T0381
1967/Di

2ème THESE

----oo----

PROPOSITIONS DONNEES PAR LA FACULTE

# *LES POMPES IONIQUES*

Par BUDER Rudolf
*Ingénieur E.I.E.G.*

# S O M M A I R E

INTRODUCTION

CHAPITRE I : Historique et quelques notions générales

CHAPITRE II : Le pompage ionique.

CHAPITRE III: Pompage par effet Getter

CHAPITRE IV : Pompes ioniques avec sublimation thermique de Getter

CHAPITRE V : Pompes ioniques à pulvérisation de Getter.

V - 1 Pompe diode (type Penning).

V-I-1 Description et fonctionnement
V-I-2 Calcul des trajectoires des électrons
V-I-3 Etudes expérimentales de la décharge de Penning.
V-I-4 Mécanismes de pompage pour différents gaz.
V-I-5 Atmosphère résiduelle, limitations
V-I-6 Diverses améliorations.

V - 2 Pompes triodes.

CHAPITRE VI : Pompes électrostatiques.

CONCLUSION

# INTRODUCTION

La création et le développement de la plupart des moyens de production du vide ont été consécutifs aux besoins créés par l'apparition des lampes à incandescense et des tubes électroniques au début de ce siècle. Depuis, les domaines d'utilisation du vide, que ce soit dans l'industrie ou dans la recherche scientifique, n'ont cessé de se multiplier, tout particulièrement au cours des 15 ou 20 dernières années (1). Rares sont les disciplines aujourd'hui qui ne font pas appel aux techniques du vide.

A mesure que le champ d'application s'élargit, les exigences des utilisateurs augmentent. Ceci se traduit par une amélioration progressive des moyens de pompage connus, par exemple l'utilisation de fluides de pompage à très basse tension de vapeur dans les pompes à diffusion, et parallèlement par l'apparition de nouveaux processus de pompage tels que le pompage cryogénique, le pompage ionique et par effet getter, la pompe turbomoléculaire, etc.

On peut dorénavant atteindre assez aisément le domaine de l'ultravide avec des pressions limites nettement inférieures à $10^{-8}$ Torr et des vitesses de pompage appréciables.

Une particularité de la technique du vide est le fait que l'obtention d'un vide aussi parfait que possible n'est jamais une fin en soi mais seulement le moyen nécessaire pour la réalisation d'une expérience ou d'un procédé industriel. Ceci peut expliquer en partie le manque de connaissances et d'études fondamentales sur un grand nombre de phénomènes propres aux très basses pressions. Et cela provoque aussi une certaine difficulté dans la qualification d'un ensemble de pompage et dans la communicabilité des résultats obtenus par divers utilisateurs, car selon le but poursuivi, des caractéristiques aussi diverses que la vi-

tesse de pompage, le vide limite, la composition en pressions partielles, le taux de dégazage ou la sécurité de fonctionnement peuvent être les facteurs déterminant la qualité principale d'un ensemble. Ces facteurs sont d'autre part fortement influencés par le mode d'utilisation et les conditions particulières imposées par chaque processus.

La caractéristique essentielle d'une pompe doit être sa vitesse de pompage, exprimée en $l\ s^{-1}$, définie pour un gaz donné et dans des conditions bien déterminées (température, pression, présence d'autres gaz, "histoire" de la pompe, étuvage, etc.).

La pression limite obtenue avec une pompe n'est généralement pas une caractéristique de celle-ci, mais dépend avant tout des conditions d'utilisation et de mesure (propreté et taux de dégazage d'une enceinte, efficacité d'un piège, dégazage et étuvage, nature et pression des gaz pompés précédemment, emplacement et fiabilité des jauges).

Ces dernières remarques sont tout particulièrement valables dans le cas des pompes ioniques à getter dont les effets de "mémoire" et de saturation sont bien connus. Ces pompes sont très largement employées actuellement, dans les domaines les plus divers et parfois à tort car leurs propriétés très particulières leur imposent certaines limites. Les avantages pratiques d'une pompe ionique à getter par rapport à une pompe à diffusion ou à une pompe cryogénique sont sa robustesse, sa sécurité de fonctionnement, en général l'absence de fluide de refroidissement ou cryogénique, et l'absence de pompage primaire fonctionnant en permanence.

# CHAPITRE I

## HISTORIQUE ET NOTIONS GENERALES

Déjà en 1858 Plücker (2) observait que dans un tube à décharge gazeuse, après un fonctionnement prolongé, la décharge s'éteignait parce que la pression dans le tube avait diminué à la suite d'une "absorption" des gaz par les électrodes.

De très nombreuses études ont par la suite été entreprises sur cet effet de pompage des gaz ionisés, qui se manifeste notamment dans toutes les jauges à ionisation, qu'elles soient du type à cathode froide (Penning) (3, 4) ou du type à filament chaud (Bayard-Alpert) (5, 6). Dans une jauge, cet effet est extrêmement gênant et peut conduire à des erreurs importantes dans la mesure d'une pression. Cependant, dans les débuts de l'ultravide, on a souvent tiré profit de cette propriété pour améliorer le vide limite dans de petites enceintes vidées par des pompes à diffusion. D'autre part, la plupart des pompes ioniques à getter existant actuellement ont été directement dérivées des diverses jauges à ionisation en en modifiant progressivement la géométrie dans le but d'atteindre de plus grandes vitesses de pompage (pompe Penning, pompe Orbitron). De plus, au pompage ionique pur, d'efficacité limitée, a été combiné un pompage par effet getter ; cet effet met à profit les propriétés de certains métaux appelés "getters" qui peuvent fixer à température ambiante pratiquement tous les gaz, excepté les gaz rares, par liaison chimique généralement très stable (7).

L'utilisation des getters pour la production et le maintien d'un vide poussé, en particulier dans des systèmes scellés, est connue depuis longtemps par la technologie des tubes électroniques.

Avant d'aborder l'étude détaillée de dispositifs particuliers de pompage nous voudrions rappeler quelques notions générales relatives à l'écoulement moléculaire.

On dit qu'un écoulement de gaz est de régime moléculaire lorsque les chocs entre particules sont négligeables vis-à-vis des chocs contre les parois de l'enceinte, ou, autrement dit, lorsque le libre parcours moyen des particules est grand par rapport aux dimensions de l'enceinte (en pratique à des pressions inférieures à $10^{-3}$ ou $10^{-4}$ Torr). Il est alors évident qu'en vide poussé ce sont exclusivement les phénomènes de surface qui déterminent les propriétés d'un ensemble.

La conductance d'une conduite ou d'un obstacle est définie par $L = \frac{Q}{\Delta P}$, exprimée en l/s, où $Q = P.dV/dt$ est le débit massique de gaz traversant la conduite (exprimé en Torr.l.$s^{-1}$) et $\Delta P$ la différence de pression aux deux extrémités de la conduite considérée. La conductance est une grandeur indépendante de la pression.

D'une façon analogue, on définit la vitesse de pompage d'une pompe en régime moléculaire par $S = Q/P$ en l/s, où Q est le débit de gaz incident et P la pression au niveau de la pompe.

Une autre grandeur très importante est le nombre de particules gazeuses, $\nu$, qui frappent une surface d'aire unité par unité de temps. Numériquement (8)

$$\nu = 3{,}5.10^{22} \frac{P}{\sqrt{MT}} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$$

(P pression en Torr, M poids moléculaire, T en °K)

Si on admet qu'une couche monomoléculaire comprend environ $3.10^{14}$ particules par $cm^2$ et que toutes les particules tombant sur une surface y restent fixées tant que le recouvrement de cette surface reste inférieur à une monocouche (probabilité de fixation ou coefficient de collage $\gamma = 1$), on peut déduire de $\nu$ en combien

de temps une couche monomoléculaire est formée à une pression P donnée. Pour l'air (M = 29) à température ambiante une monocouche se forme en $10^{-6}/P$ secondes environ, donc à $P = 10^{-6}$ Torr, en 1 s environ.

Définissons maintenant ce que l'on pourrait appeler une pompe idéale ; ce serait une pompe qui absorberait (dans le sens le plus large du terme) toute particule gazeuse incidente. Sa vitesse de pompage maximum serait théoriquement égale à $\nu.A$, si A est l'aire de la surface active de pompage.En unités conventionnelles, pour l'air et à température ambiante on trouve (8)

$$S_{max} \simeq 11{,}7 \ ls^{-1} \ cm^{-2}$$

Il peut être commode de caractériser l'efficacité d'un mode de pompage par le rapport $S/S_{max}$, où S est la vitesse spécifique de la pompe considérée (en tenant compte, s'il y a lieu des conductances internes et de celle de la bride de raccordement).

## CHAPITRE III
## LE POMPAGE IONIQUE

Bien que le pompage ionique ne soit pratiquement plus utilisé seul, il est préférable d'étudier d'abord les propriétés d'une pompe ionique pure afin de faciliter par la suite la description des pompes ioniques à getter aux phénomènes assez complexes.

Une analyse approfondie des études sur le pompage ionique a été entreprise par Dushman (9). Nous allons simplement énoncer les principales règles qui régissent ce phénomène (10) :

1) Les ions produits par une décharge gazeuse sont accélérés vers l'électrode au potentiel opposé dans laquelle ils peuvent pénétrer plus ou moins profondément selon leur énergie et y rester emprisonnés après neutralisation de leur charge.

2) L'effet de pompage qui en résulte est en première approximation proportionnel au courant ionique.

3) Il doit arriver un moment où tous les sites disponibles dans les couches superficielles du matériau bombardé sont occupés. La vitesse de pompage doit diminuer (saturation) mais ne s'annule pas obligatoirement si les particules de gaz peuvent diffuser vers l'intérieur du matériau.

4) A concentration croissante, la réémission de gaz dans le volume augmente (par rétrodiffusion thermique) et s'oppose à l'effet de pompage.

5) Les ions incidents peuvent eux-aussi causer la réémission de particules fixées antérieurement (11), soit par intéraction directe soit en pulvérisant l'électrode (érosion progressive des couches superficielles enrichies en gaz).

6) La vitesse maximum du pompage ionique reste relativement faible car les densités de courant sont limitées par la charge d'es-

pace si on veut conserver des tensions raisonnables du point de vue technologique.

La figure 1 représente l'évolution de la pression en fonction du temps dans une enceinte reliée à une pompe ionique, l'ensemble étant scellé. Au début la pression décroît rapidement (branche a) et ensuite la courbe s'infléchit vers la branche b où la vitesse de pompage est plus faible (12). La diminution de la vitesse de pompage a été interprétée par Varnerin et Carmichael (5) ainsi que par Carmichael et Trendelenburg (13) comme étant le résultat de 3 mécanismes, qui agissent en général simultanément mais à des degrés différents.

1) Il peut se produire une saturation de la surface bombardée lorsque les ions incidents, d'énergie limitée, ne trouvent plus de sites libres pour se fixer, une fois une certaine saturation atteinte. Comme la profondeur de pénétration dépend de l'énergie des ions, une augmentation d'énergie doit déplacer la limite de saturation vers les quantités de gaz pompés plus élevées. Ceci ressort bien de la figure 2, tirée d'une expérience de Colligon et Leck (14) et où on a porté le nombre maximum d'ions pompés (limite de saturation) en fonction de l'énergie et pour différentes combinaisons gaz-métal.

Le processus de saturation ci-dessus est surtout propre aux gaz lourds.

2) Varnerin et Carmichael (5) ont pu montrer que pour les gaz légers, qui peuvent se fixer à n'importe quel site inter-réticulaire, la saturation se produisait lorsqu'on atteignait un équilibre entre la quantité de gaz pompée par unité de temps et la quantité de gaz réémise dans le volume à la suite de la rétrodiffusion thermique. En effet, le faible diamètre des gaz légers leur permet de diffuser plus facilement dans le métal accepteur et d'être réémis dans le volume même quand leur concentration est encore relativement faible.

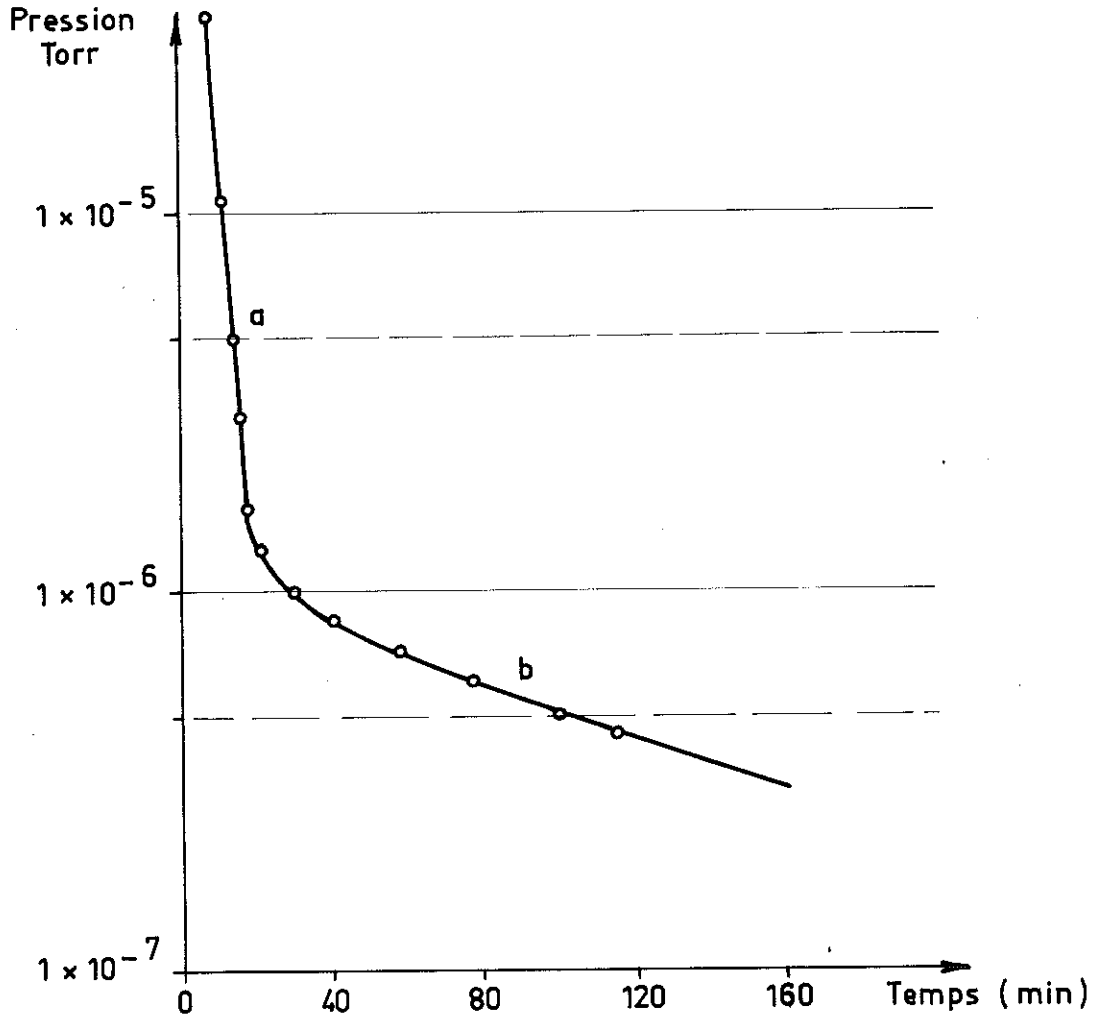
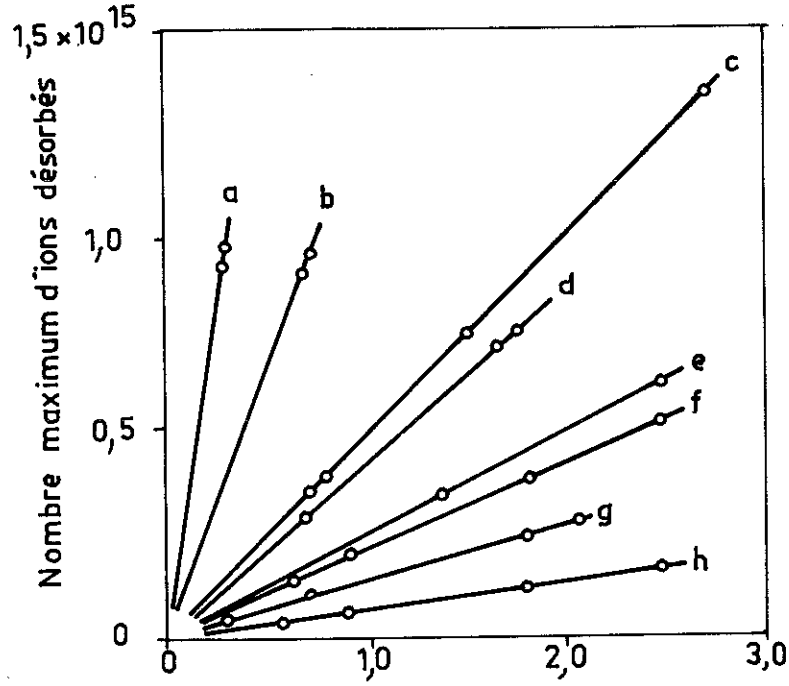



Fig 1 | Pompage ionique, évolution de la pression




a) Ne - Mo
b) Ne - W
c) Ar - Mo
d) Ar - Pt
e) Kr - Mo
f) Ar - W
g) Kr - Pt
h) Kr - W

Fig 2 | Pompage ionique, limite de saturation

3) Un troisième effet est responsable de la diminution globale de la vitesse de pompage (15, 16, 13). Le bombardement ionique d'une surface peut produire la désorption de particules précédemment pompées. On pensait initialement qu'il s'agissait d'une interaction directe entre ions incidents et gaz fixés. Il a cependant été montré par la suite qu'il s'agissait essentiellement d'un mécanisme de pulvérisation des couches superficielles du métal accepteur ce qui libère à nouveau les gaz qui y étaient emprisonnés.

Ce dernier phénomène n'a qu'une importance secondaire si une seule sorte de gaz est pompée. Il en est tout autrement si d'abord un gaz de type A a été pompé et qu'ensuite un autre gaz de type B doit être pompé (surtout si A est un gaz léger et B un gaz lourd, car ce dernier a un plusgrand coefficient de pulvérisation (17) ). Il peut alors même arriver que la désorption de A dépasse l'effet de pompage exercé sur B, en sorte que la pression totale augmente au début du pompage. Ce phénomène de désorption d'un gaz par un autre constitue le fameux effet de mémoire propre à toutes les pompes ioniques, avec ou sans getter, à des degrés très variables cependant.

Notons enfin que les vitesses de pompage spécifiques maxima que l'on peut réaliser en pratique avec une pompe ionique pure ne dépassent guère 0,1 $ls^{-1}\ cm^{-2}$, ce qui n'est que le centième de la vitesse d'une pompe idéale.

Pour cette raison, la pompe ionique est maintenant toujours utilisée en combinaison avec un pompage par getter. D'une part le getter pompe directement les molécules neutres de tous les gaz chimiquement actifs, et de plus, en renouvelant périodiquement les surfaces des électrodes de la pompe ionique par une couche de getter, on peut minimiser les 3 effets de saturation cités ci-dessus.

Examinons maintenant quelques considérations générales sur les pompes à getter.

## CHAPITRE III

## LE POMPAGE PAR GETTERS

Nous nous limiterons aux applications susceptibles d'être employées en ultravide.

Des renseignements généraux sur les propriétés des getters peuvent être trouvés dans l'ouvrage classique de Dushman (7). Il faut remarquer que les interactions gaz-getter sont généralement très complexes et encore assez mal connues.

Une condition essentielle pour qu'un getter soit utilisable dans la production de l'ultravide est que sa tension de vapeur à la température d'étuvage du groupe de pompage (soit environ 400°C) soit extrêmement faible, sinon le getter se déposerait dans l'ensemble de l'appareillage au cours de l'étuvage. Ceci exclut en particulier l'emploi du barium, malgré ses bonnes qualités de getter, car sa tension de vapeur à 400°C est de l'ordre de $10^{-5}$ Torr. Par contre, à la même température, le titane par exemple possède une tension de vapeur non mesurable (environ $10^{-8}$ Torr à 1000°C) (18, 19). Parmi les autres getters utilisables en ultravide on peut citer le molybdène, le tantale, le zirconium, le niobium et différents alliages entre ces éléments (20, 21, 22, 23).

Dans une pompe à getter, le matériau getter est évaporé ou sublimé par un moyen adéquat et c'est sur la couche fraîche qui se condense sur les parois du récipient que sont pompés les gaz actifs par chimisorption. L'azote, l'oxygène et l'hydrogène forment des composés très stables avec le getter (nitrures, oxydes, hydrures).

La probabilité de fixation peut être voisine de l'unité, donc ce genre de pompe peut avoir une efficacité voisine d'une pompe idéale pour les gaz les plus actifs.

Pour une couche de getter non renouvelée, la saturation intervient pour un recouvrement équivalent à quelques monocouches de gaz adsorbés et la vitesse de pompage tend alors vers zéro ; les gaz légers comme l'hydrogène peuvent diffuser vers des couches plus profondes et la saturation peut se produire beaucoup plus tard (20, 23). Si on veut conserver une vitesse de pompage à peu près constante il est nécessaire de renouveler soit continuellement soit périodiquement la couche active de getter, selon la rapidité de saturation, c'est-à-dire selon la pression des gaz actifs.

Plusieurs auteurs ont constaté que la probabilité de fixation, donc la vitesse de pompage, pouvait être considérablement accrue (d'un facteur 5 à 10 dans certains cas) en condensant une couche de titane sur une surface refroidie à la température de l'azote liquide (24, 25, 26). L'origine de ce phénomène n'a pas encore reçu d'explication définitive. Simonov (27) a proposé que la température de la couche active jouait un rôle essentiel. Cependant un dépôt réalisé à température ambiante et refroidi ensuite ne présente pas cet accroissement de la vitesse de pompage (24, 26). Clausing (24) suppose que la surface active du dépôt peut être beaucoup plus importante dans une couche formée à basse température. Or Prévot (26) fait remarquer que dans ce cas la capacité de la couche (la quantité de gaz qu'elle peut absorber avant saturation) devrait augmenter dans le même rapport, alors que ses expériences ne montrent pas cet effet. Pour l'hydrogène c'est même le contraire qui se produit, car la diffusion est ralentie à basse température. Prévot propose donc une autre explication : l'hétérogénéité structurale des couches déposées à froid créerait un grand nombre de sites préférentiels pour lesquels les liaisons avec

le gaz adsorbé seraient plus fortes.

D'autres expériences entreprises par Della Porta (20) sur le pompage de l'hydrogène par le niobium ont montré que la vitesse d'adsorption et la capacité des couches de Nb sont sensiblement les mêmes pour des dépôts réalisés et maintenus sur une surface à 77°K et sur une surface à température ambiante.

Pour conclure, remarquons qu'une pompe à getter seule est incapable de produire un vide poussé puisqu'elle ne pompe pas les gaz rares et que l'argon est présent dans la proportion d'environ 1 % dans l'air.

Mais si on combine la pompe à getter avec une pompe auxiliaire ayant un bon vide limite, capable d'éliminer les gaz inertes, même avec une faible vitesse de pompage, il est possible d'atteindre très rapidement des pressions dans le domaine de l'ultravide, grâce à la grande vitesse spécifique pour les gaz chimiquement actifs (avec du titane sur une surface à 77°K, jusqu'à 11 $ls^{-1}cm^{-2}$). Le pompage auxiliaire peut être réalisé avantageusement par un procédé d'ionisation ; ceci nous conduit à l'étude des pompes ioniques avec sublimation thermique de getter.

## CHAPITRE IV

## POMPES IONIQUES AVEC SUBLIMATION THERMIQUE DE GETTER

Appelée en anglais "evapor-ion pump", c'était le premier type de pompe ionique à getter utilisé avec plus ou moins de succès dans la production de l'ultravide.

Depuis la présentation de la première pompe par Herb (28) une grande variété de nouvelles versions a été expérimentée (29, 30, 31, 32, 33). Jusqu'à présent, ces pompes ont eu moins de succès commercial que les plus récentes pompes ioniques à pulvérisation de getter. Ceci tient moins à leur principe qu'à des problèmes technologiques qui n'ont pu être résolus qu'au cours du temps.

Il y a d'abord le problème de la mise au point d'un système d'évaporation efficace, simple et réglable. Le getter le plus largement utilisé est le titane. La plupart des évaporateurs l'utilisent sous forme de fil : un rouleau de réserve est débité par un mécanisme plus ou moins complexe ; l'extrémité du fil est vaporisée au contact d'un creuset ou de tout autre support chauffé par effet Joule ou par bombardement électronique. Parfois aussi l'extrémité d'un barreau de titane est chauffée directement par bombardement électronique (34). Tous ces systèmes ont l'inconvénient de nécessiter un montage mécanique sous vide, fonctionnant sans lubrifiant donc susceptible de gripper, de se dérégler, et offrant d'importantes surfaces, sources de dégazage. En outre, la durée de vie d'une telle pompe est sérieusement limitée par la réserve de titane. Le titane lui-même est souvent une source importante de dégazage car toutes les impuretés occluses dans le métal sont libérées au moment de l'évaporation ; même un dégazage préliminaire ne suffit gé-

néralement pas à le débarrasser de toutes les impuretés (principalement carbone, hydrogène, argon, hydrocarbures).

Un autre problème est la réalisation d'une ionisation efficace des gaz, surtout des gaz rares. En effet, les gaz chimiquement inertes doivent être projetés par bombardement ionique dans la couche de titane qui se dépose continuellement sur les parois de la pompe où ils seront ensuite piégés. Là aussi de très nombreux dispositifs ont été proposés et expérimentés, visant à augmenter le libre parcours moyen des électrons, donc le rendement de l'ionisation (15, 31, 35). La vitesse de pompage pour l'argon est souvent inférieure à 1/100 de celle pour l'azote (30), mais a pu être augmentée jusqu'à quelques % (31).

Souvent ces pompes sont capables de fournir rapidement un bon vide classique (de l'ordre de $10^{-7}$ Torr) mais nécessitent des précautions expérimentales considérables ou des durées de pompage très longues pour atteindre l'ultravide. Reich et Nöller (37) ont constaté que la pression résiduelle dans une telle pompe pouvait contenir de fortes proportions d'hydrocarbures non saturés ($CH_3$, $CH_4$) ; ces composés peuvent se former par cracking dans le gaz ionisé et sur le titane chaud, entre l'hydrogène et les impuretés de carbone contenus dans le titane ou dans le reste de la pompe. L'achèvement d'un bon vide limite nécessite l'emploi d'un matériau getter exempt d'impuretés et surtout de carbone (37, 38).

Un autre phénomène peut limiter la pression ; les ions de gaz lourds qui bombardent la couche de titane sur les parois, chargée de gaz adsorbés, peuvent causer la réémission d'une partie de ces gaz vers le volume. Lorsque réémission et adsorption sont en équilibre, la vitesse de pompage apparente est nulle.

Pour conclure, nous voudrions encore répéter que la pompe ionique à sublimation de getter n'a peut-être pas à ce jour reçu l'accueil qui lui serait dû. Il existe actuellement des sublimateurs par effet Joule de longue durée de vie et robustes (20, 39) ; en améliorant le rendement ionique il doit être possible de réaliser une pompe pouvant conserver une bonne vitesse de pompage jusqu'à des pressions extrêmement basses. Aussi la pompe décrite par Denison (39) (chapitre V-3) peut-elle être considérée comme une forme évoluée des pompes ioniques à sublimation de getter.

attirés par l'anode. Mais le champ magnétique incurve leurs trajectoires et les empêche d'atteindre l'anode ; ils continuent à décrire des oscillations autour d'une orbite circulaire moyenne sans perdre de l'énergie jusqu'à ce qu'ils entrent en collision avec une molécule de gaz.

Chaque collision électron-molécule peut produire un ou plusieurs nouveaux électrons libres plus un ion positif. Les électrons continuent à décrire leur spirale, un peu plus voisine de l'anode, se multipliant par collisions et ionisations jusqu'à la formation d'un nuage d'électrons. Ce phénomène d'avalanche est limité uniquement par les effets de charge d'espace. Quant aux ions positifs, peu influencés par le champ magnétique, ils sont accélérés vers les cathodes en matériau getter où leur impact produit un effet de pulvérisation (43). Le métal ainsi pulvérisé (ou sublimé) va se déposer sur l'anode et sur les parties des cathodes où le bombardement ionique est moins intense. C'est sur l'anode qu'aura lieu essentiellement le pompage par chimisorption des gaz actifs.

Les gaz rares par contre ne peuvent être fixés que par bombardement ionique sur les cathodes. C'est là qu'apparaît immédiatement le point faible des pompes à pulvérisation. En effet, à mesure que les couches superficielles des cathodes sont pulvérisées, les gaz préalablement piégés sont réémis dans le volume. Ils ne peuvent être définitivement emprisonnés que sur les parties des cathodes où le bombardement est moins intense. Ceci explique qu'une pompe du type diode n'ait qu'une faible efficacité de pompage pour les gaz rares (de l'ordre de 2 % de celle de l'azote). En fait les processus de pompage réels sont beaucoup plus compliqués que ce que nous venons de décrire et bien des phénomènes sont encore inexpliqués. Nous reparlerons de ces problèmes dans le § V-1-4.

# CHAPITRE V

## POMPES IONIQUES A PULVERISATION DE GETTER

On connait depuis longtemps l'effet de pompage des jauges à ionisation du type Penning (3). Hall (40) a développé une pompe ionique à pulvérisation, appelée aussi pompe diode, qui dérive directement du principe d'une jauge Penning.

### V - 1 Pompe diode (type Penning).

#### V-1-1 Description et principe de fonctionnement

La figure 3 montre le principe de montage d'une cellule élémentaire d'un tel type de pompe. Une anode cylindrique, en acier inoxydable généralement, est portée à la haute tension (environ 5 KV) ; les cathodes planes sont constituées par le matériau getter (couramment du titane) et sont reliées à la masse. L'ensemble est placé dans l'entrefer d'un aimant permanent, extérieur au vide, de façon que le champ magnétique (1000 à 2000 Gauss) soit parallèle à l'axe du cylindre.

Dans la figure 4 nous avons représenté le schéma d'un élément de pompage complet tel qu'il a été proposé par Hall (40).

Le principe de fonctionnement est le suivant (41, 42) : Après avoir réduit la pression à une valeur convenable à l'aide d'une pompe primaire (pompe à palettes avec piège pour vapeurs d'huile, ou pompe à sorption : zéolithe à la température de l'azote liquide) on applique la haute tension continue sur les électrodes de la pompe ionique. Quelques électrons produits par émission de champ ou par ionisation (rayons cosmiques par exemple) sont injectés dans l'espace inter-électrodes où ils sont

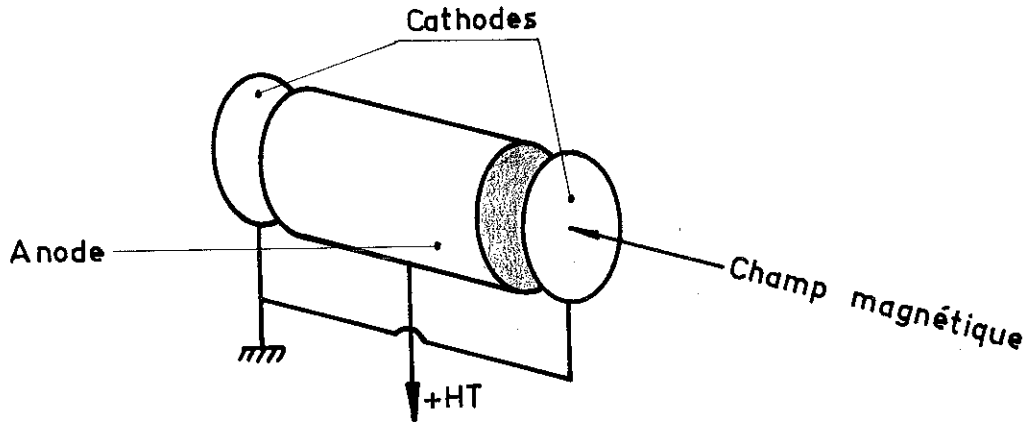



Fig 3 | Cellule élémentaire, type Penning

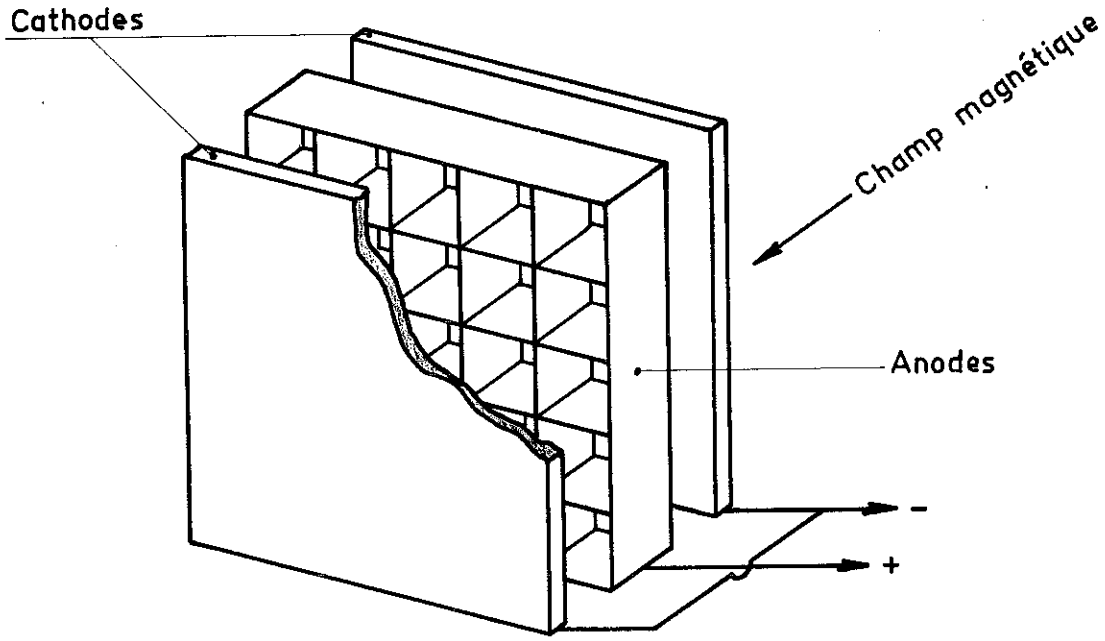



Fig 4 | Elément de pompe ionique à pulvérisation

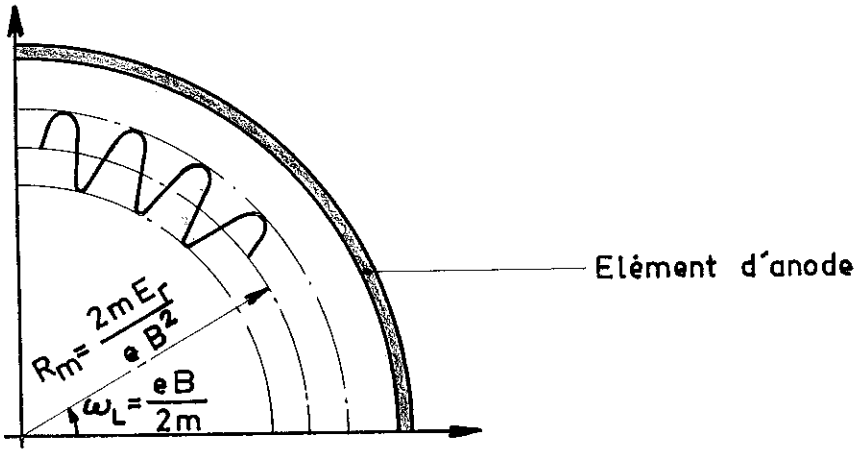



Fig 5 | Trajectoires des électrons

## V-1-2 Calcul des trajectoires des électrons.

Une étude théorique du mouvement de l'électron dans une cellule de Penning a été présentée récemment par B. Aubry (44).

Le calcul a été effectué pour une anode cylindrique. L'origine O des coordonnées polaires est prise au centre de la cellule. Soit $\vec{B}$ le champ d'induction magnétique, dirigé selon l'axe Oz (axe de l'anode), et soient $\vec{E}_{(z)}$ et $\vec{E}_{(r)}$ respectivement le champ électrique selon Oz et le champ électrique radial. A l'instant initial un électron situé au voisinage de l'anode en un point défini par $(z_o, r_o, r\theta_o)$ peut être animé d'un mouvement défini par un vecteur vitesse de composantes $(\dot{z}_o, \dot{r}_o, r\dot{\theta}_o)$.

D'après l'équilibre des forces : $m\vec{\gamma} = q\ [\vec{E} + (\vec{v}_\wedge\ \vec{B})]$ (I), les équations du mouvement peuvent s'écrire :

$$\ddot{z} = -\frac{e}{m} E_{(z)} \qquad (2)$$

$$\ddot{r} - r\dot{\theta}^2 = \frac{e}{m} E_{(r)} + \frac{eB}{m}\ r\dot{\theta} \qquad (3)$$

$$\frac{d}{dt}(r^2\dot{\theta}) = -\frac{eBr\dot{r}}{m} \qquad (4)$$

Ce système d'équations décrit le mouvement d'un électron libre, en absence de charge d'espace, soumis à l'action de deux champs de forces orthogonaux.

Mouvement selon l'axe Oz (axe de l'anode) :

Si $V_o$ est le potentiel en O et d la distance : centre anode-cathode et si on prend $E_z = \frac{2V_o}{d^2}$ . z comme Aubry, le mouvement selon Oz ($\ddot{z} = -\frac{2eV_o}{md^2}\ z$ ) est une oscillation de fréquence :

$$\omega = \frac{1}{d}\sqrt{\frac{2eV_o}{m}}$$

Il apparaît que pour augmenter le parcours des électrons suivant cet axe, il faudrait augmenter $V_o$ et diminuer d.

Mouvement dans le plan (r, $\theta$) :

De l'équation (4) on peut déduire que le rayon vecteur tourne autour de l'origine avec une vitesse angulaire égale à

$$\dot{\theta} = \omega_L = \frac{eB}{2m}$$

C'est la vitesse angulaire de Larmor ; en réalité, à cause des effets de charge d'espace, $\dot{\theta}$ est inférieur à cette valeur théorique.

Selon le rayon vecteur, l'électron effectue une oscillation autour d'une position moyenne $R_m$ (fig.5), qui est la valeur de r pour laquelle la force résultante de (I) est nulle, d'où :

$$|\bar{v}| = R_m \omega_L = \frac{E_{(r)}}{B}$$

ou $$R_m = \frac{2mE_{(r)}}{eB^2} < Ra$$

Comme la valeur maximum de $R_m$ est $R_a$ (rayon de l'anode), on constate qu'en-dessous d'une valeur critique du champ B (de l'ordre de 300 Gauss avec les dimensions géométriques et les tensions habituellement utilisées), l'électron ne peut pas adopter une orbite stable et sera capté par l'anode. Par contre, si $B > B_{crit}$, théoriquement l'électron peut rester emprisonné indéfininiment par les champs de forces et ne perd de l'énergie qu'après collision avec une molécule de gaz résiduel.

On peut constater qu'une augmentation du champ magnétique entraîne une augmentation de la vitesse angulaire $\dot{\theta}$ et de la fréquence des oscillations de r, alors que le rayon moyen $R_m$ diminue ; ceci permet de diminuer le diamètre des anodes et d'augmenter leur nombre, donc la surface offerte au dépôt getter.

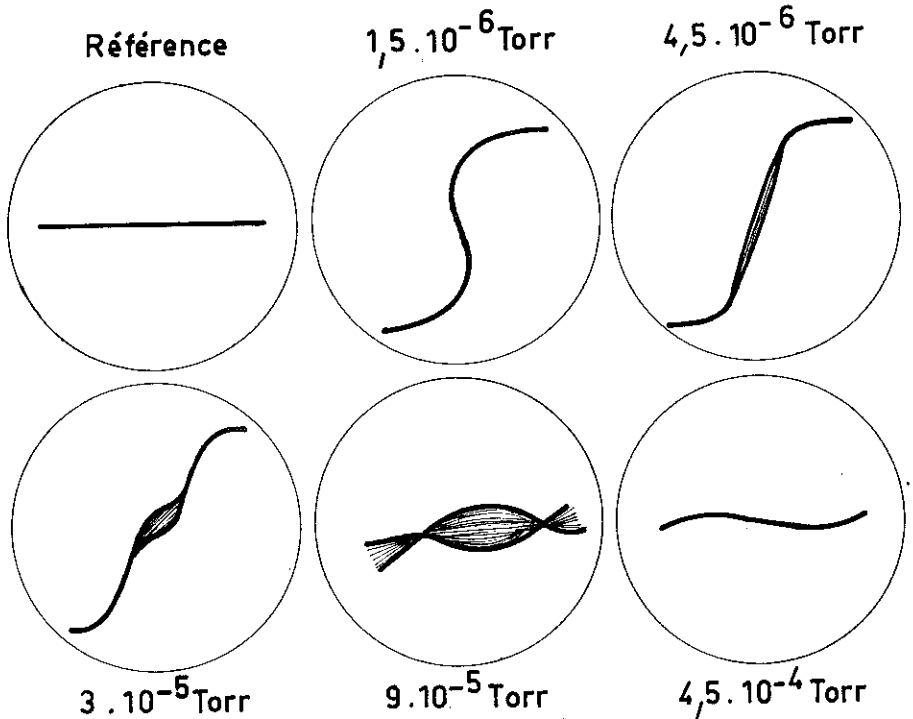
Il ne paraît pas utile de définir plus en détail les trajectoires des électrons puisque dans le cas réel les effets de charge d'espace et les intéractions avec d'autres particules perturbent fortement le modèle théorique.

V-1-3 Etudes expérimentales de la décharge gazeuse.

La particularité d'une décharge de Penning, comparée aux autres types de décharge à cathode froide, est le fait qu'elle puisse s'entretenir jusqu'à des pressions très basses (on a pu l'observer jusqu'à $10^{-12}$ Torr au moins). Ceci vient de ce que les électrons, emprisonnés par les champs électrique et magnétique, ont des durées de vie extrêmement importantes. Plusieurs études ont montré que la distribution du potentiel dans la cellule avait également une allure inhabituelle.

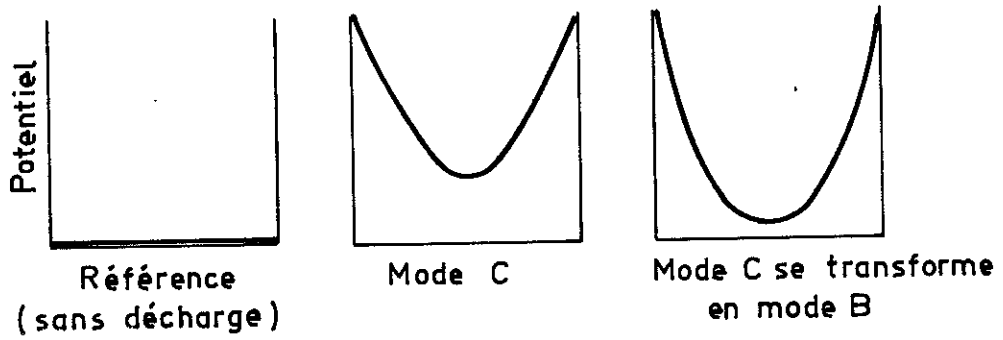
Pour relever cette distribution de potentiel, Dow (45) a utilisé un faisceau d'électrons extrait d'un fil de tungstène et envoyé à travers la cellule suivant l'axe de l'anode ; l'image du fil rectiligne à la sortie est visualisée sur un écran fluorescent. Ce moyen d'exploration permet d'apporter un minimum de perturbations dans le fonctionnement de la décharge de Penning.

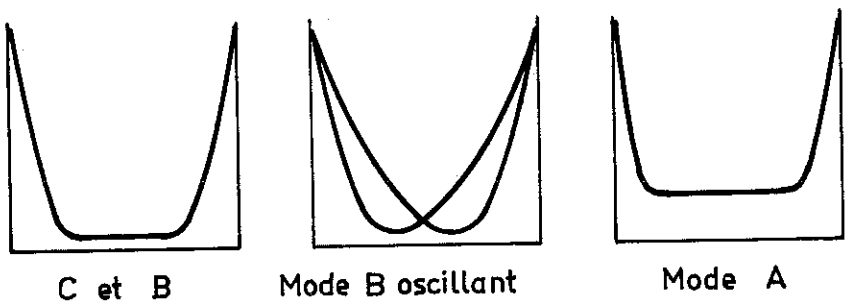
Les figures 6a et 6b représentent les traces observées à différentes pressions et la distribution du potentiel qu'on peut en déduire, connaissant la valeur du champ magnétique.




(a) Traces sur écran pour différentes pressions

($V_A$ = 3 KV, B = 800 G, Anode $\varnothing$ = 0,9" , l = 1")




(b) Distribution du potentiel déduit de (a)

Fig 6 | Potentiels dans une cellule type Penning

Dow a ainsi relevé l'existence de trois modes assez distincts suivant la valeur de la pression. Le cas B correspondrait à un mode oscillant. Cette étude surtout qualitative montre cependant la complexité des phénomènes susceptibles de se produire dans une décharge du type Penning.

Knauer et Lutz (46, 47) ont déterminé les propriétés d'une telle décharge par une méthode différente et plus évoluée. Ils ont utilisé une analyse spectrale de la décharge dans l'hydrogène et à l'aide de l'effet Stark ont pu déterminer les valeurs du champ électrique le long d'un diamètre de l'anode. La figure 7 montre qu'à $2.10^{-4}$ Torr il existe un fort gradient de potentiel au voisinage de l'anode, alors que le centre de la cellule est pratiquement au potentiel de la cathode. Ceci est en accord avec de nombreuses observations où l'on a pu relever l'existence d'un anneau de plasma au voisinage de l'anode, là où le champ radial est le plus élevé.

Tous les phénomènes nécessaires à l'entretien de la décharge se déroulent dans cette région ; c'est là seulement que les électrons ont une énergie suffisante pour ioniser les gaz et c'est de là seulement qu'ils peuvent réussir à s'échapper vers l'anode.

La rotation des électrons à l'intérieur de l'anode et autour de son axe, à une vitesse un peu inférieure à la vitesse de Larmor, est équivalente à un courant circulaire dont la valeur est de l'ordre d'un ampère dans une cellule-type (46). Le courant anodique est quelques puissances de dix fois plus faible. Ceci résulte évidemment du fait qu'un électron doit effectuer un nombre considérable de rotations avant de pouvoir s'échapper vers l'anode.

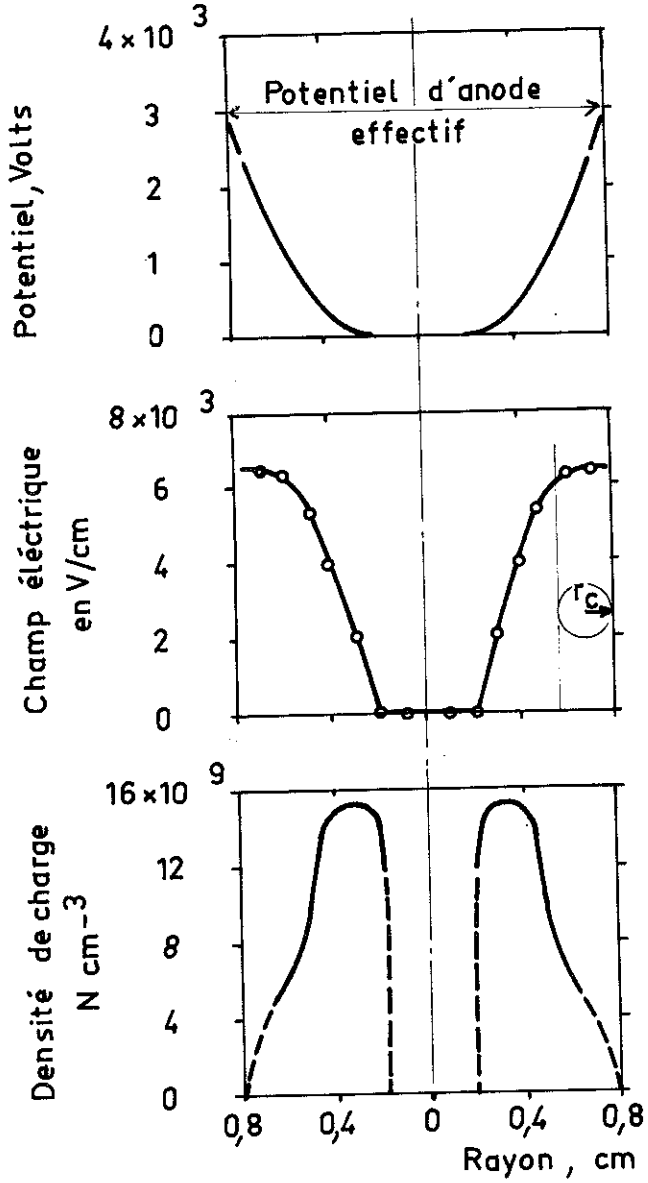



Fig 7 | Etude d'une décharge type Penning

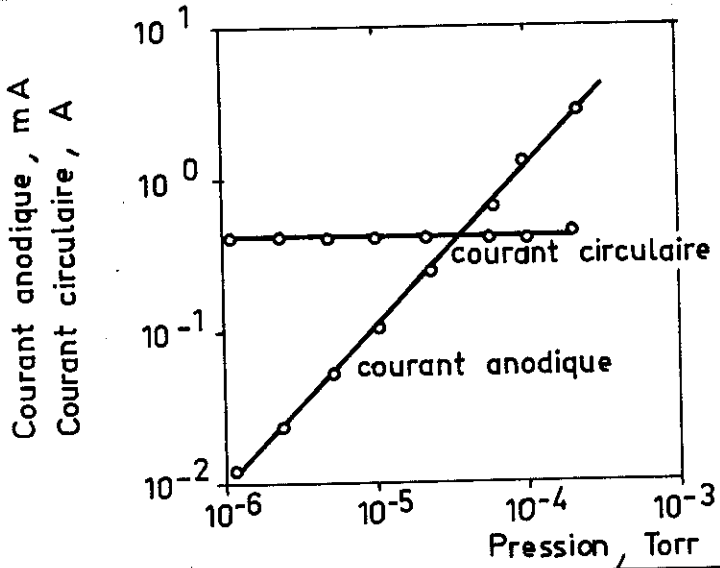



Fig 8 | Courants anodique et circulaire

Quand on diminue la pression du gaz, le courant circulaire reste sensiblement constant, alors que le courant anodique décroît proportionnellement à la pression (dans une grande gamme de pressions)((46, 48), fig.8).

La durée d'emprisonnement des électrons augmente donc quand la pression décroît (proportionnellement à 1/p, si le courant circulaire reste constant). D'après les mesures expérimentales des courants anodique et circulaire, et en connaissant la fréquence du courant circulaire (de l'ordre de 70 Mc d'après Knauer (46)), on peut estimer que la durée de vie moyenne d'un électron à $10^{-6}$ Torr est de l'ordre de la milliseconde, et à $10^{-12}$ Torr (pression minimum à laquelle une décharge Penning a été observée) d'environ $10^{3}$ secondes ou 17 minutes ! Des durées d'emprisonnement aussi longues n'ont jamais pu être mesurées directement, mais sachant que la fréquence d'ionisation à $10^{-12}$ Torr est d'environ $5.10^{-3}$/s, donc qu'en $10^{3}$s l'électron ne peut se reproduire que 5 fois, il est certain que si la durée d'emprisonnement était de beaucoup inférieure à $10^{3}$s, la décharge ne pourrait pas se produire.

Knauer et Stack (47) ont montré que le piégeage d'électrons et la formation d'une "enveloppe" de plasma étaient réalisables avec une grande variété de géométries d'anodes. Les conditions essentielles sont que l'électron ne rencontre aucun obstacle sur son trajet, et que les rayons de courbure de la surface d'anode (convexe ou concave) ne soient pas inférieurs à une valeur minimum. Il est ainsi parfaitement possible de créer une enveloppe de plasma à l'extérieur d'une anode de forme cylindrique ou sinueuse, pourvu que son support mécanique ne se trouve pas dans la trajectoire des électrons.

Quant aux ions positifs, accélérés vers les cathodes, ils subissent un effet de focalisation dans l'espace anode-cathode en sorte que la plupart d'entre eux bombardent la cathode au voisinage de l'axe de la cellule. Cet effet peut être visualisé en photographiant la décharge (41) ou en examinant les traces d'érosion par pulvérisation sur les cathodes après un fonctionnement prolongé (46, 49, 50). L'effet de focalisation est fonction de la pression, la concentration du faisceau d'ions étant meilleure à basse pression.

Notons ici que la mesure du courant anodique permet de connaître la pression totale dans la pompe après étalonnage. En effet, nous avons vu que dans un large domaine de pressions le courant anodique était proportionnel à la pression (alors que le courant circulaire restait constant) (42, 46, 48). Evidemment, comme dans toutes les jauges à ionisation, le facteur d'étalonnage dépend de la nature du gaz présent dans la pompe.

V-1-4 Mécanismes de pompage pour différents gaz.

Etant donné que la pompe ionique à pulvérisation de getter combine les effets de pompage ionique et de pompage par getter, on trouve réunis dans cette pompe les divers mécanismes de pompage que nous avons étudiés dans les chapitres II et III, en même temps d'ailleurs que les différentes causes limitant les vitesses de pompage et le vide final par saturation, réémission, cracking et dissociation. Le pompage est fortement sélectif par suite des grandes différences de la vitesse de pompage pour les différents gaz et la pompe ionique à getter modifie complètement la composition d'un mélange de gaz introduit.

Nous allons essayer de déterminer le ou les mécanismes responsables du pompage pour les gaz les plus fréquemment rencontrés (51) (pompe Vac-Ion, cathodes en titane).

A. L'hydrogène.- La vitesse pour l'hydrogène vaut environ 2 fois celle mesurée pour l'air (référence), mais peu de titane est pulvérisé. L'hydrogène doit être essentiellement adsorbé sous forme neutre à la surface des cathodes, nettoyées en permanence par bombardement ionique. Il diffuse ensuite dans la masse de Ti avec lequel il forme une solution solide. L'effet de pompage ionique est peu important avec l'hydrogène (plusieurs atomes pompés par électron recueilli sur l'anode).

Une partie de l'hydrogène pompé peut être réémise par pulvérisation des cathodes ou par rétrodiffusion thermique.

B. L'hélium.- Elevée au départ, la vitesse de pompage se stabilise ensuite à environ 1/10 de la valeur pour l'air. Le mécanisme principal est le bombardement ionique de la cathode, suivi d'une diffusion limitée dans le Ti. Quand la concentration d'hélium augmente à la surface des cathodes, une certaine quantité est réémise par pulvérisation et par rétrodiffusion. Le rendement du processus d'ionisation est assez bon, environ 1 ion He sur 4 est pompé. Il est possible qu'une partie de l'hélium soit fixée sur l'anode selon un mécanisme que nous citerons dans le cas de l'argon.

C. L'azote.- Gaz chimiquement actif, l'azote est certainement fixé selon des processus différents des deux cas précédents. Un ion d'azote projeté contre la cathode peut soit être piégé (avec peu de diffusion ultérieure), soit se combiner chimiquement au titane (nitrure) et provoquer la pulvérisation de titane ou de nitrure de Ti. La plus grande partie de l'azote est cependant fixée sur l'anode où il se combine au titane fraîchement pulvérisé.

Le rendement ionique est bon : environ un atome d'azote est pompé pour chaque électron recueilli. Le nitrure de Ti est un composé très stable (décomposition à 3000°C) rendant une réémission fortement improbable (sauf dissociation par bombardement ionique).

La vitesse de pompage est voisine de celle de l'air.

D. L'oxygène.- L'oxygène étant également un gaz chimiquement actif, les processus de pompage ressemblent probablement beaucoup à ceux de l'azote.

Les oxydes de Ti sont stables jusqu'à 1500°C.

L'ionisation a un rendement un peu moins bon, environ un ion d'oxygène est pompé pour deux électrons recueillis. La vitesse de pompage est de 60 % comparée à l'air.

E. L'argon.- Le mécanisme de pompage de l'argon présente certaines particularités encore assez mal expliquées. La vitesse de pompage, comme dans le cas de l'hélium, est initialement élevée, mais une fois une certaine concentration d'argon dans la cathode atteinte, la vitesse diminue notablement. Comparée à celle de l'air, elle est d'environ 2 %, mais a pu être augmentée à 10 % dans les pompes à cathodes cannelées (1 atome pompé pour 100, ou respectivement 20, électrons recueillis).

A des pressions relativement basses (inférieures à $3.10^{-5}$ Torr) l'argon est essentiellement pompé sur certaines parties de la cathode où la pulvérisation est faible et où il y a même apport de titane venant des régions à pulvérisation intense. On a cependant découvert que l'anode aussi pouvait fixer une quantité appréciable d'argon (52). On suppose que ce phénomène se produit surtout aux pressions élevées (supérieures à $3.10^{-5}$ Torr) ; dans ces conditions le champ électrique dans la décharge peut subir des fluctuations dans le temps, suscep-

tibles de communiquer suffisamment d'énergie aux ions pour leur permettre d'atteindre l'anode, ce qui leur est normalement impossible.

Avec l'argon on observe souvent des instabilités de pression ; à intervalles réguliers, la pression dans la pompe augmente rapidement et de façon importante puis retombe à sa valeur initiale (49). La pression maximum pendant les périodes de désorption est d'environ $2.10^{-4}$ Torr, indépendamment du débit d'argon entrant dans l'enceinte, à condition que la pression de repos, entre deux instabilités, soit inférieure à $3.10^{-5}$ Torr. Cette limitation à $2.10^{-4}$ Torr indique que la vitesse de pompage croît avec la pression dans le domaine des $10^{-4}$ Torr, ce qui évite un emballement de la pompe. La fréquence des instabilités est approximativement proportionnelle à la pression (entre $5.10^{-7}$ et $10^{-5}$ Torr au moins). Si la pression de repos est supérieure à $3.10^{-5}$ Torr, même avec de l'argon pur, le régime d'instabilités ne s'établit pas. Comme nous avons vu plus haut, il semble qu'à ces pressions relativement élevées une partie importante de l'argon puisse être pompée par l'anode.

La désorption d'argon par réémission thermique ne devient appréciable qu'au-dessus de 300°C.

F. L'air.- Les divers gaz dont l'air est composé sont probablement pompés de la même manière que chacun des gaz pris séparément. On constate pourtant que la vitesse de pompage pour l'air est supérieure à celle de ses constituants. On peut essayer d'expliquer ce fait en remarquant que la concentration en argon doit augmenter au cours du pompage car le pompage de ce gaz est moins efficace que celui des gaz chimiquement actifs. Or l'argon a un fort coefficient de pulvérisation (17), et une pulvérisation importante, en revanche, augmente la vitesse de pompage pour les gaz chimiquement actifs.

G. Molécules complexes.- Sont compris dans ce groupe : la vapeur d'eau, CO et $CO_2$, $NH_4$ et les hydrocarbures.

Les mécanismes de pompage de ces molécules complexes sont très difficiles à prévoir et à interpréter. Plusieurs phénomènes simultanés peuvent se produire parmi lesquels : dissociation, ionisation, cracking. Les éléments séparés peuvent alors être pompés par les divers mécanismes cités plus haut.

Il est important de remarquer que le phénomène inverse est possible et que des molécules complexes peuvent être créées par synthèse à partir de leurs éléments (carbone, hydrogène, oxygène) soit dans la décharge, soit sur les électrodes (53).

V-1-5 Atmosphère résiduelle et limitations.

L'atmosphère résiduelle d'un bâti vidé par une pompe ionique à pulvérisation se compose principalement des gaz suivants (53, 55, 56) :

$H_2$, He, $CH_3$, $CH_4$, $H_2O$, CO, $N_2$, Ar, $CO_2$

L'importance relative des divers constituants dépend essentiellement du processus d'étuvage, de la nature des gaz introduits et de la nature des gaz pompés antérieurement par la pompe.

Un bon étuvage réduit surtout la proportion de $H_2O$ et $CO_2$ mais améliore aussi la pression partielle de tous les autres composants, probablement parce que les molécules désorbées à température plus élevée se fixent ensuite de façon plus stable. Souvent le composant principal à la pression limite est l'hydrogène (55, 57, 58).

L'achèvement de pressions extrêmement basses, inférieures à $10^{-10}$ Torr, exige bien sûr que le taux de dégazage des parois soit suffisamment faible. Mais même si cette condition est réalisée, le principe même de la pompe diode peut empêcher ou du moins ralentir considérablement l'amélioration du vide à partir du moment où la désorption (par diffusion ou induite par bombardement ionique) des gaz précédemment pompés fait équilibre à l'effet de pompage. Une particule gazeuse peut ainsi être fixée et désorbée successivement un grand nombre de fois avant d'atteindre un site stable. En outre, un site stable sous certaines conditions de fonctionnement peut devenir instable si ces conditions sont modifiées ; par exemple une augmentation de pression peut déplacer ou agrandir légèrement la zone de bombardement ionique intense sur les cathodes et provoquer la réémission des gaz précédemment fixés. Une autre cause de désorption peut être un changement dans la composition de l'atmosphère résiduelle.

La figure 9 (36) illustre bien cet effet de mémoire des pompes ioniques à pulvérisation ; elle montre l'évolution des pressions partielles dans une telle pompe après introduction de différents gaz et on note que la plupart des gaz initialement présents sont plus ou moins fortement désorbés (58).

Une étude du comportement de la pompe diode à des pressions inférieures à $10^{-11}$ Torr a été entreprise par Davis (55), qui note une forte diminution de la vitesse de pompage dans ce domaine de pressions. Outre l'hypothèse d'une désorption importante de gaz, on peut aussi penser que les caractéristiques

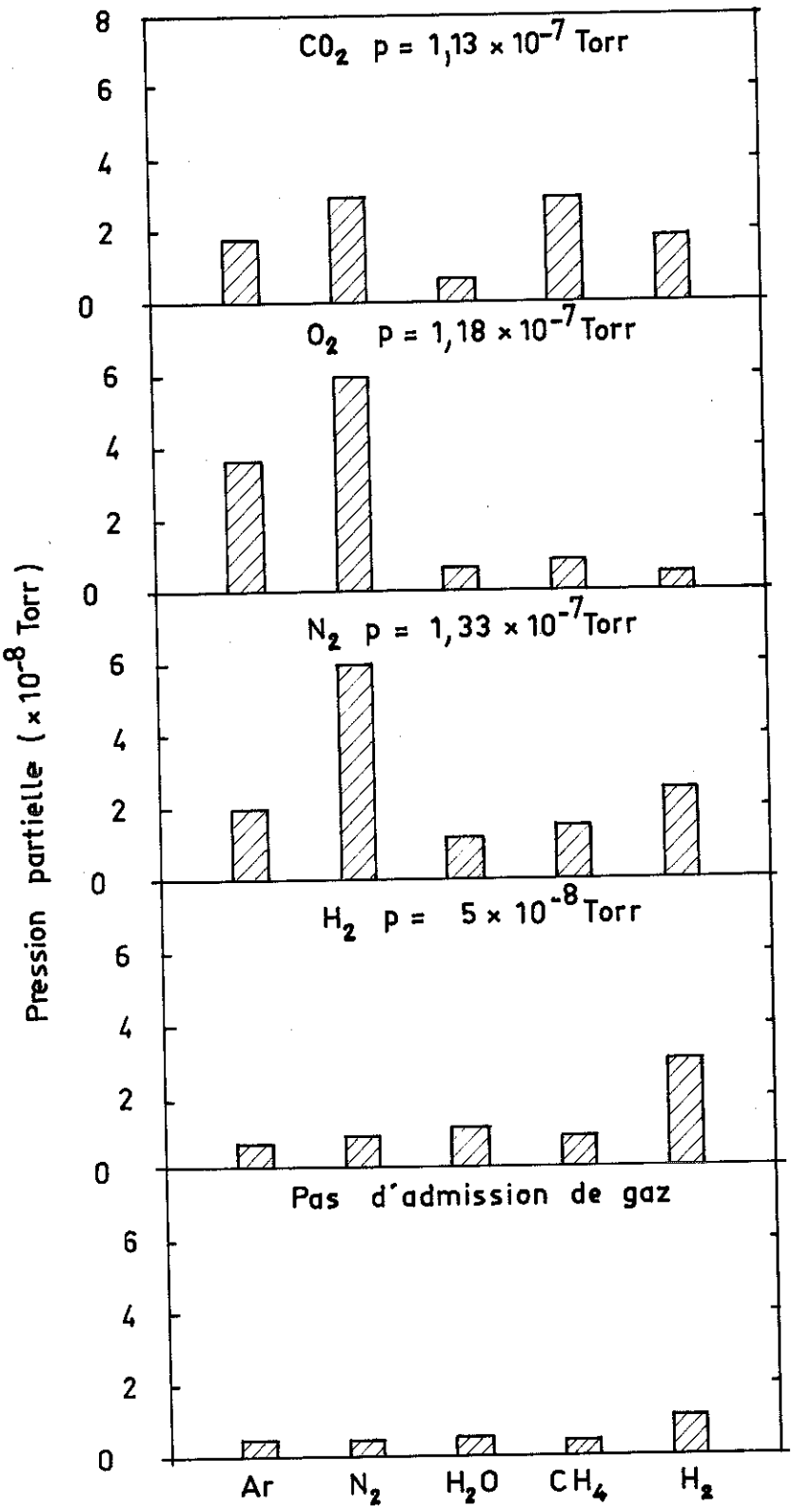



Fig 9 | Effet de mémoire

de la décharge Penning sont modifiées à très basse pression (48) ou (et) que la pulvérisation de getter devient insuffisante, surtout si le gaz résiduel est un gaz léger comme l'hydrogène.

La connaissance plus approfondie de ces divers phénomènes a conduit à plusieurs améliorations dans la constitution des pompes diodes en vue d'augmenter leur efficacité de pompage et de diminuer les effets de réémission.

V-1-6 Diverses améliorations.

On peut d'abord penser à jouer sur les dimensions et formes géométriques des éléments d'une pompe de Hall, ainsi que sur les valeurs des champs électrique et magnétique. D'après une série d'expériences, Rutherford (48) a pu conclure qu'une augmentation soit du champ magnétique, soit du diamètre des cellules individuelles, déplaçait la limite de stabilité de la décharge de Penning (cut-off) vers des pressions plus basses (de 2 à $5.10^{-10}$ Torr pour une pompe classique, on peut l'abaisser à quelques $10^{-12}$ Torr).

D'autres auteurs (59) ont cherché à optimiser le nombre et le profil des cellules d'un élément de pompe en tenant compte de l'étranglement du débit entre cathodes et anodes (problème des conductances).

D'une façon plus fondamentale, Carter (60) définit les critères auxquels devrait répondre une pompe ionique à pulvérisation pour lui garantir un maximum de qualités, à savoir principalement :

1) une section efficace d'ionisation maximum, et une décharge stable ;

2) la séparation des fonctions de pompage et de pulvérisation : - une surface (accepteur) servant à fixer les gaz (par chimisorption et par bombardement ionique), constamment recouverte de getter frais et ayant un faible coefficient de pulvérisation ; - une autre surface à fort coefficient de pulvérisation (donneur), fixant peu de gaz mais servant de source de getter.

3) les gaz doivent diffuser le moins possible dans l'accepteur pour éviter la réémission.

Des essais portant sur la nature du matériau getter (cathodes) n'ont pas donné des résultats bien différents du titane. Hamilton (41) a utilisé le Ti, le Zr et le Ta et constate que la quantité et la composition des gaz résiduels est la même avec les 3 matériaux. Jackson (61) constate que l'utilisation du Mo à la place du Ti améliore le taux de désorption, mais comme l'hydrogène est beaucoup moins soluble dans le Mo que dans le Ti, on atteint rapidement une saturation avec ce gaz. Par contre, les essais avec deux cathodes de nature différente, donc de coefficient de pulvérisation différent (p.ex. Mo et Ti), ont montré une amélioration des performances de la pompe (22, 61). Cette modification correspond en quelque sorte au critère (2) de Carter : une des cathodes sert de "donneur", l'autre "d'accepteur".

Un autre artifice permettant de satisfaire partiellement ce critère consiste à utiliser des cathodes cannelées(slotted cathodes, fig. 10 (49) ). Le rendement de la pulvérisation d' un métal peut être beaucoup plus élevé pour des ions ayant un faible angle d'incidence que pour des ions ayant une incidence normale (17). Ceci a pour effet que les arêtes et les flancs des cannelures subissent une pulvérisation intense, surtout près des axes des anodes, alors que le fond des cannelures subit

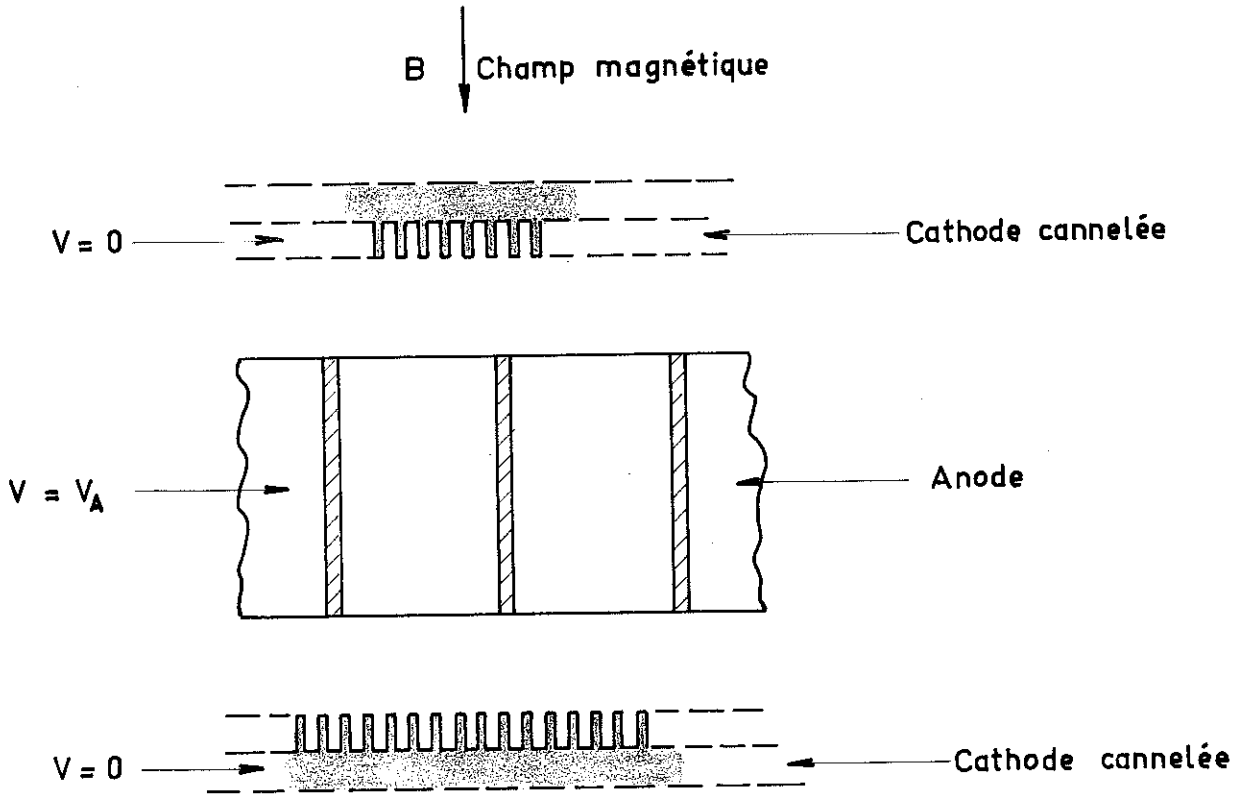
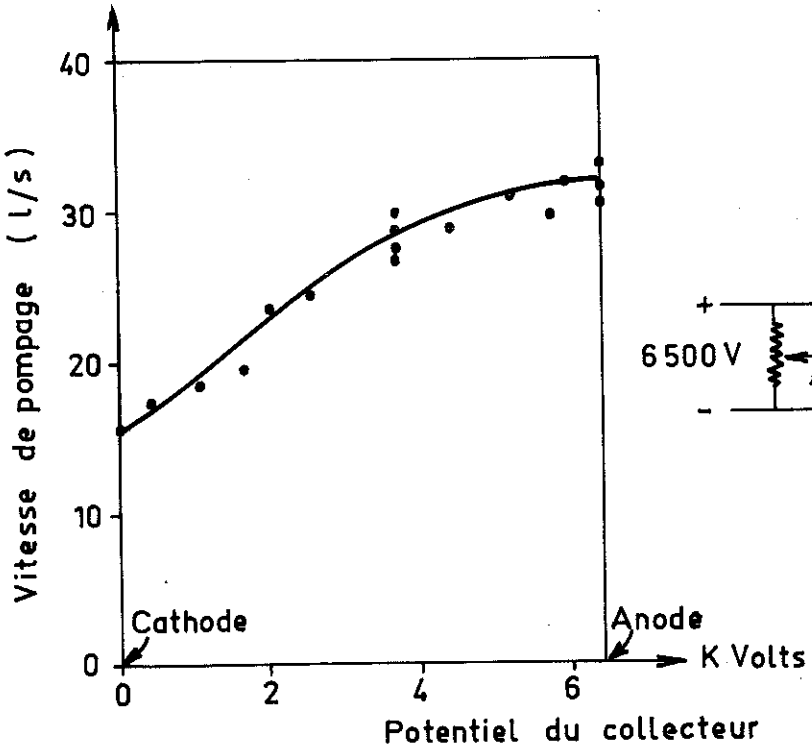
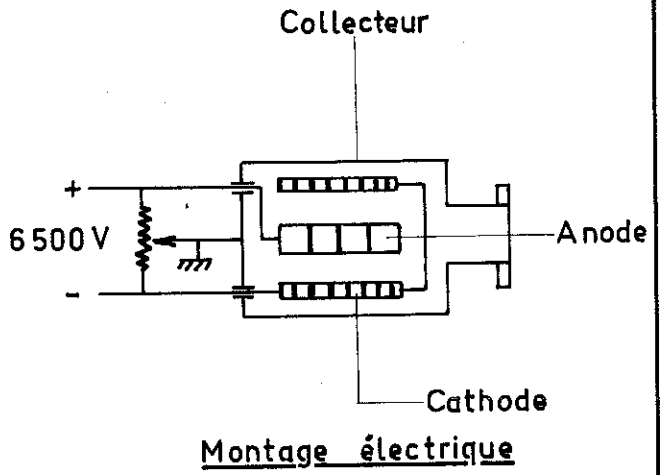



Fig 10 | Pompe diode à cathode cannelée




Montage électrique

Fig 11 | Pompe triode, vitesse de pompage

peu d'érosion et reçoit par contre une grande partie du métal pulvérisé. C'est donc là que les gaz rares ionisés peuvent être piégés efficacement avec relativement peu de chances d'être réémis.

La vitesse de pompage pour l'argon a ainsi pu être portée à 10 % de la valeur pour l'air (près de 5 fois plus qu'avec des cathodes planes) et on n'observe plus d'instabilités avec ce gaz. Par contre, la durée de vie de ces cathodes est plus réduite.

Une solution qui s'apparente aux cathodes cannelées consiste à recouvrir les cathodes d'une nappe de métal getter étiré (62).

Il est cependant clair que pour satisfaire pleinement les critèresénoncés par Carter (60), une structure du type triode s'avère indispensable car elle permet seule de séparer effectivement les fonctions de donneur et d'accepteur. Un grand nombre de constructeurs de pompes ioniques à pulvérisation ont maintenant adopté la structure triode.

### V-- 2 Les pompes du type triode.

Peu après la réalisation par Hall (40) d'une pompe diode à pulvérisation efficace, Brubaker (63) a pu montrer d'une part que les gaz rares étaient essentiellement fixés sur les cathodes, et d'autre part que l'adjonction de cathodes auxiliaires à grand coefficient de pulvérisation permettait d'augmenter sensiblement le rendement du pompage des gaz rares. Les cathodes auxiliaires en titane, portées à un potentiel plus négatif que les cathodes principales planes (accepteurs), étaient soit de forme conique (placées dans l'axe de la cellule, le sommet dirigé vers l'anode), soit de

forme cellulaire avec les faces planes parallèles à l'axe de l'anode. Une fraction des ions positifs créés dans la décharge bombardent ces cathodes auxiliaires avec une énergie élevée et sous un faible angle d'incidence, produisant donc une pulvérisation intense du titane (14, 17). Ce titane arrose les cathodes principales et emprisonne les gaz fixés par bombardement ionique.

Cette pompe triode, comparée à une pompe diode de mêmes dimensions, permet de multiplier par 10 la vitesse de pompage pour l'argon et par 4 celle pour l'air ; son fonctionnement est stable et les performances restent inchangées pendant de très longues périodes. Son inconvénient est la complication de la structure et la nécessité de deux tensions d'alimentation.

Cependant à la suite de l'étude par Hamilton (41) sur l'influence des divers paramètres d'une pompe triode on peut prévoir certaines simplifications. Entre autres, Hamilton a mesuré la vitesse de pompage en fonction de la tension du collecteur (cathode ou accepteur), la différence de potentiel anode-cathode auxiliaire (donneur) étant maintenue constante (fig.11). Lorsque les deux cathodes sont au même potentiel, la vitesse de pompage est minimum ; ce cas correspond au principe d'une pompe diode à cathode cannelée. Ce qui est surprenant est le fait que la vitesse de pompage maximum soit atteinte lorsque le collecteur est au potentiel de l'anode. On peut imaginer et vérifier expérimentalement qu'une partie des ions de gaz rares perd alors suffisamment d'énergie dans l'espace cathode auxiliaire-collecteur pour retourner sur la face arrière du collecteur et s'y fixer, alors qu'avec une autre distribution de potentiels cette face ne peut pas recevoir les ions + et ne contribue donc pas à la vitesse de pompage.

Il apparaît donc que tout en simplifiant l'alimentation électrique (anode et collecteur à la masse, cathodes au potentiel négatif) on gagne 10 à 15 % sur la vitesse de pompage des gaz rares.

Remarquons enfin que le collecteur (accepteur) peut être constitué simplement par la paroi du corps de pompe.

En conclusion, la pompe triode représente une amélioration par rapport aux performances réalisables avec une pompe diode, même à cathodes cannelées. La vitesse de pompage spécifique pour les gaz rares est deux fois plus élevée, les effets de mémoire et de saturation sont diminués et l'amorçage à pression élevée est plus facile (50).

En outre on peut réduire l'espace anode-cathode sans étrangler le débit (cathodes ajourées) et augmenter ainsi le parcours des électrons (44).

Par contre, cette structure n'améliore pas directement les performances aux très basses pressions (chute de la vitesse de pompage) ; la réalisation des cathodes ajourées peut être plus coûteuse que celle des cathodes cannelées et leur durée de vie n'est pas supérieure.

# CHAPITRE VI

## POMPES ELECTROSTATIQUES A CHAMP RADIAL

Les grands reproches que l'utilisateur peut faire aux pompes ioniques à pulvérisation de getter sont leur prix de revient, leur poids et les difficultés d'étuvage. Tous ces reproches ont pour origine la présence des gros aimants permanents ; ils représentent environ 40 % du prix de revient de la pompe. Bien que les alliages actuellement employés aient des points de Curie assez élevés, dans certains cas les aimants imposent une température d'étuvage en-dessous de la valeur souhaitée, sans parler de l'inertie thermique apportée par leur masse considérable.

Pour ces diverses raisons on a cherché à s'affranchir de la nécessité d'un champ magnétique statique en essayant de trouver un moyen purement électrostatique pour allonger le parcours des électrons. Comme cela s'est produit pour la plupart des pompes ioniques, c'est le principe d'une jauge à ionisation qui a servi de modèle aux pompes électrostatiques récemment mises au point.

Vers 1963, Mourad et al. (64) ont développé une jauge à ionisation pour ultravide, appelée jauge orbitron, très sensible et fonctionnant correctement jusqu'à $10^{-11}$ Torr. De géométrie cylindrique (schéma de la fig.12), elle se compose d'une cathode (collecteur d'ions) en forme de cylindre (grille ou paroi pleine), d'un fil fin placé selon l'axe et porté à un potentiel positif (anode) et d'un filament chaud (injecteur, source d'électrons) décentré et situé près d'une des extrémités du cylindre ; un petit écran empêche les électrons de bombarder directement l'anode. (Une version sans filament où les électrons sont produits par émission de champ

a également été étudiée (64).

Le calcul théorique des trajectoires d'électrons a été entrepris par Hooverman (65). Le principe de fonctionnement est le suivant : dans un plan normal à l'axe de symétrie de l'ensemble, entre l'anode (axe) et la cathode (cylindre), il existe une variation logarithmique du potentiel. Les électrons extraits du filament qui possèdent un moment angulaire non nul se mettent à décrire des orbites de forme variée, évitant l'anode et remplissant tout l'espace intérieur à la cathode cylindrique (fig.13) ; le libre parcours des électrons est de l'ordre de $10^3$ cm.

Les ions positifs produits par collision d'un électron avec une molécule de gaz, sont ensuite accélérés vers la cathode.

A peine un an après l'apparition de la jauge orbitron, son principe est déjà utilisé dans la conception d'une pompe ionique à getter (66, 67, 68). La géométrie est essentiellement la même, mais il était nécessaire de trouver un moyen efficace et simple permettant la formation continue d'une couche de getter sur la cathode pour y emprisonner les gaz rares fixés par bombardement ionique et pour pomper plus efficacement les gaz actifs par chimisorption. La principale difficulté réside dans le fait que l'introduction de la source de getter risque de perturber la distribution de potentiel de l'orbitron et de diminuer ainsi notablement le libre parcours des électrons.

Après les essais peu concluants d'un évaporateur par effet Joule situé près d'une extrémité de la pompe, ainsi que

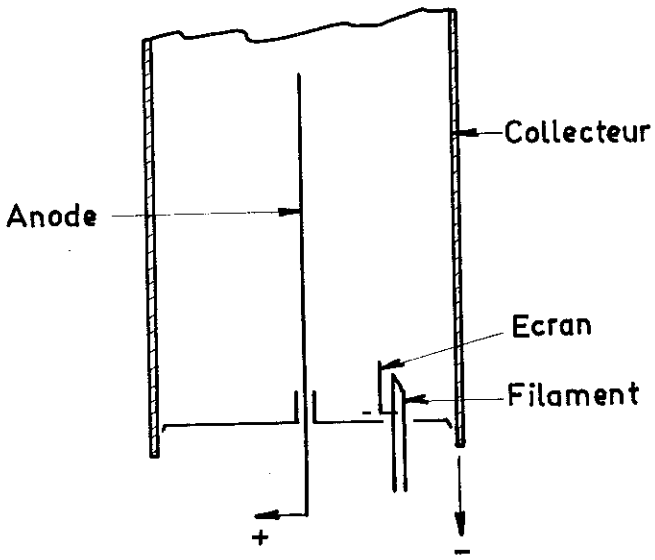
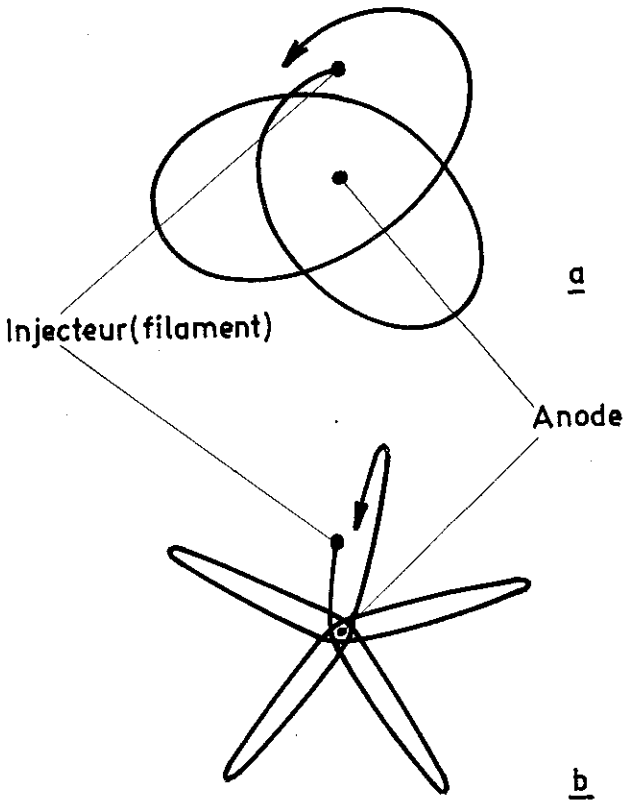



Fig 12
Schéma d'une jauge Orbitron




(moment angulaire dans a > que dans b)

Fig 13 Trajectoires d'électrons dans un potentiel logarithmique

A Anodes
C Cathode(corps de pompe)
G Grilles
I Injecteurs(filaments)
S Sublimateur de Ti

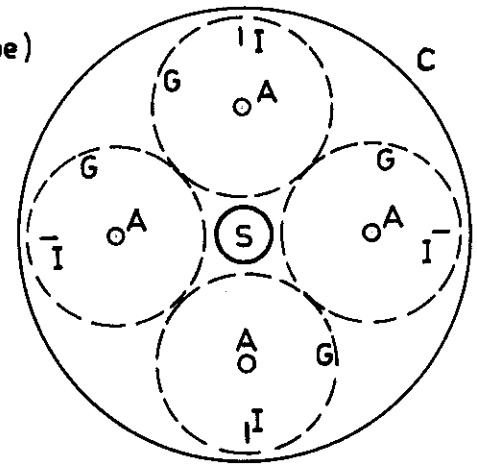



Fig 14 Shéma de pompe électrostatique ( type Orbitron ) avec sublimateur de Ti

d'une technique de pulvérisation, il a été retenu la solution du bombardement électronique (66, 67, 68) : sur une partie de l'anode en fil de tungstène très mince est fixé un petit cylindre de titane dont le diamètre est nettement supérieur à celui de l'anode. Par ce fait, pratiquement tous les électrons qui peuvent atteindre l'anode aboutissent sur le cylindre de Ti. Ce bombardement électronique élève suffisamment la température du Ti pour provoquer une sublimation continue de matière. Une pompe de ce type a été commercialisée récemment. On peut lui reprocher cependant sa fragilité mécanique, l'obligation de la monter en position verticale et la nécessité de retoucher les tensions d'alimentation en fonction de la pression. Par contre, elle est d'un encombrement réduit ; le parcours des électrons est de quelques $10^2$ cm (66) et l'efficacité de pompage pour l'argon atteint le dixième de la valeur pour l'azote. Le vide limite mesuré était inférieur à $5.10^{-11}$ Torr.

Une autre version de pompe électrostatique (39) (schéma de la fig. 14) est constituée par quatre éléments type orbitron juxtaposés, entourés par une cathode cylindrique commune (corps de pompe), et par un sublimateur thermique de titane central. Cette disposition assure un dépôt de Ti uniforme sur la cathode et un fonctionnement correct des éléments orbitron.

Les vitesses de pompage indiquées sont quelques $10^3$ l/s pour l'azote à des pressions inférieures à $10^{-7}$ Torr (en fait elle est limitée par la conductance de l'orifice d'entrée), et environ 25 l/s pour l'argon au-dessous de $10^{-6}$ Torr et indépendante de la pression (elle n'est fonction que de la longueur du libre parcours des électrons et de la section efficace d'ionisation du gaz).

A $10^{-8}$ Torr et au-dessous, le sublimateur peut fonctionner à puissance minimum ce qui lui confère une durée de vie supérieure à 28.000 heures (plus de 3 ans).

Rien dans le principe de cette pompe ne devrait l'empêcher de conserver sa vitesse de pompage jusqu'à des pressions extrêmement basses, car la sublimation de titane et l'efficacité de pompage ionique sont indépendants de la pression, contrairement aux pompes à pulvérisation du type Penning où l'efficacité est assujettie au mécanisme de la décharge froide.

Dans une pompe électrostatique avec sublimation thermique de getter, les phénomènes de réémission des gaz précédemment pompés (effets de mémoire et de saturation) sont également minimisés puisqu'une couche fraîche de titane est continuellement déposée, largement en excès aux basses pressions, emprisonnant définitivement tous les gaz fixés. Le vide final devrait être uniquement limité par le taux de dégazage de l'ensemble, principalement le sublimateur (nécessité de matériaux ultra-purs et exempts de gaz) et les parties voisines chauffées par rayonnement.

Remarquons encore que ces pompes électrostatiques pourraient en fait être classées parmi les pompes ioniques à sublimation thermique de getter (chapitre IV) dont elles ne sont qu'une version plus évoluée.

## CONCLUSION

Nous avons vu que les pompes ioniques à pulvérisation de getter, type diode ou triode, sont actuellement les plus répandues. Leurs avantages sont d'abord d'aspect pratique : simplicité relative, robustesse, position indifférente, une seule tension d'alimentation, tout circuit de refroidissement inutile.

D'un point de vue plus fondamental, l'utilisateur apprécie l'absence de tout réglage et la possibilité de mesurer la pression dans la pompe sans jauge supplémentaire. Ces derniers avantages résultent du caractère d'auto-régulation de la pulvérisation, proportionnelle au courant ionique, lui-même proportionnel à la pression (dans une large gamme de pressions au moins). Il en résulte également que la durée de vie des électrodes pulvérisées, inversement proportionnelle à la pression, s'en trouve fortement augmentée.

En contrepartie, ces pompes ont une efficacité assez limitée et présentent des effets de saturation et de "mémoire". Elles sont parfaitement adaptées aux applications demandant la réalisation et le maintien d'un vide poussé, avec un faible débit de gaz, pendant des périodes très longues (accélérateurs) avec un minimum de surveillance et d'entretien. Elles sont beaucoup moins indiquées quand il s'agit de processus au cours desquels de grandes quantités de gaz doivent être pompées, surtout si la nature du gaz et la pression changent fréquemment.

Les pompes électrostatiques avec sublimation thermique de getter sont actuellement encore au stade du développement.

Mais on peut déjà prévoir qu'elles rendront de grands services dans de nombreuses applications où il s'agit soit de pomper de grandes quantités de gaz, de composition variable, (physique des plasmas), soit de réaliser périodiquement et rapidement des pressions du domaine de l'ultravide (groupes d'évaporation). Ces pompes devraient théoriquement permettre la production de vides particulièrement poussés (inférieurs à $10^{-12}$ Torr) car leur vitesse de pompage ne diminue pas aux très basses pressions contrairement aux pompes à pulvérisation.

Il est donc actuellement possible de réaliser des pompes ioniques à getter dont les performances s'approchent de celles d'une pompe idéale (environ 11 l $s^{-1}$ $cm^{-2}$) en ce qui concerne la fixation des gaz chimiquement actifs. Quant à l'efficacité pour les gaz inertes on peut atteindre 5 à 10 % de l'efficacité d'une pompe idéale.

## REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES


(1) E.A. Trendelenburg - Ultravide, Gauthier-Villars, Paris (1966), chap 1.

(2) J. Plücker - Ann. Phys., 105, 84 (1858)

(3) F.M. Penning - Physika, 3, 873-894 (1936)

F.M. Penning, K. Neinhuis - Philips Tech. Rev., 11, 116-122 (1949)

(4) W. von Mayeren,- Z. Phys. 91, 727-736 (1934)

(5) L. Varnerin, J. Carmichael - J. Appl. Phys, 28, 913-919 (1957)

(6) B. Cobic, G. Carter, J.H.Leck - Vacuum 11, 247 (1961)

(7) S. Dushman - "Sci. Foundation of Vac. Tech", J. Wiley, New-York (1962) Chap. 9,3

(8) voir (1) chapitre 2, § 2

(9) voir (7) chapitre 9, part B

(10) voir (1) chapitre 5, § 5-3

(11) J.H. James, G. Carter - Vac. Symp. Trans, 9, 502-509 (1962)

(12) F.A. Baker - Vac.Symp. Trans, 8, 395-399 (1961)

(13) J.H. Carmichael, E.A. Trendelenburg - J. Appl. Phys, 29, 1570 (1958)

(14) J. Colligon, J. Leck - Vac. Symp. Trans., 8, 275-280 (1961)

(15) H.J. Schwartz - Vac Symp. Trans., 1, 46 (1954).

(16) E. Brown, J. Leck - Brit. J. Appl. Phys., 6, 161-164 (1955)

(17) G. Wehner - Vac.Symp.Trans., 8, 239-244 (1961)

(18) J. Morrison - Vac. Symp. Trans., 6, 291-296 (1959)

(19) R.C.A. Review, juin 1957

(20) P. della Porta, T. Giorgi - Vacuum, 16, 379-382 (1966)

(21) G.M. Mc Cracken, N.A. Pashley - J. Vac. Sci. Tech., 3, 96-98 (1966)

(22) A.G. Jackson, T.W. Haas - J. Vac. Sci. Tech., 3, 80 (1966)

(23) N. Milleron, E. Popp - Vac. Symp. Trans., 5, 153 (1958)

(24) R.E. Clausing - Vac. Symp. Trans., 8, 345-356 (1961)

(25) Elsworth - Vacuum, 15, 337-345 (1965)

(26) F. Prévot - Z. Sledziewski - Communication au Colloque Internat. sur l'Ultravide, Paris, juin 1967 (à paraître dans Le Vide)

(27) V.A. Simonov et al. - Fusion Nucléaire, Suppl.1, 325-339 (1962)

(28) R.J. Herb, R.H. Davis, A.S. Divatia - Phys. Rev. 89, 897 (1953)

(29) A.S. Divatia, R.H. Davis - Vac. Symp. Trans., 1,,40-45 (1954)

(30) J.C. Schwartz - Vac. Symp. Trans., 2, 83-86 (1955)

(31) I. Alexeff, E.C. Peterson - Vac.Symp. Trans., 2, 87-90 (1955)

(32) R.G. Herb - Vacuum, 9, 97-107 (1959)
R.G. Herb et al - Rev. Sci. Inst., 35, 573-577 (1964)

(33) J. Sarrau - Thèse d'Ingénieur-Docteur, Université de Caen (1961)

(34) C.L. Gould, P. Mandel - Vac. Symp. Trans. 9, 360-362 (1962)

(35) L. Holland - J. Sci. Instr., 36, 105-116 (1959)
L. Holland, L. Laurenson - Le Vide, 80, 141-150 (1959)

(36) G. Reich, H.G. Nöller - Vac. Symp. Trans., 4, 97-99 (1957)

(37) L. Holland, L. Laurenson, M.J. Fulker - Vacuum, 16, 663-667 (1966)

(38) C. Biguenet et al. - Communication au Colloque Internat. sur l'Ultravide, Paris, juin 1967 (à paraître dans Le Vide)

(39) D.R. Denison, D.G. Bills - Communication au Colloque Internat. sur l'Ultra-vide Paris, juin 67 (à paraître dans Le Vide).

(40) L.D. Hall - Rev. Sci. Instr., 29, 367 (1958)
et Vac. Symp. Trans., 5, 158-163 (1958)

(41) A.R. Hamilton - Vac. Symp. Trans., 8, 388-394 (1961)

(42) R.L. Jepsen - J. Appl. Phys., 32, 2619-2626 (1961)

(43) J.S. Colligon - Vacuum, 11, 272-281 (1961)

(44) B. Aubry - Communication au Colloque Internat. sur l'Ultra-vide, Paris, juin 1967 (à paraître dans Le Vide)

(45) D. Dow - J. Appl. Phys. 34, 2395-2400 (1963)

(46) W. Knauer - J. Appl. Phys. 33, 2093-2099 (1962)
W. Knauer, M.A. Lutz - Appl. Phys. Lett., 2, 109-111 (1963)

(47) W. Knauer, E.R. Stack - Vac. Symp. Trans, 10, 180-184 (1963)

(48) S.L. Rutherford - Vac. Symp. Trans., 10, 185-190 (1963)

(49) R.L. Jepsen et al - Vac Symp. Trans., 7, 45-50 (1960)

(50) U.R. Bance, R.D. Craig - Vacuum 16, 647-652 (1966)

(51) S.L. Rutherford, S.L. Mercer, R.L. Jepsen - Vac. Symp. Trans., 7, 380-382 (1960)

(52) K.B. Blodzett, T.A. Vanderslice - J. Appl. Phys. 31, 1017-1023 (1960)

(53) A. Klopfer, W. Ermrich - Vac. Symp. Trans., 6, 297-301 (1959)
A. Klopfer - Vakuum Technik, 10, 113 (1962)

(54) J.E. Kelly, T.A. Vanderslice - Vacuum 11, 205 (1961)

(55) W.D. Davis - Vac. Symp. Trans.,9, 363-370 (1962)

(56) Noé et al. - Communication au Colloque Internat. sur l'Ultra-vide, Paris, juin 1967 (à paraître dans Le Vide)

(57)J.C. Rivière, J.D. Allison - Vacuum, 14, 97-102 (1964)

(58) G.A. Rozgonyi - J. Vac. Sci. Tech., 3, 187-191 (1966)

(59) H. Roth, B. Wenzel - Vakuum Technik, 16, 3-8 (1967)
" " " " 16, 131-133 (1967)

(60) G. Carter - Vac Symp. Trans., 9, 351-355 (1962)

(61) T. Tom , B.D. James - Vac. Symp. Trans., 13 (1966) (à paraître)

(62) J. Vaumoron - Communication au Colloque Internat. sur l'Ultra-vide Paris, juin 1967 (à paraître dans Le Vide)

(63) W.M. Brubaker - Vac Symp. Trans., 6, 302-306 (1959)

(64) W.G. Mourad, T. Pauly, R.G. Herb - Rev. Sci. Instr., 35, 661-665 (1964)

(65) R.H. Hooverman - J. Appl. Phys., 34, 3505-3508 (1963)

(66) R.A. Douglas, Z. Zabritski, R.G. Herb - Rev. Sci. Instr., 36, 1-6 (1965)

(67) J.L. Maliakal et al., J. Vac. Sci. Tech., 1, 54-61, (1964).

(68) L. Holland et al - Vacuum, 16, 663-667 (1966).