

THESE

de DOCTORAT de L'UNIVERSITE PARIS 6

Spécialité : Physique et Technologie des Grands Instruments

présentée

à l'UNIVERSITE PIERRE ET MARIE CURIE

par

Franck SCHUMANN

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE PARIS 6

Sujet de la Thèse

**ETUDE DE LA DESORPTION DUE AU
RAYONNEMENT SYNCHROTRON
DANS LES ANNEAUX
DE COLLISION ELECTRON-POSITRON**

Soutenue le 27 Septembre 1988 devant la Commission d'Examen

Président

M. GROSSETETE

Jury

M. BOBIN (rapporteur)

M. BRIAND

M. GROBNER

M. MARIN (rapporteur)

M. MATHEWSON

THESE

de DOCTORAT de L'UNIVERSITE PARIS 6

Spécialité: Physique et Technologie des Grands Instruments

présentée

à l' UNIVERSITE PIERRE ET MARIE CURIE

par

Franck SCHUMANN

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE PARIS 6

Sujet de la Thèse:

**ETUDE DE LA DESORPTION DUE AU
RAYONNEMENT SYNCHROTRON
DANS LES ANNEAUX
DE COLLISION ELECTRON-POSITRON**

Soutenue le 27 Septembre 1988 devant la Commission d'Examen

Président : M. GROSSETETE
Jury : M. BOBIN (rapporteur)
M. BRIAND
M. GRÖBNER
M. MARIN (rapporteur)
M. MATHEWSON

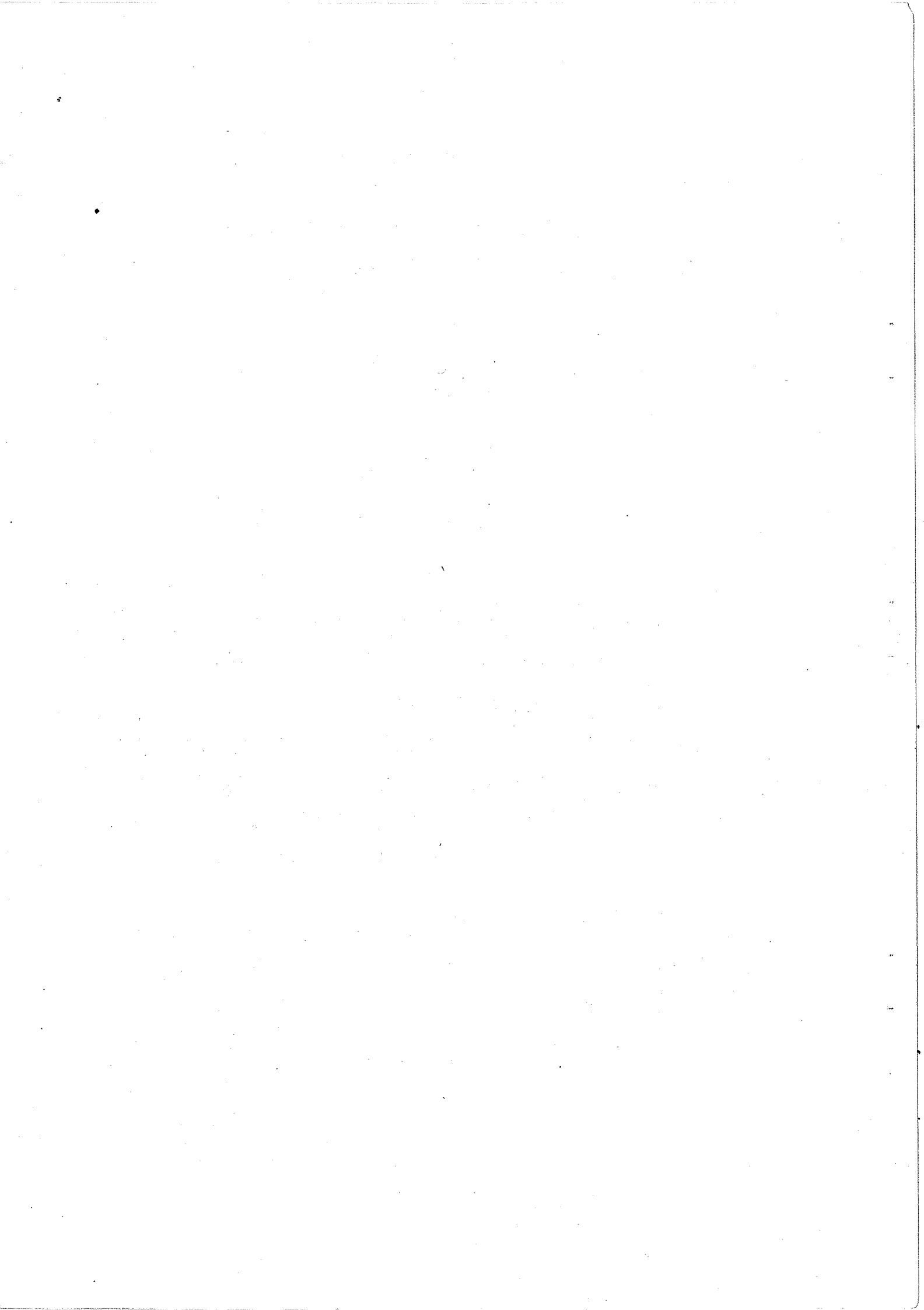


TABLE DES MATIÈRES

Remerciements	ii
Part 1: LISTE DES SYMBOLES	1
Part 2: INTRODUCTION	3
1. THEORIE GENERALE DE LA DESORPTION	6
1.1 Dégazage statique	6
1.1.1 Adsorption désorption	6
1.1.2 Dégazage thermique	8
1.2 Interaction électrons surface	9
1.3 Interaction photons surface	12
1.4 Modèles de désorption	14
1.4.1 Modèle de surface	15
1.4.2 Modèle de diffusion	18
1.5 Taux de désorption moléculaire	21
2. ETUDE EXPERIMENTALE DE LA DESORPTION PAR PHOTONS	23
2.1 Rayonnement synchrotron de DCI	23
2.2 Expérience d'Orsay	25
2.2.1 Mise en place expérimentale	25
2.2.2 Mesure expérimentale	27
2.3 Préparation des échantillons	31
2.4 Résultats expérimentaux	33
2.4.1 Table des résultats	33
2.4.2 Influence de la couche d'oxyde	34
2.4.3 Variation du taux de désorption avec le temps	34
2.4.4 Nombre de molécules désorbées	35
2.4.5 Mesure du courant photoélectrique	43
2.5 Conclusion	45
3. ETUDE EXPERIMENTALE DE LA DESORPTION PAR ELECTRONS	46
3.1 Montage expérimental	46
3.1.1 Système expérimental	46
3.1.2 Mise en place expérimentale	48
3.1.3 Mesure de pression totale	51
3.1.4 Mesure de la pression partielle	54
3.2 Obtention de l'ultra vide	56
3.3 Acquisition des données	57
3.4 Résultats expérimentaux	59
3.4.1 Taux initial de désorption	59
3.4.2 Reproductibilité des résultats expérimentaux	60
3.4.3 Influence de l'énergie des électrons primaires	60

3.4.4	Influence de la décharge gazeuse	61
3.4.5	Modèle de diffusion pour l'hydrogène	61
3.4.6	Influence sur la désorption	63
3.4.7	Influence du courant primaire sur K	63
3.5	Concentration initiale C_0	76
3.6	Coefficient de diffusion D	77
3.7	Limite du modèle de diffusion	79
4.	SYNTHESE ENTRE LA DESORPTION PAR PHOTONS ET PAR ELECTRONS	82
4.1	Energie équivalente	82
4.2	Photoélectron et électron secondaire	83
5.	SYSTEME DE POMPAGE ET DESORPTION SYNCHROTRONIQUE	85
5.1	Description du système à vide LEP	85
5.2	Méthode Monté Carlo	86
5.3	Durée de vie du faisceau	92
5.4	Taux de désorption limite	94
5.5	Capacité de pompage du NEG	96
Part 3:	CONCLUSION	99
APPENDICE A:	Désorption électrique Cas de surface	100
APPENDICE B:	Désorption électrique Cas de la diffusion	102
APPENDICE C:	Spectre résiduel en vide limite	106
APPENDICE D:	Spectre résiduel pendant le bombardement électrique	107
APPENDICE E:	Pompage NEG	108
APPENDICE F:	Programme Monté Carlo	109
Part 4:	BIBLIOGRAPHIE	113

Remerciements

Les résultats présentés dans cette thèse sont le fruit d'une collaboration entre le DEA Physique et Technologie des Grands Instruments de l'Université Paris 6, dont le Professeur, B. Grossetête, assure la présidence de ce Jury et le Groupe Vide de la division LEP au CERN à Genève, dirigé par H.P. Reinhard.

Je tiens tout particulièrement à remercier O. Gröbner qui a dirigé ce travail dans le Groupe Vide LEP et qui, avec beaucoup de patience et surtout par sa présence constante, m'a fait découvrir la physique du vide et ces implications dans le domaine des accélérateurs de particules. A.G. Mathewson a porté beaucoup d'intérêt à ce travail ; j'ai vivement apprécié ses conseils sur la mise au point expérimentale. Je ne saurais oublier M. Andritschky avec qui j'ai eu de longues discussions sur la physique de diffusion.

Je voudrais remercier toute l'équipe technique qui a participé à la réalisation expérimentale. On retrouve en particulier le savoir faire dans le domaine du vide de A. Grillot, de M. Gautier et de G. Thomas ; la qualité habituelle dans la mise au point et le montage de R. Huguenin et P. Dupond ; G. Blanc m'a certainement évité de longs mois de recherche de fuite, et le service électronique et informatique animé par P. Strubin ont eux aussi contribué à la réalisation d'un ensemble expérimental fiable. J'ai aussi apprécié le soutien et la sympathie de tous, dans le Groupe Vide LEP, pendant ces deux années.

Partie 1

LISTE DES SYMBOLES

c	vitesse de la lumière	$2,998 \cdot 10^{-8} \text{ m sec}^{-1}$
C	concentration	Pascal litre cm^{-3}
C ₀	concentration initiale	Pascal litre cm^{-3}
C _g	conductance pour le gaz g	litre sec^{-1}
D	coefficient de diffusion	$\text{cm}^2 \text{ sec}^{-1}$
e	charge de l'électron	$1,602 \cdot 10^{-19}$ coulomb
E	énergie	keV, GeV
F	surface	cm^2
G	nombre de molécules dans 1 Pa litre à 295°K	$2,45 \cdot 10^{17}$ molécules
I	courant	Ampère
k	constante de Boltzmann	$1,381 \cdot 10^{-23} \text{ J } ^\circ\text{K}^{-1}$
K	coefficient de désorption	cm sec^{-1}
m	masse	kg
m _e	masse de l'électron	$9,038 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$
M	masse molaire	
n	densité moléculaire	molécules cm^{-3}
N	nombre de photons	
p	probabilité de pompage	(0,1)
P	pression	Pascal
q	taux de dégazage surfacique	Pascal litre $\text{sec}^{-1} \text{ cm}^{-2}$
Q	taux de dégazage	Pascal litre sec^{-1}
r _e	rayon classique de l'électron	$2,818 \cdot 10^{-15}$ mètre
R	épaisseur de la couche d'oxyde	cm
R ₀	constante des gaz parfaits	$8,31 \text{ J } ^\circ\text{K}^{-1} \text{ mole}^{-1}$
S	vitesse de pompage	litre sec^{-1}
S _g	sensibilité de la jauge	Pa^{-1}
S _{g,m}	sensibilité de l'analyseur	A pa^{-1}
T	température	$^\circ\text{K}$
t	temps	seconde
v	vitesse moyenne	mètre sec^{-1}
v _b	vitesse liée à la distribution de Boltzman	mètre sec^{-1}
Y	rendement photoélectrique	électron photon ⁻¹
W	énergie d'activation pour la diffusion	J mole^{-1}
α	angle	radian
β	angle	radian
θ	concentration surfacique de gaz	molécules cm^{-2}
τ	temps de séjours	seconde
τ ₀	temps de séjours	seconde
σ	section efficace	cm^2

σ	vitesse	mètre sec ⁻¹
κ	coefficient de collage	
ϕ	fréquence de collision	molécule sec ⁻¹ cm ⁻²
η	taux de désorption	molécule électron ⁻¹
η	taux de désorption	molécule photon ⁻¹
ρ	rayon de courbure des aimants	mètre
Ψ	angle	radian

Partie 2

INTRODUCTION

Le but de cette thèse est d'étudier la désorption de molécules neutres provenant de l'interaction entre les photons du rayonnement synchrotron avec la surface des chambres à vide d'un anneau de stockage électron - positron.

Les photons proviennent de l'accélération des électrons ou des positrons dans un anneau de collision. La désorption stimulée par photons notée PSD est responsable de l'émission de gaz neutre de la surface des chambres à vide. Ce phénomène a été observé lors de la mise en marche d'accélérateurs de type synchrotron à : PETRA (Hamburg, RFA), TRISTAN PF (Japon), SPEAR PEP (Stanford, Etats Unis) et DCI (Orsay, France).

Fischer²⁹, Bernardini⁸ ont mis en évidence le phénomène de désorption induite par photons lors du démarrage de la machine CEA et ADA. Ils ont observé une remontée de la pression dans les chambres à vide correspondant à la désorption de molécules neutres.

Ces auteurs ont remarqué que l'interaction directe photon molécule adsorbée ne peut pas expliquer le taux important de désorption de gaz neutre. Le phénomène de désorption peut être expliqué, selon eux, par un modèle à deux niveaux comprenant dans un premier temps la production de photoélectrons puis dans un second temps la désorption de molécules neutres par les photoélectrons. Lorsque les photoélectrons sont éjectés de la surface de la chambre à vide, ils provoquent la désorption moléculaire. Le schéma de la désorption induite par photon est alors décrit par :

" induit " : surface
 photon - - - - -> photoélectron - - - - -> molécule désorbée

au lieu d'un modèle direct de désorption

" direct " : surface
 photon - - - - -> molécule désorbée

La remontée de pression a pour effet de diminuer la durée de vie du faisceau stocké, qui devient alors trop courte pour les utilisateurs de la machine, que se soit pour la physique des particules ou pour l'utilisation de la lumière synchrotron. Ce

phénomène sera observé pour le LEP (Large Electron and Positron Storage Ring) au CERN (Centre Européen de Recherche Nucléaire) où la puissance de rayonnement est intense et où l'énergie des photons sera largement supérieure à celle des autres machines existantes.

Fischer²⁹ et Bernardini⁸ ont observé la décroissance de la pression en fonction du temps d'exposition des chambres à vide. Les utilisateurs doivent alors attendre une certaine période pour que la pression ait atteint une valeur compatible avec la durée de vie du faisceau. Cette période d'attente est appelée conditionnement des chambres à vide. Pour le LEP, cette période est estimée à plusieurs mois, extrapolée à partir des données expérimentales d'autres machines.

Pour comprendre le phénomène de désorption, on a étudié plusieurs types de matériaux ainsi que différentes méthodes de nettoyage et de préparation. En particulier, l'étude s'est portée sur l'Aluminium qui est le matériau utilisé dans la fabrication des chambres à vide LEP mais aussi sur des aciers inoxydables tels que le Nimonic.

La thèse se décompose en cinq chapitres :

La première partie traite du phénomène de désorption statique dans une enceinte à vide, de désorption induite par photons, de désorption induite par électrons. Enfin, il est présenté deux modèles de désorption moléculaire :

- 1) Modèle de surface où les molécules sont désorbées de la surface.
- 2) Modèle de diffusion où les molécules diffusent depuis l'intérieur de la surface.

La seconde partie décrit les résultats d'une expérience de désorption induite par photons sur différents types d'échantillons. Cette expérience a été réalisée sur l'anneau DCI à Orsay.

La troisième partie décrit une étude expérimentale de désorption induite par électrons. Cette expérience a été réalisée au CERN dans la division LEP, groupe Vide. Il s'agit de relier les résultats obtenus à DCI à ceux obtenus en laboratoire par bombardement d'électrons.

La quatrième partie constitue une synthèse entre les résultats de la désorption induite par photons et induite par électrons des chapitres 2 et 3.

La cinquième partie est un chapitre d'application. Il s'agit d'étudier le profil de pression dans une cellule LEP en pompage statique sans faisceau et dynamique avec

faisceau, en tenant compte de la désorption induite par photons. Le calcul de la pression est effectué par une méthode Monté Carlo. Le calcul de la durée de vie du faisceau y est aussi développé.

CHAPITRE 1

THEORIE GENERALE DE LA DESORPTION

1.1 / Dégazage statique

1.1.1 Adsorption désorption

Avant d'étudier la désorption de molécules neutres induite par photons ou par électrons, on peut rappeler les phénomènes entrant en jeu lorsqu'une molécule frappe la paroi : la molécule peut soit retourner dans la phase gazeuse ou soit être adsorbée en surface.

L'adsorption est le processus dans lequel les molécules sont attirées puis deviennent attachées à la surface du solide. L'adsorption est caractérisée par le coefficient de collage κ , qui peut varier de 0 à 1. Le coefficient de collage dépend entre autre de la nature de la molécule, de la température T de la paroi et du recouvrement de la surface.

Le nombre de molécules ϕ frappant la surface par unité de temps et par unité de surface est calculé à partir de la distribution des vitesses de Boltzmann. La vitesse moyenne des molécules est notée v .

$$\phi = \frac{1}{4} n v = \frac{1}{4} v G P$$

$$\phi = 2,6 \cdot 10^{20} \frac{P}{\sqrt{MT}}$$

n : densité moléculaire molécul. cm^{-3}
 G : nb de molécule dans 1 Pa (1 Pa = 10⁵ N/m²)
 $2,6 \cdot 10^{20}$
 $\text{mol cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$

P pression Pa
 T température en °K
 M masse molaire

Le nombre de molécules adsorbées par unité de temps est calculé en connaissant la fréquence de collision ϕ et le coefficient de collage κ . On note θ la concentration surfacique en molécules cm^{-2} .

$$\frac{d\theta}{dt} = \kappa \phi$$

$$\frac{d\theta}{dt} = 2,6 \cdot 10^{20} \kappa \frac{P}{\sqrt{MT}} \quad \text{mol sec}^{-2} \text{ sec}^{-1}$$

Selon Roth⁷² et Redhead⁷⁰, le coefficient de collage κ est proche de 1 pour une surface propre et décline fortement avec le recouvrement de la surface. Des valeurs de coefficients de collage sont présentées par Harra³⁸ et Dushman²⁴.

||| Après l'adsorption de la molécule par la paroi, il y a une probabilité finie pour que la molécule désorbe après un temps de séjours τ . Une méthode de mesure du temps de séjours τ est donnée par Bailitis⁷. Selon Roth⁷², la dépendance du temps de séjours τ en fonction de la température T est exprimée par :

$$\tau = \tau' \exp\left(\frac{E_d}{k T}\right)$$

- τ' période d'oscillation de la molécule à la surface
- k constante de Boltzmann
- E_d énergie d'activation pour la désorption

L'énergie de désorption E_d dépend de la liaison chimique de la molécule à la surface. E_d s'étend de $4 \cdot 10^{-2}$ eV à $4 \cdot 10^{-1}$ eV par molécule pour l'état physisorbé et de 1 eV à 10 eV par molécule pour l'état chimisorbé.

Le nombre de molécules désorbées par unité de temps est :

$$\frac{d\theta}{dt} = -\frac{\theta}{\tau}$$

A l'équilibre gaz surface, le nombre de molécules adsorbées et désorbées de la surface sont identiques :

équilibre

adsorbés + désorbés

$$\begin{aligned} \frac{d\theta}{dt} &= 0 \\ \Rightarrow \frac{d\theta}{dt} &= \frac{1}{4} v \kappa G P - \frac{\theta}{\tau} = 0 \\ \Leftrightarrow \frac{1}{4} v \kappa G P &= \frac{\theta}{\tau} \end{aligned}$$

La connaissance du recouvrement est une donnée de base de la physique des surfaces. Selon Redhead⁷⁰, le recouvrement dépend de la température, de l'énergie de liaison et de l'histoire de la surface. L'ordre de grandeur sera pris de 10^{15} molécules par cm^2 .

1.1.2 Dégazage thermique

La désorption est appelée en terme général le dégazage et se réfère au temps de séjours τ . Toute paroi en contact avec le vide dégaze. Mongodin⁶⁴ a énoncé plusieurs lois vérifiées expérimentalement :

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

Le taux de dégazage est égal au nombre de molécules désorbant de la surface par unité de temps. Le taux de dégazage Q_s s'exprime en Pa litre sec^{-1} et sa dépendance temporelle est de la forme :

$$Q_s = Q_a + Q_b t^{-\gamma}$$

Q_s est le taux de dégazage à l'instant t
 Q_a et Q_b sont des constantes

Les valeurs de γ s'étendent entre 0,4 à 1 pour les métaux. Les valeurs de γ supérieures à 1 sont généralement associées à des surfaces spéciales telles que des matériaux poreux.

L'évolution de la pression P dans un système à vide de volume V couplé à une pompe de vitesse de pompage S devient :

$$V \frac{dP}{dt} = \underbrace{Q_s}_{\substack{\text{Dégazage} \\ \text{thermique} \\ \text{(Steady state)}}} - \underbrace{PS}_{\text{Pompage}}$$

Sans tenir compte du dégazage on a :

$$\frac{dP}{dt} = - \frac{S}{V} P$$

↑
diminution de la
pression au cours du tps.

Ainsi la pression limite P_0 obtenue après un pompage de plusieurs heures est limitée uniquement par le dégazage Q_s des parois :

$$\frac{dP}{dt} = 0$$

$$P_0 = \frac{Q_s}{S}$$

La température a une influence importante sur le phénomène de désorption parce que la désorption est de nature endothermique. Par chauffage, on diminue le temps de séjours $\tau(T)$ des molécules adsorbées en surface, favorisant ainsi la désorption. Cette propriété est employée pour diminuer le taux de dégazage des pièces par la procédure appelée 'étuvage'.

En effet, en augmentant la température d'une enceinte à vide couplée à une pompe, la pression augmente dans l'enceinte puis atteint un maximum pour décroître au cours du temps. Si on laisse revenir l'enceinte à sa température ambiante, le taux de dégazage tombe à un niveau Q_1 bien plus bas que le taux Q_2 atteint si le système avait été laissé pomper à température ambiante pendant la même période.

Par conséquent, la pression P_1 obtenue après avoir chauffé l'enceinte est bien inférieure à la pression P_2 obtenue en laissant l'enceinte uniquement sous pompage.

$$Q_1 < Q_2$$

$$P_1 < P_2$$

1.2/Interaction électrons surface

Lorsque des électrons bombardent une surface, on observe l'émission des particules suivantes : molécules neutres, molécules dans un état excités ou ionisées ainsi que des électrons secondaires. La désorption de molécules neutres induite par électrons est appelée désorption stimulée par électrons ESD.

On peut penser que la désorption par électrons résulte d'une dissociation de la molécule adsorbée par un transfert direct de la quantité de mouvement. L'énergie maximale que transfère un électron de masse m_e à une molécule de masse m dans le cas où $m/m_e \gg 1$ est :

$$\Delta E = 4 E_i \frac{m_e}{M} = 4 \frac{E_i}{1838 M}$$

E_i énergie de l'électron
 M masse molaire de la molécule

Lorsque la molécule est liée au solide, sa masse effective est modifiée. Cette correction est supposée faible selon Redhead⁷⁰. Pour un faisceau d'électrons d'énergie de 1 keV bombardant une cible de protons fixes, le maximum d'énergie transférée est de 2,2 eV. Cette énergie est comprise dans la gamme des énergies de liaison dans le cas chimisorbé, 1 eV à 8 eV, et aussi dans le cas physisorbé, $4 \cdot 10^{-2}$ eV à $2 \cdot 10^{-1}$ eV. Donc ces électrons peuvent causer la désorption de molécules chimisorbées ou physisorbées.

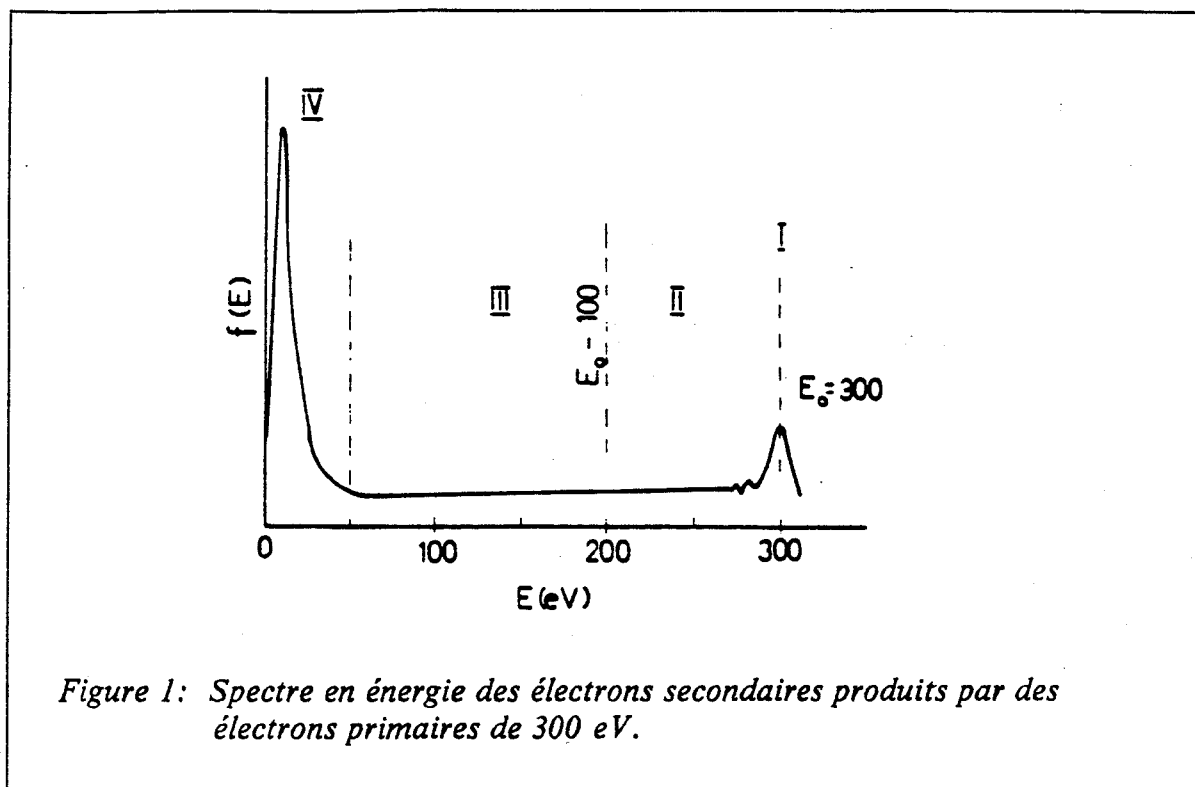
Cependant, on observe la désorption de molécules neutres induite par électrons pour une énergie très inférieure à 1 KeV. Pour un électron de 10 eV, l'énergie transférée n'est plus que de $2,2 \cdot 10^{-2}$ eV, bien inférieure à l'état physisorbé et chimisorbé. Alors il est admis que des électrons de faible énergie ne peuvent pas transférer directement suffisamment d'énergie pour causer la désorption de la molécule dans une collision élastique.

Redhead⁷⁰ a proposé un modèle de désorption de molécules neutres par l'intermédiaire d'une excitation électrique. Dans ce modèle, cette excitation est du type Franck – Condon à un électron qui fait passer la molécule adsorbée d'un état lié vers un état anti-lié. Le seuil pour la désorption est égale à l'énergie d'excitation de Franck – Condon, qui généralement s'étend de 10 à 20 eV.

De même selon Lichtman⁵¹, les espèces adsorbées peuvent subir une transition Franck – Condon à un état non lié dissociatif. Alors, si les fragments résultants ont suffisamment d'énergie cinétique, ils peuvent quitter la surface. L'auteur a étudié la distribution typique en énergie par ESD pour H^+ . Le seuil pour le processus de désorption est de l'ordre de 5 à 20 eV.

Alors, il semble raisonnable de considérer dans le processus de désorption que l'électron interagit directement avec la molécule adsorbée faisant passer celle-ci d'un état lié à un état dissociatif. Par ce modèle, les données expérimentales de l'ESD peuvent être ainsi expliquées.

Parallèlement à la désorption de molécules neutres, des électrons secondaires sont émis de la surface. Le rapport δ_e entre le nombre d'électrons secondaires émis de la surface par électron primaire dépend de l'énergie du faisceau primaire, de l'angle d'incidence et naturellement de la nature de la surface.



Pour exemple, on considère un faisceau d'électrons primaires d'énergie de 300 eV frappant la surface d'un solide. Le spectre en énergie des électrons secondaires a toujours un maximum d'intensité dans la gamme de quelques eV. Ce spectre, présenté à la figure 1, se divise en quatre groupes :

groupe 1 correspond aux électrons réfléchis élastiquement :

L'analyse des électrons diffractés permet de connaître la nature des éléments constituant la surface. Elle permet aussi de calculer la profondeur des différentes couches en considérant les interférences constructives des électrons émis de la surface. On utilise des électrons primaires d'énergie de 100 eV à 500 eV pour des expériences de LEED (low energy electron diffraction).

groupe 2 correspond aux électrons qui ont perdu une énergie caractéristique dans différents processus avec le solide :

Cette région s'étend dans une gamme de $E_0 - 100 < E < E_0$ eV où E_0 et E sont les énergies des électrons primaires et réfléchis respectivement. La perte d'énergie des

électrons primaires se produit soit par perte plasma, ionisation de couche ou à faible énergie primaire par un transfert d'énergie à des niveaux de vibration des molécules adsorbées.

groupe 3 correspond à la région qui s'étend de $50 \text{ eV} < E < E_0 - 100 \text{ eV}$. Cette région inclue tous les électrons réfléchis inélastiquement ainsi que les électrons Auger.

groupe 4 correspond aux électrons secondaires vrais :

La région s'étend de 0 à 50 eV (valeur arbitraire). Ce groupe a un maximum d'émission à quelques eV et forme la majeure partie des électrons réfléchis dans le spectre total.

1.3/Interaction photons surface

Lorsque les photons énergétiques de la radiation synchrotron frappent la surface d'un matériau, deux phénomènes peuvent être observés : l'un est la désorption de molécules de gaz et l'autre est l'émission de photoélectrons.

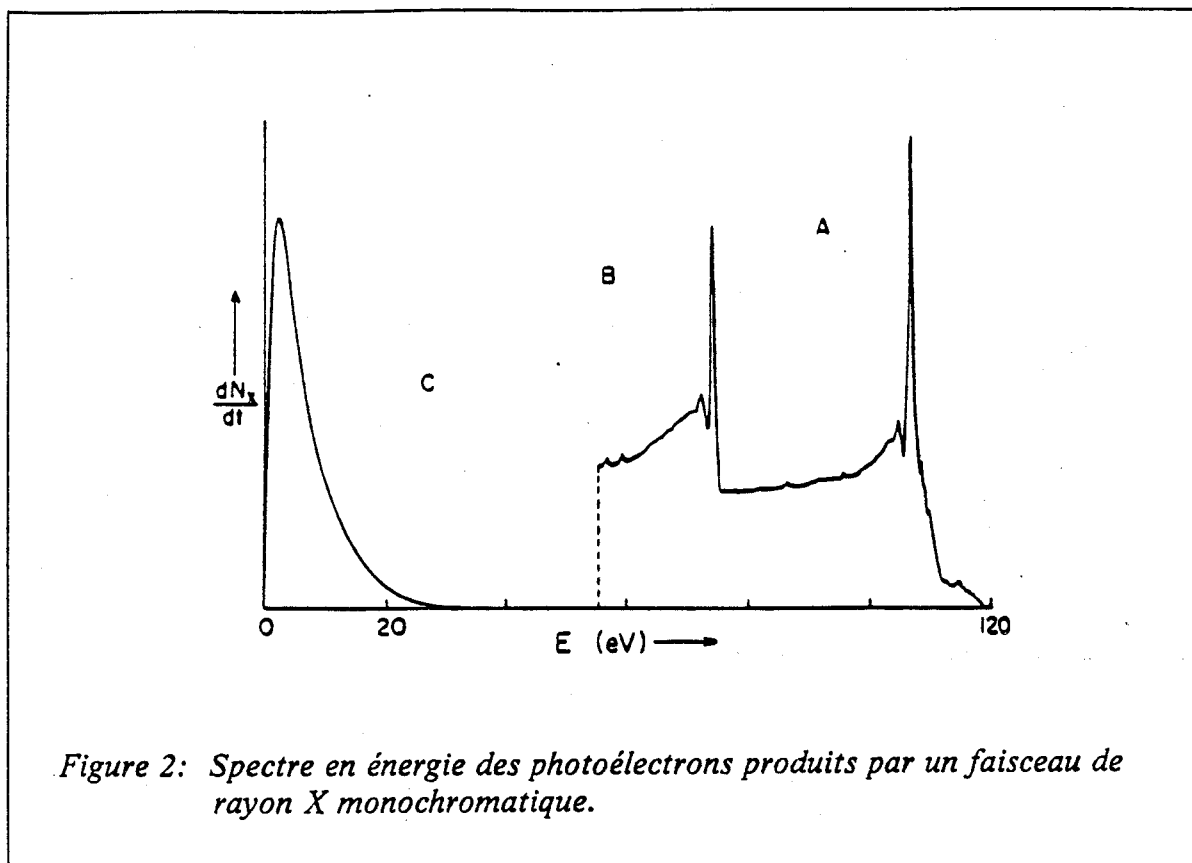
La désorption de molécules neutres est appelée désorption stimulée par photon PSD. Redhead⁷⁰ suggère que le photon incident excite la molécule adsorbée vers un état répulsif à partir duquel la molécule s'échappe de la surface. La molécule désorbée emporte avec elle une énergie égale à la différence entre l'énergie du photon et l'énergie d'activation pour la désorption.

Ce processus a été repris par Lichtman⁵¹, qui propose pour décrire la désorption de CO_2 induite par photons sur un cristal simple de ZnO la possibilité d'un seuil de désorption égale au gap de la bande de conduction. Pour cette raison, Lichtman⁵¹ a travaillé avec des photons de très faible énergie pour éviter la production de photoélectrons. La désorption de CO_2 est provoquée lorsque la molécule capture un électron de la bande de conduction pour former un complexe chimisorbé CO_2^- .

Cependant, l'émission de photoélectrons se produit uniquement lorsque l'énergie des photons est supérieure à la barrière de potentiel de l'électron dans le métal. Le maximum de l'énergie du photoélectron E_m émis est donné par la relation :

$$E_m = h \nu - E_{\text{extrac}}$$

Avec la radiation synchrotron, les photons ont une distribution en énergie de 0 à l'énergie critique ϵ_c en première approximation. L'énergie critique ϵ_c est de 119 keV



pour le LEP pour une énergie de faisceau de 55 GeV. Cette énergie ϵ_c est très supérieure aux énergies d'extraction.

Henke⁴⁰ a déterminé les différents types d'électrons émis de la surface. La figure 2 montre les caractéristiques typiques d'un spectre en énergie provenant d'un faisceau de rayon X monochromatique frappant la surface d'un solide. On observe l'émission pointue de photoélectrons provenant des couches K,L et M, en région A, d'électrons Auger, en région B, ainsi que des électrons secondaires de très basse énergie, en région C.

Les photoélectrons et les électrons Auger ont une structure en queue correspondant à la perte d'énergie caractéristique qu'ils subissent à la traversée de la couche d'oxyde. Le spectre des électrons secondaires a un maximum entre 1 eV à 2 eV et s'étend jusqu'à 30 eV. Il comprend de l'ordre de 50 % à 90 % du nombre total des photoélectrons émis. Par exemple, Eliseenko²⁷ a reporté que le taux d'électrons produit par la raie Al-K $_{\alpha}$ (1487 eV) en incidence normale est de 0,22 et que le taux d'électrons secondaires est de 0,18, soit de 82 % de l'ensemble.

Fischer²⁹ et Bernardini⁸ ont proposé un modèle qui fait intervenir les photoélectrons pour expliquer la désorption moléculaire induite par photons.

La désorption de molécules neutres des chambres à vide irradiées par le rayonnement synchrotron a déjà été observé par Fischer²⁹ en 1964 et pris en compte par le rapport³² sur l'accélérateur de Stanford en 1965. Ils ont calculé la désorption de molécules neutres induite par les photons en tenant compte de l'intermédiaire des photoélectrons. Ils ont estimé le nombre de molécules désorbées M_d :

$$M_d = 2 \theta \eta_{m,e} \eta_{p,e} N_\gamma \quad \text{molécules cm}^{-2} \text{ mA}^{-1}$$

θ	recouvrement surfacique	molécules cm^{-2}
$\eta_{m,e}$	probabilité de désorption	molécules électron ⁻¹
$\eta_{p,e}$	taux de photoélectrons	électrons photon ⁻¹
N_γ	nombre de photons par mA de faisceau	

Le facteur 2 est introduit parce que les photoélectrons désorbent en quittant la surface et reviennent vers la chambre à vide à cause de la géométrie fermée de l'accélérateur.

Cependant, le nombre de photoélectrons émis par photon incident dépend de l'énergie du photon, de la polarisation de la radiation, de l'état de la surface ainsi que de l'angle d'incidence ψ .

Un des paramètres intervenant dans la désorption par photons est l'angle ψ que fait la surface avec le faisceau du rayonnement synchrotron. Cet angle varie avec le rayon de courbure de l'accélérateur. La variation du taux de désorption moléculaire en fonction de ψ a été étudiée par Fischer²⁹ puis plus récemment par Gröbner³³. D'après ces auteurs, plus l'angle ψ est faible plus la désorption moléculaire est importante. Expérimentalement, le taux de désorption moléculaire varie en $1 / \sin(\psi)$ pour des angles ψ proches de la normale. Kobayashi⁴⁶ a effectué un calcul complet en tenant compte de la profondeur de pénétration des photons et a montré que la variation en $1 / \sin(\psi)$ n'est valable que pour de grands angles.

1.4/Modèles de désorption

De nombreux auteurs ont étudié la désorption de molécules neutres, en particulier Fischer²⁹, Mathewson⁴⁷ avec des électrons et Gröbner³³ avec des photons.

Fischer²⁹ a bombardé des échantillons en acier inoxydable pendant 14 jours avec des électrons d'énergie de 3 keV et une densité de courant de $0,25 \text{ mA cm}^{-2}$.

Au départ le taux de désorption moléculaire pour CO est de $\eta_{\text{CO}} = 1 \cdot 10^{-3}$ molécules électron⁻¹ et après 14 jours de $\eta_{\text{CO}} = 1,3 \cdot 10^{-6}$ molécules électron⁻¹. Par conséquent, le taux de désorption décroît avec le temps d'exposition des échantillons. ((Cette décroissance indique que pour obtenir un faible taux de désorption, il faut bombarder, "laver", l'échantillon.

De même, Gröbner³³ a observé la désorption d'une chambre à vide en Aluminium, exposée au rayonnement synchrotron à DCI, Orsay. Expérimentalement, la pression croît instantanément d'un facteur 100 à 1000 par rapport à la pression de base puis décroît très lentement au cours du temps. Ils ont noté la décroissance des pressions partielles des molécules désorbées H₂, CO, CO₂ et CH₄ en fonction du temps machine. Ils ont remarqué que la valeur initiale du taux de désorption moléculaire peut être réduit d'un facteur 10 à 20 pendant l'exposition. De plus, ils n'ont pas observé de limitation au nettoyage de la chambre à vide. Pour les quatre gaz, la décroissance de la pression P en fonction du temps suit une loi en :

$$P \simeq t^{-\gamma}$$

Les valeurs de γ se situent entre 0,4 et 0,7. Par exemple pour H₂, la remontée de pression initiale est de $4,7 \cdot 10^{-6}$ Pa par mA de faisceau et au bout d'une dose de faisceau de 10^3 mA*h, elle est de $1,5 \cdot 10^{-7}$ Pa par mA de faisceau. Si l'anneau DCI fournit un faisceau de 200 mA, cela correspond à 5 heures de temps machine.

Dans le but d'interpréter cet effet de nettoyage, on a étudié plus particulièrement deux types de modèles de désorption :

- 1) Modèle de surface
- 2) Modèle de diffusion

1.4.1 Modèle de surface

La théorie de la désorption par impact d'électrons a été développée par Redhead⁷⁰. Elle part du principe que la diminution du recouvrement de la surface, θ , est proportionnelle au recouvrement θ et à l'intensité I du faisceau d'électrons. On note F la surface exposée aux électrons. Par conséquent, le taux de désorption est donné par :

$$\frac{d\theta}{dt} = - \frac{\sigma}{F} I \theta$$

- | | |
|----------|---|
| θ | concentration en surface |
| σ | section efficace du processus de désorption |
| I | courant électrique |

e charge électrique élémentaire

La pression P dans l'enceinte de test est régie par (paragraphe 1.1.2) :

$$V \frac{dP}{dt} = Q_s - P S - \frac{F}{G} \frac{d\theta}{dt} \quad (1)$$

Dans les collisions gaz surface, le bilan moléculaire tient compte du nombre de molécules frappant la surface en se condensant et du nombre de molécules quittant la surface après un temps de séjours τ .

$$\frac{d\theta}{dt} = \frac{1}{4} v \kappa G P - \frac{\theta}{\tau} - \frac{\sigma}{F} \frac{1}{\theta} \quad (2)$$

*D'équilibre stat. qui
adsorption + desorption*

→ desorption stimulée par éléctron.

Donc l'évolution de la pression dans l'enceinte de test est donnée par la résolution du système (1) et (2). La résolution complète est donnée en appendice A.

$$P = P_0 + \frac{(\alpha_1 + \frac{1}{\tau'}) (\alpha_2 + \frac{1}{\tau'}) (\tau - \tau') \{ \exp(\alpha_1 t) - \exp(\alpha_2 t) \}}{(\alpha_2 - \alpha_1)} P_0$$

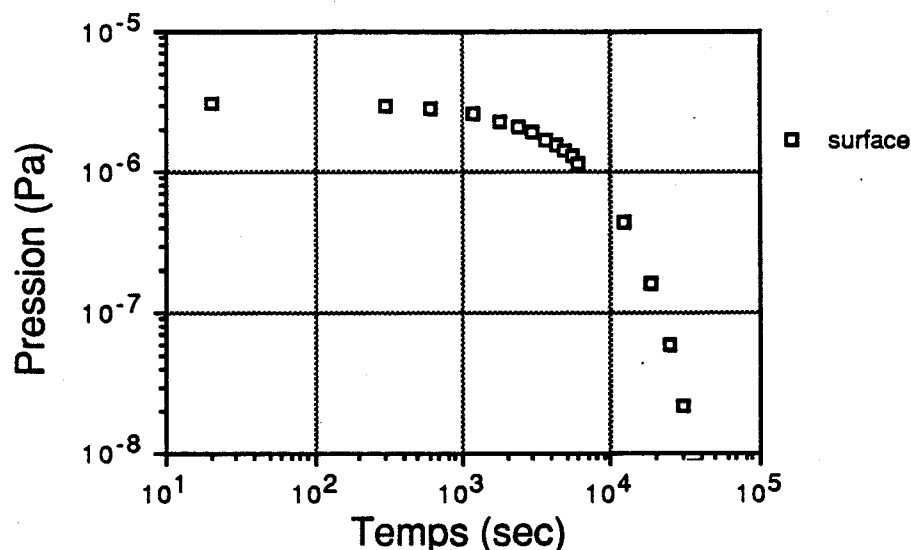
$$\alpha_{1,2} = \frac{1}{2} \left\{ - \frac{S + \frac{1}{4} v \kappa F + \frac{V}{\tau'}}{V} \pm \sqrt{\left(\frac{S + \frac{1}{4} v \kappa F + \frac{V}{\tau'}}{V} \right)^2 - \frac{4 S}{V \tau'}} \right\}$$

On note t_m le temps pour lequel la pression est maximale. On constate que la pression se comporte comme une exponentielle pour des temps supérieurs à t_m . La figure 3 montre le comportement de la pression P en fonction du temps d'exposition t. L'enceinte à vide de volume V est couplée à une pompe de vitesse de pompage S. Les valeurs des différents paramètres θ , σ , τ et κ sont mentionnées ainsi que le temps t_m :

$$t_m = \frac{\text{Log}(\frac{\alpha_1}{\alpha_2})}{\alpha_2 - \alpha_1}$$

$$t > t_m \quad P \simeq \exp(\alpha_1 t)$$

Le coefficient de collage κ est pris constant, égal à 0,5. Or d'après le paragraphe 1.1.1, le coefficient de collage décroît avec le recouvrement surfacique. Cependant, une relation entre κ et θ fait augmenter le nombre de paramètres. En effet, les paramètres sont au nombre de 4 ($\theta, \sigma, \tau, \kappa$) pour κ constant et plus si κ n'est pas constant. On peut toujours ajuster la courbe $P = f(t)$ en augmentant le nombre de paramètres! Au contraire, le modèle de diffusion, développé au paragraphe 1.4.2 n'a que 3 paramètres à ajuster.



θ	$7,0 \cdot 10^{15} \text{ mol cm}^{-2}$
σ	10^{-16} cm^2
τ	10^5 sec
κ	0,5
S	$34 \text{ litre sec}^{-1}$
V	10 litre
F	25 cm^2
I	100 μA
t_m	0,22 sec

Figure 3: Variation de la pression dans un modèle de surface.

Ce modèle ne permet pas de décrire les observations expérimentales à cause de la décroissance exponentielle de la pression après le temps t_m . En effet, le comportement exponentiel de la pression n'a pas été observé par Gröbner⁵⁵ où la loi de décroissance est plutôt de la forme $t^{-\gamma}$. Marin⁵⁷ a comparé les valeurs de la pente γ pour différentes machines :

Accélérateur	γ
Daresbury	0,75
KEK	0,76 et 0,69
Super ACO	0,74

mais c'était avec des photons !

1.4.2 Modèle de diffusion

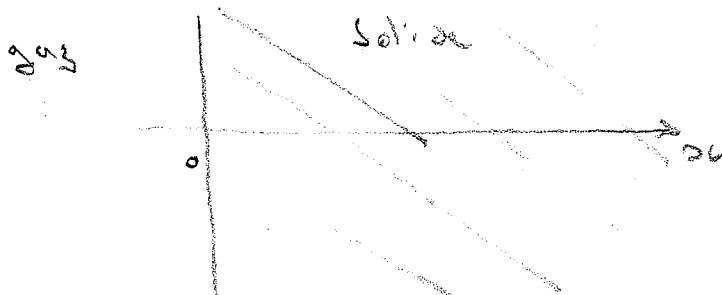
Malev⁵⁵ a utilisé un modèle de diffusion pour élaborer la théorie des interactions gaz métal dans un vide poussé. Par cette voie, Malev⁵⁵ a obtenu des solutions analytiques pour le calcul du flux de gaz dans le cas de la désorption thermique ou de la désorption induite par électrons. Le modèle de diffusion a été développé mathématiquement par Crank²⁰ et Carslaw¹⁷.

Cette approche est différente de la précédente car, dans ce cas, le volume du solide tout entier participe à la désorption et non pas seulement la couche adsorbée en surface.

On considère la diffusion du gaz à travers un solide semi-infini. La concentration dans le matériau est notée C , le coefficient de diffusion D et le flux moléculaire q . On suppose le problème à une dimension pour simplifier la résolution des équations. La diffusion est régie par les deux lois de Fick :

$$\frac{\partial C}{\partial t} = D \frac{\partial^2 C}{\partial x^2}$$

$$q = -D \frac{\partial C}{\partial x}$$



Si on considère un solide semi infini, les conditions aux limites s'écrivent :

$$q_d = K C(x=0) \quad \text{et} \quad \left(\frac{\partial C}{\partial x}\right)(x \rightarrow \infty) = 0$$

K coef électronique

La première condition implique que le taux de dégazage q_d soit proportionnel à la concentration C de gaz à la surface ($x=0$). Le coefficient de proportionnalité est noté K , coefficient électrique. Le coefficient K s'exprime en fonction de la section efficace du processus de désorption σ et du courant I des électrons primaires.

$$K \simeq \sigma I$$

La deuxième condition implique que pour x tendant vers l'infini, il n'y a pas de flux entrant ni sortant de molécules. C'est à dire que le bilan moléculaire en x tendant vers l'infini est nul.

De plus, on suppose que la concentration initiale C_0 du gaz contenu dans le volume est constant. L'hypothèse sur C_0 est un choix de calcul.

Dans le cas d'un solide semi-infini, la résolution du système des équations de Fick et des conditions aux limites est donnée en appendix B :

$$q_d = K C_0 \exp\left(\frac{K^2 t}{D}\right) \operatorname{erfc}\left(\sqrt{\frac{K^2 t}{D}}\right) \quad \text{Pa litre sec}^{-1} \text{ cm}^{-2}$$

C_0	concentration initiale en Pa litre cm^{-3}
D	coefficient de diffusion en $\text{cm}^2 \text{ sec}^{-1}$
C	concentration du gaz en Pa litre cm^{-3}
K	coefficient électrique en cm sec^{-1}

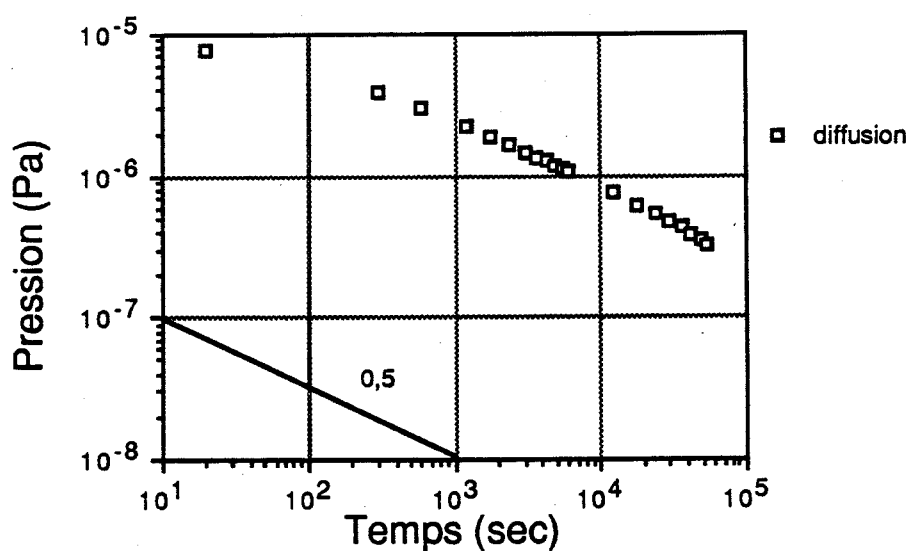
L'expression du taux de dégazage se simplifie dans le cas où $t > D/K^2$ avec le développement limité de :

$$\begin{aligned} u \rightarrow \infty \quad \text{alors} \quad \exp(u) \operatorname{erfc}(u) &\approx \frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{\sqrt{u}} \\ t > \frac{D}{K^2} \quad \text{alors} \quad q_d &\approx C_0 \sqrt{\frac{D}{\pi}} \frac{1}{\sqrt{t}} \end{aligned}$$

Ce modèle simplifié permet de prédire la décroissance en $t^{-1/2}$ de la pression P au cours du temps ce qui donne une pente 0,5. Ce modèle s'applique pour l'hydrogène car on néglige toutes réactions chimiques à la surface de l'échantillon. Cependant, ce modèle ne tient pas compte de la réadsorption en surface des molécules de gaz.

Dans le cas plus général, on considère une solide d'épaisseur R . Les conditions aux limites changent. Elles deviennent :

$$q_d = K C(x=0) \quad \text{et} \quad \left(\frac{\partial C}{\partial x}\right)(x=R) = 0$$



C_0	$8,0 \cdot 10^4 \text{ Pa litre cm}^{-3}$
D	$6,3 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-1}$
K	$1,8 \cdot 10^{-10} \text{ cm sec}^{-1}$
R	$50 \text{ \AA}$
S	$34 \text{ litre sec}^{-1}$
V	10 litre

Figure 4: Variation de la pression dans un modèle de diffusion.

De même cette deuxième équation implique qu'il n'y a pas de flux de molécules entrant ni sortant de la surface en $x = R$. La résolution complète est donnée en appendix B. Le taux de désorption est égal à :

$$q_d = K C_0 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2 \sin(\mu_n) \cos(\mu_n)}{\mu_n + \sin(\mu_n) \cos(\mu_n)} \exp(-\mu_n^2 \frac{D t}{R^2})$$

Les valeurs de μ_n sont solution de l'équation :

$$\cotg(\mu_n) = \frac{D \mu_n}{K R}$$

A la figure 4 est montré le comportement de la pression en fonction du temps t d'exposition. La pression décroît en $t^{-1/2}$. Les conditions expérimentales sont identiques à celles du modèle de désorption en surface. Les valeurs des paramètres C_0 , K , D et R sont indiquées.

Les auteurs suivants ont traité de la diffusion: Jost⁴⁴, Nowick⁶⁷ et Philibert⁶⁸. La résolution des équations de diffusion est donnée par : Luikov⁵⁴, Monin⁶⁵, Nougier⁶⁶ et Shih⁷⁴.

1.5/Taux de désorption moléculaire

Le taux de désorption moléculaire η est égal au nombre de molécules désorbées par électron incident ou par photon incident. Toutes les mesures expérimentales sont exprimées en fonction du taux de désorption moléculaire parce qu'il est une caractéristique de la surface du matériau et est surtout indépendant de la vitesse de pompage S . L'évolution de la pression dans le système à vide est régie par :

$$V \frac{dP}{dt} = Q_s + Q_d - P S$$

Q_s dégazage de base thermique
 Q_d dégazage par électrons ou par photons
 S vitesse de pompage

Le taux de dégazage Q_d est relié au taux de dégazage surfacique q_d par la surface F de l'échantillon.

$$Q_d = F q_d$$

La pression de base P_0 dépend uniquement du taux de dégazage statique :

$$P_0 = \frac{Q_s}{S}$$

Dans le cas quasi stationnaire où la pression varie peu au cours du temps, la remontée de pression dans l'enceinte à vide est proportionnelle au taux de dégazage Q_d induit par électrons ou par photons.

$$\Delta P = P - P_0 = \frac{Q_d}{S}$$

Le taux de désorption est calculé à partir du taux de dégazage Q_d et du nombre dN/dt d'électrons ou de photons primaires par seconde.

$$\eta = G \frac{Q_d}{\frac{dN}{dt}}$$

Taux de dégazage (10⁻⁶ mbarre par sec)
(10⁻⁶ litre sec⁻¹)

nb de $|e^-|$ par seconde

Ce formalisme mathématique est utilisé dans les chapitres expérimentaux 2 et 3 pour analyser les données numériques. Ainsi la connaissance de la remontée de la pression dans l'enceinte à vide permet de calculer le taux de désorption moléculaire.

$$\hookrightarrow \eta = S G \frac{(P - P_0)}{\frac{dP}{dt}}$$

Dans la expérience on fixe S grâce à une conductance C connue.

d'où

$$\eta_{\text{expt}} = C G \frac{(P - P_0)}{\frac{dP}{dt}}$$

CHAPITRE 2

ETUDE EXPERIMENTALE DE LA DESORPTION PAR PHOTONS

Les mesures du taux de désorption moléculaire induite par photons ont été réalisées sur la machine DCI au laboratoire LURE à Orsay, Paris.

Cette expérience fait partie d'une série de mesures entreprises par Gröbner³³ et Mathewson³³ à Orsay. Ils ont utilisé cette facilité pour étudier le comportement de différentes chambres à vide, en vue de simuler la désorption due au rayonnement synchrotron du LEP. Pour cela, plusieurs types d'échantillon ont été choisis, en particulier l'Aluminium utilisé pour la fabrication des chambres à vide LEP ainsi que des aciers inoxydables de type Nimonic. En outre, ces échantillons possèdent une couche d'oxyde de nature différente. Pour l'Aluminium c'est de l'oxyde d'aluminium Al_2O_3 , pour le Nimonic c'est de l'oxyde de chrome Cr_2O_3 .

Il est alors intéressant de comparer le comportement de ces différents échantillons exposés aux photons du rayonnement synchrotron. On peut étudier l'influence de la couche d'oxyde sur le taux de désorption initial des gaz désorbés et sur la décroissance du taux de désorption moléculaire en fonction de la durée d'exposition.

La surface des échantillons n'est pas une surface idéale. Au contraire, des molécules de toute nature ainsi que des impuretés y sont adsorbées. Par conséquent, il est impossible de connaître avec certitude l'arrangement des différents éléments constituant la surface à cause de la structure entièrement poreuse de la couche d'oxyde. La situation est différente de la physique du solide où il est généralement étudié des surfaces idéales de cristaux parfaits.

2.1/Rayonnement synchrotron de DCI

Avant de décrire le système à vide expérimental, il est nécessaire de revoir les propriétés du rayonnement synchrotron, fourni par l'anneau de stockage DCI à Orsay. Le spectre en énergie des photons émis d'un synchrotron dépend de plusieurs paramètres :

Le rayon de courbure ρ , l'énergie du faisceau E , l'intensité du faisceau I ainsi que les propriétés intrinsèques de l'électron.

L'étude du rayonnement synchrotron est faite par Sokolov⁷⁶ ainsi que par Winick⁷⁸ et Mack⁵⁵. Le spectre en énergie du rayonnement synchrotron est donné par la formule :

$$\frac{d^2N}{d\epsilon dt} = \frac{9\sqrt{3} W}{8\pi \epsilon_c^2} \int_x^\infty K_{5/3}(y) dy$$

$$W = \frac{4\pi r_e E^4 I}{3e E_0^3 \rho} \quad \text{et} \quad x = \frac{\epsilon}{\epsilon_c}$$

$$\epsilon_c = \frac{3}{4\pi} \frac{hc}{\rho} \left(\frac{E}{E_0} \right)^3$$

On note W la puissance rayonnée et ϵ_c l'énergie critique. L'application numérique donne :

$$\frac{d^2N}{d\epsilon dt} = 6,95 \cdot 10^{13} \frac{I \rho}{E^2} \int_x^\infty K_{5/3}(y) dy \quad \text{photons } eV^{-1} \text{ sec}^{-1}$$

$$\epsilon_c = 2,218 \cdot 10^3 \frac{E^3}{\rho} \quad eV$$

$$W = 88,5 \frac{E^4 I}{\rho} \quad \text{Watts}$$

ϵ_c	énergie critique
E_0	énergie de masse de l'électron
r_e	rayon classique de l'électron
ϵ	énergie du photon
I	intensité du courant du faisceau en mA
E	énergie de la machine en GeV
ρ	rayon de courbure de l'aimant en mètre

Pour obtenir le nombre total de photons émis par le rayonnement synchrotron par seconde, il faut intégrer l'expression $d^2N/d\epsilon dt$ sur l'ensemble des valeurs de ϵ de 0 à ∞ :

$$\frac{dN}{dt} = 8,08 \cdot 10^{17} E I \quad \text{photons sec}^{-1}$$

Dans l'expérience de désorption, le rayonnement synchrotron a une étendue angulaire de 5 mrad dans le plan horizontal (paragraphe 2.2.1). De l'expression précédente, on déduit le nombre de photons émis dans 5 mrad :

$$\frac{dN}{dt} = 6,43 \cdot 10^{14} E I \quad \text{photons sec}^{-1}$$

*nb de photons
emis par sec
pour 5 mrad*

La figure 5 montre une compilation des caractéristiques de différents accélérateurs, d'après Mathewson⁶².

Accélérateur	E	ϵ_c	F_p	W_p
LEP (CH)	55	119	$2,3 \cdot 10^{15}$	13,4
PETRA (D)	30	243	$1,6 \cdot 10^{16}$	188
PEP (USA)	14,5	40,8	$1,1 \cdot 10^{16}$	22,7
DCI (F)	1,72	2,95	$5,76 \cdot 10^{16}$	8,45

E	énergie de faisceau	GeV
ϵ_c	énergie critique	keV
F_p	flux de photons	photons sec ⁻¹ m ⁻¹ mA ⁻¹
W_p	puissance de radiation	W m ⁻¹ mA ⁻¹

Figure 5: Paramètres d'accélérateurs.

2.2/Expérience d'Orsay

2.2.1 Mise en place expérimentale

Le plan du système expérimental est donné à la figure 6. Il se compose d'une partie pompage et d'une partie test. La vanne V_1 sert à isoler l'ensemble du système expérimental de l'anneau DCI et une seconde vanne V_2 sert à isoler la partie de test de la partie pompage.

La chambre de test contient les échantillons. Elle est reliée à l'ensemble de pompage par le collimateur C_2 . La partie pompage consiste en une pompe ionique de $400 \text{ litre sec}^{-1}$ et de deux pompes à sublimation de titane, dont l'ensemble fournit une vitesse de pompage de $2000 \text{ litre sec}^{-1}$.

Avant de commencer les mesures de désorption sur les échantillons, il faut une pression de base dans la partie test de l'ordre de 10^{-8} Pa . Pour cela, on effectue l'étuvage de la chambre de test pendant 24 heures à la température de 150°C . La procédure d'étuvage est décrite au paragraphe 3.2.

Pour cette expérience, les 8 échantillons, $47 \text{ mm} \times 60 \text{ mm}$, sont vissés chacun sur une plaque en cuivre et sont montés sur un porte échantillon commun. Le porte échantillon peut être tourné de manière à placer l'échantillon désiré dans la position où il est exposé aux photons en incidence normal.

Lors du bombardement par les photons, la mesure du courant de photoélectrons a été effectuée. Pour cela, on porte l'échantillon à un potentiel négatif pour mesurer les photoélectrons quittant l'échantillon. L'échantillon est mis sous tension à l'aide d'un fil conducteur, isolé électriquement de l'enceinte.

Une donnée importante du montage expérimental est la répartition angulaire verticale des photons. Pour une particule relativiste, l'émission est dirigée vers l'avant suivant la direction du vecteur vitesse avec un faible angle vertical.

Le rayonnement synchrotron fourni par l'aimant de courbure a un angle d'ouverture vertical de $16,7 \text{ mrad}$. Le collimateur C_1 a été introduit pour limiter l'ouverture verticale et horizontale du rayonnement de manière à ce que les photons frappe uniquement les échantillons. L'ouverture verticale et horizontale du collimateur est de 5 mrad .

Le calcul de l'étendue angulaire verticale pour des photons d'énergie $\varepsilon \ll \varepsilon_c$ est de :

$$\Delta\Psi = 2 \frac{E}{E} \left(\frac{\varepsilon_c}{\varepsilon} \right)^{1/3}$$

Puisque $\varepsilon_c \simeq E^3$ alors $\Delta\Psi$ est indépendant de l'énergie du faisceau. ε est exprimé en eV et ρ en mètre. On trouve alors :

$$\Delta\Psi = 1,33 \cdot 10^{-2} (\rho \varepsilon)^{-1/3} \quad \text{radian}$$

Le rayon de courbure de l'anneau DCI est de $\rho = 3,82$ m et l'angle d'ouverture vertical du collimateur C_1 est de 5 mrad. D'après l'équation ci dessus, les photons d'énergie inférieure à $\varepsilon = 5$ eV sont coupés partiellement car l'étendue angulaire est justement supérieure à 5 mrad.

Le collimateur C_2 d'ouverture A , $25 \text{ mm} \times 25 \text{ mm}$, sert de conductance connue pour la mesure du flux de gaz désorbé. Le collimateur C_2 n'est pas exposé au rayonnement. Le calcul de la conductance C du collimateur C_2 est donné par Mongondin⁶⁴. On considère un écoulement à travers un orifice dans le domaine du vide moléculaire. Les pressions P_1 et P_2 sont mesurées à l'aide des jauges J_1 et J_2 . Le flux de gaz Q s'exprime en fonction de la conductance C :

$$Q = \frac{1}{4} v (P_1 - P_2) A = C (P_1 - P_2)$$

La conductance C dépend de la masse molaire M et de la température T prise égale à 295° K :

$$C = 11,6 A \sqrt{\frac{28}{M}} \quad \text{litre sec}^{-1} \quad \text{avec } A \text{ en cm}^2$$

Pour une surface carrée de $25 \text{ mm} \times 25 \text{ mm}$

$$C = 72,5 \sqrt{\frac{28}{M}} \quad \text{litre sec}^{-1}$$

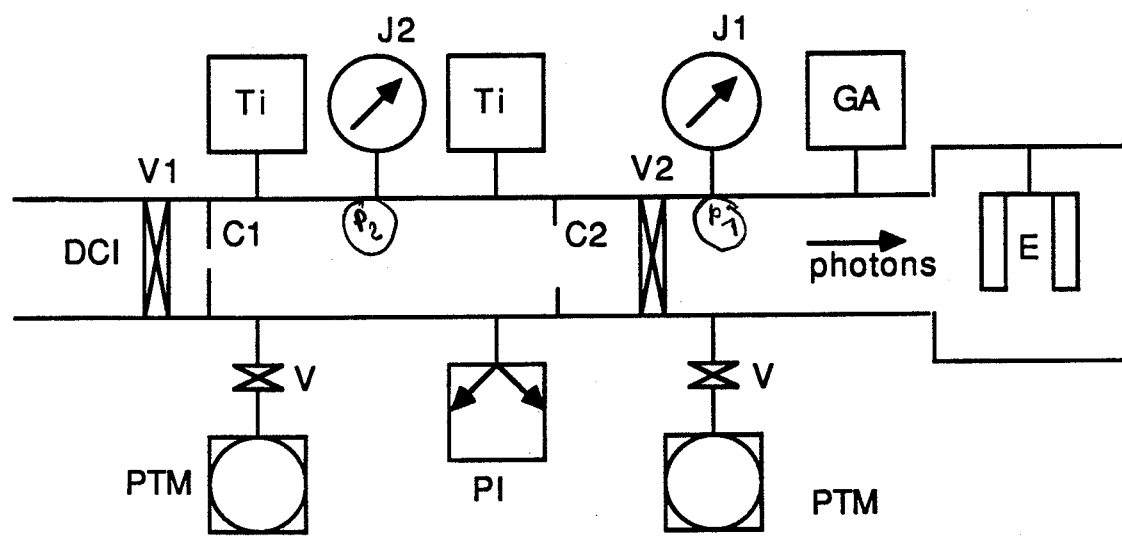
2.2.2 Mesure expérimentale

Selon Mongondin⁶⁴ la variation de la pression P dans une enceinte à vide de volume V ayant une vitesse de pompage S et un taux de dégazage Q est régit par :

$$V \frac{dP}{dt} = Q - S P$$

Le taux de dégazage Q est la somme du taux de dégazage en vide limite Q_s et d'un terme de désorption dû au rayonnement synchrotron Q_p . Le dégazage statique correspond à une pression de base P_0 .

$$Q = Q_p + Q_s$$



- V vanne
- PI pompe ionique
- J jauge Bayard-Alpert
- E échantillon
- C2 conductance calibrée
- PTM pompe turbo-moléculaire
- Ti pompe a sublimation de titane
- GA analyseur de gaz quadrupolaire
- C1 collimateur

Figure 6: Plan du système utilisé à DCI.

Le flux de gaz Q_s est relié aux pressions initiales sans faisceau P_1^0 et P_2^0 et de la conductance C :

$$Q_s = C (P_1^0 - P_2^0)$$

D'autre part, le taux de désorption Q avec faisceau dépend des pressions P_1 et P_2 :

$$Q = C (P_1 - P_2)$$

On en déduit le taux de désorption dû aux photons :

$$Q_p = C (P_1 - P_2) - C (P_1^0 - P_2^0)$$

$$\Leftrightarrow Q_p = C (P_1 - P_1^0) - C (P_2 - P_2^0)$$

$$\Leftrightarrow Q_p = C (\Delta P_1 - \Delta P_2)$$

Expérimentalement, la pression P_1 remonte d'un facteur 100 à 1000 pendant plusieurs minutes puis décroît lentement au cours du temps. Dans la pratique, la remontée de pression ΔP_2 est négligeable par rapport à ΔP_1 . L'erreur est inférieure à 10%.

$$Q_p \approx C \Delta P_1$$

Le terme Q_p s'exprime en fonction du taux de désorption moléculaire η et du nombre de photons dN/dt frappant l'échantillon par unité de temps.

$$Q_p = \frac{\eta}{G} \frac{dN}{dt}$$

On en déduit le taux de désorption moléculaire :

$$\eta = G C \frac{\Delta P_1}{\frac{dN}{dt}}$$

Le flux total de photons qui entre dans la chambre de test à travers le collimateur C_1 d'ouverture 5 mrad est :

$$\frac{dN}{dt} = 6,43 \cdot 10^{14} E I \quad \text{photons sec}^{-1}$$

On en déduit l'expression du taux de désorption moléculaire :

$$\eta = 1,46 \cdot 10^5 \frac{\Delta P_1}{E I \sqrt{M}}$$

Pour une énergie de travail de 1,1 GeV, on obtient la relation entre l'accroissement de la pression mesurée et le taux de désorption moléculaire correspondant.

$$\eta = 1,33 \cdot 10^5 \frac{\Delta P_1}{I \sqrt{M}} \quad \text{mol photon}^{-1}$$

Annotations manuscrites :
 - ΔP_1 : mesure
 - I : intensité du courant de photons
 - M : masse molaire

L'expérience consiste donc à relever la pression totale et partielle des gaz dans la chambre de test pendant la désorption. Tous les échantillons sont étudiés à tour de rôle en tournant le porte échantillon. Entre deux échantillons successifs, on attend que la pression dans la partie test soit redevenue au même niveau que la pression de base.

Pour enregistrer la pression totale dans la partie pompage et dans la partie test ainsi que les pressions partielles des gaz désorbés, on utilise un micro ordinateur qui commande l'analyseur de gaz résiduel et les deux jauges J_1 et J_2 . Le micro ordinateur acquiert les données et les enregistre sur disquette.

Les échantillons sont caractérisés par la quantité de gaz qu'ils désorbent. Pour cela, on intègre le terme de désorption Q_p dans l'équation de Mongodin⁶⁴ entre le début du bombardement, à l'instant $t = 0$, et la fin du bombardement à l'instant t .

Le nombre de molécules désorbées N_d est :

$$N_d = G \int_0^t Q_p(t) dt$$

Dans la pratique, l'intégrale est calculée numériquement par la méthode de Simpson.

2.3/Préparation des échantillons

Il a été étudié plus particulièrement 8 échantillons, 60mm × 47mm × 5mm, de nature et de composition différentes. Deux différents alliages ont été choisis pour l'étude de la désorption. Il a été préparé des échantillons de référence à partir de ces deux types de matériaux :

1) Aluminium de type ISO AlMgSi utilisé pour la construction des chambres à vide LEP.

2) Acier inoxydable de haute température de type Nimonic PE 13.

Le nettoyage chimique consiste en un dégraissage de l'échantillon par un détergent puis en un décapage à la soude NaOH suivi par une immersion dans l'acide nitrique HNO_3 puis en un rinçage à l'eau déminéralisée. La surface des échantillons en Aluminium et en Nimonic est caractérisée par une couche d'oxyde d'environ 50 Å d'épaisseur lorsqu'ils sont exposés à l'air à la température ordinaire.

Un échantillon Aluminium a été chauffé dans un four à la température de 500°C dans une atmosphère d'oxygène à la pression de 10 Pa pendant 96 heures. Ce procédé d'oxydation permet d'obtenir une couche d'oxyde de MgO de 500 Å environ à la surface. La surface d'un autre échantillon en Aluminium a été recouvert d'une couche de titane par sublimation in situ à la pression de 10^{-7} Pa. Ce procédé permet d'obtenir une couche épaisse de TiO et de Ti de 900 Å environ.

En plus, il a été préparé un échantillon en Alumine pure Al_2O_3 nettoyé par chauffage à haute température, 950°C à l'air. L'échantillon Al_2O_3 a été choisi non pas comme un matériau susceptible de rentrer dans la fabrication de chambre à vide mais plutôt pour comparer l'Alumine massif avec les couches d'oxyde des échantillons en Aluminium et en Nimonic.

Un échantillon Nimonic, de même nature que le précédent, a été traité par un procédé spécial d'oxydation à haute température qui permet de sélectionner un seul type d'oxyde en surface. Cette préparation est due à Heimes³⁹ et à Andritschky⁴. Le résultat de ce procédé d'oxydation est la formation d'une couche d'oxyde pure et dense de 2µm d'épaisseur de Cr_2O_3 .

Après leur installation dans le système à vide et pour procéder aux expériences de désorption, tous les échantillons sont étuvés in situ à 150°C pendant 24 heures.

L'analyse de la surface et de la couche d'oxyde des 8 échantillons a été effectuée par spectrométrie Auger. La spectrométrie Auger permet aussi de déterminer l'épaisseur de la couche d'oxyde. La composition de la surface des échantillons est donnée à la figure 7. On note R la couche d'oxyde. Czanderna²¹ explique le principe de la spectrométrie Auger pour déterminer la composition en surface.

Les références des 8 échantillons montés sur le porte échantillon sont les suivantes :

N° 1 Alumine (99,8% Al_2O_3 , 0,2% SiO) chauffé à l'air pendant 24 h, chauffé dans le vide à 500 °C pendant 24 h.

N° 2 Nimonic PE 13 (50% Ni, 22% Cr, 18% Fe, 9% Mo) alliage à haute température, chauffé dans une enceinte à vide à 500°C pendant 24 h.

N° 3 Nimonic PE 13 oxydé (50% Ni, 22% Cr, 18% Fe, 9% Mo) alliage à haute température oxydé dans un mélange de gaz ($\text{Ar}/\text{H}_2\text{O}/\text{H}_2 = 9,25 \cdot 10^4/5 \cdot 10^3/2,5 \cdot 10^3$ Pa) à 950°C pendant 24 h.

N° 4 Alliage d'Aluminium (LEP) nettoyé à la soude et à l'acide nitrique, étuvé à 500°C dans une enceinte à vide pendant 24 h.

N° 5 Alliage d'Aluminium (LEP) nettoyé à la soude et à l'acide nitrique.

N° 6 Alliage d'Aluminium (LEP) nettoyé à la soude et à l'acide nitrique, étuvé à 500°C dans une enceinte à vide pendant 24 h, étuvé à 500°C dans une atmosphère de deutérium ($P = 10^3$ Pa) pendant 48 h, nettoyé à la soude et à l'acide nitrique.

N° 7 Alliage d'Aluminium (LEP) nettoyé à la soude et à l'acide nitrique, étuvé à 500°C dans une enceinte à vide pendant 24 h, étuvé à 500°C dans une atmosphère d'oxygène ($P = 10$ Pa) pendant 96 h.

N° 8 Alliage d'Aluminium (LEP) nettoyé à la soude et à l'acide nitrique, étuvé à 500°C dans une enceinte à vide pendant 24 h, recouvert par une couche de titane sublimé.

échantillon	surface (%)	oxyde	R(Å)
N° 1 Alumine	52 C,15 Al,33 O	Al ₂ O ₃	
N° 2 Nimonic	32 C,26 Ni,12 O,13 Cr	Cr ₂ O ₃	40
N° 3 Nimonic	non mesurable	Cr ₂ O ₃	20000
N° 4 Aluminium	2 C,65 Al,33 O	Al ₂ O ₃	34
N° 5 Aluminium	30 C,37 Al,25 O,5 F	Al ₂ O ₃	40
N° 6 Aluminium	9 C,53 Al,30 O,7 F	Al ₂ O ₃	40
N° 7 Aluminium	2 C,9 Al,20 O,74 MgO	70 MgO/Al ₂ O ₃	500
N° 8 Aluminium	8 C,34 O,57 TiO	TiO/Ti	900

Figure 7: Composition en surface et épaisseur de l'oxyde des échantillons.

2.4/Résultats expérimentaux

2.4.1 Table des résultats

Les caractéristiques du faisceau de la machine sont au départ : une intensité de 0,68 mA pour une énergie de 1,1 GeV. La mesure des photoélectrons a été effectuée ainsi que le relevé des remontés de pression consécutif à l'exposition des échantillons. Puis on a procédé à une augmentation de l'intensité du faisceau à une valeur de 15 mA pour une énergie identique de 1,1 GeV. De nouveau, les 8 échantillons sont exposés au rayonnement de la machine successivement en attendant, pour chaque échantillon, une pression de base proche de 10^{-8} Pa.

L'expérience consiste à exposer l'un après l'autre les 8 échantillons au rayonnement synchrotron. Il s'agit de relever l'accroissement de la pression ΔP_1 dans la chambre de test en fonction du temps d'exposition. On observe expérimentalement la désorption des gaz H₂, CH₄, CO et CO₂. Les valeurs initiales des taux de désorption sont reportées à la figure 8 pour chaque échantillon. Les numéros des échantillons correspondent à l'ordre indiqué au paragraphe 2.3.

Pendant l'exposition de l'échantillon, le taux initial de désorption moléculaire diminue graduellement avec le temps par le phénomène appelé nettoyage par faisceau. Le taux de désorption moléculaire en fonction du nombre de photons frappant

l'échantillon est reporté de la figure 9 à 16 pour les 8 échantillons. Les numéros des échantillons correspondent à l'ordre indiqué au paragraphe 2.3. Le taux de désorption moléculaire pour les quatre gaz désorbés H_2 , CH_4 , CO et CO_2 est exprimé en fonction du nombre de photons primaires par cm^2 d'échantillon.

2.4.2 Influence de la couche d'oxyde

Le taux initial de désorption est donné à la figure 8. Pendant l'exposition des échantillons, les gaz désorbés sont en ordre d'importance H_2 , CO , CO_2 et CH_4 .

Pour l'Aluminium N° 5, les valeurs des taux de H_2 , CO et CO_2 sont très voisins. Pour le Nimonic N° 2 les gaz prédominants sont dans l'ordre CO_2 et H_2 mais les valeurs des taux de désorption moléculaire sont presque identiques. Le CH_4 est toujours minoritaire quelque soit le type d'échantillon et de traitement.

Pour les deux échantillons oxydés, Nimonic N° 3 et Aluminium N° 7, la désorption de gaz contenant l'élément oxygène, CO et CO_2 , devient aussi important que l'hydrogène H_2 . En effet, la désorption de CO_2 est nettement supérieure à celle de H_2 et en fonction de la dose de bombardement, cette différence s'atténue jusqu'à disparaître. Ce comportement peut s'expliquer par la forte concentration en oxygène de la surface et dans la couche d'oxyde, d'après la composition donnée à la figure 7.

Le taux initial de désorption pour chaque gaz H_2 , CH_4 , CO et CO_2 a des valeurs similaires comprises dans un facteur 5 pour les différents échantillons. Cette constatation implique une faible influence de la couche d'oxyde Al_2O_3 ou Cr_2O_3 sur le taux de désorption moléculaire.

2.4.3 Variation du taux de désorption avec le temps

Le taux de désorption de tous les gaz décroît lentement en fonction de la dose avec une pente comprise entre 0,4 à 0,8. Cependant, il apparaît un effet de saturation pour H_2 , CO et CO_2 pour des doses élevées, 10^{18} photons par cm^2 alors que CH_4 décroît toujours plus rapidement, même à forte dose.

Le phénomène de saturation peut être interprété comme une sous évaluation de la pression de base P_0 en vide limite, prise dans le calcul du taux de désorption moléculaire. En effet, la pression P_0 est la somme de la pression statique en vide limite sans faisceau et d'une pression dynamique due à la désorption indirecte des photons réfléchis et des photoélectrons qui viennent frapper la chambre à vide. L'augmentation de la pression de base a pour effet de faire chuter les valeurs du taux de désorption moléculaire surtout à des valeurs de dose élevée.

Expérimentalement, il faut attendre une dose de 10^{19} photons cm^{-2} pour voir chuter le taux de désorption d'un facteur 10. La diminution du taux de désorption en fonction de la dose est indiquée à la figure 17.

L'Aluminium oxydé N° 7 se nettoie le plus vite, d'un facteur 20 alors que l'échantillon Nimonic N° 2 se nettoie le plus lentement, d'un facteur 7. On remarque l'influence de la couche d'oxyde sur la courbe de nettoyage. En effet, en comparant la valeur du Nimonic N° 2, facteur 7, avec la valeur de l'Aluminium N° 5, facteur 15, on constate que la couche d'oxyde Cr_2O_3 se nettoie moins rapidement que la couche d'oxyde Al_2O_3 . De même, la couche d'oxyde TiO permet aussi de ralentir la vitesse de nettoyage de l'échantillon N° 8, d'un facteur 7.

La figure 18 montre le taux de désorption moléculaire de l'hydrogène en fonction du nombre de molécules désorbées. Cette étude est faite sur l'échantillon en Aluminium N° 5. Le taux de désorption moléculaire chute avec le nombre de molécules désorbées. Ce fait peut être expliqué par l'appauvrissement de la couche d'oxyde en hydrogène pendant la désorption. Le taux de désorption décroît continuellement pour des valeurs élevées du nombre de molécules désorbées. Le taux de désorption moléculaire décroît d'un facteur 10, pour un nombre de molécules pompées de l'ordre de 10^{16} molécules par cm^2 , ce qui représente une dizaine de monocouche.

2.4.4 Nombre de molécules désorbées

L'échantillon se caractérise aussi par le nombre de molécules désorbées N_d pendant le nettoyage. Le calcul est effectué pour une dose intégrée de 10^{19} photons par cm^2 . La compilation des résultats est donnée à la figure 17.

Le nombre de molécules désorbées est de l'ordre de 10^{16} molécules par cm^2 . C'est ainsi que l'échantillon N° 7 correspondant à l'Aluminium oxydé contient 7 fois plus de gaz adsorbé que l'Alumine N° 1 et 2 fois plus de gaz que l'Aluminium LEP N° 4. Une telle différence existe peu pour les aciers Nimonic N° 2 et Nimonic oxydé N° 3 où les concentrations sont respectivement de $6,6 \cdot 10^{15}$ et de $5,7 \cdot 10^{15}$.

Pour obtenir un nombre de molécules désorbées le plus faible possible, on a intérêt à porter l'attention sur la préparation de l'échantillon avant sa mise en place dans l'enceinte à vide, plutôt que sur la nature du matériau.

En effet, l'échantillon N° 4 est l'exemple le plus frappant, ayant été préalablement étuvé à 500°C . C'est ainsi que pour une dose de 10^{19} photons par cm^2 , l'échantillon N° 4 ne désorbe que $6 \cdot 10^{15}$ molécules par cm^2 contre $5 \cdot 10^{16}$ molécules par cm^2 pour l'échantillon N° 7, qui a été préalablement oxydé. Par conséquent, le choix du matériau pour la construction de chambre à vide est important mais ce qui est le plus important est le conditionnement des chambres à vide avant leur mise en place dans l'accélérateur. Une préparation efficace serait le préétuvage systématique

des chambres à vide précédé d'un nettoyage chimique. Pour des chambres à vide, la température du pré étuvage serait de 150°C et non pas à 500°C à cause des déformations thermiques.

échantillon	η	H ₂	CH ₄	CO	CO ₂
N° 1	1	2,0 10 ⁻³	4,0 10 ⁻⁴	1,2 10 ⁻³	3,4 10 ⁻³
Alumine	2				
N° 2	1	1,1 10 ⁻³	2,1 10 ⁻⁴	4,2 10 ⁻⁴	1,7 10 ⁻³
Nimonic	2	4,2 10 ⁻²	8,1 10 ⁻³	1,6 10 ⁻²	6,5 10 ⁻²
N° 3	1	1,0 10 ⁻³	2,1 10 ⁻⁴	3,6 10 ⁻⁴	1,2 10 ⁻³
Nimonic	2	4,1 10 ⁻²	8,7 10 ⁻³	1,5 10 ⁻²	5,0 10 ⁻²
N° 4*	1	4,5 10 ⁻⁴	3,1 10 ⁻⁵	1,4 10 ⁻⁴	2,7 10 ⁻⁴
Aluminium	2	8,2 10 ⁻³	5,6 10 ⁻⁴	2,5 10 ⁻³	4,9 10 ⁻³
N° 5	1	1,9 10 ⁻³	5,7 10 ⁻⁴	1,2 10 ⁻³	2,7 10 ⁻³
Aluminium	2	3,8 10 ⁻²	1,1 10 ⁻²	2,4 10 ⁻²	5,4 10 ⁻²
N° 6	1	6,1 10 ⁻³	8,5 10 ⁻⁴	2,7 10 ⁻³	4,6 10 ⁻³
Aluminium	2	1,2 10 ⁻¹	1,7 10 ⁻²	5,5 10 ⁻²	9,4 10 ⁻²
N° 7	1	9,6 10 ⁻³	9,1 10 ⁻⁴	3,9 10 ⁻³	1,3 10 ⁻²
Aluminium	2				
N° 8	1	4,0 10 ⁻³	7,4 10 ⁻⁴	6,7 10 ⁻⁴	2,4 10 ⁻³
Aluminium	2	1,7 10 ⁻¹	3,1 10 ⁻²	2,8 10 ⁻²	1,0 10 ⁻¹

* correspond à une dose de 10¹⁸ photons cm⁻²

Figure 8: Taux initial 1 en molécules photon⁻¹ et 2 en molécules photoélectron⁻¹.

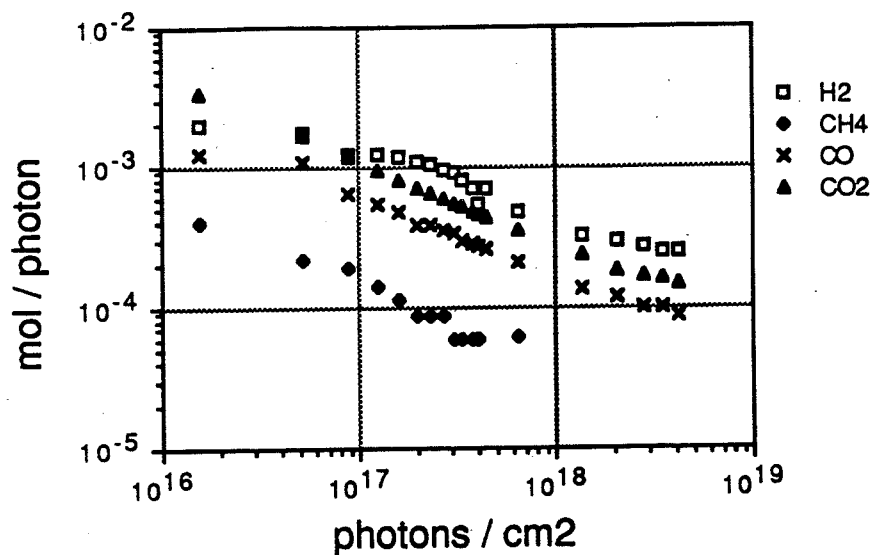


Figure 9: Taux de désorption de H_2 , CH_4 , CO et CO_2 en fonction de la dose de photons pour l'Alumine N° 1.

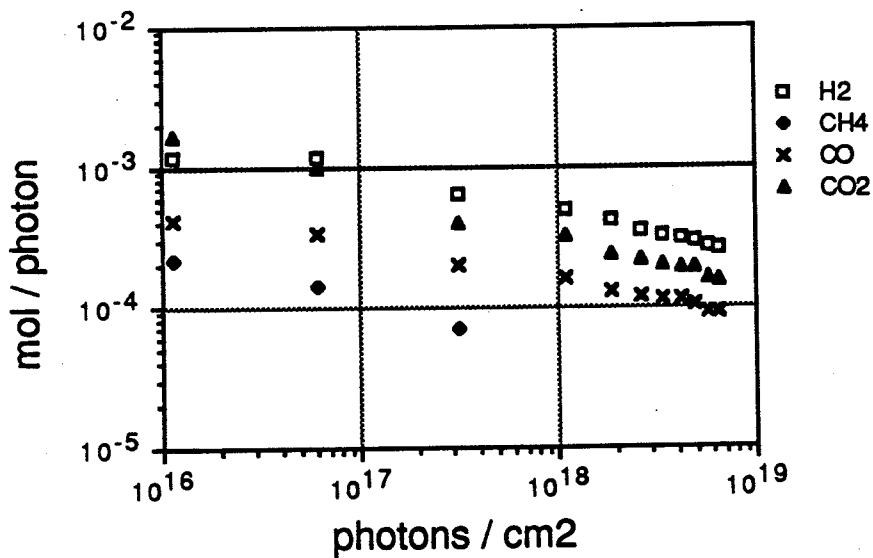


Figure 10: Taux de désorption de H_2 , CH_4 , CO et CO_2 en fonction de la dose de photons pour le Nimonic N° 2.

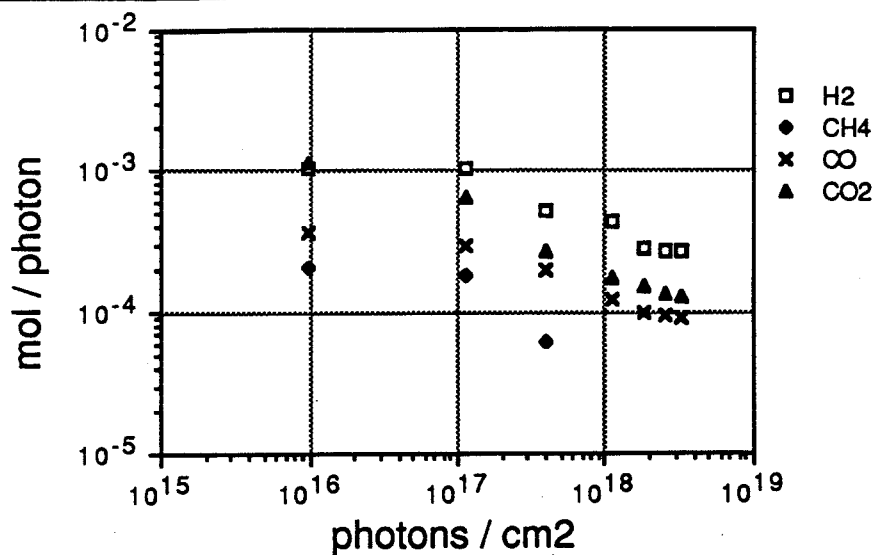


Figure 11: Taux de désorption de H_2 , CH_4 , CO et CO_2 en fonction de la dose de photons pour l'échantillon Nimonic N° 3.

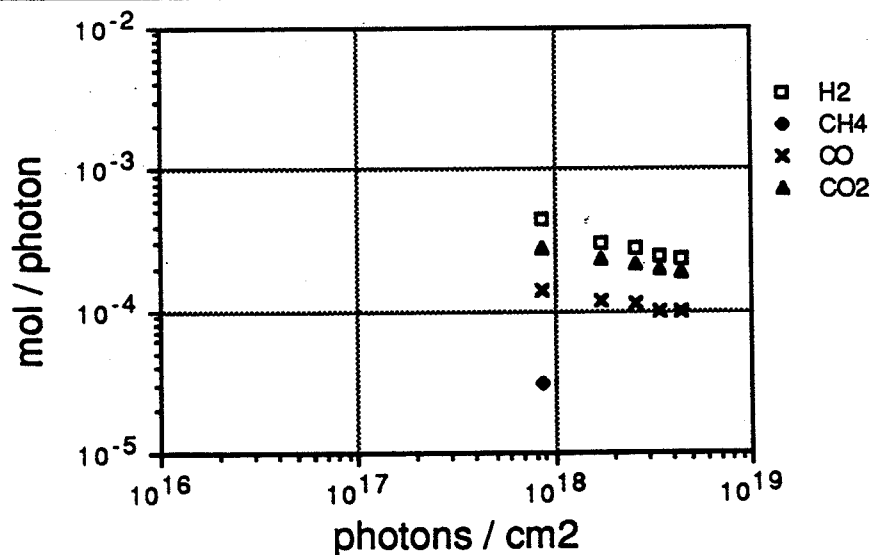


Figure 12: Taux de désorption de H_2 , CH_4 , CO et CO_2 en fonction de la dose de photons pour l'Aluminium N° 4.

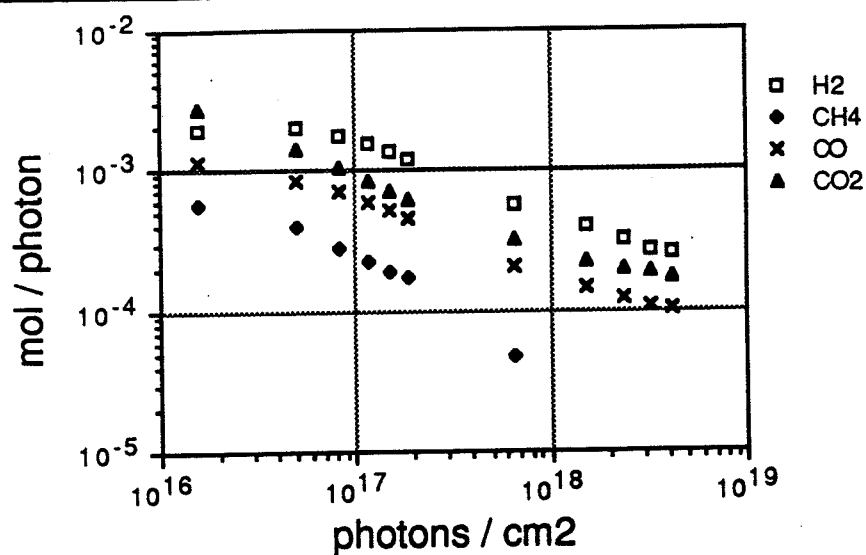


Figure 13: Taux de désorption de H_2 , CH_4 , CO et CO_2 en fonction de la dose de photons pour l'Aluminium N° 5.

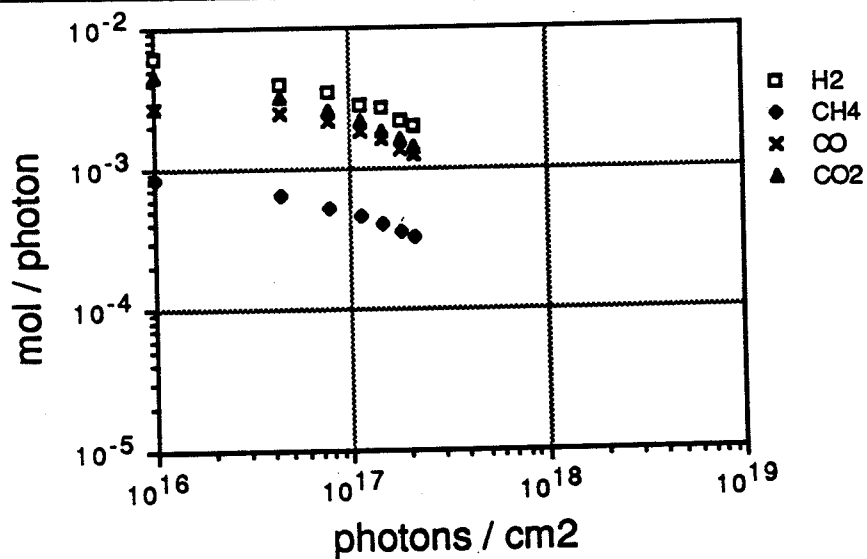


Figure 14: Taux de désorption de H_2 , CH_4 , CO et CO_2 en fonction de la dose de photons pour l'Aluminium N° 6.

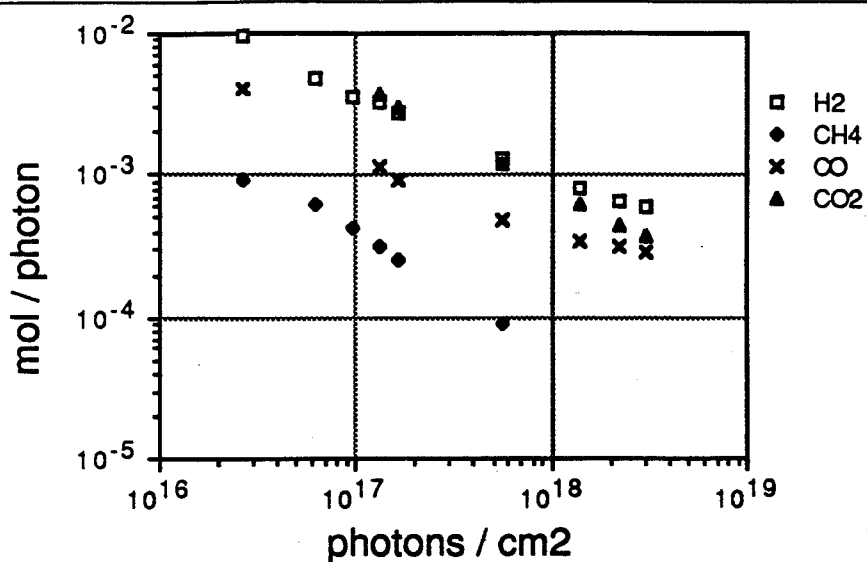


Figure 15: Taux de désorption de H_2 , CH_4 , CO et CO_2 en fonction de la dose de photons pour l'Aluminium N° 7.

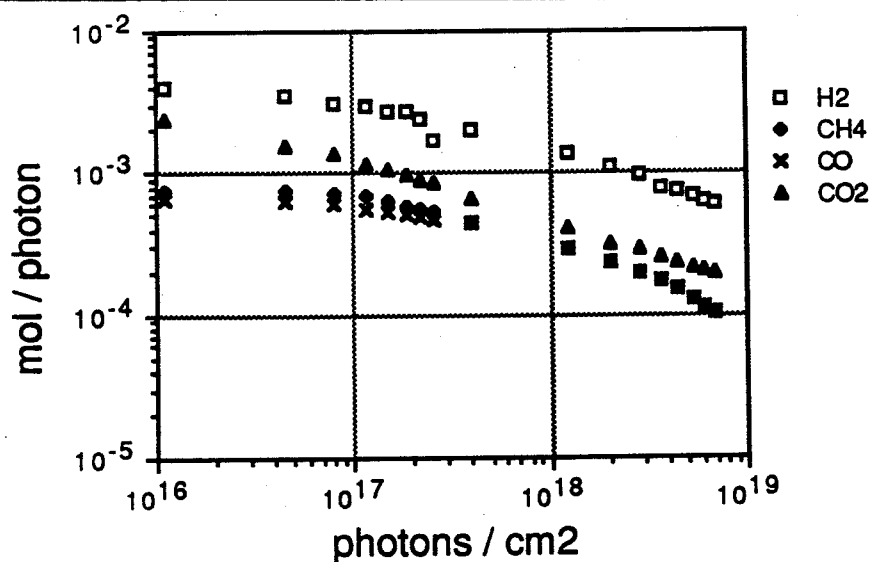


Figure 16: Taux de désorption de H_2 , CH_4 , CO et CO_2 en fonction de la dose de photons pour l'Aluminium N° 8.

N°	1	2	3	4*	5	6	7	8
F _d	10	7	10	13	15	12	20	7
N _p	7	8	7	6	10	30	50	15

N° numéro de l'échantillon
 F_d facteur de diminution pour une dose de 10^{19} mol cm⁻²
 N_p nombre de molécules désorbées par cm² ($\times 10^{15}$)
 * p valeurs extrapolées

Figure 17: Nettoyage des échantillons et quantité de gaz désorbé.

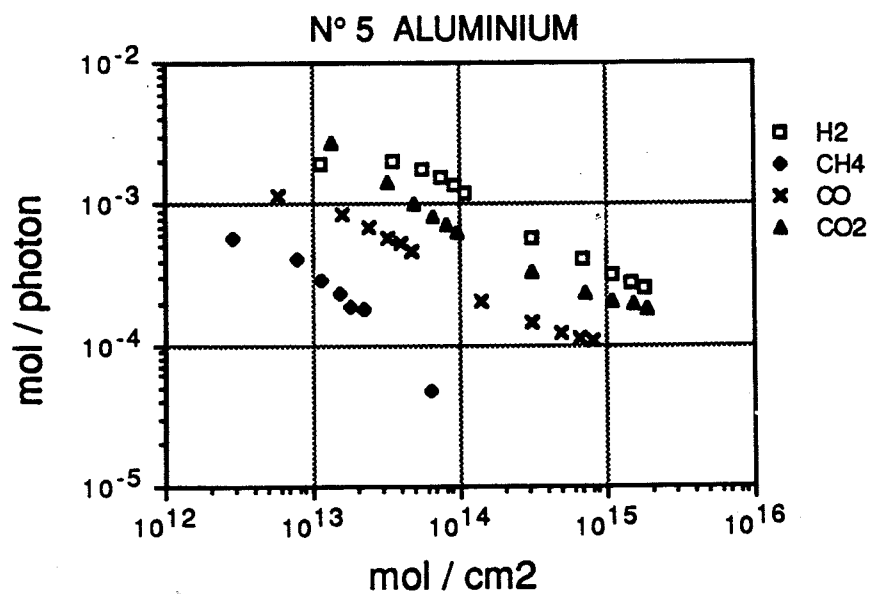


Figure 18: Taux de désorption en fonction du nombre de molécules désorbées pour l'Aluminium.

2.4.5 Mesure du courant photoélectrique

La mesure du courant photoélectrons a été effectuée à une énergie de faisceau de 1,1 GeV et pour un courant de 0,62 mA. Le courant de photoélectrons I_m est mesuré en portant l'échantillon à un potentiel négatif. La mesure du courant a été possible pour tous les échantillons sauf pour l'Alumine N° 1 et l'Aluminium oxydé N° 7. Ce phénomène serait dû à l'épaisse couche d'oxyde isolante de ces échantillons. On définit le taux δ_p égal au nombre de photoélectrons créés par photon incident. Une compilation des données se trouvent à la figure 20.

Le courant de photoélectrons est influencé par la composition chimique de la couche d'oxyde. En effet, le courant photoélectrons n'est que de 1,8 μA pour le Ni-monic et de 3,5 μA pour l'Aluminium.

Parallèlement, le courant de photoélectrons peut être calculé en se basant sur le spectre de photons et sur le rendement photoélectrique Y de l'Aluminium, donné par Day²² à la figure 19.

Le rendement photoélectrique Y est donné pour un angle d'incidence normal par rapport à la surface de l'échantillon. Le rendement Y se simplifie en trois expressions suivant la gamme d'énergie ϵ de la figure 19 :

$$\begin{aligned} Y &= 1,6 \epsilon^{-0,79} & 10 < \epsilon < 73 \text{ eV} \\ Y &= 1,85 \epsilon^{-0,75} & 73 < \epsilon < 400 \text{ eV} \\ Y &= 5,71 \epsilon^{-0,82} & 400 < \epsilon \end{aligned}$$

Le nombre de photoélectrons N_t produits est égal à :

$$N_t = 6,95 \cdot 10^{13} \frac{\rho}{E^2} \int_{10}^{10\epsilon_c} \int_x^\infty Y(\epsilon) K_{5/3}(y) d\epsilon dy \quad e^- \text{ sec}^{-1}$$

L'intégration s'effectue des énergies de 10 eV jusqu'à $10 \epsilon_c$. Pour des énergies inférieures de 10 eV, le rendement Y est très faible. La valeur de $10 \epsilon_c$ est choisie comme borne d'intégration car le nombre de photons émis au delà de $10 \epsilon_c$ est négligeable et aussi pour des raisons de programmation.

La valeur de N_t est en fait intégrée sur 2π radian. Dans les conditions expérimentales de mesure, l'angle sous lequel frappe les photons émis sur l'échantillon en Aluminium est en réalité de 5 mrad. Par conséquent, on doit multiplier le résultat par le facteur géométrique f .

$$f = \frac{5 \cdot 10^{-3}}{2 \pi}$$

Le courant photoélectrique I_t devient :

$$N_t = f N_i$$

L'application numérique donne pour une énergie $E = 1,1 \text{ GeV}$, un courant de $I = 0,62 \text{ mA}$ et un rayon $\rho = 3,82 \text{ m}$:

$$I_t = 3,3 \mu\text{A}$$

ce qui concorde bien avec l'expérience qui donne $I_m = 3,5 \mu\text{A}$ (échantillon N° 5).

Le taux initial de désorption exprimé en molécules par photoélectron est donné à la figure 8 pour les 6 échantillons. Ces données sont utilisées au chapitre 4 pour comparer le taux de désorption induit par photons ou par électrons.

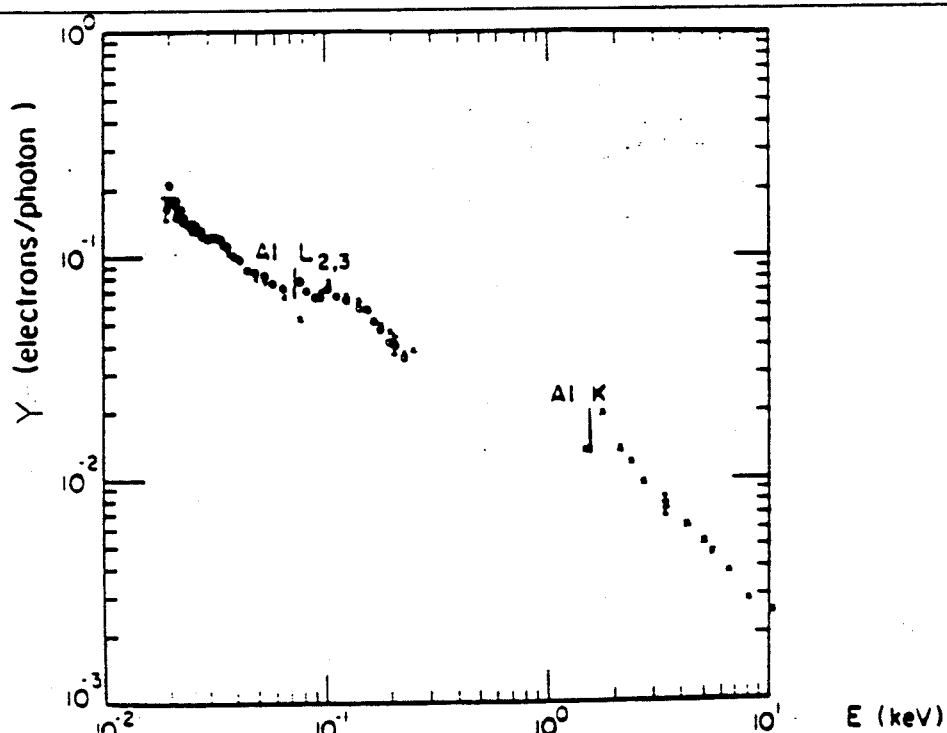


Figure 19: Rendement photoélectrique pour l'Aluminium.

Echantillon N°	1	2	3	4	5	6	7	8
I_m	n m	1,8	1,7	3,8	3,5	3,4	n m	1,7
I_t					3,3			
$\delta_p (\times 10^{-2})$		2,6	2,4	5,5	5,0	4,9		2,4
n m	non mesurable.							

Figure 20: Courant photoélectrique mesuré I_m et calculé I_t en μA et taux de production de photoélectrons δ_p .

2.5 Conclusion

Lorsque l'on bombarde une surface en Aluminium ou en Nimonic par des photons, on observe la désorption des molécules neutres H_2 , CO , CO_2 et CH_4 . Cet effet est observé quelque soit la nature de la couche d'oxyde Al_2O_3 pour l'Aluminium ou Cr_2O_3 pour le Nimonic. La couche d'oxyde influence la proportion relative des gaz désorbés. En effet, pour les échantillons oxydés, la proportion relative des gaz CO et CO_2 est plus importante que par rapport aux échantillons non oxydés.

Parmi les échantillons étudiés, aucun permet d'obtenir à la fois un faible taux de désorption de gaz neutre et une faible quantité de gaz désorbé. Pour tous les échantillons, les taux de désorption sont compris dans une fourchette allant d'un facteur 1 à 5 pour l'hydrogène quelque soit la nature de la couche d'oxyde. De plus, pour une dose de 10^{19} photons par cm^2 , les échantillons se nettoient d'un facteur 10 environ.

Dans le contexte du pompage NEG pour le LEP, discuté au chapitre 5, il est intéressant d'obtenir la plus faible quantité de gaz désorbé, pour une question d'efficacité. Un faible taux de désorption et une faible quantité de gaz désorbé sont obtenus en préétuvant le matériau avant sa mise en place dans l'enceinte à vide.

CHAPITRE 3

ETUDE EXPERIMENTALE DE LA DESORPTION PAR ELECTRONS

Il est important de connaître le rôle des photoélectrons produits par le rayonnement synchrotron dans le processus de désorption PSD. En effet, selon la théorie de Fischer²⁹ et de Bernardini⁸, la création de photoélectrons est à l'origine de la désorption de molécules neutres. Dans le but d'établir un lien entre la désorption par photon PSD et la désorption par électron ESD, une expérience de désorption électrique a été montée dans le laboratoire du Groupe Vide du LEP.

Achard¹ a étudié la désorption de gaz neutre induite par électrons sur de l'acier inoxydable, sur du cuivre et sur des alliages en aluminium. Les échantillons sont étuvés in situ à des températures allant de 150°C jusqu'à 600°C. L'auteur a insisté sur le fait que la désorption par électrons peut être expliquée en terme de structure de la couche d'oxyde. Selon Achard¹, la couche d'oxyde des différents matériaux a une structure poreuse, fournissant un réservoir dans lequel H₂, CH₄, CO et CO₂ sont piégés.

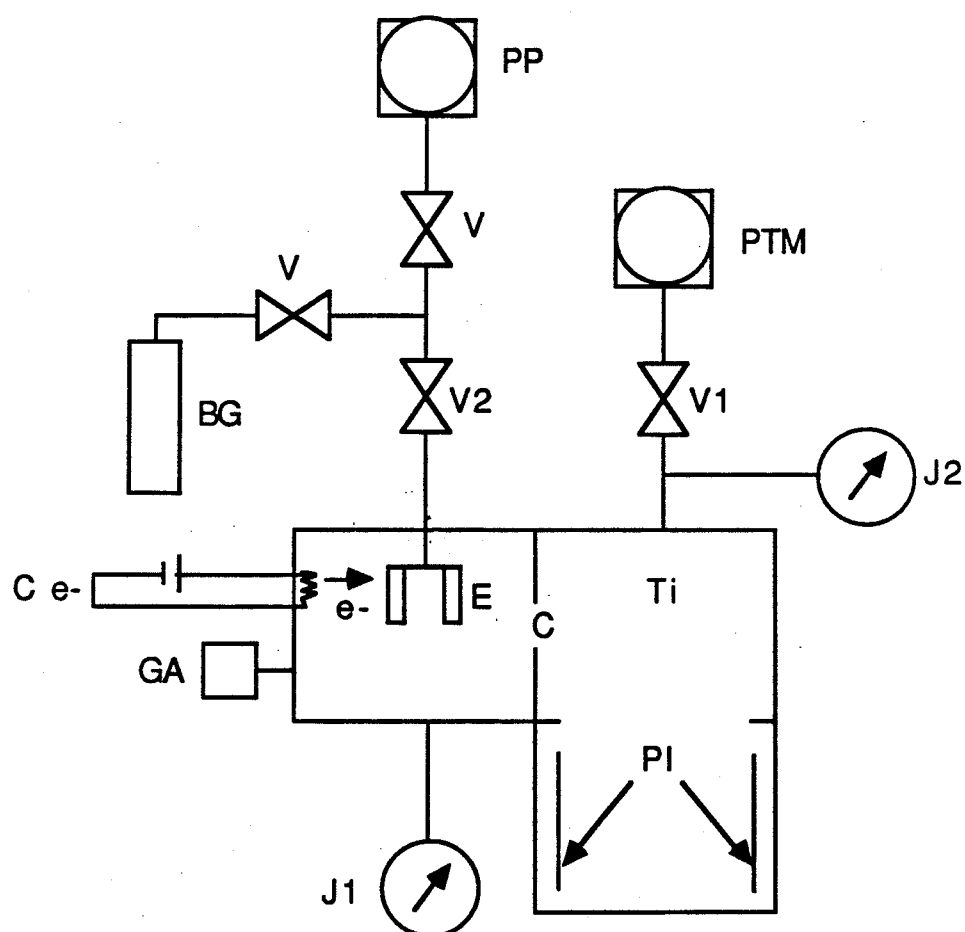
De même, Mathewson⁴⁷ a réalisé des mesures de désorption par électrons auprès de l'accélérateur Petra sur des chambres à vide en Aluminium. L'auteur a mesuré le taux de désorption moléculaire pour différents types de chambre à vide. Il a constaté la diminution du taux de désorption entre une chambre à vide étuvée in situ à 150°C pendant 24 heures et une chambre à vide qui a subi uniquement un nettoyage chimique.

3.1 Montage expérimental

3.1.1 Système expérimental

La figure 21 montre le plan expérimental du système à vide. La vitesse de pompage du groupe primaire est de 100 litre sec⁻¹. Le groupe primaire est constitué d'une pompe à palettes couplée à une pompe turbo moléculaire. La vanne V1 permet de séparer le groupe primaire de l'ensemble expérimental. La partie test est couplée à une pompe ionique de 400 litres sec⁻¹ et à une pompe à sublimation de titane refroidie à l'azote liquide. Le matériel utilisé comprend :

Un canon à électrons, un analyseur quadropolaire de masse Balzers QMA 112, deux jauges Bayard - Alpert, une conductance C calibrée et un porte échantillon.



- | | |
|------|--------------------------------|
| PI | pompe ionique |
| Ti | pompe à sublimation de titane |
| PTM | pompe turbo-moléculaire |
| PP | pompe primaire |
| V | vanne |
| C | conductance calibrée |
| E | échantillon |
| C e- | canon a électrons |
| Ga | analyseur de gaz quadrupolaire |
| BG | bouteille de gaz |
| J | jauge Bayard-Alpert |

Figure 21: Plan expérimental pour le bombardement électrique.

La conductance est un orifice de rayon $r = 0,5$ cm qui sépare la partie test où se trouvent les échantillons de la partie pompage, pompe ionique et sublimateur. La valeur de la conductance C est donnée par Mongodin⁶⁴ pour différents gaz (paragraphe 2.2.1).

Les valeurs numériques de la conductance C pour les quatre gaz H_2 , CH_4 , CO et CO_2 sont données à la figure 22.

Gaz	H_2	CH_4	CO	CO_2
C (litre sec^{-1})	34,09	12,05	9,11	7,28

Figure 22: Valeurs de la conductance C pour différents gaz.

3.1.2 Mise en place expérimentale

Le porte échantillon se trouve dans la partie test séparée de la partie pompage par la conductance C . Le porte échantillon libre en rotation peut recevoir quatre échantillons de dimension 47 mm $\times$ 60 mm. Après avoir monté les échantillons et testé le système expérimental, on effectue la procédure d'étuvage pour obtenir une pression de base de 10^{-8} Pa. Les échantillons ont été étuvés à différentes températures à 150°C et à 300°C. La procédure d'étuvage est décrite en détail au paragraphe 3.2.

Les conditions expérimentales sont les suivantes :

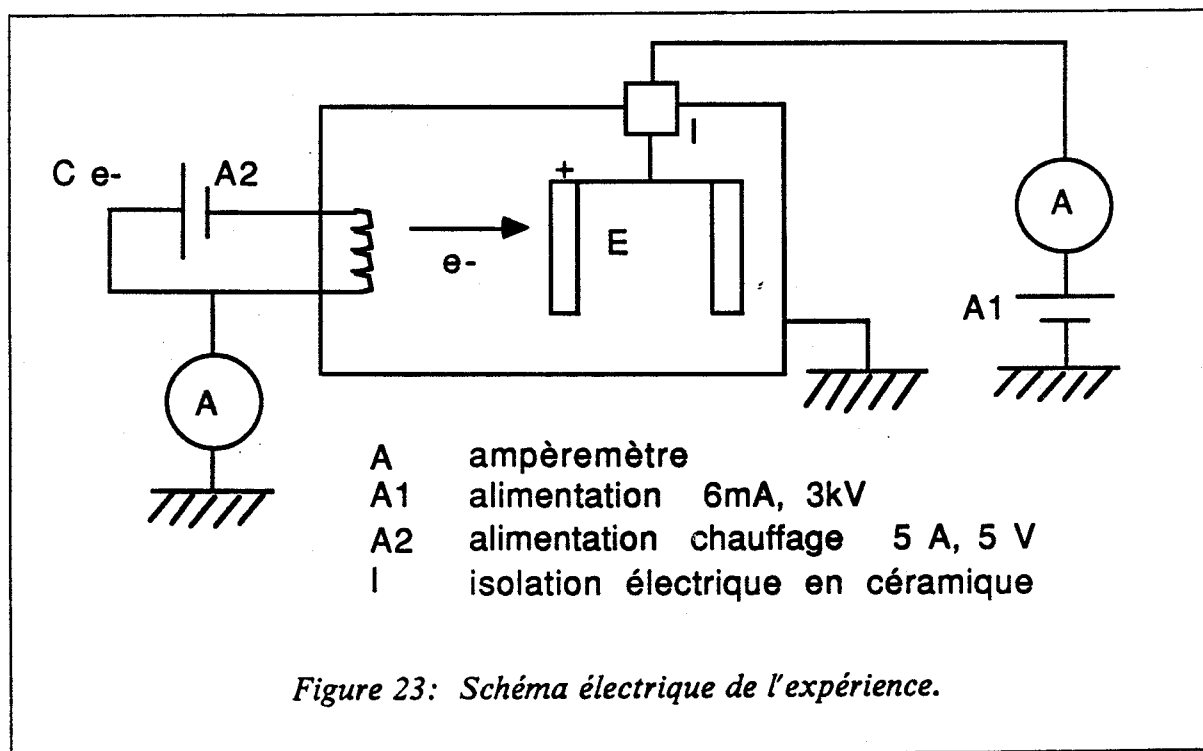
Par rotation, l'échantillon est placé devant les filaments du canon à électrons. L'échantillon peut être porté à une tension de 0 à 3 kV grâce à l'alimentation A1 Hewlett – Packard dont le courant limite est de 6 mA. Le canon à électrons fournit un faisceau d'électrons d'intensité de 0 à 6 mA. Le courant électrique provient du chauffage de deux filaments tungstène rhénium associés en série par l'alimentation A2. Pendant le bombardement électrique, on dispose d'un ampèremètre pour mesurer le courant frappant l'échantillon.

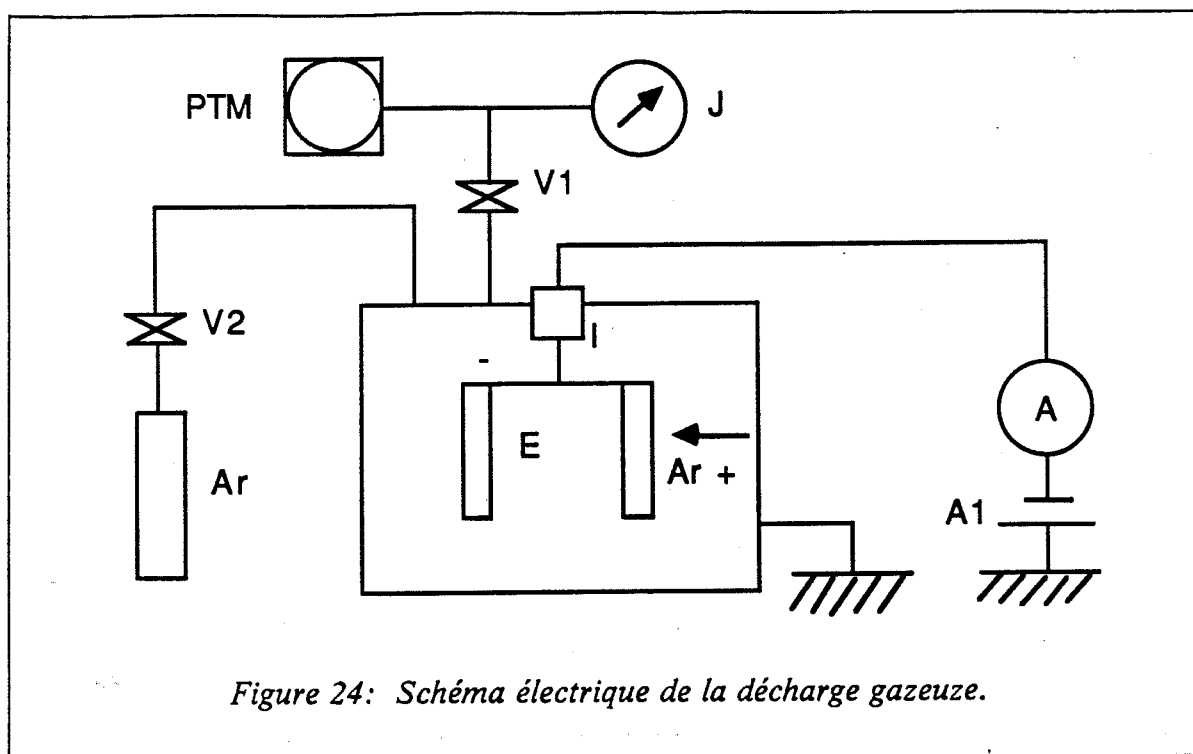
Le schéma électrique de l'expérience est montré à la figure 23. Les échantillons sont portés à un potentiel positif à l'aide d'un fil haute tension, isolé électriquement des parois du système par des céramiques conditionnées pour l'ultra vide.

Pour tous les échantillons, on détermine le taux initial de désorption en choisissant une valeur de la tension accélératrice V et du courant électrique I . La tension accélératrice est choisie entre 300 V à 500 V et le courant électrique de $30 \mu\text{A}$ à 6 mA de manière à observer l'influence de la tension et du courant sur le taux de désorption. L'alimentation permet aussi d'étudier sur un échantillon l'influence de la désorption en fonction de la tension accélératrice de 10 V à 3 kV.

Les échantillons sont ensuite soumis au bombardement continu des électrons. L'expérience consiste alors à enregistrer la pression totale et les pressions partielles des différents gaz désorbés au cours du temps. On calcule ainsi le taux de désorption moléculaire avec les formules du paragraphe 1.5. Toutes les courbes sont exprimées en fonction du nombre d'électrons par cm^2 frappant l'échantillon.

Une autre facilité a été prévue. Elle concerne la mesure de la température de l'échantillon pendant la désorption. Pour cela, un thermocouple a été plaqué entre l'échantillon et une plaque en cuivre.





Le système à vide permet la décharge gazeuse des échantillons. Le gaz le plus couramment utilisé pour la décharge gazeuse est l'Argon à cause de son inertie et sa faible réactivité chimique. Le coefficient de pulvérisation de l'Argon est supérieur à celui de l'Hélium et du Néon.

Pendant la pulvérisation, les échantillons sont polarisés négativement par rapport à l'enceinte qui est à la masse, comme l'indique le schéma expérimental de la figure 24. L'Argon est injecté dans la chambre de test à travers la ligne d'injection préalablement étuvée. La vanne V1 est ouverte de manière à ce que le pompage de l'Argon s'effectue uniquement avec la pompe turbo moléculaire. On attend que la pression se stabilise dans la gamme du Pa. La décharge gazeuse s'amorce en émettant la couleur bleue caractéristique de l'Argon.

Les conditions expérimentales sont les suivantes :

Courant $I = 200 \text{ mA}$

Tension $V = -160 \text{ V}$

Pression $P = 0,8 \text{ Pa}$

La surface totale F exposée comprend les quatre échantillons plus le porte échantillon et est de l'ordre de 500 cm^2 . On suppose que la décharge gazeuse est homogène pour l'ensemble de la surface. Donc la quantité d'ions Ar^+ frappant l'échantillon par cm^2 est de :

$$\frac{1}{e} \frac{t}{F} \quad \text{Ar}^+ \text{ cm}^{-2}$$

La durée de pulvérisation t est choisie pour obtenir une dose d'exposition de l'ordre de $3 \cdot 10^{18} \text{ Ar}^+ \text{ cm}^{-2}$. C'est la dose nécessaire pour enlever entièrement la couche d'oxyde, selon Mathewson⁶⁰. La durée est alors de 20 minutes.

Le taux de pulvérisation est exprimé en atomes ion^{-1} . Le taux dépend de l'énergie des ions incidents et sa valeur est comprise entre 0,1 et 10, selon Carter¹⁸ et Matsunami⁶³.

par pulvérisation (bombardement d' Ar^+)

Le résultat de ce procédé est le nettoyage de l'échantillon in situ. La qualité du nettoyage peut être estimée par la hauteur du pic carbone par spectrométrie Auger. Un spectre Auger effectué par Mathewson⁶⁰ après une décharge gazeuse à l'Argon sur des échantillons en Aluminium et en acier inoxydable montre la disparition du pic carbone de la surface.

3.1.3 Mesure de pression totale

Pour mesurer la pression totale dans une gamme de 10^{-5} Pa à 10^{-11} Pa , on utilise une jauge à ionisation dite à cathode chaude de type Bayard - Alpert. Dans la forme triode, les électrons sont émis du filament chauffé puis accélérés vers la grille de potentiel positif ionisant les molécules de gaz. Les ions ainsi créés sont attirés vers le collecteur de potentiel négatif.

Le courant d'ions positifs I^+ dépend de la densité moléculaire n , proportionnelle à la pression P , du courant d'émission I^- , du libre parcours moyen des électrons L , de la section efficace σ . On note S la sensibilité de la jauge.

$$I^+ = I^- n \sigma L = I^- P S$$

Le bombardement de la grille par les électrons génère une production de rayons X. La pression limite inférieure indiquée par la jauge est atteinte lorsque le courant I^+ est dû uniquement aux électrons secondaires produits par les rayons X au niveau du collecteur. La pression P_1 indiquée par la jauge est la somme de la pression réelle

P_r plus de la pression due aux photons X , P_x . Pour connaître la pression réelle, les constructeurs ont ajouté une électrode appelée modulateur qui permet de faire varier le courant ionique. On effectue alors deux mesures :

une première mesure où le modulateur est porté au potentiel de la grille :

$$P_i = P_r + P_x$$

une seconde mesure où le modulateur est porté au potentiel du collecteur. Dans ce cas, le modulateur prend une partie du courant ionique et la lecture de la pression est modifiée par le facteur de modulation k .

$$P_m = k P_r + P_x$$

Des équations précédentes, on en déduit la pression réelle P_r :

$$P_r = \frac{P_i - P_m}{1 - k}$$

Le coefficient de modulation est mesuré à haute pression, de l'ordre de 10^{-5} Pa, lorsque la pression P_x est négligeable.

$$P_i = P_r$$

$$k = \frac{P_i - P_m}{P_i}$$

II) La jauge est calibrée de manière à indiquer la pression pour l'azote.

$$P_{N_2} = \frac{I^+}{i^- S_{N_2}}$$

Comme la section efficace d'ionisation σ dépend du gaz contenu dans l'enceinte, la lecture de la jauge est fonction de la nature du gaz. La jauge indique alors la pression en azote équivalent. Pour obtenir la vraie pression P_g du gaz g , il faut tenir compte de la sensibilité du gaz g par rapport à l'azote.

$$P_g = \frac{P_{N_2} S_{N_2}}{S_g}$$

$$P_g = V_g P_{N_2}$$

P_{N_2} pression azote équivalent
 P_g pression absolue
 S_g sensibilité de la jauge pour le gaz g
 V_g sensibilité relative du gaz g par rapport à l'azote

$$\frac{S_{N_2}}{S_g}$$

La précision de la mesure est liée avant tout à la sensibilité de la jauge par rapport aux différents gaz. La sensibilité, donnée à la figure 25, est une moyenne obtenue par calibration sur un ensemble des jauges testées. La calibration a montré un écart type de l'ordre de 15% selon Angerth². L'incertitude sur le courant d'émission liée aux appareils d'alimentation est estimée à environ à 15%. La pollution de la jauge peut aussi fausser la mesure de la pression. On peut estimer une incertitude de l'ordre de 30% sur les mesures en ultra vide effectuée par ce type de jauge.

Les auteurs suivants ont traité de la mesure de la pression totale: Berman⁸ et Laurent⁴⁹.

	k	P_x	S_g	V_g
jauge 1	0,38	$6,9 \cdot 10^{-9}$		
jauge 2	0,41	$3,3 \cdot 10^{-9}$		
N_2			12,92	1
H_2			4,94	2,60
CH_4			19,84	0,65
CO			14,17	0,92
CO ₂			16,50	0,79

Figure 25: Facteur de modulation k , pression résiduelle P_x (Pa) et sensibilités S_g (Pa⁻¹).

3.1.4 Mesure de la pression partielle

L'analyseur quadrupolaire est utilisé pour mesurer la pression partielle des gaz contenus dans une enceinte à vide. Il se compose d'une source d'ions, d'un filtre de masse relié à un multiplicateur d'électrons secondaires MES.

Les électrons primaires de la source d'ions sont émis par un filament chauffé puis envoyés dans la chambre à ionisation où se forment les ions. Un courant d'ions positifs s'échappe de la chambre d'ionisation vers le filtre de masse. Le filtre de masse se compose de quatre barres cylindriques dont la géométrie est étudiée de manière à obtenir un champ quadrupolaire dans l'espace compris entre les barres. Le champ quadrupolaire permet de sélectionner le rapport m/e des ions entrants dans le filtre. Les ions sélectionnés sont ensuite envoyés vers le MES engendrant un courant électrique qui est mesuré à l'aide d'un électromètre.

L'analyseur a été calibré selon la méthode suivante :

On injecte dans le système à vide via la vanne V2 le gaz à étudier à travers la ligne d'injection, selon la figure 21. La ligne d'injection a été préalablement étuvée à 150°C pendant 6 heures. Au départ le système à vide a une pression de $3 \cdot 10^{-8}$ Pa, on ouvre la vanne d'injection de façon à atteindre une pression de $5 \cdot 10^{-6}$ Pa dans le système à vide puis on attend la stabilisation de la pression. L'augmentation de la pression ΔP_g induit une augmentation du courant ionique $\Delta I_{g,m}$ mesurée par l'analyseur.

Par définition la sensibilité $S_{g,m}$ pour le gaz g à la masse m est égale à :

$$S_{g,m} = \frac{\Delta P_g}{\Delta I_{g,m}}$$

La calibration est effectuée pour les gaz H_2 , CH_4 , CO , CO_2 et Ar . La sensibilité est mesurée pour chaque pic principal ou résultant d'un cracking correspondant à la masse rapportée à la charge m/e . A la figure 26 sont montrés, pour les 5 gaz, les pics observés ainsi que le pic principal.

La caractérisation d'un gaz se fait sur un pic : pic 2 pour H_2 , pic 15 pour CH_4 , pic 44 pour CO_2 , pic 28 pour CO . Le pic 15 est choisi pour caractériser CH_4 parce que le pic 16 est commun avec CO et CO_2 . Le pic 28 du gaz CO est dû partiellement à la présence de CO_2 . Pour obtenir le vrai pic 28 correspondant au CO , il est nécessaire de soustraire la contribution provenant du CO_2 .

Le calcul des pressions partielles pour les différents gaz H_2 , CH_4 , CO , CO_2 est :

$$P_{H_2} = S_{H_{2,2}} I_2$$

$$P_{CH_4} = S_{CH_{4,15}} I_{15}$$

$$P_{CO_2} = S_{CO_{2,44}} I_{44}$$

$$P_{CO} = S_{CO} \left(I_{28} - \frac{P_{CO_2}}{S_{CO_{2,28}}} \right)$$

car pour le CO on retire la contribution provenant du CO₂.

Par l'étalonnage du spectromètre de masse, la pression partielle des différents gaz est connue dans l'enceinte. Cependant, le vieillissement du multiplicateur d'électrons fait chuter la sensibilité absolue de l'analyseur. C'est pourquoi, il a été décidé de normaliser la somme des pressions partielles pour obtenir la pression totale P_t en introduisant le coefficient Kapa de normalisation défini par :

$$Kapa = \frac{P_t}{P_{H_2} + P_{CH_4} + P_{CO_2} + P_{CO}}$$

Gaz	m/e	pic	S _{g,m}	pic	S _{g,m}
H ₂	2	2	2,0		
CH ₄	16,15,14,13	15	29,3		
CO	28,16,12	28	21,3		
CO ₂	44,28,16,12	44	38,7	28	173,3
Ar	40,20	40	48,0		

Figure 26: Pic principal et sensibilité S de l'analyseur de gaz en Pa A⁻¹.

3.2 Obtention de l'ultra vide

L'obtention d'un vide poussé de 10^{-9} Pa, dans une enceinte à vide, nécessite tout d'abord un prénettoyage chimique de toutes les pièces du système expérimental. Le système expérimental se compose de pièces en acier inoxydable dont le meilleur nettoyage chimique pour l'ultra vide est donné par Mathewson⁶⁰. Le prénettoyage chimique consiste à éliminer les contaminations d'huiles ou les graisses de la surface.

- 1) Dégraissage à la vapeur (121°C) au perchloroéthylène (C_2Cl_4)
- 2) Nettoyage à l'ultrason dans un bain alcalin de soude (pH = 9,7)
- 3) Rinçage à l'eau déminéralisée
- 4) Séchage dans un four à 150°C

Il existe une multitude de prétraitement utilisant d'autres composés organiques pour le dégraissage. On améliore encore le prénettoyage de l'acier inoxydable en le chauffant à 900°C dans un four à vide.

Lorsque le système expérimental est entièrement monté, on procède à la détection de fuite. L'ultra vide est obtenu par la procédure d'étuvage. Pour cela toutes les pièces du système expérimental sont chauffées par des jaquettes reliées directement à un régulateur de température. La température de la pièce est mesurée à l'aide de plusieurs thermocouples.

La méthode d'étuvage est la suivante :

- 1) Vérification du chauffage des pièces
- 2) Montée en température progressive
- 3) Température de 200°C pour toutes les pièces en acier inoxydable
de 250°C pour la pompe ionique
de 150°C pour les échantillons

Après 24 heures de chauffage des pièces, on coupe l'étuvage

- 4) dégazage des filaments de la pompe à sublimation 1 – 2 filaments à 20 A.
- 5) dégazage de la pompe ionique

Fermeture de la vanne d'isolement V1 séparant la pompe turbo - moléculaire de l'ensemble du système expérimental. Lorsque la pression dans le système à vide est de l'ordre de 10^{-5} Pa :

- 6) Dégazage du sublimateur 35 A pendant 5 mn.
- 7) Dégazage des deux jauges 70 mA pendant 20 mn
- 8) Dégazage du canon à électrons 4 A, 2 V pendant 20 mn
- 9) Dégazage de l'analyseur 6 mA pendant 40 mn

Après chaque étape de dégazage on attend que la pression se stabilise avant de procéder au dégazage suivant.

Lorsque la pression est de l'ordre de 10^{-7} Pa. :

- 10) Série de 7 sublimations sur 1 filament de 48 A pendant 90 sec.

On doit attendre environ 48 heures pour descendre dans un vide de 10^{-9} Pa. Le spectre en vide limite montre la présence des gaz H_2 , CH_4 , CO, et CO_2 . Le spectre correspondant au vide limite est donné en appendice C.

3.3 Acquisition des données

L'acquisition des données est effectuée en temps réel par un ordinateur HP 9836 A via le bus HP - IB. Elle comprend la mesure des deux pressions totales P1 et P2, des pressions partielles des gaz H_2 , CH_4 , CO_2 , CO et du temps T donné par une horloge. La pression P_1 , P_2 des jauges J_1 , J_2 est convertie en tension V_1 , V_2 qui sont lues par l'ordinateur. L'interface horloge est aussi fournie, permettant d'obtenir la date complète : jour, heure, minute, seconde.

On effectue la mesure des pressions partielles aux pics 2, 15, 28, 44 correspondant au gaz H_2 , CH_4 , CO, CO_2 grâce à l'interface QMI reliée à l'analyseur quadrupolaire. Un plan des interfaces est montré à la figure 27.

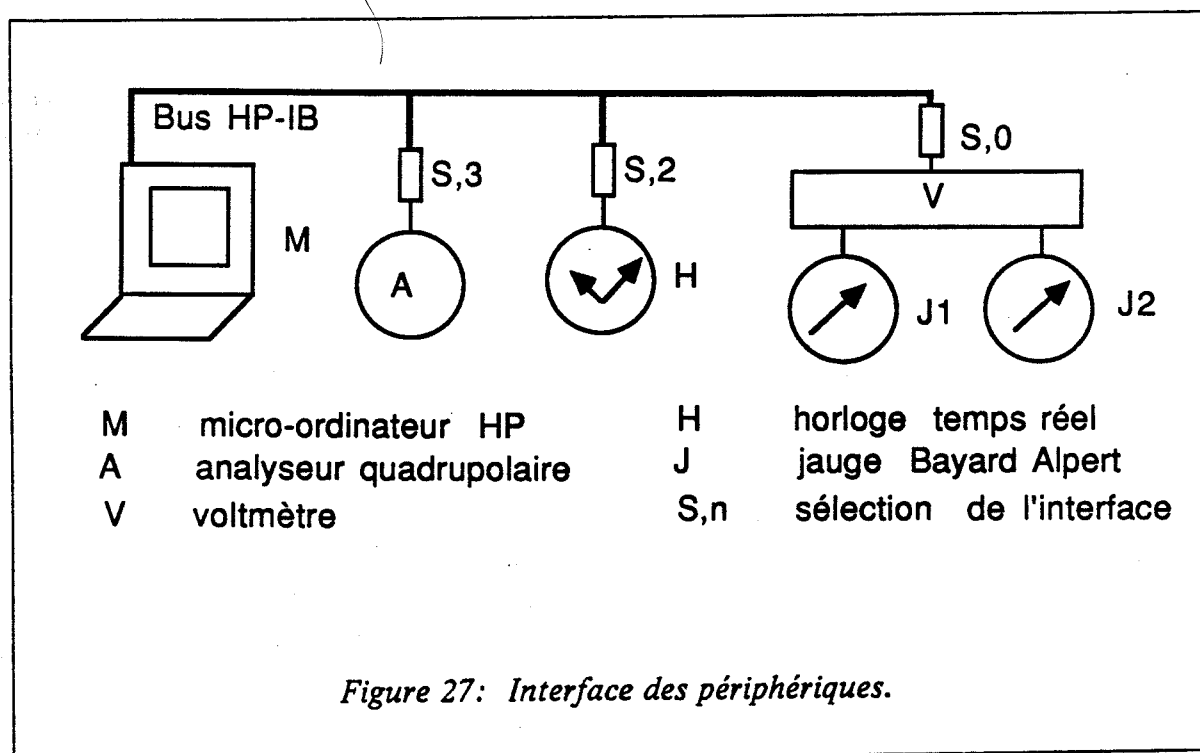
Lors de l'étape d'initialisation, l'analyseur quadrupolaire recherche le maximum des pics correspondants aux masses 2, 15, 28 et 44. Ensuite, on mesure la pression de base ainsi que les pressions partielles des différents gaz P_{og} . Lors de la désorption par électrons, on mesure les pressions partielles P_g et donc l'accroissement de la pression ΔP_g pour le gaz g :

$$\Delta P_g = P_g - P_{og}$$

La procédure Mesure effectue la lecture du voltmètre, c'est à dire des mantisses des deux pressions P_1 et P_2 . Le calcul de l'exposant est fait par programmation au moment du lancement du programme. Viennent ensuite les mesures d'intensités des pics 2, 15, 28 et 44 automatiquement par la procédure Pression. Les pressions totales et partielles ainsi que le taux de désorption moléculaire pour les quatre gaz sont calculés puis écrits dans un fichier, puis imprimés.

La sélection des différents systèmes est donnée par le plan de la figure 27, SD étant la sélection du système.

Ordinateur SD 3
Horloge SD 2
Voltmètre SD 0



Le taux de désorption moléculaire est calculé à partir de la conductance calibrée C , des sensibilités par rapport à la jauge et à l'analyseur quadrupolaire et du coefficient de normalisation K_{apa} .

3.4 Résultats expérimentaux

Pour l'expérience de désorption induite par électrons, l'étude s'est portée sur les mêmes échantillons que ceux utilisés pendant l'expérience de désorption induite par photons à DCI. Ils ont les mêmes numéros N° 1 à N° 8. D'autre part, les échantillons de N° 9 à 13 sont composés d'échantillons en Aluminium LEP ayant subi le même nettoyage chimique que les échantillons d'Orsay.

La composition des échantillons est :

N° 1 à N° 8 échantillons jumeaux de Orsay

N° 9 à N° 13 échantillons en Aluminium LEP.

Les premières expériences ont été effectuées sur des échantillons en Aluminium étuvé à 300°C pendant 24 heures. Ceci concerne les échantillons N° 4, 6, 7, 8 et 11. La température d'étuvage a été descendue à 150°C pendant 24 heures pour les autres échantillons N° 1, 2, 3, 5, 9, 10 et 13 pour faciliter la comparaison avec les résultats obtenus à DCI.

3.4.1 Taux initial de désorption

Le spectre des gaz désorbés par un échantillon en Aluminium est donné en appendix D. On constate que les gaz neutres désorbés par impact d'électrons sont dans l'ordre d'importance H_2 , CO_2 , CO et CH_4 . Le taux initial de désorption est donné pour tous les échantillons à la figure 28.

On compare seulement les échantillons ayant subi la même température d'étuvage soit à 150°C soit à 300°C. En effet, le taux initial de désorption diminue avec la température d'étuvage. Le taux de désorption moléculaire est plus important pour les échantillons ayant subi un étuvage à 150°C qu'à 300°C, en comparant les échantillons N° 4 et 6 aux échantillons N° 5, 9, 10, 12 et 13. Par exemple, pour l'Aluminium N° 6 et N° 12, le taux de désorption pour l'hydrogène H_2 passe de 10^{-1} molécules électron⁻¹ à $2 \cdot 10^{-2}$ molécules électrons⁻¹, soit une diminution d'un facteur 5.

Ce comportement peut s'expliquer par le fait que le taux de dégazage durant l'étuvage augmente avec la température. Alors, la concentration du gaz adsorbé en surface diminue avec la température d'étuvage.

Pour tous les échantillons, il apparaît que les taux de désorption pour H_2 , CO et CO_2 sont voisins alors que, pour CH_4 , le taux est nettement inférieur. Donc CH_4 est toujours minoritaire quelque soit le type d'échantillon et quelque soit le traitement effectué.

D'autre part, pour chaque gaz le taux de désorption moléculaire des différents échantillons est compris dans une fourchette étroite allant d'un facteur 1 à 6. Cette constatation a déjà été faite au sujet des résultats expérimentaux avec les photons à Orsay.

Les deux échantillons oxydés Nimonic N° 3 et Aluminium N° 7 voient la désorption de gaz neutre CO et CO_2 augmenter par rapport à l'hydrogène H_2 . En comparant les échantillons Nimonic N° 2 et Nimonic N° 3, on constate que la contribution de H_2 augmente d'un facteur 4 alors que CO et CO_2 augmentent d'un facteur 8 et 9 respectivement. Pour l'Aluminium, cet effet est moins marqué puisque la comparaison entre les échantillons N° 6 et N° 7 montre que seul CO voit le taux de désorption augmenter d'un facteur 3. Donc pour une surface oxydée, le taux de désorption moléculaire des gaz où intervient l'oxygène, c'est à dire CO et CO_2 , est plus important que pour les surfaces correspondantes. Cette constatation a déjà été faite avec les photons au paragraphe 2.4.2.

3.4.2 Reproductibilité des résultats expérimentaux

Les valeurs du taux initial de désorption varient pour des échantillons de même nature, qui ont subi la même procédure de nettoyage et une température d'étuvage identique. Ce phénomène est observé pour les échantillons en Aluminium étuvés à $150^\circ C$. La fourchette des valeurs du taux de désorption moléculaire des échantillons 9, 10 et 12 est montrée à la figure 40.

Le gaz hydrogène H_2 est le gaz le plus reproductible. Pour les autres gaz, la reproductibilité est moins bonne. Par conséquent, le taux initial de désorption moléculaire ne doit pas être pris comme une constante mais plutôt comme une valeur typique.

D'autre part, l'incertitude sur les valeurs numériques ne permet pas de comparer avec précision les différents types d'échantillons entre eux, plus précisément la nature des couches d'oxyde qui sont Al_2O_3 pour l'Aluminium et Cr_2O_3 pour le Nimonic.

3.4.3 Influence de l'énergie des électrons primaires

Pour l'Aluminium N° 13, le taux de désorption moléculaire en fonction de l'énergie des électrons primaires est donné à la figure 41 pour un échantillon en Aluminium, étuvé pendant 24 heures à $150^\circ C$.

Le taux de désorption moléculaire pour tous les gaz croît en fonction de l'énergie et passe par un maximum pour une énergie de l'ordre de 350 eV. Achard¹ a effectué le même type d'expérience sur de l'Aluminium et a obtenu un maximum du taux de désorption vers 300 eV.

Hilleret⁴¹ a réalisé des mesures de coefficient d'émission électronique secondaire sur le type d'Aluminium LEP en fonction de l'énergie du faisceau primaire d'électron. L'auteur a montré qu'il existe un maximum d'émission électronique secondaire pour une énergie d'électrons primaires de l'ordre de 300 eV. Par conséquent, le maximum du taux de désorption vers 350 eV peut être interpréter comme un maximum d'émission électronique secondaire pour cette valeur.

La désorption de molécules neutres serait liée à la production d'électrons secondaire. Cette idée sera reprise au chapitre 4 où il est étudié le lien entre les photons et photoélectrons d'une part et les électrons et électrons secondaires d'autre part.

3.4.4 Influence de la décharge gazeuse

Le nettoyage in situ des échantillons en Aluminium par la décharge gazeuse permet de faire diminuer considérablement le taux de désorption moléculaire. Cette méthode peut être utilisée pour un nettoyage in situ des chambres à vide d'un accélérateur.

En effet, comme l'indique la figure 42, le taux de désorption moléculaire chute pour tous les gaz après la décharge gazeuse. Il semble que la désorption induite par électrons soit due à la couche d'oxyde parce que la contribution du matériau n'est que de l'ordre de 1% du taux total observé. La couche d'oxyde serait alors le réservoir des molécules désorbées par bombardement électrique et aussi par bombardement de photons.

3.4.5 Modèle de diffusion pour l'hydrogène

Le numéro des échantillons correspond à l'ordre indiqué à l'introduction du paragraphe 3.4. Tous les échantillons ont été analysés sauf l'Aluminium N° 4. Le taux de désorption est exprimé en fonction du nombre d'électrons primaires par cm². La surface correspond à la surface d'exposition de l'échantillon. Toutes les courbes sont données à partir de la figure 29 jusqu'à la figure 39.

Les courbes de désorption induite par électrons permettent d'affirmer que des deux modèles, désorption surfacique ou désorption par diffusion, seul le modèle de diffusion permet d'expliquer la décroissance de la pression au cours du temps. En effet, la décroissance observée n'est pas de type exponentielle mais plutôt du type :

$$\eta(t) \approx t^{-1/2}$$

La décroissance en $t^{-1/2}$ est caractéristique du modèle de diffusion. L'étude de la désorption utilisant le modèle de désorption est faite au paragraphe 1.4. Le modèle de diffusion à travers la couche d'oxyde d'épaisseur R permet de déterminer la valeur de la concentration C_0 , du coefficient de diffusion D et du coefficient électrique K .

Sur tous les graphismes, la courbe théorique de diffusion pour le gaz H_2 est indiquée en trait plein.

Les paramètres C_0 , K et D sont calculés numériquement à partir de la forme théorique du modèle de diffusion. La forme théorique de η_t ne permet pas l'emploi de la méthode des moindres carrés. En effet, les dérivées partielles de la pression P par rapport aux variables C_0 , K et D sont rendues impossibles par la résolution à chaque étape de l'équation :

$$\cotg(\eta_n) = \frac{D \eta_n}{K R}$$

C'est pourquoi, une méthode d'approximation successive a été choisie en faisant varier les paramètres C_0 , K et D de manière à minimiser la distance relative Z entre les points expérimentaux η_m et les points théoriques η_t . Le nombre de points expérimentaux est noté n_m .

$$Z = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \left(\frac{\eta_m - \eta_t}{\eta_m} \right)^2$$

Le tableau de la figure 43 donne une compilation des résultats numériques de C_0 , K et D où l'erreur relative Z est minimale.

Seul l'échantillon Aluminium N° 6 ne donne pas des résultats satisfaisants car la pente de décroissance du taux de désorption moléculaire est très nettement supérieure à $1/2$. Par conséquent, la courbe de désorption ne peut pas être approximée par le modèle de diffusion.

Pour les autres échantillons, les erreurs relatives sont toutes inférieures à 10 %. Le modèle reflète aussi l'influence de la température d'étuvage sur la valeur de la concentration C_0 . En effet, l'augmentation de la température d'étuvage fait baisser la concentration en H_2 en comparant les échantillons N° 7 et N° 12.

Les valeurs des coefficients de diffusion à travers les couches d'oxyde Al_2O_3 et Cr_2O_3 ne sont pas différenciables. Tout se passe comme si la diffusion à travers Al_2O_3 et Cr_2O_3 se comporte d'une manière identique en comparant les données pour l'échantillon Nimonic N° 2 et Aluminium N° 12. En effet, il est à remarquer que les structures cristallines de Al_2O_3 et de Cr_2O_3 sont du même type hexagonal. Les dimensions pour la structure sont données par Samsonov⁷³ :

$$\begin{array}{lll} \text{Al}_2\text{O}_3 & a_0 = 4,76 \text{ \AA} & c_0 = 12,99 \text{ \AA} \\ \text{Cr}_2\text{O}_3 & a_0 = 4,95 \text{ \AA} & c_0 = 13,67 \text{ \AA} \end{array}$$

L'application du modèle de diffusion est illustrée par la courbe normalisée $\eta(t) / \eta(t=0)$ en fonction du paramètre de diffusion $K^2 t/D$. Les valeurs du taux de désorption sont expérimentales tandis que les valeurs de K et de D sont calculées numériquement à partir de l'équation de diffusion.

La courbe est donnée à la figure 46. La nature de la couche d'oxyde est différente suivant les échantillons. Par conséquent, les valeurs de K et D diffèrent d'un échantillon à l'autre. Le fait est que toutes les courbes, normalisées à 1, se superposent en une courbe unique quelque soit la nature de la couche d'oxyde.

3.4.6 Influence sur la désorption

La figure 44 montre le nombre de molécules désorbées par cm^2 en fonction de la dose en électrons par cm^2 . L'étude est faite pour l'échantillon Aluminium N° 12. Pour les autres échantillons le comportement est similaire à cet échantillon. La courbe est croissante en fonction de la dose d'exposition.

La figure 45 montre le taux de désorption moléculaire en fonction du nombre de molécules désorbées. Cette étude est faite sur le même échantillon en Aluminium N° 12. Le taux de désorption moléculaire chute avec le nombre de molécules désorbées. Ce fait peut être expliqué par l'appauvrissement de la couche d'oxyde en hydrogène H_2 pendant la désorption. Il faut attendre une désorption de $9 \cdot 10^{15}$ molécules par cm^2 , qui correspond environ à une dizaine de monocouches, pour que le taux de désorption moléculaire décroisse d'un facteur 10. Le taux chute continuellement pour des valeurs élevées du nombre de molécules désorbées, vers 10^{16} molécules par cm^2 .

3.4.7 Influence du courant primaire sur K

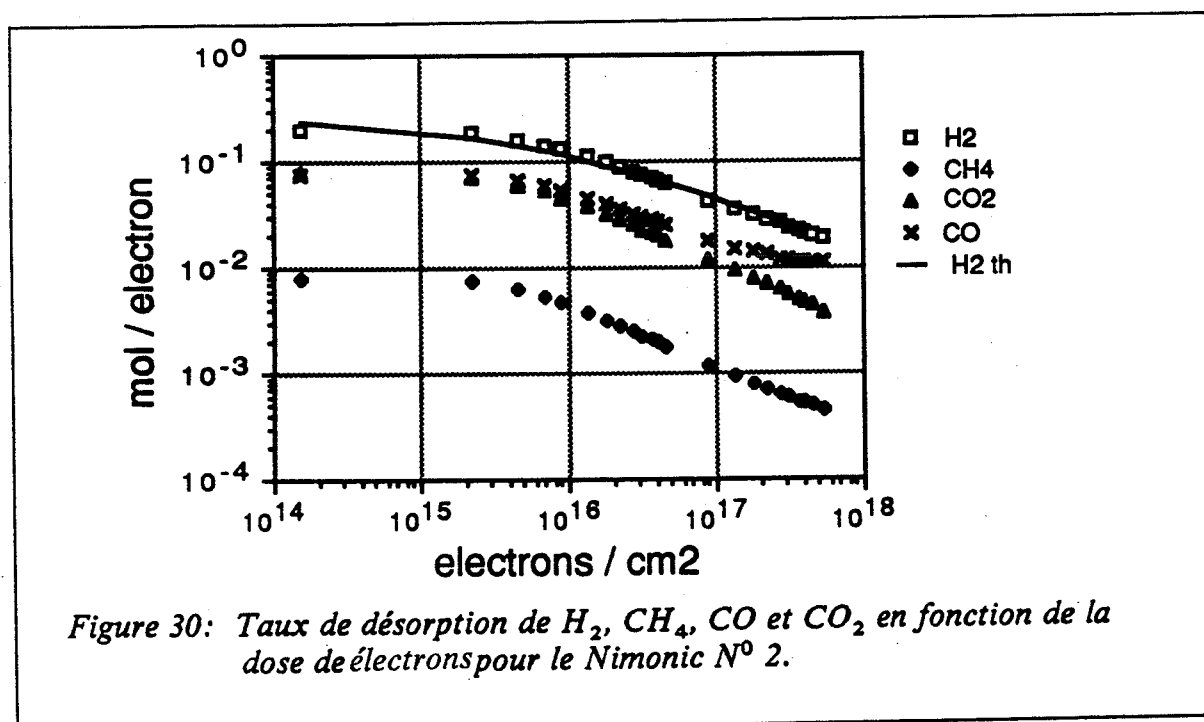
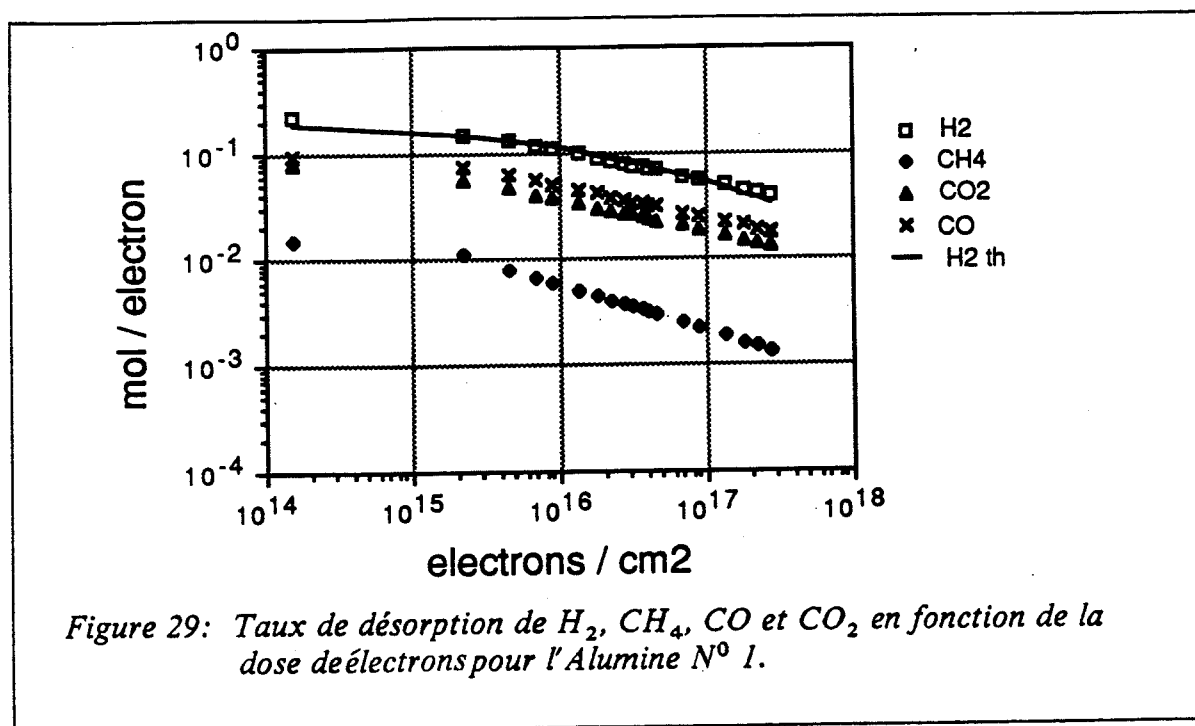
Le coefficient K de bombardement électrique est relié au courant de bombardement électrique I (paragraphe 1.4.2). La loi K en fonction de I est mesurée pour des échantillons identiques ayant subi la même température d'étuvage. C'est le cas pour les échantillons Aluminium 9, 10 et 12.

Du tableau de la figure 47, on constate que K varie approximativement linéairement en fonction de I pour une gamme de courant électrique variant de $50 \mu\text{A}$ à $250 \mu\text{A}$. Ce qui revient à dire que le taux de désorption moléculaire est indépendant du courant de bombardement.

De plus, le modèle reflète bien l'accroissement du coefficient de diffusion D avec la puissance P_u du bombardement électrique, comme l'indique la figure 47. La température en surface de l'échantillon est d'autant plus élevée que la puissance est importante. Selon Readhead⁶⁹, une dépendance de la diffusion D en fonction de la température T suit une loi d'Arrhénius (paragraphe 3.6).

	N° 1 Alum	N° 2 Nim	N° 3 Nim	N° 4 Alu	N° 5 Alu
étuvage	150°	150°	150°	300°	150°
tension	300	300	300	500	300
courant	30	30	30	500	35
H ₂	2,2 10 ⁻¹	2,0 10 ⁻¹	3,0 10 ⁻¹	2,0 10 ⁻²	1,0 10 ⁻¹
CH ₄	1,5 10 ⁻²	7,8 10 ⁻³	1,2 10 ⁻²	1,2 10 ⁻³	2,0 10 ⁻³
CO	9,3 10 ⁻²	7,4 10 ⁻²	1,5 10 ⁻¹	9,2 10 ⁻³	3,4 10 ⁻²
CO ₂	8,1 10 ⁻²	8,1 10 ⁻²	3,4 10 ⁻¹	1,4 10 ⁻²	3,1 10 ⁻²
	N° 6 Alu	N° 7 Alu	N° 8 Alu	N° 9 Alu	N° 10 Alu
étuvage	300°	300°	300°	150°	150°
tension	500	500	500	500	500
courant	500	500	500	250	50
H ₂	1,1 10 ⁻²	3,4 10 ⁻²	1,1 10 ⁻²	1,1 10 ⁻¹	9,2 10 ⁻²
CH ₄	3,0 10 ⁻⁴	1,0 10 ⁻³	4,2 10 ⁻⁴	2,5 10 ⁻³	9,1 10 ⁻⁴
CO	2,4 10 ⁻³	2,2 10 ⁻²	1,0 10 ⁻³	2,7 10 ⁻²	1,7 10 ⁻²
CO ₂	3,5 10 ⁻³	1,1 10 ⁻²	5,6 10 ⁻⁴	1,5 10 ⁻²	1,2 10 ⁻²
	N° 11 Alu	N° 12 Alu			
étuvage	300°	150°			
tension	1000	300			
courant	6000	100			
H ₂	1,4 10 ⁻³	1,3 10 ⁻¹			
CH ₄	1,3 10 ⁻⁵	6,2 10 ⁻³			
CO	8,4 10 ⁻⁵	7,4 10 ⁻²			
CO ₂	1,0 10 ⁻⁴	9,6 10 ⁻²			
étuvage	degrés °C				
tension	Volt				
courant	μA				

Figure 28: Taux de désorption initial des échantillons en molécules par électron.



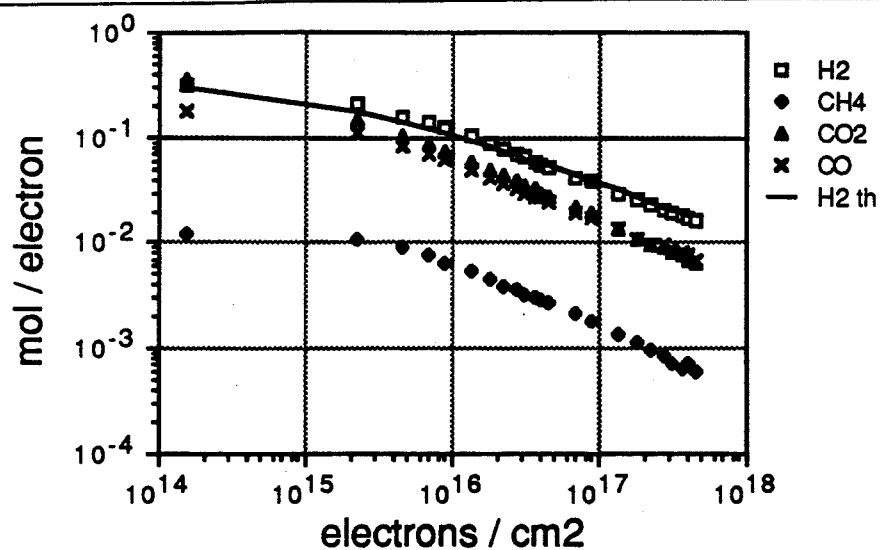


Figure 31: Taux de désorption de H_2 , CH_4 , CO et CO_2 en fonction de la dose d'électrons pour le Nimonic N° 3.

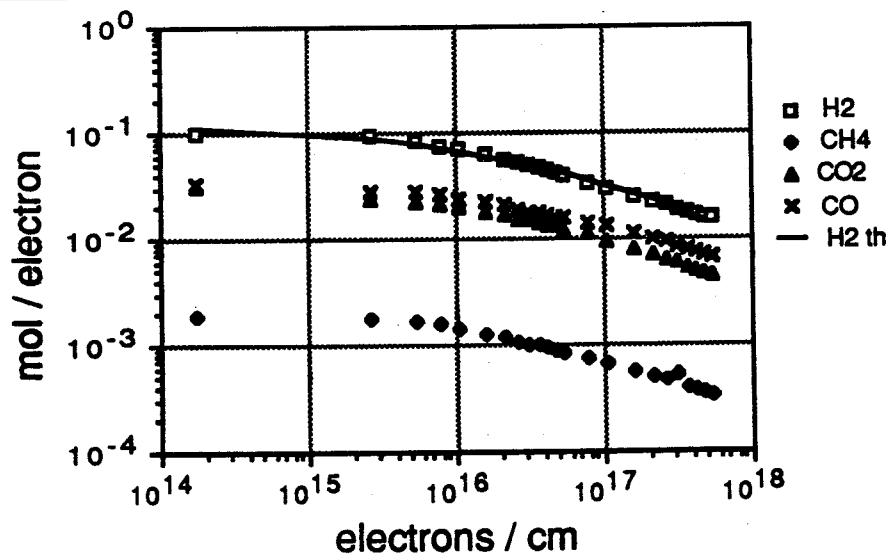
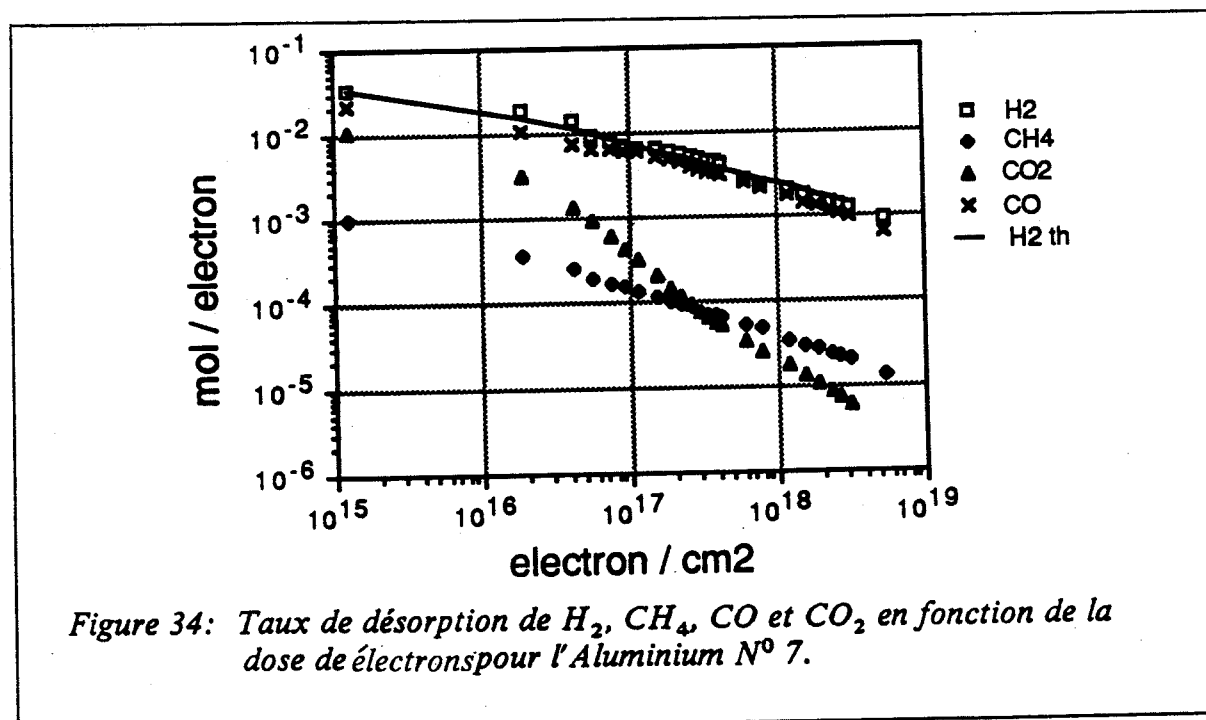
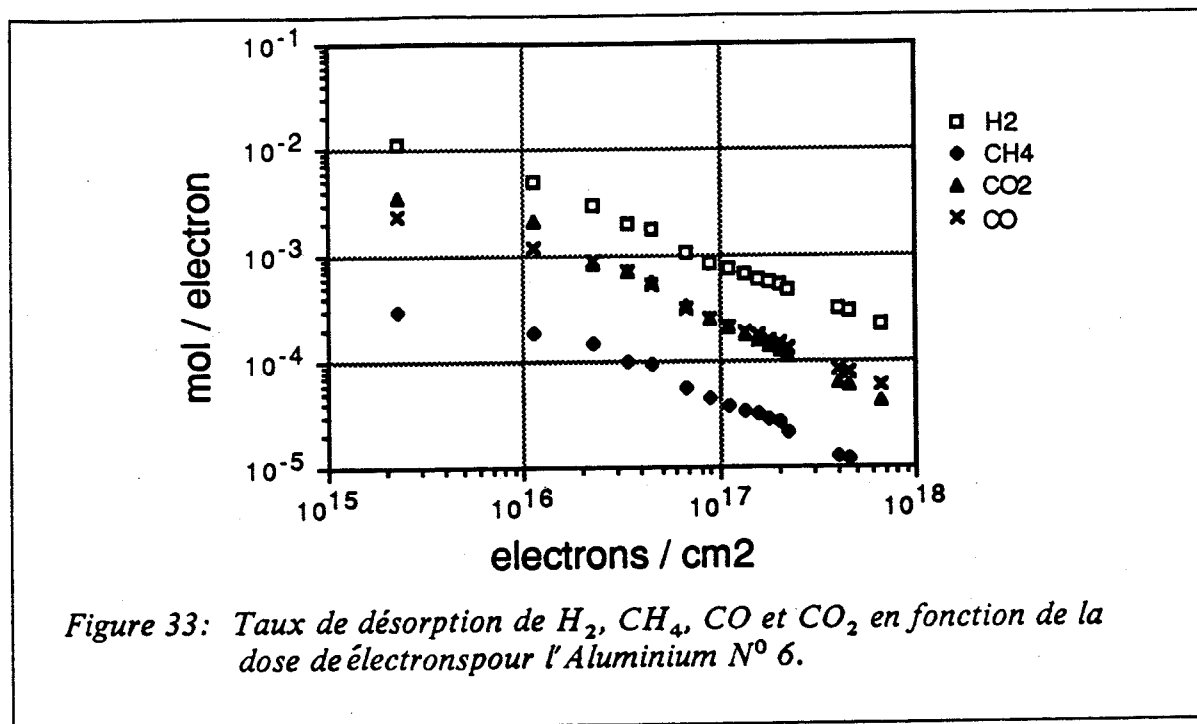
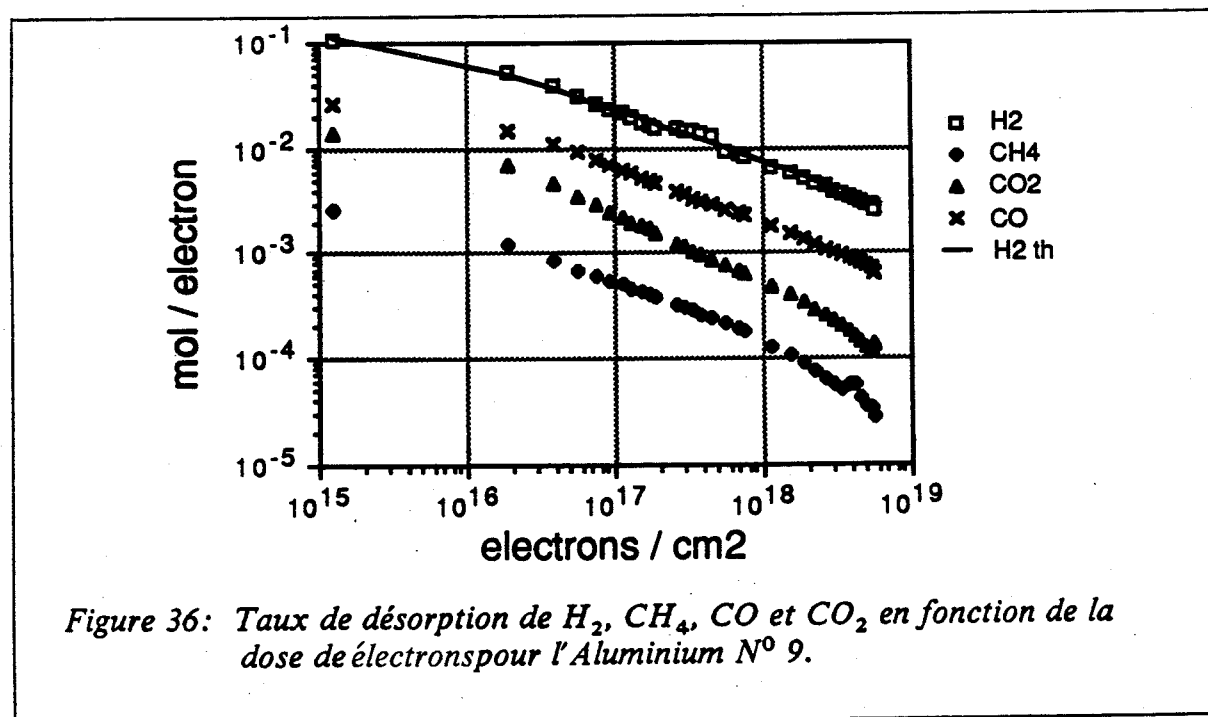
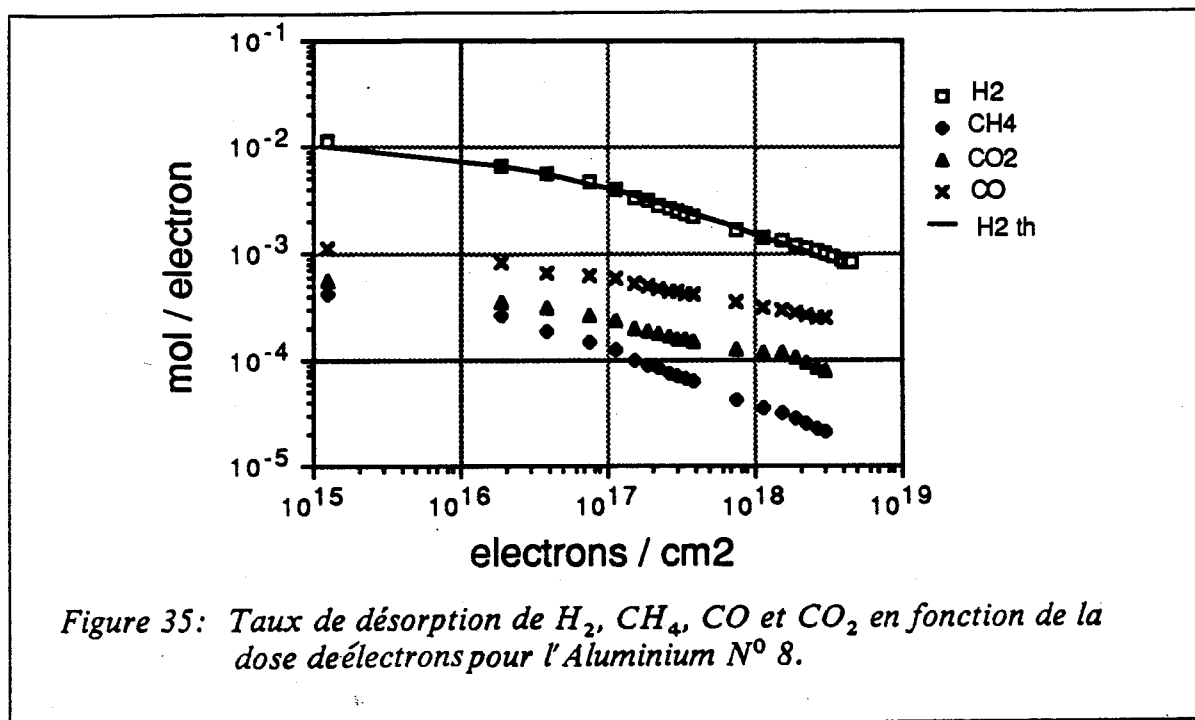


Figure 32: Taux de désorption de H_2 , CH_4 , CO et CO_2 en fonction de la dose d'électrons pour l'Aluminium N° 5.





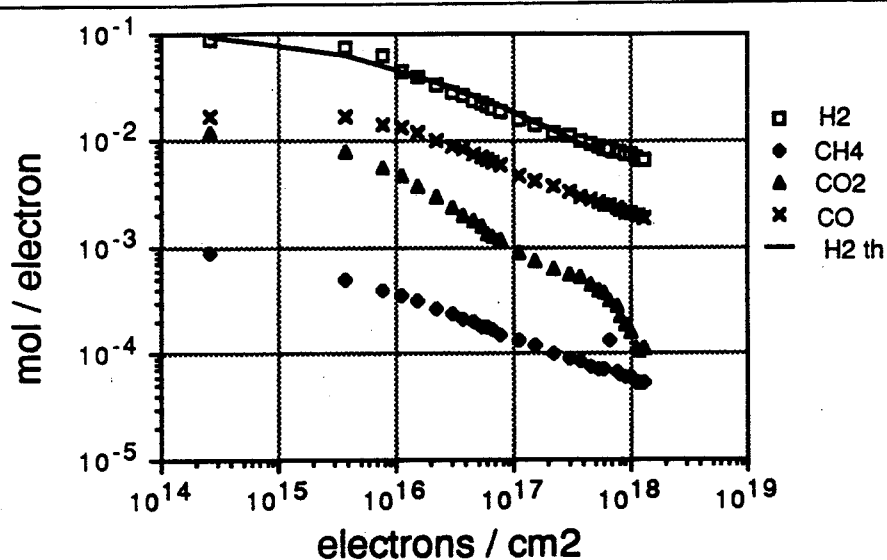


Figure 37: Taux de désorption de H_2 , CH_4 , CO et CO_2 en fonction de la dose d'électrons pour l'Aluminium N° 10.

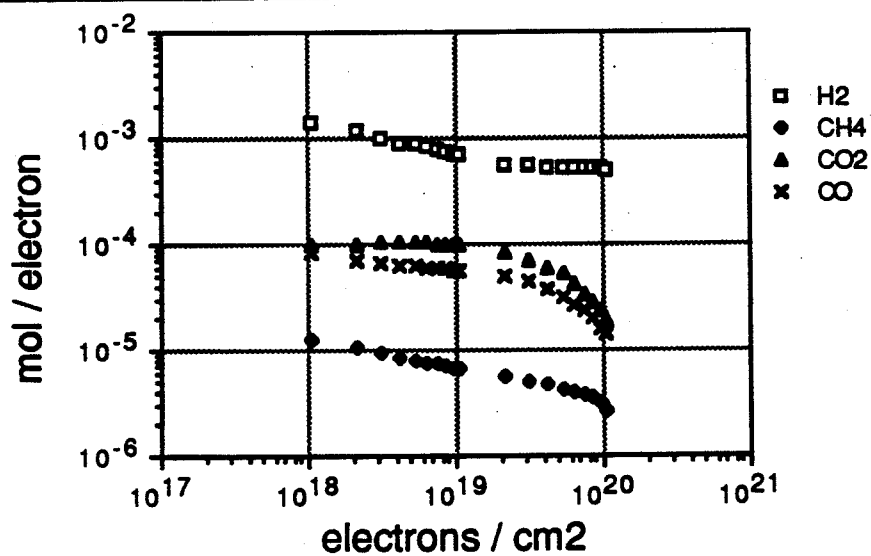
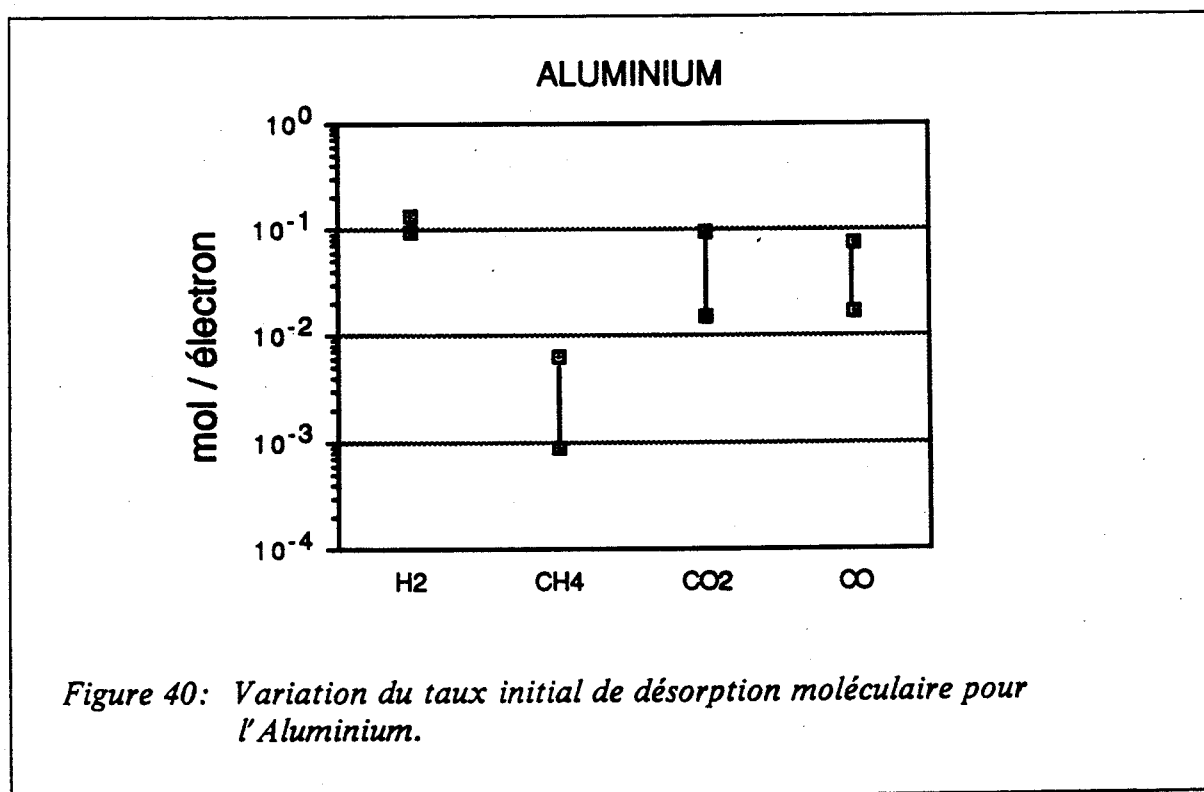
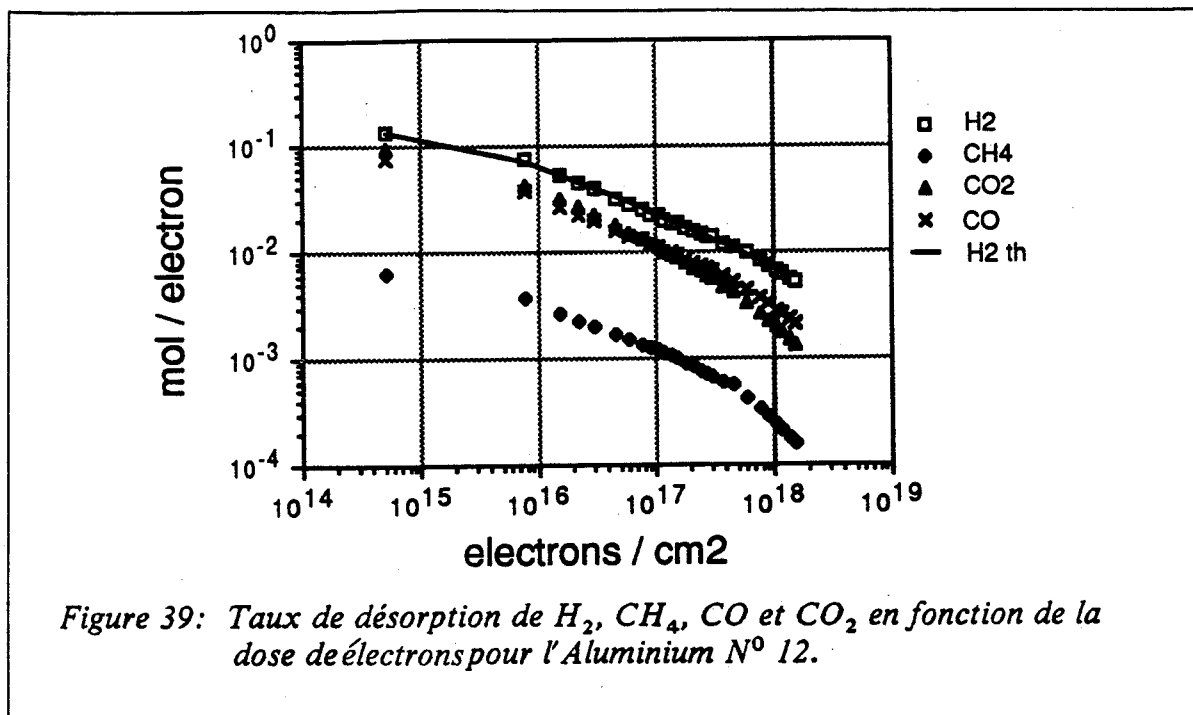
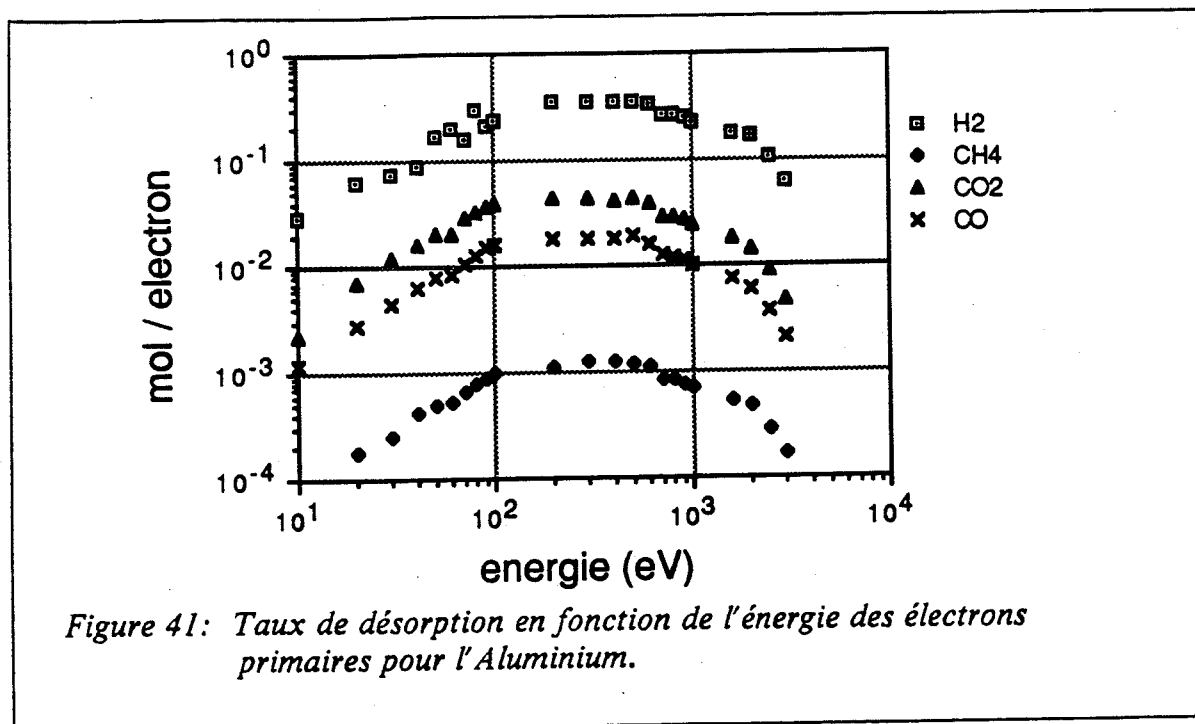


Figure 38: Taux de désorption de H_2 , CH_4 , CO et CO_2 en fonction de la dose d'électrons pour l'Aluminium N° 11.





	H ₂	CH ₄	CO	CO ₂
Alumine*	4,0 10 ⁻²	1,3 10 ⁻⁴	1,8 10 ⁻³	1,3 10 ⁻³
Alumine	6 10 ⁻⁶	1 10 ⁻⁶	3 10 ⁻⁸	3 10 ⁻⁹
Nimonic*	2,0 10 ⁻²	4,5 10 ⁻⁴	1,1 10 ⁻²	3,8 10 ⁻³
Nimonic	3 10 ⁻⁶	4 10 ⁻⁷	1 10 ⁻⁷	5 10 ⁻⁸
Nimonic*	3,2 10 ⁻²	1,2 10 ⁻³	1,4 10 ⁻²	1,3 10 ⁻²
Nimonic	6 10 ⁻⁶	2 10 ⁻⁷	2 10 ⁻⁹	4 10 ⁻⁸
Aluminium*	1,6 10 ⁻²	3,4 10 ⁻⁴	6,8 10 ⁻³	4,5 10 ⁻³
Aluminium	2 10 ⁻⁶	5 10 ⁻⁷	4 10 ⁻⁸	4 10 ⁻⁹

Figure 42: Taux de désorption en molécules par électron avant(*) et après la décharge gazeuse Argon.

Echantillon	N	C ₀	K	D	Z
N° 1 Alumine	1,9 10 ¹⁶	2,0 10 ⁵	3,0 10 ⁻¹¹	2,1 10 ⁻¹⁷	8,3
N° 2 Nimonic	1,6 10 ¹⁶	1,1 10 ⁵	7,7 10 ⁻¹¹	7,2 10 ⁻¹⁸	7,8
N° 3 Nimonic	2,8 10 ¹⁶	1,0 10 ⁵	1,0 10 ⁻¹⁰	4,7 10 ⁻¹⁸	7,0
N° 5 Aluminium	1,5 10 ¹⁶	9,3 10 ⁴	4,6 10 ⁻¹⁰	6,6 10 ⁻¹⁸	4,5
N° 7 Aluminium	6,9 10 ¹⁵	3,3 10 ⁴	3,8 10 ⁻¹⁰	1,7 10 ⁻¹⁷	10,0
N° 8 Aluminium	4,1 10 ¹⁵	2,1 10 ⁴	1,4 10 ⁻¹⁰	1,7 10 ⁻¹⁷	5,6
N° 9 Aluminium	2,7 10 ¹⁶	1,6 10 ⁵	2,7 10 ⁻¹⁰	7,3 10 ⁻¹⁸	7,0
N° 10 Aluminium	8,8 10 ¹⁵	1,2 10 ⁵	4,9 10 ⁻¹¹	1,6 10 ⁻¹⁸	9,0
N° 12 Aluminium	1,7 10 ¹⁶	1,1 10 ⁵	1,8 10 ⁻¹⁰	6,3 10 ⁻¹⁸	3,0
N	nombre de molécules désorbées par cm ²				
C ₀	concentration en H ₂ en Pa litre cm ⁻³				
K	coefficient électrique cm sec ⁻¹				
D	coefficient de diffusion cm ² sec ⁻¹				
Z	erreur par rapport à la courbe expérimentale %				

Figure 43: Valeurs des paramètres du modèle de diffusion.

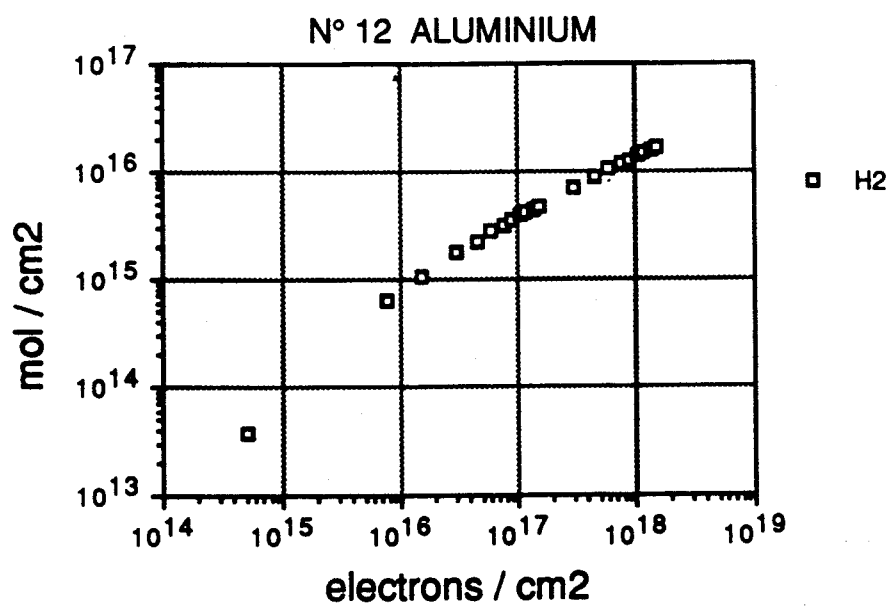


Figure 44: Molécules désorbées en fonction de la dose.

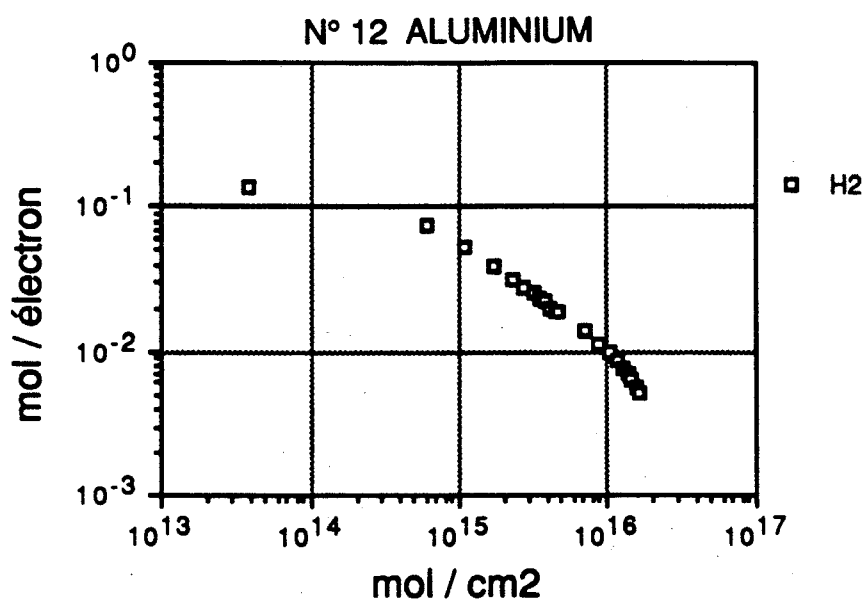


Figure 45: Taux de désorption en fonction du nombre de molécules désorbées.

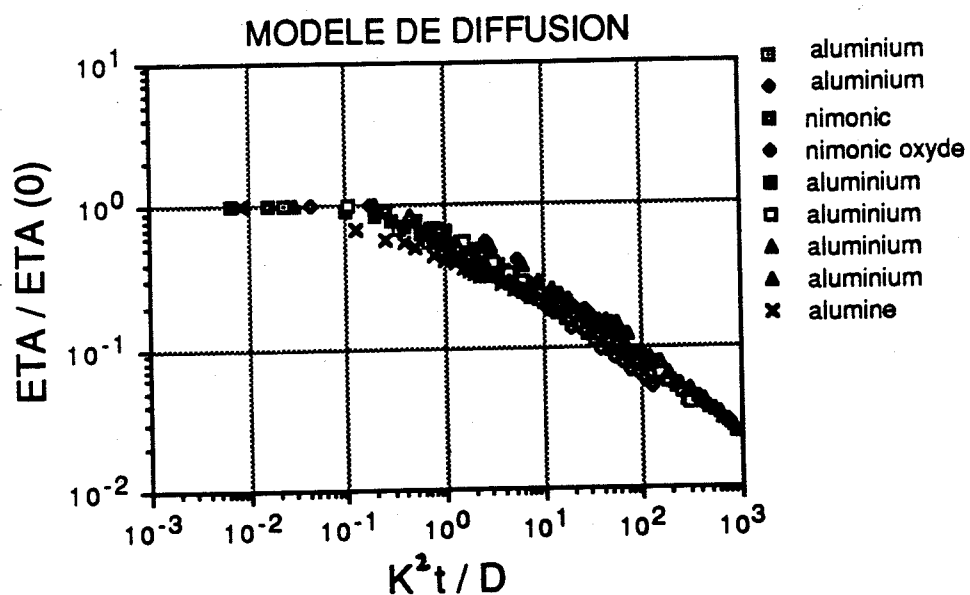


Figure 46: Courbe universelle selon le modèle de diffusion.

	I (μA)	P_u (W)	K/I	D ($cm^2 \text{ sec}^{-1}$)
N° 10 Alu	50	0,025	$9,8 \cdot 10^{-7}$	$1,6 \cdot 10^{-18}$
N° 12 Alu	100	0,05	$1,8 \cdot 10^{-6}$	$6,3 \cdot 10^{-18}$
N° 9 Alu	250	0,125	$1,1 \cdot 10^{-6}$	$7,3 \cdot 10^{-18}$

Figure 47: Influence du courant primaire sur le coefficient électrique K pour l'Aluminium.

3.5 Concentration initiale C_0

Le nombre de molécules désorbées pendant une expérience type est de l'ordre de 10^{16} molécules par cm^2 . Si la concentration surfacique d'une monocouche est de l'ordre de 10^{15} molécules par cm^2 , alors la désorption s'est effectuée sur 10 monocouches.

Parallèlement, on peut estimer la concentration en hydrogène H_2 contenu dans la couche d'oxyde de l'Aluminium en supposant que l'oxyde se compose essentiellement d'hydroxyde d'aluminium $\text{Al}(\text{OH})_3$.

$$\begin{aligned}\text{Al}(\text{OH})_3 &= 2,44 \text{ g cm}^{-3} \\ M(\text{Al}(\text{OH})_3) &= 67 \text{ masse molaire} \\ 1 \text{ Pa litre} &= 2,45 \cdot 10^{17} \text{ molécules} \\ C(\text{H}_2) &= 1,2 \cdot 10^5 \text{ Pa litre cm}^{-3} \\ \text{Alu}-9 &= 1,6 \cdot 10^5 \text{ Pa litre cm}^{-3}\end{aligned}$$

Cette concentration $C(\text{H}_2)$ est à comparer avec les résultats de la figure N° 48. Pour l'aluminium N° 9, la concentration en hydrogène de la couche d'oxyde, calculée à partir du programme de simulation, est égale à $1,6 \cdot 10^5 \text{ Pa litre cm}^{-3}$, proche de la concentration contenue dans l' $\text{Al}(\text{OH})_3$.

Degrève²³ a mesuré la concentration en hydrogène de la couche d'oxyde sur plusieurs types d'alliage en Aluminium. L'Aluminium A-G7 est l'Aluminium le plus proche de celui utilisé pour les chambres à vide LEP. Les valeurs de concentration surfacique C_s ainsi que la concentration totale C_t de l'Aluminium sont reportées au tableau de la figure 48. Pour l'Aluminium LEP, la concentration totale a été mesurée par Unterlerchner⁷⁷.

Degrève²³ a montré que la présence de magnésium dans l'A-G7 fait augmenter la concentration en hydrogène dans la couche d'oxyde par rapport à l'Aluminium 1199. Les valeurs C_s pour les deux types d'Aluminium l'A-G7 et 1199 sont inférieures à la valeur correspondante de l'Aluminium LEP mais la concentration totale C_t est inférieure (0,37 contre 1,47).

La concentration surfacique déduite du programme de simulation est compatible avec les valeurs de Degrève²³.

Echantillon	1199	A - G7	Alu - LEP
Composition	99,99% Alu	7% Mg	< 1% Mg
C_t (ml/100 gr)	0,16	0,37	1,47
C_s (mol cm ⁻²)	3,0 10 ¹⁵	1,2 10 ¹⁶	2,6 10 ¹⁶

Figure 48: Comparaison de la concentration surfacique C_s et concentration totale C_t pour différents types d'Aluminium.

3.6 Coefficient de diffusion D

La variation du coefficient de diffusion D en fonction de la température T suit la loi d'Arrhenius.

$$D = D_0 \exp \left(- \frac{W}{R_0 T} \right)$$

T température
 W énergie d'activation pour la diffusion
 R_0 constante des gaz parfaits

Des mesures de coefficients de diffusion D pour l'hydrogène ont été effectuées par Ransley⁶⁹, Eichenauer²⁶ et Fowler³⁰ ainsi que par Malev⁵⁵ et Andritschky⁴. Une compilation des résultats est donnée à la figure 49.

Les coefficients de diffusion sont déterminés à haute température entre 300°C à 1000°C, ce qui ne permet pas une très bonne extrapolation à des températures plus faibles, 40°C.

Ransley⁶⁹ donne des coefficients de diffusion pour l'hydrogène à travers les métaux suivants : Aluminium, Cuivre et Nickel dans une gamme de température comprise entre 560°C à 300°C. Le matériau utilisé par Ransley⁶⁹ est de l'Aluminium ex-

trudé très voisant de celui utilisé pour les chambres à vide LEP et par conséquent pour les échantillons. L'aluminium de Ransley⁶⁹ contient 0,32 ml H₂/100 g pour l'ensemble de la surface et de l'Aluminium.

Sa composition est la suivante : 0,003 % Si, 0,0015 Fe, 0,0005 % Cu, 0,0002 % Na.

Eichenauer²⁶ a utilisé des échantillons en Aluminium de composition suivante : 99,5 % Al, 0,26 % Fe, 0,18 % Si avec des traces de Mn, Mg, Cu ainsi que Zu.

Par contre, Fowler³⁰ a étudié la diffusion du tritium, isotope de l'hydrogène, à travers l'oxyde d'aluminium. L'auteur donne des valeurs pour l'énergie d'activation de diffusion W sur une large gamme de température de 300°C à 1000°C pour les oxydes simple cristal, frittés ou en poudre.

Le cristal simple Al₂O₃ a une pureté supérieure à 99 %.

L'Al₂O₃ fritté a une concentration inférieure à 50 ppm en MgO.

Le lualox a 99,8 % Al₂O₃, 0,2 % Mg et des traces de Si.

Les valeurs de Fowler³⁰ montrent la nette dépendance du coefficient de diffusion en fonction de la préparation de l'oxyde d'aluminium si il se présente sous la forme de simple cristal, sous la forme fritté ou en poudre. Ce qui tend à prouver que la comparaison entre les valeurs de D trouvées expérimentalement et ceux des différents auteurs est difficile car on ne connaît pas la structure de l'oxyde d'aluminium des échantillons LEP.

Quant à Malev⁵⁵, il a étudié la diffusion par dissociation du film d'oxyde à la surface sous le bombardement électrique. Il n'indique pas la composition de l'Aluminium et se contente de donner le coefficient de diffusion.

Enfin, Andritschky⁴ a étudié plus particulièrement la diffusion de l'hydrogène à travers une couche d'oxyde de chrome Cr₂O₃ sur de l'acier Nimonic. Les valeurs de Andritschky⁴ montrent que la diffusion de l'hydrogène à travers l'oxyde de chrome Cr₂O₃ est voisine de celle du Tritium à travers de l'oxyde d'aluminium en poudre. C'est ce qui a été observé expérimentalement en comparant les coefficients de diffusion D entre l'Aluminium, Al₂O₃, et le Nimonic, Cr₂O₃.

Seules les valeurs de Ransley⁶⁹ sont compatibles avec les coefficients de diffusion calculés à partir des courbes expérimentales de désorption par électrons. Les valeurs de Fowler³⁰, Eichenauer²⁶, ainsi que Malev⁵⁵ sont très nettement différentes.

De plus, la température à la surface n'est connue qu'à l'aide d'un thermocouple placé à l'arrière de l'échantillon qui a une épaisseur de 5 mm. La température de la surface est certainement supérieure à celle mesurée par le thermocouple même en supposant un régime stationnaire. Comme la loi d'Arrhenius varie en fonction de la température de manière exponentielle, le coefficient D de diffusion y est aussi sensible.

De plus, à l'incertitude de l'extrapolation s'ajoute le fait que la nature de la couche d'oxyde peut changer en fonction de la température. Par conséquent, le coefficient D_0 ainsi que l'énergie d'activation pour la diffusion W peuvent être des fonctions de la température. Ceci est confirmé par Fast²⁸, dans le cas du fer, où le coefficient D dépend de la structure cristalline. Fast²⁸ a aussi étudié les sauts du coefficient d'activation W en fonction de la température. Il a montré que le fer subit des transitions de la phase cristalline pour une température critique.

3.7 Limite du modèle de diffusion

L'étude des courbes théoriques permet d'affirmer que le modèle de diffusion prédit, dans l'ensemble, le taux de désorption observé expérimentalement. Cependant des remarques s'imposent devant les simplifications du modèle.

1) C_0 est supposé constant pour simplifier le calcul. En fait, la spectrométrie Auger montre que la couche d'oxyde n'est pas homogène.

2) Dépendance linéaire de la désorption avec la concentration en surface.

$$q = K C$$

Une dépendance quadratique peut être justifiée en prenant l'exemple de la solubilité de l'hydrogène dans les métaux :

$$q = K' C^2$$

3) Coefficient de diffusion constant pour toute l'épaisseur de la couche d'oxyde. Ceci est une approximation car on peut imaginer la diffusion suivant plusieurs coefficients de diffusion D_n à cause de la présence d'irrégularités et de trous dans la couche d'oxyde.

Le modèle de diffusion à travers la couche d'oxyde permet d'expliquer dans une large mesure la désorption expérimentale par électrons. Mais Carslaw¹⁷ généralise le modèle de diffusion pour pouvoir interpréter les courbes n'ayant pas la décroissance $1/2$ du modèle. Toute courbe de décroissance comprise entre $1/2$ et 1 peut être extrapolée à partir du modèle de diffusion.

En effet, la couche d'oxyde d'un métal est hétérogène et varie en épaisseur d'un point à un autre de la surface. D'après Carslaw¹⁷, la surface présente des capillarités de diamètre variable et de longueur plus grande ou inférieure à l'épaisseur moyenne du film. Alors, la diffusion à travers la couche d'oxyde est décrite à l'aide de plusieurs coefficients de diffusion D_1 à D_n . Le coefficient D trouvé par ajustement des courbes expérimentales n'est autre qu'une moyenne des coefficients de diffusion D_1 à D_n .

	T(°C)	D ₀	W	D(40°C)
Fowler ³⁰				
cristal simple Al ₂ O ₃	600 – 1000	3,3	2,4 10 ⁵	1 10 ⁻⁴⁰
Al ₂ O ₃ fritté	600 – 900	7,3 10 ⁻²	1,8 10 ⁵	6 10 ⁻³²
Al ₂ O ₃ poudre*	200 – 350	3,2 10 ⁻⁴	1,3 10 ⁵	6 10 ⁻²⁶
Al ₂ O ₃ poudre**	250 – 600	3,2 10 ⁻⁸	9,8 10 ⁴	3 10 ⁻²¹
ajustement Al ₂ O ₃	300 – 1000	6,4 10 ⁻⁵	1,3 10 ⁵	5 10 ⁻²⁷
lucalox	360 – 570	39,8	1,8 10 ⁵	3 10 ⁻²⁹
Eichenauer ²⁶ Smithells ⁷⁵				
Aluminium	400 – 700	0,21	4,6 10 ⁴	4 10 ⁻⁹
Malev ⁵⁵				
Aluminium				10 ⁻²³
Ransley ⁶⁹				
Aluminium poreux	300 – 700	1,2 10 ⁵	1,4 10 ⁵	4 10 ⁻¹⁹
Andritschky ⁴				
Nimonic Cr ₂ O ₃	700 – 950	1 10 ⁻⁵	1,2 10 ⁵	10 ⁻²⁵
Echantillon LEP				
Aluminium – 12				6 10 ⁻¹⁸

$$D = D_0 \exp (- W / R_0 T) \quad \text{cm}^2 \text{sec}^{-1}$$

T gamme de température (°K)

D₀ coefficient de diffusion (cm² sec⁻¹)

W énergie d'activation pour la diffusion J mol⁻¹

D(40°C) coefficient de diffusion à 40°C en cm² sec⁻¹

* molécules condensables non piégées

** molécules condensables piégées

Figure 49: Valeurs du coefficient de diffusion D.

D'après le modèle de diffusion, le coefficient D est indépendant de la concentration. Or Carslaw¹⁷ insiste sur le fait que le coefficient D peut aussi varier avec la concentration. Dans ce cas, D est une fonction de $C(x)$ et dépend de la côte x . Les équations de diffusion de Fick sont modifiées. Dans le cas stationnaire, Crank²⁰ et Carslaw¹⁷ ont montré que l'équation de diffusion est modifiée de la façon suivante :

$$\frac{d}{dx} \left(D \frac{dC}{dx} \right) = 0$$

De même Carslaw¹⁷ a souligné le fait que la dépendance de D avec la concentration influence le comportement du taux de dégazage et par conséquent modifie l'allure idéale de la courbe en $t^{-1/2}$.

CHAPITRE 4

SYNTHESE ENTRE LA DESORPTION PAR PHOTONS ET PAR ELECTRONS

4.1/Energie équivalente

Pour comparer les mesures effectuées à Orsay avec des photons et celles en laboratoire avec des électrons, on peut exprimer le taux de désorption en molécules par photoélectrons dans le cas des photons. Le taux de désorption par photoélectrons est généralement inférieur à celui des électrons pour une tension accélératrice de 300 V et dans les mêmes conditions d'étuvage.

L'étude est faite pour l'hydrogène dans le cas de l'Aluminium. Pour obtenir le même taux de désorption avec les photoélectrons qu'avec les électrons, on utilise la courbe de la figure 41 donnant le taux de désorption pour chaque gaz en fonction de l'énergie des électrons. On constate que la courbe $\eta(E)$ a un maximum vers 350 eV. La tension équivalente est alors de l'ordre de 15 V pour obtenir le même taux de désorption moléculaire qu'avec les photoélectrons.

On peut parler d'énergie équivalente de l'ordre de 15 eV. Tout se passe comme si le taux de désorption des photoélectrons est équivalent à celui des électrons pour une énergie de l'ordre de 15 eV, comme l'indique la figure 50.

$$\eta(\text{photoélectron}) = \eta(\text{électron à 15 eV})$$

Ainsi on peut décrire le processus de désorption induite par photon en faisant intervenir les photoélectrons.

surface
 photon - - - - -> photoélectron - - - - -> molécule désorbée

Or d'après Henke⁴⁰, les photoélectrons produits lors de l'interaction photon - surface sont des secondaires vrais, à environ 70 - 80 %, d'énergie faible en tout cas inférieure à 30 eV (paragraphe 1.3) Donc il est tout à fait plausible que ces photoélectrons soient responsables de la désorption car elle correspond justement à des énergies faibles inférieures à 30 eV.

Energie (eV) électron	Taux de désorption moléculaire η	
	ESD N° 13 mol électron ⁻¹	PSD N° 5 mol photoélectron ⁻¹
15	4,0 10 ⁻²	3,8 10 ⁻²
350	2,2 10 ⁻¹	

Figure 50: Energie équivalente des photons pour l'Aluminium.

4.2 Photoélectron et électron secondaire

L'analyse des taux de désorption moléculaire est de permettre une comparaison entre les mesures PSD et ESD. Du point de vue des particules incidentes, photons ou électrons, on ne peut pas comparer directement le taux de désorption exprimé en molécules par photons ou en molécules par électrons à cause de la production de photoélectrons dans le premier cas et d'électrons secondaires dans le second cas.

Cependant, on trouve un accord satisfaisant si les données sont exprimées en fonction du nombre de molécules par photoélectrons pour PSD et en fonction du nombre de molécules par électrons secondaires dans le cas ESD.

Les résultats numériques sont donnés à la figure 51. Hilleret⁴¹ a mesuré la production d'électrons secondaires par électron primaire δ_e pour l'Aluminium de type LEP étuvé à 150°C pendant 24 heures. Les électrons primaires ont une énergie de 300 eV et le taux δ_e est trouvé égal à 2,8. De même, on note le coefficient δ_p , le nombre de photoélectrons créés par photons incident. Le nombre δ_p est égal à 5,0 10⁻² dans le cas de l'Aluminium LEP lors de l'expérience de DCI à Orsay, d'après la figure 20.

La comparaison entre les colonnes 2, η_p^* , et 4, η_e^* , de la figure 51 montre une bonne correspondance entre les différents taux de désorption moléculaire sauf pour CH₄ où il y a un facteur 10 de différence.

$$\eta_p^* \approx \eta_e^* \text{ pour H}_2, \text{ CO et CO}_2$$

	PSD N° 5		ESD N° 12	
	η_p	η_p^*	η_e	η_e^*
H ₂	$1,9 \cdot 10^{-3}$	$3,8 \cdot 10^{-2}$	$1,3 \cdot 10^{-1}$	$4,6 \cdot 10^{-2}$
CH ₄	$5,7 \cdot 10^{-4}$	$1,1 \cdot 10^{-2}$	$6,2 \cdot 10^{-3}$	$2,2 \cdot 10^{-3}$
CO	$1,2 \cdot 10^{-3}$	$2,4 \cdot 10^{-2}$	$7,4 \cdot 10^{-2}$	$2,6 \cdot 10^{-2}$
CO ₂	$2,7 \cdot 10^{-3}$	$5,4 \cdot 10^{-2}$	$9,6 \cdot 10^{-2}$	$3,5 \cdot 10^{-2}$

η_{p*} : taux de désorption mol photon⁻¹
 η_p : taux de désorption mol photoélectrons⁻¹
 η_{e*} : taux de désorption mol électron⁻¹
 η_e : taux de désorption mol électrons secondaires⁻¹

Figure 51: Synthèse entre PSD et ESD pour l'Aluminium N° 5 et l'Aluminium N° 12.

CHAPITRE 5

SYSTEME DE POMPAGE ET DESORPTION SYNCHROTRONIQUE

5.1/ Description du système à vide LEP

Dans sa présentation finale, l'anneau LEP représente une longueur d'environ 27 km et dans sa première phase pourra accélérer des électrons et des positrons jusqu'à une énergie de 50 GeV. On suppose par la suite que le LEP est formé uniquement de chambres dipolaires, en réalité 80% de l'ensemble de l'accélérateur, pour la simplification du calcul.

La pression exigée dans le LEP est déterminée par la durée de vie du faisceau. D'après Xu⁷⁹, une pression moyenne de $4 \cdot 10^{-7}$ Pa permet d'obtenir une durée de vie d'à peu près 20 heures. Cependant cette pression doit être maintenue en présence du phénomène de désorption de molécules due au rayonnement synchrotron. Pour obtenir une vitesse de pompage maximale, une architecture de pompage linéaire utilisant un getter non évaporable, NEG, a été choisie avec l'appui de pompes ioniques.

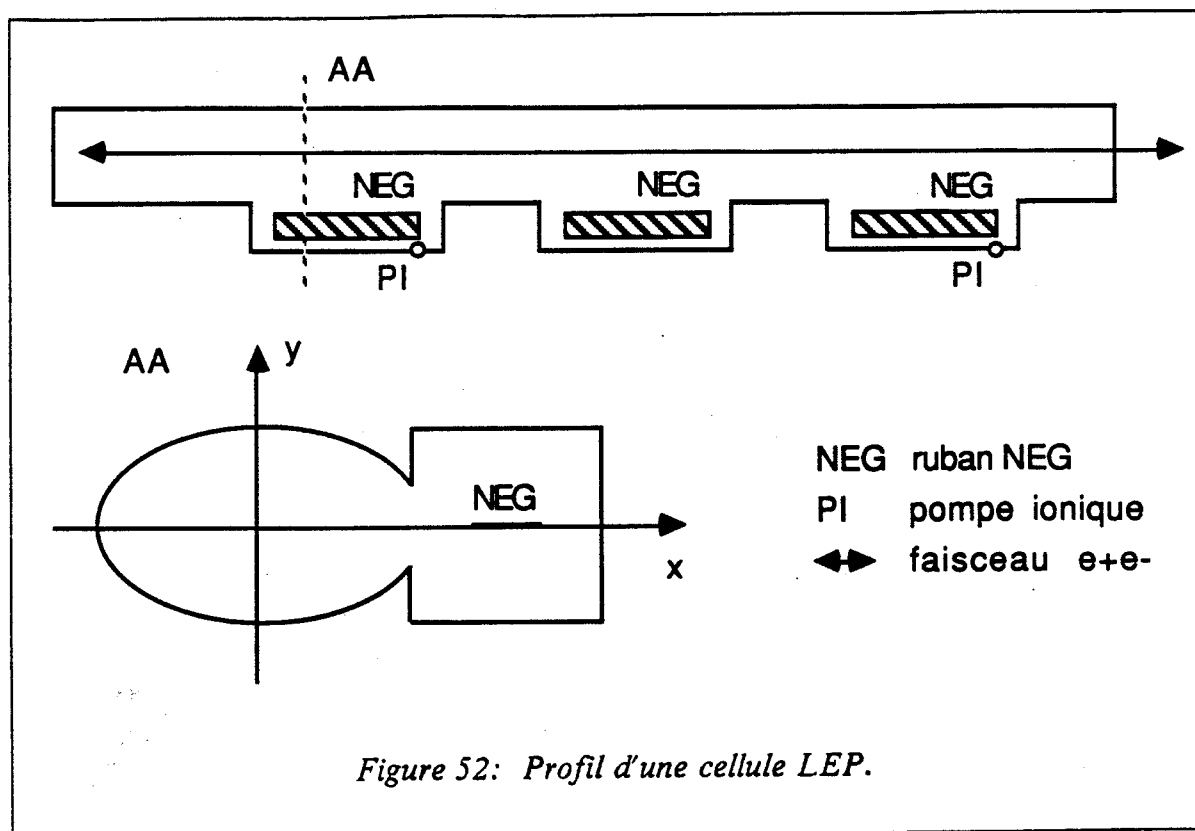
La largeur du ruban NEG est de 30 mm et sa longueur dans la chambre à vide est de 11,2 m. Le ruban est positionné au milieu du passage NEG et une rangée d'orifices relie ce passage à la partie faisceau de la chambre. Pour les gaz actifs H_2 , CO et CO_2 , la vitesse de pompage maximale juste après les phases de conditionnement et d'activation du NEG est définie en litre par seconde et par mètre de ruban. Les pompes ioniques servent à pomper le gaz CH_4 non pompé par le NEG. Les valeurs des vitesses de pompage sont indiquées à la figure 53. La description détaillée du système à vide est donnée dans le rapport final LEP du CERN⁵⁰. Le profil de la chambre à vide LEP est montré à la figure 52.

Le profil de pression P le long d'une cellule vérifie l'équation différentielle :

$$C \frac{d^2 P}{dx^2} + q = 0 \quad \text{pour un pompage discret (pompe ionique) (1)}$$

$$C \frac{d^2 P}{dx^2} - S P + q = 0 \quad \text{pour un pompage linéaire (NEG) (2)}$$

q étant le dégazage à la cote x, C étant la conductance.



Dans le cas de la cellule LEP, il est difficile de résoudre l'équation (2) à cause de la géométrie complexe de la chambre à vide dont le profil est montré à la figure 52. Seule une méthode de simulation Monté Carlo permet de résoudre le problème. Par cette méthode, il est possible d'étudier avec précision la distribution de la pression le long de la chambre à vide. La méthode Monté Carlo est utile pour connaître la pression partielle des différents gaz actifs ou non en fonction de la vitesse de pompage du NEG et de la pompe ionique. Enfin, l'intérêt est de savoir si la pression moyenne simulée dans la cellule LEP est compatible avec la durée de vie du faisceau.

5.2 Méthode Monté Carlo

La probabilité de pompage p du ruban NEG ou de la pompe ionique est égale au rapport entre la vitesse de pompage spécifique S sur la vitesse maximale de pompage S_m . La vitesse maximale de pompage est obtenue lorsque toutes les molécules qui entrent dans la pompe sont pompées. Une compilation des probabilités p de pompage pour les différents gaz est donnée à la figure 53.

Gaz	v	S(NEG)	S(PI)	p
H ₂	1761	800 – 300		0,03025 – 0,01134
CH ₄	622	0	30	0,06824
CO	470	2000 – 30		0,28365 – 0,00425
CO ₂	375	2000 – 30		0,35555 – 0,00533
N ₂	470	550		0,07801

S(NEG) vitesse de pompage en litre sec⁻¹ m⁻¹
 S(PI) vitesse de pompage en litre sec⁻¹

Figure 53: Vitesse de pompage S et probabilité de pompage p.

$$p = \frac{S}{S_m} = \frac{S}{\frac{1}{4} v A}$$

- p probabilité de pompage
 S vitesse de pompage spécifique
 v vitesse moyenne des molécules
 A surface d'entrée de la pompe

La pompe ionique fournit une vitesse de pompage de 30 litres sec⁻¹ pour les molécules non actives chimiquement CH₄ et Arg tandis que le NEG fournit une vitesse de pompage de 2000 litres sec⁻¹ et par mètre de ruban pour CO et CO₂ et 800 litre sec⁻¹ m⁻¹ pour H₂. Or la vitesse de pompage du NEG diminue avec la quantité de gaz adsorbé, selon Benvenuti¹⁰. La vitesse de pompage chute à 30 litres sec⁻¹ m⁻¹ pour CO et CO₂ et à 300 litres sec⁻¹ m⁻¹ pour H₂, comme le montre l'appendice E.

Il s'agit de calculer le profil de la pression P dans une cellule de type LEP soumise au bombardement synchrotronique. Le programme Monté Carlo est donné en appendice F.

On suppose un vide moléculaire dans la chambre à vide de sorte qu'on néglige les chocs entre molécules. On ne tient alors compte que des chocs molécule paroi. La trajectoire entre deux chocs successifs est gouvernée par les lois de la mécanique. Comme il n'y a pas de force appliquée à la molécule, la norme du vecteur vitesse v_b est une constante du mouvement, déterminée par les conditions initiales.

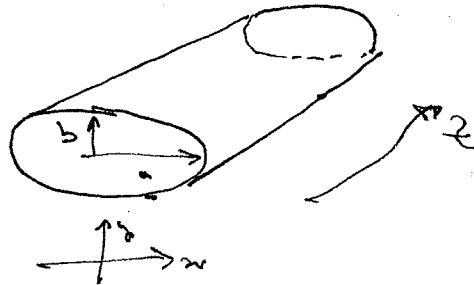
Chaque séquence comprend un état initial, position et vecteur vitesse de la molécule, et un état final, choc contre la paroi ou pompage de la molécule. La position de la molécule à l'état final est déterminée par le libre vol de la molécule.

Initialement, on détermine les positions des N_s molécules sur la paroi de la chambre à vide. Ceci est obtenu en prenant 2 nombres aléatoires r_1, r_2 de distribution uniforme sur $(0,1)$. Les coordonnées x, y, z de la molécule sont définies par :

$$x = a \cos(2 \pi r_1)$$

$$y = b \sin(2 \pi r_1)$$

$$z = L r_2$$



avec a et b sont les axes de l'ellipse de la chambre à vide et L la longueur de la chambre à vide.

Initialement on suppose que les N_s molécules sont en équilibre thermodynamique avec le gaz ambiant à la température T . La distribution des vitesses des molécules suit la distribution de Boltzmann. K est la constante de Boltzmann.

$$F(v) = \frac{1}{\sigma \sqrt{2 \pi}} \exp\left(-\frac{v^2}{2 \sigma^2}\right) \quad \text{avec} \quad \sigma = \sqrt{\frac{K T}{m}}$$

La relation entre σ et la vitesse moyenne v de la molécule est définie par :

$$v = \sqrt{\frac{8 K T}{\pi m}} = \sigma \sqrt{\frac{8}{\pi}} = 1,60 \sigma$$

Il s'agit de générer des variables aléatoires v_x, v_y, v_z , composantes du vecteur vitesse v , qui suivent la distribution de Boltzmann. La méthode est expliquée par Nougier⁶⁶. Les composantes v_x, v_y, v_z sont calculées à partir de 4 nombres aléatoires r_1, r_2, r_3 et r_4 .

$$v_x = \sigma \sqrt{-2 \operatorname{Log}(r_2)} \cos(2 \pi r_1)$$

$$v_y = \sigma \sqrt{-2 \operatorname{Log}(r_2)} \sin(2 \pi r_1)$$

$$v_z = \sigma \sqrt{-2 \operatorname{Log}(r_4)} \cos(2 \pi r_3)$$

$$v_b = \sqrt{v_x^2 + v_y^2 + v_z^2}$$

Reflection sur la paroi

D'après la loi de Lambert, la paroi absorbe les molécules pour les réémettre dans une direction indépendante du vecteur vitesse initial suivant la loi du cosinus. Selon Roth⁷², le nombre de molécules renvoyées par un élément de la paroi est proportionnel à $\cos(\alpha)$, α étant l'angle que fait la normale avec le vecteur vitesse. En coordonnées sphériques, la probabilité pour que la molécule soit émise de la surface avec un angle α et avec un angle β est égale à :

$$r = \int_0^\alpha \cos(u) du = (1 - \sin(\alpha))$$

$$\alpha = \text{Arcsin}(1-r)$$

$$\beta = 2\pi r$$

où r est un nombre aléatoire à distribution uniforme sur $(0,1)$ et l'angle ϕ est à distribution uniforme sur $(0,2\pi)$.

On en déduit les nouvelles composantes du vecteur vitesse V_x , V_y et V_z après le choc molécule - paroi. Le repère (X,Y,Z) ainsi que les angles α et β sont définis dans le plan tangent à la surface, comme l'indique la figure 54.

$$V_x = v_b \cos(\alpha)$$

$$V_y = v_b \cos(\beta) \sin(\alpha)$$

$$V_z = v_b \sin(\beta) \sin(\alpha)$$

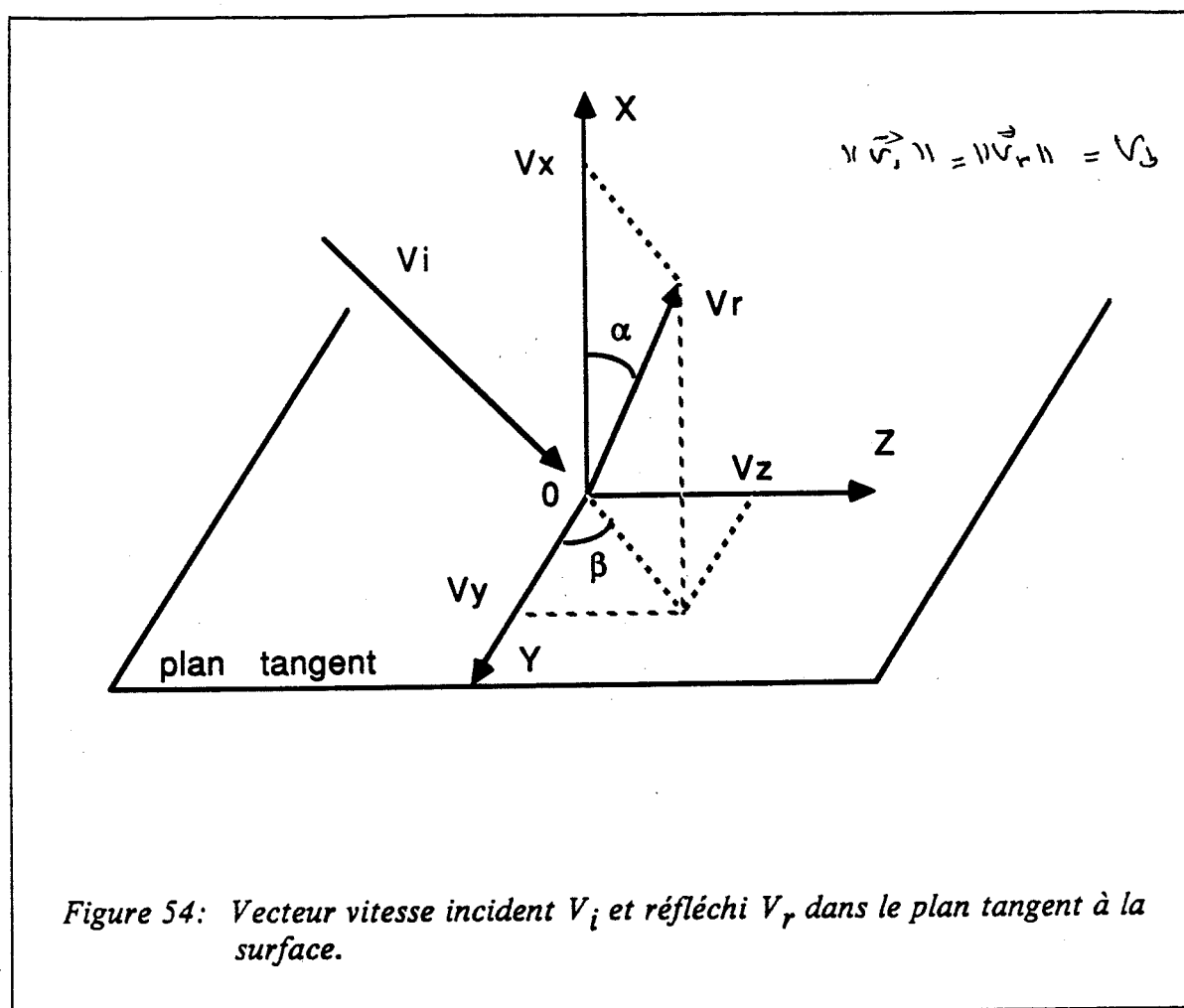
Pour la partie elliptique de la chambre à vide, partie faisceau, le système précédent donne les composantes du vecteur vitesse dans le repère (X,Y,Z) dans le plan tangent à la surface. On en déduit les coordonnées du vecteur vitesse v_x , v_y , v_z dans le repère de la chambre à vide (x,y,z) , les axes de l'ellipse sont (a,b) et (x_p, y_p) le point de collision.

$$\mu = \frac{b^2 x_p}{a^2 y_p}$$

$$v_x = \text{sign}(y_p) \frac{-\mu V_x + V_y}{\sqrt{\mu^2 + 1}}$$

$$v_y = \text{sign}(y_p) \frac{-V_x - \mu V_y}{\sqrt{\mu^2 + 1}}$$

$$v_z = V_z$$



Pour la partie pompage, NEG ou pompe ionique, le calcul du vecteur vitesse après le choc ne pose pas de difficultés car il n'y a pas de changement de repère.

La molécule peut soit frapper la paroi de la partie faisceau, soit s'échapper de la cellule d'un côté, dans ce cas, elle est réintroduite de l'autre côté avec la même position et le même vecteur vitesse, soit passer à travers les orifices et se trouver dans la partie pompage. Dans la partie pompage, la molécule peut soit rebondir contre les parois, soit retourner dans la partie faisceau ou soit entrer en collision avec le ruban NEG ou entrer dans une pompe ionique. Une molécule est dite pompée par le NEG ou par la pompe ionique si le nombre aléatoire r de distribution uniforme sur $(0,1)$ est inférieur à la probabilité de pompage correspondant. La molécule est alors perdue et une nouvelle molécule est générée.

La chambre à vide de surface totale F_t est divisée en 1000 cellules identiques de surface F_c . Le nombre de cellules est égal à N_c . Le nombre de molécules pour la

simulation Monté Carlo N_s est de l'ordre de 100000. Pour connaître la pression P_c , au niveau de la cellule, on compte le nombre de molécules N_ϕ qui heurtent la cellule de surface F_c durant toute la simulation.

$$\frac{N_\phi}{F_c} = \frac{1}{4} v G P_c$$

Le nombre de molécules désorbées durant la simulation N_s est proportionnel au taux de dégazage q de la paroi soumise au rayonnement synchrotron. Le programme Monté Carlo donne la valeur N_ϕ qui est proportionnel à la pression P_c régnant au niveau de la cellule :

$$P_c = \frac{N_\phi}{\frac{1}{4} v G F_c}$$

Le nombre de molécules simulées N_s est relié au taux de dégazage surfacique q de la paroi par :

$$N_s = G F_t q$$

soit

$$P_c = \frac{N_\phi N_c q}{\frac{1}{4} v N_s}$$

P_c	pression régnant au niveau de la cellule
v	vitesse moyenne des molécules
q	taux de dégazage surfacique
N_s	nombre de molécules désorbées pour la simulation
N_c	nombre de cellules pour la simulation
N_ϕ	valeur fournie par le programme Monté Carlo

On définit la pression moyenne P_m le long de la chambre à vide :

$$P_m = \frac{1}{N_c} \sum_{n=1}^N P_c$$

5.3 Durée de vie du faisceau

La durée de vie τ du faisceau doit être au moins égale à 24 heures pour les expériences de physique des particules. La durée de vie est calculée par rapport à un gaz de numéro atomique Z . La durée de vie dépend de la section efficace de diffusion élastique σ_1 et inélastique σ_2 sur le noyau, élastique σ_3 et inélastique σ_4 sur un électron atomique. Le calcul des sections efficaces et de la durée de vie du faisceau ont été développées par Augustin⁶ et par Haissinski³⁷. Pour le calcul de σ_1 , la pression dans la chambre à vide est supposée constante.

$$\sigma_1 = 4 \left(\frac{r_e}{\gamma} \right)^2 Z^2 \frac{\pi}{2} \left[\left(\frac{\beta_H}{a} \right)^2 + \left(\frac{\beta_V}{b} \right)^2 \right]$$

$$\sigma_2 = \frac{16}{441} r_e^2 Z^2 \text{Log} \left(\frac{183}{Z^{1/3}} \right) \left[\text{Log} \left(\frac{E}{\epsilon_{rf}} \right) - \frac{5}{8} \right]$$

$$\sigma_3 = 2 \pi r_e^2 m_e c^2 \frac{Z}{\epsilon_{rf}}$$

$$\sigma_4 = \frac{16}{411} r_e^2 Z \left[\text{Log} \left(\frac{2 E^2}{0,8 m_e c^2 \epsilon_{rf}} \right) - 1,4 \right] \left[\text{Log} \left(\frac{E}{\epsilon_{rf}} \right) - \frac{5}{8} \right]$$

Le faisceau d'électrons ou de positrons a une énergie E de 50 GeV. ϵ_{rf} est appelée l'acceptance en énergie de la cavité radio-fréquence. On note β_H et β_V les oscillations bétatrons horizontales et verticales moyennes du faisceau.

$$\epsilon_{rf} = 10^{-3} E$$

$$\beta_H = 70,35 \text{ m} \quad \beta_V = 78,20 \text{ m}$$

La chambre à vide est une ellipse de demi-axe $a = 65,5 \text{ mm}$ et $b = 35 \text{ mm}$. L'application numérique pour un gaz de numéro atomique Z donne :

$$\sigma_1 = 3,203 \cdot 10^{-28} Z^2 \text{ cm}^2$$

$$\sigma_2 = 1,942 \cdot 10^{-26} Z^2 \text{Log} \left(\frac{183}{Z^{1/3}} \right) \text{ cm}^2$$

$$\sigma_3 = 5,099 \cdot 10^{-27} Z \text{ cm}^2$$

$$\sigma_4 = 3,479 \cdot 10^{-25} Z \text{ cm}^2$$

Comme la section efficace totale σ est la somme des sections efficaces sur le noyau et sur les électrons, la durée de vie τ du faisceau est donnée par la relation : des interactions j :

$$\frac{1}{\tau} = c N_g \sigma$$

c vitesse de la lumière
 N_g concentration volumique du gaz es
 σ section efficace

Pour une molécule de type $A_n B_m$, A ayant un numéro atomique Z_a , B ayant un numéro atomique Z_b , la section efficace totale σ_{AB} est donnée par :

$$\sigma_{AB} = n (\sigma_{A1} + \sigma_{A2} + \sigma_{A3} + \sigma_{A4}) + m (\sigma_{B1} + \sigma_{B2} + \sigma_{B3} + \sigma_{B4})$$

Si le gaz désorbé par le rayonnement synchrotron est composé des gaz H_2 , CH_4 , CO et CO_2 , la durée de vie totale τ du faisceau est donnée par :

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_{H_2}} + \frac{1}{\tau_{CO}} + \frac{1}{\tau_{CO_2}} + \frac{1}{\tau_{CH_4}}$$

L'application numérique est effectuée pour le gaz CO_2 à partir de la section efficace σ .

$$\sigma_{CO_2} = \sigma_C + 2 \sigma_O$$

La section efficace due au carbone et à l'oxygène est égale à :

$$\sigma_C(Z=6) = 1,152 \cdot 10^{-26} + 3,224 \cdot 10^{-24} + 3,059 \cdot 10^{-26} + 2,087 \cdot 10^{-24}$$

$$\sigma_C = 5,354 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$$

$$\sigma_O(Z=8) = 2,049 \cdot 10^{-26} + 5,613 \cdot 10^{-24} + 4,079 \cdot 10^{-26} + 2,783 \cdot 10^{-24}$$

$$\sigma_O = 8,458 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$$

$$\sigma_{\text{CO}_2} = 2,227 \cdot 10^{-23} \text{ cm}^2$$

$$\tau = 16,97 \text{ h} \quad \text{à la pression } P = 10^{-7} \text{ Pa}$$

	H ₂	CH ₄	CO	CO ₂
τ	415,73	52,69	27,36	16,97
P_1	$1,7 \cdot 10^{-6}$	$2,2 \cdot 10^{-7}$	$1,1 \cdot 10^{-7}$	$7,1 \cdot 10^{-8}$

Figure 55: Durée de vie en heures à la pression de 10^{-7} Pa et pression limite pour une durée de vie de 24 heures.

5.4 Taux de désorption limite

La pression limite P_1 d'un gaz est définie pour une durée de vie du faisceau de 24 heures. La pression limite pour les gaz désorbés est donnée à la figure 55. Comme la pression dépend du taux de dégazage Q des parois, induit par le rayonnement synchrotron, la pression est donc proportionnelle au taux de désorption moléculaire. Le taux de désorption moléculaire η_{24} correspond à la pression limite.

Le taux de dégazage Q_d est calculé pour une énergie $E = 50 \text{ GeV}$ et pour un rayon de courbure $\rho = 3103,6 \text{ m}$. Le taux de dégazage est relié au taux de désorption moléculaire par la relation :

$$Q_d = \frac{n}{G} \frac{dN}{dt}$$

Le nombre de photons qui frappent la paroi par mA de faisceau, par seconde et par mètre de chambre est (paragraphe 2.1) :

$$\frac{d^3N}{dldsdt} = 1,28 \cdot 10^{17} \frac{E}{\rho} \quad \text{photons sec}^{-1} \text{ m}^{-1} \text{ mA}^{-1}$$

La surface de désorption est une ellipse de demi axe, $a = 65,5 \text{ mm}$ et $b = 35 \text{ mm}$ de surface $F = 3230,2 \text{ cm}^2$ pour un mètre de chambre. L'application numérique donne un taux de désorption surfacique :

$$\frac{dq}{dl} = 2,6 \cdot 10^{-6} \eta \quad \text{Pa litre sec}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ mA}^{-1}$$

La simulation Monté Carlo permet de calculer la pression moyenne P_m pour 1 mA de faisceau régnant dans l'accélérateur et pour un taux de désorption unitaire ($\eta = 1$). Ainsi, on peut estimer le taux de désorption moléculaire η_{24} pour chaque gaz pour une durée de vie du faisceau de 24 heures. Les données sont répertoriées à la figure 56. La figure 57 montre la variation de la pression partielle et totale le long de la cellule LEP pour un taux de désorption unitaire.

	S	$P_m (\eta = 1)$	η_{24}
H ₂	800	$2,9 \cdot 10^{-5}$	$6,0 \cdot 10^{-2}$
CH ₄	30	$1,3 \cdot 10^{-2}$	$1,7 \cdot 10^{-5}$
CO	2000	$4,3 \cdot 10^{-5}$	$2,7 \cdot 10^{-3}$
CO ₂	2000	$5,1 \cdot 10^{-5}$	$1,4 \cdot 10^{-3}$
H ₂	300	$5,8 \cdot 10^{-5}$	$3,0 \cdot 10^{-2}$
CO	30	$5,1 \cdot 10^{-4}$	$2,2 \cdot 10^{-4}$
CO ₂	30	$5,6 \cdot 10^{-4}$	$1,3 \cdot 10^{-4}$

Figure 56: Pression moyenne et taux de désorption pour une durée de vie de 24 heures et pour 1 mA de faisceau.

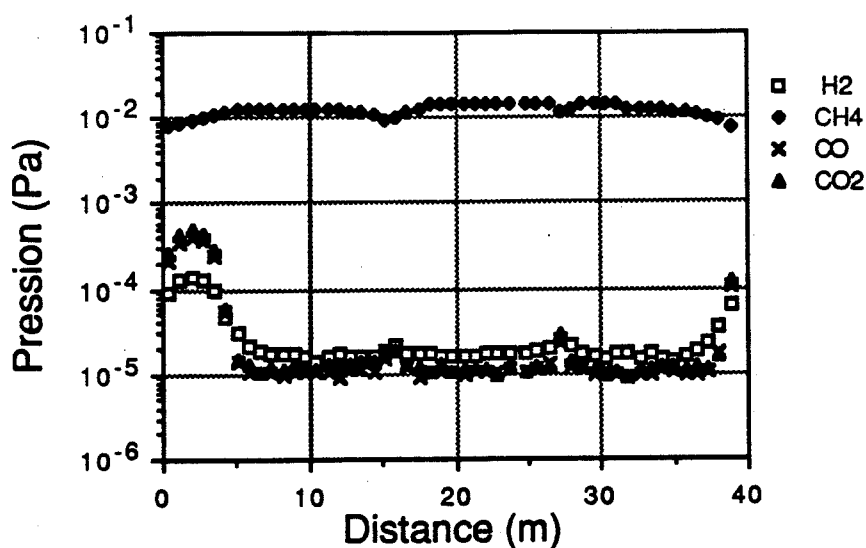


Figure 57: Pression totale et partielle pour un taux de désorption unitaire pour 1 mA de faisceau.

5.5 / Capacité de pompage du NEG

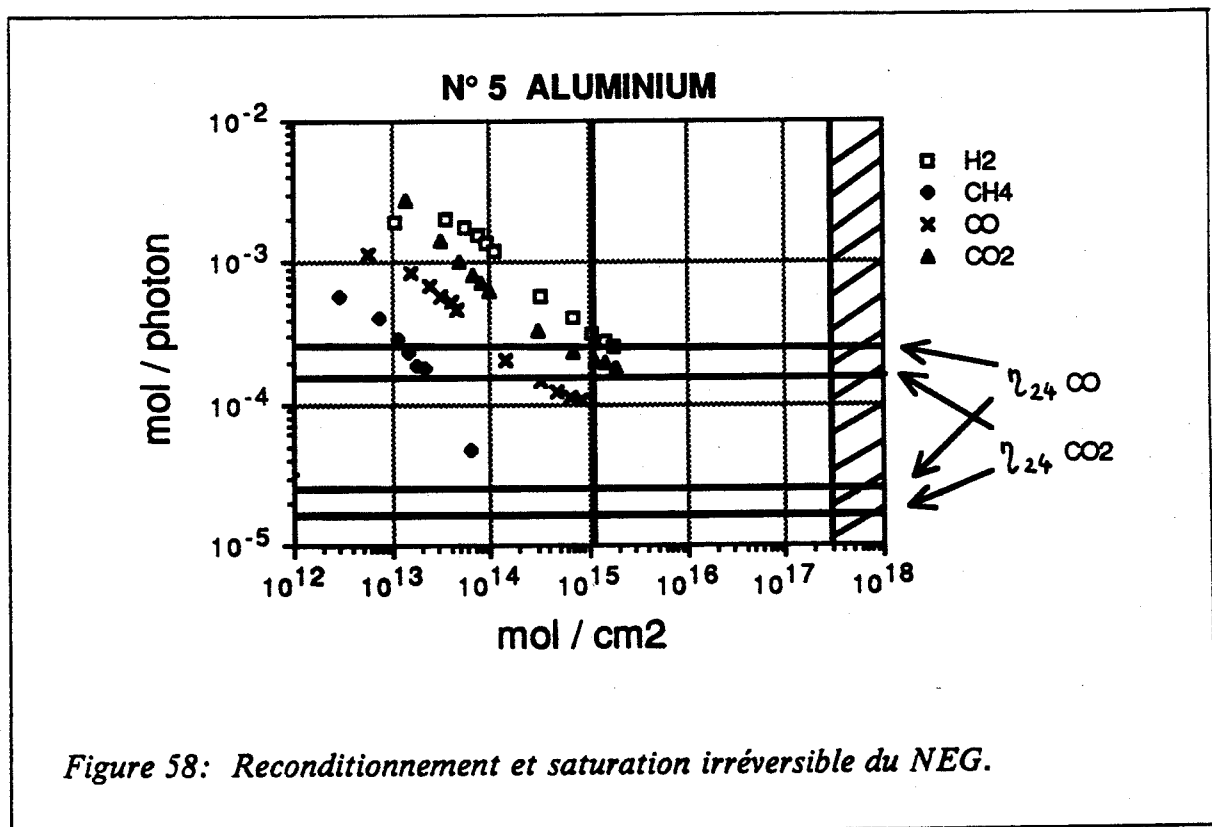
Le NEG est caractérisé par une capacité de pompage moléculaire totale, dont la valeur donnée par constructeur dépend de la nature du gaz.

Le pompage de H_2 est réversible à la suite d'une procédure de reconditionnement décrite par Benvenuti¹⁰. Le pompage de CO et CO_2 n'est pas réversible. La capacité totale s'élève à 4000 Pa litre par mètre de ruban. Cette capacité correspond à $3 \cdot 10^{17}$ molécules pompées par cm^2 de chambre à vide LEP. Le reconditionnement du NEG est nécessaire après un pompage de 13,3 Pa litre par mètre de ruban, ce qui correspond à 10^{15} molécules par cm^2 de chambre à vide.

On peut montrer que le taux de désorption η_{24} pour CO et CO_2 est atteint bien avant la saturation irréversible du NEG. Le pompage de H_2 ne pose pas de difficulté, d'une part à cause du pompage réversible et d'autre part à cause de la durée de vie importante du faisceau.

A la figure 58 est montré le taux de désorption moléculaire en fonction du nombre de molécules pompées pour l'échantillon N° 5 en aluminium. Le taux de désorption est donné en incidence normale. Pour le LEP, l'angle d'incidence est de 7 mrad. Dans ces conditions, le taux de désorption doit être multiplié par un facteur de l'ordre de 10, selon Gröbner³³.

Les taux de désorption η_{24} pour CO de la figure 56 sont reportés sur la figure 58, en tenant compte de la correction pour l'incidence normale. On constate que le taux de désorption η_{24} est atteint bien avant la saturation irréversible du NEG. Cependant, le NEG devra être reconditionné parce que le taux de désorption moléculaire pour une quantité de gaz pompé de 10^{15} molécules par cm^2 est supérieur au taux η_{24} correspondant à une vitesse de pompage de $30 \text{ litre sec}^{-1}$ par mètre. Le même raisonnement peut être fait pour CO_2 .



Partie 3

CONCLUSION

Ce travail a consisté en une série d'expériences qui ont permis d'interpréter le phénomène de désorption de gaz neutre induite par les photons du rayonnement synchrotron. L'étude s'est plutôt portée sur des échantillons en aluminium avec différents traitements chimiques et sur des échantillons en acier inoxydable de type Ni-monic :

La désorption de gaz neutre induite par photons peut être expliquée selon deux modèles :

- 1) Les photoélectrons, d'énergie inférieure à 30 eV, produits par les photons du rayonnement synchrotron, sont responsables de la désorption de molécules neutres.
- 2) Les processus PSD et ESD sont équivalents, à condition de prendre les taux de désorption modifiés, en molécules par photoélectrons dans le cas PSD et en molécules par électrons secondaires dans le cas ESD.

Les résultats sur la désorption induite par photons ou par électrons indiquent que :

- 1) La couche d'oxyde du matériau détermine le taux de désorption des molécules H_2 , CO, CO_2 et CH_4 .
- 2) Le taux de désorption moléculaire décroît avec la dose reçue par le matériau. La désorption varie en $t^{1/2}$ pour l'hydrogène et peut être interprétée par un modèle de diffusion du gaz à travers la couche d'oxyde. Pour l'aluminium, des valeurs typiques de la concentration moléculaire C_0 et du coefficient de diffusion D sont :

$$C_0 \approx 1,5 \cdot 10^5 \text{ Pa litre cm}^{-3}$$

$$D \approx 5 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-1}$$

- 3) Les données expérimentales, extrapolées à l'accélérateur LEP, permettent de déterminer la remontée de la pression le long de la chambre à vide. Une période de conditionnement de la chambre à vide sera nécessaire pour obtenir une durée de vie du faisceau de 24 heures.

APPENDICE A

DÉSORPTION ÉLECTRIQUE CAS DE SURFACE

La désorption est due uniquement à un effet de surface. Soit une surface de recouvrement θ . On note P la pression dans le système, F la surface de l'échantillon, κ le coefficient de collage, τ le temps de séjours, S la vitesse de pompage. La pression P au cours du temps vérifie les deux équations différentielles :

$$V \frac{dP}{dt} = Q_s - P S - \frac{F}{G} \frac{d\theta}{dt} \quad (1)$$

$$\frac{d\theta}{dt} = \frac{1}{4} v \kappa G P - \frac{\theta}{\tau} - \frac{\sigma}{F} \frac{1}{\theta} \quad (2)$$

On définit τ' tel que $1/\tau' = 1/\tau + (\sigma/F) (1/e)$. Pour résoudre ce système on dérive par rapport au temps l'équation (2) en remplaçant dP/dt par sa valeur dans l'équation (1). Ce qui donne :

$$\frac{d^2\theta}{dt^2} + \frac{S + \frac{1}{4} v \kappa F + \frac{V}{\tau'}}{V} \frac{d\theta}{dt} + \frac{S}{V \tau'} \theta = \frac{1}{4} v \kappa G \frac{Q_s}{V}$$

On en déduit la forme générale du recouvrement surfacique θ et de la pression P , qui sont une combinaison linéaire de deux exponentielles :

$$\theta = C_1 \exp(\alpha_1 t) + C_2 \exp(\alpha_2 t) + \frac{1}{4} v \kappa G \tau' \frac{Q_s}{S}$$

$$P = \frac{1}{\frac{1}{4} v \kappa G} \left\{ \left(\alpha_1 + \frac{1}{\tau'} \right) C_1 \exp(\alpha_1 t) + \left(\alpha_2 + \frac{1}{\tau'} \right) C_2 \exp(\alpha_2 t) + \frac{1}{4} v \kappa G \frac{Q_s}{S} \right\}$$

Les valeurs α_1 et α_2 sont solutions de l'équation du second degré :

$$\alpha_{1,2} = \frac{1}{2} \left\{ - \frac{S + \frac{1}{4} v \kappa F + \frac{V}{\tau'}}{V} \pm \sqrt{\left(\frac{S + \frac{1}{4} v \kappa F + \frac{V}{\tau'}}{V} \right)^2 - \frac{4 S}{V \tau'}} \right\}$$

Les valeurs de C_1 et C_2 sont déterminées par les conditions initiales au temps $t=0$:

$$P(t=0) = Q_s/S = P_0 \text{ et } \theta(t=0) = 1/4 \nu \kappa \tau G P_0$$

Ce qui conduit à un système de deux équations en C_1 et C_2 :

$$(\alpha_1 + \frac{1}{\tau'}) C_1 + (\alpha_2 + \frac{1}{\tau'}) C_2 = 0$$

$$C_1 + C_2 = \frac{1}{4} \nu \kappa G (\tau - \tau') P_0$$

La pression P en fonction du temps est donnée par :

$$P = P_0 + \frac{(\alpha_1 + \frac{1}{\tau'}) (\alpha_2 + \frac{1}{\tau'}) (\tau - \tau') \{ \exp(\alpha_1 t) - \exp(\alpha_2 t) \}}{(\alpha_2 - \alpha_1)} P_0$$

APPENDICE B

DÉSORPTION ÉLECTRIQUE CAS DE LA DIFFUSION

Pour résoudre les équations de diffusion, la méthode utilisée se réfère à la transformation de Laplace par rapport au temps t :

$$L(C(x,t)) = \Theta(x,s) = \int_0^{\infty} C(x,t) \exp(-s t) dt$$

On applique la transformation de Laplace au deux membres de l'équation de diffusion :

$$\frac{d^2 \Theta}{dx^2} - \frac{s}{D} \left(\Theta - \frac{C_0}{s} \right) = 0 \quad (1)$$

C_0 est la concentration initiale de gaz pour $t < 0$ supposée constante dans le problème. D est le coefficient de diffusion.

A) cas du solide semi-infini

Les conditions aux limites en $x=0$ et $x=+\infty$, après transformation de Laplace, deviennent :

$$D \left(\frac{\partial \Theta}{\partial x} \right)_{(x=0,s)} - K \Theta(x=0,s) = 0 \quad (2)$$

$$D \left(\frac{\partial \Theta}{\partial x} \right)_{(x=+\infty,s)} = 0 \quad (3)$$

On définit le taux de dégazage q_d par la relation suivante :

$$q_d = K C(x=0,t)$$

La fonction $C(x,s)$ est une combinaison linéaire d'exponentielles d'après l'équation (1) :

$$\Theta(x,s) - \frac{C_0}{s} = A \exp\left(\sqrt{\frac{s}{D}} x\right) + B \exp\left(-\sqrt{\frac{s}{D}} x\right)$$

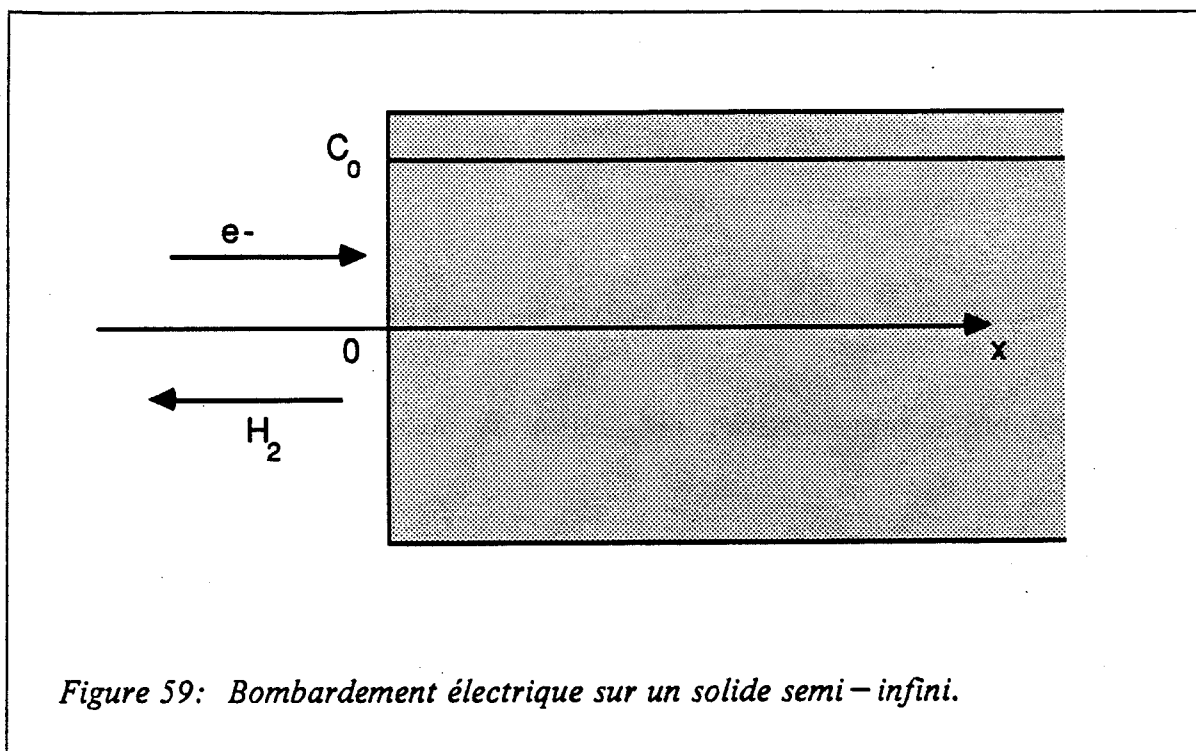


Figure 59: Bombardement électrique sur un solide semi-infini.

D'après l'équation (3), pour $x = +\infty$, le coefficient A doit être nul. En tenant compte de l'équation (2), on en déduit la forme générale de $C(x,s)$:

$$\Theta(x,s) - \frac{C_0}{s} = \frac{-C_0}{s \left(1 + \frac{\sqrt{D}}{K} \sqrt{s}\right)} \exp\left(-\sqrt{\frac{s}{D}} x\right)$$

sachant que la transformation de Laplace inverse de :

$$L^{-1}\left[\frac{\exp(-k\sqrt{s})}{s \left(1 + \frac{1}{V} \sqrt{s}\right)}\right] = \operatorname{erfc}\left(\frac{k}{2\sqrt{t}}\right) - \exp(Vk + V^2 t) \operatorname{erfc}\left(\frac{k}{2\sqrt{t}} + V\sqrt{t}\right)$$

On en déduit que la concentration au cours du temps $C(x,t)$ s'écrit :

$$\frac{C(x,t) - C_0}{-C_0} = \operatorname{erfc}\left(\frac{x}{2\sqrt{Dt}}\right) - \exp\left(\frac{Kx + K^2 t}{D}\right) \operatorname{erfc}\left(\frac{x}{2\sqrt{Dt}} + \frac{K\sqrt{t}}{\sqrt{D}}\right)$$

On en déduit le taux de dégazage électrique q_d en $x=0$.

$$q_d = K C_0 \exp\left(\frac{K^2 t}{D}\right) \operatorname{erfc}\left(\sqrt{\frac{K^2 t}{D}}\right) \quad \text{Pa litre sec}^{-1} \text{ cm}^{-2}$$

Les unités utilisées sont les suivantes :

- D coefficient de diffusion $\text{cm}^2 \text{ sec}^{-1}$
 C concentration du gaz Pa litre cm^{-3}
 K coefficient de bombardement cm sec^{-1}

B) cas du solide d'épaisseur R

Les conditions aux limites sont les suivantes :

$$D \left(\frac{\partial \theta}{\partial x}\right)(x=0, s) = 0 \quad (4)$$

$$D \left(\frac{\partial \theta}{\partial x}\right)(x=R, s) = -K \theta(x=R, s) \quad (5)$$

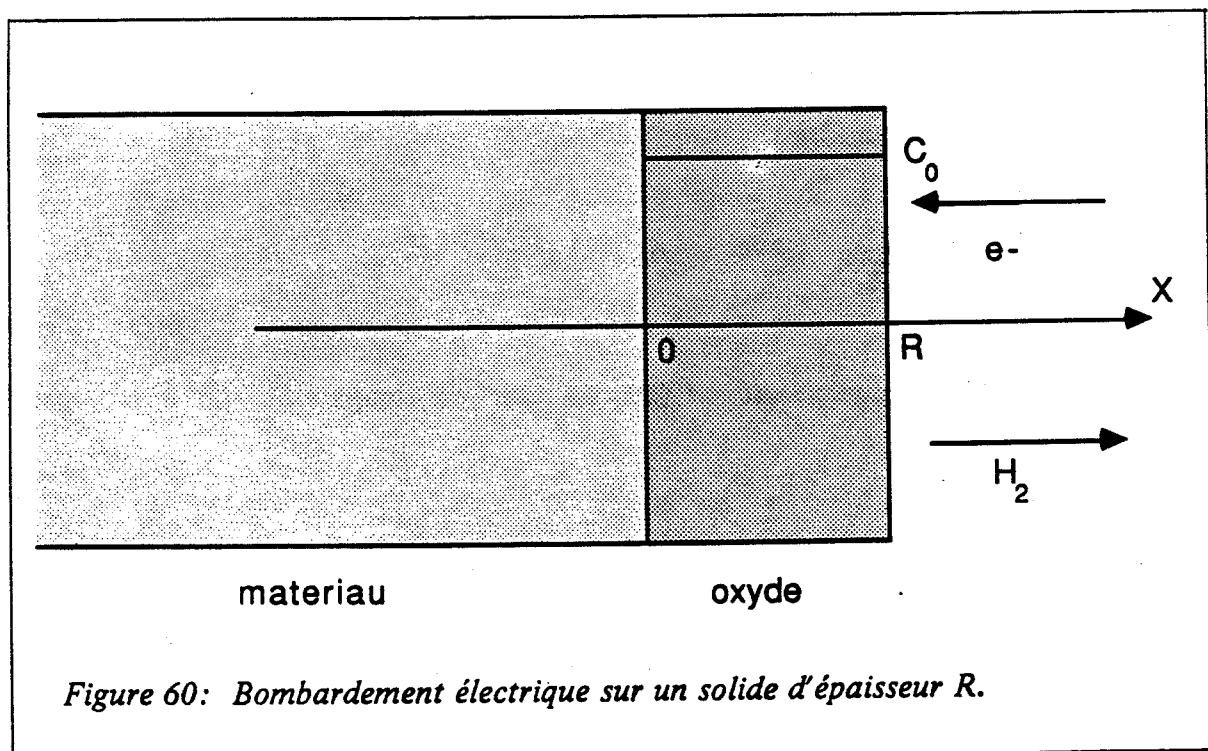


Figure 60: Bombardement électrique sur un solide d'épaisseur R .

La solution de l'équation différentielle de (1) est :

$$\Theta(x,s) - \frac{C_0}{s} = A \cosh\left(\sqrt{\frac{s}{D}} x\right) + B \sinh\left(\sqrt{\frac{s}{D}} x\right)$$

De l'équation (4), on en déduit que $B=0$.

De l'équation (5) on en déduit la valeur de A :

$$A = \frac{-C_0}{s \left[\cosh\left(\sqrt{\frac{s}{D}} R\right) + \frac{D}{K} \sqrt{\frac{s}{D}} \sinh\left(\sqrt{\frac{s}{D}} R\right) \right]}$$

$$\Theta(x,s) - \frac{C_0}{s} = \frac{-C_0 \cosh\left(\sqrt{\frac{s}{D}} x\right)}{s \left[\cosh\left(\sqrt{\frac{s}{D}} R\right) + \frac{D}{K} \sqrt{\frac{s}{D}} \sinh\left(\sqrt{\frac{s}{D}} R\right) \right]}$$

$$\Theta(x,s) - \frac{C_0}{s} = \frac{\Phi(s)}{s \Psi(s)}$$

La transformation de Laplace inverse des deux polynomes généralisés Φ et Ψ est :

$$L^{-1}\left(\frac{\Phi(s)}{s \Psi(s)}\right) = \frac{\Phi(0)}{\Psi(0)} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\Phi(s_n)}{s_n \Psi'(s_n)} \exp\left(-\mu_n^2 \frac{D t}{R^2}\right)$$

Les fonctions $\Phi(s)$ et $\Psi(s)$ sont deux polynomes généralisés. Les racines de $\Psi(s)$ sont notées s_n . Il reste à résoudre :

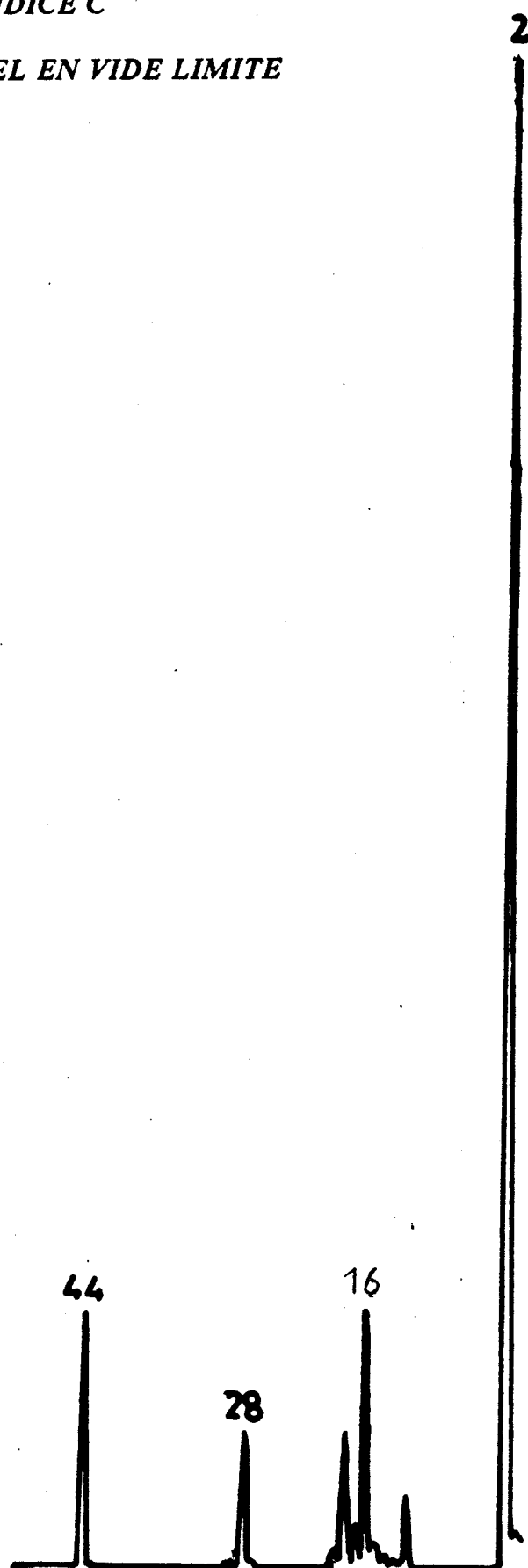
$$\cotg(\mu_n) = \frac{D \mu_n}{K R} \quad \text{avec} \quad \mu_n = i \sqrt{s_n/D} R$$

On en déduit la concentration $C(x,t)$ au cours du temps ainsi que le taux de dégazage q_d :

$$q_d = K C(x=R,t)$$

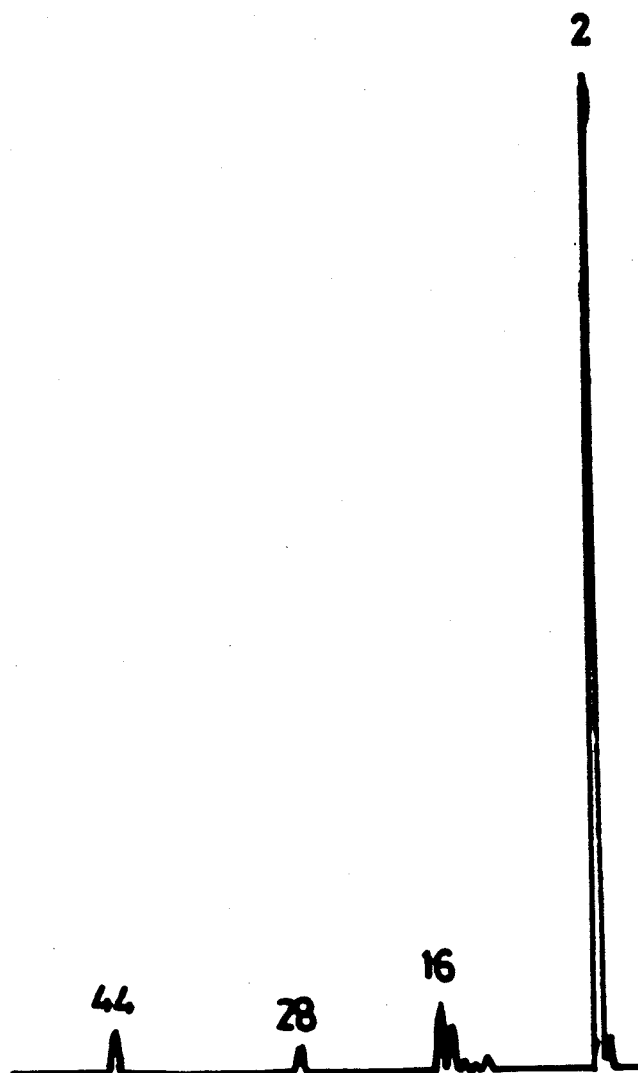
$$q_d = K C_0 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2 \sin(\mu_n) \cos(\mu_n)}{\mu_n + \sin(\mu_n) \cos(\mu_n)} \exp\left(-\mu_n^2 \frac{D t}{R^2}\right)$$

APPENDICE C
SPECTRE RÉSIDUEL EN VIDE LIMITE



APPENDICE D

SPECTRE RÉSIDUEL PENDANT LE BOMBARDEMENT ÉLECTRIQUE



APPENDICE E
POMPAGE NEG

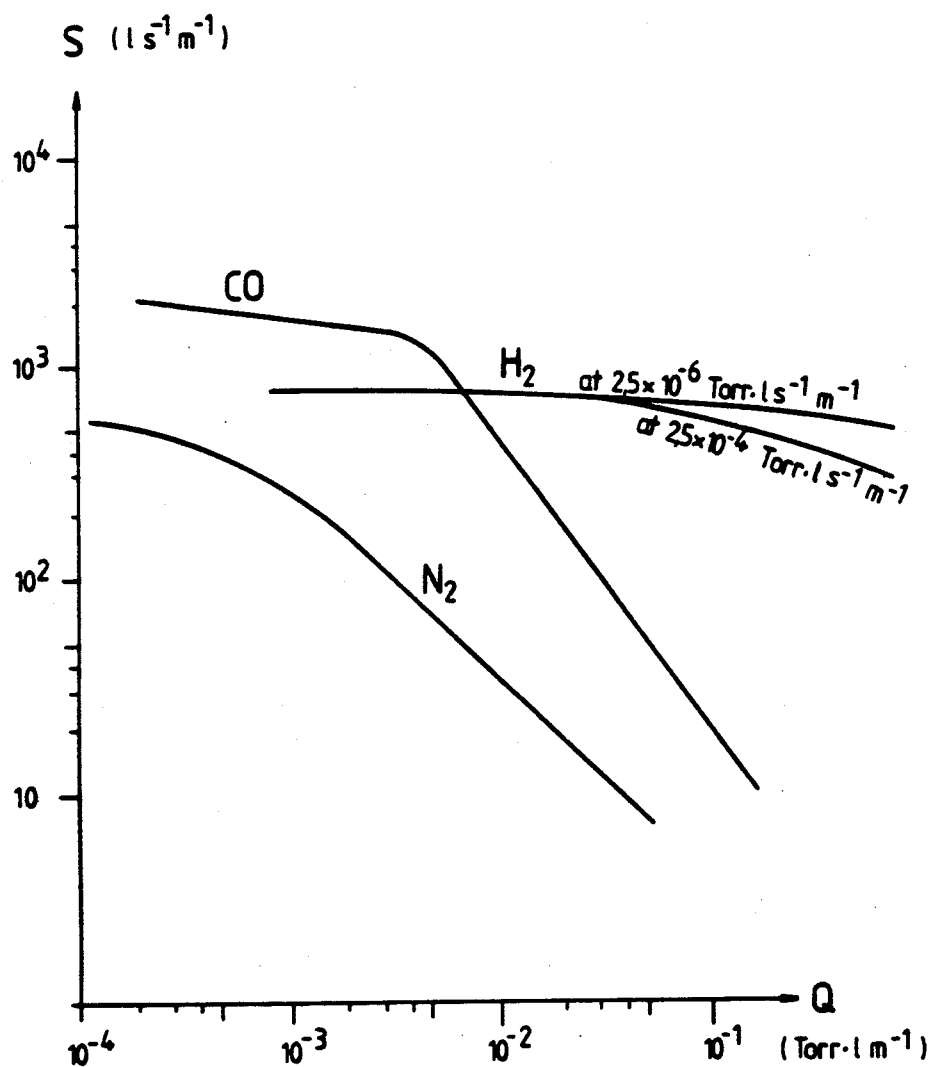


Figure 61: Variation de la vitesse de pompage S du NEG en fonction de la quantité de gaz Q pompé.

APPENDICE F

PROGRAMME MONTÉ CARLO

```

C PROGRAM CARLO
REAL A,B,C,D,E,F,LNEG,L,L1,L2,L3,L4,L5,L6,LN1,LN2
REAL COMP(5000),LARG,ZPOMPE(50)
INTEGER NPART,NCELL,NPOMPE
LOGICAL MOL,BOL1,BOL2
OPEN(1,FILE='CARLO',STATUS='OLD',ACCESS='SEQUENTIAL',
<FORM='FORMATTED')
READ(1,1) NPART,L,NCELL,A,B,C,D,E,F,LNEG,L1,L2,L3,L4,L5,L6,LN1
<,LN2,SNEG,SPOMPE,NPOMPE
READ(1,15) (ZPOMPE(I),I=1,NPOMPE)
15 FORMAT(////25X,16//25X,F7.4//25X,14,17(//25X,F7.4),//25X,13)
15 FORMAT(/,25X,F7.4,50(//25X,F7.4))
C
LARG=L/NCELL
PI=X01AAF(X)
C MISE A ZERO DU TABLEAU COMPTEUR
DO 7 I=1,NCELL
COMP(I)=0.
7 CONTINUE
C
DY=B*SIN(ACOS(C/A))
C
C INITIALISATION DES PARAMETRES
C XDEG TAUX DE DEGAZAGE EN TORR.L/S/CM2
C XKAP CORRECTION POUR LA PRESSION
VMOY=470.
KCOMP=0
SIGMA=VMOY/1.6
C DEGAZAGE
XDEG=8.E-9
XKAP=4.*XDEG*FLOAT(NCELL)*10./VMOY/FLOAT(NPART)
WRITE(2,301) VMOY,XDEG
301 FORMAT(' MOL CO VMOY=',F10.5,' M/S DEG=',E15.5,' TORR/L/S')
WRITE(2,321) NPART,SNEG,SPOMPE,SIGMA
321 FORMAT(' NPART=',16,' SNEG=',F5.3,' SPOMPE=',F5.3,' SIGMA=',
<F10.5)
C-----DEBUT DU PROGRAMME-----
C
DO 2 I=1,NPART
KCOMP=KCOMP+1
IF(KCOMP.EQ.1000) THEN
WRITE(6,77) I
KCOMP=0
ENDIF
77 FORMAT(' I=',15)
C
C CALCUL DES POSITIONS
C
ROOM=RANF(RDOM)
X=A*COS(2.*PI*ROOM)
Y=B*SIN(2.*PI*ROOM)
ROOM=RANF(RDOM)
Z=L*ROOM
C
C CALCUL DU VECTEUR VITESSE
C
ROOM1=RANF(RDOM)
ROOM2=RANF(RDOM1)
ROOM3=RANF(RDOM2)
ROOM4=RANF(RDOM3)
ROOM=ROOM4
C
C
VX=SIGMA*SQRT(-2.*LOG(ROOM2))*COS(2.*PI*ROOM1)
VY=SIGMA*SQRT(-2.*LOG(ROOM2))*SIN(2.*PI*ROOM1)
VZ=SIGMA*SQRT(-2.*LOG(ROOM4))*COS(2.*PI*ROOM3)
V=SQRT(VX*VX+VY*VY+VZ*VZ)
VINI=V
C
ROOM=RANF(RDOM)
TETA=ASIN(ROOM)
ROOM=RANF(RDOM)
PHI=2.*PI*ROOM
C
VXP=V*COS(TETA)
VYP=V*COS(PHI)*SIN(TETA)
VZP=V*SIN(PHI)*SIN(TETA)
VX=(-B*B*X*VXP/A/A/Y+VYP)*Y/ABS(Y)/SQRT((B*B*X/A/A/Y)*(B*B*
<X/A/A/Y)+1.)
VY=(-VXP-B*B*X*VYP/A/A/Y)*Y/ABS(Y)/SQRT((B*B*X/A/A/Y)*(B*B*
<X/A/A/Y)+1.)
VZ=VZP
PASS=0.
C
C---PARTIE FAISCEAU-----
C
3 TZ=((1+VZ/ABS(VZ))*L/2.-Z)/VZ
XNOR=SQRT(VX*VX+VY*VY+VZ*VZ)
C
X1=VX*TZ+X
Y1=VY*TZ+Y
C
E1=(X1/A)*(X1/A)+(Y1/B)*(Y1/B)
C

```

```

IF (E1.LT.1.0) THEN
  Z=(1.-VZ/ABS(VZ))/2.*L
  X=X1
  Y=Y1
  PASS=1.
  GOTO 3
ELSE
  TPB= VX*X/A/A+VY*Y/B/B
  TPA= VX*VX/A/A+VY*VY/B/B
  TPC=X*X/A/A+Y*Y/B/B-1.
  IF (PASS.EQ.0.) TPC=0.
  IF (TPB*TPB-TPA*TPC.LT.0.) THEN
    TP=(-TPB+SQRT(TPB*TPB-TPA*TPC))/TPA
  ENDIF
  X=VX*TP+X
  Y=VY*TP+Y
  Z=VZ*TP+Z
ENDIF
C X<C OU Z<L1 OU L2<Z<L3 OU L4<Z<L5 OU L6<Z CHOC CONTRE PAROI
  BOL1=L2.LT.Z.AND.Z.LT.L3
  BOL2=L4.LT.Z.AND.Z.LT.L5
  IF (X.LT.C.OR.Z.LT.L1.OR.BOL1.OR.BOL2.OR.L6.LT.Z) THEN
    J=Z/LARG+1
    COMP(J)=COMP(J)+1.
  C
    ROOM=РАНF(ROOM)
    TETA=ASIN(ROOM)
    ROOM=РАНF(ROOM)
    PHI=2.*PI*ROOM
  C
    VXP=V*СOS(TETA)
    VYP=V*СOS(PHI)*SIN(TETA)
    VZP=V*SIN(PHI)*SIN(TETA)
    VX=(-B*B*X*VXP/A/A/Y+VYP)*Y/ABS(Y)/SQRT((B*B*X/A/A/Y)*(B*B*
    <X/A/A/Y)+1.)
    VY=(-VXP-B*B*X*VYP/A/A/Y)*Y/ABS(Y)/SQRT((B*B*X/A/A/Y)*(B*B*
    <X/A/A/Y)+1.)
    VZ=VZP
    PASS=0.
    GOTO 3
  ENDIF
C
C-----PARTIE FAISCEAU-----
C
  X=X-D
  Y=Y
  IF (L1.LT.Z.AND.Z.LT.L2) THEN
    ZLONG=L1
    KTYPE=0
  ENDIF
  IF (L3.LT.Z.AND.Z.LT.L4) THEN
    ZLONG=L3
    KTYPE=1
  ENDIF
  IF (L5.LT.Z.AND.Z.LT.L6) THEN
    ZLONG=L5
    KTYPE=0
  ENDIF
  Z=Z-ZLONG
C
C-----PARTIE POMPAGE-----
C
13  TNEG=-Y/VY
    XNEG=VX*TNEG+X
    YNEG=0.
    ZNEG=VZ*TNEG+Z
    PASS=1.
C
C 0<TNEG<TZ -LNEG<XNEG< LNEG LN1<Z<L2-L1-LN2
C
C TEST: LA MOLECULE TOUCHE LE NEG
C
  IF (0.LT.TNEG.AND.TNEG.LT.TZ.AND.-LNEG.LT.XNEG.AND.XNEG.LT.
  <LNEG.AND.LN1.LT.ZNEG.AND.ZNEG.LT.(L2-L1-LN2)) THEN
    ROOM=РАНF(ROOM)
    IF (ROOM.LT.SNEG) THEN
      GOTO 2
    ELSE
      CALL VITES(XNEG,YNEG,ZNEG,VX,VY,VZ,3)
      ROOM=РАНF(ROOM)
      TETA=ASIN(ROOM)
      ROOM=РАНF(ROOM)
      PHI=2.*PI*ROOM
    C
      VX= VY/ABS(VY)*V*СOS(PHI)*SIN(TETA)
      VY=-VY/ABS(VY)*V*СOS(TETA)
      VZ=V*SIN(PHI)*SIN(TETA)
      X=XNEG
      Y=YNEG
      Z=ZNEG
      GOTO 23
    C
      ENDIF
    ENDIF
  C
  TEST LA MOLECULE NE TOUCHE PAS LE NEG INTERSECTION AVEC LA PAROIE
  -E<X<E -B<Y<B
C
23  TZ=((1.+VZ/ABS(VZ))*(L2-L1)/2.-Z)/VZ
    X1=VX*TZ+X
    Y1=VY*TZ+Y
    IF (-E.LT.X1.AND.X1.LT.E.AND.-B.LT.Y1.AND.Y1.LT.B) THEN
      X=X1
      Y=Y1
      Z=(1.+VZ/ABS(VZ))*(L2-L1)/2.

```

```

C CALL VITES(X,Y,Z,VX,VY,VZ,5)
  ROOM=RANF(ROOM)
  TETA=ASIN(ROOM)
  ROOM=RANF(ROOM)
  PHI=2.*PI*ROOM

C
  VX= VZ/ABS(VZ)*V*COS(PHI)*SIN(TETA)
  VY= VZ/ABS(VZ)*V*SIN(PHI)*SIN(TETA)
  VZ=-VZ/ABS(VZ)*V*COS(TETA)
  GOTO 13
ENDIF

C
  TX=(VX/ABS(VX)*E-X)/VX
  TY=(VY/ABS(VY)*B-Y)/VY
C LA MOLECULE FRAPPE A HAUT-BAS
  IF(TY.LT.TX) THEN
    X=VX*TX+X
    Y=VY*TY+Y
    Z=VZ*TY+Z
  CALL VITES(X,Y,Z,VX,VY,VZ,3)
  ROOM=RANF(ROOM)
  TETA=ASIN(ROOM)
  ROOM=RANF(ROOM)
  PHI=2.*PI*ROOM

C
  VX= VY/ABS(VY)*V*COS(PHI)*SIN(TETA)
  VY=-VY/ABS(VY)*V*COS(TETA)
  VZ=V*SIN(PHI)*SIN(TETA)
  GOTO 13
ENDIF

C
  X=VX*TX+X
  Y=VY*TX+Y
  Z=VZ*TX+Z
C TEST POUR LA SORTIE  VX<0 -DY<Y<DY LA MOLECULE EST LIBRE
  IF (VX.LT.0..AND.Y.LT.DY.AND.-DY.LT.Y) THEN
    X=X+D
    Z=Z+ZLONG
    GOTO 3
  ENDIF

C TEST POUR LE POMPAGE IONIQUE
  IF (KTYPE.NE.1.AND.0..LT.VX) THEN
    DO 33 ILOP=1,NPOMPE
      IF ((Z-ZPOMPE(ILOP))* (Z-ZPOMPE(ILOP))+Y*Y.LT.F*F) THEN
        ROOM=RANF(ROOM)
        IF (ROOM.LT.SPOMPE) THEN
          GOTO 2
        ELSE
          ROOM=RANF(ROOM)
          TETA=ROOM*PI/2.
          ROOM=RANF(ROOM)
          PHI=2.*PI*ROOM
          VX=-V*COS(TETA)
          VY=-V*SIN(TETA)*COS(PHI)
          VZ= V*SIN(TETA)*SIN(PHI)
          GOTO 13
        ENDIF
      ENDIF
    ENDIF
33 CONTINUE
  ENDIF

C
  ROOM=RANF(ROOM)
  TETA=ASIN(ROOM)
  ROOM=RANF(ROOM)
  PHI=2.*PI*ROOM

C
  VX=-VX/ABS(VX)*V*COS(TETA)
  VY=-VX/ABS(VX)*V*COS(PHI)*SIN(TETA)
  VZ=V*SIN(PHI)*SIN(TETA)
  GOTO 13

C
2 CONTINUE
PMOY=8.8
C COMPTAGE
DO 5 J=1,NCELL
  DIST=FLOAT(J)*LARG
  PMOY=PMOY+COMP(J)*XKAP
  WRITE(2,4) J,COMP(J),COMP(J)*XKAP,DIST
4 FORMAT(' I=',14,' COMP=',F15.1,' PRES=',E15.6,' DIST=',F8.4)
5 CONTINUE
C CALCUL DE LA PRESSION MOYENNE
WRITE(2,382) PMOY/FLOAT(NCELL)
382 FORMAT(' PMOY= ',E15.5)
C
CLOSE(1,STATUS='KEEP')
998 STOP
END

```

FILE: FILE CARLO A1

CERN CMS 4

```
*****  
* PROGRAMME MONTE-CARLO *  
*****
```

```
PARAMETRE NPART (16) : 30000*  
PARAMETRE L (F7.4) : 38.8280*  
PARAMETRE NCELL : 100***  
PARAMETRE A (F7.4) : 00.0655*  
PARAMETRE B (F7.4) : 00.0350*  
PARAMETRE C (F7.4) : 00.0620*  
PARAMETRE D (F7.4) : 00.0875*  
PARAMETRE E (F7.4) : 00.0255*  
PARAMETRE F (F7.4) : 00.0300*  
PARAMETRE NEG (F7.4) : 00.0150*  
PARAMETRE L1 (F7.4) : 03.8660*  
PARAMETRE L2 (F7.4) : 15.1800*  
PARAMETRE L3 (F7.4) : 15.5880*  
PARAMETRE L4 (F7.4) : 26.9020*  
PARAMETRE L5 (F7.4) : 27.3100*  
PARAMETRE L6 (F7.4) : 38.6240*  
PARAMETRE LN1 (F7.4) : 00.0744*  
PARAMETRE LN2 (F7.4) : 00.0744*  
SNEG : 00.2840*  
SPOMPE : 00.0000*  
NPOMPE : 01*  
ZPOMPE : 10.9980*  
ZPOMPE : 00.0000*  
ZPOMPE : 00.0000*
```

Partie 4

BIBLIOGRAPHIE

- 1 M.H. Achard
Désorption des gaz induite par des électrons et par des ions de l'acier inoxydable, du cuivre OFHC, du titane et de l'aluminium pur.
Rapport interne CERN /ISR - VA/76 - 34 (1976)
- 2 M.H. Achard et al.
The effect of bakeout temperature on electron and ion induced gas desorption coefficients of some technological materials.
Vacuum /vol 29/p 53 (1979)
- 3 H.H. Andersen
Sputtering by Particule Bombardment 1
Springer, Behrisch (1981)
- 4 M. Andritschky
Beiträge zur Aufklärung des Mechanismus der Wasserstoffpermeation durch oxidbeschichtete Metall - Legierungen.
KFA Juelich, Juel. Report 2074 (1986)
- 5 B. Angerth
Equipment for total and partial pressure measurements in the ISR ultra - high vacuum system.
Vacuum /vol 22/p 7 (1972)
- 6 J.E. Augustin
These de doctorat. Premières expériences avec l'anneau de collision d'Orsay.
Universite Paris Sud, Orsay (1969)
- 7 E. Bailitis
On a method for the determination of residence time.
Vakuum Technik /vol 24/p 117 (1975)
- 8 M. Bernardini et L. Malter
Vacuum Problems of Electron and Positron storage Rings.
J. Vac. Sci. Technol. /vol 2/p 130 (1965)
- 9 A.H.W. Beck
Handbook of vacuum physics.
Oxford, Pergamon (1965)
- 10 C. Benvenuti
A new pumping approach for the large electron positron collider (LEP).
Rapport interne CERN /ISR - VA/82 - 12 (1982)

- 11 A. Berman
Total pressure measurements in vacuum technology.
Florida, Academic Press (1985)
- 12 S. Brumbach et M. Kaminsky
X-ray impact induced desorption of gases from surfaces.
J. of Nuclear Materials /vol 63/p 188 (1976)
- 13 W.F. Brunner
Practical vacuum techniques.
New York, Reinhold (1965)
- 14 R. Calder et G. Lewin
Reduction of stainless steel outgassing in ultra high vacuum.
Rapport interne CERN /ISR - VA/66 - 20 (1966)
- 15 J.D. Carette et al.
New developments in the calculation of molecular
flow conductance of a straight cylinder.
J. Vac. Sci. Technol. /vol 1/p 143 (1983)
- 16 L.G. Carpenter
Vacuum technology: an introduction.
Bristol, A Hilger (1983)
- 17 H.S. Carslaw et J.C. Jaeger
Conduction of heat in solids.
Oxford, Clarendon Press (1959)
- 18 G. Carter
Ion bombardment of solids.
London, Heinemann (1968)
- 19 N.V. Cherepnin
Treatment of materials for use in high vacuum equipment.
Israel, Ordentlich (1976)
- 20 J. Crank
The Mathematics of Diffusion.
Oxford University Press (1975)
- 21 A. Czanderna
Methods of surface analysis.
Oxford, Elsevier (1975)
- 22 R.H. Day et al.
Photoelectric quantum efficiencies and filter window absorption

- coefficients from 20 eV to 10 KeV.
J. Appl. Phys. /vol 52/p 6965 (1981)
- 23 D. Degève, J.C. Carle et N. Gonzalez
New Methods for the Determination of Hydrogen Content
of Aluminum and its Alloys, Part I and Part II
Metallurgical Transactions /vol 6B/p 539 (1975)
- 24 S. Dushman
Scientific Foundations of Vacuum Technique.
Willey (1966)
- 25 D.I. Edwards
Upper bound to the pressure in an elementary vacuum system.
J. Vac. Sci. Technol. /vol 14/p 606 (1977)
- 26 W. Eichenauer et A. Pebler
Messung des Diffusionskoeffizienten und der Löslichkeit
von Wasserstoff in Aluminium und Kupfer.
Z. Metallkunde /vol 48/p 373 (1957)
- 27 L.G. Eliseenko
Sov. Phy. Tech. Phys. /vol 13/p 122 (1968)
- 28 J.P. Fast
Gases in metals
London (1976)
- 29 G.E. Fischer et R.A. Mack
Vacuum Design Problems of High Current
Electron Storage Rings.
J. Vac. Sci. Technol. /vol 2/p 123 (1965)
- 30 J.D. Fowler et al.
Tritium Diffusion in Al_2O_3 and BeO.
J. American Ceramic Society /vol 60/p 155 (1977)
- 31 E.L. Garwin et al.
Electron - induced desorption of gases from aluminium.
Rapport interne SLAC /PUB - 392/ (1968)
- 32 E.L. Garwin et al.
Proposal for a high energy electron positron colliding
beam ring at the Stanford linear accelerator center.
Eighth Vacuum Symposium Tran, Pergamon Press (1962)
- 33 O. Gröbner et al.
Studies of photon induced gas desorption using synchrotron radiation.

Vacuum /vol 33/p 397 (1983)

- 34 O. Gröbner et al.
Gas desorption and photoelectron production from
aluminium exposed to synchrotron radiation.
Rapport interne KEK 83-18 (1983)
- 35 O. Gröbner
Cours de DEA ultra vide, Paris (1987)
- 36 A. Guthrie
Vacuum equipment and techniques.
McGraw-Hill (1949)
- 37 J. Haissinski
These de doctorat. Expériences sur l'anneau de collision ADA.
Université Paris Sud, Orsay (1965)
- 38 D.J. Harra
Review of sticking coefficients and sorption capacities
of gases on titanium films.
J. Vac. Sci. and Technol. /vol 13/p 471 (1976)
- 39 H. Heimes
KFA Juelich, Juel. Report 2046 (1986)
- 40 B.L. Henke et J.A. Smith
0,1 - 10 KeV x-ray induced electron emissions from solids.
Models and secondary electron measurements.
J. Appl. Phy. /vol 48/p 1852 (1977)
- 41 N. Hilleret
Coefficient d'émission électronique secondaire de l'extrudal
après divers traitements.
Rapport interne CERN /LEP - VA/NH/sm (1983)
- 42 N. Hilleret et al.
Studies of photon-induced desorption of surface gas within
an aluminium vacuum chamber using an X ray source.
Vacuum /vol 35/p 141 (1985)
- 43 L. Hipp
Argon - Glimmentladungen zur Oberflächenreinigung des
Vakuumsystems von Elektronenspeicherringen.
Rapport interne DESY H3-77/02 (1977)
- 44 W. Jost
Diffusion in solids, liquids, gases.

- New York, Academic Press (1952)
- 45 M.L. Knotek
Stability of ionically bonded surfaces in ionizing environments.
Surface Science /vol 90/p 78 (1979)
 - 46 M. Kobayashi
Interpretation of photodesorption results at DCI in
terms of a photoelectron production model.
Rapport interne CERN /LEP – VA/MK/sm (1984)
 - 47 J. Kouptsidis et A.G. Mathewson
Reduction of the Photoelectron Induced Gas Desorption in the PETRA
Vacuum System by in situ Argon Glow Discharge Cleaning.
Rapport interne DESY 76/49 (1976)
 - 48 I. Langmuir
J. Am. Chem. Soci. /vol 60/p 309 (1938)
 - 49 J.M Laurent
La mesure des faibles pressions.
Rapport interne CERN /LEP – VA/JML/sm (1984)
 - 50 LEP Design Report CERN /LEP/84 – 02 (1984)
 - 51 D. Lichtman
Mechanisms of desorption due to electrons or photons.
Surface Science /vol 90/p 579 (1979)
 - 52 P. Lignelet
Fortran 77.
Paris, Masson (1985)
 - 53 R. Liot
Désorption due à la lumière synchrotron dans les anneaux
de collisions à électron – positron.
Technologie du vide (1972)
 - 54 A.V. Luikov
Analytical heat diffusion theory.
New York, Academic Press (1968)
 - 55 M.D. Malev
Gaz absorption and outgassing of metals.
Vacuum /vol 23/p 43 (1972)
 - 56 R.A. Mack
Spectral and Angular Distribution of Synchrotron Radiation.

Rapport interne, Cambridge electron accelerator CEAL – 1027 (1966)

- 57 P. Marin
Comparison of the outgassing rates of the Super ACO vacuum chamber and of the ESRF test tube at DCI.
Rapport interne LURE Service Anneaux NI/88 – 02 (1988)
- 58 P. Marin
Proposal for large integrated dose tests of the LEP and ESRF vacuum chambers at DCI.
Rapport interne LURE Service Anneaux NI/88 – 03 (1988)
- 59 P. Marin et R. Souchet
Super ACO – Vacuum chamber and related problems.
Rapport interne LURE Anneaux /RT/88 – 03 (1988)
- 60 A.G. Mathewson
The effect of cleaning and other treatments on the vacuum properties of technologi.
Rapport interne CERN /LEP – VA/AM/sm (1987)
- 61 A.G. Mathewson et al.
Some notes on the photoelectron induced desorption problems in the photon factory and Tristan.
Rapport interne KEK 78 – 9 (1978)
- 62 A.G. Mathewson
A survey of some electron storage rings and a comparaisn of their vacuum characteristics.
Rapport interne CERN /LEP – VA/AGM/sm (1984)
- 63 N. Matsunami et al.
Energy dependence of sputtering yields of monatomic solids.
Institute of plasma physics Nagoya University, Japan (1980)
- 64 G. Mongodin et J. Delafosse
Les calculs de la technique du vide.
Le vide (1961)
- 65 J.P. Monin
Initiation aux mathématiques des processus de diffusion, contagion et propagation.
Paris, Mouton (1973)
- 66 J.P. Nougier
Méthodes de calcul numérique.
Paris, Masson (1985)

- 67 A.S. Nowick
Diffusion in solids : recent developments.
New York, Academic Press (1975)
- 68 J. Philibert
Diffusion et transport de matière dans les solides.
Les Ulis, Ed de Physique (1985)
- 69 C.E. Ransley et D.E.J. Talbot
Wasserstoff – Porosität in Metallen.
Z. Metallkde. /vol 46/p 328 (1955)
- 70 P.A. Redhead
The physical basis of ultrahigh vacuum.
Chapman and Hall LTD (1968)
- 71 N.W. Robinson
The physical principles of ultra – high vacuum systems and equipment.
Chapman and Hall (1968)
- 72 A. Roth
Vacuum Technology.
North Holland Publishing Company (1982)
- 73 G.V. Samsonov
The oxyde handbook.
IFI Plenum (1973)
- 74 T.M. Shih
Numerical heat transfer.
Berlin, Springer (1984)
- 75 C.J. Smithells
Metals reference book.
London, Butterworths (1967)
- 76 A.A. Sokolov
Synchrotron Radiation.
Oxford, Pergamon Press Ltd. (1968)
- 77 W. Unterlerchner
H₂ bulk gaz content of a vacuum chamber material AlMgSi.
Rapport interne CERN /LEP – VA/mh (1983)
- 78 H. Winick
Synchrotron radiation research.
New York, Winick, Herman et Doniack /p 11 (1980)

79 T. Xu et al.

Monte Carlo simulation of the pressure and of the
effective pumping speed in the large electron positron collider (LEP).
Rapport interne CERN /LEP - VA/86 - 02 (1986)

