le NEG.

Notre calcul de η pour le NEG activé est donné par l'équation (IV.2). Or si l'on sépare les termes de cette équation, nous avons $\eta_{vrai} = \eta_{primaire} + \eta_{recyclage}$. Le coefficient de recyclage [12] traduit la possibilité qu'ont les molécules qui sont désorbées sous l'action des électrons d'être réadsorbées par le NEG.

$$\begin{cases} \eta_{primaire} = G \frac{C \Delta P_{cible}}{\dot{\Gamma}} \\ \eta_{recyclage} = G \frac{S \Delta P_{cible}}{\dot{\Gamma}} \end{cases} \quad (IV.16)$$

Pour calculer N_T , on intègre ($\eta_{primaire} \times \dot{\Gamma}$), c'est à dire que l'on peut utiliser l'équation (IV.4) quel que soit l'état d'activation du NEG. A la fin d'une irradiation la pression du système ne revient pas instantanément à la pression de base. Les molécules qui restent ne sont pas comptabilisées. Toutefois, leur contribution est négligeable par rapport au nombre de molécules qui ont déjà été désorbées depuis le début de l'expérience.

La représentation du η en fonction de N_T permet de voir apparaître une forme typique que l'on peut décrire par une équation exponentielle [1] [43] :

$$\eta = \eta_0 e^{-\frac{N_T}{N_e}} \quad (IV.17)$$

Où η_0 et N_e sont des constantes positives. La constante η_0 est le coefficient de désorption initial obtenu par extrapolation lorsque $N_T \rightarrow 0$. N_e est le nombre de molécules désorbées nécessaire pour réduire η par un facteur $1/e$. C'est aussi une indication du nombre de molécules disponibles pour la désorption électronique.

Pendant l'irradiation avec le RS, nous n'avons pas accumulé suffisamment de dose sur la surface pour voir apparaître cette forme en exponentielle.

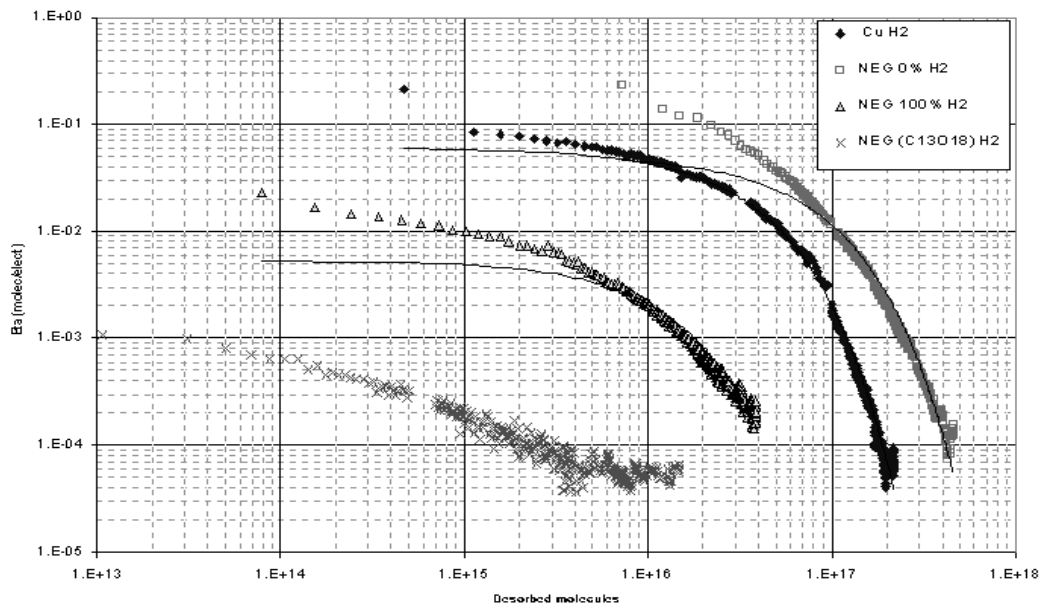


FIG. IV.11: η en fonction du nombre de molécules d'hydrogène désorbées, du cuivre OFHC (Losanges) et du NEG St 707 "en l'état" (Carrés), activé à 100% (Triangles), saturé par du $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ (Astérisques).

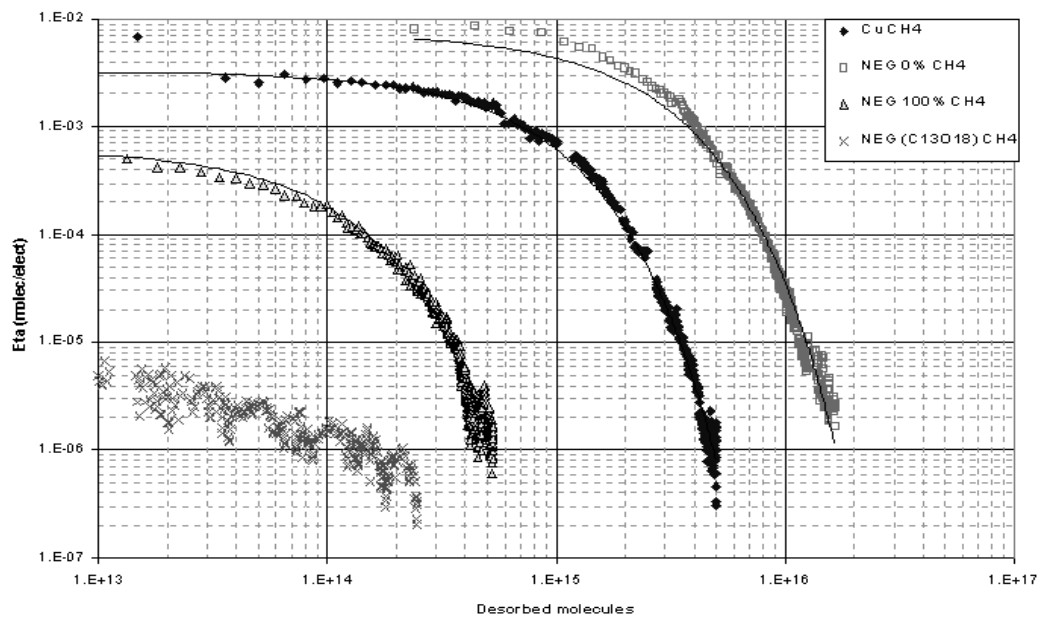


FIG. IV.12: η en fonction du nombre de molécules de méthane désorbées, du cuivre OFHC (Losanges) et du NEG St 707 "en l'état" (Carrés), activé à 100% (Triangles), saturé par du $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ (Astérisques).

IV.5. Nombre de molécules électrodésorbées

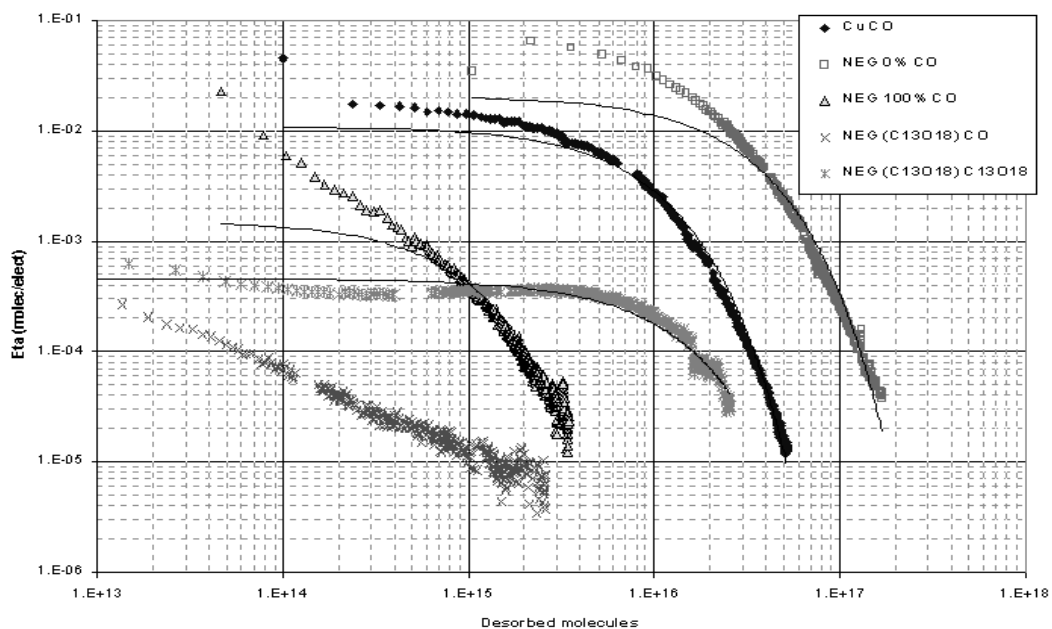


FIG. IV.13: η en fonction du nombre de molécules de monoxyde de carbone désorbées, du cuivre OFHC (Losanges) et du NEG St 707 “en l’état” (Carrés), activé à 100% (Triangles), saturé par du $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ (Astérisques).

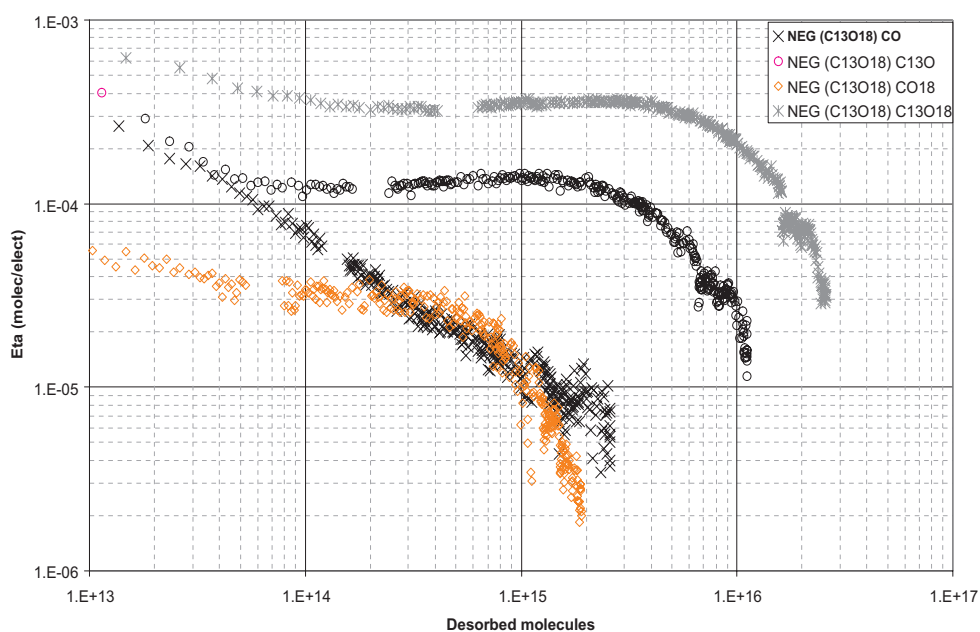


FIG. IV.14: η en fonction du nombre de molécules de CO isotopique désorbées, du NEG St 707 saturé par du $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$, η_{CO} (Croix), $\eta_{^{13}\text{CO}}$ (Cercles), $\eta_{\text{C}^{18}\text{O}}$ (Losanges) et $\eta_{^{13}\text{C}^{18}\text{O}}$ (Astérisques).

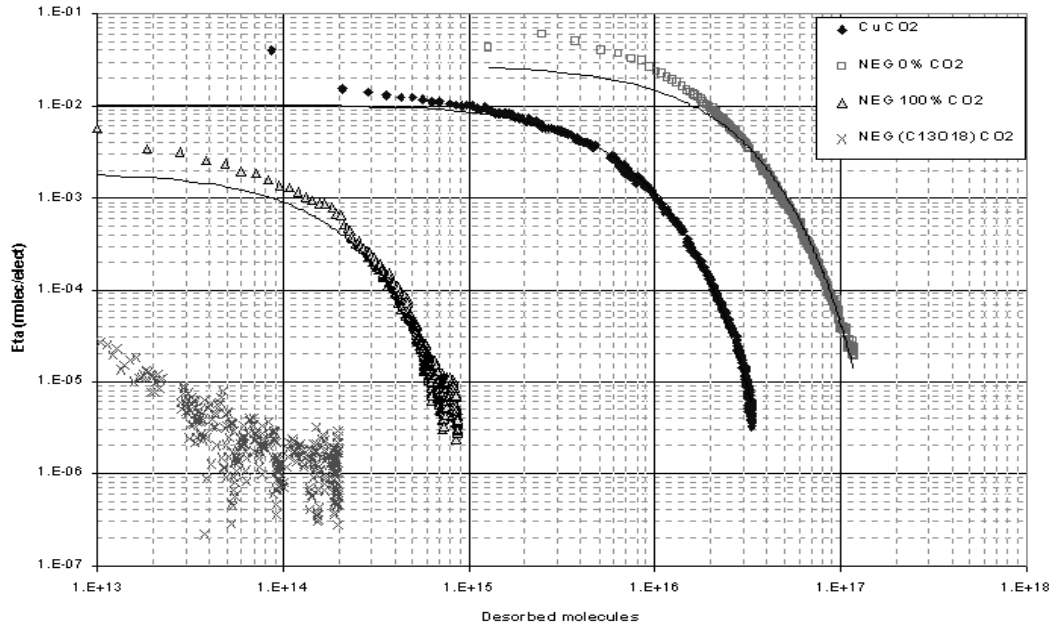


FIG. IV.15: η en fonction du nombre de molécules de dioxyde de carbone désorbées, du cuivre OFHC (Losanges) et du NEG St 707 “en l’état” (Carrés), activé à 100% (Triangles), saturé par du $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ (Astérisques).

IV.5.2 Discussion sur le nombre de molécules électrodésorbées

D’après la loi de Sievert, le nombre de molécules d’hydrogène dans le NEG était de $3 \cdot 10^{17}$ molécules, § IV.4.1. Le nombre de molécules d’hydrogène désorbées à la fin de l’expérience, par le NEG totalement activé, Figure IV.11, est de $3 \cdot 10^{16}$ molécules. Nous sommes donc loin d’avoir désorbés les molécules d’hydrogène contenues dans l’échantillon de NEG.

Par contre, nous avons désorbé 5 fois plus d’hydrogène du cuivre que ce que l’on a supposé présent dans l’oxyde qui le recouvre. Cela implique que soit l’oxyde est plus épais soit que la concentration d’hydrogène dans le cuivre est aussi important que dans un NEG.

La concentration initiale d’hydrogène dans le cuivre dépend de son procédé de fabrication. En effet l’hydrogène gazeux est solubilisé dans le cuivre liquide lors de la fabrication du métal. Dans le NEG la concentration d’hydrogène peut être, en partie, contrôlé après l’élaboration de celui-ci.

Les courbes en trait plein des Figures IV.11 à IV.15 (sauf Figure IV.14) sont les tentatives pour ajuster l’équation (IV.17) avec les données.

L’ajustement empirique par l’équation (IV.17) décrit bien les courbes de désorption pour des valeurs élevées de N_T . Le terme valeurs élevées de N_T , est un terme relatif à chaque expérience : pour le NEG non activé $N_T \gtrsim 3 \cdot 10^{16}$ molécules ; pour le NEG activé à 100% $N_T \gtrsim 3 \cdot 10^{15}$ molécules.

Le Tableau IV.2 résume les valeurs des coefficients pour chaque gaz obtenus par l'ajustement des données, Figures IV.11 à IV.15, par l'équation (IV.17).

Gaz	Cu OFHC		NEG 0%		NEG 100%	
	η_0	N_e	η_0	N_e	η_0	N_e
H ₂	$5.8 \cdot 10^{-2}$	$3.3 \cdot 10^{16}$	$5.1 \cdot 10^{-2}$	10^{17}	$5.3 \cdot 10^{-3}$	$1.1 \cdot 10^{16}$
CH ₄	$3.2 \cdot 10^{-3}$	$5 \cdot 10^{14}$	$7.4 \cdot 10^{-3}$	$2.0 \cdot 10^{15}$	$6.0 \cdot 10^{-4}$	10^{14}
CO	$1.1 \cdot 10^{-2}$	10^{16}	$2.1 \cdot 10^{-2}$	$2.5 \cdot 10^{16}$	$1.5 \cdot 10^{-3}$	10^{15}
CO ₂	$1.1 \cdot 10^{-2}$	$5.0 \cdot 10^{15}$	$2.8 \cdot 10^{-2}$	$1.7 \cdot 10^{16}$	$2.5 \cdot 10^{-3}$	$1.3 \cdot 10^{14}$

TAB. IV.2: Paramètres de l'équation (IV.17) pour chaque gaz. Les coefficients du ¹³C¹⁸O pour le NEG Saturé sont $\eta_0=5 \cdot 10^{-4}$ et $N_e = 1.11 \cdot 10^{16}$.

Les résultats obtenus pour le cuivre OFHC de [43] et les nôtres sont en bon accord, pour ce qui est du nombre de molécules désorbées. En revanche il existe un écart d'un facteur 10 pour les valeurs du η_0 entre [43] et nos ajustements.

IV.6 Conclusions sur l'électrodésorption du NEG St 707

Nous avons montré qu'un NEG activé désorbait moins qu'une surface de cuivre OFHC étuvé à 120 °C. La comparaison de nos résultats avec ceux de [43] montre que c'est aussi vrai pour une surface en acier inoxydable, en aluminium ainsi qu'une surface en cuivre OFHC ayant été étuvé à 200 °C [43].

On a pu mettre en évidence qu'un NEG activé puis saturé par du ¹³C¹⁸O désorbe initialement moins que notre surface de cuivre. Toutefois, après une longue exposition aux électrons (dose $\sim 10^{20}$ électrons) les coefficients d'électrodésorption deviennent similaires. Nous avons remarqué que la saturation de la surface NEG, par du ¹³C¹⁸O semblait réduire la désorption des molécules du gaz résiduel typique : H₂, CH₄, CO et CO₂. Afin d'expliquer le faible coefficient d'électrodésorption du NEG saturé par du ¹³C¹⁸O, nous avons supposé que les atomes de carbone ou d'oxygène pouvaient diffuser dans le NEG pendant son irradiation. Une analyse Auger préliminaire ne contredit pas cette hypothèse.

Ces résultats permettent de conclure que l'installation de NEG St 707 totalement activé, dans un environnement où la désorption moléculaire par impact d'électrons peut être importante, est une solution possible pour réduire cette désorption.

Chapitre V

Comparaison entre photodésorption et électrodésorption

Bien que les processus d'électrodésorption et de photodésorption soient différents, il est intéressant de les comparer. Nous comparerons les coefficients de photodésorption à ceux de l'électrodésorption, et nous tenterons de déterminer l'efficacité de la photodésorption par rapport à l'électrodésorption. Puis, nous essaierons de décrire ces deux processus par un modèle de désorption surfacique. Enfin nous utiliserons les résultats que nous avons obtenus pour le NEG dans une simulation de profil de pression dans la chambre à vide d'un détecteur de particules du LHC.

V.1 Coefficient de désorption moléculaire

V.1.1 Comparaison entre le NEG saturé et le NEG activé

Pour les expériences de photodésorption à 194 eV on a remarqué que les valeurs des coefficients de désorption pour H₂, CH₄, CO et CO₂, entre le NEG saturé et le NEG activé totalement sont du même ordre de grandeur, Figures III.14 à III.17.

Pour les expériences ESD ce n'est pas le cas. Sur toutes les courbes d'électrodésorption des Figures IV.3 à IV.7, nous avons pu constater que les valeurs du coefficient d'électrodésorption des gaz H₂, CH₄, CO et CO₂ du NEG activé totalement (NEG 100%) étaient supérieures à celles du NEG saturé par ¹³C¹⁸O ; ceci est particulièrement vrai aux faibles doses, de 10¹⁶ à 4 10¹⁸ électrons.

Lorsque le NEG est activé, il apparaît une vitesse de pompage pour H₂, CO et CO₂, cf Annexe C. Pendant le bombardement des électrons les molécules ont une certaine probabilité d'être repompées par le NEG. Ceci se traduit par un nettoyage moins efficace de la surface par les électrons.

Un nettoyage équivalent à une surface dont la probabilité de repompage serait négligeable par rapport au pompage de la conductance nécessite l'accumulation d'une dose plus importante. La perte d'efficacité étant égale à la probabilité de repompage de la surface, on peut décaler les courbes d'électrodésorption vers des valeurs de doses moins élevées.

Les décalages ne sont significatifs que pour le monoxyde et le dioxyde de carbone. Les courbes des η des Figures IV.6 et IV.5 peuvent être décalées d'un facteur 2; cf Annexe C, valeurs de $\frac{S}{S+C}$.

Malgré ce décalage il existe toujours un écart non négligeable, pour le CO et le CO₂, entre les courbes du NEG activé à 100% et le NEG saturé.

La différence entre les courbes de photodésorption et d'électrodésorption du NEG activé et du NEG saturé par ¹³C¹⁸O doit être expliqué différemment.

Nous allons faire l'hypothèse que la saturation du NEG par 1 ML_{NEG} correspond, d'une façon très grossière, à l'empilement de 60 couches atomiques. On supposera donc que les électrons doivent traverser cette épaisseur de ¹³C¹⁸O, afin de pouvoir déposer l'énergie nécessaire à la désorption des autres molécules.

La longueur d'arrêt¹ d'électrons ayant une énergie de 300 eV, sur une surface solide de CO ($\rho=2.2$ g/cm³) est de 100 Å [88] soit l'équivalent de 25 couches atomiques². Si l'on fait le même exercice pour les photons, on trouve que la longueur d'atténuation³ est de 220 Å et de 4200 Å pour des photons dont l'énergie est respectivement de 45 eV et 194 eV[91].

– Pour les électrons :

D'après la longueur d'arrêt, lorsque le NEG est saturé par ¹³C¹⁸O, la plupart des électrons déposent leur énergie dans la couche d'oxyde.

– Pour les photons :

D'après les longueurs d'atténuation, les photons du RS traverse la couche d'oxyde et dépose principalement leur énergie dans le NEG.

Cette comparaison entre les énergies permet d'expliquer les différences entre les courbes d'électrodésorption d'un NEG saturé et d'un NEG activé, et la non différence pour les photons.

Avec ce simple modèle énergétique, et en s'appuyant sur un des résultats obtenus dans [41], représenté par la Figure II.8, nous pouvons tenter d'interpréter qualitativement la différence entre les valeurs de la photodésorption et de l'électrodésorption.

La longueur d'arrêt des électrons dans le St 707 composé à 70% de Zr peut être comparée à celle du Zr pur, soit 35 Å [88]. Pour les photons d'énergie 45 eV et 194 eV, les longueurs d'atténuation sont respectivement de 150 Å et de 800 Å [91].

Nous avons pris comme densité pour le getter la somme des densités de chaque élément pondérés par leur concentration. Nous obtenons une densité de 6.47 très proche de celle du Zr qui est de 6.49.

Le fait que toute l'énergie des électrons soit dissipée dans les premières couches atomiques du NEG, contrairement aux photons, implique : que l'efficacité de désorption des molécules présentes en surface, est plus grande pour les électrons que pour les photons. Une dose moins importante d'électrons, que de photons, est donc suffisante pour nettoyer la surface.

¹Longueur à laquelle l'énergie de la particule incidente est nulle.

²L'épaisseur d'une couche atomique est de l'ordre de 4-5 Å

³Longueur après laquelle le nombre de particules incidentes est réduit à 1/e

V.1.2 Désorption du CO isotopique

Si l'on compare les formes des courbes de désorption des isotopes induites par les électrons, Figures IV.7 et IV.8 avec celles induites par les photons Figure III.18, on remarque des formes similaires. C'est à dire une augmentation du coefficient de désorption jusqu'à un maximum puis une diminution due au nettoyage.

Pour expliquer ce maximum, on peut supposer que le $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ est adsorbé dissociativement sur la surface de NEG tout comme le CO [71] [59]. Lors de l'irradiation par les électrons ou les photons, les composants atomiques, C et O, se recombinent puis sont désorbés. Il faut donc attendre une certaine dose, avant d'atteindre l'équilibre entre la recombinaison et le nettoyage de la surface. On peut imaginer que l'irradiation par les électrons, ou les photons, amorce la recombinaison sur toute la surface du NEG des atomes C et O et crée un réservoir de molécules. Celles qui sont situées sur les sommets de la surface NEG sont disponibles de suite pour la désorption mais celles qui se seraient recombinées dans les vallées devraient, avant d'être désorbées, subir un nombre important de chocs et de réadsorption sur les grains qui les entourent. Cet effet de la rugosité de la surface a été proposé lors des études d'émission secondaire de surfaces techniques [94]. Lorsque la surface se nettoie, de moins en moins d'atomes sont disponibles pour la recombinaison et le coefficient de désorption diminue.

L'équilibre entre la désorption et le nettoyage du NEG saturé par l'isotope, pour le $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ est atteint pour la désorption induite par électrons après une accumulation de 10^{19} électrons sur la surface et est atteint après une accumulation de $4 \cdot 10^{19}$ photons pour l'expérience de photodésorption.

V.1.3 Désorption des autres gaz

La comparaison directe des coefficients de photodésorption et d'électrodésorption, pour un NEG activé totalement, montre que les coefficients de photodésorption initiaux, sont inférieurs à ceux de l'électrodésorption.

Cette moindre efficacité de la photodésorption par rapport à l'électrodésorption est connu [37].

Les coefficients de photodésorption, que ce soit pour l'expérience à 45 eV ou à 194 eV, sont inférieurs d'un facteur $\sim 10^3$ à ceux de l'électrodésorption : pour H_2 , CO et CO_2 . Le facteur est de ~ 100 pour le méthane.

La comparaison entre les coefficients de photodésorption, cf § III.4.2 et § III.4.3, et d'électrodésorption [43] initiaux, de H_2 , CO et CO_2 , pour l'acier inoxydable est aussi de l'ordre de $\sim 10^3$.

Il est pareillement de l'ordre de 100 pour le méthane : Figures III.15 ou III.10 pour la photodésorption et référence [43] pour l'électrodésorption.

V.2 Molécules désorbées

Nous avons écrit au § IV.5.1 que nous n'avions pas présenté le η en fonction du nombre de molécules photodésorbées, car nous ne voyons pas apparaître de courbure comme présenté dans [95]; la dose accumulée sur la surface étant sans doute trop faible. L'ajustement des données avec une exponentielle n'est pas justifié dans cette partie droite des courbes, bien qu'un ajustement logarithmique soit tout à fait adapté du point de vue mathématique.

En revanche, la dose de photons était suffisante dans l'expérience à 194 eV, NEG saturé par le $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$, pour permettre un ajustement des courbes du $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ ainsi que du ^{13}CO avec l'équation (IV.17). Nous pouvons comparer les résultats des molécules électrodésorbées et photodésorbées obtenus pour le NEG saturé par du $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ dans nos expériences sur le système ESD et à EPA (SLF 42), Figure V.1.

Les paramètres des ajustements par l'équation (IV.17) réalisés sur les courbes de la Figure V.1 pour le CO sont résumées dans le Tableau V.1.

Gaz	NEG 0%		NEG Saturé par $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$	
	η_0	N_e	η_0	N_e
CO	10^{-4}	$2.0 \cdot 10^{17}$	-	-
^{13}CO	-	-	10^{-5}	$3.3 \cdot 10^{16}$
C^{18}O	-	-	$3 \cdot 10^{-6}$	10^{16}
$^{13}\text{C}^{18}\text{O}$	-	-	$3 \cdot 10^{-5}$	10^{17}

TAB. V.1: Paramètres de l'équation (IV.17) pour les CO isotopiques du NEG à EPA.

Les paramètres des ajustements par l'équation (IV.17) du nombre de molécules désorbées par les électrons sont données au § IV.5.1, Tableau IV.2.

Par l'intermédiaire des résultats de ces ajustements et de l'équation (IV.17), on peut déterminer le nombre de molécules qu'une surface va désorber pour obtenir un η donné, $N_T = -N_e \ln \frac{\eta}{\eta_0}$. Nous pouvons aussi, grâce à l'équation (IV.17), comparer l'efficacité de l'électrodésorption à celle de la photodésorption.

V.2.1 Molécules désorbées d'une surface en cuivre, comparaison entre photons et électrons

Comparons, pour un $\eta = 10^{-8}$ molécule/particule, le nombre de molécules désorbées par électrodésorption de notre surface de cuivre, aux molécules photodésorbées d'une chambre en cuivre, de 3.6 m de long, irradiée par des photons d'énergie critique 3.75 keV à 11 mrad d'incidence [95]. Nous comparerons aussi ces résultats à ceux obtenus dans [43]. Le tube en cuivre OFHC de [95] a, lui aussi, été nettoyé suivant la procédure décrite en Annexe F. Les résultats sont résumés dans le Tableau V.2.

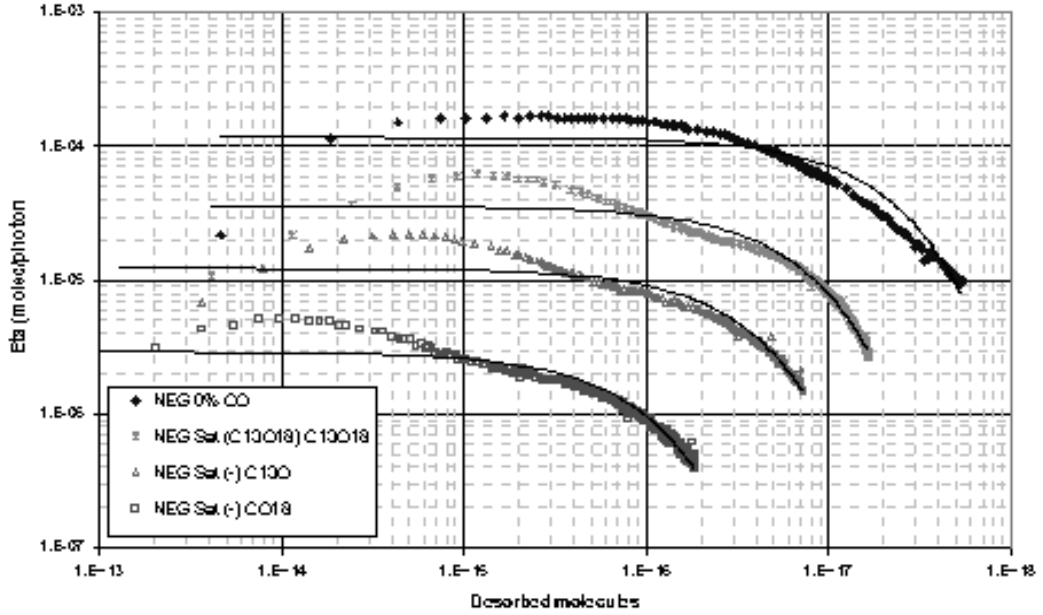


FIG. V.1: η en fonction du nombre de molécules de monoxyde de carbone photodésorbées, du NEG St 707 “en l’état” (Losanges), saturé par du $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ (Astérisques, Triangles, Carrés).

Cu OFHC	e^- [43]	e^- , Thèse	Photons [95]
Gaz / N_T	300 eV, $\theta=90^\circ$	300 eV, $\theta=90^\circ$	3.75 keV, $\theta=0.26^\circ$
H_2	$9.3 \cdot 10^{17}$	$5.1 \cdot 10^{17}$	$3.9 \cdot 10^{19}$
CH_4	$3.8 \cdot 10^{15}$	$6.3 \cdot 10^{15}$	$5.2 \cdot 10^{17}$
CO	$4.0 \cdot 10^{17}$	$1.4 \cdot 10^{17}$	$1.0 \cdot 10^{19}$
CO_2	$5.4 \cdot 10^{16}$	$6.9 \cdot 10^{16}$	$1.4 \cdot 10^{19}$

TAB. V.2: Nombre de molécules désorbées d’une surface en Cu OFHC en fonction des particules, énergies et angles d’incidence, pour un η de 10^{-8} .

L'extrapolation entre nos expériences et celles de [43] est en très bon accord. Pour le cuivre irradié avec les photons en incidence rasante, le nombre de molécules désorbées est ~ 100 fois plus important. Avant de tirer des conclusions sur ces résultats, comparons les longueurs de pénétration des électrons et des photons dans le cuivre. La longueur d'arrêt des électrons de 300 eV dans le cuivre en incidence normale est de $\sim 25 \text{ \AA}$ [88], la longueur de pénétration des photons de 3.75 keV à 0.63° d'incidence est de $\sim 25 \text{ \AA}$ [91]⁴. Les photons et les électrons déposent leur énergie sur à peu près la même distance.

Par contre la surface de la cible irradiée par les électrons est de 15 cm^2 , alors que la surface totale de la chambre irradiée par les photons est de 14700 cm^2 soit à peu près 900 fois plus importante. D'après le schéma de l'expérience [95] toute la surface n'a pas été directement irradiée par les photons.

Egalisons maintenant les N_T entre les électrons et les photons ; colonne 1 contre colonne 3 du Tableau V.2. Pour cela on multiplie la surface de la cible en cuivre irradiée par les électrons (15 cm^2) par un facteur 100. Reste un facteur entre les surfaces $\frac{S_{\text{cible photon}}}{S_{\text{cible électron}}} \lesssim 10$. L'énergie déposée par les photons, on ne considère que l'énergie critique, est ~ 12 fois plus importante que celle des électrons. La multiplication entre ces deux facteurs, $\frac{S_{\text{cible photon}}}{S_{\text{cible électron}}}$ et l'énergie déposée, nous redonne un facteur ~ 120 .

Nous pouvons aussi comparer les doses de photons et d'électrons nécessaires pour obtenir un coefficient de désorption de 10^{-8} molécule / particule incidente. Une extrapolation de la Figure 2 (η en fonction de la dose de photons reçue par mètre) [95] indique que pour obtenir un $\eta = 10^{-8}$, il est nécessaire d'accumuler sur la surface de cuivre une dose $\gtrsim 10^{27}$ photons pour H_2 , CO et CO_2 , et une dose de quelque 10^{24} photons pour le méthane. Avec les électrons il faut accumuler une dose $\gtrsim 10^{24}$ électrons pour H_2 , CO et CO_2 , et de quelque 10^{22} électrons pour le méthane.

On peut déduire de ces données que pour une même surface irradiée par des particules qui déposent leur énergie sur une même profondeur les électrons sont au moins 100 fois plus efficaces pour nettoyer une surface que les photons.

V.2.2 Molécules désorbées d'une surface NEG, comparaison entre photons et électrons

Pour obtenir un $\eta = 10^{-8}$ molécule/particule de deux NEG saturés par du $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$, tous les deux irradiés en incidence normale, l'un par des photons d'énergie critique $\varepsilon_c = 194 \text{ eV}$, l'autre par des électrons d'énergie 300 eV, il faut désorber respectivement, $8 \cdot 10^{17}$ molécules et de $1.2 \cdot 10^{17}$ molécules. Ces valeurs sont représentées dans le Tableau V.3

La surface de la cible de NEG directement irradiée par les photons est de 6.5 cm^2 , bien que la surface totale exposée aux photons soit de 202 cm^2 .

Nous avons considéré au § V.1.1 que la surface de NEG était recouverte d'un empilement de 25 couches atomiques, soit 240 \AA , de $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$. Cette hypothèse entraînait que l'énergie des électrons était déposée sur les cent premiers Angströms [88], alors que les photons de 194 eV voyaient leur intensité réduite d'un facteur $1/e$ après 4200 \AA [91]. C'est à dire que

⁴A 90° $\lambda = 2.8 \text{ \mu m}$

NEG Saturé par $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$, $\theta = 90^\circ$		
	ESD, 300 eV S = 15 cm ²	SLF 42, 194 eV S = 6.5 cm ² ; S = 202 cm ²
N_T	$1.2 \cdot 10^{17}$	$8.0 \cdot 10^{17}$
N_T (cm ⁻²)	$7.5 \cdot 10^{15}$	$1.2 \cdot 10^{17}$; $4 \cdot 10^{15}$

TAB. V.3: Nombre de molécules désorbées du NEG St 707 en fonction des particules et de leurs énergies, pour un η de 10^{-8} .

les photons ne déposent pas leur énergie dans la couche de $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ mais dans le NEG. Dans ce cas, l'intensité des photons est diminuer d'un facteur $1/e$ après une longueur de 800 Å.

De ces données, on a pu déduire que les énergies déposées par les électrons et les photons sont à peu près équivalentes. Cependant l'énergie des électrons est déposée proche de la surface, alors que pour les photons elle est déposée en profondeur. D'après la Figure II.8, seuls les électrons produits près de la surface par le passage des photons sont potentiellement efficaces pour la désorption.

En conclusion, la comparaison des efficacités de désorption entre les photons et les électrons pour le NEG, n'est donc pas possible puisque pour des irradiations à 90° d'incidence les photons déposent moins d'énergie que les électrons sur la surface.

V.3 Modèle de désorption surfacique

Nous avons vu, grâce à l'équation (IV.17), qu'il était possible de trouver un modèle général qui semble bien décrire la désorption à haute dose. Nous avons montré, par l'intermédiaire des longueurs d'arrêt des électrons dans le NEG, mais aussi dans le cuivre, que l'électrodésorption à 300 eV est un phénomène principalement de surface. Ce résultat a déjà été montré dans le cas du cuivre irradié par les photons dans [44] et représenté par la Figure II.11 dans ce travail. La désorption des molécules CH_4 , CO et CO_2 provient de recombinaisons à la surface entre les atomes présents. L'hydrogène atomique diffuse depuis le matériau vers la surface puis se recombine et désorbe. Il a aussi été montré dans [43] qu'un modèle de diffusion avec une concentration d'hydrogène non uniforme décrivait plutôt bien le coefficient de désorption de l'hydrogène de surfaces en cuivre et en aluminium en fonction de la dose d'électrons accumulée sur leur surface.

On peut supposer que pour le NEG les procédés de désorption sont similaires.

Lors de l'activation du NEG, la surface du NEG passe d'un état oxydé à un état métallique, [59]. Cependant la surface n'est pas totalement exempte d'impuretés. Ce sont ces impuretés qui vont se recombinaison sous l'action des électrons ou des photons et désorber en formant des molécules de CH_4 , CO et CO_2 .

Si l'on suppose que toutes les molécules (N) d'une espèce sont déjà présentes sur la surface et qu'il n'y a pas de recombinaison entre les espèces atomiques qui composent la

molécule, la variation à la surface du nombre de molécules N est donnée par l'équation (V.1) :

$$dN = -\frac{\sigma}{A} \dot{\Gamma} N dt \quad (\text{V.1})$$

Avec :

$\dot{\Gamma}$ représente le flux d'électrons incident en électrons.s⁻¹

σ est la section efficace de désorption par les électrons en cm²

A est l'aire de la cible irradiée en cm².

dt est l'intervalle de temps en s

L'intégration donne :

$$N(t) = N_0 e^{-\left(\frac{\sigma}{A} \dot{\Gamma} t\right)} \quad (\text{V.2})$$

Où N_0 est le nombre de molécules initialement présentes sur la surface.

Le nombre de molécules désorbées est donc :

$$N_D(t) = N_0 - N(t) = N_0 \left(1 - e^{-\left(\frac{\sigma}{A} \dot{\Gamma} t\right)}\right) \quad (\text{V.3})$$

L'équation (V.3) peut être réécrite en fonction de la dose d'électrons reçue par la cible. On obtient si le flux est constant pendant les expériences l'équation (V.4).

$$\Gamma = \int \dot{\Gamma}(t) dt = \dot{\Gamma} t$$

$$N_D(\Gamma) = N_0 \left(1 - e^{-\left(\frac{\sigma}{A} \Gamma\right)}\right) \quad (\text{V.4})$$

D'après la définition du coefficient de désorption :

$$\eta = \frac{\text{Nombre de molécules d'une espèce } i \text{ désorbées pendant } dt}{\text{Nombre de particules irradiantes incidentes pendant } dt}$$

Nous pouvons écrire que le coefficient de désorption instantané, c'est ce que l'on mesure est :

$$\eta = \frac{dN_D}{d\Gamma} = \frac{dN_D/dt}{\dot{\Gamma}} \quad (\text{V.5})$$

et nous obtenons :

$$\eta_e = N_0 \frac{\sigma}{A} e^{-\left(\frac{\sigma}{A} \Gamma\right)} \quad (\text{V.6})$$

Il peut être utile de définir un coefficient de désorption moyen $\langle \eta_e \rangle$. Il ne dépend, alors, que de ce qui a été désorbé et de la dose reçue, on obtient :

$$\langle \eta_e \rangle = \frac{N_D(\Gamma)}{\Gamma} = \frac{N_0}{\Gamma} \left(1 - e^{-\left(\frac{\sigma}{A} \Gamma\right)}\right) \quad (\text{V.7})$$

Les équations (V.6) et (V.7) ont deux limites, en l'infini et en zéro. On peut tirer de la limite en zéro que $\eta_e = \eta_0$, nous avons donc :

$$\left\{ \begin{array}{l} \lim_{\Gamma \rightarrow \infty} \eta_e = \lim_{\Gamma \rightarrow \infty} \langle \eta_e \rangle = 0 \\ \eta_0 = \lim_{\Gamma \rightarrow 0} \eta_e = \lim_{\Gamma \rightarrow 0} \langle \eta_e \rangle = N_0 \frac{\sigma}{A} \end{array} \right. \quad (\text{V.8})$$

V.3.1 Résultats du modèle pour l'électrodésorption

Ajustement par la méthode du χ^2

Les valeurs expérimentales ont été ajustées numériquement. Le programme minimise les paramètres de la fonction V.9 par la méthode du χ^2 . Les poids de chacune de nos valeurs sont identiques.

$$\chi^2 \equiv \sum \frac{1}{\sigma_i^2} (f(x_i) - y_i)^2 \quad (\text{V.9})$$

Où :

$f(x_i)$ sont les valeurs de l'ordonnée calculées par la fonction d'ajustement ; par exemple l'équation (V.6)

y_i sont chaque point provenant des données expérimentales

σ_i^2 variance individuel de chaque point de mesure

Nos points expérimentaux ont des valeurs qui couvrent 3 décades. Il en résulte que les valeurs de la différence $(f(x_i) - y_i)^2$ pour les données du début de l'expérience sont beaucoup plus importantes que celles en fin d'expérience. Le χ^2 peut être minimisé avec

les premières données expérimentales. Avec les paramètres N_0 et $\frac{\sigma}{A}$ obtenus à partir de l'équation (V.6), le début de la courbe expérimentale est bien ajusté, mais pas le reste des données.

Pour égaliser l'importance entre les valeurs expérimentales sur les 3 décades, nous avons minimisé la fonction V.10. L'ajustement obtenu avec les nouveaux paramètres N_0 et $\frac{\sigma}{A}$ ne décrit aucune partie de la courbe des données expérimentales. Nous ne les avons donc pas représentés.

$$\chi^2 \equiv \sum \frac{1}{\sigma_i^2} (\ln [f(x_i)] - \ln [y_i])^2 \quad (\text{V.10})$$

Les Figures V.2 et V.3 présentent quelques résultats obtenus par l'application du modèle, équation (V.6).

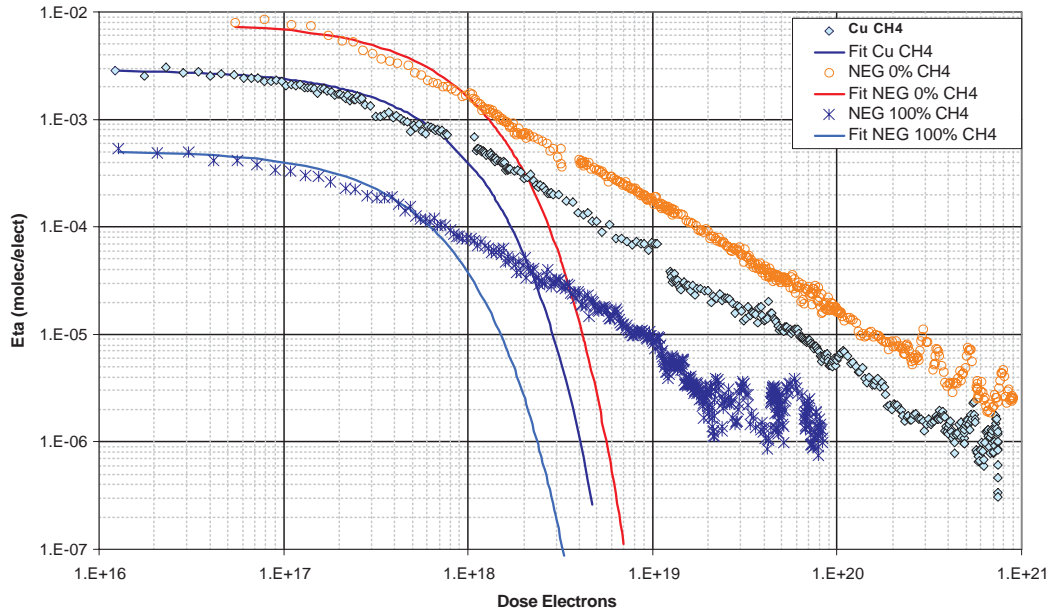


FIG. V.2: η_{CH_4} du cuivre OFHC (Losanges), du NEG reçu “en l’état” (Cercles) et activé totalement (Astérisques) et les ajustements associés suivant le modèle, équation (V.6).

Valeurs des coefficients N_0 , σ_e , η_0

Les coefficients de l'équation (V.6) pour chaque gaz sont résumés dans le Tableau V.4. Les valeurs du η_0 sont données, un peu plus loin, dans le Tableau V.6.

Nous constatons dans le Tableau V.4 que les sections efficace de desorption pour le cuivre OFHC ou le NEG qu'il soit ou non activé sont similaires ; excepté pour la section efficace de desorption du CO du NEG activé. La Figure V.3 montre que l'ajustement entre le modèle et les points expérimentaux (Astérisques) pour le CO est en mauvais accord.

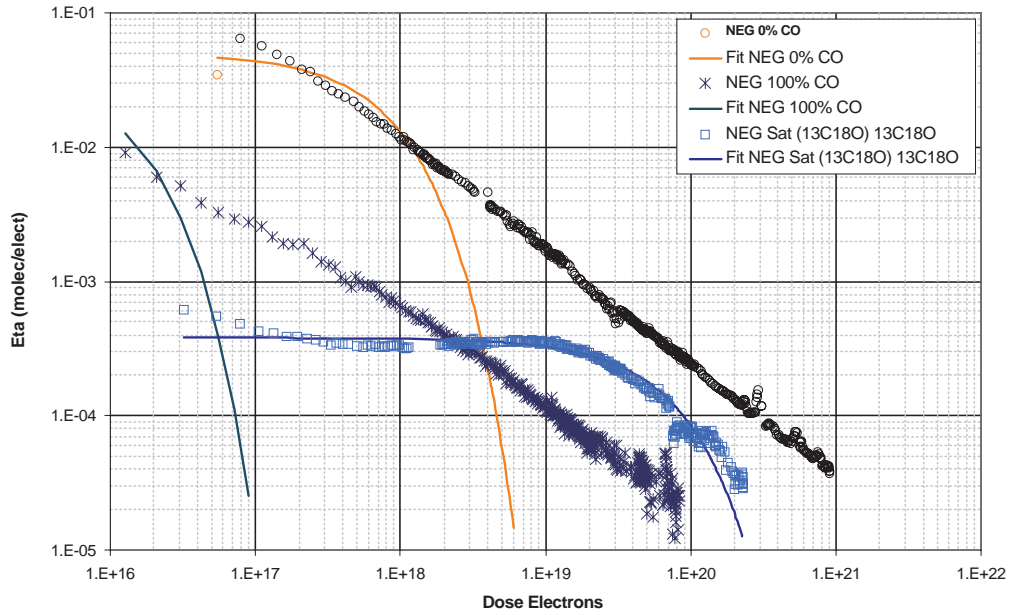


FIG. V.3: η_{CO} du NEG reçu “en l’état” (Cercles) et activé totalement (Astérisques), $\eta_{^{13}C^{18}O}$ du NEG saturé par du $^{13}C^{18}O$ (Carrés) ainsi que leurs ajustements associés, équation (V.6).

Gaz	Cu OFHC		NEG 0%		NEG 100%	
	N_0	σ_e (cm ²)	N_0	σ_e (cm ²)	N_0	σ_e (cm ²)
H ₂	4.6 10 ¹⁶	2.5 10 ⁻¹⁷	8.6 10 ¹⁶	2.7 10 ⁻¹⁷	1.2 10 ¹⁶	1.6 10 ⁻¹⁷
CH ₄	1.3 10 ¹⁵	3.6 10 ⁻¹⁷	4.9 10 ¹⁵	2.6 10 ⁻¹⁷	2.0 10 ¹⁴	4.2 10 ⁻¹⁷
CO	1.0 10 ¹⁶	2.5 10 ⁻¹⁷	3.7 10 ¹⁶	2.2 10 ⁻¹⁷	4.4 10 ¹⁴	1.3 10 ⁻¹⁵
CO ₂	7.7 10 ¹⁵	2.2 10 ⁻¹⁷	3.0 10 ¹⁶	2.0 10 ⁻¹⁷	6.8 10 ¹⁴	5.5 10 ⁻¹⁷

TAB. V.4: Valeurs des constantes du modèle, équation (V.6) pour chaque gaz. Les coefficients du $^{13}C^{18}O$ pour le NEG Saturé sont $N_0=2.5 \cdot 10^{16}$ et σ_e (cm²) = $2.6 \cdot 10^{-19}$. $A_{cible} = 15$ cm².

D'après [37] la section efficace d'électrodésorption de molécules neutres est très similaire à la section efficace d'ionisation d'un gaz par des électrons, et est indépendante du substrat métallique. Toujours d'après [37], la section efficace de désorption d'ions est de $\sim 10^{-18}$ cm².

Le Tableau V.5 donne les sections efficace d'ionisation de gaz par des électrons dont l'énergie est de 300 eV.

	H ₂	CH ₄	CO	CO ₂
σ_i (cm ²)	$5 \cdot 10^{-17}$	$2.2 \cdot 10^{-16}$	$1.9 \cdot 10^{-16}$	$2.9 \cdot 10^{-16}$

TAB. V.5: Section efficace d'ionisation d'un gaz par des électrons de 300 eV [96]

On constate que nos valeurs sont assez éloignées des valeurs du Tableau V.5, excepté pour l'hydrogène, mais elles sont comprises entre les sections efficaces de désorption de molécules neutres et d'ions. Nos valeurs sont en accord avec le fait que la section efficace de désorption est indépendante du substrat.

On pourra remarquer que nos valeurs de sections efficaces de désorption sont du même ordre de grandeur que la section efficace d'ionisation d'un électron dans un atome, § IV.2.6.

Cependant la section efficace de désorption du ¹³C¹⁸O ($2.6 \cdot 10^{-19}$ cm²) est 10³ fois inférieure à la section efficace d'ionisation du CO libre. Cette section efficace de désorption du ¹³C¹⁸O est en désaccord avec les conclusions de [37] sur tous les points, mais jusqu'à présent nous n'avons pas trouvé d'explication à ce désaccord.

L'ajustement de la courbe du ¹³C¹⁸O Figure IV.8 (Astérisques) donne une section efficace de $2.1 \cdot 10^{-19}$ cm² et un $\eta_0 = 5.6 \cdot 10^{-4}$ molécule / électron. Ces deux valeurs sont quasi-identiques à celle obtenue pour le ¹³C¹⁸O de la Figure V.3.

Une dernière comparaison peut être faite entre les valeurs du coefficient η_0 obtenues par l'ajustement empirique de l'équation (IV.17) et celles obtenues avec l'équation (V.6); dont les valeurs sont résumées dans le Tableau V.6.

Gaz	Cu OFHC	NEG 0%	NEG 100%
	η_0	η_0	η_0
H ₂	$7.1 \cdot 10^{-2}$	$1.5 \cdot 10^{-1}$	$1.2 \cdot 10^{-2}$
CH ₄	$2.9 \cdot 10^{-3}$	$8.0 \cdot 10^{-3}$	$5.2 \cdot 10^{-4}$
CO	$1.6 \cdot 10^{-2}$	$5.0 \cdot 10^{-2}$	$3.5 \cdot 10^{-2}$
CO ₂	$1.1 \cdot 10^{-2}$	$3.7 \cdot 10^{-2}$	$2.3 \cdot 10^{-3}$

TAB. V.6: Valeurs des constantes η_0 , pour chaque gaz, à partir des résultats de l'équation (V.6). Le coefficient η_0 du ¹³C¹⁸O pour le NEG Saturé est $\eta_0 = 3.8 \cdot 10^{-4}$. $A_{cible} = 15$ cm².

Les valeurs obtenues par l'ajustement empiriques des courbes, Tableau IV.2, sont en très bon accord avec les valeurs de η_0 du Tableau V.6, excepté pour l'hydrogène et le CO

du NEG activé totalement.

Pour le CO du NEG activé totalement, la courbe de la Figure IV.13 (Triangles) montre que l'on ajuste bien les données qu'après une désorption de $4 \cdot 10^{14}$ molécules. La Figure V.3 (Astérisques) montre que l'on ajuste pas correctement les données par l'équation (V.6) et ce quelle que soit la dose.

Les données de l'hydrogène du NEG totalement activé, ne sont pas correctement ajustées par l'équation (IV.17). L'ajustement empirique des données par l'équation (IV.17), Figure IV.11 (Triangles), n'est en bon accord qu'après une désorption de $5 \cdot 10^{15}$ molécules.

Application du modèle lors de la saturation du NEG par $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$

Lorsque l'on sature la surface d'un NEG précédemment activé par un isotope de CO et que l'on applique le modèle de l'équation (V.6), on constate que l'accord entre le modèle et les valeurs expérimentales est bon, Figure V.3 (Carrés). Ce bon agrément est aussi valable en ajustant la courbe du $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ Figure IV.8 (Astérisques)

Ce bon agrément entre le modèle et les valeurs expérimentales lorsque l'on dépose un gaz semble contredire l'hypothèse que les molécules ne sont pas présentes sous forme moléculaire mais qu'elles proviennent de la recombinaison des espèces atomiques qui s'y trouve.

Nous avons montré et supposé tout au long de ce travail que le monoxyde de carbone isotopique ou non était chimisorbé dissociativement sur le NEG [59] tout comme sur une surface polycristalline pur de Zr [71]. Le résultat du modèle de surface pour l'électrodésorption du $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ que nous avons déposé semble nous prouver le contraire. On peut expliquer le bon accord de la façon suivante, sans remettre en doute l'adsorption dissociative du $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ sur le NEG.

Lorsque l'on sature la surface du NEG avec du $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$, celui-ci est en grande majorité chimisorbé dissociativement sur la surface. Il a été montré dans [59] qu'après une exposition au CO de 1 L⁵, il n'était plus possible d'adsorber dissociativement le CO sur le NEG, et qu'après une exposition à 40 L de CO, celui-ci n'était plus adsorbé sur une surface de Zr [71].

Lors de notre saturation, la surface a été exposée à $1.3 \cdot 10^9$ L. Avant d'irradier le NEG saturé nous avons attendu deux jours pour obtenir une pression de base suffisamment basse pour pouvoir observer un ΔP pendant l'irradiation. On peut supposer que la plupart des molécules adsorbées non dissociativement ont désorbé thermiquement durant ces deux jours, ne laissant principalement sur la surface que les molécules chimisorbées dissociativement. Si l'on ne faisait pas cette hypothèse, l'explication de la désorption et le bon accord avec le modèle est évident, mais on pourrait s'étonner de ne pas avoir un coefficient d'électrodésorption plus important que ce que l'on observe.

On considère donc que la surface est recouverte d'un film mince d'oxyde provenant de la dissociation du $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ sur le NEG. Grâce à l'exposition importante (10^9 L) de $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ sur le NEG, il est raisonnable de penser que la distance entre les espèces atomiques est

⁵Langmuir : 1 L = 10^{-6} Torr.s

très faible. Lors de l'irradiation les atomes se recombinaient rapidement puis désorbent. On peut alors expliquer le bon agrément entre le modèle et l'expérience par le fait que la recombinaison d'atomes proches est un processus plus rapide et probable que la désorption. Ceci explique que l'on peut considérer la surface comme recouverte par des molécules de $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ fortement liées au NEG, ce qui permet de comprendre le faible coefficient d'électrodésorption initial du NEG saturé.

Conclusion du modèle pour l'électrodésorption

L'accord entre le modèle et les données expérimentales au début des irradiations, permet de supposer que peu de molécules sont présentes sur la surface sous la forme moléculaire. Par contre il doit être possible de décrire l'évolution du nombre de molécules N présentes sur la surface, pendant l'irradiation, en fonction du nombre d'atomes des espèces qui la composent.

Nous n'avons pas pu trouver de modèle capable de décrire cette évolution.

Le modèle de surface implique un nettoyage très rapide de la surface, mais n'est pas capable de décrire la désorption pour des doses élevées. Il a déjà été montré que ce modèle simple ne décrivait pas correctement la désorption stimulée d'autres surfaces techniques, que ce soit par les photons ou les électrons [97].

Lorsque l'on sature la surface du NEG par du $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$, le modèle semble bien décrire le phénomène d'électrodésorption. Il est donc intéressant de vérifier si il est aussi capable de décrire le phénomène de photodésorption.

V.3.2 Résultats du modèle pour la photodésorption

Nous n'avons pas représenté les ajustements par le modèle des données expérimentales, obtenus pour la photodésorption du NEG ou de l'acier inoxydable.

En effet avec la dose de photons accumulée sur la surface, nous ne voyons pas apparaître de courbure dans les données expérimentales. Il en résulte que l'on ne peut pas ajuster les données avec l'équation (V.6). Une telle tentative donnerait des résultats similaires à ceux obtenus pour le monoxyde de carbone électrodésorbé d'un NEG totalement activé, Figure V.3 (Astérisques).

La Figure V.4 représente les données et les ajustements par le modèle de désorption de surface des expériences de photodésorption réalisées sur SLF 42 pour le NEG reçu "en l'état" et le NEG saturé par $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$. Les coefficients de l'équation (V.7) pour le CO et le $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ sont résumés dans le Tableau V.7.

La première partie de la courbe de désorption du $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$, Figure V.4 (Astérisques), ne peut pas être décrite par le modèle puisque nous avons attribué l'augmentation graduelle du coefficient de désorption à la compétition entre la recombinaison moléculaire et le nettoyage de la surface par les photons. Nous avons vu que les photons déposaient leur énergie plus profondément que les électrons, ce qui impliquait une moindre efficacité de désorption.

	NEG 0% CO	NEG saturé $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$
N_0	$2.2 \cdot 10^{17}$	$7.5 \cdot 10^{16}$
$\frac{\sigma}{A}$	$6.1 \cdot 10^{-22}$	$1.1 \cdot 10^{-22}$
η_0	$1.3 \cdot 10^{-4}$	$8.3 \cdot 10^{-6}$

TAB. V.7: Valeurs des constantes du modèle, équation (V.7), pour le CO et le $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$.
 $S_{cible} \in [6.5 \text{ cm}^2; 202 \text{ cm}^2]$.

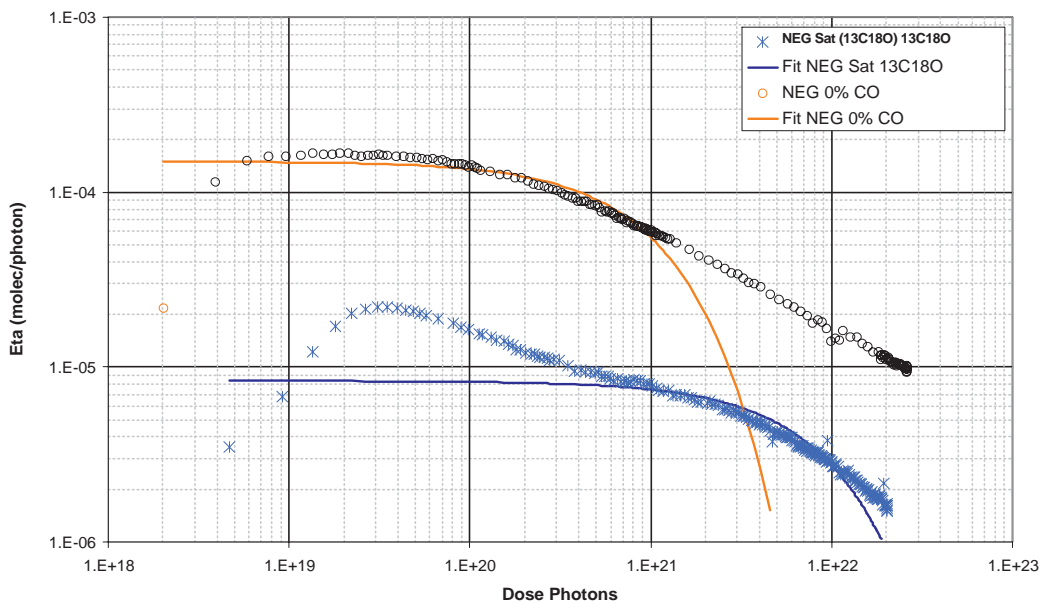


FIG. V.4: Coefficient de photodésorption η_{CO} du NEG reçu “en l’état” (Cercles), et $\eta_{^{13}\text{C}^{18}\text{O}}$ du NEG saturé par le $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ (Astérisques) ainsi que les ajustements associés suivant l’équation (V.6). $\varepsilon_c = 194 \text{ eV}$.

L'ajustement pour le $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ par le modèle est obtenu en ajustant les données à partir d'une dose de $4 \cdot 10^{20}$ photons. On remarque, pour cette dose, un point d'inflexion sur la courbe de la Figure V.4 (Astérisques).

Dans son ensemble, nous constatons que le modèle de surface ne décrit pas le phénomène de photodésorption même lors d'une saturation de la surface par un gaz test. Il est cependant possible, que le mauvais ajustement soit dû aux molécules de $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ provenant du manchon de la cible.

D'après l'étude sur la désorption moléculaire du NEG soumis à une irradiation, nous allons appliquer nos résultats expérimentaux à l'une des expériences de physique des particules du LHC. Nous allons illustrer que l'insertion de NEG dans une chambre à vide, où circule un faisceau intense de protons, permet d'obtenir une pression plus basse que sans insertion de NEG.

V.4 Profil de pression dans l'expérience CMS

L'expérience CMS (Compact Muon Solénoïde) est un détecteur symétrique par rapport au point d'interaction des faisceaux. Le point de collision des faisceaux est situé au centre du détecteur. Afin de maximiser la détection des particules créées lors des collisions, la chambre à vide passant dans le détecteur de vertex est en béryllium. La simulation présentée tient compte du design et des requêtes actuels de la collaboration CMS.

Le calcul du profil de pression entre le point d'interaction des faisceaux, et l'extrémité du détecteur, Figure V.5 est obtenu en résolvant numériquement l'équation (V.11). Les données d'entrée sont résumées en Annexe G

$$V \frac{\partial n}{\partial t} = \eta_i \frac{I \sigma_i}{e} n + \eta \dot{\Gamma} + \eta_e \left(\frac{I \sigma_i}{e} n \Upsilon_1 + \dot{\Gamma} \Upsilon_2 \right) - \alpha S n + u \frac{\partial^2 n(z)}{\partial z^2} \quad (\text{V.11})$$

Les symboles de l'équation (V.11) correspondent à :

n [molécules / m^3] est la densité volumique moléculaire

V [m^3 / m] est le volume de la chambre à vide par unité de longueur axiale, volume spécifique

I [A] est le courant du faisceau de particules

e [C] est la charge de l'électron

σ_i [m^2] est la section efficace d'ionisation des molécules du gaz résiduel par le faisceau de particules

$\dot{\Gamma}$ [photons / (s.m)] est le flux de photons émis par le faisceau de particules

η_i [molécules / ion] est le coefficient de désorption induit par les ions

η [molécules / photon] est le coefficient de photodésorption, coefficient de désorption primaire

η_e [molécules / électron] est le coefficient d'électrodésorption primaire

Υ_1 [électrons / ion] est l'efficacité de production d'électrons par l'impact des ions sur la chambre à vide

Υ_2 [électrons / photon] est l'efficacité de production d'électrons par l'impact des photons sur la chambre à vide

α est le coefficient de collage du NEG

S [$\text{m}^3 / (\text{s} \cdot \text{m})$] = $\frac{1}{4} A v_m$ est la vitesse de pompage maximale d'une surface idéale par unité de longueur axiale

v_m [m / s] est la vitesse moyenne des molécules, voir équation (II.5)

A [m^2 / m] est la surface des parois de la chambre à vide par unité de longueur axiale, surface spécifique

u [m^4 / s] = $A_c D$ est la conductance spécifique de la chambre à vide par unité de longueur axiale

A_c [m^2] est la section de la chambre à vide

D [m^2] = $\frac{2}{3} r v_m$ est le coefficient de Knudsen, avec r le rayon du tube (m)

La simulation du calcul des profils de pression, [98], suppose que la surface de NEG a été totalement activée. On suppose qu'au moment où la pleine intensité du faisceau de protons, soit 1.7 A, est présente dans la chambre à vide du détecteur, que le NEG a déjà pompé une certaine quantité de gaz. Les vitesses de pompage du NEG sont prises égales à 50% de la vitesse de pompage maximale, S (1/s/m) = $\frac{1}{2} S_0$ (1/s/m).

Dans la simulation, nous avons aussi supposé que le NEG ne recouvrait que les parties en acier inoxydable de la chambre à vide.

Les Figures V.6 et V.7, représentent les profils de pression, dans la chambre à vide du détecteur CMS, Figure V.5, avec et sans NEG St 707 installé ; pour deux gaz : le CO et le CH₄.

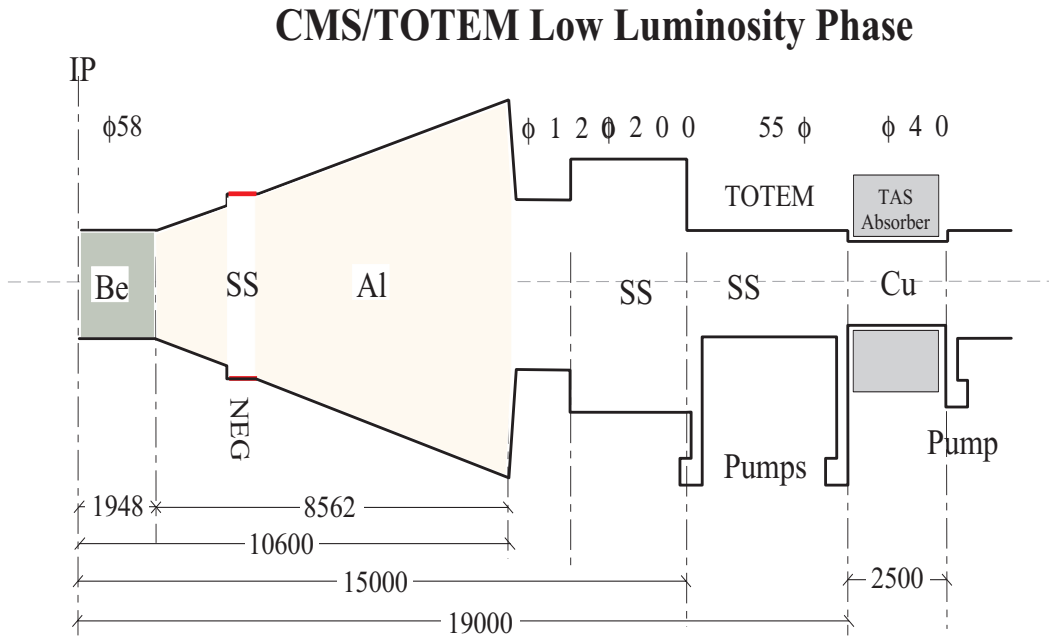


FIG. V.5: Moitié de la chambre à vide du détecteur CMS

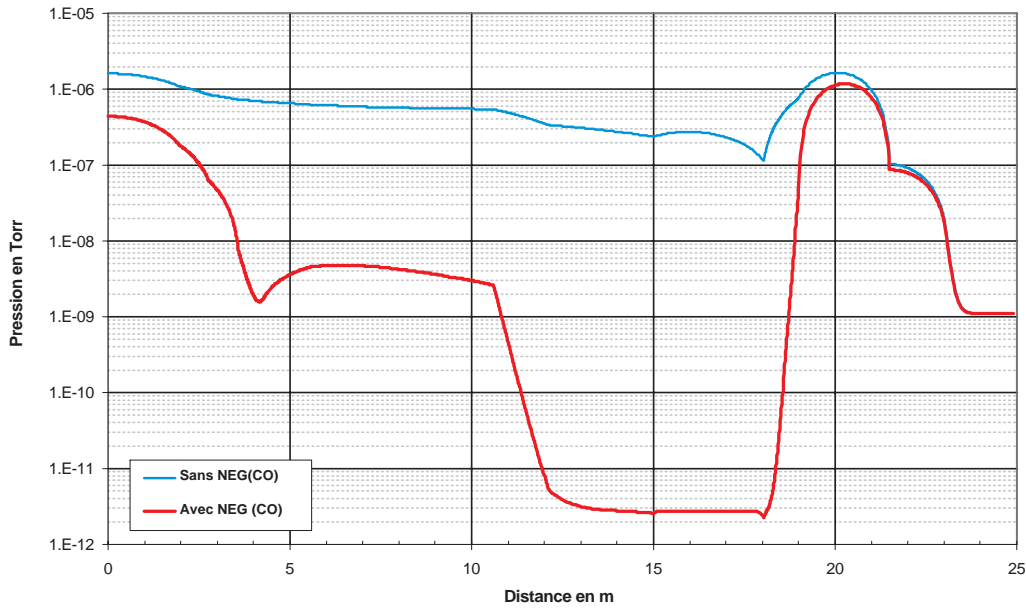


FIG. V.6: Profil de pression en présence de faisceau, $I_{p+}=1.7$ A, dans le détecteur CMS avec et sans rubans NEG installé. S_{CO} (1/s/m) = 1000 pour un NEG St 707 activé.

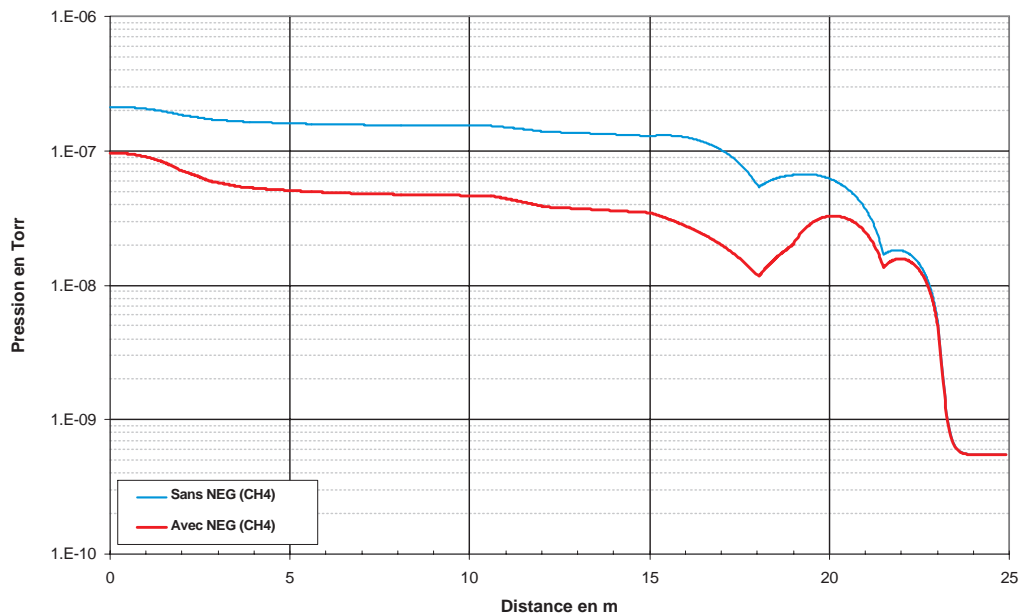


FIG. V.7: Profil de pression en présence de faisceau, $I_{p^+}=1.7$ A, dans le détecteur CMS avec et sans rubans NEG installé. S_{CH_4} (l/s/m) = 0 pour un NEG St 707 activé.

La Figure V.6 montre que le pompage dû au NEG réduit considérablement la pression partielle de CO, ce qui diminue drastiquement la contribution à la désorption moléculaire par ces ions.

L'augmentation de pression entre la pompe placée à 18 m et celle placée à 22 m du point d'interaction est typique de la solution de l'équation (II.23) pour un pompage discret, § II.4.1.

La présence de NEG qui a été activé montre, Figure V.7, que du fait de ses coefficients de désorption plus faibles que l'acier, il est possible de gagner un facteur 3 sur la pression partielle de méthane dans tout le détecteur CMS.

Ces résultats sur le gain en pression que l'on peut obtenir grâce au NEG, ainsi que les propriétés d'émission d'électrons secondaires des NEG, Figure II.16, sont pris en considération pour l'installation de NEG sur l'ensemble de la chambre à vide du détecteur CMS, y compris la chambre en béryllium.

Conclusion

Les protons du collisionneur LHC émettront par rayonnement synchrotron un flux de photons de $\sim 10^{17}$ photons.s⁻¹.m⁻¹, d'énergie critique 45 eV. Les photons et les photo-électrons produit par le RS vont, dans les parties refroidies à l'hélium liquide, déposer une charge thermique importante capable de faire passer les aimants de leur état supra-conducteur à un état résistif. Si cette transition thermique se produit alors le faisceau de protons ne pourra plus être maintenu sur sa trajectoire. Afin de limiter ce dépôt d'énergie sur les aimants, des écrans de faisceau percés de trous, et refroidis entre 5 K et 20 K, seront insérés dans la chambre à vide à 1.9 K.

Ces trous doivent permettre le pompage par la surface froide de la chambre à vide, à 1.9 K, des molécules du gaz résiduel. Ces molécules seront désorbées des parois de l'écran de faisceau par les photons, les électrons et les ions produits par les interactions du faisceau de protons avec le gaz résiduel ou les parois de l'écran de faisceau.

Dans les parties à température ambiante de l'accélérateur, comme les zones expérimentales, il est nécessaire de trouver un moyen de pompage efficace et peu encombrant pour pomper les molécules qui seront désorbées par les interactions du faisceau avec la chambre à vide de l'accélérateur.

L'augmentation de pression dans les chambres à vide, à température ambiante, due à la désorption stimulée par les photons, les électrons et les ions, même si elle n'induit pas la perte du faisceau par diffusion nucléaire, peut réduire la durée de vie "vide" du faisceau sous les 100 heures requises par le cahier des charges. Dans les chambres à vide des détecteurs de physique des particules, l'augmentation de la densité de molécules va entraîner un signal parasite inacceptable.

Pour pomper ces molécules de gaz, l'insertion de pompe NEG est inévitable.

Du fait des conceptions actuelles des chambres à vide des détecteurs, il est fort probable que les NEG installés soient directement soumis au bombardement du RS et des électrons. Or il n'existe que peu de données sur l'irradiation des surfaces NEG. Nous avons donc engagé plusieurs séries d'expériences pour étudier les différents phénomènes relatifs à la photodésorption et à l'électrodésorption de ces surfaces.

Pour mesurer ces coefficients de photodésorption et d'électrodésorption, nous avons utilisé la méthode de la conductance.

Nous avons monté sur deux lignes de lumière, utilisant le rayonnement synchrotronique de l'accélérateur EPA, deux cibles recouvertes de NEG St 707. Nous avons comparé les résultats de photodésorption du NEG à ceux d'une cible en acier inoxydable identique

aux cibles NEG.

Les expériences de photodésorption ont été réalisées en incidence normale, à température ambiante et aux énergies critiques de 45 eV et de 194 eV.

Nous avons pu constater que dès l'activation du NEG, le coefficient de photodésorption est moindre que celui de la cible en acier inoxydable. Les facteurs de réduction entre le η du NEG totalement activé et l'acier inoxydable sont :

A 45 eV : de 2 pour l'hydrogène et le méthane et de 4 pour le monoxyde et dioxyde de carbone.

A 194 eV, ils sont de 10 pour l'hydrogène, le monoxyde et le dioxyde de carbone et de 5 pour le méthane.

Lorsque le NEG est saturé par du CO ou du $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$, les coefficients de photodésorption du CO et du $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ du NEG saturé sont supérieurs d'un facteur 4 aux coefficients de photodésorption du CO de l'acier inoxydable.

On a aussi pu mettre en évidence qu'après l'accumulation d'une dose de 10^{22} photons sur la surface du NEG saturé par $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$, celle-ci désorbait moins de monoxyde de carbone isotopique ou non, que de CO provenant de l'acier inoxydable. Cette dose serait atteinte après 2 heures de fonctionnement du LHC, à son intensité nominale.

Le faible coefficient de photodésorption du NEG saturé par CO à 45 eV, nous a poussé à penser que durant l'irradiation, les atomes de carbone et d'oxygène présent sur la surface, et provenant de l'adsorption dissociative du CO sur le NEG, peuvent diffuser dans le getter. Afin de vérifier cette hypothèse nous avons saturé la surface de NEG par un isotope de CO le $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$. Une analyse Auger ne démentit pas cette hypothèse. Toutefois, seul une analyse SIMS permet de différencier les isotopes. A l'heure actuelle nous n'avons pas reçu les résultats de cette analyse.

L'étude de la désorption induite par les électrons a été réalisée en laboratoire sur un système spécialement conçu pour cet usage. Une cible de NEG St 707, de 15 cm^2 , a été irradiée en incidence normale par des électrons d'énergie 300 eV.

Le choix de cette énergie est motivé par deux raisons :

L'énergie moyenne des électrons secondaires, créés par les photoélectrons, et accélérés par le faisceau sera comprise entre 300 eV et 400 eV.

L'émission des électrons secondaires d'une surface est maximale dans cette zone d'énergie.

Les coefficients d'électrodésorption du cuivre OFHC sont supérieurs à ceux d'un NEG activé totalement d'au moins un facteur 5, excepté pour l'hydrogène. Pour ce dernier gas, le facteur de réduction entre les coefficients d'électrodésorption du cuivre OFHC et ceux du NEG activé totalement varie de 5 à 1 entre le début de l'irradiation et la fin de celle-ci, c'est à dire pour des doses accumulées sur la surface de 10^{16} électrons et 10^{20} électrons.

Lorsque le NEG est saturé par du $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$, on peut remarquer que le coefficient d'électrodésorption initiale du $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ est moindre que le η_{CO} du cuivre. La désorption en $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$

du NEG devient équivalente et semble suivre la désorption en CO du cuivre, après une accumulation de $\sim 10^{20}$ électrons sur la surface.

Pendant la désorption, photodésorption ou électrodésorption, du NEG saturé par $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$, nous avons remarqué la désorption des différents monoxydes de carbone isotopiques $^*\text{C}^*\text{O}$. Ces $^*\text{C}^*\text{O}$ étaient déjà présents dans la bouteille de $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$. Par contre nous n'avons pas détecté la présence de molécules recombinées du type H_2^{18}O et $^{13}\text{CH}_4$. Nous pouvons affirmer que la quantité recombinée était inférieure à la limite de détection de notre analyseur de gaz, soit quelques 10^{-14} A, soit des η de quelques 10^{-7} molécule/électron et 10^{-8} molécule/photon.

Pour affirmer que les éléments désorbés par exposition aux photons, ou aux électrons, d'un NEG activé totalement puis saturé sont les éléments qui ont été injectés, une autre expérience est nécessaire. Il faudrait comparer le taux de désorption du CO, CH_4 , OH etc.... d'un NEG saturé par du CO avec ceux des $^*\text{C}^*\text{O}$, $^*\text{CH}_4$, $^*\text{C}^*\text{O}_2$ etc... d'un NEG saturé par du $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$, en prenant bien soin de minimiser toute désorption parasite.

Si les taux de désorption en saturant avec CO sont égaux à la somme des taux de désorption des $^*\text{C}^*\text{O}$ obtenus en saturant avec $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$, pour des doses données, alors il sera clair que ce qui a été mesuré proviendra uniquement de ce qui a été déposé en surface. Cette expérience permettra aussi de montrer que la probabilité de recombinaison en surface d'atomes présents dans le matériau d'un NEG qui a été totalement activé est peu probable.

Comme dans le cas de la photodésorption, nous avons essayé de savoir si lors du bombardement par les électrons les atomes de carbone et d'oxygène diffusaient dans le getter. L'analyse Auger de l'échantillon ne permet pas de le prouver, mais elle n'infirme pas cette hypothèse.

Pour pouvoir répondre à cette question, il faudra étudier des surfaces getters que l'on peut considérer comme lisses. En effet les analyses Auger et SIMS ne donnent pas de bons résultats, voir n'en donne aucun si la surface est trop rugueuse.

A l'heure actuelle, un des laboratoires du CERN produit par dépôt des films minces de getter, dont les températures d'activation sont inférieures à celles du NEG St 707, et dont la rugosité peut être contrôlée. Ces getters, TiZr et TiZrV, bien moins rugueux que le ST 707 seront très probablement utilisés dans un avenir proche. Il sera donc nécessaire de les tester sous irradiation de photons, d'électrons et d'ions. Du fait de leur faible épaisseur, quelques micromètres, le bombardement par des ions, dont l'énergie, dans le LHC, peut varier entre plusieurs centaines d'eV et quelques keV, peut endommager le film. Il faudra donc analyser l'état du film ainsi que ses propriétés de pompage après irradiation par des ions.

Nous avons aussi remarqué que la saturation d'un NEG par du $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ semblait "empêcher" la désorption moléculaire des autres espèces gazeuses, que ce soit pour l'électrodésorption ou la photodésorption. Par contre la saturation par CO ne semble pas être aussi efficace que le $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ pour diminuer la photodésorption moléculaire des autres gaz ; expérience à $\varepsilon_c = 45$ eV. Un récent résultat semble montrer que c'est aussi vrai pour l'électrodésorption, voir Annexe H.

Après avoir obtenu des résultats pour la photodésorption et l'électrodésorption, il nous a semblé naturel d'essayer de quantifier l'efficacité de désorption entre les photons et les électrons.

Il en ressort que l'efficacité de désorption, et de nettoyage de surface, des électrons est au moins 100 fois supérieure à celle des photons. Cependant il faut garder à l'esprit que lors d'une irradiation à incidence normale, et pour une énergie donnée identique pour les électrons et les photons, les photons pénètrent plus profondément dans un matériau que les électrons.

Cette pénétration plus profonde des photons peut avoir comme conséquence d'accélérer la diffusion des atomes en "solution" dans le solide. Cette diffusion accélérée va accroître le nombre de molécules désorbées dans la chambre à vide. On obtiendra alors des coefficients de désorption pour les photons qui seront supérieurs à ceux des électrons.

Grâce à nos résultats et aux extrapolations que l'on peut faire à partir de nos courbes ; il est possible de déterminer à partir de quelles doses d'électrons et de photons, on obtient l'égalité entre les coefficients de photodésorption et d'électrodésorption.

Pour déterminer cette dose, il sera nécessaire de connaître le nombre de photoélectrons que peuvent produire les surfaces exposées au RS. Il sera aussi important de connaître la possibilité qu'ont ces photoélectrons, après leur accélération par les paquets de protons circulant dans l'accélérateur, de produire des électrons secondaires.

Il a été montré dans [2] qu'en appliquant un potentiel positif sur un NEG irradié par un RS d'énergie critique de 4.1 keV, la désorption de gaz augmente. L'augmentation de pression provient des photoélectrons produit par le RS, qui frappe la chambre à vide du système expérimental, et qui sont attirés par le potentiel positif appliqué sur le NEG. La polarisation négative du NEG par un potentiel de -10V suffit pour supprimer l'électrodésorption.

L'utilisation de cette polarisation sur un ruban NEG installé dans l'accélérateur peut très certainement réduire le coefficient d'électrodésorption dû aux électrons de basse énergie produits par les interactions du faisceau. Ce qui aura pour effet d'augmenter la durée de vie du faisceau sans perturber celui-ci.

L'utilisation d'un modèle de surface permet de bien décrire l'électrodésorption de la surface de NEG saturée par du $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$. Par contre il ne décrit pas le phénomène de désorption, que ce soit par les photons ou les électrons, d'une surface de NEG saturée par l'air, NEG reçu "en l'état". Cependant le modèle permet de déterminer correctement les coefficients d'électrodésorption initiaux de surfaces : cuivre OFHC, NEG reçu "en l'état", NEG totalement activé et NEG saturé par du $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$.

Nous avons démontré qu'un NEG St 707 activé, soumis à un bombardement intensif de photons et d'électrons, désorbait moins de molécules que des surfaces techniques standard.

Il est aussi intéressant de noter que même si les coefficients de photodésorption et d'électrodésorption de différentes surfaces techniques sont similaires après l'accumulation d'une grande dose de photons ou d'électrons, dose que nous n'avons pas atteinte dans nos expériences, insérer du NEG dans les chambres à vide c'est aussi assurer un pompage efficace de ces chambres.

Nous avons d'ailleurs démontré que l'insertion de NEG St 707 activé dans une chambre à vide d'un détecteur permettait d'obtenir un gain de pression d'un facteur 3 pour le méthane, et était supérieure pour les autres gaz du fait de la présence de la vitesse de pompage procurée par le NEG.

Une propriété supplémentaire des NEG activé étudiés est leur faible coefficient d'émission d'électrons secondaires comparé aux surfaces techniques standard. Ce qui fait du NEG un matériau susceptible d'être utilisé pour réduire le phénomène de multipacting. Son utilisation dans une chambre à vide d'un détecteur est donc tout à fait adaptée du point de vue vide. Il est d'ailleurs d'actualité de recouvrir les parois des chambres à vide des détecteurs de NEG.

Il reste à choisir pour les chambres à vide des détecteurs du LHC, le matériau NEG qui alliera aux propriétés physiques que nous avons énumérées, une capacité de pompage suffisante en volume du NEG pour assurer le vide après plusieurs cycles d'activation et ce durant les années d'utilisation du LHC, un encombrement physique et une température d'activation faible...

Annexes

Annexe A

Constantes et Correspondances

Quelques constantes fondamentales en physique

Quantité	Symbol	Valeur et unité
Vitesse de la lumière dans le vide	c	$299\,792\,458\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$
Constante de Planck	h	$6.626\,10^{-34}\text{ J}\cdot\text{s}$
Charge de l'électron	e	$1.602\,10^{-19}\text{ C}$
Rayon classique de l'électron	r_0	$2.818\,10^{-15}\text{ m}$
Masse de l'électron	m_e	$9.109\,10^{-31}\text{ kg} \Leftrightarrow 0.511\text{ MeV}/c^2$
Masse du proton	m_p	$1.673\,10^{-27}\text{ kg} \Leftrightarrow 938.272\text{ MeV}/c^2$
Masse du neutron	m_n	$1.674\,10^{-27}\text{ kg} \Leftrightarrow 939.565\text{ MeV}/c^2$
Unité de masse atomique	$u\ m_0$	$1.660\,10^{-27}\text{ kg} \Leftrightarrow 931.494\text{ MeV}/c^2$
Permittivité du vide ¹	ε_0	$8.854\,10^{-12}\text{ F}\cdot\text{m}^{-1}$
Perméabilité du vide	μ_0	$4\pi\,10^{-7}\text{ N}\cdot\text{A}^{-2}$
Constante d'Avogadro	N_A	$6.022\,10^{23}\text{ mol}^{-1}$
Constante de Boltzmann	k	$1.381\,10^{-23}\text{ J}\cdot\text{K}^{-1}$
Constante de Stephan-Boltzmann	σ_T	$5.670\,10^{-8}\text{ W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-4}$

¹ $\varepsilon_0\cdot\mu_0 = 1/c^2$

Tableau des correspondances de pression

	Pa	Torr ²	Bar	Atm	Kg.m ⁻²	PSI ³
1 Pa vaut	1	7.5 10 ⁻³	10 ⁻⁵	9.87 10 ⁻⁶	0.102	1.45 10 ⁻⁴
1 Torr vaut	133.3	1	1.33 10 ⁻³	1.31 10 ⁻³	13.6	1.93 10 ⁻²
1 Bar vaut	10 ⁵	750	1	0.987	10.2 10 ³	14.50
1 Atm vaut	101.3 10 ³	760	1.013	1	10.33 10 ³	14.696
1 Kg.m ⁻² vaut	9.81	73.6 10 ⁻³	98.1 10 ⁻⁶	96.8 10 ⁻⁶	1	1.42 10 ⁻³
1 PSI vaut	6894.76	51.71	6.89 10 ⁻²	6.80 10 ⁻²	703.26	1

Classification de la gamme des pressions

Type de vide	Unités de pression	
	Pa	Torr
Primaire	10 ⁻¹ < P < 10 ⁵	7.5 10 ⁻⁴ < P < ~750
Intermédiaire	10 ⁻⁴ < P ≤ 10 ⁻¹	7.5 10 ⁻⁷ < P ≤ 7.5 10 ⁻⁴
Poussé	10 ⁻⁷ < P ≤ 10 ⁻⁴	7.5 10 ⁻¹⁰ < P ≤ 7.5 10 ⁻⁷
Ultra vide (UHV)	10 ⁻¹⁰ < P ≤ 10 ⁻⁷	7.5 10 ⁻¹³ < P ≤ 7.5 10 ⁻¹⁰
Vide Extrême (XHV) ou Ultra vide ⁴	P ≤ 10 ⁻¹⁰	P ≤ 7.5 10 ⁻¹³

³1 Torr correspond à 1 mm Hg

³PSI : lb.in² pounds per square inch

⁴voir ref [16]

Annexe B

Paramètres des lignes de lumières SLF 92 et SLF42

Quelques caractéristiques d'EPA¹

Circonférence d'EPA (m)	125.665
Rayon de courbure (m)	1.43
Fréquence de révolution des particules (MHz)	2.3857
Nombre de paquets	1 à 8
Nombre d'électrons par paquet	$2.5 \cdot 10^{10}$
Longueur du paquet	12 à 25 ns

Ligne de lumière SLF 92

Source-Collimateur (h :11 x V :11) (mm)	1411.2
Source-Conductance (mm)	2018.2
Collimateur-Conductance (mm)	607.0
Source-Bride après la vanne isolation (mm)	2414.7
Source-Bride Pivot (mm)	2844.7
Dimension de la conductance carrée(mm)	25 x 25

¹Voir ref [64] pour plus de détails

Ligne de lumière SLF 42

Source-Collimateur fixe (h :12.3 x V :12.3) (mm)	1573.1
Source-Collimateur redimensionnable horizontalement (mm)	1647.6
Source-Conductance (mm)	2344.6
Collimateur fixe-Conductance (mm)	771.5
Source-Bride après la vanne isolation (mm)	2742.1
Source-Bride Pivot (mm)	3172.1
Source-End Window pour 4 m de chambre (mm)	7172.1
Dimension de la conductance carrée(mm)	25 x 25

Conductance C des lignes SLF

$$C(1/s) = 3.6375 \times A \times \sqrt{\frac{T}{M}}$$

T en K

M en g/mol

$$A = 2.5 \times 2.5 = 6.25 \text{ cm}^2$$

	H ₂	CH ₄	H ₂ O	CO	¹³ C ¹⁸ O	C ¹⁸ O	¹³ C ¹⁸ O	O ₂	CO ₂	¹³ C ¹⁸ O ₂
T / M	2	16	18	28	29	30	31	32	44	49
(1/s) 300 K	278.44	98.44	92.81	74.42	73.12	71.89	70.72	69.61	59.36	56.25
(1/s) 293 K	275.17	97.29	91.72	73.54	72.26	71.05	69.89	68.79	58.67	55.59

Valeurs des sensibilités des jauges et Analyseurs utilisés

Les valeurs des sensibilités pour l'oxygène et l'eau sont prises artificiellement égales à 1.

Les jauges des lignes SLF 92 (SVT 984) et SLF 42 (SVT 961)

S(S _i /S _{N2})	H ₂	CH ₄	H ₂ O	CO	N ₂	He	Ar	O ₂	CO ₂	S _{N2} (Torr.A ⁻¹)
984(SLF 92)	2.06	0.67	1	0.98	1	5.91	0.78	1	0.71	23.65 10 ⁻³
961(SLF 42)	2.459	0.753	1	1.052	1	6.158	0.783	1	0.972	23.71 10 ⁻³

Les analyseurs de gaz des lignes SLF 92 et SLF 42

S(S _i /S _{CO})	H ₂	CH ₄	H ₂ O	CO	¹³ C ¹⁸ O	C ¹⁸ O	¹³ C ¹⁸ O	O ₂	CO ₂	¹³ C ¹⁸ O ₂
SLF 92	0.566	2.29	1	1	1.309	1.309	1.309	1	1.17	1.234
SLF 42	0.402	1.565	1	1	1.384	1.384	1.384	1	1.853	1.853

Conductance C pour la figure IV.1

Une grille a été placée au dessus de la conductance pour empêcher un corps étranger de tomber dans le corps de la vanne CF 150. La transmission de cette grille est de 88%.

	H ₂	CH ₄	H ₂ O	CO	¹³ C ¹⁸ O	C ¹⁸ O	¹³ C ¹⁸ O	O ₂	CO ₂	¹³ C ¹⁸ O ₂
T / M	2	16	18	28	29	30	31	32	44	49
(l/s) 300 K	192.5	62.3	67.9	55.3	54.4	53.5	52.6	51.7	44.0	41.7

Vitesse de pompage de l'échantillon de NEG

Les Vitesses de pompage du NEG St 707 sont de 1000 l.s⁻¹.m⁻¹ (ou 1.67 l.s⁻¹cm⁻²) pour H₂ et de 2000 l.s⁻¹.m⁻¹ pour CO [30], [70].

	H ₂	CH ₄	H ₂ O	CO	N ₂	¹³ C ¹⁸ O	O ₂	CO ₂
T / M	2	16	18	28	28	31	32	44
(l/s) 300 K	26.5	0	?	53	12	53	?	53
$\frac{S}{(S+C)}$	0.12	0	?	0.49	0.18	0.5	?	0.56

Valeurs des sensibilités des jauges et Analyseurs utilisés pour ESD

Les valeurs pour l'oxygène et l'eau sont prises artificiellement égales à 1

La jauge SVT

S(S _i /S _{N2})	H ₂	CH ₄	H ₂ O	CO	N ₂	Ar	O ₂	CO ₂	S _{N2} (Torr.A ⁻¹)
P _{test} Fig IV.1	1.895	0.683	1	1.043	1	0.787	1	0.821	27.62 10 ⁻³

L' analyseur de gaz RGA

S(S _i /S _{CO})	H ₂	CH ₄	H ₂ O	CO	¹³ C ¹⁸ O	C ¹⁸ O	¹³ C ¹⁸ O	O ₂	CO ₂	¹³ C ¹⁸ O ₂
RGA Fig IV.1	0.119	1.095	1	1	1.886	1.886	1.886	1	2.412	2.412

Détermination du coefficient d'électrodésorption η d'une surface froide avec le système ESD

Considérons le système ESD représenté par la Figure IV.1, deux flux Q et Q' qui sont respectivement le flux de gaz pompé par le système à température ambiante, avec une vitesse de pompage S (l/s), et le flux pompé par le système à température cryogénique avec une vitesse de pompage (S+S'). S' est la vitesse de pompage totale de toutes les surfaces froides provenant du refroidissement de l'échantillon, lequel sera soumis au bombardement électronique.

Nous obtenons les deux équations de flux suivantes :

$$\Delta Q = S \Delta P \quad (\text{C.2})$$

$$\Delta Q' = (S + S') \Delta P' \quad (\text{C.3})$$

Avec ΔP et $\Delta P'$ les augmentations de pression sous l'effet du bombardement électronique et ΔQ , $\Delta Q'$ les augmentations de flux de gaz désorbé correspondants.

Le coefficient d'électrodésorption η est donné par la formule (IV.1). Nous supposons que la condition sur les pressions ($P_{pompe} \ll P_{cible}$) est évidemment vérifiée.

Le porte-échantillon possède deux cibles que nous avons appelées *Témoin* et *Vrai*. L'échantillon Témoin reste à température ambiante, alors que l'échantillon Vrai peut être refroidi à des températures cryogéniques ; notamment à celle de l'azote liquide soit 77 K.

Le coefficient de désorption électronique η de l'échantillon Témoin, ou Vrai, lorsque l'échantillon Vrai est à température ambiante est donné par la formule (C.4).

$$\eta_{T1} = G \frac{S \Delta P_1}{\dot{\Gamma}_1} \quad (\text{C.4})$$

Avec S la vitesse de pompage du système au niveau de la conductance.

Lorsque nous refroidissons l'échantillon Vrai, il apparaît une vitesse de pompage supplémentaire dans la chambre test. Cette vitesse de pompage cryogénique S' , inconnue, tient compte des aires géométriques de tout le système de refroidissement. Nous bombardons l'échantillon Témoin, et le nouveau η est donné par la formule (C.5).

$$\eta_{T2} = G \frac{(S + S') \Delta P_2}{\dot{\Gamma}_2} \quad (\text{C.5})$$

Avec ΔP_2 l'augmentation de pression dans la chambre test sous le flux d'électrons $\dot{\Gamma}_2$ qui tombent sur la cible.

Puisque l'échantillon Témoin reste à température ambiante son coefficient de désorption η doit rester identique, c'est à dire $\eta_{T1} = \eta_{T2}$, à la condition de ne pas nettoyer l'échantillon par un flux d'électron tombant sur la cible trop intense (courant supérieur à une dizaine de μA) et/ou par une irradiation prolongée. Nous pouvons donc déduire des formules (C.4) et (C.5) S' .

$$S' = \frac{\eta_{T2} \dot{\Gamma}_2}{G \Delta P_2} - S \quad (\text{C.6})$$

$$S' = S \left(\frac{\Delta P_1}{\dot{\Gamma}_1} \frac{\dot{\Gamma}_2}{\Delta P_2} - 1 \right) \quad (\text{C.7})$$

Le coefficient η_V de l'échantillon froid est alors :

$$\eta_V = G \frac{(S + S') \Delta P'}{\dot{\Gamma}} \quad (\text{C.8})$$

Avec $\Delta P'$ l'augmentation de pression dans la chambre test sous le flux d'électrons $\dot{\Gamma}$ qui tombent sur la cible froide.

Comme corollaire de l'équation (C.8), nous pouvons déterminer le coefficient de collage σ des molécules sur la surface froide.

$$\sigma = \frac{S'}{S'_{th}} \quad (\text{C.9})$$

Avec $S'_{th}(1/s) = 3.64 \times A \times \sqrt{\frac{T}{M}}$ la vitesse de pompage théorique d'un orifice, ou d'une surface à température cryogénique avec un coefficient de collage $\sigma=1$ [17] [16].

Annexe D

Tableau de craquage des analyseurs QMG 112 & 125

M (u.m.a)	H ₂	CH ₄	H ₂ O	N ₂	CO	O ₂	Ar	CO ₂
1	3	16,5	2,4					
2	100							
12		3,0			6,3			9,7
13		7,8						
14		16,0		14	0,8			
15		85,0						
16		100	1,8		2,8	18		16,0
17		1,2	26					
18			100					
20							22,6	
22								2,1
28				100	100			13,0
29				0,7	1,2			
32						100		
34						0,4		
36							0,34	
38							0,06	
40							100	
44								100
45								1,2

TAB. D.1: Craquage dans la tête de l'analyseur [99]

Annexe E

Composition de l'air atmosphérique

Gaz	Abondance Relative (Partie par Milliard par Volume)	Pourcentage par Volume	Pression Partielle (Torr)
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 ₂ O	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	4.0 10 ⁻³
CH ₄	1.6 10 ³	2.0 10 ⁻⁴	1.5 10 ⁻³
Kr	1.0 10 ³	1.1 10 ⁻⁴	8.4 10 ⁻⁴
H ₂	5.0 10 ²	5 10 ⁻⁵	3.8 10 ⁻⁴
N ₂ O	3.0 10 ²	5 10 ⁻⁵	3.8 10 ⁻⁴
CO	1.0 10 ²		
SO ₂	< 10 ²		
O ₃	< 10 ²	7 10 ⁻⁶	5.3 10 ⁻⁵
Xe	1.0 10 ¹	8.7 10 ⁻⁶	6.6 10 ⁻⁵
NO, NO ₂	variable		
CH ₃ Cl	6.0 10 ⁻¹		
CCl ₂ F ₂	2.9 10 ⁻¹		
CCl ₄	1.2 10 ⁻¹		
CF ₄	7.0 10 ⁻²		

⁰voir ref [100] [16]

Annexe F

Méthodes de nettoyage chimique

For heavily oxidised Cu surfaces

1. Vapour degreasing in perchloroethylene (C_2Cl_4) at 121 °C.
2. Alkaline soak with ultrasonic agitation for 5 min in an alkaline detergent at 50 °C.
The detergent is made up to a concentration of 10 g.l⁻¹.
3. Tap water rinse.
4. Pickling in HCl (33%) 50% by volume with H₂O 50% at room temperature for 1 to 5 min.
5. Tap water rinse.
6. Acid etch in
 - H₂SO₄ (96%) 42% by vol
 - HN03 (60%) 8% by vol.
 - HCl (33%) 0.2% by vol.
 - H₂O to complete at room température for 30 s to 1 min.
7. Tap water rinse.
8. Passivation in
 - CrO₃ (Chromic acid) 80 g l⁻¹
 - H₂SO₄ (96%) 3 cm³ l⁻¹
 - at room temperature for 30 s to 1 min.
9. Running tap water rinse.
10. Cold demineralized water rinse
11. Dry with filtered air or dry N₂
12. Wrap in Al foil

For machined Cu parts

1. Vapour degreasing in perchloroethylene (C_2Cl_4) at 121 °C.

2. Alkaline soak with ultrasonic agitation for 5 min in an alkaline detergent at 50 °C. The detergent is made up to a concentration of 10 g.l⁻¹.
3. Tap water rinse.
4. Pickling in HCl (33%) 50% by volume with H₂O 50% at room temperature for 1 to 5 min.
5. Tap water rinse.
6. Passivation in
CrO₃ (Chromic acid) 80 g.l⁻¹
H₂SO₄ (96%) 3 cm³ l⁻¹
at room temperature for 30 s to 1 min.
7. Running tap water rinse.
8. Cold demineralized water rinse
9. Dry with filtered air or dry N₂
10. Wrap in Al foil

For heavily oxidised Al surfaces

1. Precleaning by removal of gross contamination, swarf and burrs (steam cleaning excluded)
2. Immersion in alkaline (pH=9.7) detergent solution at 65 °C with ultrasonic agitation for 10 min. The detergent is made up to a concentration of 20 g.l⁻¹ with ordinary water.
3. Immediate rinsing inside and out with a cold tap water jet.
4. Rinsing by immersion in a bath of flowing tap water.
5. Alkaline etching by immersion in NaOH at a concentration of 45 g l⁻¹ along with 18 g.l⁻¹ of METEX S449, at 45 °C for a maximum of 1 to 2 min.
6. Immediate rinsing by immersion in a flowing cold tap water bath.
7. Immersion in a room temperature acid bath containing HNO₃ of concentration 50% by volume.
8. Immediate rinsing by immersion in a cold flowing demineralized water bath (conductivity < 5 μScm⁻¹).
9. Second rinsing by immersion in a cold flowing demineralized water bath (conductivity < 5 μScm⁻¹).
10. Drying in a hot air oven at about 80 °C. Care must be taken to drain all excess water from the tubes before drying as the combination of water and high temperature can form thick oxide layers on the surface.

For lightly oxidised Al surfaces

1. Precleaning by removal of gross contamination, swarf and burrs (steam cleaning excluded)
2. Immersion in alkaline (pH=9.7) detergent solution at 65 °C with ultrasonic agitation for 10 min. The detergent is made up to a concentration of 20 g.l⁻¹ with ordinary water.
3. Immediate rinsing inside and out with a cold demineralized water jet.
4. Rinsing by immersion in a bath of flowing tap water.
5. Immediate rinsing by immersion in a cold flowing demineralized water bath (conductivity < 5 μScm⁻¹).
6. Drying in a hot air oven at about 80 °C. Care must be taken to drain all excess water from the tubes before drying as the combination of water and high temperature can form thick oxide layers on the surface.

For stainless steel

1. Precleaning by removal of gross contamination, swarf and burrs
2. Degreasing by immersion in perchloroethylene (C₂Cl₄) vapour at 121 °C
3. Immersion in alkaline (pH=9.7) detergent solution at 65 °C with ultrasonic agitation for 10 min. The detergent is made up to a concentration of 20 g.l⁻¹ with ordinary water.
4. Immediate rinsing inside and out with a cold demineralized water jet.
5. Rinsing by immersion in a cold flowing demineralized water bath (conductivity < 5 μScm⁻¹).
6. Dry in hot air oven at about 150 °C

Annexe G

Données pour la simulation de l'expérience CMS

Les données utilisées pour résoudre l'équation (V.11) proviennent des références [34] [36] [43] [101] [68] [102] [103] [104]. Les valeurs en italique sont des valeurs artificielles.

Le LHC émet un flux de photons de $\sim 10^{17}$ Photon.s⁻¹.m⁻¹. On prendra comme coefficient de désorption η , les η obtenus après 1000 secondes de fonctionnement du LHC, c'est à dire après avoir accumulé une dose de $\sim 10^{20}$ Photon.m⁻¹.

La dose d'électrons produite après 1000 s de fonctionnement de la machine correspond à $\Upsilon_2 \times 10^{20}$ (Electron.m⁻¹). On considèrera que la dose d'électrons sera donnée pour 1 m, afin de pouvoir utiliser les données de [43], pour l'aluminium et l'acier inoxydable, tous deux étuvés.

L'énergie des ions varie de 1 à 3 keV au point de collision. Nous donnerons les valeurs de Υ_1 (électron/ion) et de η_i (molec/ion) pour des ions d'énergie 1 keV de masse approximativement équivalente aux ions produits par l'ionisation des molécules du gaz résiduel par le faisceau de protons.

Les valeurs de Υ_1 (électron/ion) utilisées pour le calcul sont des données obtenues pour des surfaces propres irradiées en incidence normale [102]. La présence d'oxyde sur la surface augmente en général le coefficient Υ_1 (électron/ion) [102].

Remarque :

Nous avons montré que, dans les sections froides du LHC, le nombre d'électrons émis par les ions, créés par le faisceau de protons, était au moins 10^3 fois plus petit que les photoélectrons produits par le rayonnement synchrotron.

Hydrogène

	Acier Inoxydable	Aluminium	Beryllium	NEG St 707
η (molec/phot)	$4 \cdot 10^{-4}$	$3 \cdot 10^{-4}$	$4 \cdot 10^{-3}$	10^{-5}
η_e (molec/élect)	$2 \cdot 10^{-2}$	$2 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-3}$
η_i (molec/ion)	0.86	0.86	0.86	0.86
Υ_1 (élect/ion)	0.1	0.1	0.1	0.1
Υ_2 (élect/phot)	0.06	0.1	0.06	0.012

Méthane

	Acier Inoxydable	Aluminium	Beryllium	NEG St 707
η (molec/phot)	$4 \cdot 10^{-5}$	$2.5 \cdot 10^{-5}$	$2 \cdot 10^{-4}$	$2 \cdot 10^{-6}$
η_e (molec/élect)	$1.5 \cdot 10^{-3}$	$9 \cdot 10^{-5}$	$9 \cdot 10^{-5}$	$5 \cdot 10^{-5}$
η_i (molec/ion)	0.12	0.12	0.12	0.12
Υ_1 (élect/ion)	0.1	0.1	0.1	0.1
Υ_2 (élect/phot)	0.06	0.1	0.06	0.012

Monoxyde de Carbone

	Acier Inoxydable	Aluminium	Beryllium	NEG St 707
η (molec/phot)	10^{-4}	10^{-4}	10^{-3}	10^{-6}
η_e (molec/élect)	$8 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-3}$	$4 \cdot 10^{-4}$
η_i (molec/ion)	0.63	0.63	0.63	0.63
Υ_1 (élect/ion)	0.1	0.1	0.1	0.1
Υ_2 (élect/phot)	0.06	0.1	0.06	0.012

Dioxyde de Carbone

	Acier Inoxydable	Aluminium	Beryllium	NEG St 707
η (molec/phot)	$2 \cdot 10^{-4}$	$6 \cdot 10^{-4}$	10^{-3}	10^{-6}
η_e (molec/élect)	$8 \cdot 10^{-3}$	$7 \cdot 10^{-4}$	$7 \cdot 10^{-4}$	10^{-4}
η_i (molec/ion)	0.25	0.25	0.25	0.25
Υ_1 (élect/ion)	0.1	0.1	0.1	0.1
Υ_2 (élect/phot)	0.06	0.1	0.06	0.012

Annexe H

Electrodésorption du NEG St 707 saturé par CO

Nous avons remarqué au § IV.4.5 que la saturation du NEG par du $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ tend à empêcher la désorption des autres gaz lorsque le NEG est soumis au bombardement des photons ou des électrons.

Par contre la saturation par du CO, expérience de photodésorption à 45 eV, ne semble guère gêner la désorption des autres espèces de gaz.

Nous avons donc saturé une cible de NEG St 707, suivant la même procédure que celle décrite au § IV.3, par une exposition de $3 \cdot 10^9$ L de CO. La température de l'échantillon était au maximum de 46 °C pendant l'irradiation.

La Figure H.1 semble montrer que l'électrodésorption de l'hydrogène, du méthane et du dioxyde de carbone, de la surface NEG saturé par CO, n'est pas gênée par le CO déposé en surface.

On comparera les coefficients d'électrodésorption du NEG saturé par CO, Figure H.1 avec ceux du NEG saturé par $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$, Figures IV.3 à IV.6.

La Figure H.2 compare les coefficients d'électrodésorption en CO d'un NEG activé à 100% d'un NEG saturé par du CO et du NEG saturé par du $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$.

Afin de rendre les résultats plus lisibles, seules les allures générales des différentes courbes ont été tracées.

On constate qu'après l'accumulation d'une dose de 10^{19} électrons sur la surface du NEG, les coefficients d'électrodésorption η_{CO} (Croix) et $\eta_{^{13}\text{C}^{18}\text{O}}$ (Triangles) des NEG saturés respectivement par CO et $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ sont similaires.

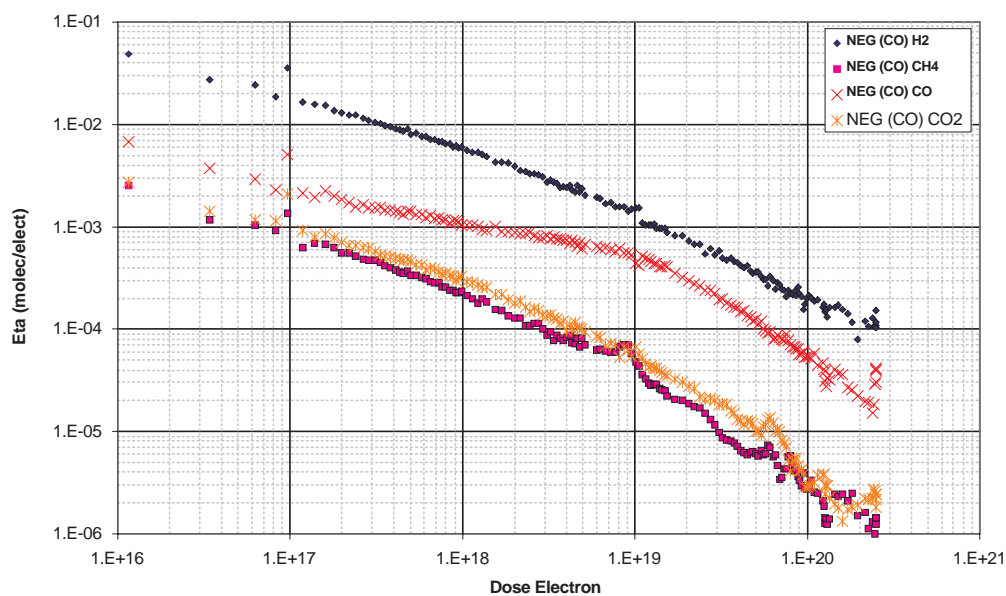


FIG. H.1: η à 300 eV, pour l'hydrogène (Losanges), le méthane (Carrés), le monoxyde de carbone (Croix), et le dioxyde de carbone (Astérisques) du NEG St 707.

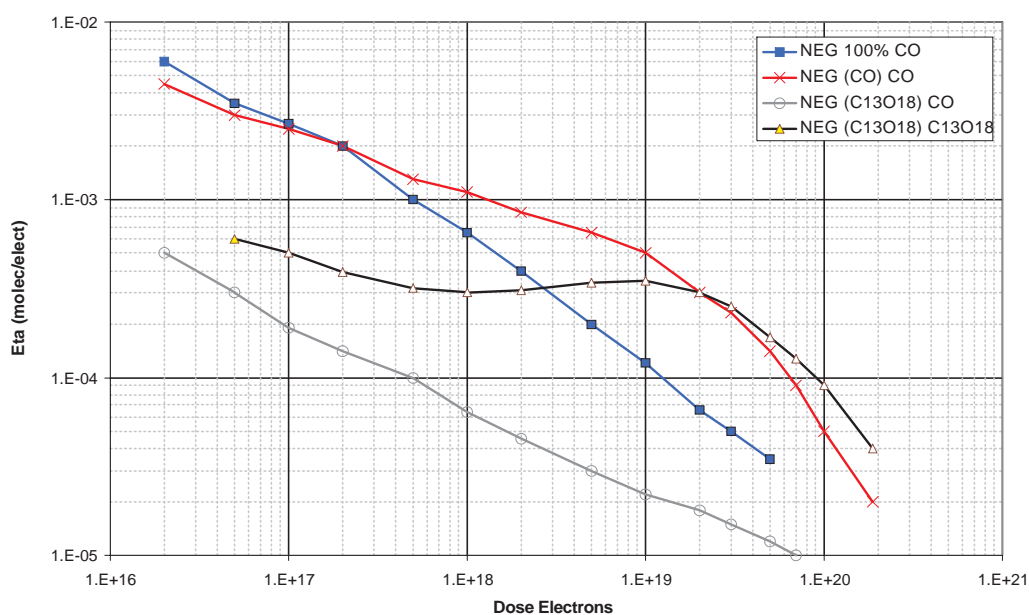


FIG. H.2: Comparaison des coefficients d'électrodesorption en *C*O, à 300 eV, du NEG activé 100% (Carrés), du NEG saturé en CO (Croix) et du NEG saturé par du ¹³C¹⁸O (Triangles et Cercles).

Bibliographie

- [1] CAS, CERN Accelerator School. *Vacuum Technology*. CERN 99-05. S. Turner, 1999.
- [2] T. Kobari et al. NEG Performance under Synchrotron Radiation. Paper presented at the topical conference on vacuum systems for synchrotron light sources - Brookhaven May 1988.
- [3] H.J. Halama and Y. Guo. Non Evaporable Getter Investigation at the National Synchrotron Light Source. *Journal of Vacuum Science and Technology*, A 9(3) :2070, 1991.
- [4] http://www.cern.ch/Public/Welcome_fr.html.
- [5] <http://atlasinfo.cern.ch/Atlas/documentation/EDUC/intro6.html> ou bien <http://pdg.lbl.gov/atlas/atlas.html>.
- [6] CAS, CERN Accelerator School. *1995 European School of High-Energy Physics*. CERN 96-04. N. Ellis, M. Neubert, 1996.
- [7] CERN. Bulletin CERN, Numéro 7/2000, 2000. <http://Bulletin.cern.ch/News/>.
- [8] <http://webcast.cern.ch/Projects/WebLectureArchive/gianottia/>.
- [9] The LHC study group. The Large Hadron Collider - conceptual design. Technical report, CERN-AC-95-05 (LHC), 1995.
- [10] S. Bousson. Etude de Cavités Accélératrices Supraconductrices en Niobium Cuivrées par Projection Plasma. In *Sixièmes Journées Jeunes Chercheurs*, 1997.
- [11] O. Gröbner. The LHC Vacuum System. In *Pac 1997*, 1997.
- [12] V. Baglin. *Etude de la Photodésorption de Surfaces Techniques aux Températures Cryogéniques*. PhD thesis, Université Denis Diderot Paris 7, 1997.
- [13] J. Knaster et al. The ALICE System. Technical report, CERN-LHC-VAC 99-19, 1999.
- [14] S. Dushman. *Scientific Foundations of Vacuum Technique, 2nd ed.* Wiley, New York, 1966.
- [15] A. Roth. *Vacuum Technology*. North-Holland, 1982.
- [16] A. Berman. *Vacuum Engineering Calculations, Formulas, and Solved Exercises*. Academic Press, 1992.
- [17] G. Mongodin J. Delafosse. *Les calculs de la technique du vide*. Société française des ingénieurs et techniciens du vide, 1961.

-
- [18] J.M. Honig, H.O. Hook. Article Original. *R.C.A. Review*, 21 :360, 1960. Courbes Voir ref [12] et [16], Données voir [19].
- [19] P.A. Redhead, J.P. Hobson, E.V. Kornelsen. *The Physical Basis of Ultrahigh Vacuum*. Chapman and Hall Ltd, 1968.
- [20] F. Schumann. *Etude de la Désorption due au Rayonnement Synchrotron dans les Anneaux de Collision Electron-Positron*. PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie Paris 6, 1988.
- [21] Robert M. Besançon, editor. *The Encyclopedia of Physics*. Van Nostrand Reinhold Company, 1974.
- [22] Y. Tuzi, T. Tanaka, K. Takeuchi and Y. Saito. Effect of Surface Treatment on the Adsorption kinetics of Water Vapor in a Vacuum Chamber. *Vacuum*, 47 (6-8) :705, 1996.
- [23] P.A. Redhead. Modeling the Pump-Down of a Reversibly Adsorbed Phase I Monolayer and Submonolayer Initial Coverage. *Journal of Vacuum Science and Technology*, A 13(2) :467, 1995.
- [24] A.G. Mathewson. Cleaning Methods Currently in Use at CERN. private communication, 23/06/1994.
- [25] A.G. Mathewson. The Effect of Cleaning and Other Treatments on The Vacuum Properties of Technological Materials Used in Ultra-High Vacuum. Technical report, CERN-LEP-VA 87-63, 1987.
- [26] K. Tatenuma, T. Momose, H. Ishimaru. Quick Acquisition of Clean Ultrahigh Vacuum by Chemical Process Technology. *Journal of Vacuum Science and Technology*, A 11(4) :1719, 1993.
- [27] J.W. Noé. Freon Plasma Surface Treatment for Multipactoring. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, A 328 :291, 1993.
- [28] K. Tatenuma et al. Acquisition of Clean Ultrahigh Vacuum Using Chemical Treatment. *Journal of Vacuum Science and Technology*, A 16(4) :2693, 1998.
- [29] S.J. Lombardo and A.T. Bell. A Review of Theoretical Models of Adsorption, Diffusion, Desorption, and Reaction of Gases on Metal Surfaces. *Surface Science Reports*, 13 (1) :1, 1991.
- [30] C. Benvenuti and P. Chiggiato. Pumping Characteristics of the St707 Non-Evaporable Getter (Zr 70 V 24.6-Fe 5.4 wt %). *Journal of Vacuum Science and Technology*, A 14(6) :3278, 1996.
- [31] O. Gröbner, R. Calder. ISR Pressure-Bump. In *Pac 1973*, page 760, 1973. San Francisco.
- [32] R. Calder. 4th Annual Vacuum Conference, 1974. Liverpool.
- [33] D. Bintinger and P. Limon, R.A. Rosenberg. Photodesorption from Copper-Plated Stainless Steel at Liquid-Helium Temperature and at Room Temperature. *Journal of Vacuum Science and Technology*, A 7(1) :59, 1988.

-
- [34] C.L. Foerster, H.J. Halama, G. Korn. Photodesorption from Copper, Beryllium and Thin Films. *Journal of Vacuum Science and Technology*, A 10(4) :2077, 1992.
- [35] Y. Hori, M. Kobayashi, M. Matsumoto, T. Kobari. Photodesorption and Photoelectron Yields at Normal and Grazing Incidence. *Vacuum*, 44 (5-7) :531, 1993.
- [36] J. Gómez-Goñi, O. Gröbner, and A.G. Mathewson. Comparison of Photodesorption Yields using Synchrotron Radiation of Low Critical Energies for Stainless Steel, Copper, and Electrodeposited Copper Surfaces. *Journal of Vacuum Science and Technology*, A 12(4) :1714, 1994.
- [37] D. Lichtman. Mechanisms of Desorption Due to Electrons or Photons. *Surface Science*, 90 :579–587, 1979.
- [38] M. Bernardini, L. Malter. Vacuum Problems of Electron and Positron Storage Rings. *Journal of Vacuum Science and Technology*, 2 :130, 1965.
- [39] G.E. Fischer, R.A. Mack. Vacuum Design Problems of High Current Electron Storage Rings. *Journal of Vacuum Science and Technology*, 2 :123, 1965.
- [40] M. Kobayashi. Interpretation of photodesorption results at DCI in terms of a photoelectron production model. Technical report, CERN-LEP-VA/MK/sm, 1984.
- [41] O. Gröbner, A.G. Mathewson, H. Stori, P. Strubin and R. Souchet. Studies of Photon Induced Gas Desorption Using Synchrotron Radiation. *Vacuum*, 33 (7) :397, 1983.
- [42] Kenneth S. Krane. *Introductory Nuclear Physics*. John Wiley & Sons, 1988. (Cours de DEA Radioéléments Rayonnements Radiochimie, P. Chevallier, 1994).
- [43] J. Gómez-Goñi and A.G. Mathewson. Temperature Dependence of the Electron Induced Gas Desorption Yields on Stainless Steel, Copper, and Aluminium. *Journal of Vacuum Science and Technology*, A 15(6) :3093, 1997.
- [44] O. Gröbner, P. Strubin and P.C. Marin. Extended Study of Photon Stimulated Gas Desorption from OFHC Copper by 3.75 keV Critical Energy Photons. Technical report, LURE, 1993.
- [45] P.A Redhead. The First 50 Years of Electron Stimulated Desorption (1918-1968). *Vacuum*, 48 (6) :585, 1997.
- [46] R.D. Ramsier and J.T. Yates Jr. Electron-Stimulated Desorption : Principles and Applications. *Surface Science Reports*, 12 (6-8) :243, 1991.
- [47] Ch. Ngô, H. Ngô. *Physique Quantique, Introduction*. Masson, 1991.
- [48] T.M. Orlando, G.A. Kimmel. The Role of Excitons and Substrate Temperature in Low-Energy (5-50 eV) Electron-Stimulated Dissociation of Amorphous D₂O Ice. *Applied Surface Science*, 390 :79, 1997.
- [49] O. Brüning. Simulations for the Beam-Induced Electron Cloud in the LHC Beam Screen with Magnetic Field and Image Charges. Technical report, CERN-LHC-158, 1997.
- [50] O. Brüning. Transverse Multibunch Instability, private communication.

-
- [51] J. Arianer. Les sources de Particules Chargées. Technical report, IN2P3 Orsay, IPNO 97-01, 1997.
- [52] N. Hilleret, private communication.
- [53] I. Bojko, private communication.
- [54] B. Henrist, N. Hilleret, C. Scheuerlein. The Secondary Electron Yield of the NEG Alloys TiZr and TiZrV. Technical report, CERN-LHC-VAC 98-08, 1998.
- [55] The SAES Getters Group public documentation. St 707 Non Evaporable Getters Activatable at Low Temperatures.
- [56] C. Benvenuti. Evaluation of vacuum properties of getters. www.aiv.it, or www.saesgetters.com/iuvsta/iuvsta_fr.htm. Talk presented at the 23rd IUVSTA Workshop on Gettering Materials : Principles and Uses, Bonassola 1999.
- [57] K. Ishimura, N. Inoue, K. Watanabe, T. Takeuchi. Absorption and desorption of hydrogen, deuterium and tritium for Zr-V-Fe Getter. *Journal of Vacuum Science and Technology*, A 2(3) :1341, 1984.
- [58] K. Ishimura, M. Matsuyama, K. Watanabe, T. Takeuchi. Absorption and Desorption of Hydrogen Isotopes and Isotopic Waters by Zr-Alloy Getter. *Journal of Vacuum Science and Technology*, A 6(4) :2541, 1988.
- [59] I. Vedel, L. Schlapbach. Surface Reactivity of Zr-V-Fe Getter Alloys exposed to H₂O CO and O₂ at 300 and 700 K. *Journal of Vacuum Science and Technology*, A 11(3) :539, 1993.
- [60] C. Benvenuti. Non Evaporable Getters : From Pumping Strips to Thin Film Coatings. In *EPac 1998*, 1998.
- [61] B. Henrist, N. Hilleret, C. Scheuerlein. The Influence of Previous Activation/Venting Cycles on the Secondary Electron Yield of the NEG Alloys TiZrV. Technical report, CERN-LHC-VAC 98-20, 1998.
- [62] B. Henrist, N. Hilleret, C. Scheuerlein. Mesures du Taux d'Emission d'Electrons Secondaires δ et du Taux de Désorption η du TiZr. private communication.
- [63] M. Pivi. *Beam induced electron multipacting in the CERN Large Hadron Collider accelerator LHC*. PhD thesis, Università Degli Studi Di Torino, 1999.
- [64] L. Rinolfi, J-P. Potier. The LEP Pre-Injector as a Multipurpose Facility. In *EPAC Stockholm 1988*, 1998.
- [65] CAS, CERN Accelerator School. *Synchrotron Radiation and Free Electron Lasers*. CERN 90-03. S. Turner, 1990.
- [66] CAS, CERN Accelerator School. *Fifth General Accelerator Physics Course*. CERN 94-01. S. Turner, 1994.
- [67] A. Hofmann and F. Méot. Optical Resolution of Beam Cross-Section Measurements by Means of Synchrotron Radiation. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, 203 :483, 1982.

-
- [68] J. Gómez-Goñi. *Estudio de la Fotodesorción Inducida en Metales por radiación De Sincrotron : Aplicación al "Large Hadron Collider"*. PhD thesis, Universidad Complutense de Madrid, 1994.
- [69] K. Magyari M. Gautier. Mesures des sensibilités de 50 jauges SVT 305. private communication.
- [70] Z. Liu J.M Laurent. Mesures de Vitesses de Pompage d'un NEG St 707. private communication.
- [71] P.J. Goddard J.S. Foord and R.M. Lambert. Adsorption and Absorption of Diatomic Gases by Zirconium : Studies of the Dissociation and Diffusion of CO, NO, N₂, O₂ and D₂. *Surface Science*, 94 :339–354, 1980.
- [72] C. Benvenuti and F. Francia. Room Temperature Pumping Characteristics for Gas Mixtures of a Zr-Al Non-Evaporable Getter. Technical report, CERN-LEP-VA/89-61, 1989.
- [73] V. Rouzinov, private communication.
- [74] G. Borsoni. *Etude à Haute Résolution des Rayons X émis lors de l'Interaction d'Ions Ar¹⁷⁺ avec des Surfaces*. PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie Paris 6, 1998.
- [75] David R. Lide, editor. *Handbook of Chemistry and Physics*. 74th edition. CRC PRESS, 1994.
- [76] V. Baglin, I.R Collins, O. Gröbner, F. Le Pimpec. Room Temperature Measurements of the Molecular Photodesorption Yield from a TiZr Getter Film. Technical report, CERN-LHC-VAC 98-04, 1998.
- [77] Pressure Distribution & Critical Beam Current Program : 1992 CERN MT(Mac Version) A.Poncet et al, (Pc version)1995-96 by Piotr Kowalczyk, update 1998 P. Kowalczyk, and F. Le Pimpec.
- [78] P. Chiggiato J.M. Cazeneuve and V. Johanek. Comments on "Room Temperature Measurements of the Molecular Photodesorption Yield from a TiZr Getter Film", ref [76]. private communication.
- [79] Calculation and figure by V. Johanek, J.M. Cazeneuve and P. Chiggiato private communication.
- [80] J.L Dorier, N. Hilleret. Dust Particles in UHV Devices : Description of a Detection System and First Measurements. Technical report, CERN-LHC-VAC 97-21, 1997.
- [81] C. Boffito, SAES Getter, private communication.
- [82] C.L. Foerster. Synchrotron Light Source Measurements of Photon Stimulated Desorption from vacuum Chamber Materials. *Synchrotron Radiation News*, 11(5) :20, 1998.
- [83] R. Kersevan P. Chiggiato. Synchrotron Radiation-Induced Desorption from NEG-Coated Vacuum Chamber. In *EVC6, Lyon to be published*, 1999.
- [84] F. Le Pimpec. Molecular Desorption Induced by Photons on NEG St 707 at Room Temperature. Technical report, CERN-LHC-VAC 98-24, 1998.

-
- [85] K.I. Sciffmann. Investigation of Fabrication Parameters for the Electron-Beam-Induced Deposition of Contamination Tips Used in Atomic Force Microscopy. *Nanotechnology*, 4 :163, 1993.
- [86] D.A Asbury, G.B Hoflund, W.J Peterson, R.E Gilbert, R.A Outlaw. TPD and ESD Studies of the Interaction of Hydrogen and Oxygen on Polycrystalline Zirconium. *Surface Science*, 185 :213–226, 1987.
- [87] J.P Ganachaud. *Contribution à l'Etude Théorique de l'Emission Electronique Secondaire des Métaux*. PhD thesis, Université de Nantes, 1977.
- [88] H. Seiler. Secondary Electron Emission in the Scanning Electron Microscope. *Journal of Applied Physics*, 54 (11) :R1, 1983.
- [89] M. Taborelli. Private communication.
- [90] J.P Briand. Cours de RX, DEA Physique et Technologie des Grands Instruments, 1995.
- [91] http://www-cxro.lbl.gov/optical_constants/atten2.html.
- [92] J.P Poirier, A.G Duba. On Power-Law kinetics of Transport Phenomena in Minerals. *Phys Chem Minerals*, 24 :495, 1997.
- [93] J.P Hobson and R. Chapman. Pumping of Methane by St 707 at Low Temperature. *Journal of Vacuum Science and Technology, A* 4(3) :300, 1986.
- [94] C. Scheurlein, I. Bojko, J.L Dorier, B. Henrist, N. Hilleret, M. Taborelli. Secondary Electron Yield Measurements of Technical Metal Surfaces. private communication.
- [95] O. Gröbner, and A.G. Mathewson, P.C Marin. Gas Desorption from an OFHC Copper Vacuum Chamber by Synchrotron Radiation. *Journal of Vacuum Science and Technology, A* 12(3) :846, 1994.
- [96] <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Ionization/Xsection.html>.
- [97] A.G Mathewson. Electron and photon induced gas desorption in vacuum systems, 1995. Talk presented at the 9th IUVSTA Workshop on Wall Conditioning in Large UHV Devices (Vacuum Science and Plasma Science and Technique Divisions).
- [98] A. Rossi. Private communication.
- [99] Balzers. Mesures de Pressions Partielles dans la Technique du Vide. BG 800 169 PF (8310).
- [100] C.F.C. Reclamation & Recycling Service Inc. Composition of the Atmosphere - Relative Abundance. www.c-f-c.com/charts/atmosph.htm.
- [101] J. Gómez-Goñi. ASEVA Summer School, 1999.
- [102] Springer Tracts in Modern physics, 123. *Particle Induced Electron Emission II*. Springer-Verlag, 1992.
- [103] V. Baglin. Room temperature measurements of the photoelectron yield from a tizr getter film. private communication.
- [104] O. Gröbner And A.G Mathewson , private communication.

Table des figures

I.1	La composition de la matière primordiale [5]	13
I.2	Champ de Higgs, système symétrique dans un état métastable	15
I.3	Champ de Higgs, Système dont la symétrie est brisée mais dans un état stable	15
I.4	Instantané de deux ions plomb en collision immédiatement après l'impact (simulation) [7]	17
I.5	Différence d'énergie disponible lors d'une collision entre deux faisceaux et d'un faisceau sur une cible fixe [4]	18
I.6	Estimation de la production d'événements Higgs en fonction de la masse supposée du Higgs [8]	19
I.7	Représentation schématique du LHC et de ses expériences [9]	20
I.8	Représentation schématique de l'écran de faisceau inséré dans la chambre à vide à 1.9 K	22
II.1	Détermination de la vitesse de pompage d'une conductance	28
II.2	Variation de la pression de vapeur saturante de gaz typiques d'un système vide en fonction de la température, ref [18]	30
II.3	Phénomènes de surface et de volume dans le vide, ref [1]	31
II.4	Pompage discret et dégazage	37
II.5	Système comportant un pompage discret, zone A, et distribué zone B	38
II.6	Profil de pression de la chambre représentée par la Figure II.5	39
II.7	Coupe transverse de la chambre à vide et principaux phénomènes associés	40
II.8	Production de photoélectrons suivant l'angle d'incidence [12]	47
II.9	Importance relative de l'effet photoélectrique, de l'effet Compton et de la production de paires en fonction de l'élément et de l'énergie des photons [42]	47
II.10	Variation du coefficient de photodésorption en fonction de la dose de photons pour une chambre en acier inoxydable étuvée à 300 °C pendant 24h en incidence normale à une énergie critique de 194 eV	48
II.11	Proposition d'un modèle de désorption induite par photons pour une surface de cuivre OFHC [44]	48
II.12	Choc élastique entre un électron libre et une molécule au repos	50
II.13	Spectre en énergie des électrons secondaires produits par des électrons primaires de 300 eV	50
II.14	Phénomènes induits pendant et peu après le passage du faisceau dans la chambre à vide du LHC	52

II.15 Apparition du phénomène de multipacting dans la chambre à vide du LHC	52
II.16 Production d'électrons secondaires en fonction de l'énergie de l'électron incident pour des surfaces techniques étuvées à 350 °C [53], [54]	53
II.17 Comportement d'un NEG à température ambiante, pompage du NEG	56
II.18 Activation d'un NEG	56
II.19 Evolution des systèmes de pompage des accélérateurs [56]	56
III.1 Mesure d'un flux de gaz par la méthode de la conductance	60
III.2 L'accélérateur EPA, [64]	63
III.3 Emission de la lumière synchrotronique par une particule accélérée	63
III.4 Ligne de lumière SLF 92 et SLF 42	66
III.5 Cible pour SLF 92, Aire exposée aux photons 119 cm ²	68
III.6 Cible pour SLF 42, Aire exposée aux photons 202 cm ²	68
III.7 Pressions totales pendant les irradiations de l'acier type 316LN (figure supérieure) et du NEG St 707 activé à 100% (figure inférieure)	77
III.8 Coefficients de photodésorption (η), à $\varepsilon_c = 45$ eV, de l'hydrogène pour la cible en acier inoxydable (Losanges) et pour la cible en NEG St707 activée (Carrés et Astérisques) et saturée par du CO (Triangles et croix). Courbes originales.	79
III.9 Coefficients de photodésorption (η), à $\varepsilon_c = 45$ eV, pour l'hydrogène de la cible en acier inoxydable (Losanges) et de la cible en NEG St707 activée (Carrés et Cercles) et saturée par du CO (Triangles et Astérisques).	80
III.10 Coefficients de photodésorption (η), à $\varepsilon_c = 45$ eV, du méthane pour la cible en acier inoxydable (Losanges) et pour la cible en NEG St707 activée (Carrés et Cercles) et saturée par du CO (Triangles et Astérisques).	80
III.11 Coefficients de photodésorption (η), à $\varepsilon_c = 45$ eV, pour le monoxyde de carbone de la cible en acier inoxydable (Losanges) et de la cible en NEG St707 activée (Carrés et Cercles) et saturée par du CO (Triangles et Astérisques).	81
III.12 Coefficients de photodésorption (η), à $\varepsilon_c = 45$ eV, pour le dioxyde de carbone de la cible en acier inoxydable (Losanges) et de la cible en NEG St707 activée (Carrés et Cercles) et saturée par du CO (Triangles et Astérisques).	81
III.13 Coefficients de photodésorption η , à $\varepsilon_c = 194$ eV, du NEG "en l'état".	82
III.14 η , à $\varepsilon_c = 194$ eV de l'hydrogène pour l'acier inoxydable (Losanges) et du NEG St 707, "en l'état" (Cercles), activé à 40% (Carrés), activé à 100% (croix), saturé avec du ¹³ C ¹⁸ O (Triangles).	83
III.15 η à $\varepsilon_c = 194$ eV du méthane pour l'acier inoxydable (Losanges) et pour le NEG St 707, "en l'état" (Cercles), activé à 40% (Carrés), activé à 100% (croix), saturé avec du ¹³ C ¹⁸ O (Triangles).	83
III.16 η à $\varepsilon_c = 194$ eV du monoxyde de carbone & de l'isotope principal, de l'acier inoxydable (Losanges) et η du NEG St 707, "en l'état" (Cercles), activé à 40% (Carrés), activé à 100% (croix), saturé avec du ¹³ C ¹⁸ O (Triangles et Astérisques).	84

III.17	η à $\varepsilon_c = 194$ eV du dioxyde de carbone de l'acier inoxydable (Losanges) et du NEG St 707, "en l'état" (Cercles), activé à 40% (Carrés), activé à 100% (croix), saturé avec du $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ (Triangles).	84
III.18	η du NEG St 707, à $\varepsilon_c = 194$ eV, saturé avec du $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$, η des principaux isotopes CO (Croix), $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ (Cercles), ^{13}CO (Carrés), C^{18}O (Triangles).	85
III.19	Variation du rapport du nombre de molécules désorbées qui atteignent le système de mesure en fonction du coefficient de collage du NEG	86
III.20	Probabilité d'émission d'une molécule de la surface suivant une loi en cosinus	87
III.21	Profil Auger d'un NEG, a) en l'état, b) saturé par du CO, c) saturé par du $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ puis exposé au RS	96
III.22	Nombre total de molécules d'hydrogène désorbées durant les irradiations pour chaque expérience.	100
III.23	Nombre total de molécules de monoxyde de carbone désorbées durant les irradiations pour chaque expérience.	100
III.24	Nombre total de molécules d'hydrogène désorbées par l'acier inoxydable (Losanges) et du NEG St 707, "en l'état" (Cercles), activé à 40% (Carrés), activé à 100% (Croix), saturé avec du $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ (Triangles).	101
III.25	Nombre total de molécules de méthane désorbées par l'acier inoxydable (Losanges) et du NEG St 707, "en l'état" (Cercles), activé à 40% (Carrés), activé à 100% (Croix), saturé avec du $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ (Triangles).	102
III.26	Nombre total de molécules de monoxyde de carbone désorbées par l'acier inoxydable (Losanges) et du NEG St 707, "en l'état" (Cercles), activé à 40% (Carrés), activé à 100% (Croix), saturé avec du $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ (Triangles).	102
III.27	Nombre total de molécules de dioxyde de carbone désorbées par l'acier inoxydable (Losanges) et du NEG St 707, "en l'état" (Cercles), activé à 40% (Carrés), activé à 100% (Croix), saturé avec du $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ (Triangles).	103
III.28	Nombre total de molécules de $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ et autres isotopes désorbées par le NEG St 707, CO (Losanges), $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ (Cercles), ^{13}CO (Carrés), C^{18}O (Triangles).	103
IV.1	Système de mesure ESD utilisé pour l'étude du NEG St 707 et du cuivre OFHC, schéma de principe	109
IV.2	Eléments principaux du manipulateur du système ESD	111
IV.3	η à 300 eV pour l'hydrogène du cuivre OFHC (Losanges) et du NEG St 707, "en l'état" (Carrés), activé à 100% (Triangles), saturé avec du $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ (Croix).	120
IV.4	η à 300 eV du méthane pour le cuivre OFHC (Losanges) et du NEG St 707, "en l'état" (Carrés), activé à 100% (Triangles), saturé avec du $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ (Croix).	122
IV.5	η à 300 eV du dioxyde de carbone du cuivre OFHC (Losanges) et du NEG St 707, "en l'état" (Carrés), activé à 100% (Triangles), saturé avec du $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ (Croix).	123

IV.6	η à 300 eV du monoxyde de carbone & de l'isotope principal, du cuivre OFHC (Losanges) et η du NEG St 707, "en l'état" (Carrés), activé à 100% (Triangles), saturé avec du $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ (Croix et Astérisques).	124
IV.7	η des principaux isotopes CO (Croix), $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ (Astérisques), ^{13}CO (Cercles), C^{18}O (Losanges) électrodésorbés du NEG St 707, saturé avec du $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$.	124
IV.8	η des principaux isotopes CO (Croix), $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ (Astérisques), ^{13}CO (Cercles), C^{18}O (Losanges) électrodésorbés du NEG St 707, saturé avec du $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$. Point numéro 12 du programme, § IV.3.	125
IV.9	Pression partielle de l'hydrogène et du $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ d'un NEG St 707 saturé par du $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ et irradié à 300 eV.	126
IV.10	Profil Auger d'un NEG, a) en l'état, b) saturé par du $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$, c) saturé par du $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ puis exposé aux électrons.	127
IV.11	η en fonction du nombre de molécules d'hydrogène désorbées, du cuivre OFHC (Losanges) et du NEG St 707 "en l'état" (Carrés), activé à 100% (Triangles), saturé par du $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ (Astérisques).	130
IV.12	η en fonction du nombre de molécules de méthane désorbées, du cuivre OFHC (Losanges) et du NEG St 707 "en l'état" (Carrés), activé à 100% (Triangles), saturé par du $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ (Astérisques).	130
IV.13	η en fonction du nombre de molécules de monoxyde de carbone désorbées, du cuivre OFHC (Losanges) et du NEG St 707 "en l'état" (Carrés), activé à 100% (Triangles), saturé par du $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ (Astérisques).	131
IV.14	η en fonction du nombre de molécules de CO isotopique désorbées, du NEG St 707 saturé par du $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$, η_{CO} (Croix), $\eta_{^{13}\text{CO}}$ (Cercles), $\eta_{\text{C}^{18}\text{O}}$ (Losanges) et $\eta_{^{13}\text{C}^{18}\text{O}}$ (Astérisques).	131
IV.15	η en fonction du nombre de molécules de dioxyde de carbone désorbées, du cuivre OFHC (Losanges) et du NEG St 707 "en l'état" (Carrés), activé à 100% (Triangles), saturé par du $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ (Astérisques).	132
V.1	η en fonction du nombre de molécules de monoxyde de carbone photodésorbées, du NEG St 707 "en l'état" (Losanges), saturé par du $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ (Astérisques, Triangles, Carrés).	139
V.2	η_{CH_4} du cuivre OFHC (Losanges), du NEG reçu "en l'état" (Cercles) et activé totalement (Astérisques) et les ajustements associés suivant le modèle, équation (V.6).	144
V.3	η_{CO} du NEG reçu "en l'état" (Cercles) et activé totalement (Astérisques), $\eta_{^{13}\text{C}^{18}\text{O}}$ du NEG saturé par du $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ (Carrés) ainsi que leurs ajustements associés, équation (V.6).	145
V.4	Coefficient de photodésorption η_{CO} du NEG reçu "en l'état" (Cercles), et $\eta_{^{13}\text{C}^{18}\text{O}}$ du NEG saturé par le $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ (Astérisques) ainsi que les ajustements associés suivant l'équation (V.6). $\varepsilon_c = 194$ eV.	149
V.5	Moitié de la chambre à vide du détecteur CMS	152
V.6	Profil de pression en présence de faisceau, $I_{p+}=1.7$ A, dans le détecteur CMS avec et sans rubans NEG installé. S_{CO} (l/s/m) = 1000 pour un NEG St 707 activé.	152

V.7	Profil de pression en présence de faisceau, $I_{p+}=1.7$ A, dans le détecteur CMS avec et sans rubans NEG installé. S_{CH_4} (l/s/m) = 0 pour un NEG St 707 activé.	153
H.1	η à 300 eV, pour l'hydrogène (Losanges), le méthane (Carrés), le monoxyde de carbone (Croix), et le dioxyde de carbone (Astérisques) du NEG St 707.	182
H.2	Comparaison des coefficients d'électrodésorption en $*C^*O$, à 300 eV, du NEG activé 100% (Carrés), du NEG saturé en CO (Croix) et du NEG saturé par du $^{13}C^{18}O$ (Triangles et Cercles).	182

Liste des tableaux

I.1	Les quatre forces fondamentales	14
II.1	Temps de séjour d'une molécule adsorbée en fonction de son énergie de liaison et de la température d'étuvage ; avec $\nu_0 = 10^{13}$ Hz	35
II.2	Vitesse de pompage d'un film de titane de 1 cm^2 à température ambiante et à celle de l'azote liquide. CERN / Le Normand.	55
III.1	Caractéristiques du rayonnement synchrotron de EPA et du LHC	65
III.2	Flux de molécules parasites photodésorbées par les photons réfléchis des cibles NEG sur les parois en acier inoxydable de la chambre tampon	89
IV.1	Paramètres de l'équation (IV.14) pour chaque gaz et chaque matériau.	119
IV.2	Paramètres de l'équation (IV.17) pour chaque gaz. Les coefficients du $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ pour le NEG Saturé sont $\eta_0 = 5 \cdot 10^{-4}$ et $N_e = 1.11 \cdot 10^{16}$	133
V.1	Paramètres de l'équation (IV.17) pour les CO isotopiques du NEG à EPA.	138
V.2	Nombre de molécules désorbées d'une surface en Cu OFHC en fonction des particules, énergies et angles d'incidence, pour un η de 10^{-8}	139
V.3	Nombre de molécules désorbées du NEG St 707 en fonction des particules et de leurs énergies, pour un η de 10^{-8}	141
V.4	Valeurs des constantes du modèle, équation (V.6) pour chaque gaz. Les coefficients du $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ pour le NEG Saturé sont $N_0 = 2.5 \cdot 10^{16}$ et $\sigma_e (\text{cm}^2) = 2.6 \cdot 10^{-19}$. $A_{cible} = 15 \text{ cm}^2$	145
V.5	Section efficace d'ionisation d'un gaz par des électrons de 300 eV [96]	146
V.6	Valeurs des constantes η_0 , pour chaque gaz, à partir des résultats de l'équation (V.6). Le coefficient η_0 du $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$ pour le NEG Saturé est $\eta_0 = 3.8 \cdot 10^{-4}$. $A_{cible} = 15 \text{ cm}^2$	146
V.7	Valeurs des constantes du modèle, équation (V.7), pour le CO et le $^{13}\text{C}^{18}\text{O}$. $S_{cible} \in [6.5 \text{ cm}^2; 202 \text{ cm}^2]$	149
D.1	Craquage dans la tête de l'analyseur [99]	171

Remerciements

Je remercie Mme E. Dartyge pour avoir accepté d'être présidente du Jury. Je remercie mes rapporteurs JL Bobin et P Marin pour leurs commentaires qui m'ont permis d'ajouter de la lisibilité à ce manuscrit.

Je tiens à remercier le Dr O. Gröbner, chef du groupe vide LHC-VAC, pour m'avoir accueilli dans son groupe et pour avoir été mon directeur de thèse au CERN. Je le remercie de m'avoir laissé toute latitude dans mes études, ce qui m'a permis de découvrir, avec lui, une physique méconnue et très passionnante.

Je tiens aussi à remercier le Dr JM Laurent qui a eu la délicate tâche de me superviser et de corriger ces écrits, ainsi que certains autres, avec patience et humour. Je le remercie de tous ces commentaires et de toutes les discussions autant sur le plan de la physique que de la technique.

Je remercie mon sponsor la société Résonance Informatique pour avoir cru dans mes recherches.

Je remercie aussi R. Schmidt et Cécile Granier pour leur aide administrative au CERN.

Je remercie le Dr J.P Potier, chef du groupe Production de Leptons et le Dr L.Rinolfi coordinateur du pré-injecteur LEP (LPI). Je remercie les opérateurs de la machine EPA : E. Chevallay, B. Dupuy, P.Ebbers, P. Fernier, G.Mercer, S.Pasinelli, E. Siesling pour avoir fourni des faisceaux de photons de grandes qualités, et pour leur disponibilité, que ce soit pendant les Runs de fin d'année mais aussi pour nous avoir donné du temps de faisceau pendant le fonctionnement du LEP.

Je remercie A.Flamand et sa section d'étuvage pour l'aide apportée à la préparation de la ligne de lumière SLF 92 puis SLF 42, avec une attention particulière à B.Moine pour sa disponibilité pendant des heures indues de la journée.

Je remercie M Gautier pour son aide technique, sa compétence et pour avoir su jouer les modérateurs avec la compagnie HVP. D'ailleurs je ne remercie pas la compagnie HVP pour m'avoir livré un manipulateur avec un an de retard, et dont la partie cryogénique est inutilisable.

Je remercie H. Kos pour m'avoir aidé à remettre en état certaines parties mécaniques du manipulateur. Je n'oublierai pas de remercier notre technicienne des instruments de mesure Mme K Magyari, qui m'a si souvent dépanné.

J'aimerais remercier, avec une attention un peu plus particulière, le Dr "Clic Clic" à la fois pour sa précieuse aide, que ce soit pour m'avoir aidé à monter mes expériences

à EPA ou pour les très, très, très, très nombreuses discussions et commentaires sur mes résultats ; mais aussi pour sa cuisine. Merci Vincent.

Mes remerciements s'adressent aussi au Dr O. Malyshev du Budker Institute of Nuclear Physics à Novossibirsk pour nos discussions sur les problèmes de mesures et sur la physique en général.

J'aimerais remercier chaleureusement la secrétaire du groupe vide Mme M. Prola-Tessaur pour sa gentillesse, ses bonbons, ses encouragements et son efficacité. Je n'oublierai pas non plus M^{elle} P. Baccheretti pour ses corrections et ses encouragements.

J'aimerais aussi remercier l'ensemble des personnes du groupe LHC-VAC et du CERN qui m'ont aidé durant ces 3 années de thèse.

Enfin je ne voudrais pas oublier ceux qui ont été mes compagnons de route pendant cette thèse, B. Aarts, B. Henrist, B. Jenninger, M. Pivi, G. Vorlauffer, E. Bournonville, S. Lachavane-Dufour, AL Perrot, que ce soit au labo et aussi en dehors. Ce fût un plaisir d'avoir partagé un moment de leur vie et leur amitié. Je souhaite aux deux derniers doctorants de ce groupe une bonne fin de thèse.

I also have a very special thought toward Hope which came from New York city for me.

J'aimerais aussi dire à mes parents, qui se sont toujours inquiétés de ne jamais me voir travailler, Merci!!!!

Finalement j'aimerais terminer ces remerciements à la mémoire du Dr A.G Mathewson, qui a été mon superviseur jusqu'au 12 octobre 1997. Sans son appui ces études sur le NEG, notamment par les photons, n'auraient peut être pas été effectuées.