GELLER R.

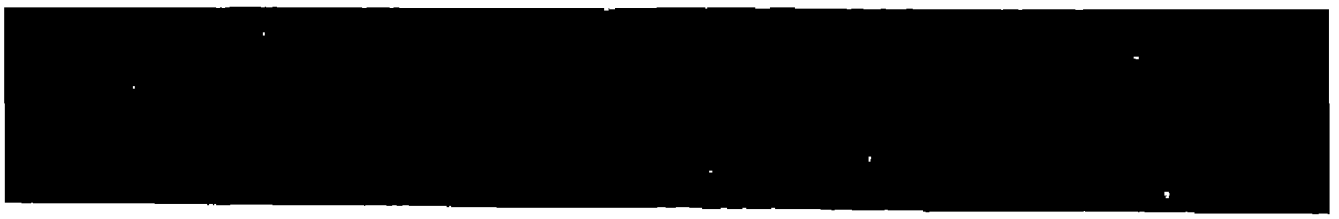
Rapport C.E.A. n° 325

Le problème des fuites en technique du vide. Réalisation d'un spectromètre de masse détecteur de fuites.

Sommaire.- Dans la première partie de ce travail, nous traitons le problème des fuites en technique du vide et leur détection en général. La méthode de détection par spectromètre à hélium y est envisagée plus particulièrement.

La deuxième partie de l'article est consacrée à la réalisation du spectromètre. Le tube analyseur et la source d'ions y sont étudiés en détail Nous exposons de même les conceptions technologiques et mécaniques de l'appareil ainsi que ses performances.

1954 98 pages



GELLER R.

Rapport C.E.A. n° 325

The leaks problem in vacuum systems. Experimental set-up of a mass-spectrometer detecting leaks.

Summary.- In the first part of this paper we consider the problem of leaks in vacuum systems, and their detection. We consider in particular the method of detection by means of a helium-spectrometer.

The second part deals with the experimental set-up. The analyser and the ion-source have been studied in great detail, and we have also discussed the technological and mechanical aspects of the apparatus and its performances.

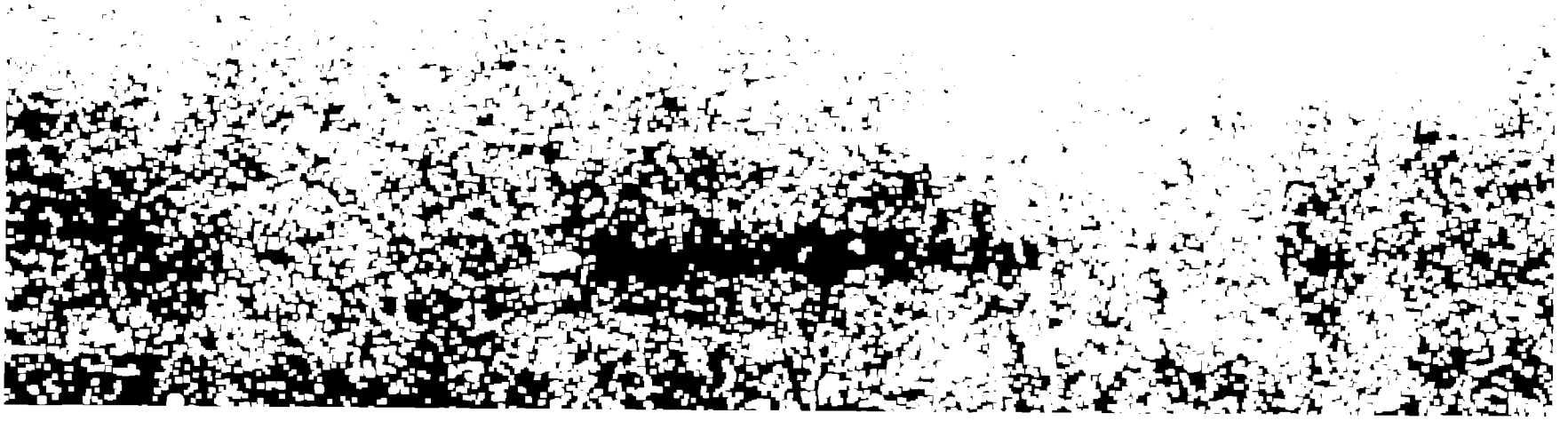
PRÉSIDENCE DU CONSEIL

COMMISSARIAT A L'ÉNERGIE ATOMIQUE

LE PROBLEME DES FUITES EN TECHNIQUE DU VIDE

REALISATION D'UN SPECTROMETRE DE MASSE DETECTEUR DE FUITES

R. GELLER



Série A, N° 660
N° d'Ordre : 684

THÈSES

PRÉSENTÉES A LA

FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE PARIS

(Mention Sciences)

PAR

Richard GELLER

1re THÈSE. — Le problème des fuites en technique du vide. Réalisation du spectromètre de masse détecteur de fuites.

2e THÈSE. — Propositions données par la Faculté.

Soutenues le 19 novembre 1954 devant la Commission d'Examen

M. F. PERRIN, *Président*
M. ROCARD, M. LAPORTE } *Examinateurs*

COMMISSARIAT A L'ENERGIE ATOMIQUE

Service de Documentation

1954

E R R A T A

-:-:-:-:-:-

page 37 : formule (b), lire $F_1 F = \rho \frac{\omega^2}{2}$ au lieu de $\frac{\omega^2}{2}$

page 63 : lire $v_2 = \sqrt{\frac{2q}{m} V_a}$ au lieu de $\frac{\sqrt{2q}}{m} V_a$

page 82 : courbe N° 18, lire $q_o V_{acc}$ au lieu de $90 V_{acc}$

page 82 : courbe N° 18, lire W(eV) = 200 au lieu de 220

page 84 : courbe N° 19, lire $q_o V_{acc}$ au lieu de $90 V_{acc}$

page 10 : 4ème ligne, lire 1 barye = $0,76.10^{-3}$mm
au lieu de $1,3.10^{-3}$mm

page 14 : 20ème ligne, lire $0,76.10^{-4}$mm
au lieu de $1,3.10^{-4}$mm

I N T R O D U C T I O N

La spectrométrie de masse pour la détection des fuites a été utilisée pour la première fois en 1944 aux Etats-Unis lors de la construction de l'importante usine destinée à la séparation des isotopes de l'uranium, par la méthode de diffusion de l'hexafluorure d'uranium à travers des parois poreuses. Comme l'installation comportait des kilomètres de tuyauterie et un grand nombre de réservoirs devant être parfaitement étanches, il a fallu trouver une méthode de détection des fuites rapide et sûre tout en étant extrêmement sensible. Des fuites de l'ordre du mm^3/h à la pression atmosphérique étant dangereuses, on ne pouvait plus faire appel aux méthodes classiques de détection (que nous envisagerons brièvement dans notre travail). C'est grâce à l'invention du spectromètre détecteur de fuites que le problème a pu être résolu. L'importance du procédé devenait telle que, dans un bref délai, plusieurs importantes entreprises se sont mises à fabriquer des petits spectromètres dont l'emploi exclusif était la détection de fuites. A l'heure actuelle, quelques centaines de ces appareils sont en fonctionnement aux Etats-Unis et non seulement dans les installations à isotopes, mais aussi dans différentes industries faisant appel à la technique du vide.

En France, un premier appareil de laboratoire a été construit par Ch. CASSIGNOL au Commissariat à l'Energie atomique, en 1951, appareil qui permit la localisation des fuites sur l'accélérateur électrostatique de 5 MeV à Saclay. Cette technique s'étant avérée particulièrement pratique, sur l'initiative de M. S.D. WINTER, Chef du Service des Accélérateurs, une étude approfondie en vue de la réalisation d'un appareil plus perfectionné a été entreprise. Un premier prototype fut mis au point en 1953 et permit la recherche

des fuites sur l'installation du cyclotron de Saclay, sur lequel de nombreux tuyaux étanches ainsi que des centaines de brasures, soudures et joints ont pu être vérifiés.

Après quelques modifications, un spectromètre définitif a été mis au point. Les performances de ce dernier jugées satisfaisantes, sa construction en petite série fut décidée par M. F. PERRIN, Haut-Commissaire à l'Energie atomique, à qui j'exprime, ici, toute ma gratitude pour l'intérêt bienveillant qu'il a témoigné à mon travail.

Je remercie M. S.D. WINTER qui m'a stimulé dans mon effort par ses conseils, sa confiance et ses encouragements.

Je ne saurais assez souligner combien m'ont été indispensables les nombreux enseignements que M. Ch. CASSIGNOL m'a prodigués et qui m'ont guidé tout au long de cette étude. C'est à M. Ch. CASSIGNOL que je dois, entre autres, le principe de la double chromation du faisceau qui contribue largement à la réussite de l'appareil, et c'est aussi sur son initiative que j'ai entrepris l'étude de la nouvelle source d'ions. Qu'il trouve ici l'expression de toute ma reconnaissance.

J'insiste également sur les conseils qui m'ont été donnés par M. F. PREVOT dans l'organisation du travail et dans la rédaction du texte. Je lui adresse aussi mes remerciements pour les différentes discussions qui m'ont aidé à préciser certaines idées.

Qu'il me soit encore permis de citer ici mes collègues P. BOUYER, J. DELCHER, H. DETERCK et J. MOREAU pour leur collaboration permanente, leur franche camaraderie et leur aide de tous les instants.

J'ai volontairement réduit dans le travail présent le chapitre des circuits électroniques pour mieux mettre en lumière

l'importance des publications effectuées dans ce domaine par MM. J. LECOMTE, J. TAIEB et J. THEBAULT.

Je remercie MM. J. LUTZ, G. ARMAND, L. MOISAN ainsi que l'Atelier de Mécanique du Service des Accélérateurs pour leur aide efficace et sais gré à Mlle FAUGE-GOURDON et aux membres du Service de Documentation pour leur soin et leur bonne grâce dans la rédaction et la mise en pages de cette thèse.

R E S U M E

Quand on veut obtenir des basses pressions dans des récipients donnés, l'étanchéité des parois doit être assurée. Les détecteurs de fuites les plus efficaces et les plus sensibles actuellement existants sont les spectromètres de masse fonctionnant à l'hélium.

La première partie de ce travail est consacrée au problème des fuites et de leur détection. On y envisage les caractéristiques des fuites et les principes de leur détection par les quelques méthodes courantes et par la méthode du spectromètre. Pour cette dernière, une étude théorique de la sensibilité dynamique et des temps de réaction est entreprise, à la lumière de laquelle nous déterminons son mode d'utilisation optimum.

Dans la deuxième partie de ce travail, nous ne considérons que le détecteur. L'idée directrice était de réaliser un spectromètre de masse simple et robuste, tout en ayant une grande sensibilité statique pour l'hélium. Ce résultat est obtenu :

a) en utilisant une source d'ions à grand rendement ;

b) en améliorant le rapport $\frac{\text{signal utile}}{\text{bruit de fond}}$ du tube spectromètre;

c) en faisant appel à des circuits d'amplification à grand gain.

Nous étudions en détail la source d'ions qui est d'un type nouveau et dont le rendement ionique élevé reste sensiblement indépendant de la tension d'extraction. L'étude expérimentale de ses caractéristiques en fonction de ses divers paramètres est suivie d'une interprétation théorique de son mécanisme de fonctionnement.

L'amélioration du rapport $\frac{\text{signal utile}}{\text{bruit de fond}}$ est obtenu par la double focalisation des angles du faisceau utile dans deux cellules de spectromètre en série. Nous étudions alors l'optique du faisceau.

Puis, nous exposons, très schématiquement, les circuits électroniques incorporés dans l'appareil ainsi que sa conception technologique et mécanique.

Enfin, nous déterminons les performances de l'appareil et établissons ses conditions de fonctionnement.

Première Partie

LE PROBLEME DES FUITES ET LEUR DETECTION

C H A P I T R E I

- GENERALITES -

La technique des fluides fait souvent appel à la notion d'étanchéité. Dès qu'il s'agit de séparer des fluides, de comprimer ou de raréfier des gaz, on se heurte au problème des fuites dans les parois. En technique du vide, où de très basses pressions sont souvent exigées dans les installations à grand volume, la présence de fuites même minimes pose des problèmes angoissants et pénibles.

Dans un sens général, il existe deux sortes de fuites : les fuites réelles et les fuites virtuelles. Quand, dans un récipient sous vide, on arrête le pompage et que la pression intérieure croît, on est en présence d'une ou de plusieurs fuites. Une fuite est virtuelle si l'augmentation de la pression est due au dégazage des matériaux constituant les parois ; elle est réelle si l'augmentation de pression est due à un apport de gaz extérieur à travers un orifice de la paroi. La discrimination, souvent délicate, s'opère en intercalant, entre récipient et jauge, un piège à azote liquide. En cas de dégazage, la pression lue à la jauge augmentera moins vite quand le pompage est arrêté, car les molécules dégazées sont généralement lourdes et facilement condensables. Si la fuite est réelle, c'est l'air ambiant qui pénètre et ne se condense guère, donc la pression croîtra plus rapidement.

Pour colmater les fuites, il est généralement nécessaire de les localiser. On applique alors sur les points douteux de la paroi un fluide tel qu'il puisse pénétrer rapidement à travers l'orifice dans l'atmosphère raréfiée et changer la composition de cette dernière. Si, par un moyen approprié, nous pouvons déceler ce changement de composition du gaz résiduel, nous avons là une méthode de détection des fuites.

Chaque méthode a sa sensibilité et son temps de réaction propre qui sont fonction de la nature du fluide d'essai et du moyen de détection. Prenons par exemple comme fluide d'essai de l'alcool et comme détecteur un tube à décharge électrique inséré dans l'installation à vide. Cette méthode très répandue est valable pour des vides peu poussés ($p > 10^{-2}$ mm Hg).

Après un délai plus ou moins long, selon la morphologie et l'importance de la fuite, la dose de vapeur d'alcool dans le gaz résiduel peut augmenter au point de pouvoir changer la couleur de la décharge électrique.

Une autre méthode valable pour des pressions plus basses consiste à utiliser le gaz carbonique comme fluide d'essai, et une jauge à ionisation précédée d'un piège à azote liquide comme détecteur. Le gaz carbonique remplace l'air pénétrant dans la fuite ; la concentration en gaz carbonique de l'atmosphère raréfiée augmente. Les molécules de gaz carbonique se condensent facilement dans le piège, et la jauge indique une diminution de pression.

Là encore, la sensibilité dynamique de la méthode et son temps de réaction sont fonction de la sensibilité de la jauge, du pouvoir de diffusion du gaz carbonique et d'une somme de paramètres relatifs à l'installation sous vide.

Des problèmes analogues se posent si l'on utilise comme détecteur un analyseur de gaz. C'est la méthode du spectromètre de masse.

Avec cet appareil, on pourrait théoriquement utiliser n'importe quel gaz comme fluide d'essai. Certaines restrictions s'imposent de suite : le gaz doit être de préférence inerte, non inflammable, non toxique. Pour augmenter la sensibilité de la méthode, il doit diffuser rapidement et ne pas exister normalement à l'intérieur de l'installation à tester. Autrement dit, il ne doit pas figurer parmi les produits de dégazage des parois et ne pas exister en grande quantité dans l'air ambiant. L'ensemble de ces conditions a fait généralement adopter l'hélium. Or, pour détecter l'hélium seulement, le spectromètre peut être rudimentaire. La masse moléculaire de l'hélium étant faible, l'obtention d'un pouvoir séparateur suffisant est aisée. En soignant le rendement ionique de la source, l'optique du faisceau et l'amplification électronique, on peut obtenir avec un tel spectromètre une sensibilité statique de l'hélium de 400 000. Ceci veut dire qu'une concentration minimum γ_o = 1/400 000 est mesurable. A notre connaissance, aucun autre moyen de détection ne permet à l'heure actuelle de déceler une molécule d'hélium sur 400 000 molécules de gaz quelconque.

C H A P I T R E I I

CARACTERISTIQUES THEORIQUES D'UNE FUITE

Il est possible, en assimilant une fuite à une conduite de gaz de géométrie définie, d'établir une relation représentant l'écoulement gazeux. Nous pouvons par exemple comparer une fuite à un tube capillaire cylindrique. A ce moment, suivant que le diamètre intérieur D en un point donné de ce tube est grand ou petit par rapport au libre parcours moyen λ d'une molécule gazeuse à l'endroit considéré, l'écoulement est moléculaire ou visqueux.

La conductance dans le premier cas est donné par la loi de KNUDSEN

$$f_{(\lambda > D)} = \frac{1}{6} \sqrt{2 \pi \frac{RT}{M}} \quad \frac{D^3}{\ell} \qquad \text{(CGS)}$$

f en cm^3/s
D en cm
R = $8{,}3\ 10^7$
T = température du gaz en degrés absolus
M = masse moléculaire du gaz.

Dans le cas de l'écoulement visqueux, la conductance est donnée d'après la formule de POISEUILLE

$$f_{(\lambda < D)} = \frac{\pi}{128} \cdot \frac{D^4}{\eta \ell} \cdot P_m \qquad \text{(CGS)}$$

P_m = pression moyenne en baryes
η = coefficient de viscosité en poises.

Dans le cas d'une fuite, notre cylindre est en relation avec la pression atmosphérique H à l'une de ses extrémités et débouche à l'autre extrémité à l'intérieur du récipient où règne une basse pression p_o. L'écoulement gazeux à travers un tel cylindre doit donc être visqueux au début et moléculaire ensuite.

KNUDSEN a établi une formule semi-empirique valable dans les deux cas en tenant compte de l'annulation progressive de la viscosité [1] :

$$f = \frac{\pi}{128}\,\frac{D^4}{\eta\ell}\,p + \frac{1}{6}\sqrt{\frac{2\pi RT}{M}}\,\frac{D^3}{\ell}\,\frac{1 + \sqrt{\frac{M}{RT}}\,\frac{pD}{\eta}}{1 + 1{,}24\sqrt{\frac{M}{RT}}\,\frac{pD}{\eta}} \qquad \text{(CGS)}$$

que nous posons

$$f = \frac{1}{\ell}\left\{\alpha\, p + \beta\,\left(\frac{1 + \gamma p}{1 + \delta p}\right)\right\}$$

Si ℓ = L longueur totale de la fuite, la pression p varie de p_o à H.

Le débit de la fuite est alors donné par

$$Q = \int_{p_o}^{H} f\, dp = \frac{1}{L}\int_{p_o}^{H}\left\{\alpha\, p + \beta\,\left(\frac{1 + \gamma p}{1 + \delta p}\right)\right\} dp$$

Q en CGS, c'est-à-dire baryes/cm^3/s, que l'on peut encore écrire :

$$Q = \frac{1}{L}\left\{\int_{p_o}^{H} \alpha\, p\, dp + \frac{\beta\alpha}{\delta}\int_{p_o}^{H} dp + \frac{\beta(\delta-\gamma)}{\delta}\int_{p_o}^{H}\frac{dp}{(1+\delta p)}\right\}$$

$$Q = \frac{1}{L} \left\{ \frac{\alpha p^2}{2} + \frac{\beta\gamma}{\delta} p + \beta \left(\frac{\delta - \alpha}{\delta^2}\right) \log (1 + \delta p) \right\}_{p_o}^{li}$$

Dans cette relation, on a $H \gg p_o$ de façon que l'on puisse poser $p_o = 0$; on trouve le débit d'une fuite de longueur L en remplaçant les coefficients par leurs valeurs pour des gaz de masse M et le coefficient η à la température ambiante de 20°C. Le diamètre du cylindre étant toujours très faible, D est exprimé en μ, c'est-à-dire 10^{-4} cm. η air et M air sont respectivement la viscosité et le poids moléculaire de l'air. Une formule équivalente au débit est alors donnée par GUTHRIE et LOEVINGER [2]

$$Hf = Q^{CGS}$$

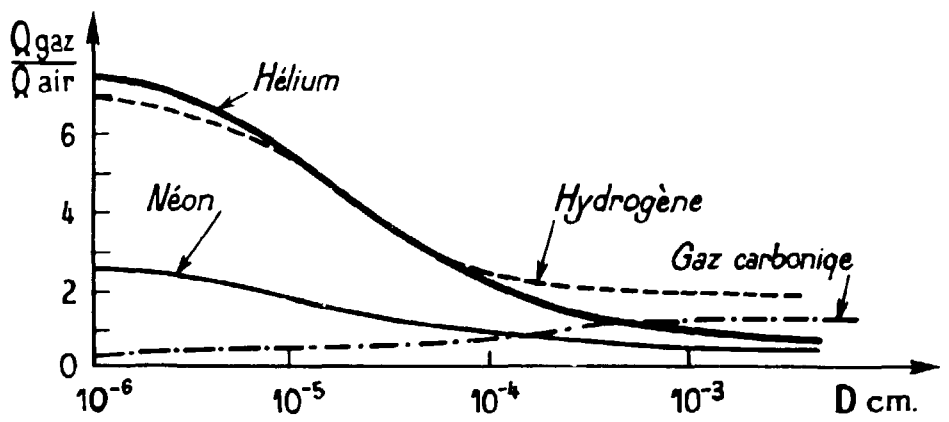
$$= \frac{1,3\ 10^{-3}}{L} \left\{ 5,3\ D^4 \frac{\eta_{air}}{\eta_{gaz}} + 7,5\ D^3 \frac{M_{air}}{gaz} + 0,91\ D^2 \frac{\eta_{gaz}}{\eta_{air}} \frac{M_{air}}{M_{gaz}} \right\}$$

Une telle formule n'a évidemment que peu de rapport avec celle d'une fuite réelle où aucune géométrie valable ne peut être sérieusement envisagée.

Mais nous pouvons en déduire des conclusions très importantes quant à l'écoulement gazeux en fonction de la masse moléculaire et du coefficient de viscosité, pour une fuite de longueur donnée et de diamètre (donc d'importance) variable.

Ainsi, pour des fuites importantes ($D > 10^{-4}$cm), le terme $5,3\ D^4 \frac{\eta_{air}}{\eta_{gaz}}$ devient prédominant. L'écoulement est d'autant plus aisé que le coefficient de viscosité du gaz est petit par rapport à celui de l'air, ce qui est évident parce qu'alors l'écoulement est visqueux.

Pour de faibles fuites ($D < 10^{-4}$cm), c'est le terme + 0,91 $D^2 \frac{\eta_{gaz}}{\eta_{air}} \cdot \frac{M_{air}}{M_{gaz}}$ qui domine. Le gaz doit être au contraire visqueux, mais léger. La figure ci-dessous indique l'écoulement de quelques gaz intéressants par rapport à celui de l'air pour une fuite d'importance variable (la longueur est supposée constante, le diamètre varie de 10^{-6} cm à 10^{-2} cm) [2].



- Fig. 1 -

C H A P I T R E I I I

CARACTERISTIQUES DE LA DETECTION DES FUITES

1°) MESURE D'UNE FUITE.

Soit un récipient de volume V sous vide. Le pompage étant arrêté, on observe une remontée de pression à la jauge. On peut écrire l'équation différentielle

$$H \frac{dV}{dt} + V \frac{dp}{dt} = 0$$

Exprimons la relation en unités C G S.

$\frac{dV}{dt} = f$ débit de la fuite en cm^3/s à la pression H

H en baryes, soit 10^6 baryes pour la pression atmosphérique

V volume du récipient en cm^3

$\frac{dp}{dt}$ remontée de pression à l'intérieur du récipient en baryes / s

soit

$$\boxed{f = \frac{V}{H} \frac{\Delta p}{\Delta t}}$$

Cherchons un ordre de grandeur pour f.

Pour neutraliser une fuite de 1 cm^3/s de gaz à la pression atmosphérique, il faut une pompe tirant $10^6 cm^3/s$ à la pression p = 1 barye (soit 1 000 l/s) ou bien 10^8 cm^3/s à la pression

$p = 10^{-2}$ baryes (soit 100 000 l/s) afin de satisfaire l'équation

$$Hf = Sp$$

où S est la vitesse de pompage en cm^3/s et p la pression en baryes.

Rappelons que 1 barye $\sim 1{,}3.10^{-3}$ mm de mercure et que les pressions de 10^{-2} barye sont absolument courantes en technique du vide. Par contre, des vitesses de pompage de 100 000 l/s n'ont jamais encore pu être obtenues, les pompes commerciales ayant des vitesses de 1 à 10 000 l/s. Il en résulte qu'une fuite de 1 cm^3/s à la pression atmosphérique est énorme. Une unité pratique pour les débits de fuites est le mm^3/h, unité $3{,}6.10^6$ fois plus petite que l'unité C G S.

2°) <u>TEMPS DE REACTION ET SENSIBILITE DE LA DETECTION DES FUITES</u>.

Les calculs qui suivent s'appliquent, dans les limites que nous nous fixons, à la méthode de détection par spectromètre à hélium.

Avec certaines restrictions, ils restent valables pour toutes les méthodes de détection basées sur le changement de composition du gaz résiduel.

Admettons, dans l'installation à tester, une pression telle que le libre parcours moyen λ des molécules soit du même ordre de grandeur que les dimensions du récipient R.

Admettons aussi, pour clarifier l'exposé, que la fuite est simple et que le jet d'hélium présenté à l'instant t = 0 devant l'orifice pénètre sans délai dans R.

Dans ces conditions, le mélange de l'hélium pénétrant dans le gaz résiduel dans R est immédiat et homogène en tout point.

Calculons alors la concentration en hélium du gaz en fonction de la durée d'application du jet sur l'orifice.

Soit

V volume du récipient R (en cm^3),

p pression partielle de l'hélium dans R (en baryes),

P pression résiduelle dans R, que nous admettons constante car c'est en général la pression limite obtenue par une pompe de vitesse S, en présence de fuites,

H f débit de la fuite à la pression 10^6 baryes en cm^3/s,

S vitesse de la pompe cm^3/s,

t durée d'application du jet d'hélium sur l'orifice.

On peut alors écrire :

$$H \frac{dV_1}{dt} - \left[p \frac{dV_2}{dt} + V \frac{dp}{dt} \right] = 0$$

$H \frac{dV_1}{dt}$ est le débit d'hélium pénétrant à la pression atmosphérique, soit Hf

$p \frac{dV_2}{dt}$ est le débit d'hélium pompé à la pression partielle p, soit pS ; l'hélium s'accumulera donc dans le récipient suivant

$$H f - p S = V \frac{dp}{dt} \qquad (1)$$

ou

$$\int_0^p \frac{dp}{Hf - pS} = \int_0^t \frac{dt}{V}$$

$$\log_e \frac{Hf - Sp}{K} = - \frac{t S}{V}$$

pour $t = 0$, $p = 0$ et $K = Hf$; d'où finalement

$$p = \frac{Hf}{S}\left(1 - e^{-\frac{tS}{V}}\right) \qquad (2)$$

C'est la loi de variation de la pression partielle d'hélium dans R en fonction de la durée d'application du jet.

La concentration γ de l'hélium dans le gaz résiduel sera alors

$$\gamma = \frac{p}{P} = \frac{Hf}{SP}\left(1 - e^{-\frac{ts}{V}}\right) \qquad (3)$$

Nous pouvons déterminer une constante de temps $\theta = \frac{V}{S}$, durée au bout de laquelle la concentration γ sera $\sim 0{,}66\ \frac{Hf}{SP}$ et, en admettant un temps $t = 5\ \theta$, la concentration aura atteint son maximum

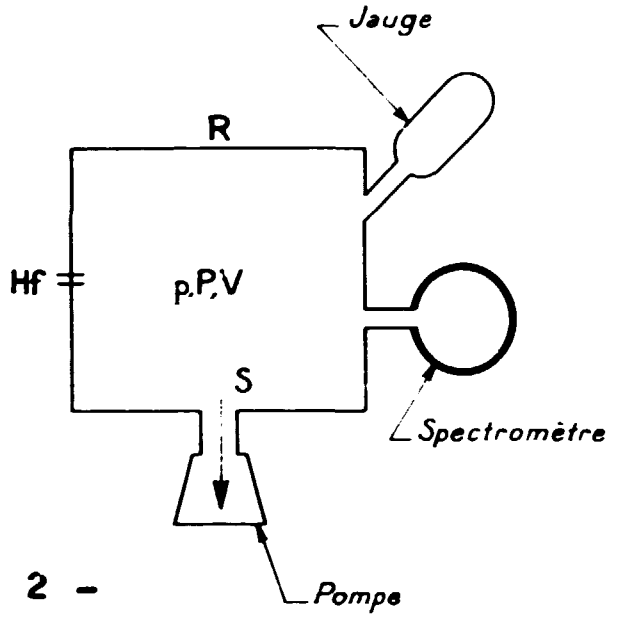
$$\gamma_{max} = \frac{Hf}{SP}$$

On voit que cette concentration maximum est d'autant plus forte que la fuite est grande, la vitesse de pompage et la pression résiduelle sont faibles, ce qui est évident.

Par contre, nous voyons aussi que S trop faible par rapport à V augmente dangereusement la constante de temps ; il faudra donc pouvoir ajuster la vitesse de pompage par un jet de robinets.

De la relation (3), nous pouvons calculer la <u>durée d'apparition</u> t_a du signal sur le détecteur dont le temps de réaction

propre est absolument négligeable.



- Fig. 2 -

Soit γ_o la concentration minimum décelable au spectromètre, on peut écrire :

$$\gamma_o = \frac{Hf}{SP}\left(1 - e^{-\frac{t_a S}{V}}\right)$$

ou

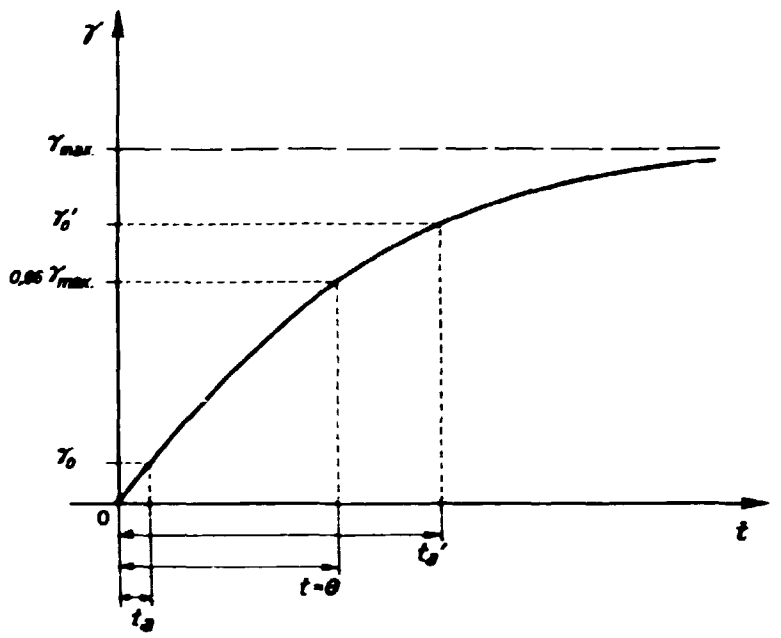
$$e^{\frac{t_a S}{V}} = \frac{1}{1 - \frac{SP\gamma_o}{Hf}}$$

et

$$t_a = \frac{V}{S}\left[\log_e \left(\frac{1}{1 - \frac{SP\gamma_o}{Hf}}\right)\right] \quad \text{en CGS} \qquad (4)$$

Sur la figure 3 on voit l'influence du γ_o d'un détecteur sur l'efficacité de la méthode. D'autant plus faible sera γ_o

(c'est-à-dire d'autant plus grande sera la sensibilité statique du spectromètre), d'autant plus rapide sera la réponse de l'appareil. Nous verrons plus loin l'importance de ce facteur.



- Fig. 3 -

De la relation (4) nous pouvons tirer la fuite limite décelable en supposant un temps d'application infiniment long.

Cette fuite minimum décelable sera telle que $\frac{SP\gamma_o}{Hf}$ tende vers 1, c'est-à-dire :

$$f_{min} \geqslant \frac{SP\gamma_o}{H} \qquad \text{(CGS)}$$

APPLICATIONS PRATIQUES.

Soient :

une fuite f = 3,6 mm³/h à la pression atmosphérique (10^{-6} CGS)
le volume du récipient : 10 l (10^{4} CGS)
la vitesse de pompage : 100 l/s (10^{5} CGS)
la pression résiduelle : $1,3\ 10^{-4}$ mm (10^{-1} CGS)
la concentration minimum décelable au spectromètre : $\gamma_o = \frac{1}{100\ 000}$

(ce qui représente une valeur tout à fait courante).

$$t_a = \frac{10^4}{10^5} \log_e \frac{1}{1 - \frac{10^5 . 10^{-1} . 10^{-5}}{10^6 . 10^{-6}}} \simeq \frac{1}{10} \log_e \left(\frac{1}{0,9}\right) = 0,25 \text{ s}$$

REMARQUE.

Si, pour la même pompe, V était de 1 000 l, t_a = 25 s (Il faudrait appliquer le jet pendant 25 s).

La fuite limite décelable est de

$$f_{min} = \frac{10^5 \cdot 10^{-1} \cdot 10^{-5}}{10^6} = 10^{-7} \text{ cm}^3/\text{s}, \text{ soit } \sim 0{,}3 \text{ mm}^3/\text{h}.$$

Le temps d'application nécessaire est donc essentiellement fonction de la constante $\frac{V}{S}$.

Pour faciliter l'opération, il faut veiller à ce que $\frac{V}{S}$ demeure faible. En général, S doit être grand, car à ce moment P diminue et le facteur

$$\log_e \frac{1}{1 - (SP)\frac{\gamma}{Hf}}$$ varie peu.

Cependant, en augmentant S nous diminuons la sensibilité limite de l'appareil car f_{lim} est fonction linéaire de SP. Pour chercher les plus petites fuites, il y a donc intérêt à colmater d'abord les plus importantes, ce qui permettra d'abaisser P. Puis, pour parfaire l'étanchéité, réduire S par un jeu de robinets, quitte à s'attendre à des temps de réaction plus longs.

Calculons maintenant le temps de disparition T_δ du signal qui équivaut à un temps mort pour le détecteur. Si l'on applique le jet durant un temps t_o, la pression partielle d'hélium dans R sera p_o et la concentration sera Γ. Enlevons alors le jet ; la concentration γ decroîtra suivant

$$\gamma = \Gamma_e^{-\frac{TS}{V}} = \frac{p_o}{p} e^{-\frac{TS}{V}}$$

T est alors le temps écoulé depuis l'arrêt du jet. Quand γ aura atteint γ_o le signal disparaîtra ; à ce moment on pourra poser :

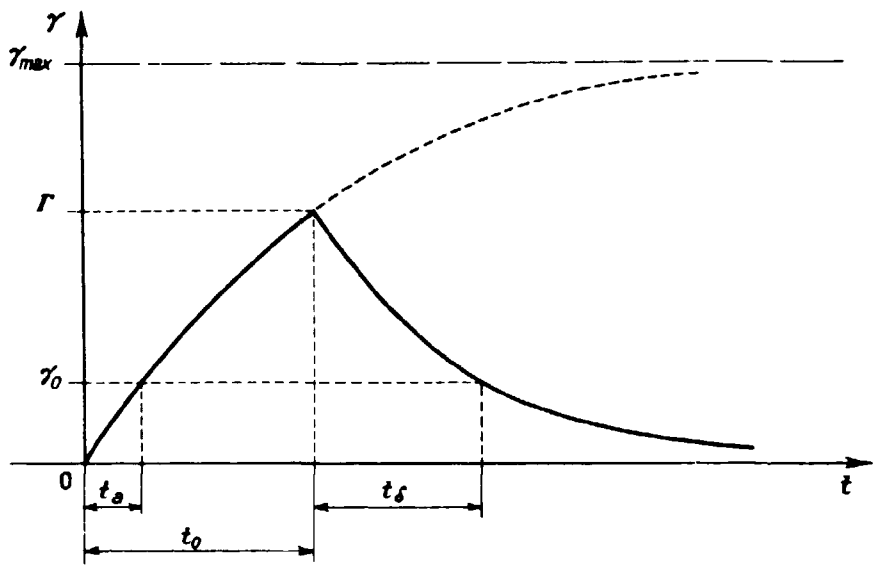
$$\gamma_o = \frac{p_o}{P} e^{-\frac{T_\delta S}{V}}$$

d'où

$$T_\delta = \frac{V}{S} \text{Log}_e \frac{p_o}{\gamma_o P}$$

ou encore

$$T_\delta = \frac{V}{S} \text{Log}_e \frac{Hf}{SP\gamma_o} (1 - e^{-\frac{t_o S}{V}}) \qquad (5)$$



- Fig. 4 -

D'après la relation (5) et la figure 4, on voit que $T_\delta \neq t_a$. Le temps de disparition du signal peut devenir très long si on ne prend pas certaines précautions dans la durée d'application du jet. Remarquons que t_a est entièrement déterminé par des paramètres physiques. Par contre, T_δ fera intervenir l'habileté de l'opérateur qui est maître du temps d'application t_o du jet sur la fuite présumée. S'il ne retire pas le jet dès l'apparition du signal, et que la fuite est importante, le temps mort du spectromètre peut être considérable.

APPLICATION PRATIQUE.

Soient : une fuite relativement grande : f = 10^{-4} (CGS)
un volume V = 1 000 l ..... 10^{6} (CGS)
une vitesse de pompage S = 100 l/s 10^{5} (CGS)
une pression résiduelle P = ... 10^{-1} (CGS)

Calculons le temps d'apparition :

$$t_a = \frac{10^6}{10^5} \log_e \left(\frac{1}{1 - \frac{10^5 . 10^{-1} . 10^{-5}}{10^6 . 10^{-4}}} \right)$$

Soit $10 \log_e \left(\frac{1}{1 - 10^{-3}}\right) \sim 0$, le temps d'apparition est immédiat.

Calculons alors le temps de disparition en supposant t_o le temps d'application du jet à 10 s

$$t_\delta = \frac{10^6}{10^5} \log_e \frac{10^6 . 10^{-4}}{10^5 . 10^{-1} . 10^{-5}} \left(1 - e^{-\frac{10 . 10^5}{10^6}}\right)$$

Soit $10 \log_e 1\,000 (1 - e^{-1}) = 64$ s
le temps mort est supérieur à la minute.

Une précaution pratique à prendre consiste à arrêter le jet d'hélium dès l'apparition du signal, ou à augmenter S après la localisation de la fuite.

3°) VALIDITE DES CALCULS PRECEDENTS.

a) Dans notre raisonnement, nous avons supposé la fuite simple, ce qui n'est pas nécessairement vrai. Une fuite le long d'un joint

par exemple, peut être longue et tortueuse. Une fuite à travers une masse de métal (une brasure par exemple) peut être très complexe et comporter des poches d'air inhérentes. Alors la pénétration de l'hélium dans le récipient n'est pas immédiate. Il s ' ensuit une augmentation du temps de réaction et une diminution de la sensibilité dynamique qui échappent aux calculs, chaque cas étant un cas d'espèce.

b) Les calculs précédents ne sont valables que pour des pressions résiduelles P telles que le libre parcours moyen λ des molécules soit du même ordre de grandeur que les dimensions du récipient. En cas contraire, le mélange n'est ni instantané ni homogène. La concentration γ, à un instant donné, en un point décroîtra alors si la distance du point considéré au trou de pénétration de l'hélium augmente. L'utilisation du détecteur dans ces conditions reste possible, mais les temps de réaction sont plus longs. Les caractéristiques de la détection deviennent fonction de la forme du récipient R et de ses connections.

c) Dans les limites que nous venons de définir, les calculs précédents restent valables pour d'autres méthodes de détection. Prenons par exemple la méthode, pratique et relativement sensible, utilisant du gaz carbonique comme fluide d'épreuve et une jauge à ionisation, piégée avec de l'azote liquide, comme indicateur.

Nous avons vu précédemment que, pour une petite fuite de géométrie donnée, la quantité de CO_2 pénétrant dans le récipient est généralement inférieure à celle de l'hélium. A cette limitation s'ajoute le manque de sensibilité de la jauge.

En nous référant à G. NIEF [3], il est possible par une méthode différentielle d'apprécier à la jauge une variation de pression de 2.10^{-8} mm Hg pour une pression résiduelle de 5.10^{-5} mm Hg, ce qui équivaut à un γ_0 de 1/2 500.

La sensibilité du spectromètre à hélium est au moins cent fois meilleure, mais cette méthode demeure néanmoins intéressante pour l'essai de récipients de petits volumes.

En appliquant la relation (4), nous voyons qu'une fuite de 0,01 mm^3/h peut encore être décelée dans un récipient de 1 000 cm^3 avec une vitesse de pompage de 100 cm^3/s à condition d'appliquer le jet de CO_2 pendant 30 s.

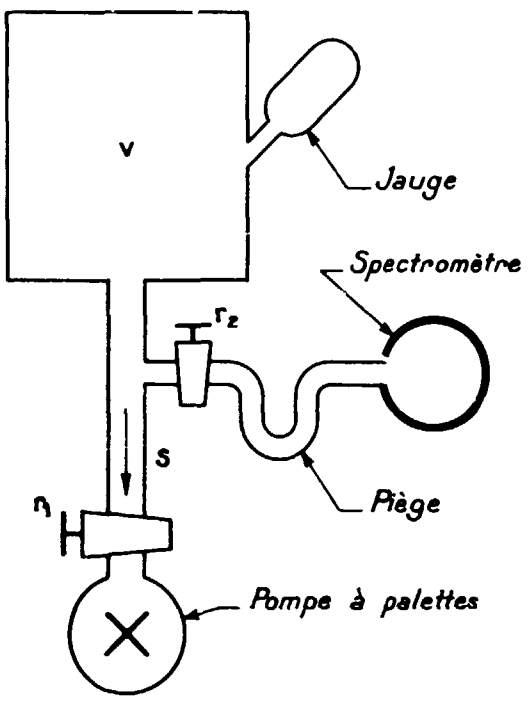
C H A P I T R E I V

BRANCHEMENT DU SPECTROMETRE

1er mode de branchement (installation à petit volume).

Il est recommandé, d'après ce qui précède, afin de faciliter la recherche des fuites, de ne jamais dépasser la constante de temps

$$\theta = \frac{V}{S} = 5 \text{ s}$$



- Fig. 5 -

Si le récipient à tester est petit, on peut se contenter d'une pompe à palettes. Prenons deux types de pompes françaises : la B2 et B14 ("CGR"). Leurs vitesses respectives à 1 barye de pression sont environ 0,5 l/s et 3,5 l/s. Ainsi, avec des canalisations à grand diamètre, ces pompes conviennent pour des volumes respectifs de 2,5 l et 17,5 l. On peut alors faire le branchement (fig. 5) équivalent au schéma de principe figure 2.

r_1 est un robinet permettant de doser la vitesse de pompage S.

r_2 est un robinet ou une fuite réglable protégeant le spectromètre quand la pression dans l'installation est trop forte.

Il est conseillé d'insérer dans la connexion un piège à azote liquide afin de condenser les impuretés susceptibles de

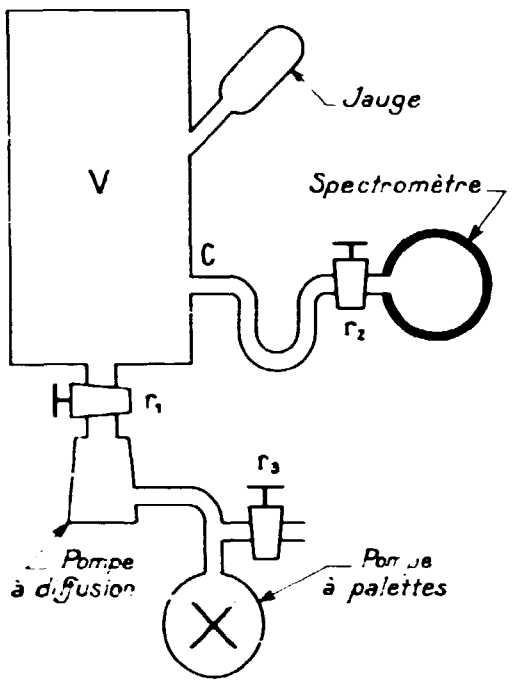
polluer la source du spectromètre.

Nous rappelons que la connexion doit être la plus courte possible et que la détection des fuites avec des pressions

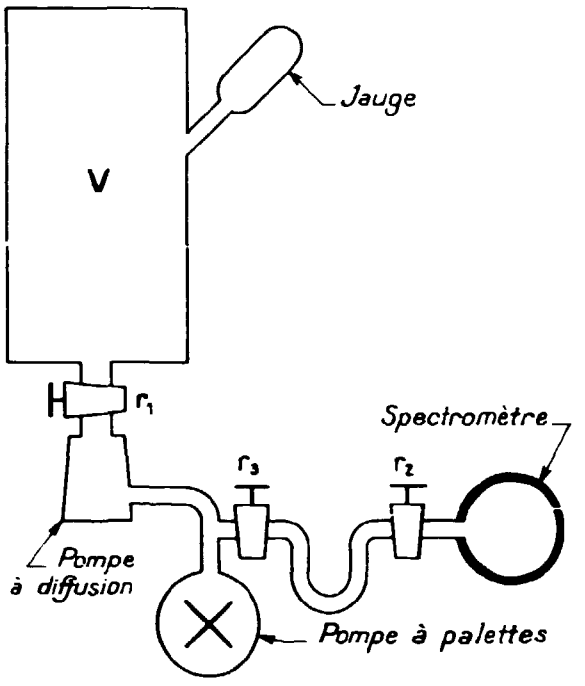
$P > 10^{-2}$ mm n'est pas très intéressante ($\lambda < 1$ cm).

2ème mode de branchement (installation à grand volume).

Si le volume dépasse les chiffres précités, on est obligé d'utiliser des pompes à diffusion dont la vitesse de pompage est



- Fig. 6 -



- Fig. 7 -

plus grande. On peut alors effectuer le branchement (fig.6). Remarquons de suite qu'il n'est pas toujours possible car la connexion "C" n'est pas forcément prévue sur le récipient. Nous conseillons alors le branchement (fig.7) qui est pratique et toujours possible. La connexion "C" est alors donnée par le robinet de rentrée d'air r_3 de la pompe à palettes.

Comme cette connexion est en vide primaire, nous rappelons qu'elle doit être la plus courte possible.

Nous savons par ailleurs que les pompes à diffusion sont sélectives et que leur vitesse S est inversement proportionnelle à $\sqrt{M}$ masse moléculaire du gaz pompé. Il en résulte que ces pompes ont une vitesse 2,7 fois plus grande pour l'hélium que pour l'air, car :

$$\frac{S \text{ hélium}}{S \text{ air}} = \sqrt{\frac{29}{4}} = 2,7$$

La pompe à palettes, par contre, travaille en régime visqueux et sa vitesse s est généralement la même pour les deux gaz. La concentration en hélium dans l'espace primaire sera 2,7 fois plus riche, ce qui rend cette méthode encore plus avantageuse.

<u>3ème mode de branchement</u> (pour récipients à volume négligeable).

Le spectromètre a sa vitesse de pompage propre. Dans des cas exceptionnels où le volume de récipients à tester est de quelques cm^3 seulement, il n'est pas nécessaire d'utiliser un pompage auxiliaire. On branche le récipient directement sur la source du spectromètre sur lequel on a fait une rentrée d'air, puis on met le pompage du spectromètre en fonctionnement. Cette méthode n'est valable que si les fuites sur le récipient sont petites et permettent au spectromètre d'atteindre sa pression de fonctionnement normale.

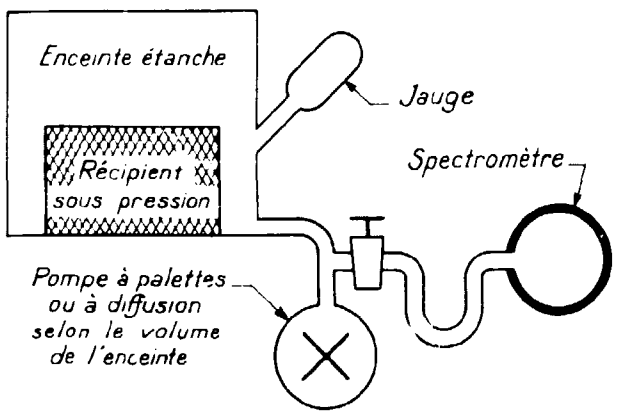
<u>4ème mode de branchement</u> (détermination globale des fuites).

Dans certains cas, il est intéressant de faire un essai global de l'appareil sous vide. Pour ce, on enveloppe une partie ou la totalité de l'appareil d'une hotte contenant de l'hélium ou un mélange d'hélium et d'air. C'est dans ces conditions que la

sensibilité de la méthode peut être optimum. En effet, si on laisse l'hélium s'accumuler longtemps dans l'installation à tester, si l'hélium est injecté à une pression supérieure à H, si on coupe pendant l'essai tout pompage, la fuite minimum décelable

$$f_{min} = \frac{S.P\gamma_o}{H}$$

peut être abaissée à une valeur théoriquement illimitée.



- Fig. 8 -

5ème mode de branchement (pour récipients maintenus sous pression).

On introduit un mélange d'air et d'hélium sous la pression désirée, dans le récipient à tester, placé dans une enceinte étanche et sous vide reliée au spectromètre suivant la figure 8.

Deuxième Partie

LE SPECTROMETRE DETECTEUR

C H A P I T R E I

- GENERALITES -

Dans un spectromètre de masse fonctionnant en détecteur de fuites, un faisceau d'ions positifs lancés par une tension d'accélération est dévié dans un champ magnétique ; ce dernier sépare les hélions des autres constituants du faisceau et les dirige sur un collecteur qui, relié à un appareil de mesure, indique l'intensité du courant capté. La limite pratique de détection dans les spectromètres de masse est généralement imposée par le bruit de fond du tube qui est ordinairement dû :

a) au traînage des signaux voisins d'une masse donnée,

b) à la capture d'ions créés à l'intérieur du tube même par les particules accélérées,

c) à l'arrivée sur le collecteur d'ions autres que He^+, provenant de la diffusion du faisceau primaire sur les atomes résiduels. Cet effet est d'autant plus sensible quand une fluctuation de la vitesse de pompage ou un dégazage des parois augmentent brusquement la pression résiduelle.

Afin de déceler la présence des hélions, et des hélions seulement, dans un faisceau délivré par la source d'ions, le pouvoir séparateur de la cellule d'analyse n'a pas besoin d'être grand

car seuls les ions de quelques corps légers de masses voisines de l'hélium seraient à écarter de la cible de mesure.

Dressons un tableau de ces ions éventuellement gênants en spécifiant leurs masses et charges électriques possibles, car la séparation des particules électrisées par un champ magnétique est une fonction du rapport $\frac{M}{q}$.

Remarquons de suite qu'un certain nombre de ces corps est habituellement absent dans la source d'ions et nous n'avons pas besoin d'en tenir compte. Par contre, l'appareil contient ses impuretés propres dues au dégazage sous vide des parois, à la présence d'un filament chaud et aux vapeurs de pompe à diffusion. Le gaz résiduel contient donc, outre les vapeurs lourdes telles que les carbures d'hydrogène qui ne sont pas gênantes, de l'hydrogène pur, du gaz carbonique, de l'azote, de l'oxygène, etc... en quantités non négligeables. En considérant le tableau (p.27), on voit qu'un pouvoir de résolution séparant les ions de rapport $\frac{M}{q} = 3$ et 6, des ions He^+ de rapport $\frac{M}{q} = 4$, est nécessaire et suffisant.

Dans ce tableau, nous n'envisageons pas les particules trois fois ionisées dont l'existence est peu probable pour des tensions d'arc faibles, comme c'est le cas dans notre source d'ions.

1°) AVANT-PROJET D'UN SPECTROMETRE RUDIMENTAIRE DU TYPE DEMPSTER.

Vu le faible pouvoir de résolution exigé, il suffirait d'une simple déviation de 180° dans un champ magnétique pour séparer et focaliser les particules dont les rapports $\frac{M}{q}$ sont différents.

En effet, le rayon de courbure dans le champ magnétique est donné par :

$$\rho = \frac{M}{q} \frac{v}{\mathcal{B}} \qquad (1)$$

Nature de la particule	Masse (M)	Charge (q)	$\frac{M}{q}$	Observations
Hydrogène atomique	1	1	1	généralement présents dans le faisceau d'ions
Hydrogène moléculaire	2	1	1	
		2	1	
Hydrogène moléculaire + 1 proton	3	1	3	
		2	1,5	
		3	1	
Deutérium	2			en dose non détectable
	4			
Hélium	3			en dose non détectable
	4	1	4	présent uniquement en cas de fuite
		2	2	en dose non détectable
Lithium	6			normalement absents
	7			
Béryllium	9			normalement absent
Bore	10			normalement absents
	11			
Carbone	12	1	12	généralement présents dans le faisceau
		2	6	
	13	1	13	
		2	6,5	
Azote	14	1	14	généralement présents dans le faisceau
		2	7	
	15	1	15	
		2	7,5	

Etc .....

en supposant la vitesse initiale des ions issus de la source nulle, la vitesse v leur a été communiquée dans un champ électrostatique de tension d'accélération V telle que :

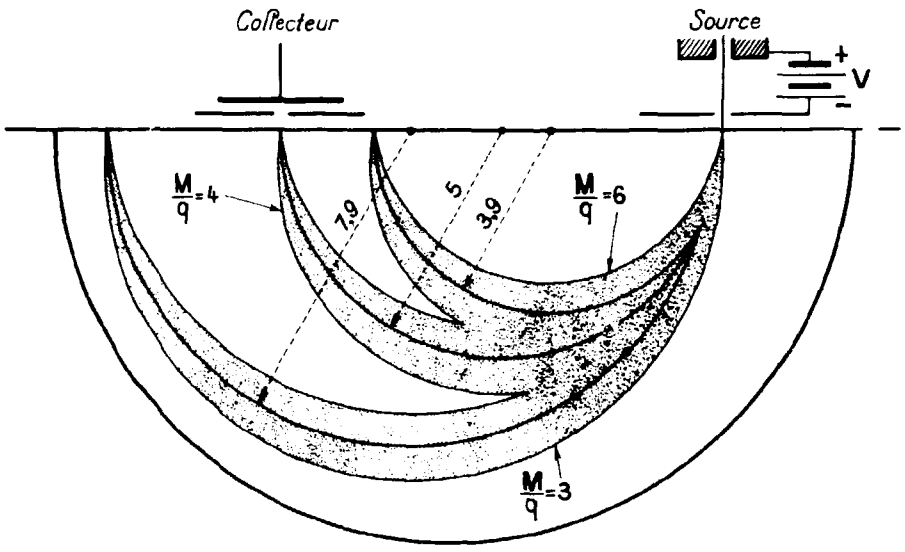
$$\frac{1}{2} Mv^2 = qV \qquad (2)$$

on en tire $$\frac{M}{q} = \frac{\mathcal{H}^2 \rho^2}{2V} \quad \text{(unités CGS)} \qquad (3)$$

En unités pratiques, cette relation peut encore s'écrire :

$$\frac{M}{q} = 0{,}48\ 10^{-4}\ \frac{\mathcal{H}^2 \rho^2}{V} \qquad (3')$$

$\mathcal{H}$ en oerstedt, V en volt, ρ en cm, M est la masse atomique du corps et q vaut 1, 2, 3, ou ... n suivant que la particule est ionisée 1, 2, 3, ou ... n fois.



- Fig. 9 -

Pour des raisons de moindre encombrement, choisissons un rayon de giration moyen de 5 cm (fig.9).

Un aimant permanent dont les pôles sont de forme semi-circulaire et ayant un champ magnétique de 1250 gauss par exemple, assurera la déflexion et la focalisation. L'obtention d'un tel aimant ne présente aucune difficulté.

La sélection des rapports $\frac{M}{q}$ se fera alors par variation du potentiel accélérateur V, la fente du collecteur étant supposée fixe.

Dans ces conditions, on trouverait pour l'hélium un potentiel d'accélération de

$$V = \frac{4,8\ 10^{-5} \cdot (5)^2 \cdot (1250)^2}{4}$$

$$\sim 470\ V$$

le réglage pour les ions de rapport $\frac{M}{q} = 3$ et 6 se ferait pour des potentiels respectivement égaux à 620 V et 310 V.

Autrement dit, si le spectromètre est réglé sur l'hélium, les rayons de courbure décrits par les particules précitées seraient respectivement de 7,8 cm et 3,9 cm au lieu des 5 cm.

Ces quelques chiffres nous illustrent la facilité de séparation des ions He^+ des autres constituants du faisceau. Ils nous montrent aussi qu'une certaine dispersion d'énergie des ions peut être admise sans que les ions He^+ et les particules de rapport $\frac{M}{q} = 3$ et 6 ne se chevauchent sur la cible de mesure. Evidemment, le diamètre de cette dernière ne devrait guère dépasser le cm.

Cette remarque importante nous autorise à utiliser une source d'ions quelque peu chromatique. Nous pourrions donc abandonner les sources de spectromètre classique dont l'achromatisme est rigoureux, mais dont les intensités ioniques sont très faibles.

Cette première étude nous permettrait de réaliser un spectromètre extrêmement simple et avantageux pouvant fonctionner dans des conditions peu critiques pour la détection de l'hélium seulement. Nous l'avons cependant abandonnée pour des raisons de sensibilités globales.

2°) <u>SENSIBILITE GLOBALE</u> : rapport $\frac{\text{signal utile}}{\text{bruit de fond du tube}}$

Rappelons, en effet, que nous demandons au spectromètre de pouvoir déceler la plus petite concentration possible d'hélium

dans un gaz donné ; ceci, afin d'augmenter la sensibilité de la méthode de détection des fuites et, le cas échéant, de pouvoir utiliser comme gaz d'épreuve non plus de l'hélium pur, mais un mélange plus ou moins riche que l'on pourrait trouver en France à des prix intéressants.

La sensibilité globale d'un spectromètre est tributaire de 3 facteurs essentiels :

a) rendement ionique de la source,

b) amplification du courant ionique collecté,

c) rapport $\frac{\text{signal utile du faisceau}}{\text{bruit de fond du tube spectromètre}}$.

Nous verrons que le bruit de fond du tube est d'autant plus gênant que le faisceau ionique est intense et que la pression résiduelle dans le tube est élevée. Dans ces conditions, si l'on augmente le courant ionique et son amplification, on ne gagne rien en sensibilité globale ; il faut en premier lieu réduire l'importance du bruit de fond du tube.

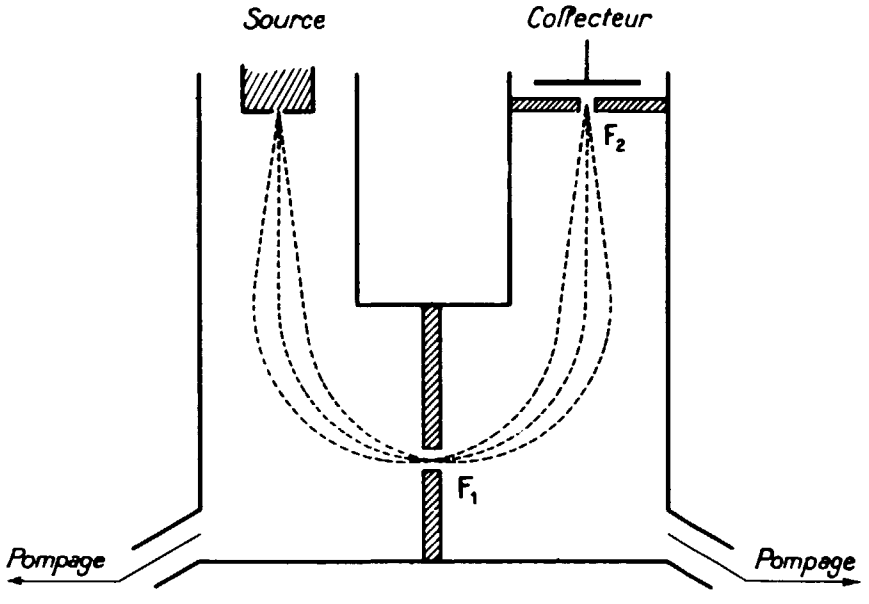
Ce dernier est dû à la diffusion des hélions sur les molécules résiduelles, ce qui communique au faisceau une dispersion d'énergie et d'angle. Par ailleurs, un certain nombre de molécules résiduelles peut être ionisé sur le parcours du faisceau. Une cible non protégée collecte donc en permanence des ions parasites.

Pour réduire ces perturbations, il faudrait pouvoir abaisser la pression résiduelle dans le tube, ce qui n'est malheureusement pas toujours possible. Le bon fonctionnement du détecteur veut souvent que la source d'ions soit largement ouverte à l'installation à tester dans laquelle la pression n'est pas déterminée d'avance.

Nous pourrions encore diminuer l'effet des ions parasites, en protégeant le collecteur par un jeu de fentes étroites ; autrement dit, revenir au spectromètre de masse à grand pouvoir de

résolution, encombrant, onéreux, d'un réglage et d'un maniement délicats. Mais si nous considérons que, même dans ce cas où le bruit de fond sur la cible pourrait être considérablement réduit, le courant ionique utile (sauf précautions spéciales prises) décroîtrait lui aussi d'un facteur non négligeable, l'étude et la réalisation d'un tel ensemble ne sauraient être rentables.

Nous avons retenu une solution tout autre qui consiste à mettre 2 cellules spectromètres en série et à focaliser 2 fois le faisceau utile. Au premier foyer se trouve une fente relativement étroite qui empêche les ions parasites du premier compartiment de passer dans le second. Le 2ème foyer est sur une 2ème fente couvrant le collecteur. Après ce double filtrage des ions parasites, le bruit de fond est nettement réduit alors que le courant utile n'est guère atténué. Pour limiter l'encombrement du tube, les 2 cellules sont bout à bout et desservies par le même aimant de déflexion. Le système est équivalent à 2 spectromètres : dans le premier, contenant la source d'ions, la pression résiduelle est assez élevée et le bruit de fond important. La fente en F_1 filtre le faisceau utile pénétrant dans la seconde cellule où la pression est nettement réduite et le bruit de fond moindre ; la fente en F_2 en élimine encore. Si, dans ces conditions, on veut observer un très faible signal d'hélium, le bruit de fond à la hauteur du collecteur devient encore plus faible ; nous n'avons pas pu effectuer de mesures de l'amélioration du rapport $\frac{\text{signal utile}}{\text{bruit de fond}}$ mais, en observant les résultats sur un oscillographe, nous avons conclu que le bruit de fond du tube est



- Fig. 10 -

pratiquement inexistant pour de faibles signaux. C'est précisément ce que nous cherchions (fig.10).

L'avantage essentiel de cette méthode est sa simplicité. En soignant quelque peu l'optique du faisceau, nous avons pu maintenir les données de notre avant-projet. L'élimination du bruit de fond nous a permis d'augmenter le pouvoir amplificateur des circuits de mesures, qui à leur tour ne sont limités que par leur bruit de fond propre, c'est-à-dire souffle des lampes, bruit thermique des résistances, microphonie, etc...

Indiquons l'analogie existante entre notre système à focalisation double et le monochromateur double utilisé en optique de précision, pour éliminer la lumière diffusée.

Enfin, une source d'ions à grand rendement a pu être avantageusement utilisée. Comme la résolution de l'appareil n'est aucunement critique, la géométrie à deux dimensions des faisceaux ioniques a été abandonnée et remplacée par la symétrie cylindrique, ce qui rend son optique plus aisée et permet le transport de plus grandes intensités de courant.

C H A P I T R E I I

- L'OPTIQUE DU FAISCEAU -

GENERALITES.

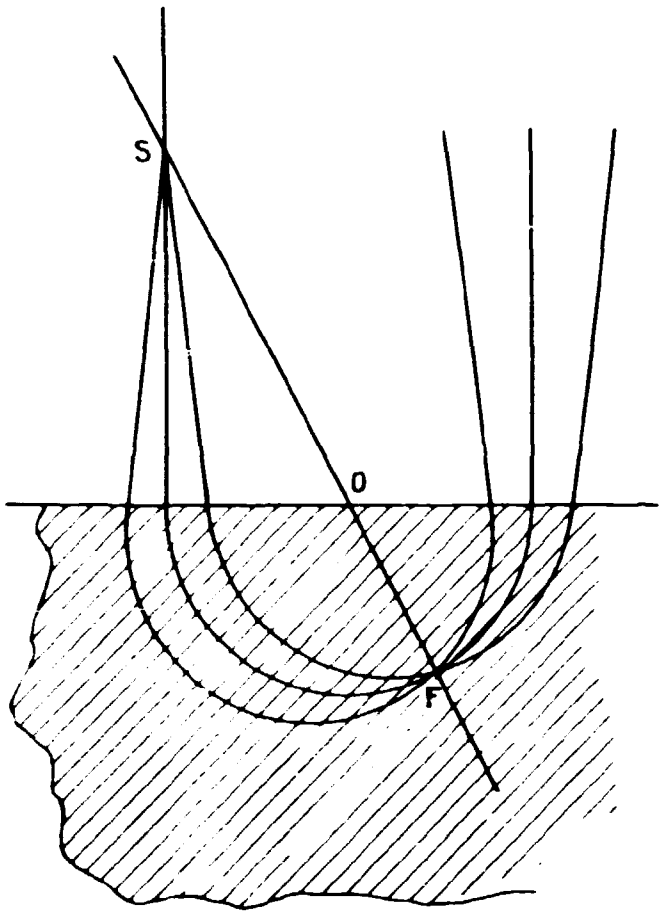
Afin de limiter dans des proportions raisonnables le nombre de chocs entre les hélions et les molécules neutres du gaz résiduel dans le tube spectromètre, nous ne tolérons dans ce dernier qu'une pression résiduelle maximum de 10^{-4} mm Hg. En effet, chaque choc introduit une dispersion d'énergie et d'angle pour les ions du faisceau, ce qui rend son optique difficile. Par ailleurs, nous admettons qu'il n'y a pas de charge d'espace ionique dans le tube, ce qui est certainement valable. Les intensités ioniques sont toujours relativement faibles, la source d'ions ne pouvant fournir au maximum que des courants de l'ordre de 10^{-6} A.

Les deux conditions satisfaites, il est possible de déterminer les trajectoires ioniques dans un champ magnétique ou électrostatique. L'étude de la double focalisation des angles du faisceau divergent issu de la source sera faite en combinant certaines propriétés électro-optiques des champs magnétiques de déflexion et des champs électrostatiques auxiliaires que nous saurons créer à l'intérieur du tube spectromètre.

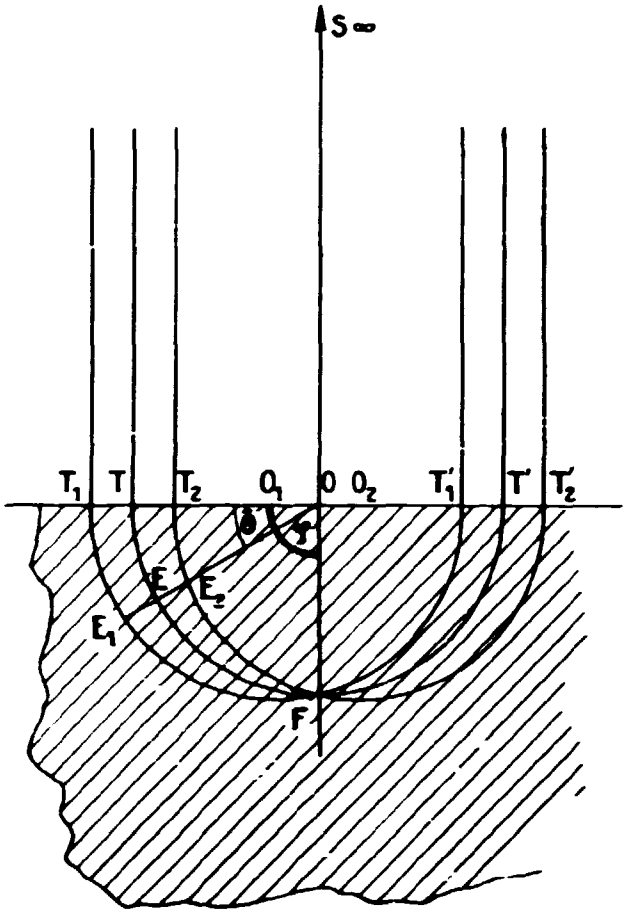
Nous envisageons, dans ce qui suit, le cas simple que nous avons adopté, c'est-à-dire l'action produite sur les ions dans un plan normal aux lignes de force par un champ magnétique dont la frontière d'entrée est perpendiculaire à la trajectoire moyenne du faisceau incident.

1°) <u>FOCALISATION DES ANGLES PAR CHAMP MAGNETIQUE DONT LA FRONTIERE EST NORMALE A LA TRAJECTOIRE MOYENNE INCIDENTE</u>.

Des études mathématiques précises et générales du comportement des particules électrisées dans le champ magnétique de déflexion ont été effectuées par BARBER, HERZOG et CARTAN [4],[5],[6]. De ces divers travaux, on conclut qu'un faisceau d'ions monochromatique divergent issu d'un point S, contenu dans un plan perpendiculaire aux lignes de force et dont la trajectoire moyenne est normale à la frontière d'entrée du champ magnétique, converge (aux



- Fig. 11 -

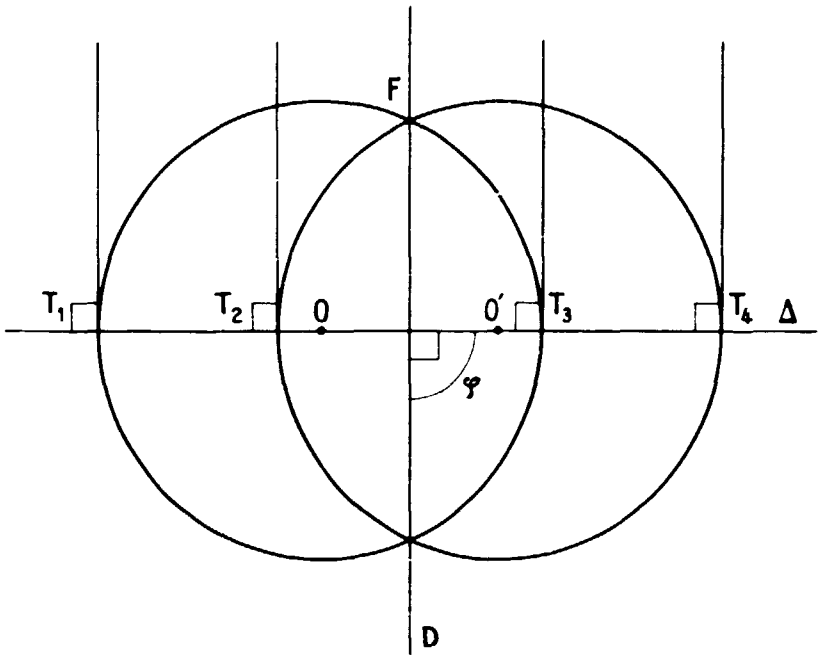


- Fig. 12 -

termes du second ordre près) en un point F tel que ce dernier se trouve à l'intersection du rayon moyen et d'une ligne droite passant par S et O (O étant le centre de courbure du rayon moyen dans le champ magnétique) (fig. 11).

En vertu de cette règle, un faisceau incident parallèle est focalisé après avoir traversé un secteur magnétique de 90°, car dans ce cas, le point source se trouve repoussé vers l'infini. Si la frontière d'émergence est encore normale au rayon moyen, le faisceau ressort parallèle après une rotation de 180° dans le champ magnétique (fig. 12)

D'ailleurs, pour démontrer ce cas particulier, il suffit d'un simple raisonnement géométrique (fig. 13).



- Fig. 13 -

Soient deux cercles de rayons égaux

$$(\rho = \frac{M}{q} \cdot \frac{v}{\mathcal{H}} = 5\,\text{cm})$$

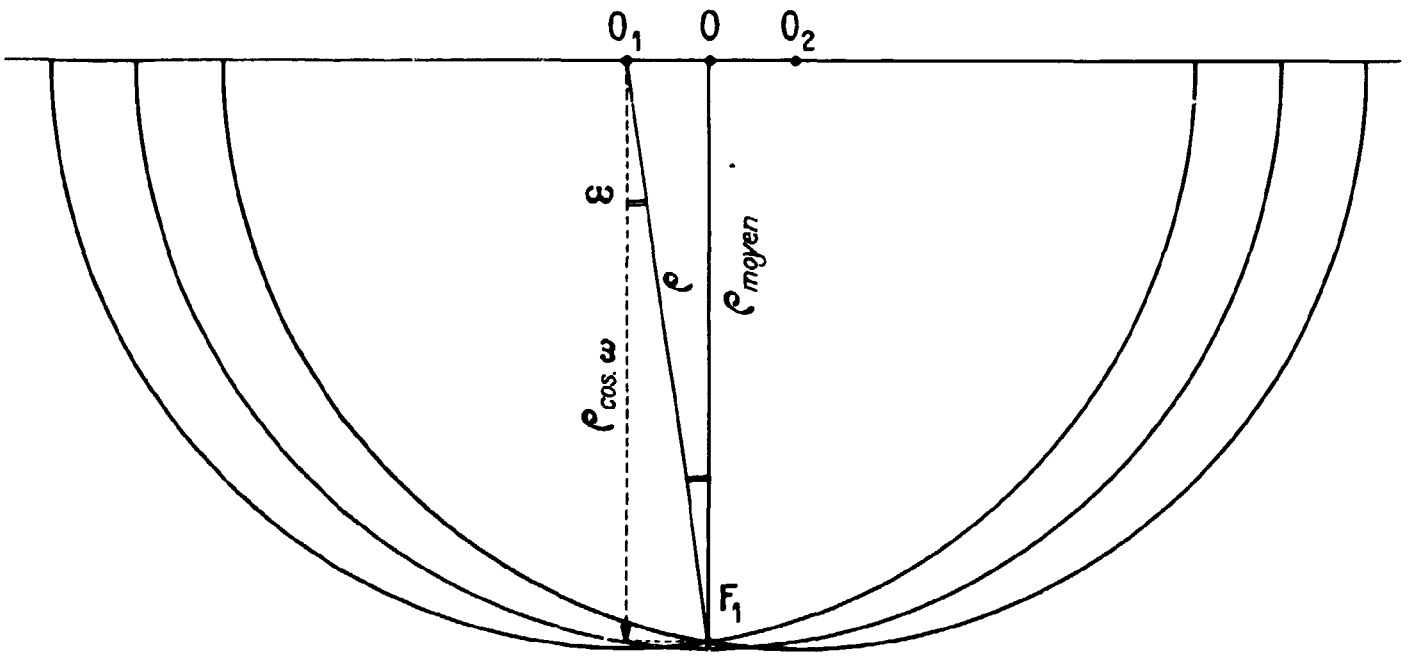
sécants en F et F', dont les centres de courbure O O' sont réunis par une droite Δ. Les tangentes tracées en T_1, T_2, T_3 et T_4 sont normales à Δ et parallèles entres elles.

La droite D joignant F F' est par construction la médiatrice du segment O O'. Elle est donc aussi perpendiculaire à Δ. Le secteur φ a donc un angle égal à 90° (C.Q.F.D.)

L'action du champ magnétique sur un faisceau contenu dans un plan parallèle aux lignes de force est par contre nul. Il en résulte que, si une section droite du faisceau au point T est constituée par un cercle de diamètre T_1T_2 (fig. 12), en un point tel que E, la section sera donnée par une ellipse dont le grand axe demeure égal à T_1T_2 et le petit axe vaut $T_1T_2 \cos \theta_E$. Au point F par contre, la section droite sera donnée aux termes du second ordre près par une droite de longueur T_1T_2 contenue dans un plan parallèle aux lignes de force.

Application à la double focalisation des angles.

Une première lentille électrostatique insérée dans le tube spectromètre entre la source et la frontière d'entrée du champ magnétique assurera le parallélisme du faisceau incident. Des pièces polaires semi-circulaires de l'aimant de déflexion justifieront la construction géométrique du faisceau de la figure 12.



F

- Fig. 14 -

C'est donc en F que l'on devra placer une fente de longueur T_1T_2 qui assurera le premier filtrage des ions parasites. Une 2ème lentille électrostatique insérée entre la frontière de sortie du champ magnétique et le collecteur fera converger le faisceau émergent parallèle sur la 2ème fente de filtrage.

Détermination de la première fente.

Si les considérations précitées nous déterminent la position du premier foyer, elles ne nous donnent aucunement les dimensions de la fente. Sa longueur T_1T_2 peut être expérimentalement mesurée par le diamètre de la section droite du faisceau incident qui vaut environ $T_1T_2 = 0,5$ cm. Pour nous assurer une grande marge de sécurité, nous le supposerons égal au double. Par contre, pour

connaître la largeur nécessaire, nous devons tracer les trajectoires réelles du faisceau (fig.14); O est alors le centre de courbure du rayon moyen, O_1 et O_2 ceux des rayons extrêmes. La largeur réelle du faisceau au point F vaut F F_1.

On a :

$$F_1 F = OF - OF_1 = \rho - \rho \cos \omega \qquad (a)$$

ce qui met en évidence un angle $\hat{\omega}$ tel que

$$tg\,\omega = \frac{O_1 O}{\rho} = \frac{0{,}5 \text{ cm}}{5 \text{ cm}} \quad \text{soit } \hat{\omega} = 0{,}09 \text{ radians}$$

la relation (a) peut encore s'écrire au terme du 2ème ordre près :

$$F_1 F = \rho \left[1 - (1 \frac{-\omega^2}{2})\right] = \frac{\omega^2}{2} \qquad (b)$$

d'où $$F_1 F = 5 \frac{(0{,}09)^2}{2} \simeq 0{,}02 \text{ cm}$$

Cette largeur de fente serait valable pour un faisceau exempt de tout autre aberration.

Or, parmi toutes les aberrations, deux d'entre elles sont encore évidentes. La première est due au champ de fuite. Le champ magnétique ne peut en effet passer brusquement d'une valeur nulle à la valeur % qu'il possède dans sa région d'homogénéité. Dans la partie du plan où se projettent les bords des pièces polaires, il y a transition continue entre ces 2 valeurs et, par conséquent, transition continue entre les mouvements rectiligne et circulaire des particules.

Il est toutefois prouvé que les résultats obtenus restent valables si la largeur de zone perturbée demeure petite devant la longueur du champ traversé et que l'entrefer reste faible vis-à-vis du diamètre des pièces polaires, ce qui est notre cas [7].

Autrement graves apparaissent les modifications dues au chromatisme du faisceau qui est inhérent au principe même de notre appareil à grande sensibilité.

Nous savons que pour les ions la trajectoire dans le champ magnétique est conditionnée par la relation (3').

De cette formule, nous tirons le rayon de giration en fonction de l'énergie des particules :

$$\rho = \sqrt{\frac{M}{q} \frac{V}{4{,}8\ 10^{-5}\ \mathcal{H}^2}}$$

$\rho = 0{,}23 \sqrt{V}$ si nous considérons toujours valables les données de notre avant-projet (c'est-à-dire pour des ions He^+ courbés dans un champ magnétique de 1 250 oerstedt donné par un aimant permanent).

Les variations du rayon de courbure en fonction de l'énergie seront données par

$$d\rho = \frac{0{,}115\ dV}{\sqrt{V}}$$

Si nous tolérons un chromatisme de $\pm$ 15 eV autour du potentiel d'accélération ionique qui serait dû à la conception de notre source d'ions à grand rendement, la largeur effective de la fente qui nous permettrait de passer ce faisceau est donnée par :

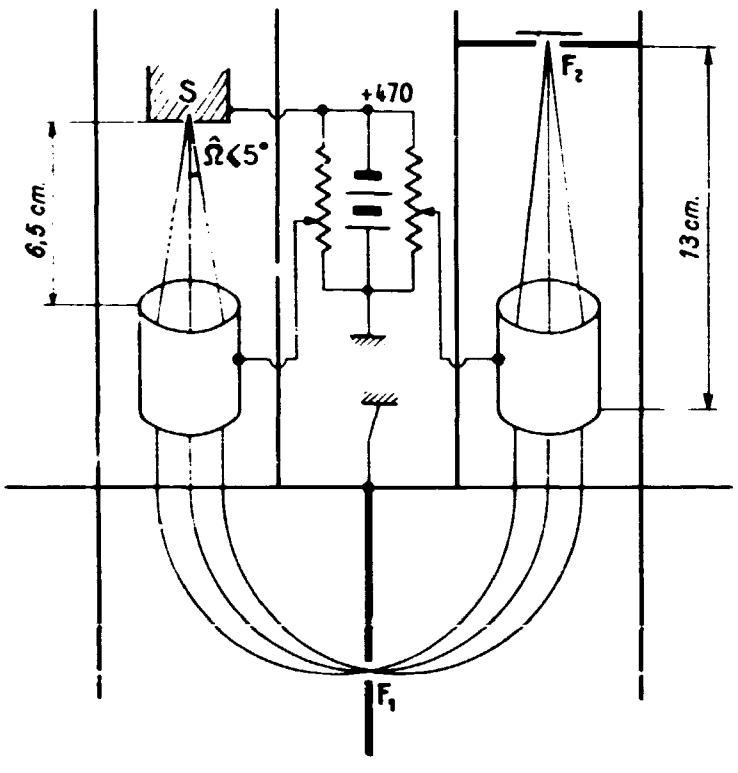
$$\Delta\rho = \frac{0{,}115 \cdot 30}{\sqrt{470}} \simeq 0{,}16 \text{ cm}$$

L'expérience prouve qu'une telle fente, quoique relativement large, est tout à fait satisfaisante pour opérer un premier filtrage.

2°) LENTILLES ELECTROSTATIQUES.

De ce qui précède, nous voyons la nécessité d'utiliser deux lentilles, insérées dans l'optique du faisceau.

Une première lentille doit parfaire le parallélisme du faisceau légèrement divergent incident au champ magnétique de déflexion. Une seconde doit faire converger le faisceau émergent sur la fente au collecteur. Les deux lentilles doivent être convergentes. Il existe un certain nombre de lentilles classiques convergentes dont on peut aisément déterminer les caractéristiques. La particularité de la plupart de ces lentilles convergentes est d'être accélératrices pour les particules électrisées. Ainsi, pour focaliser les ions He^+ portés au potentiel électrique de la masse, c'est-à-dire à une énergie de quelque 470 eV, il aurait fallu porter la lentille à une tension négative par rapport à la masse. Pour éviter l'addition d'une alimentation spéciale de tension négative, exclusivement utile à la focalisation électrostatique, nous avons choisi un type de lentilles décélatrices.

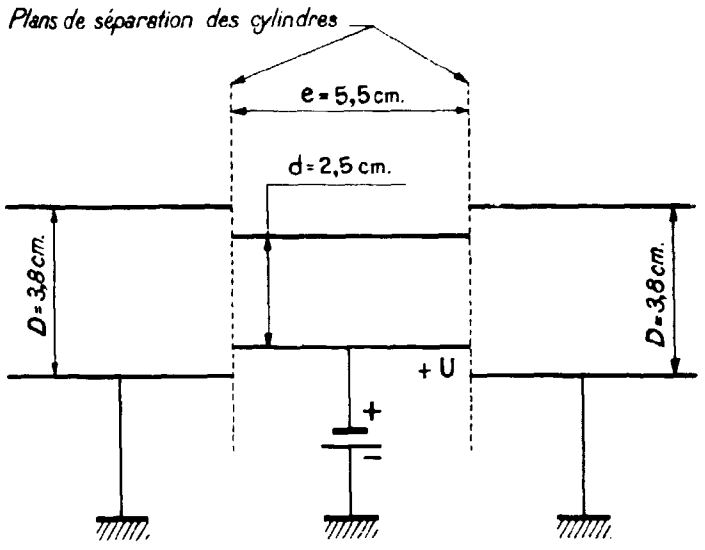


- Fig. 15 -

Ces dernières fonctionnent avec une tension positive qui peut être directement prise sur un potentiomètre branché aux bornes d'une alimentation déjà existante telle que la tension d'accélération ionique, dont le rôle

est précisément de porter la source d'ions au potentiel + 470 V par rapport à la masse (fig. 15).

Ce type de lentilles décélératrices est constitué par 3 cylindres. Les deux extrêmes sont à la masse et constitués par le tube spectromètre même dont le diamètre intérieur est D = 3,8cm.



- Fig. 16 -

Le cylindre central de diamètre intérieur

$$d = 2{,}5 \text{ cm} \left(\frac{D}{d} \simeq 1{,}5 \right)$$

est isolé et porté à une tension positive + U par rapport à la masse (fig. 16).

Une étude expérimentale des lentilles accélératrices formées par 2 cylindres de diamètres différents a été faite par EPSTEIN ; les résultats en sont très clairement résumés dans un grand nombre de graphiques par K. SPANGENBERG [8]. Ces courbes nous permettent de lire les distances sur l'axe du plan de séparation des 2 cylindres au foyer objet et image de la lentille, en fonction du rapport des diamètres et du rapport des potentiels. (Nous appellerons ces distances "longueurs focales", que nous ne devons pas confondre avec les distances focales réelles qui sont les distances du foyer aux plans principaux) (fig. 18).

Dans ce qui suit, nous allons d'abord montrer qu'en inversant certaines données, ces graphiques sont aussi utilisables pour ces lentilles décélératrices.

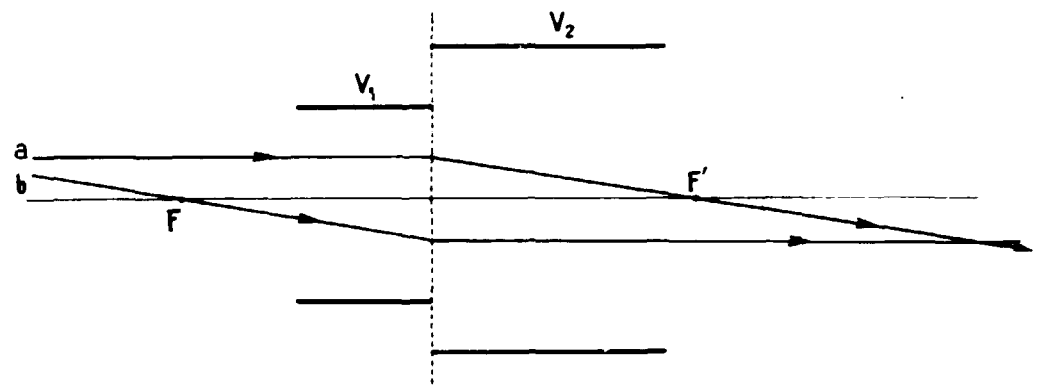
Soit 2 cylindres de diamètres D et d, tels que

$$\frac{D}{d} = \delta > 1$$

portés à des potentiels V_2 et V_1, tels que

$$\frac{V_2}{V_1} = \Phi > 1$$

F est le foyer objet ; F' le foyer image (fig. 17).



- Fig. 17 -

Une particule électrisée "a" se propageant parallèlement à l'axe dans le sens accélérateur convergera en F'.

Une particule électrisée "b" se propageant dans le même sens, passant par le foyer objet, sortira parallèle à l'axe.

Le principe du retour inverse de la lumière étant valable en optique électronique, on conçoit qu'une particule électrisée a' se propageant parallèle à l'axe dans le sens décélérateur convergera en F, et qu'une particule électrisée b' passant par F' toujours dans le sens décélérateur émergera parallèle à l'axe.

Nous voyons donc :

a) qu'une lentille formée par 2 cylindres, accélératrice ou décélératrice, est toujours convergente ;

b) que les longueurs focales objet et image d'une lentille accélératrice de caractéristiques δ et Φ sont respectivement égales aux longueurs focales image et objet d'une lentille décélératrice de caractéristiques $\frac{1}{\delta}$ et $\frac{1}{\Phi}$.

Ceci étant, revenons à notre type de lentille composé de 3 éléments. Elle équivaut à 2 lentilles convergentes non accolées, l'une décélératrice, l'autre accélératrice, dont les plans de séparation sont distants de e.

Les longueurs focales objet et image résultantes sont données comme en optique lumineuse par

$$\frac{1}{\mathcal{F}} = \frac{1}{F_1} + \frac{1}{F_2} - \frac{e}{F_1 F_2} \qquad (c)$$

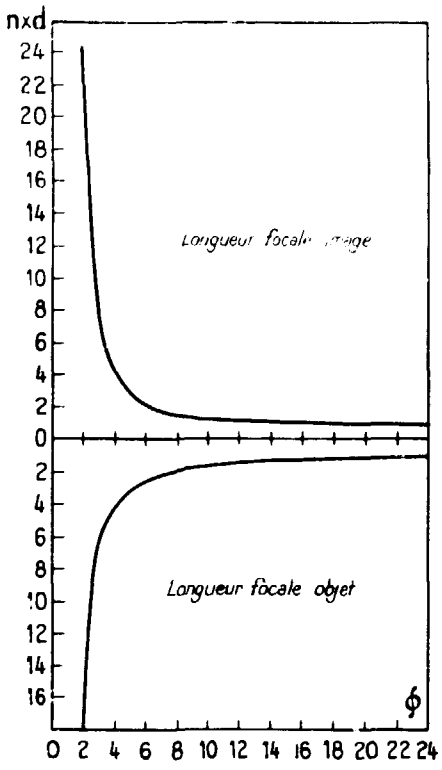
$$\frac{1}{\mathcal{F}'} = \frac{1}{F'_1} + \frac{1}{F'_2} - \frac{e}{F'_1 F'_2} \qquad (c')$$

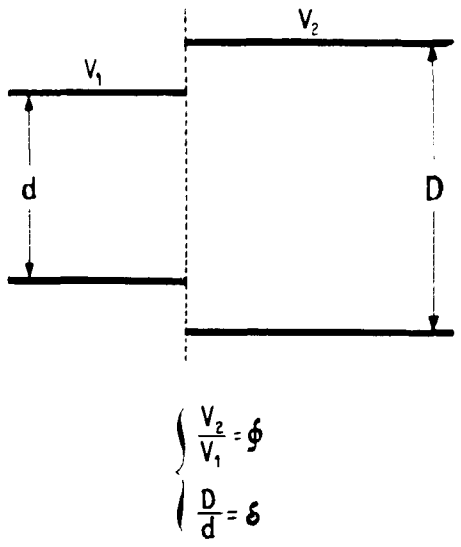
Ces longueurs focales résultantes sont comptées à partir du premier plan de séparation que la particule traverse ; e vaut par construction 5,5 cm. Avec l'aide de ces formules et de la figure 18, nous allons donc pouvoir déterminer nos lentilles électrostatiques.

Correction du parallélisme du faisceau incident au champ magnétique.

Une étude expérimentale de la divergence du faisceau d'ions issu de la source nous indique que cette dernière ne dépasse jamais l'angle fictif $\hat{\Omega}$ équivalent à 5°, angle qui serait placé à l'orifice de sortie S de la source (fig. 15). La distance du premier plan de séparation des cylindres au point S est égale à 6,5 cm par construction. Nous devons déterminer un rapport de potentiels Φ tel que la longueur focale objet résultante des 2 lentilles non accolées soit égale à 6,5 cm, condition nécessaire et suffisante pour que le faisceau émergent de la lentille soit parallèle à l'axe. Sur la courbe (fig. 18) nous lisons directement la longueur focale objet de l'élément accélérateur de la lentille en multiples du petit diamètre d, en fonction de Φ. En opérant les

modifications précitées, nous déduisons la longueur focale objet de l'élément décélérateur. Cherchons alors par approximations successives la valeur du rapport de potentiels Φ, donnant une longueur focale objet résultante $\mathcal{F} = 6{,}5$ cm.





- Fig. 18 -

Une valeur approximative est donnée par $\Phi \simeq 4{,}5$ soit un rapport des potentiels décélérateurs de $\frac{1}{\Phi} = 0{,}22$. Remarquons que les courbes sont données à $\pm$ 10 pour cent, il est donc inutile de pousser la précision plus loin.

Φ pour l'élément accélérateur ou $\frac{1}{\Phi}$ pour l'élément décélérateur	F_2 longueur focale objet de l'élément accélérateur ou F_1' longueur focale image pour l'élément décélérateur	F'_2 longueur focale de l'élement accélérateur ou F_1 longueur focale objet pour l'élément décélérateur	$\mathcal{F}$ longueur focale objet résultante $\frac{1}{\mathcal{F}} = \frac{1}{F_1} + \frac{1}{F_2} + \frac{e}{F_1 F_2}$
2	16 d 40 cm	24 d 60 cm	$\sim$ 25, 4 cm
3	6 d 15 cm	7 d 17,5 cm	$\sim$ 9, 7 cm
4	4 d 10 cm	4 d 10 cm	$\sim$ 6, 9 cm
4,5	3,6 d 9 cm	3,6 d 9 cm	$\sim$ 6,5 cm
5	3 d 7,5 cm	3 d 7,5 cm	$\sim$ 5,9 cm

Rappelons que les 2 cylindres extrêmes sont à la masse, soit à un potentiel équivalent pour les ions de 470 eV. Le cylindre central devra donc être porté au potentiel

470 x 0,22 = 103 eV,

soit à une tension positive

U = 470 - 103 = + 367 V

par rapport à la masse.

Focalisation sur la fente du collecteur du faisceau parallèle émergent du champ magnétique.

Les 3 cylindres étant de dimensions identiques au cas précédent, la courbe figure 18 nous sert encore à déterminer la longueur focale image résultante donnée par la formule (c'). Par construction, $\mathcal{F}'$ doit être égale à 13 cm, distance du premier plan de séparation à la fente du collecteur. En opérant comme précédemment, nous trouvons une valeur approximative de $\Phi = 2,6$, ce qui nous conduit à porter U à + 296 V par rapport à la masse.

Détermination de la deuxième fente.

Comme nous avons intérêt à capter la totalité du faisceau ayant traversé la première fente, nous avons prévu un orifice de diamètre $\phi = 2$ mm.

Nous avons remarqué, par ailleurs, qu'en utilisant une fente de 5 mm de largeur et de 10 mm de longueur, le rapport $\frac{\text{signal utile}}{\text{bruit de fond du tube}}$ reste toujours satisfaisant. C'est une preuve de l'efficacité de notre dispositif à 2 cellules. Dans tous les spectromètres ordinaires existant à l'heure actuelle, le collecteur doit être protégé par un jeu de baffles ou de fentes étroites portées à des polarisations diverses [9] . Dans notre appareil, la fente est reliée à la masse. Nous pourrions encore la porter à une tension positive afin de profiter de l'émission secondaire du collecteur et ainsi gagner un petit coefficient. Mais étant donné la grande sensibilité de l'ensemble, cette opération nous a semblé à peine rentable.

Mise au point du dispositif : mode opératoire.

Une fois les frontières du champ magnétique perpendiculaires au rayon moyen, aucun réglage mécanique de l'aimant déflecteur n'est à faire. On règle la source d'ions après avoir fait une

rentrée d'hélium : les 2 lentilles électrostatiques étant reliées à la masse , on ajuste la tension d'accélération ionique pour collecter un maximum de courant ionique. Puis on règle le potentiel de la lentille du premier compartiment pour obtenir un nouveau maximum de courant. Enfin, on polarise la lentille du deuxième compartiment pour faire converger le faisceau sur la fente dont on peut par ailleurs ajuster simultanément la position par glissement. Ce mode de réglage est très souple et pratique. On remarque expérimentalement que les tensions optima pour les 2 lentilles électrostatiques sont effectivement trouvées autour des valeurs indiquées par le calcul précédent.

Avant de terminer l'étude de l'optique du faisceau, il est intéressant de spécifier qu'il existe d'autres moyens pour réaliser la double focalisation. Ainsi, au lieu d'utiliser des lentilles électrostatiques, on peut obtenir des résultats analogues en rendant, par exemple, les frontières d'entrée et de sortie du champ magnétique obliques par rapport à la direction moyenne du faisceau. Un tel appareil a été réalisé [10]. Nous avons cependant abandonné ce principe de focalisation pour deux raisons :

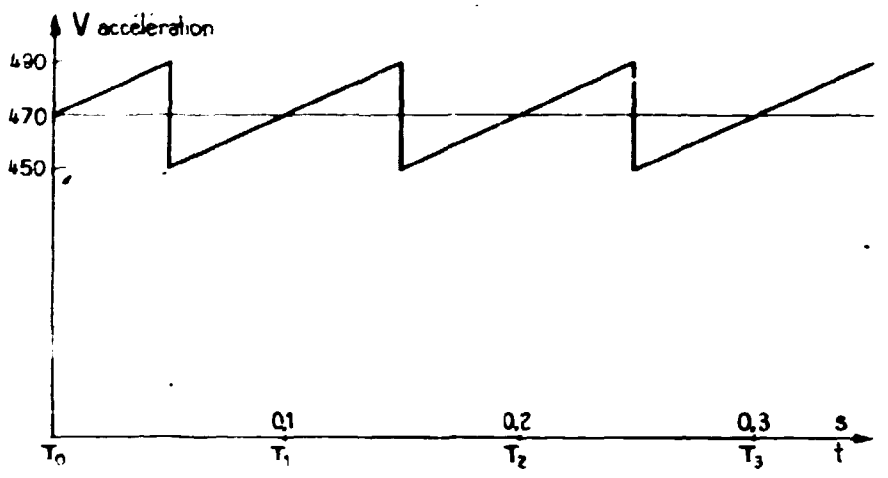
a) l'usinage des pièces polaires est plus difficile ;

b) la mise au point se fait par déplacements successifs de l'aimant. L'alignement des 2 cellules est donc délicat et demande un certain temps, ce qui est gênant pour un appareil fabriqué en série.

Notons, en outre, que les lentilles électrostatiques décélératrices jouent un rôle très efficace dans l'élimination du faisceau des ions créés dans le tube spectromètre, puisqu'elles réfléchissent toutes les particules dont l'énergie est inférieure à 367 eV dans le premier compartiment et 296 eV dans le second.

Lecture du courant ionique.

Nous avons abandonné la lecture sur cadran étalonné pour l'observation du signal sur oscillographe. En effet, un oscillogramme permet de distinguer un faible "pic" d'hélium, d'une dérive lente de tension, ou des effets parasites toujours présents dans les amplificateurs très sensibles (parasites industriels, 50 périodes, HF induite, "herbe" du bruit de fond électronique , etc...).



- Fig. 19 -

Alors le faisceau utile doit être assujetti à une périodicité déterminée. Ce résultat est obtenu en rendant le potentiel accélérateur ionique, somme de 2 termes. Le premier est continu et vaut les 470 V ; le second, superposé au premier, est en dents de scie de fréquence 10 périodes/s et d'amplitude $\pm$ 20 V. La base de temps de l'oscillographe est synchronisée sur cette fréquence.

Toute l'optique que nous avons définie plus haut n'est donc valable qu'aux instants, tels que :

$$T_0 \quad T_1 \quad T_2 \text{ , etc ..... (fig. 19)}$$

A ces moments, la première fente est équivalente à une source d'ions pulsée à 10 périodes/s. L'amplification des ions collectés se fera donc par circuits alternatifs. Notons que les ions de $\frac{M}{q} = 3$ et 6 ne peuvent toujours pas traverser la première fente. Pour les voir simultanément sur l'oscillogramme, il faudrait

une dent de scie dérivant le potentiel d'accélération de 310 V à 620 V. Par ailleurs, il faudrait appliquer des dents de scie d'amplitudes proportionnelles aux 2 lentilles électrostatiques afin de les rendre efficaces pour toute la dérive du potentiel accélérateur.

3°) TECHNOLOGIE DU TUBE SPECTROMETRE.

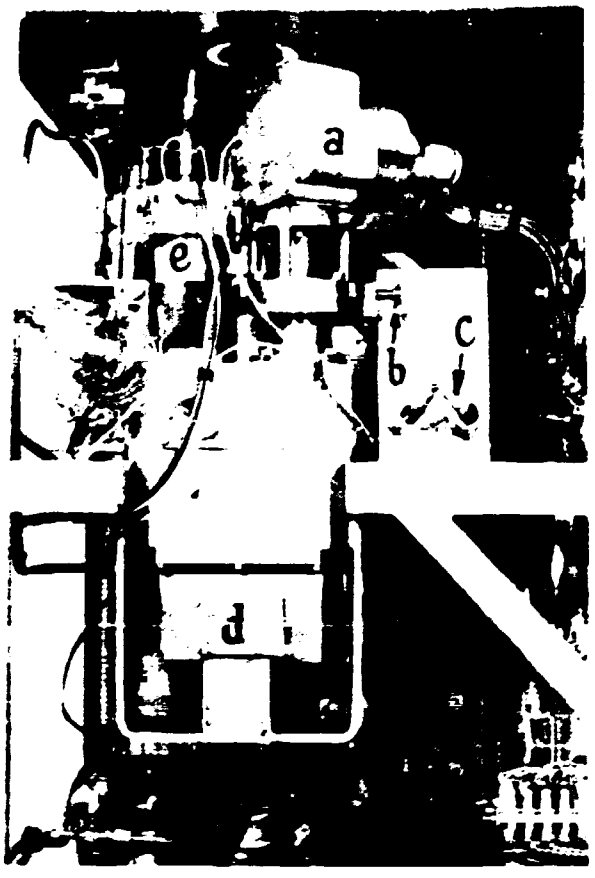
a) La chambre spectrométrique à double cellule est réalisée en acier inoxydable et composée de 2 demi-coquilles soudées à l'arc dans une atmosphère d'argon. Deux rainures y ont été prévues pour le montage de la première fente (fig. 20). La largeur intérieure de la cellule est de 10 mm.

- Fig. 20 -

b) L'aimant permanent : le champ magnétique de 1250 oerstedtest produit par un aimant permanent dont les pièces actives sont 16 barreaux de ticonal disposés de part et d'autre des pièces polaires dont la forme est semi-circulaire. L'entrefer est de 12 mm (fig. 21).

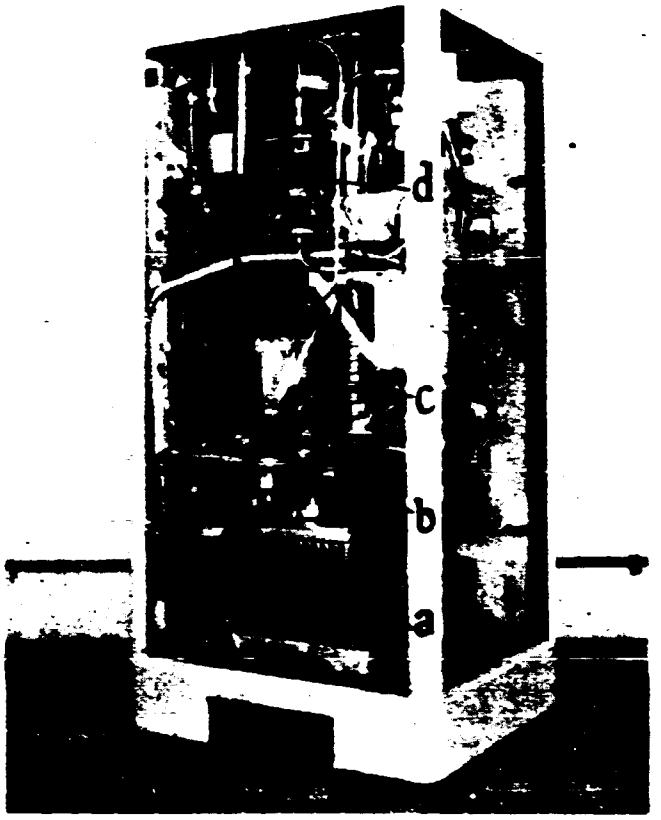
- Fig. 21 -

c) Le collecteur est une cible circulaire en acier inoxydable, isolée à 10^{13} ohms par rapport à la masse. La flasque portant le collecteur peut glisser dans son plan sous l'action d'une vis



- Fig. 23 -

a) préamplificateur
b) vis de réglage du collecteur
c) entrée de l'amplificateur
d) cellule spectrométrique double et aimant de déflexion
e) tube porte source



- fig. 24 -

a) pompe à palettes
b) vanne automatique de vide primaire
c) pompe à diffusion d'huile
d) sécurité d'eau

de réglage (fig. 23).

d) La canalisation à vide est un bloc de dural (fig. 22) sur lequel se montent la pompe à diffusion, le tube porte-source, le collecteur, la chambre spectrométrique, un piège à azote liquide, etc.. (fig. 23). L'étanchéité est assurée par des joints toriques en caoutchouc synthétique. La figure 24 montre le tube spectromètre entièrement monté avec tous ses accessoires.

- Fig. 22 -

C H A P I T R E I I I

LA SOURCE D'IONS A GRAND RENDEMENT

GENERALITES.

Afin d'accroître la sensibilité du spectromètre de masse utilisé comme détecteur de fuites, il nous a paru nécessaire, après amélioration du rapport $\frac{\text{signal utile}}{\text{bruit de fond}}$ par la double focalisation du faisceau, d'augmenter le rendement ionique de la source. Ce dernier est défini par :

$$\eta_i = \frac{n_i}{n_m}$$

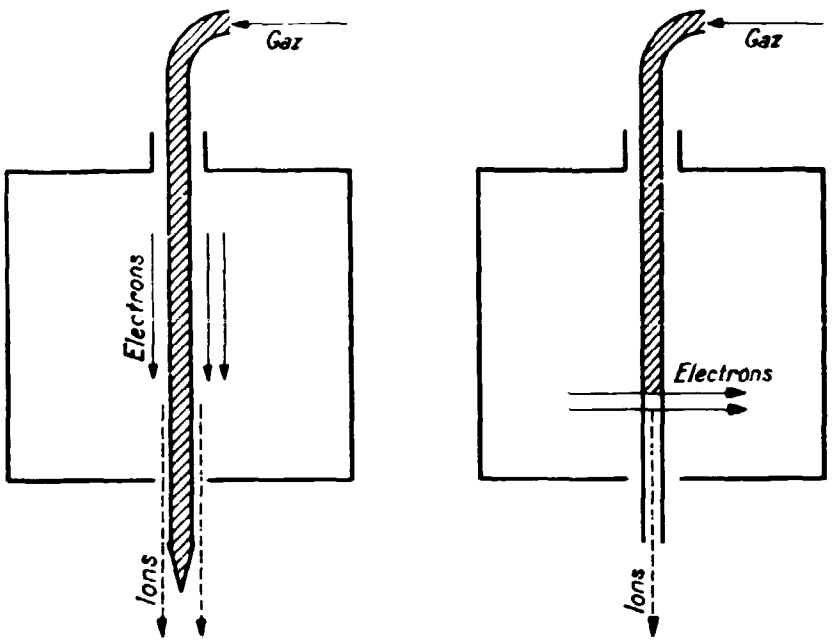
n_i étant le nombre d'ions issus de la source par seconde ;
n_m le nombre de molécules gazeuses pénétrant dans la source pendant le même temps.

L'ionisation étant obtenue par bombardement électronique, le nombre d'ions créés, pour une émission électronique à énergie donnée, est fonction du nombre de molécules présentes ; donc n_i augmentera avec la pression dans la chambre à ionisation. Comme la pression dans le tube spectrométrique ne doit pas dépasser quelques 10^{-5} mm, nous avons séparé la source et le tube par une paroi épaisse percée au centre par un canal cylindrique de rayon égal à 1 mm. De ce fait, la vitesse de pompage est notablement freinée dans la source, et la pression nettement plus élevée. Cette séparation entre tube spectrométrique et source présente encore un autre avantage :

en fonctionnement normal, la source d'ions peut être di-

rectement connectée au vide primaire de l'installation à "tester" dont la pression est de l'ordre de 10^{-3} mm, sans pour cela augmenter la pression dans le tube spectrométrique.

L'émission électronique est assurée par un filament chaud et n'est limitée que par la dissipation thermique de la source qui est largement prévue. Les électrons accélérés vers le bas par un champ électrique et focalisés par un champ magnétique "accompagnent" le gaz à travers une grande partie de la source (fig.25) alors que dans la plupart des sources de spectromètre classiques les électrons "rencontrent" le gaz, comme dans la source bien connue du Professeur NIER [11][12] (fig. 26). Nous avons, en outre, prévu un repousseur d'ions à l'intérieur de la source, dont le rôle est de refouler les ions qui ont tendance à remonter vers le filament.



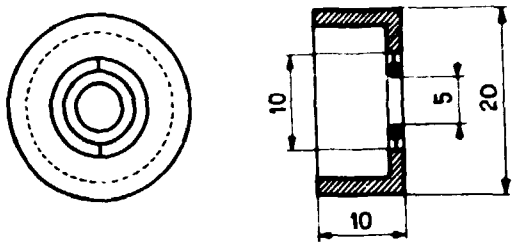
- Fig. 25 et 26 -

DESCRIPTION DE LA SOURCE -

La chambre à ionisation est un boîtier cylindrique en "inox" B, de diamètre 25 mm et de hauteur 60 mm, dans la base supérieure duquel se trouve l'admission du gaz A, la base inférieure étant formée par la paroi épaisse de 10 mm percée en son centre par un canal C ; le rayon du canal est de 1 mm, toutefois ses embouchures sont arrondies.

A l'intérieur du boîtier, dans la partie supérieure, se

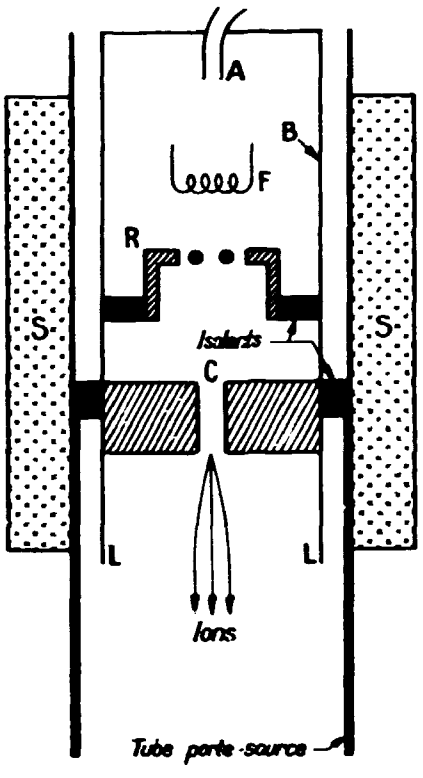
trouve un filament de tungstène boudiné F. Dans la partie inférieure du boîtier, à 15 mm de la paroi épaisse et parallèle à cette dernière, est disposé le repousseur d'ions R constitué par une une bague en inox et un anneau concentrique (fig. 27).



- Fig. 27 -

Le repousseur est isolé du boîtier par 3 perles de stéatite. Le boîtier est porté à une tension (+) par rapport au filament. Le repousseur peut être porté à une tension (+) par rapport au boîtier.

Une bobine extérieure S, fixée sur le tube porte-source, crée dans la source un champ magnétique sensiblement axial. Le faisceau d'ions issu du canal étant de symétrie cylindrique, la focalisation en sera assurée par un système de lentilles électrostatiques cylindriques. Comme les ions d'hélium doivent être accélérés sous quelque 470 V avant de pénétrer dans le champ magnétique déflecteur, une première lentille L très efficace est constituée par un cylindre solidaire du boîtier et de même diamètre que ce dernier et le tube porte-source lui-même. L'ensemble du boîtier est alors porté à + 470 V et le tube à la masse (fig. 28). Notons que tout autre focalisation serait possible. Nous avons retenu dans ce cas celle qui nous semblait la plus simple et la plus pratique.



- Fig. 28 -

ANALYSE DE FONCTIONNEMENT DE LA SOURCE -

Des généralités précédentes, nous concevons aisément que le courant d'ions fourni par la source peut être fonction de divers

paramètres dont les plus importants sont :

a) l'émission électronique : I_ξ

b) la tension entre filament et boîtier : V_a

c) la tension entre boîtier et repousseur : V_r

d) l'intensité du champ magnétique : $\mathcal{H}$

e) la pression dans la source : P

f) la tension dite d'extraction : V_{extr}

En étudiant le plus séparément possible l'effet de ces divers paramètres sur le courant d'ions, nous essayerons d'en déduire des renseignements quant au fonctionnement de la source.

Divisons l'étude en deux parties.

A) Fonctionnement à faible émission électronique :

le rendement dans ce cas est certainement mauvais, mais, en négligeant la charge d'espace électronique, nous essayerons de nous représenter les trajectoires électroniques.

B) Fonctionnement à grande émission électronique :

c'est le régime normal ; malheureusement, la charge d'espace complique les phénomènes et nous devons nous contenter des résultats expérimentaux.

Les tensions V_a du boîtier et V_r du repousseur sont données par des alimentations électroniques variables de 0 V à 300 V. Le courant ionique est collecté sur une cible et mesuré par lampe électromètre. La pression dans l'installation est donnée par une jauge à ionisation. Elle ne dépasse pas 10^{-5} mm de Hg. Nous ne mesurons pas la pression dans la source même, mais nous savons qu'elle est de l'ordre de 10^{-3} mm. Nous reviendrons sur ce point. Remarquons aussi que l'émission électronique du filament n'est pas fixée en donnant le courant de chauffe, car le filament évolue. Nous prendrons comme référence le courant électronique $I_\mathcal{E}$ pour $V_a = 100$ V ; $V_r = 0$ V ; $\mathcal{H} = 0$

a) Caractéristiques électroniques.

Nous étudions d'abord les variations du courant électronique I_b (capté par le boîtier) et I_r (capté par le repousseur) en fonction de V_a et $\mathcal{H}$.

L'émission électronique est donnée pour $\mathcal{H} = 0$, $V_a = 100$ V, $V_r = 0$ V par

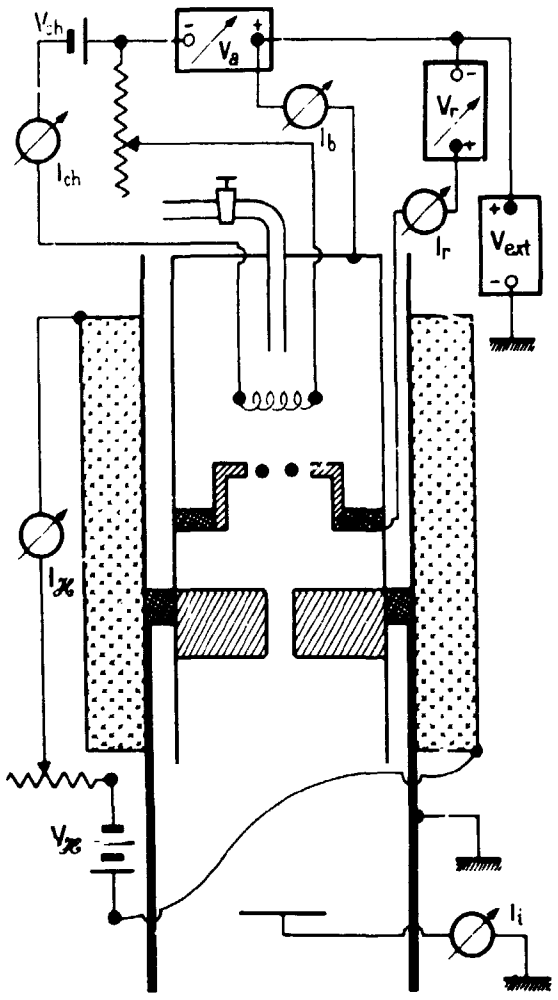
$$\begin{cases} I_{bo} = 38\ \mu A \\ I_{ro} = 12\ \mu A \end{cases}$$

La pression est de 10^{-5} mm dans le tube ;

$$V_{extr} = 0\ V$$

Nous obtenons la courbe n° 1 et nous constatons :

$$\boxed{I_b \text{ et } I_r = f(\mathcal{H})\, V_a}$$



- Fig. 29 -

MONTAGE D'ETUDE -

Il est donné par la figure 29.

V_a et V_r variables de 0 V à 250 V.

$$V_{ch} = 6 \text{ V}$$

Le champ $\mathcal{H}$ est supposé axial dans la source ; il est donné par une bobine de 1 000 spires et le champ est sensiblement égal à

$$\mathcal{H}^{\text{oersted}} \simeq 100\ I^{\text{Ampères}}_{\mathcal{H}}$$

V_{extr} est une alimentation HT variable de 0 V à 1 500 V.

1°) FONCTIONNEMENT A FAIBLE EMISSION ELECTRONIQUE.

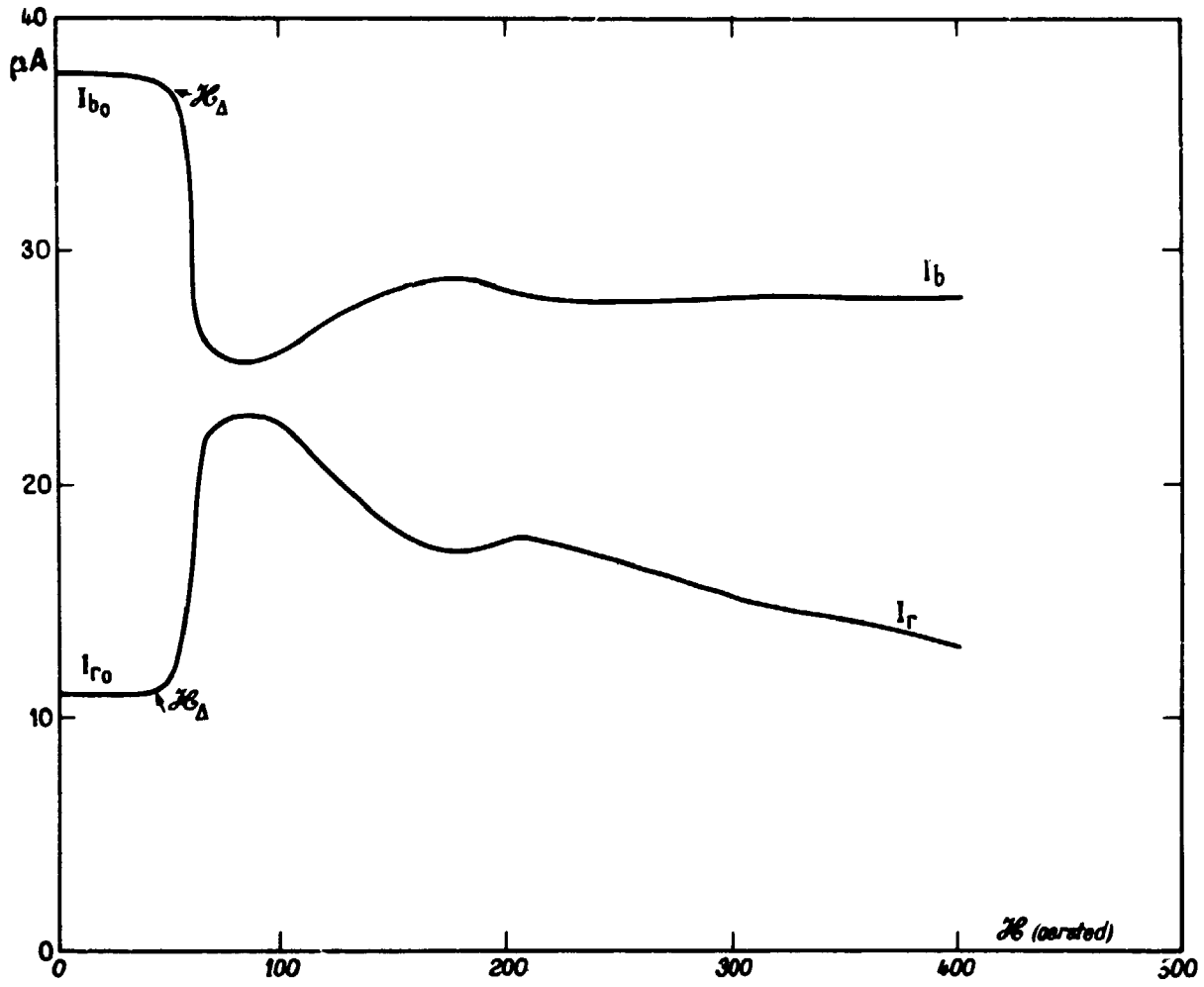
Cette partie de l'étude est elle-même subdivisée en deux chapitres principaux :

a) caractéristiques électroniques de la source,

b) caractéristiques ioniques de la source,

en fonction de ses paramètres. Pour relever ces caractéristiques, nous avons disposé la source sur un bâti d'étude spécial comportant un banc de pompage et des alimentations électriques. La pression dans la source est réglable grâce à un robinet de fuite. Le filament est chauffé par batteries et réglable par un rhéostat. Un montage identique est prévu pour le champ magnétique de la source.

a_1) il existe des coudes de diminution et d'augmentation de I_b et I_r pour une valeur de $\mathcal{H}$ donnée ($\mathcal{H} = \mathcal{H}_\Delta$) ;



- Courbes n°1 -

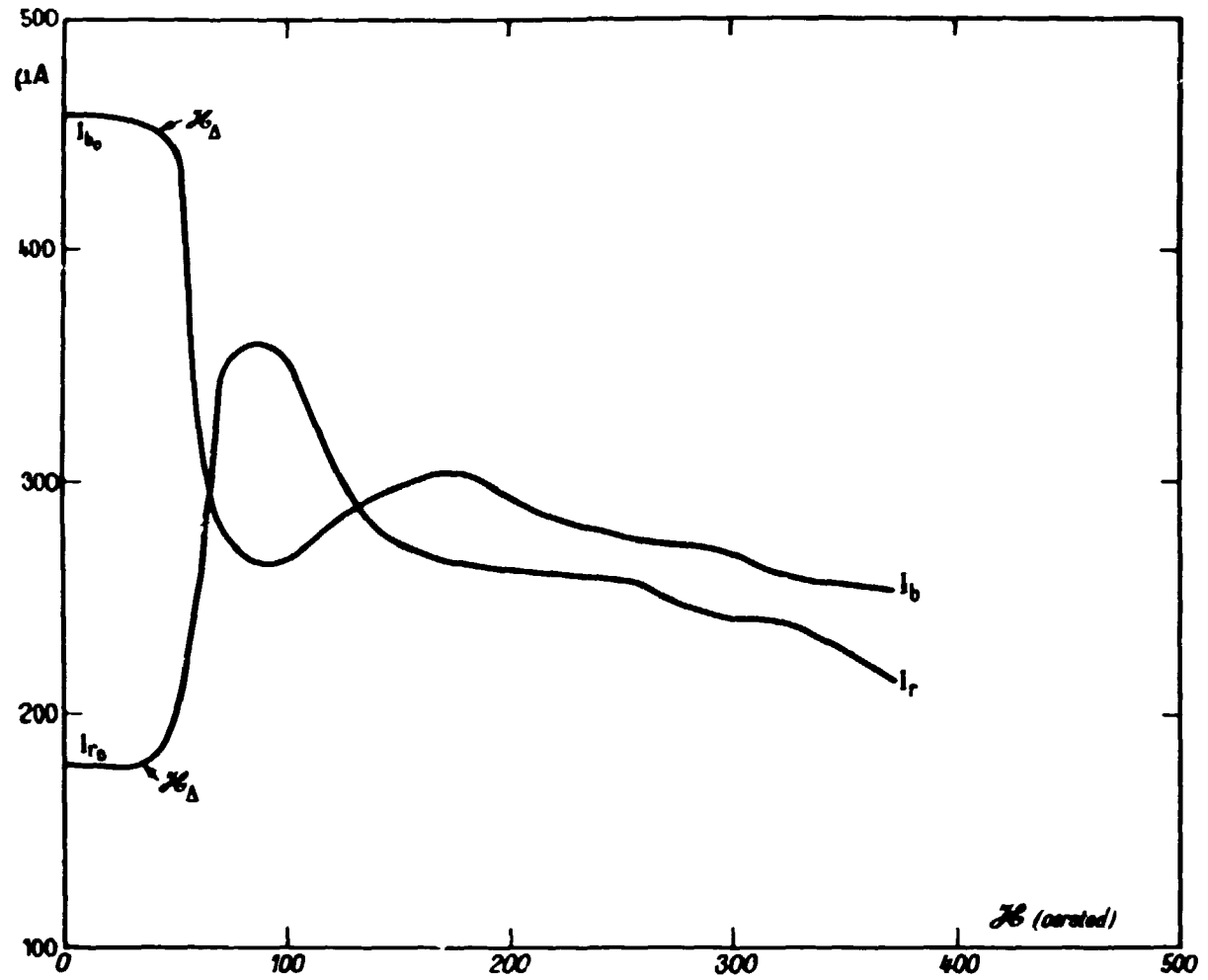
a_2) les variations $-\Delta I_b$ et $+\Delta I_r$ sont sensiblement égales en valeurs absolues ; cependant, le flux électronique total n'est pas constant et diminue pour V_a donnée quand $\mathcal{H}$ augmente ;

$$a_3) \quad -\frac{\Delta I_b}{I_{\mathcal{E}\text{total}}} \simeq +\frac{\Delta I_r}{I_{\mathcal{E}\text{total}}}$$

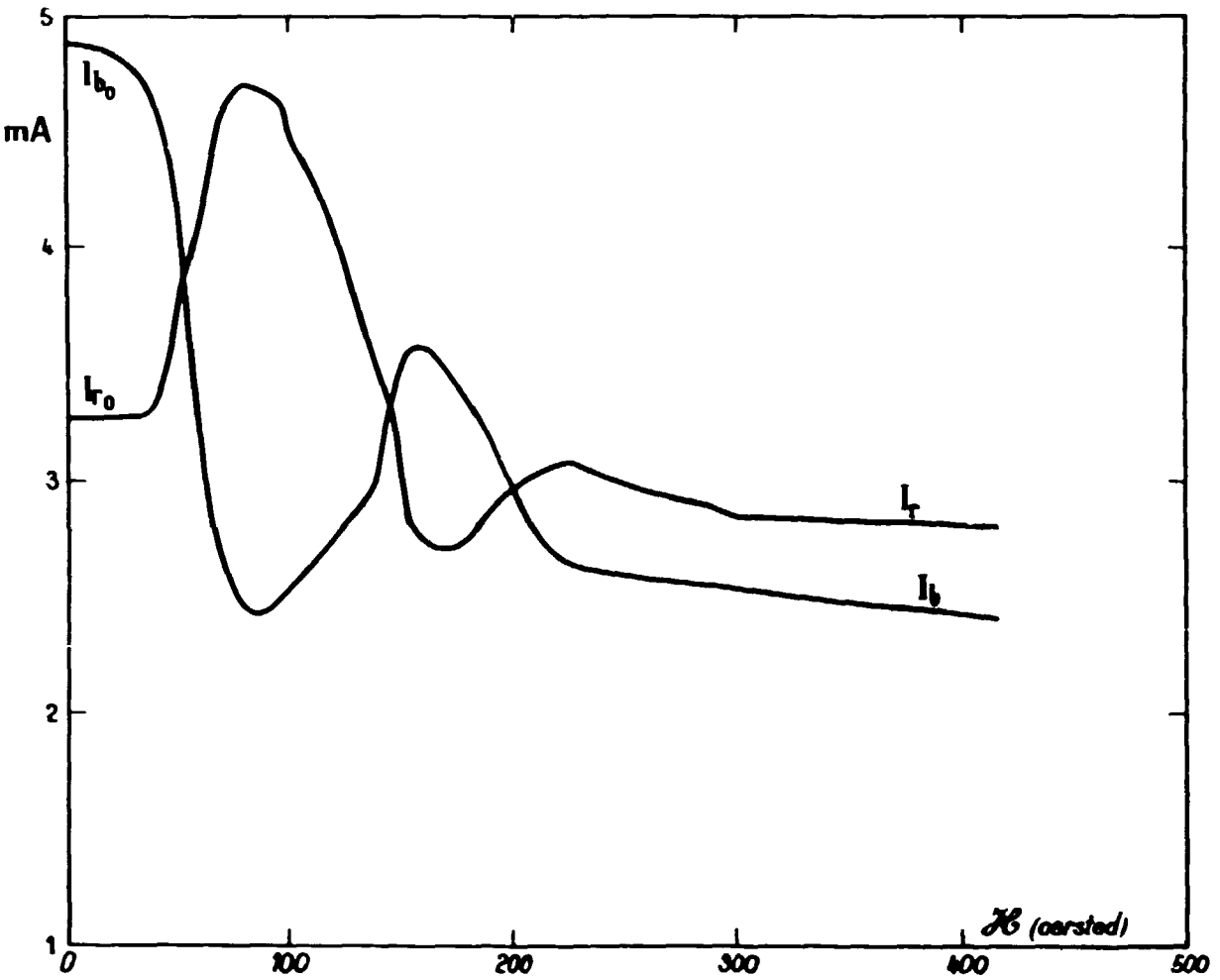
$$\simeq \frac{12}{48}$$

soit 25 pour cent

$$\frac{I_{ro}}{I_{bo}} \simeq \frac{11}{37}, \quad \text{soit 30 pour cent}$$



- Courbes n°2 -



- Courbes n°3 -

Courbes n°2 et 3.

Elles sont obtenues dans les mêmes conditions, mais avec des émissions électroniques totales environ 10 et 100 fois plus fortes. Nous remarquons que :

a_4) l'allure générale n'a que peu changé ; les coudes, bien que moins nets, se produisent autour des mêmes valeurs de $\mathcal{H}_\Delta$ que précédemment. Les variations relatives $\frac{\Delta I_b}{I_{\varepsilon \text{ total}}}$ sont légèrement plus fortes.

a_5) le courant repousseur I_{ro} par contre augmente dans des proportions plus grandes que I_{bo} quand l'émission électronique totale augmente.

Courbes n°2 $\quad \frac{I_{ro}}{I_{bo}} = \frac{180}{460}$

$\simeq$ 39 pour cent

Courbes n°3 $\quad \frac{I_{rc}}{I_{bc}} = \frac{3\,300}{4\,900}$

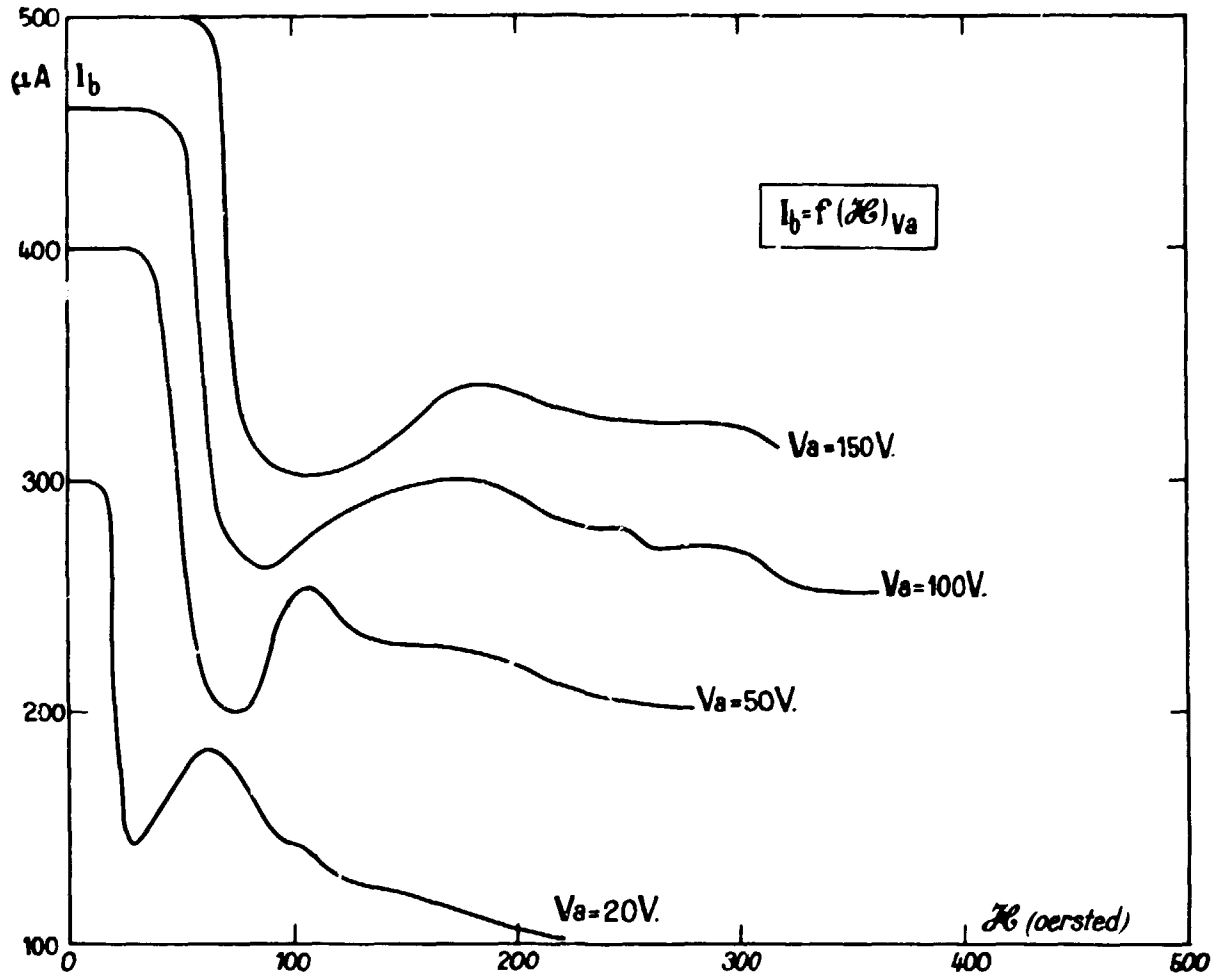
$\simeq$ 67 pour cent

Courbes n° 4 et 5.

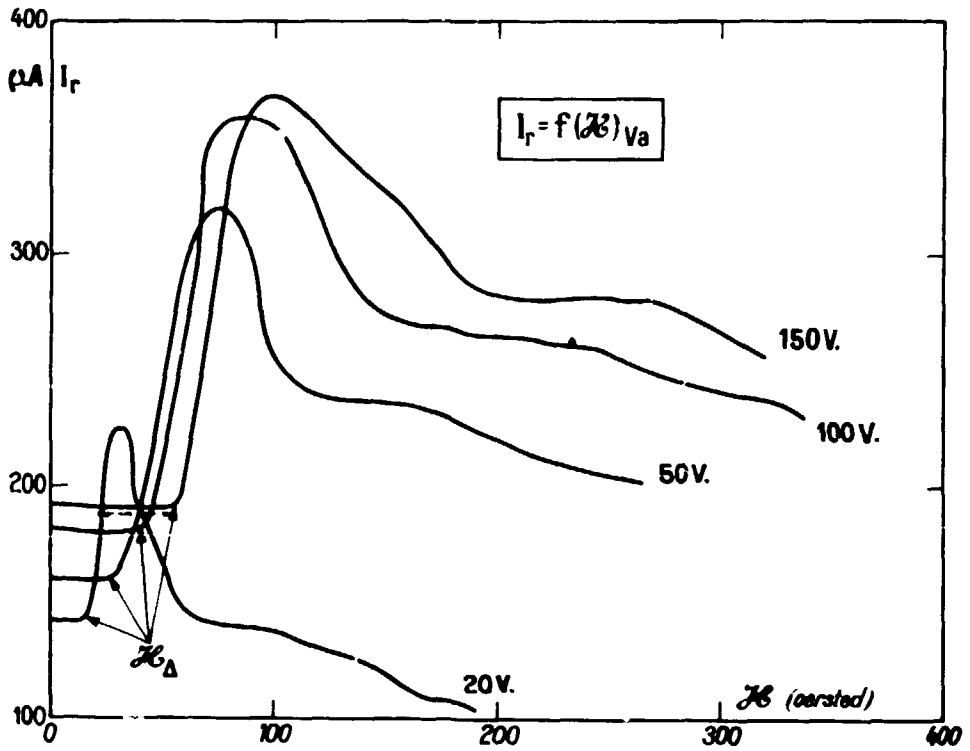
I_b et $I_r = f(\mathcal{H}_e)$ $V_a =$ { 20 V, 50 V, 100 V, 150 V }

a_6) On voit que les coudes de $-\Delta I_b$ et $+\Delta I_r$ se produisent pour des valeurs de $\mathcal{H} = \mathcal{H}_\Delta$ d'autant plus fortes que V_a est grand .

Plus exactement, ces valeurs sont telles que :



- Courbes n°4 -



- Courbes n°5 -

$$\frac{\sqrt{V_a}^{\,volt}}{\mathcal{H}_\Delta^{\,oerst}} \simeq K^{te}$$

$$\simeq 0,25$$

En effet, on relève :

	V_a	$\mathcal{H}_\Delta$	$\frac{\sqrt{V_a}}{\mathcal{H}_\Delta}$
Courbes n°4	20	18 ± 2	0,25
	50	30	0,235
	100	40	0,25
	150	60	0,21
Courbes n°5	20	18	0,25
	50	25	0,28
	100	40	0,25
	150	50	0,245

Relevé des lignes équipotentielles dans la source.

Nous complétons cette première étude expérimentale par un relevé des équipotentielles à la cuve électrolytique (voir fin du chapitre III). Notons que, sur ce relevé, le filament est grossièrement représenté par la moyenne de ses deux aspects perpendiculaires, afin de garder une symétrie cylindrique. Ce relevé ne nous donnera qu'une idée approximative de la distribution des potentiels dans la source en absence de charge d'espace.

Interprétation des résultats.

Sur le relevé, on voit que le champ électrique n'est pas uniforme mais complexe. Par ailleurs, on conçoit aisément que l'émission thermoionique d'un filament boudiné ne suive pas la loi de LAMBERT. En outre, nous ne pouvons pas faire d'hypothèses valables sur le champ électrique à proximité du filament.

Nous n'avons pas la prétention de déterminer les trajectoires électroniques dans un cas aussi compliqué, d'autant plus qu'il s'y superpose l'action d'un champ magnétique axial $\mathcal{H}$.

Mais, d'après les constatations expérimentales, nous pouvons affirmer que, pour des valeurs de $\mathcal{H}$ croissantes, les trajectoires électroniques ont tendance à s'enrouler de plus en plus autour des lignes de forces magnétiques axiales. Leur rayon de courbure est :

$$\rho = \frac{m}{q} \frac{\mathcal{V}_r}{\mathcal{H}}$$

où $\mathcal{V}_r$ est à chaque instant la vitesse radiale de l'électron.

Ainsi, les coudes de diminution $-\Delta I_b$ pourraient être dus au fait que pour $\mathcal{H}$ croissant un certain nombre d'électrons n'atteint plus la paroi cylindrique du boîtier alors que pour $\mathcal{H}$ nul ou faible c'était le cas (explication du point a_1).

En fuyant les parois latérales du boîtier, ces électrons pourront évoluer dans un espace où la composante axiale du champ électrique devient importante (ce qui explique le point a_2) ; les électrons "décollant" de la paroi cylindrique tomberont sur la bague du repousseur dont le rayon est inférieur à celui du cylindre : d'où compensation de $-\Delta I_b$ et $+\Delta I_r$.

Il est évident que $\mathcal{H}$ ne peut concentrer efficacement toutes les trajectoires électroniques. Ainsi des électrons émis du filament avec une vitesse initiale radiale V_{or} nulle ou faible et pénétrant, dès leur extraction, dans un champ électrique axial, ne subiront aucune action magnétique et seront toujours captés quel que soit $\mathcal{H}$ par l'anneau concentrique du repousseur ou par la paroi épaisse. De même, des électrons de vitesse initiale quelconque mais pénétrant dès leur extraction dans un champ électrique radial, seront après des mouvements complexes invariablement captés par la paroi cylindrique (ce qui explique a_3) : 25 pour cent des électrons seulement sont affectés par le phénomène de "décollage".

Pour expliquer a_5), nous sommes obligés de faire l'hypothèse d'une charge d'espace qui intensifierait le champ électrique axial.

Quant à a_6) , nous l'expliquons ainsi : les rayons de courbure des trajectoires sont à chaque instant fonction de la composante de vitesse radiale qui est donnée par :

$$\mathcal{V}_r = \frac{\sqrt{2q}}{m} V_a$$

car c'est la tension d'arc qui crée le champ radial ; le rayon de courbure est donc donné par une expression de la forme

$$\rho = k \frac{\sqrt{V_a}}{\mathcal{H}}$$

d'où la constante $\frac{\sqrt{V_a}}{\mathcal{H}}$

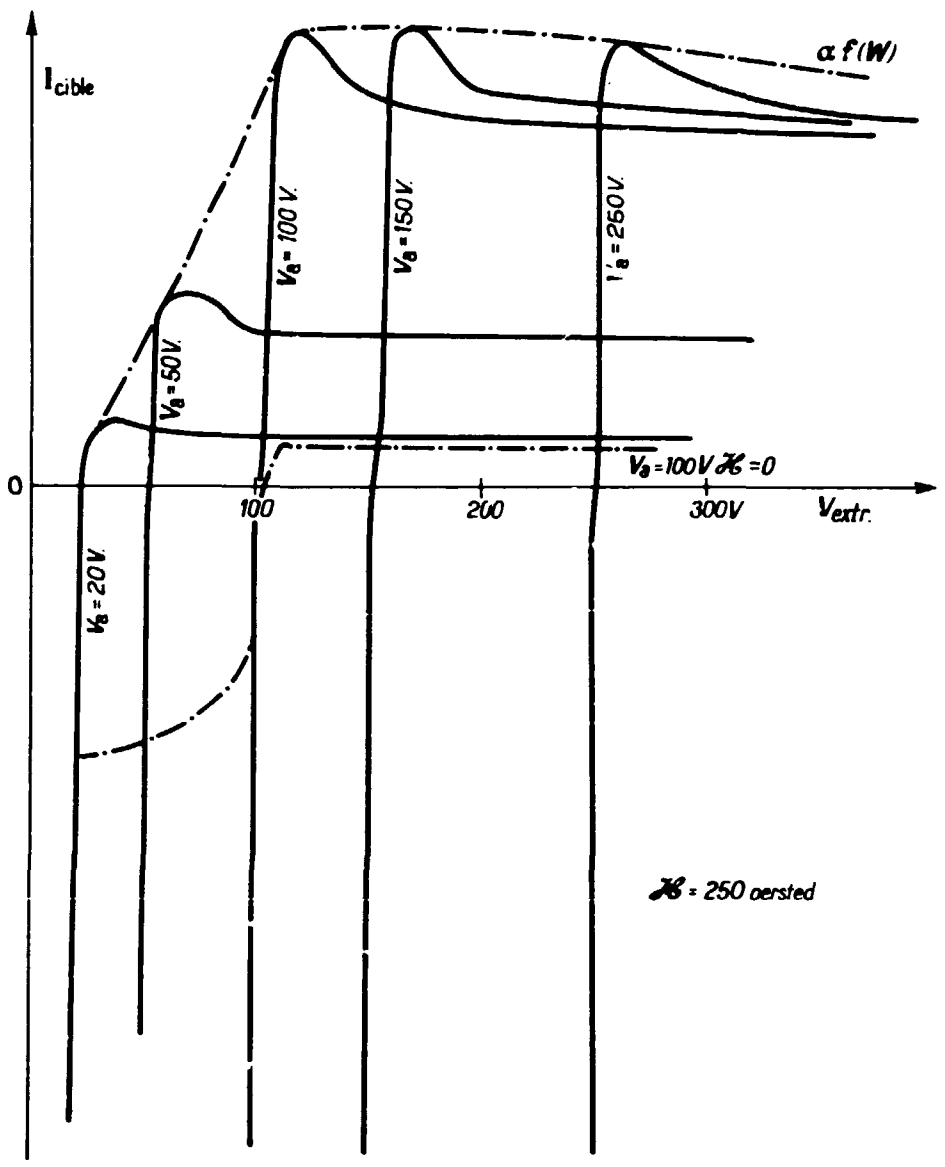
b) Caractéristiques ioniques.

Le relevé des potentiels nous montre qu'il n'y a pas de pénétration du champ d'extraction dans la source, la paroi épaisse séparant nettement cette dernière de l'espace spectrométrique.

S'il en est ainsi, I_i le courant ionique collecté doit être indépendant de V_{extr} pour une V_a donnée. Les ions sortiraient à ce moment par simple diffusion à travers le canal.

Courbes n°6

$I_i = f(V_{extr})\ V_a$ $\mathcal{H} = 250_{oer}$



- Courbes n°6 -

Nous constatons que :

b_1) pour $V_{extr} < V_a$ en valeurs absolues, la cible collecte des électrons, ce qui est normal, car dans ce cas l'énergie $q_o V_a$ des électrons passant par le canal, et il y en a toujours, est suffisante pour remonter des potentiels opposés mais inférieurs en valeurs absolues. (Ceci explique a_2) où nous avons constaté que le flux électronique total diminuait avec $\mathcal{H}$ croissant). Comme ce courant électronique est plus important que I_i dans les mêmes conditions, le courant collecté résultant est négatif;

b_2) pour $V_{extr} \gg V_a$ en valeurs absolues, le courant s'inverse ;

b_3) après une pointe dont nous ne nous expliquons pas l'origine , I_i reste sensiblement indépendant de V_{extr} ;

b_4) pour $\mathcal{H} = 0$, l'allure générale de la courbe ne change pas ; I_ε et I_i sont seulement plus faibles ;

b_5) pour V_a différents, I_i est variable. Ce phénomène est dû à la fonction

$$\alpha = \varphi(q_o V)$$

où α est un coefficient spécifique d'ionisation des électrons d'énergie $q_o V$. En joignant les sommets de I_i sur la courbe n°6, nous traçons la fonction précitée. Le gaz dans la source étant de l'air raréfié, nous retrouvons comme énergie optimum 100 à 150 V, chiffres bien connus [13].

Connaissant I_i f $(V_{extr})_V$, étudions alors l'influence de V_a et $\mathcal{H}$ sur le courant ionique dans les conditions suivantes :

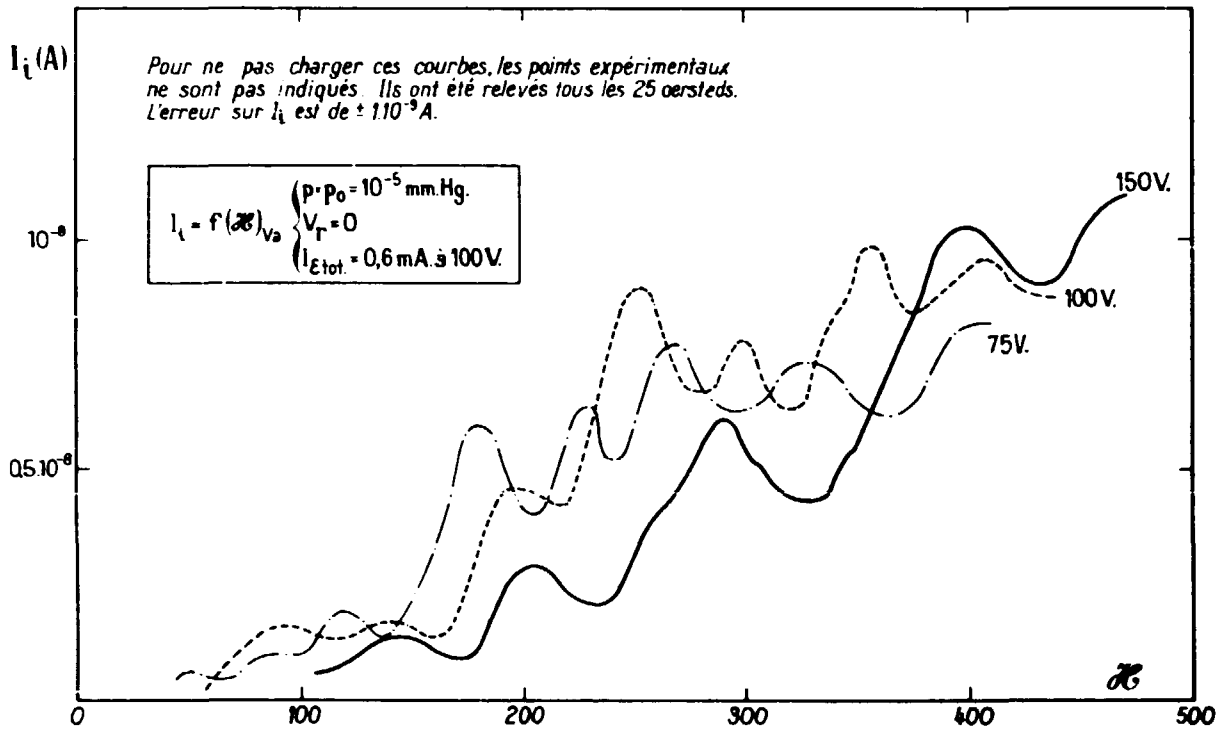
$$I_i = \varphi\ (V_a\ ,\ \mathcal{H}) \qquad \begin{cases} V_{ext.} = 400\ V \\ V_r = 0\ V \\ P = 10^{-5}\ mm\ Hg \end{cases}$$

Pour effectuer cette étude, la source a dû être dégazée pendant plusieurs semaines, car les premières mesures n'ont pas été reproductibles. Nous travaillons en effet à faible émission électronique, d'où faibles courants ioniques, et à la pression limite ; alors des dégazages fortuits à l'intérieur de la source introduisent des mesures aberrantes.

Les résultats suivants ont été obtenus avec une émission électronique totale fixée à 0,6 mA pour $V_a = 100$ V

Courbes n°7

$$I_i = \varphi\ (\mathcal{H})_{V_a}$$



- Courbes n°7 -

Nous constatons que :

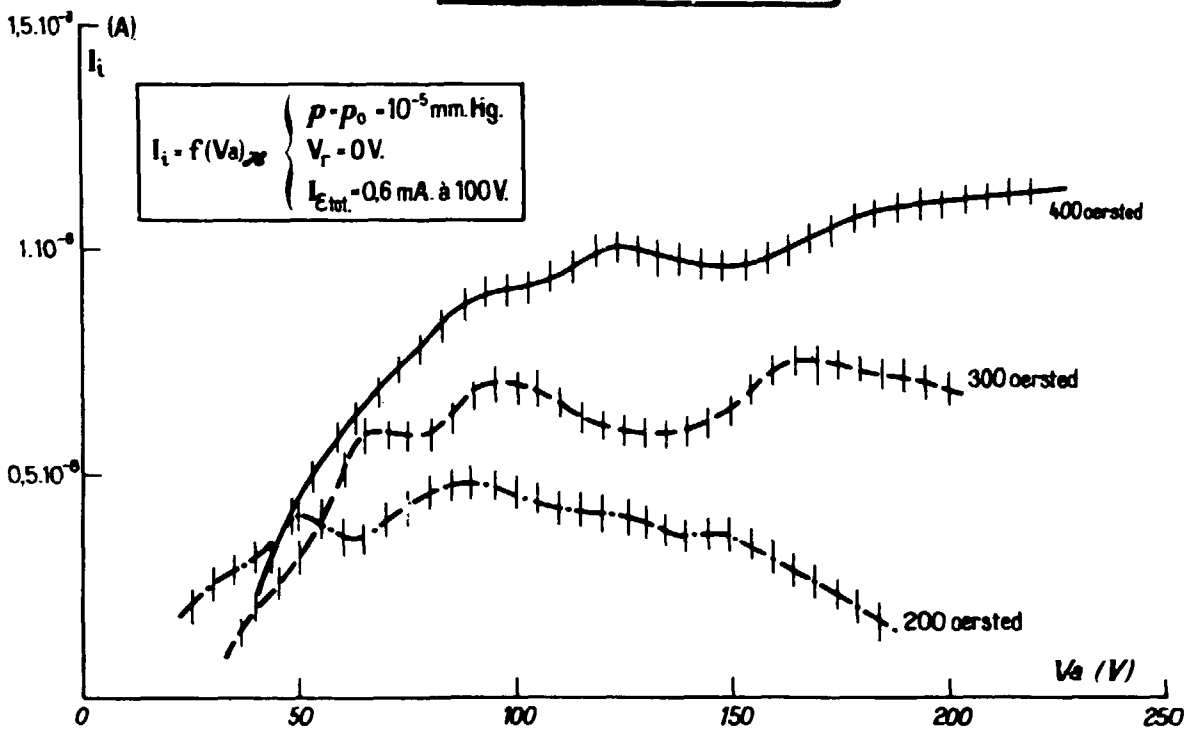
b_6) ces courbes présentent des pics sur toute leur étendue ;

b_7) ces pics sont d'autant moins rapprochés entre eux que V_a est grand ;

b_8) le courant I_i prend naissance pour des valeurs de $\mathcal{H}$ d'autant plus élevées que V_a est grand et augmente, abstraction faite des pics, avec $\mathcal{H}$;

b_9) pour V_a donnée, les pics se suivent à des intervalles sensiblement réguliers.

Courbes n° 8 $\quad I_i = \varphi(V_a)_{\mathcal{H}}$



- Courbes n°8 -

b_{10}) il y a toujours des pics, mais moins nets et moins nombreux, qui ne se suivent pas à des intervalles réguliers. Leur succession s'approcherait plutôt d'une loi en $(n)^2$ tout en étant plus complexe.

Interprétation des résultats.

Considérons l'ensemble de la source. V_r étant nul, le champ électrique à l'intérieur de l'espace repousseur/paroi épaisse est nul. Du filament sont extraits des électrons dont les composantes axiales et radiales de la vitesse initiale sont $\mathcal{V}_{oy}$ et $\mathcal{V}_{or}$. Ces électrons décrivent dans l'espace filament/repousseur des trajectoires complexes. Un certain nombre d'électrons arrivent dans la région "R" du repousseur. Leurs vitesses sont devenues $\mathcal{V}_y$ et $\mathcal{V}_r$.

$\mathcal{V}_r$ est inconnu, $\mathcal{V}_y$ par contre pourra être connu. En effet, tous les électrons arrivés en "R" auront acquis dans le sens axial une énergie $q_o V_a$ et la composante de vitesse axiale leur sera sensiblement commune.

$$\mathcal{V}_y = \mathcal{V}_{oy} + \sqrt{\frac{2q}{m} V_a} \qquad (1)$$

où $\mathcal{V}_{oy}$ est certainement négligeable par rapport à $\sqrt{\frac{2q}{m} V_a}$.

Or, nous savons que des électrons de $\mathcal{V}_y$ identiques et $\mathcal{V}_r$ différents décriront dans un espace sans champ électrique mais soumis à un champ magnétique axial des hélicoïdes à pas constant. Leur pas est donné par :

$$P = \left(\frac{2\pi m}{q_o}\right) \frac{\mathcal{V}_y}{\mathcal{H}} \qquad (2)$$

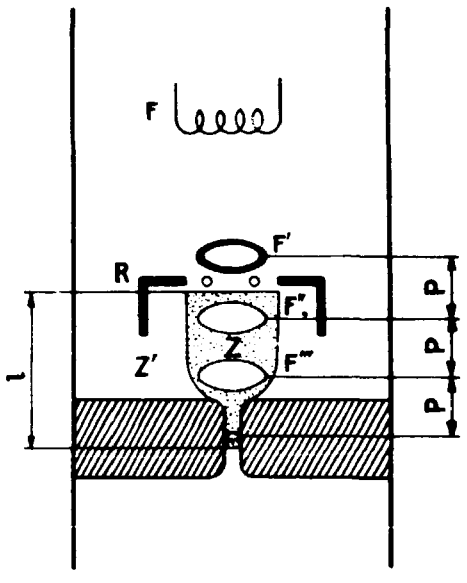
En remplaçant $\mathcal{V}_y$ par sa valeur donnée en (1) et les symboles par leur valeurs numériques respectives, on trouve :

$$P^{cm} \simeq 21 \frac{\sqrt{V_a}^{volt}}{\mathcal{H}_{oerstedt}} \qquad (3)$$

Soit alors F' une image grossière du filament quelque part à proximité du repousseur où le champ électrique est nul. Pour des valeurs de $\frac{\sqrt{V_a}}{\mathcal{H}}$ données, à toutes les distances égales à P , nous retrouverons dans l'espace repousseur/paroi épaisse des images telles que F" F"' F"", etc... Ces images étant des lieux de concentration électronique seront aussi des lieux d'ionisation intense.

Admettons qu'il existe dans l'espace considéré deux zones : Z et Z'. Tous les ions créés en Z peuvent sortir de la source par le canal. Les ions créés en Z', par contre, n'ont aucune chance de passer à l'extérieur. Si une ou un nombre N d'images se forment dans la zone Z, le courant ionique présentera une croissance ; si, en faisant varier $\frac{\sqrt{V_a}}{\mathcal{H}}$, aucune ou N-1 images se forment dans la zone Z , le courant ionique pourra présenter une décroissance.

Nous ne connaissons pas les frontières de la zone Z, mais nous supposons que Z entoure la région de l'orifice du canal. Par ailleurs, il est évident que Z doit être subdivisée en un grand nombre de zones élémentaires z_1, z_2, z_3 ...z_n où la probabilité de sortie pour les ions est différente. Ainsi les ions créés dans le canal même ont une probabilité très grande de passer dans l'espace extérieur. Or, ces derniers seront d'autant plus nombreux que le nombre d'électrons pénétrant dans le canal sera grand. Ceci se produira quand ρ leur rayon de giration devient inférieur à 1 mm. Donc quand, pour V_a fixe, $\mathcal{H}$ augmente (b_8), et pour des valeurs de $\mathcal{H}$ d'autant plus basses que $\sqrt{V_a}$ est lui-même faible.



- Fig. 30 -

Soit l la longueur axiale de la zone Z que nous supposons définie, le nombre entier d'images de F dans Z sera donné par $N = \frac{l}{p}$,

(en négligeant les décimales dans le rapport) ou encore, en remplaçant P par sa valeur trouvée en (3)

$$N = \frac{\ell}{21} \quad \frac{\mathcal{H}}{\sqrt{V_a}} \qquad (4)$$

Cette relation montre que pour V_a donnée les pics doivent se suivre à des intervalles réguliers de $\Delta \mathcal{H}$ et que le nombre de pics N est d'autant plus grand que $\sqrt{V_a}$ est petit. C'est ce que nous constatons : b_7) et b_9).

Cette même relation exigerait sur la courbe I_i $f(V_a)_{\mathcal{H}}$ une succession quadratique des pics.

Or, ceci n'est pas rigoureusement vrai : b_{10}).

Par ailleurs, essayons de calculer le nombre de pics. Admettons que ℓ la hauteur de la zone Z est de 2,5 cm, c'est-à-dire que la zone Z a sa frontière supérieure vers "R" et sa frontière inférieure à l'orifice extérieur du canal ; ceci semble une dimension maximum. Dressons un tableau de p et N en fonction de $\mathcal{H}$ et V_a d'après les relations (3) et (4).

D'après ce tableau, on voit par exemple qu'entre 75 oerst et 400 oerst, les courbes n° 7 ne devraient présenter que 5 pics pour V_a = 75 V et 3 pics pour V_a = 150 V. Or, on trouve dans ces conditions 7 pics pour 75 V et 4 pics pour 150 V, c'est-à-dire plus qu'on ne pourrait prévoir.

Pour expliquer ces écarts, revenons à notre hypothèse de formation d'images F' F" F"'. Dans le tableau qui suit, la première image F' est fixée une fois pour toutes dans la région "R". Or ceci est certainement faux, car, quand pour V_a donnée $\mathcal{H}$ croît, F' lui-même se déplace vers le haut, car le champ magnétique couvre

V_a V	75 V		100 V		150 V	
$\mathcal{H}^{oer}$	P cm	N	P cm	N	P cm	N
75	2,4	1	2,8	1	3,4	1
100	1,8	2	2,1	2	2,6	2
150	1,2	3	1,4	3	1,7	3
200	0,9	4	1,05	4	1,3	4
250	0,7	5	0,84	5	1	5
300	0,6		0,7		0,87	
350	0,5		0,6		0,74	
400	0,45		0,5		0,67	

aussi l'espace filament/repousseur. Il en résulte dans ce cas qu'outre le rapprochement entre elles des images F' F" F"' .... il y a simultanément déplacement des images vers le haut. N sera donc, si nous supposons la zone Z invariable, plus grand que dans notre calcul. En outre, nous supposons que le champ électrique est nul dans toute la zone Z, ce qui n'est pas rigoureusement vrai car il y a certainement une légère pénétration du champ d'extraction dans le canal, et pénétration du champ d'accélération électronique dans l'espace "R".

Nous n'avons pas la prétention de pousser plus loin cette analyse, mais pensons que ce qui précède justifie aussi la succession non quadratique des maxima sur les courbes n° 8, surtout que la charge d'espace n'est probablement jamais nulle.

Rappelons que toute l'étude précédente a été faite avec $V_r = 0$, c'est-à-dire que le repousseur était au même potentiel

que le boîtier. Dans l'étude qui suit, nous verrons l'influence importante de V_r sur le courant ionique.

Nous travaillons dans les mêmes conditions de pression et d'émission électronique totale, c'est-à-dire

$$p = 10^{-5} \text{ mm Hg}$$

$$\text{et } I_e = 0{,}6 \text{ mA pour } V_a = 100 \text{ V}$$

$$\text{quand } \begin{cases} \mathcal{H} = 0 \\ V_r = 0 \end{cases}$$

Un relevé à la cuve nous donne la nouvelle répartition des potentiels dans la source quand $V_r \neq 0$ (voir fin du chapitre III).

FONCTIONNEMENT DE LA SOURCE AVEC $V_r \neq 0$ V .

Nous traçons les courbes n° 9 , 10 et 11 :

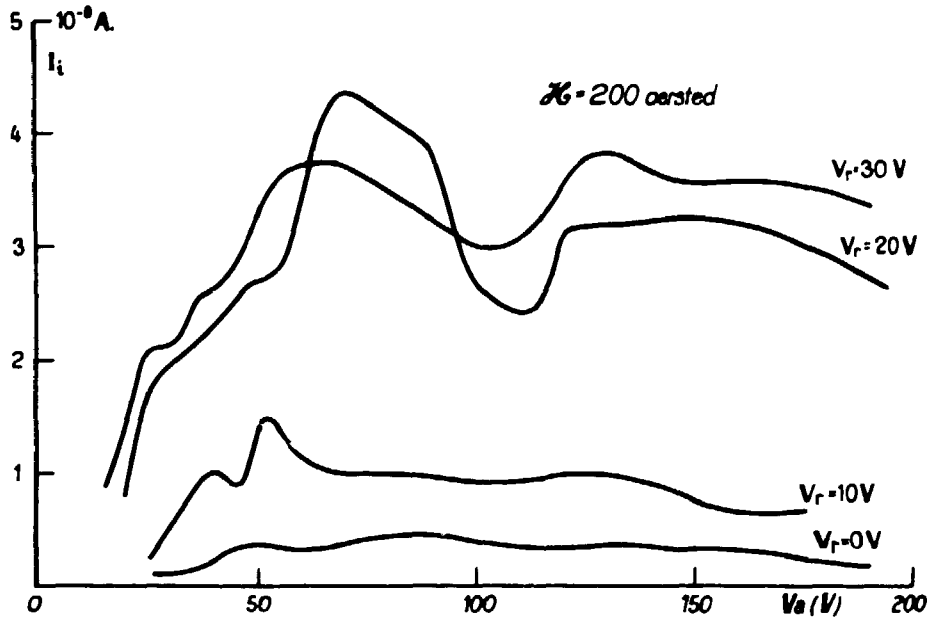
$$\boxed{I_i = \Psi (V_{a_1}, \mathcal{H}_1, V_r)}$$

et nous constatons que :

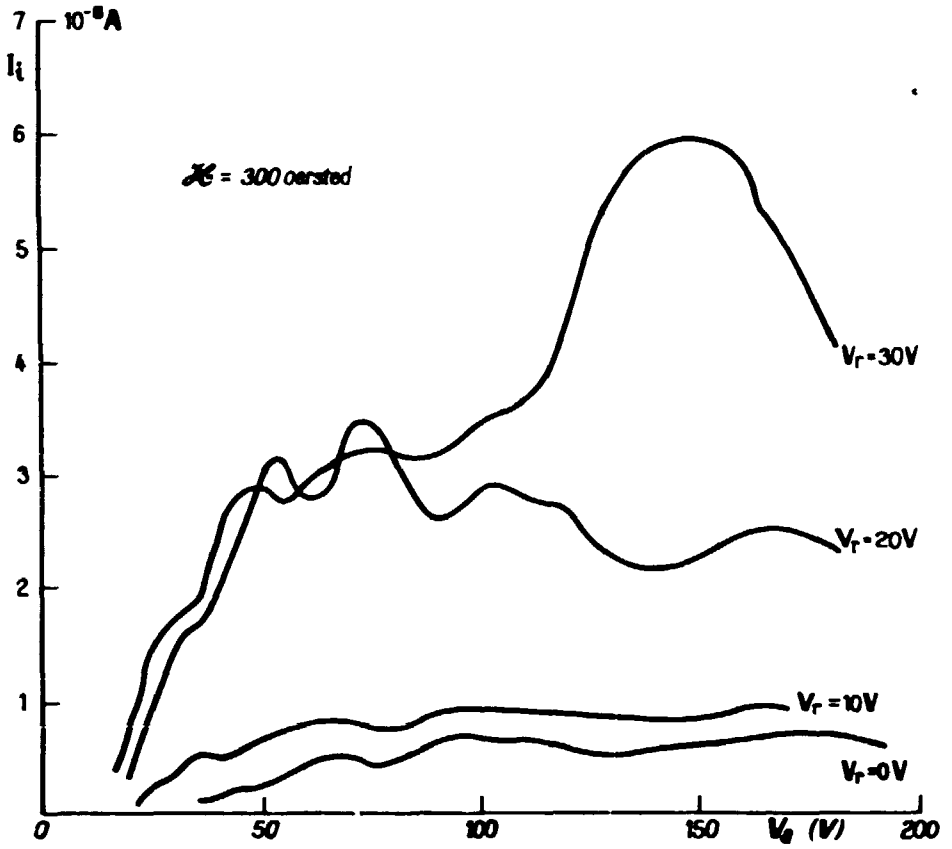
b_{11}) le courant ionique obtenu avec $V_r > 0$ V est toujours supérieur à celui obtenu avec $V_r = 0$ V ;

b_{12}) cette augmentation est d'autant plus sensible que V_r est important ;

b_{13}) le nombre de pics augmente pour $\mathcal{H}$ donné, quand V_r devient grand devant V_a ; ceci d'autant plus que $\mathcal{H}$ devient intense ;



- Courbes n°9 -



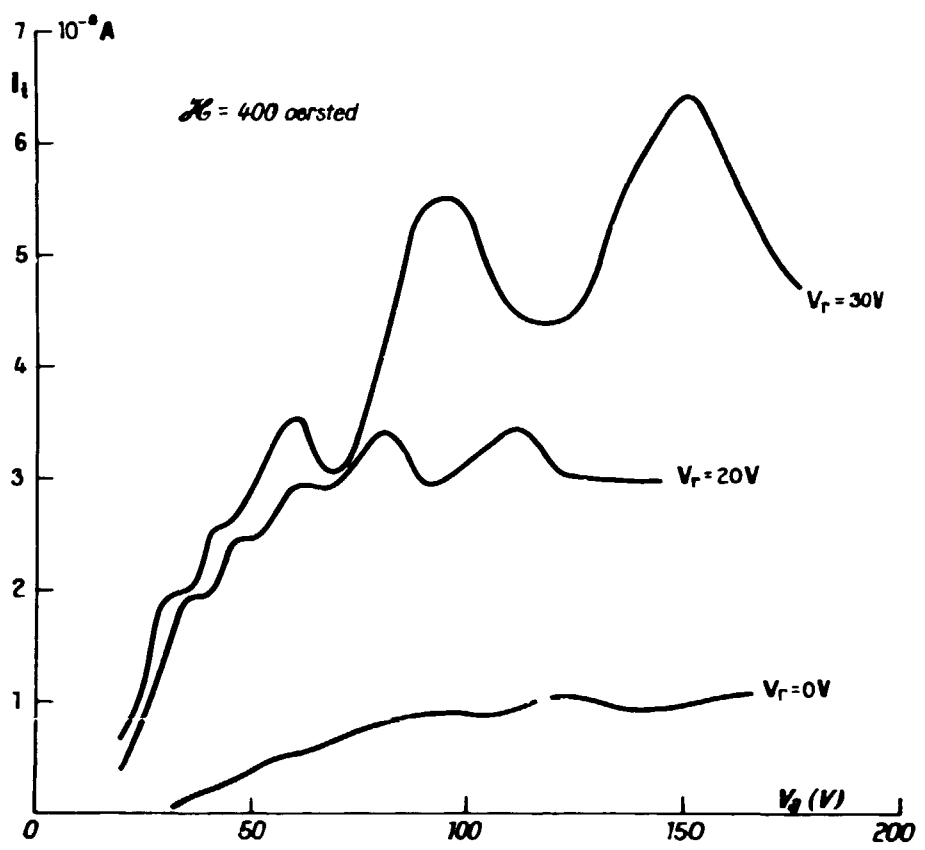
- Courbes n°10 -

b_{14}) le courant ionique peut être important même si V_a est faible. Il subsiste même quand $V_a < V_{ionisation\ du\ gaz}$.

Interprétation des résultats.

Les ions ne sortent pas seulement par effet de diffusion à travers le canal, mais l'existence d'un champ électrique décroissant dans l'espace repousseur/paroi épaisse les accélère vers l'orifice. Il en résulte que la zone Z est certainement agrandie et explique que pour V_r = 30 V le courant ionique augmente d'un facteur compris entre 5 et 10 par rapport à celui de $V_r = 0$: b_{11}) et b_{12}).

En outre, les électrons pénètrent dans ce cas dans un champ électrique décroissant. Nous ne pouvons pas calculer leur pas car ce champ n'est pas uniforme. Mais nous concevons aisément que dans ce cas les électrons décriront des hélicoïdes à pas décroissants. Les distances entre F' F" F"', etc.... ne seront plus égales mais diminueront au fur et à mesure que l'électron pénètre dans le champ considéré.



- Courbes n°11 -

Les pics se rapprocheront donc d'autant plus que V_r prend de l'importance par rapport à V_a et que $\mathcal{H}$ est lui-même intense : b_{13}).

Comme l'énergie des électrons pénétrant dans l'espace repousseur/paroi épaisse n'est plus $q_o V_a$ mais $q_o (V_a + V_r)$, il suffit pour V_r important d'une faible V_a pour ioniser ; l'ionisation pouvant par ailleurs être obtenue après plusieurs excitations successives de l'atome : b_{14}).

FONCTIONNEMENT A GRANDE EMISSION ELECTRONIQUE.

$$I_i = f(I_\varepsilon, p)$$

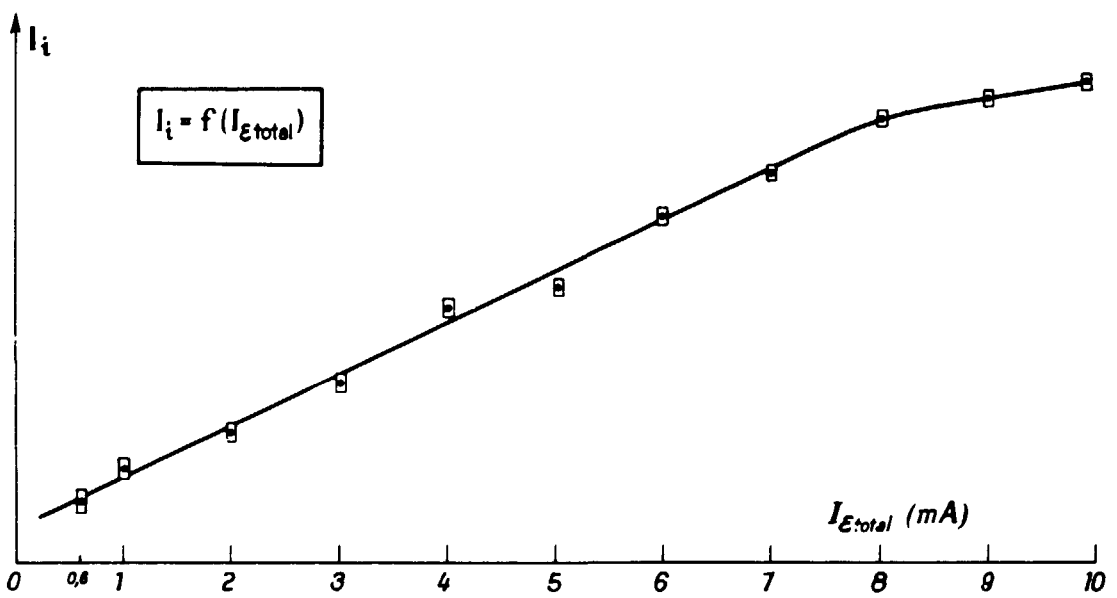
Pour compléter l'étude du courant ionique, il nous reste deux paramètres à envisager :

- l'émission électronique I_ε et la pression dans la source p.

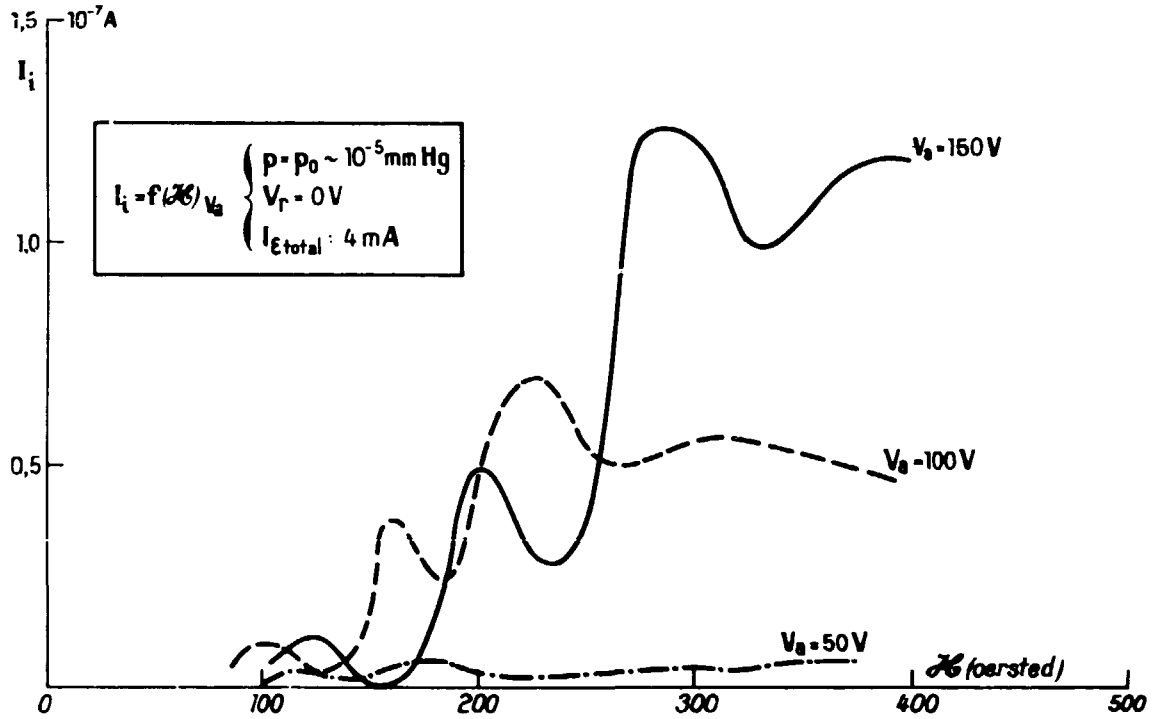
Jusqu'ici le flux électronique était constant et égal à 0,6 mA pour V_a = 100 V. Augmentons alors le chauffage du filament en maintenant V_a , $\mathcal{H}$, V_{extr} , p_o , fixes.

On voit, courbe n°12, que le courant ionique est une fonction croissante de I_ε tout au moins dans un grand domaine. Il en est de même, si on fait croître p, pression dans la source, par l'ouverture d'un robinet à fuite.

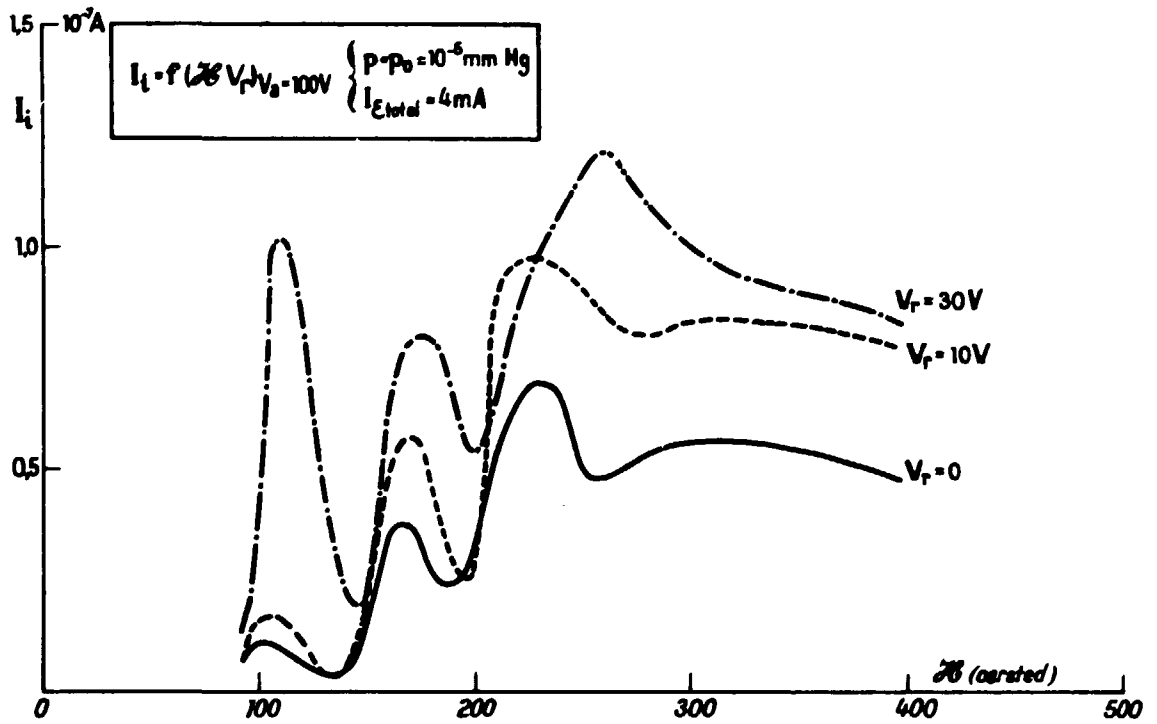
Notons de suite que, dans le cas du spectromètre, la source est connectée sur le vide primaire de l'installation à tester et que le réglage de la pression par un jeu de robinets n'est pas toujours possible. Par ailleurs, nous verrons que la pression dans la source ne doit pas dépasser quelque 10^{-2} mm Hg, afin de ne pas diminuer la sensibilité globale du détecteur. Par contre, l'augmentation du flux électronique n'est limitée que par les possibilités de dissipation thermique de la source et par la durée de vie du filament. Pour accroître les performances, nous agirons donc sur I_ε.



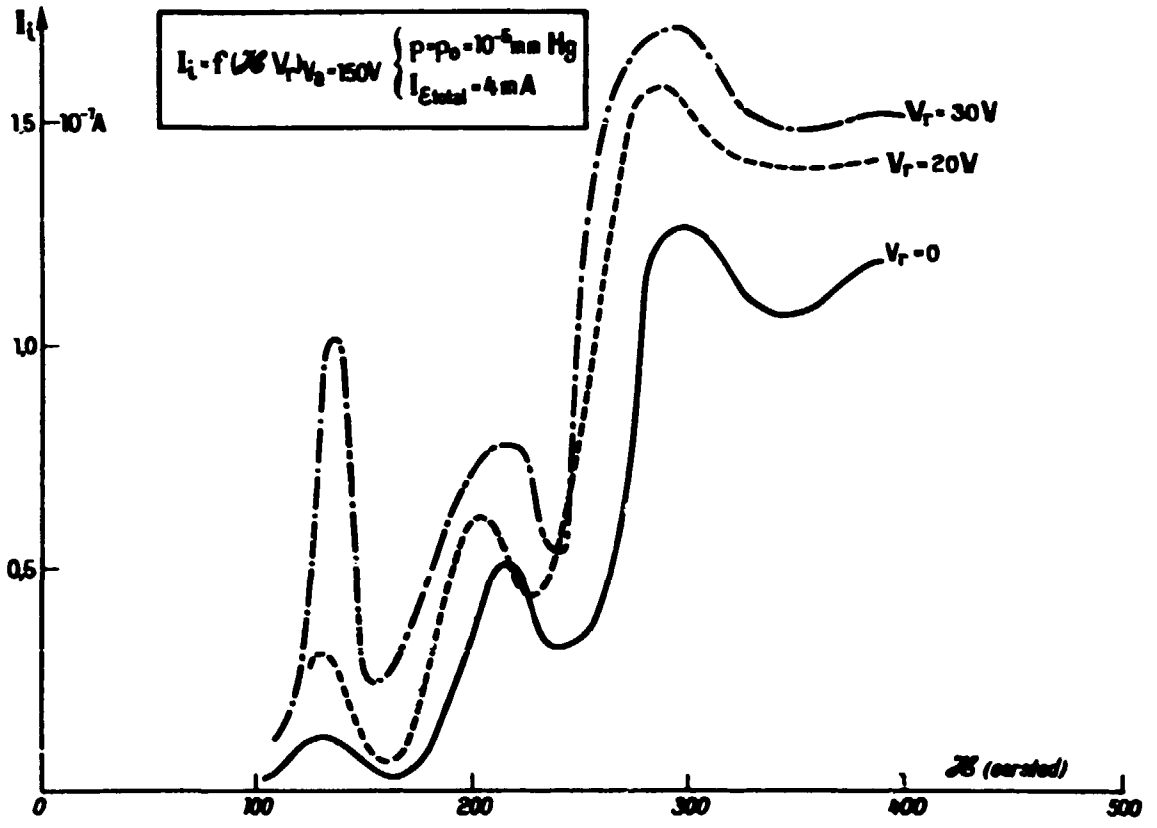
- Courbes n°12 -



- Courbes n°13 -

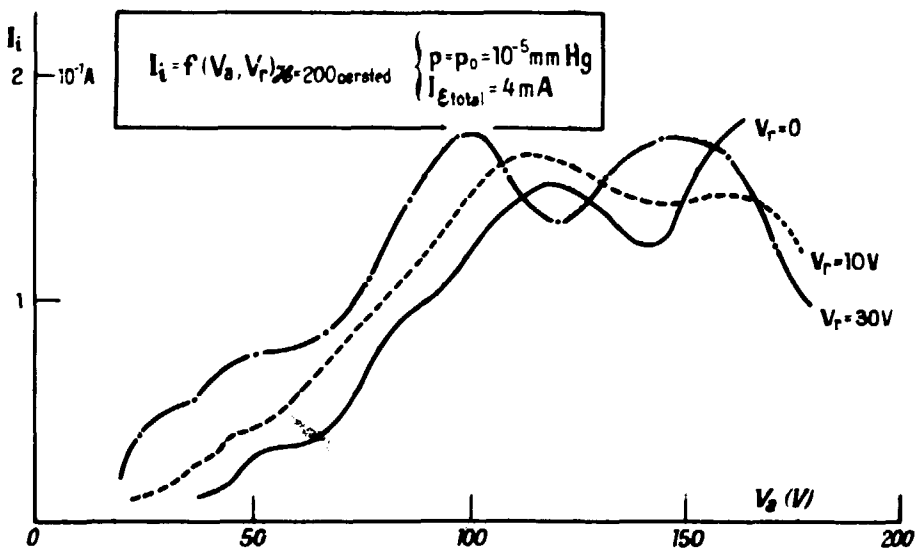


- Courbes n°14 -

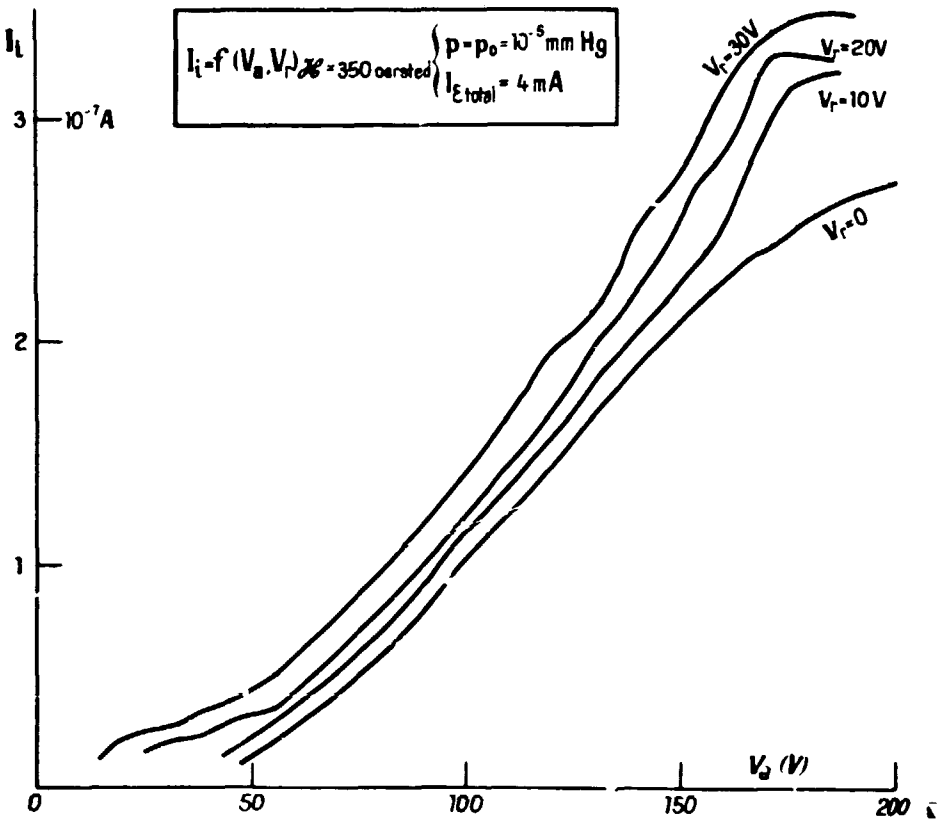


- Courbes n°15 -

Malheureusement, dans ce cas, notre analyse de fonctionnement précédente n'est plus valable, car la source sera siège d'une charge d'espace électronique très importante qui modifiera les trajectoires électroniques et ioniques.



- Courbes n°16 -



- Courbes n°17 -

Courbes n°13, 14 et 15

I_ε à 100 V = 4 mA

$$I_i = f(\mathcal{H}, V_a, V_r)$$

En comparant ces courbes à celles obtenues dans les mêmes conditions mais à faible émission électronique, on constate que le nombre de pics a encore diminué, et que des courants ioniques considérables peuvent être obtenus pour des $\mathcal{H}$ relativement faibles. Tout se passe comme si ℓ la hauteur de la zone Z avait augmenté et que les électrons subissaient de moins en moins l'action du champ électrique radial.

Courbes n° 16 et 17.

Sur ces courbes, on voit que l'efficacité du repousseur diminue si $\mathcal{H}$ atteint environ 400 gauss. Nous nous contentons de

signaler ces résultats pratiques importants.

RENDEMENT IONIQUE DE LA SOURCE.

En plaçant une cible circulaire de $\emptyset$ = 2 cm dans l'espace accélérateur à 5 cm de l'orifice de la source, on collecte un courant ionique de 1 µA dans les conditions suivantes :

$$\mathcal{H} = 300 \text{ oerstedt}$$
$$V_a = 100 \text{ V}$$
$$V_r = 0 \text{ V}$$
$$I = 5 \text{ mA}$$

Ce résultat est obtenu pour une admission dans la source de 0,04 mm^3/s d'hélium à la pression atmosphérique.

Le nombre de molécules pénétrant par seconde dans la source est de

$$n_m = \frac{6.10^{23} \cdot 0,04}{22,4\ 10^6}$$
$$\simeq 1,1\ 10^{15} \text{ molécules}$$

Le nombre d'ions collectés est, dans les mêmes conditions, de

$$n_i = \frac{10^{-6}}{1,6\ 10^{-19}}$$
$$\simeq 0,6\ \ 10^{13}$$

Le rendement ionique de la source est dans ce cas, qui correspond à un fonctionnement tout à fait normal, de :

$$\eta_i = \frac{n_i}{n_m}$$

$$= \frac{0,6 \quad 10^{13}}{1,1 \quad 10^{15}}$$

$$\simeq 0,54 \text{ pour cent}$$

En réglant la source au mieux, et en portant le courant électronique total I_ε à 30 mA, on peut encore gagner un facteur de quelques unités. Remarquons qu'alors la source travaille dans des conditions critiques et qu'un fonctionnement à longue durée est impossible dans ces circonstances.

LE CHROMATISME DU FAISCEAU IONIQUE.

Montage de mesures. Nous savons que les ions, à l'extérieur de la source, traversent un champ électrique accélérateur. Si le potentiel accélérateur est fixé à une valeur telle que V_{acc}, les ions auront à la sortie du champ une énergie égale à

$$W = q\,(\Delta V + V_{acc})$$

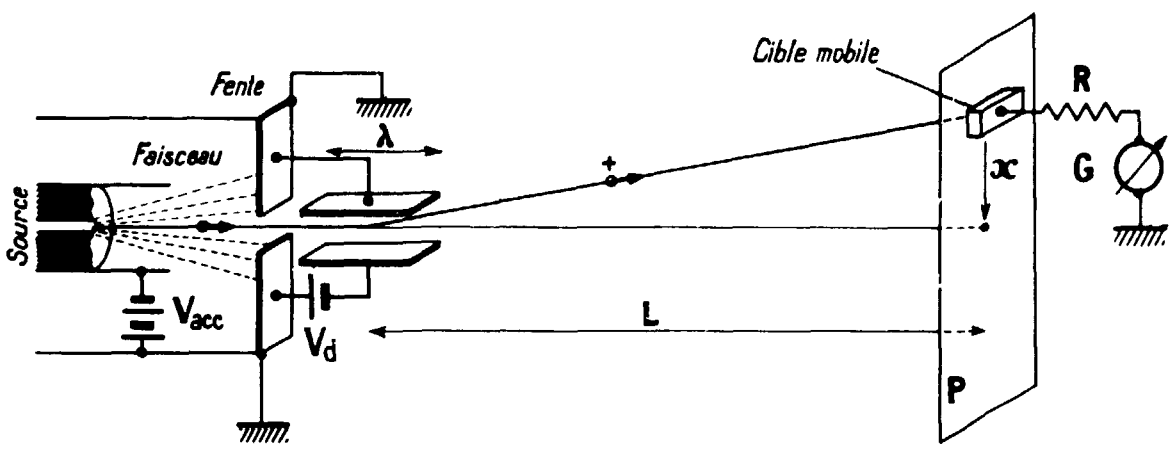
où ΔV est un terme inconnu exprimant le chromatisme de la source. Pour mesurer ce terme, nous employons une méthode de déflexion électrostatique. La déviation des particules entre deux plaques distantes de a et portées à une différence de potentiel égale à V_d est donnée par la formule

$$x = \frac{1}{2}\left(\frac{V_d}{a}\right)\frac{\lambda L}{V_{acc}}$$

Dans cette relation, x est la déviation du faisceau dans le plan de la cible ; λ la longueur des plaques, soit 2 cm dans notre dispositif ; L la distance du milieu des plaques au plan de la cible, soit 10 cm ; a = 0,5 cm et nous posons V_d = 100 V.

La relation précédente peut alors s'écrire :

$$x = \frac{2\,000}{V_{acc}}$$

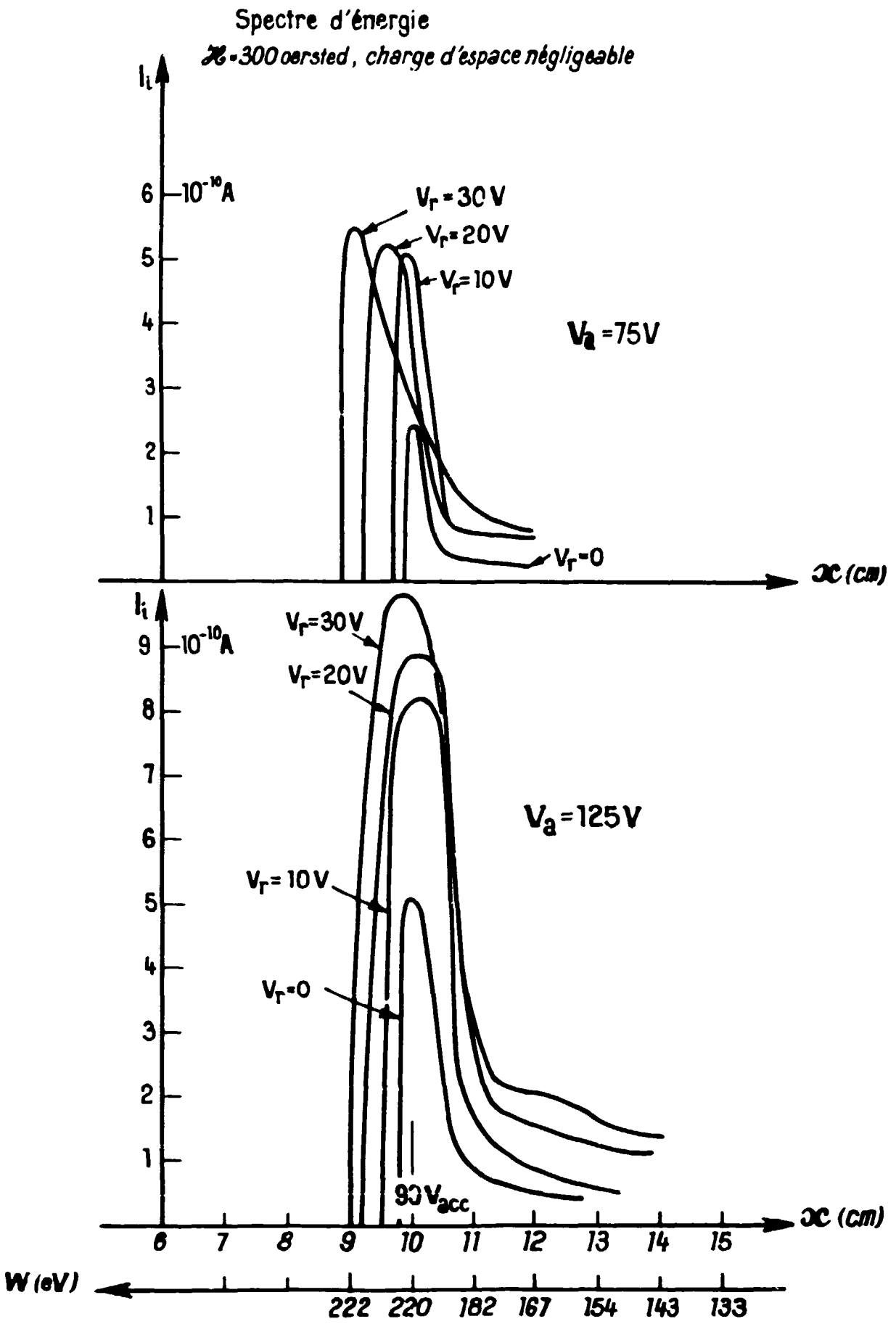


- Fig. 31 -

La figure 31 indique un schéma général du montage. Un diaphragme précédant les plaques de déflexion porte une fente de 0,5 mm de largeur et 1 cm de longueur. La cible mobile est une tige de laiton de longueur 1 cm et largeur 1 mm coulissant dans le plan p. Quand cette cible, qui est reliée à un galvanomètre G par l'intermédiaire d'une résistance R = 10^{10}, collecte des ions, la résistance la polarise positivement afin d'empêcher l'émission d'électrons secondaires.

La variation de la déviation dans le plan de la cible Δx, en fonction des variations d'énergie des particules ΔV, est donné par

$$\Delta x = - \frac{2\,000}{V^2_{acc}} \Delta V$$


Spectre d'énergie
ℋ = 300 oersted, charge d'espace négligeable
I_i
6 10^{-10}A
5
4
3
2
1
V_r = 30 V
V_r = 20V
V_r = 10V
V_a = 75V
V_r = 0
x (cm)
I_i
9 10^{-10}A
8
7
6
5
4
3
2
1
V_r = 30V
V_r = 20V
V_r = 10V
V_r = 0
V_a = 125V
90 V_{acc}
6 7 8 9 10 11 12 13 14 15
x (cm)
W (eV)
222 220 182 167 154 143 133

- Courbes n° 18 -

Expérimentalement, nous pouvons apprécier un déplacement de la cible de $\Delta x = 1$ mm. En posant $V_{acc} = 200$ V, nous pouvons alors déceler des fluctuations d'énergie de $\Delta V = 2$ eV. Cette précision nous est suffisante.

Résultats expérimentaux.

Nous avons fait deux séries de mesures : une première avec la source travaillant sans charge d'espace, la seconde avec la source en régime de fonctionnement normal.

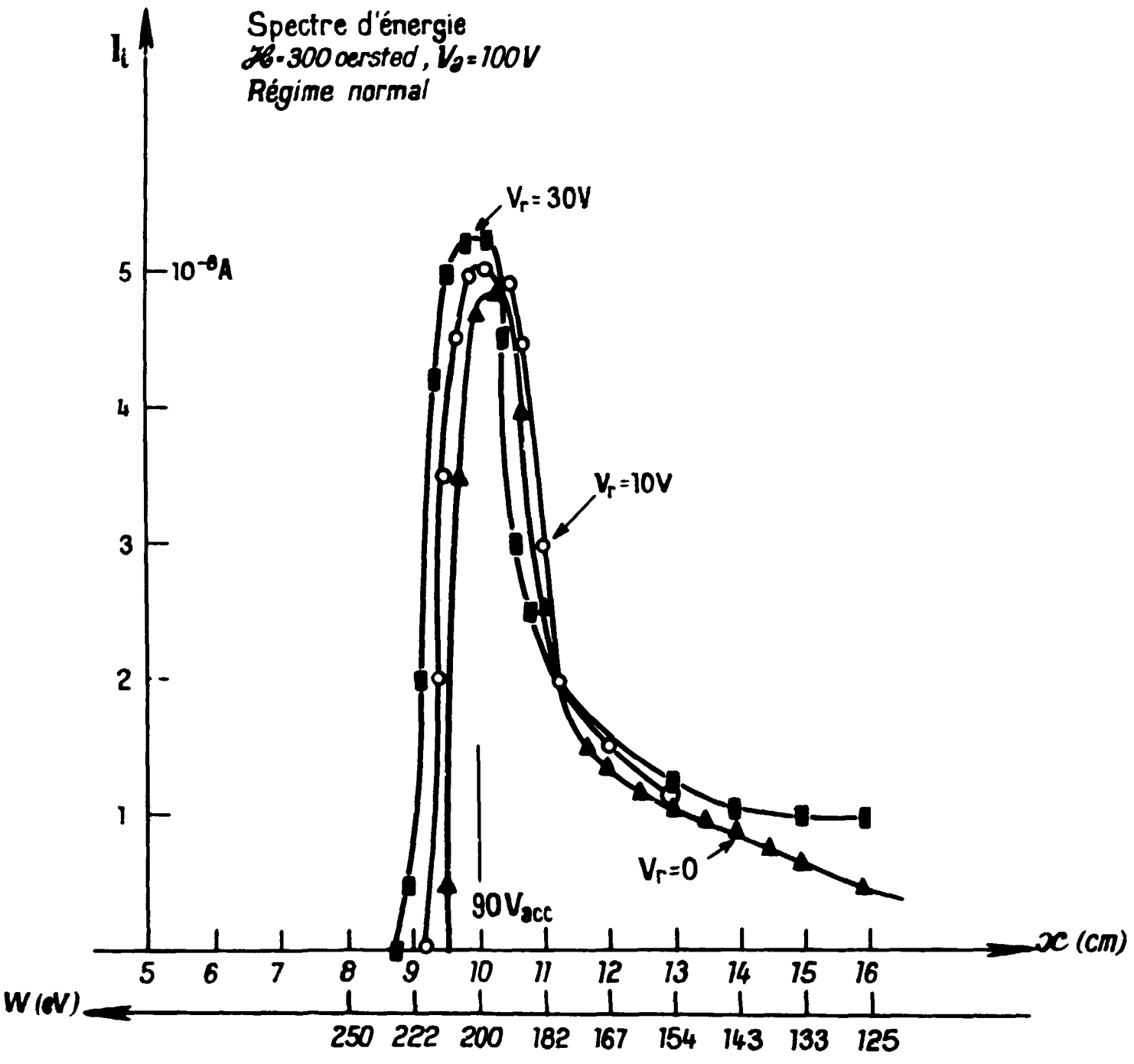
Dans le premier cas, nous avons relevé le spectre d'énergie du faisceau en fonction de V_r pour deux tensions d'arc différentes : (courbes n°18).

On constate que la limite supérieure en énergie est rigoureuse dans tous les cas, mais qu'il n'existe pas de limite inférieure. Ce trainage s'explique par la perte d'énergie dans les chocs que subissent certains ions dans l'espace accélérateur, ainsi que par la création d'ions parasites dans le même espace. On remarque par ailleurs un décalage du seuil au-delà de la valeur de $q_o V_{acc}$ pour V_r croissant, ce qui est en accord avec nos hypothèses de fonctionnement, ainsi qu'un léger élargissement du spectre en fonction de V_a.

Courbes n°19.

Dans le cas du fonctionnement avec charge d'espace, on observe que le chromatisme est un peu plus indépendant vis-à-vis de V_r que dans le premier cas, mais le trainage est plus important. Ce dernier variera évidemment en fonction de la pression résiduelle dans l'espace accélérateur.

Des mesures analogues ont été effectuées pour $V_{acc} = 400$ V et 600 V. La largeur spectre d'énergie dans ces cas reste sensiblement identique.



- Courbes n° 19 -

TECHNOLOGIE DE LA SOURCE.

La conception technologique et mécanique de la source est due à MM. P. BOUYER et J. MOREAU.

Le principe directeur de la construction a été :

a) de faire des pièces d'un usinage facile ;

b) d'obtenir des centrages parfaits des différentes pièces entre elles.

Dans ces conditions, on a été amené à n'employer que des pièces de révolution.

L'ensemble complet de la source comprend donc :

- Fig. 32 -

- Fig. 33 -

1) une flasque porte-filaments, amenée de tension, arrivée de gaz (photographie - fig. 32) ;

2) un corps de source proprement dit, à l'intérieur duquel se trouve le repousseur (fig. 33)

3) des pièces de liaison isolantes intermédiaires en stéatite moulée.

La bride porte-filaments est faite d'une seule pièce prise dans un jet de laiton.

Quatre perles verre-métal assurent l'étanchéité et l'isolement des passages pour le filament et les tensions portés sur

la boîte et le repousseur. Elles sont soudées à l'étain. Les porte-filaments sont en nickel de Ø 2 mm, ajustés et ramenés à Ø 1 mm pour le passage à travers les perles isolantes et leurs jonctions, par l'intermédiaire de cosses en laiton aux contacts électriques, placés sur le disque support en plexiglass.

- Fig. 34 -

Le filament est constitué par un fil de tungstène de Ø $\frac{20}{100}$ boudiné sur un mandrin fait d'une tige filetée de Ø 1,5 mm, pas de 30 mm. Sa longueur est de 5 mm, plus les extrémités soudées par points sur le nickel des porte-filaments.

La boîte de source est prise dans un jet d'acier inoxydable 188, avec, au centre de la partie formant lentille, le trou de passage visible sur la photographie (fig. 34).

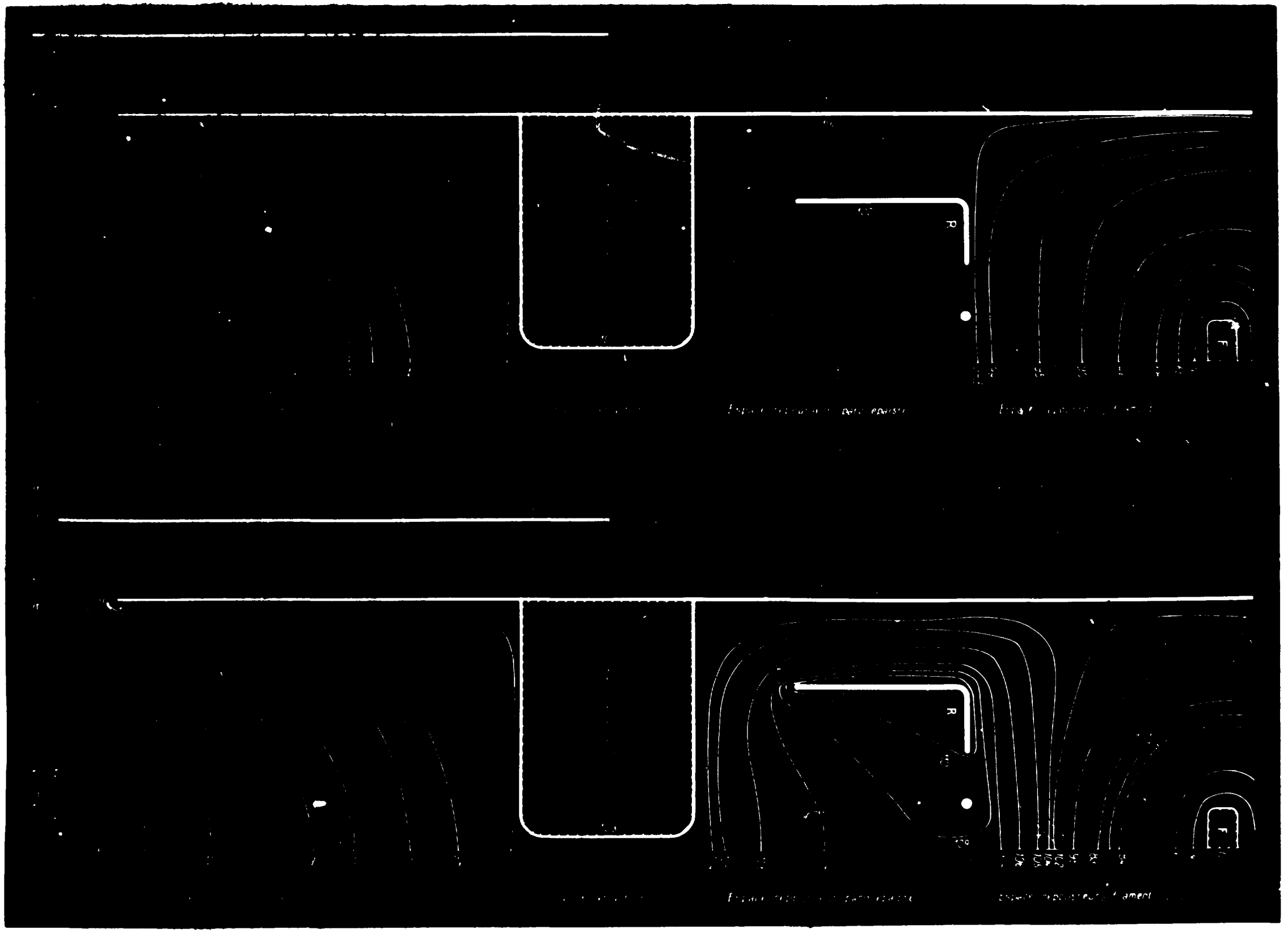
Cette pièce est maintenue centrée dans le tube par 2 disques en stéatite moulée. Elles sont fixées par des vis en Arcap de Ø 1,5 mm. La stéatite inférieure vient sur une fourrure donnant le positionnement en hauteur. La stéatite supérieure porte les deux contacts électriques servant, par l'intermédiaire des deux broches visibles sur la photographie, à amener les tensions sur la boîte et le repousseur.

- Fig. 35 -

Le repousseur (fig.35) est aussi une pièce de révolution en acier inoxydable 188, à l'intérieur duquel est soudé un anneau de Ø intérieur 5 mm, en acier tenu par deux petites branches du même métal et soudées par points. Ce repousseur est fixé au boîtier de source par trois petites vis Arcap de Ø 1,5 ,

passant à travers trois petites stéatites assurant l'isolement. Une de ces trois vis de fixation, par l'intermédiaire d'un fil de cuivre de $\emptyset \frac{5}{10}$, est reliée à un des deux contacts électriques fixés sur la stéatite supérieure. Ce fil de cuivre passe à l'intérieur d'une gaine constituée d'un tube de verre très fin, ce qui assurera la tenue mécanique.

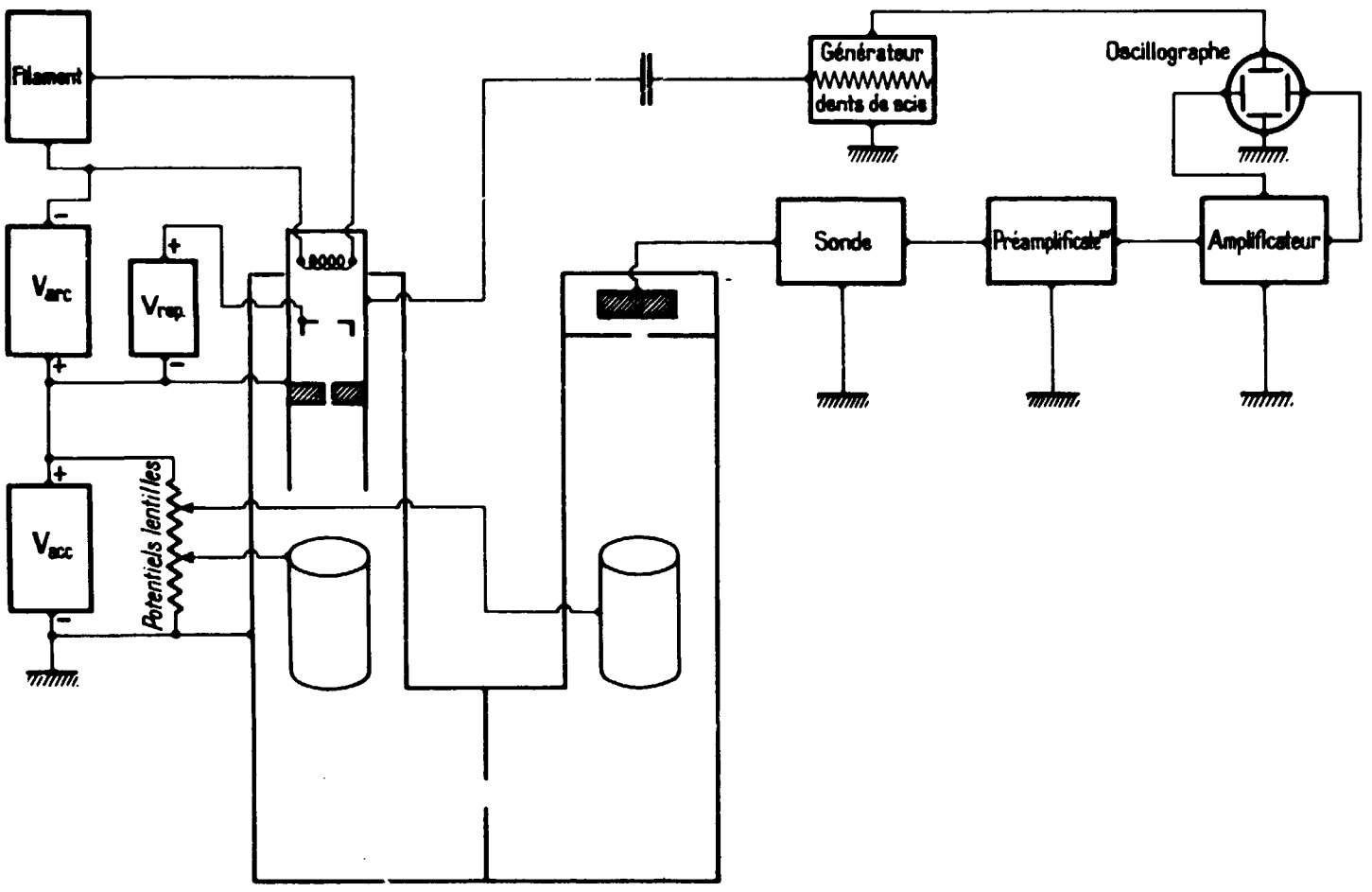
Le seul centrage délicat de l'ensemble est le repousseur. Le problème a été résolu par l'utilisation d'un petit mandrin en plexiglass qui en assure le maintien en place. Il suffit alors de serrer progressivement les trois vis de fixation.



C H A P I T R E I V

ETUDE SCHEMATIQUE DES CIRCUITS ELECTRONIQUES

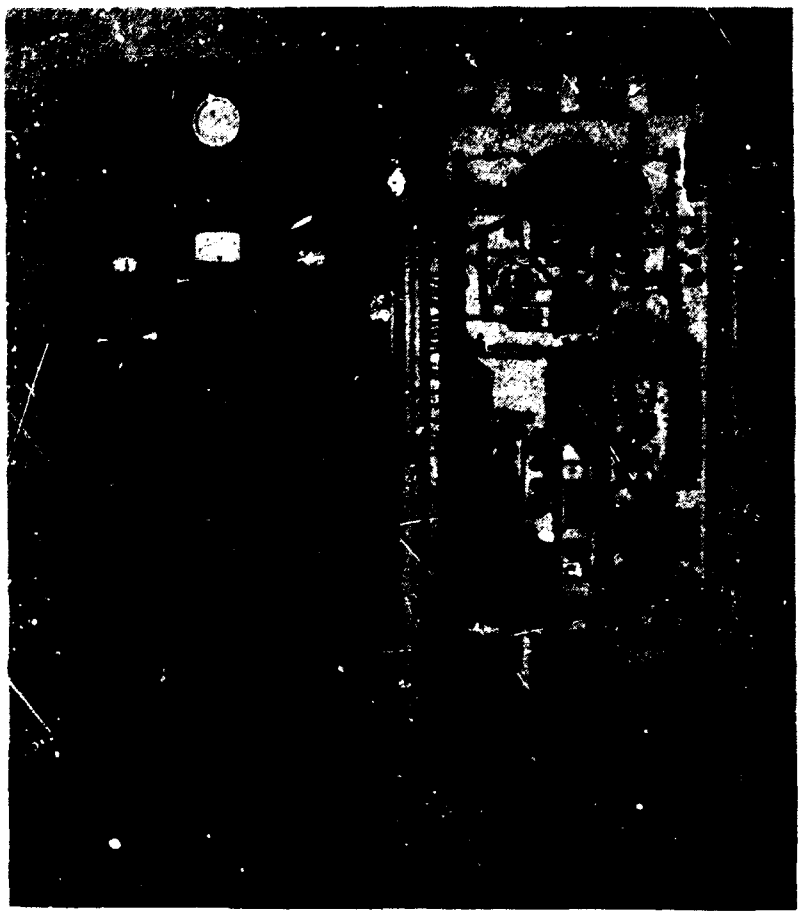
L'équipement électronique de notre appareil comprend des alimentations de tension et de courants nécessaires à la source et à l'optique du faisceau, ainsi que les circuits utiles à la mesure du courant ionique. Le diagramme général est indiqué



- Fig. 36 -

fig. 36. Sont également prévues des sécurités : d'eau, de filament de jauge et de filament de source, ainsi que le chauffage automatique de la pompe à diffusion.

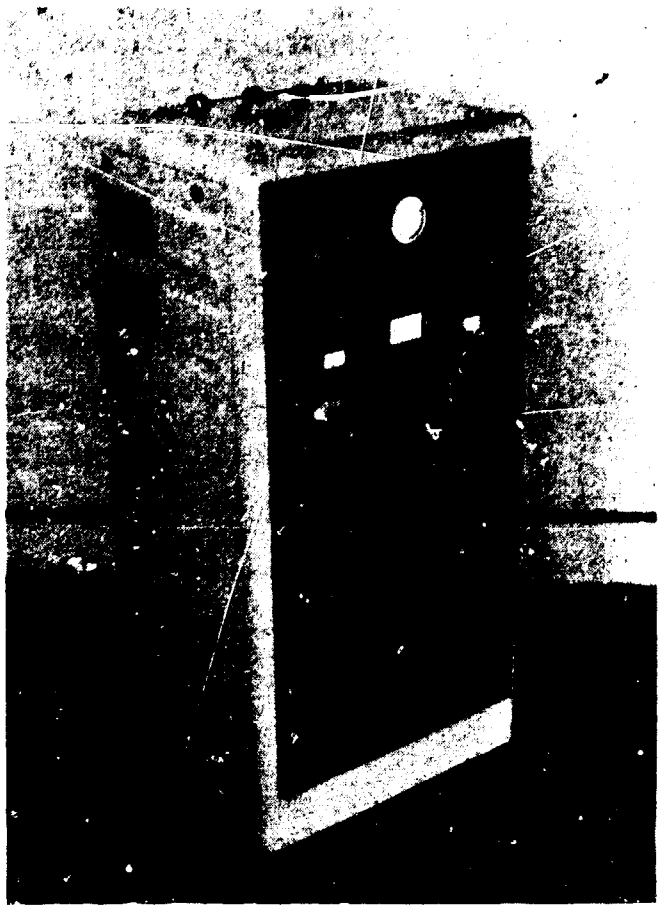
Nous n'insistons pas sur ces circuits qui ont déjà été décrits dans des revues techniques [14], [15], [16]. Les photographies (fig. 37 , 38, 39) montrent l'incorporation de l'électronique dans l'appareil.



- Fig. 37 -

SENSIBILITE GLOBALE et CONDITIONS DE FONCTIONNEMENT.

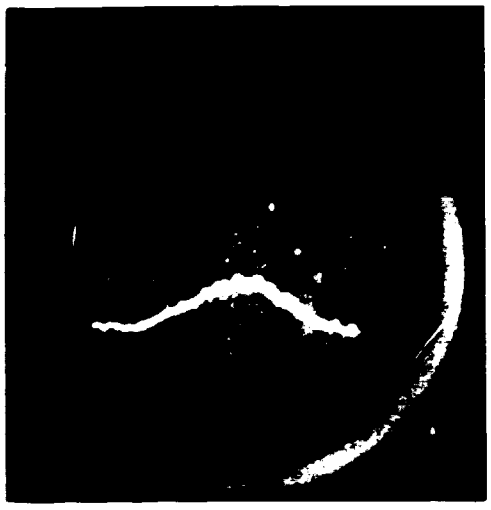
Soit un mélange dont la teneur en hélium est de γ pénétrant dans la source d'ions. Nous appelons $\frac{1}{\gamma_0}$ la sensibilité globale statique du spectromètre. Elle est donnée par l'inverse de la concentration minimum en hélium dont le signal correspondant peut encore être distingué du bruit de fond de l'oscillogramme. Nous l'admettons d'une amplitude égale à deux fois le bruit de fond. La photographie figure 40 représente un signal d'hélium pour une concentration $\gamma = \frac{1}{160\ 000}$ dont l'amplitude vaut environ cinq fois le bruit de fond. Dans ces conditions, la sensibilité statique



- Fig. 38 -

- Fig. 39 -

$\frac{1}{\gamma_o}$ vaut 400 000. Notons que $\frac{1}{\gamma_o}$ varie, toutes choses égales d'ailleurs, avec la pression du gaz dans la source : un mélange de concentration donnée γ à la pression de 10^{-2} mm Hg produira dans la source un plus grand nombre d'hélions qu'un mélange de même concentration à la pression de 10^{-4} mm Hg. La notion de sensibilité globale statique est de ce fait quelque peu ambiguë.



- Fig. 40 -

Si, d'une façon générale, le courant d'hélions peut être considéré comme une fonction linéaire de la pression partielle d'hélium dans la source, il n'en est pas de même pour le courant d'hélions effectivement collecté.

En effet, malgré la présence d'une paroi épaisse séparant la source du spectromètre, une augmentation notable de la pression ϖ dans la source se traduit par une augmentation de la pression résiduelle π dans l'espace spectromètre. A ce moment, si le courant d'hélions issu de la source augmente, le nombre de collisions entre hélions et molécules résiduelles augmente aussi. Il en résulte une plus grande dispersion d'énergie des particules et la sensibilité globale n'est guère améliorée.

Par ailleurs, si la pression ϖ dans la source est trop forte, le filament subit un intense bombardement ionique et sa durée de vie diminue dangereusement. Expérimentalement, nous constatons que la sensibilité statique $\frac{1}{\gamma_o}$ se maintient autour d'une valeur fixe de 400 000 pour des pressions résiduelles π allant de 2.10^{-5} à 10^{-4} mm Hg. C'est la marge de fonctionnement normal.

Si $\mathcal{C}$ est la conductance du canal de la source et $\mathcal{S}$ la vitesse de pompage du spectromètre, on peut écrire à l'équilibre

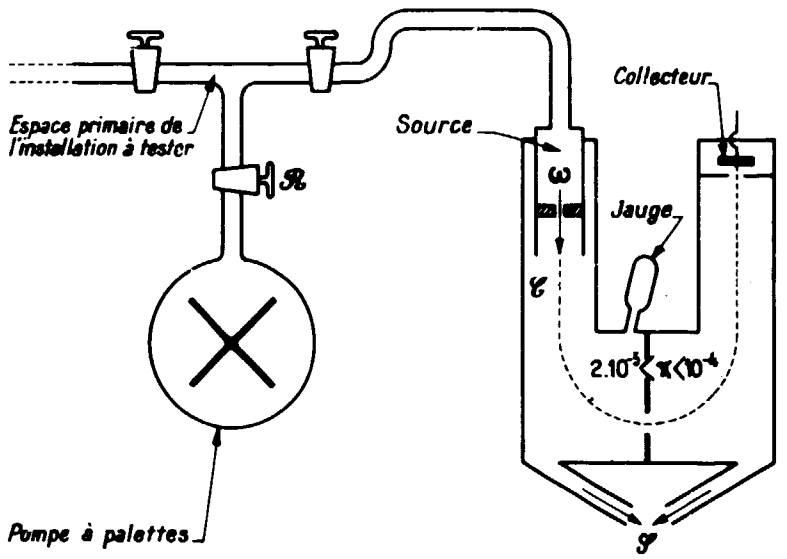
$$\mathcal{C}\,\omega = \mathcal{S}.\pi$$

La vitesse de pompage de la pompe à diffusion est de 25 l/s. La conductance du canal en régime moléculaire est donnée par [17] :

$$\mathcal{C}^{l/s} = \frac{12,1 \cdot D^{3cm}}{\ell^{cm}}$$

soit

$$\frac{12,1 \cdot (0,2)^3}{1} \simeq 0,097 \text{ l/s}$$



- Fig. 41 -

Nous savons que π doit être compris entre 2.10^{-5} et 10^{-4} mm Hg. La pression dans la source doit alors être comprise entre :

5.10^{-3} et $2,5\ 10^{-2}$ mm Hg.

C'est la pression qui règne dans l'espace primaire d'une installation à vide. Nous pouvons donc connecter directement la source à cet espace et régler, le cas échéant, sa pression par un robinet $\mathcal{R}$ limitant la vitesse de la pompe à palette.

C O N C L U S I O N

Après avoir déterminé la sensibilité du spectromètre, nous savons qu'une fuite d'un débit de $\frac{1}{100}$ mm^3/h à la pression atmosphérique est parfaitement détectable. Concluons alors par une simple application :

- en combien de temps un récipient de 1 l vidé et dégazé se remplit-il à la pression atmosphérique, sachant qu'une fois scellé il subsiste une petite fuite d'un débit de $\frac{1}{100}$ mm^3/h.

On a :

$$\Delta t = \frac{V}{H\ f} \Delta p \quad \text{(unités C.G.S.)}$$

Soient :

$$V = 10^3 cm^3$$

$$\Delta p \text{ et } H = 10^6 \text{ baryes}$$

$$f = \frac{1}{100} mm^3/h$$

$$\text{ou} \sim 3.10^{-9} \text{ CGS}$$

On trouve alors :

$$\Delta t \simeq 0,3.10^{12} \text{ s}$$

Autrement dit, il faut environ cent siècles pour remplir le récipient.

B I B L I O G R A P H I E

I - Ouvrages généraux.

REIS T., LEVI H.
- Ingrs Techn. Fr. 1952, 45, 19-22

STEIN F.S., BINNS J.E.
- U.S. Atomic Energy Commission MDDC 1670, 1948

MILNER C.J.
- J. scient. Instr. 1951, 1 suppl. 1-29-36, 11-37-36 bis

BLEARS J.
- J. scient. Instr. 1951, 1 suppl. 1-36-42, 11-37-36 bis

RAINDERS M., SCHUTTENS S., KISTEMAKER S.
- Appl. scient. Research 1951

II - Ouvrages cités dans le texte.

[1] BOUTRY G.A.
- Cours C.N.A.M., 1ère année, p.78

[2] GUTHRIE, WAKERLING
- Vacuum equipments and techniques, p.190-194

[3] NIEF G.
- Rapport C.E.A. n° 127, 1952

[4] BARBER
- Proc. Leeds Phil. Soc. 1932, 2, 427

[5] HERZOG
- Z. Physik, 1934, 89, 447

[6] CARTAN
- J. Physique, 1937, 11, 453

[7] CARTAN
J. Physique, 1937, 8, 459

[8] SPANGENBERG K.
- Vacuum tubes, p. 370

[9] BARNARD
- Modern mass spectrometrie, p. 122

[10] CASSIGNOL Ch., GELLER R., MOREAU J.
- Le Vide, 1953, 48, 1415

[11] NIER
- Phys. Rev. 1936, 50, 1041

[12] NIER A.O.
- Rev. Sci. Instr. 1947, 18, 6, 398-411

[13] LAPORTE M.
- Décharges électriques dans les gaz, p. 19

[14] LECOMTE J., TAIEB J., THEBAULT J.
- Le Vide, 1953, 48, 1422-1427

[15] TAIEB J.
- Transactions instruments and measurements, Stockholm, 1952

[16] TAIEB J.
- C.R. Acad. Sci. 1951, 233, 15, 785-787

[17] GUTHRIE, WAKERLING
- Vacuum Equipment and techniques, p. 35

TABLE DES MATIERES

Introduction I

Résumé V

1ère Partie LE PROBLEME DES FUITES ET LEUR DETECTION

Chapitre I Généralités 1
- La présence des fuites .....
- Quelques méthodes de détection ..

Chapitre II Caractéristiques théoriques d'une fuite 5

Chapitre III Caractéristiques théoriques de la détection des fuites 9
- Mesure d'une fuite 9
- Calculs de la sensibilité de détection et des temps de réaction 10
- Applications pratiques 14
- Validité des calculs 17

Chapitre IV Branchements du spectromètre détecteur 21

2ème Partie LE SPECTROMETRE DETECTEUR

Chapitre I Généralités 25
- Avant projet d'un spectromètre rudimentaire 26
- Sensibilité globale : rapport $\frac{\text{signal utile}}{\text{bruit de fond du tube}}$ 29
- La double focalisation des angles

Chapitre II	L'optique du faisceau	33
	- La focalisation par champ magnétique	34
	- Les lentilles électrostatiques ..	39
	- Technologie du tube spectromètre	47
Chapitre III	La source d'ions à grand rendement	51
	- Généralités	51
	- Description de la source	52
	- Analyse de fonctionnement de la source (Généralités et Montage d'étude)	53
	- Fonctionnement à faible émission électronique	55
	- Etude expérimentale des caractéristiques et interprétations théoriques	56
	- Fonctionnement à grande émission électronique	75
	- Etude expérimentale des caractéristiques	
	- Rendement ionique de la source ..	79
	- Chromatisme du faisceau d'ions ..	80
	- Technologie de la source	84
Chapitre IV	Etude schématique des circuits électroniques	89
	- Sensibilité globale et conditions de fonctionnement	90
Conclusion	.....	94
Bibliographie	.....	95

FIN