

دكتور العزیز جوی

A Jolly, en toute
camaraderie

Karim

THESE

PRESENTEE

A

L'UNIVERSITE de PARIS-SUD

CENTRE d'ORSAY

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTEUR 3^{ème} CYCLE

PAR

Abdul Karim Salim ALLAF

SPECIALITE: PHYSIQUE DES GAZ ET DES PLASMAS.

SUJET: **EFFET DU RAYONNEMENT ALPHA
SUR UN MICROPHONE CAPACITIF:
APPLICATIONS**

SOUTENUE LE 6/1/76 DEVANT LA COMMISSION D'EXAMEN

MM.	J. L. DELCROIX	:	PRESIDENT
	G. BOUSSIÈRES	}	EXAMINATEURS
	M. FITAIRE		
	C. MADIC	}	INVITES
	W.P. ALLIS		
	E. HOURANI		

حسبوه عباداً لهم ...
جواريتهم يقرعونهم
لعنوا يبتغيهم ...
لا يمير يبتغيهم ...
لسرور و جبر و سرور و شترور!

وآرونه
وطنه لشعبه يگره
لوقوله يبتغيه، لعنه ضله ...
لزارعه، على الحرو، يقره تله ...
لشبابه ... لشعبه عن يده سر لقيه ...

إلى عن ام

٣٠ ك ١٩٢٥

J'exprime ma profonde gratitude envers Monsieur le Professeur DELCROIX qui m'a accueilli dans son laboratoire et qui a accepté de présider le Jury de cette thèse.

Je remercie Monsieur le Professeur BOUISSIERES et Monsieur C. MADIC, ainsi que les Professeurs W.P. ALLIS et E. HOURANI qui ont bien voulu s'intéresser à mon travail et faire partie du Jury.

Je suis très reconnaissant envers Monsieur le Professeur M. FITAIRE et Madame A.M. POINTU qui m'ont guidé, avec beaucoup de gentillesse et de disponibilité, dans la compréhension des phénomènes physiques et qui m'ont constamment aidé par leurs conseils et leurs encouragements.

Je tiens à remercier Monsieur D. LAM KIM ainsi que Messieurs R. DEPALLE et A. HUSSON pour l'aide technique qu'ils m'ont apportée; je remercie également Madame M. DURAND qui a assuré l'élaboration de ce mémoire avec le plus grand soin.

Je n'oublie pas non plus, si je ne les cite pas, tous les membres du Laboratoire de Physique des Plasmas (chercheurs, techniciens et secrétaires) pour l'amitié et la camaraderie qu'ils m'ont témoignées à tous les instants.

TABLE DES MATIERES

<u>INTRODUCTION</u>	1
<u>CHAPITRE PREMIER - PLASMAS CREEES PAR UNE SOURCE α</u>	
I.1. Ionisation par les particules α	3
I.2. Caractéristiques du plasma créé.....	7
I.3. Propriétés nucléaires du ^{244}Cm	10
<u>CHAPITRE DEUX - DISPOSITIF EXPERIMENTAL</u>	
II.1. Source radioactive.....	11
II.2. Microphone à condensateur.....	13
II.2.1. Principe.....	13
II.2.2. Le système électronique.....	15
II.2.3. La tension de polarisation.....	18
II.3. L'enceinte.....	18
<u>CHAPITRE TROIS - ACTION DES PARTICULES α SUR LE MICROPHONE</u>	
III.1. Etude théorique.....	19
III.1.1. Effet mécanique.....	21
III.1.2. Effet électrique.....	23
III.2. Réponse du système électronique à l'action d'une particule α	25
III.2.1. Réponse à une action mécanique.....	25
III.2.2. Réponse à une action électrique.....	29
III.3. Analyse statistique. Réponse effective du sys- tème.....	33
III.4. Analyse en fréquence - Résultats de mesure.....	35
<u>CHAPITRE QUATRE - INFLUENCE DES PARAMETRES SUR LE BRUIT DES PARTICULES α</u>	
IV.1. Introduction.....	39
IV.1.1. Paramètres dont dépend ρ	40
IV.1.2. Paramètres dont dépend N	40
IV.2. Variation de ρ en fonction de z . Expérience.....	41

IV.3. Processus physiques intervenant dans l'expression de N	42
IV.3.1. Effet d'ionisation secondaire.....	45
IV.3.2. Processus de recombinaison.....	46
IV.3.3. Expériences.....	50
<u>CHAPITRE CINQ - APPLICATIONS</u>	
V.1. Mesure de l'activité α	55
V.1.1. Méthodes usuelles pour la mesure de l'activité.....	56
V.1.1.1. Détecteur.....	56
V.1.1.2. Calorimétrie.....	56
V.1.2. Mesure de l'activité avec un microphone...57	
V.1.2.1. Principe.....	57
V.1.2.2. Modification du système élec- tronique.....	58
V.1.2.3. Expériences.....	60
V.1.2.4. Précision de la mesure.....	61
V.1.2.5. Seuil de détection en énergie..61	
V.1.2.6. Plage d'activité mesurable....62	
V.1.2.7. Conclusion.....	63
V.2. Carte d'émission d'une source radioactive α	63
V.3. Courbes de Bragg.....	65
V.4. Conclusion.....	67
<u>CONCLUSION</u>	69
<u>APPENDICE A - EXPRESSION DE ρ</u>	71
<u>APPENDICE B - PROPRIETES NUCLEAIRES DU ^{244}Cm</u>	81

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

Les processus d'ionisation par des sources radioactives sont connus depuis le début du siècle. Les expériences portaient alors sur des gaz à pression réduite et des sources d'activité trop faible pour qu'il soit possible de les utiliser pour produire des plasmas.

Les sources de fabrication moderne ont par contre, des activités beaucoup plus élevées tout en se prêtant mieux au respect des règles de la radioprotection.

Il paraissait donc intéressant de reconsidérer la question de leur application, à la physique des plasmas : ceci fait l'objet d'un programme de recherche qui a débuté il y a environ deux ans dans le laboratoire.

Parmi les rayonnements connus, le rayonnement α est celui qui possède le plus grand pouvoir ionisant ; il se caractérise en outre par une radioprotection facile puisque la distance d'arrêt en est très petite (quelques centièmes de mm d'une plaque solide suffisent pour arrêter les particules α d'une dizaine de MeV). Notre choix s'est donc naturellement porté sur ce type de rayonnement. Quant à celui de la matière radioactive, il a été guidé par la recherche d'une activité spécifique importante, d'une faible émissivité γ (le rayonnement γ est difficile à arrêter), et enfin d'une durée de vie importante pour que l'activité soit stable au cours des expériences.

Ces considérations, ainsi que d'autres, d'ordre pratique, nous ont poussés à employer l'isotope ^{244}Cm du Curium (Le ^{210}Po avait été employé antérieurement, au cours d'expériences préliminaires). Il a ainsi été montré que ces sources placées dans un gaz à des pressions variant de quel-

ques torrs à quelques centaines de torrs créent des plasmas dont les caractéristiques, en particulier l'absence de champ électrique, en font un outil de recherche intéressant et nouveau.

Ayant remarqué, par ailleurs, la sensibilité d'un microphone électrique vis à vis d'une source α , nous nous sommes proposés d'en déterminer l'origine et d'en chercher les applications éventuelles. En ce qui nous concerne ici, nous nous limiterons à cette étude, tout en ayant pour but principal de mettre au point une méthode de mesure de l'activité de la source. En effet, au delà de quelques centaines de microcuries, l'activité sortante d'une source α ne peut être mesurée par les moyens usuels.

Après avoir cité les caractéristiques générales d'un plasma créé par une source α , et celles de la matière radioactive employée (^{244}Cm), on décrira le dispositif expérimental.

On étudiera ensuite l'origine physique du "bruit" détecté par le microphone électrique, puis on décrira brièvement les résultats d'expériences mettant en évidence l'influence des divers paramètres.

L'ensemble de ces résultats permettra alors d'exposer un certain nombre d'applications possibles dans le domaine de l'emploi des rayonnements α .

CHAPITRE PREMIER

PLASMAS CREEES PAR UNE SOURCE α

Les processus d'ionisation d'un gaz par les particules α ont donné lieu à un grand nombre de travaux expérimentaux et théoriques. Nous nous proposons d'en extraire les résultats essentiels et de les appliquer notamment à la description de plasmas créés par une source α de forte activité, qui a déjà été étudiée dans une étape antérieure⁽¹⁾. Il n'existe que peu d'émetteurs α ayant les caractéristiques convenables pour créer un tel plasma. Nous rappellerons brièvement les propriétés du ^{244}Cm que nous avons employé ici.

I.1. IONISATION PAR LES PARTICULES α

Une particule α ionise le long de sa trajectoire les particules (atomes, molécules ou ions) qu'elle rencontre, et crée ainsi des paires chargées (+,-). Ces particules chargées, dites primaires, ont une énergie cinétique assez importante. Dans le cas d'une paire (électron-ion) et compte tenu du rapport des masses, c'est l'électron qui a la quasi totalité de cette énergie, de l'ordre de quelques centaines d'eV. Les électrons "primaires" rencontrent à leur tour des particules du gaz qu'ils ionisent, donnant naissance à une ou plusieurs paires (électron-ion). Les électrons "secondaires" ainsi créés ont une énergie de l'ordre de quelques eV, insuffisante pour une nouvelle ionisation⁽⁶⁾.

On s'intéresse ici au phénomène global, c'est-à-dire à l'ensemble des paires (e^- -i) primaires et secondaires,

créées par le passage d'une particule α , sans se soucier de la succession des processus physiques qui ont contribué à cette création.

On définit ainsi l'intensité spécifique d'ionisation I_s comme le nombre total de paires (e^-i) créées, par unité de longueur, sur la trajectoire d'une particule α .

I_s dépend de l'énergie E_α de la particule, elle-même fonction de la seule variable r , distance parcourue. L'énergie initiale $E_{\alpha 0} = E_\alpha|_{r=0}$ est supposée constante dans le temps.

I_s peut s'exprimer, soit en fonction de E_α
soit en fonction de r ,

et dépend de la nature du gaz ionisé,

La courbe $I_s(r)$ est dite "courbe de BRAGG" de ce gaz (voir Fig.(E.1)). Elle est liée à la variation de l'énergie E_α par la relation :

$$I_s = \frac{1}{W} \cdot \frac{dE_\alpha}{dr} \quad (1.1)$$

dans laquelle la constante W apparaît comme l'énergie moyenne dépensée par la particule α pour créer une paire électron-eau. (Voir Tab.1).

L'intensité totale d'ionisation I_t est le nombre total des paires (e^-i) créées par une particule α sur tout son trajet.

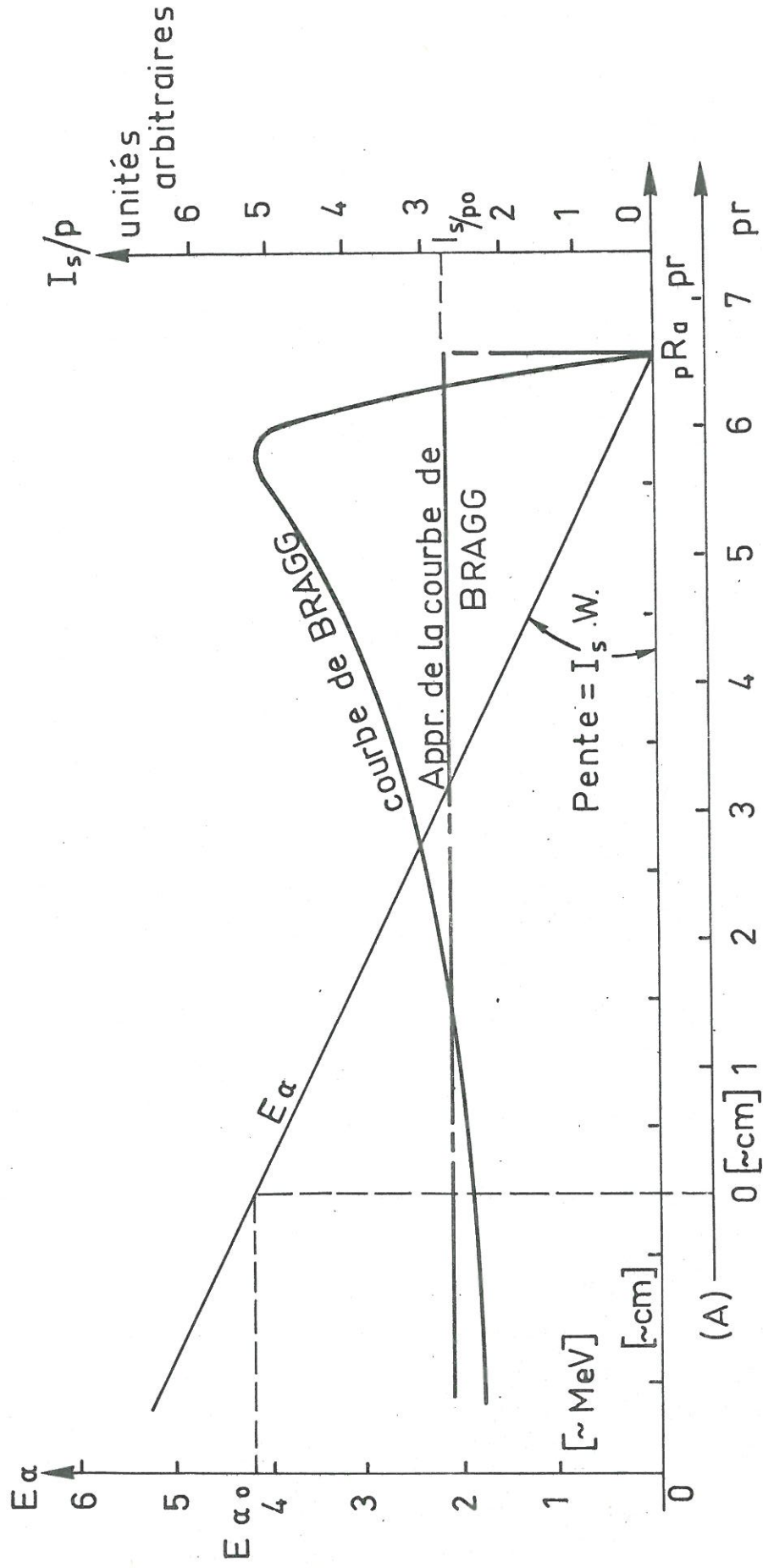
$$I_t = \int_0^{R_a} I_s(r) dr \quad (1.2)$$

où R_a est la distance d'arrêt de la particule, c'est-à-dire la distance pour laquelle

$$E_\alpha = 0 .$$

$\frac{dE_\alpha}{dr}$ est tabulé pour un grand nombre de gaz et de solides, et ce généralement en fonction de la variable μr où μ est la masse volumique du gaz ou du solide (voir Tab.5).

Fig1.1 Allure générale d'une courbe de BRAGG.



NB: L'origine en abscisses (pr) dépend de l'énergie de la particule α ;
 l'axe (A) des abscisses en est un exemple.

Quand il s'agit d'un gaz, il est évident que

. I_s est proportionnelle à la pression p

$$I_s = I_{s_0} \frac{p}{p_0} . \quad (1.3)$$

. et que la distance d'arrêt R_a est inversement proportionnelle à la pression

$$R_a = R_{a_0} \cdot \frac{p_0}{p} \quad (1.4)$$

Il est alors commode de considérer une courbe de Bragg normalisée ($\frac{I_s}{p}$), fonction de la variable ($p.r$), valable quelle que soit la pression p ; l'allure de cette courbe est donnée sur la Fig.1.1.

Une approximation usuelle consiste à prendre

$$\begin{aligned} \frac{I_s}{p} &= \text{constante} && \text{quel que soit } p.r < pR_a \\ \frac{I_s}{p} &= 0 && \text{pour } p.r > pR_a \quad (\text{Fig.1.1}) \end{aligned} \quad (1.5)$$

La courbe de Bragg a alors la forme d'une marche de hauteur $\frac{I_s}{p}$ et de longueur pR_a . On voit que cette approximation est d'autant plus valable que l'on est loin de la distance d'arrêt, et que l'énergie initiale de la particule α est grande.

Dans cette approximation, si l'on suppose W constante, l'énergie E_α décroît linéairement avec r depuis la valeur E_{α_0} jusqu'à 0, avec une pente égale à $I_s.W$ (Fig.(1.1)).

Notons enfin que les valeurs de W sont toujours supérieures à l'énergie d'ionisation (eV_i) du corps correspondant. (Tabl.1). Ceci s'explique par le fait qu'une partie de l'énergie cédée par la particule α est dissipée sous forme d'énergie cinétique des électrons et d'excitation des atomes du gaz.

I.2. CARACTERISTIQUES DU PLASMA CREE ⁽¹⁾

Un plasma créé par une source α et non soumis à l'action d'un champ extérieur, est dominé par deux processus élémentaires :

- . Le processus de création qui dépend de la source (Activité, énergie des α , dimensions de l'émetteur, etc...), ainsi que du gaz (nature, pression, etc...)
- . Le processus de perte qui est dû essentiellement à la recombinaison lorsque la pression est forte.

L'équilibre entre ces deux processus se traduit, en un point donné, par la relation :

$$S = \alpha_R n^2 \quad (1.6)$$

où n est la densité électronique

S (le terme source) est le nombre des paires (e^-i) créées au point considéré par unité de volume

α_R est le coefficient de recombinaison.

Cela n'est vrai que dans la limite où la notion de densité électronique a un sens, c'est-à-dire si, dans un volume élémentaire, les électrons créés par une particule α ne disparaissent pas par recombinaison avant que d'autres ne soient à nouveau créés par une autre particule α . Or, celles-ci sont émises de façon aléatoire dans le temps et dans l'espace. Chacune crée le long de sa trajectoire quasi rectiligne des paires (e^-i) réparties sur une colonne qui s'élargit par diffusion au cours du temps. A une distance donnée r , l'une de ces colonnes occupe à l'instant t une surface $S(t)$; pour qu'un plasma existe, il faut que, pendant le temps t_R de recombinaison, c'est-à-dire le temps d'existence de cette colonne, au moins un électron créé par une autre particule α émise soit dans la surface $S(t_R)$. Cette condition s'écrit :

$$\frac{S(r)}{I_s} \cdot S(t_R) \cdot t_R > 1 \quad (1.7)$$

Or

$$S(t) = \pi \Lambda^2 = 4\pi D_a t + \pi b^2 \quad (2) \quad (1.8)$$

où b est la distance la plus probable des électrons par rapport à la trajectoire quasi rectiligne de la particule α .

$$t_R = \frac{1}{\alpha_R n} \quad (1.9)$$

$$\alpha_R t_R^2 = (S(r))^{-1} \quad (1.10)$$

Si on prend

$$D_a \approx 2D_i = \frac{2KT_i}{m_i \bar{v}_{i-N}} \quad (1.11)$$

où \bar{v}_{e-N} est la fréquence moyenne de collision électron-neutre)

et $b \ll D_a t_R$

la condition d'existence d'un plasma est donc :

$$\frac{8\pi KT_i}{m_i \bar{v}_{i-N}} > \alpha_R I_s \quad (1.12)$$

Evolution d'un électron au cours de sa vie

Ainsi que cela a été vu au § (I.1), les électrons primaires arrachés à un atome par une particule α , ont une énergie cinétique élevée (quelques centaines d'eV), qu'ils utilisent pour créer des électrons secondaires. La population totale, primaire et secondaire, a alors une énergie de l'ordre d'une dizaine d'eV.

Du fait de la pression élevée, cet électron effectue ensuite de nombreuses collisions avec les atomes et perd la totalité de son énergie, sa température relaxe ainsi vers celle des neutres.

Le temps caractéristique de cette thermalisation t_{therm} est :

$$t_{\text{therm}} \approx \frac{M}{m} \cdot \frac{1}{\bar{v} e^{-N}} . \quad (1.13)$$

A titre d'exemple, dans l'air et à la pression atmosphérique

$$t_{\text{therm}} \approx 10^{-8} \text{ à } 10^{-7} \text{ sec.}$$

Ce temps est très petit comparé au temps de recombinaison t_R , qui, dans les mêmes conditions et pour une source d'activité 0,5 Ci, vaut :

$$t_R = \frac{1}{\alpha_R n} \approx 5 \cdot 10^{-4} \text{ sec}$$

$$\rightarrow t_{\text{therm}} \ll t_R \quad (1.14)$$

En moyenne, la population thermique a donc une température de l'ordre de 300°K.

CONCLUSION

Une étude théorique du plasma créé par une source radioactive α donne une idée de l'ordre de grandeur de la plupart de ses caractéristiques. Une série de mesures faites au moyen de sondes électrostatiques⁽¹⁾ a confirmé les valeurs de la densité et de la température électronique. Il a ainsi été trouvé pour l'air à 760 Torr :

$$n_e \approx 10^9 \text{ électrons/cm}^3 \quad (1.15)$$

$$T_e \approx 300^\circ\text{K} . \quad (1.16)$$

ce qui donne :

$$\lambda_D \approx 10^{-3} \text{ cm} \quad (1.17)$$

$$\bar{v}_{e-N} \approx 10^{11} \text{ collisions/seconde} \quad (1.18)$$

$$\lambda_{e-N} \approx 10^{-4} \text{ cm} \quad (1.19)$$

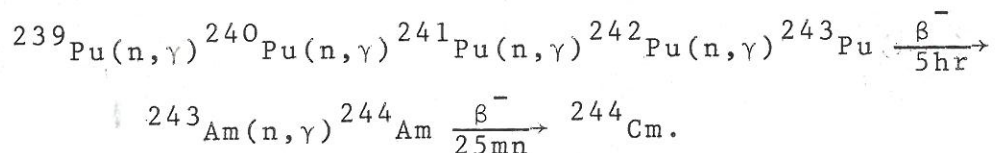
où λ_{e-N} et λ_D sont respectivement le libre parcours moyen et la longueur de Debye des électrons.

Il est donc possible de réaliser un plasma à forte pression de neutre à l'aide d'une source α , d'activité importante, mais couramment réalisée. Ce plasma est sans champ imposé, et ses électrons sont, en moyenne, froids, bien qu'à chaque instant un certain nombre d'entre eux soit animé d'une énergie de quelques eV, énergie capable de porter les atomes sur des niveaux excités.

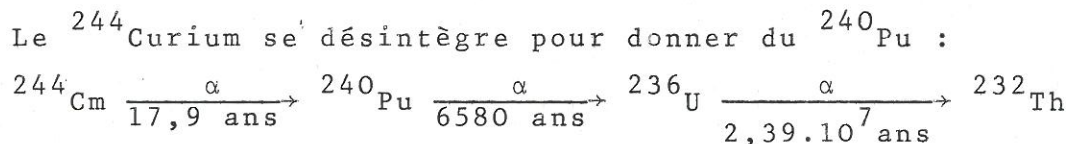
L'ensemble des caractéristiques de ce plasma en fait un domaine d'étude nouveau et intéressant par ses applications possibles (entre autres pour ce qui concerne la production de plasma et de lasers à gaz).

I.3. PROPRIETES NUCLEAIRES DU ^{244}Cm

L'isotope ^{244}Cm du Curium a été obtenu à partir du plutonium, enrichi en son isotope ^{239}Pu . Celui-ci, bombardé par un flux de neutrons de haute énergie, donne à la fin naissance au ^{244}Cm .



Une purification chimique qui suit cette réaction, permet d'obtenir du ^{244}Cm avec un degré de pureté très satisfaisante.



L'énergie des particules α ainsi créées est de 5,8 MeV.

La durée de vie du ^{244}Cm est de 18 ans.

CHAPITRE DEUX

DISPOSITIF EXPERIMENTAL

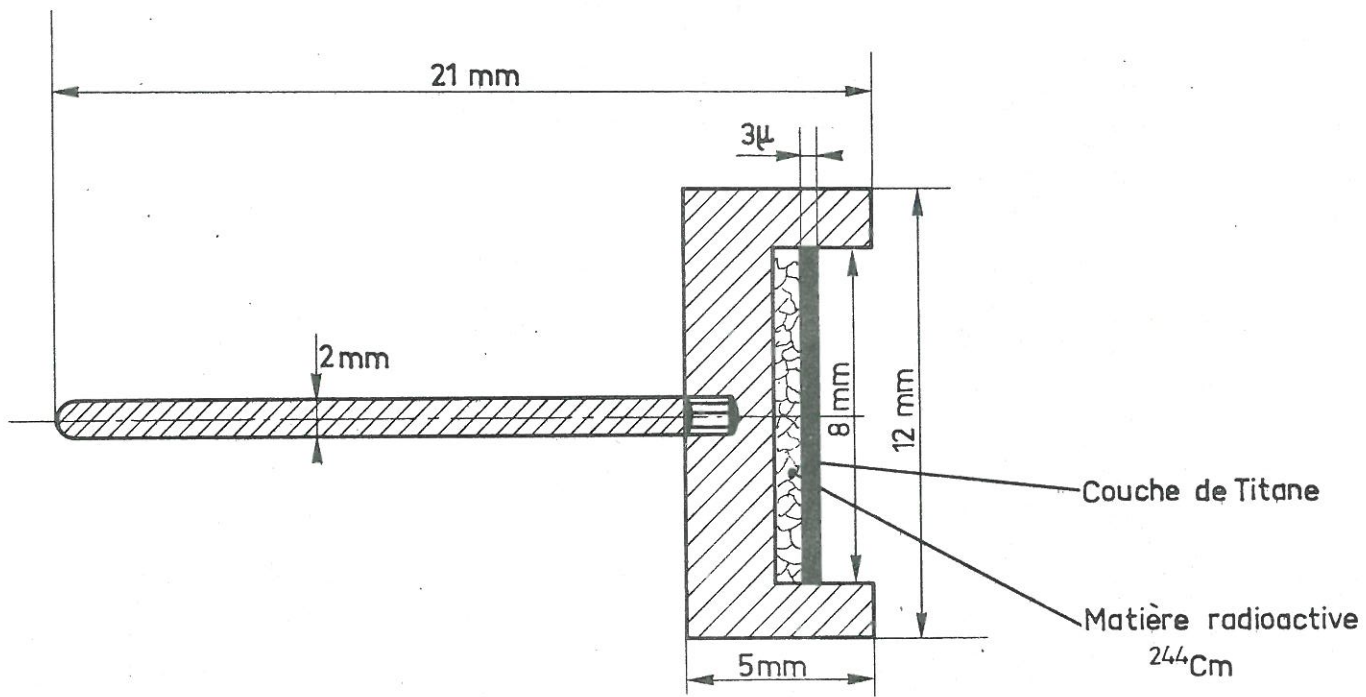
Les expériences ont été réalisées, pour la plupart avec un ensemble de mesure acoustique de fabrication commerciale. Nous nous sommes contentés, dans une première étape, d'y ajouter une source α et d'enfermer le tout dans une enceinte permettant de faire varier les gaz et leur pression. Des modifications ont été apportées ultérieurement au système afin de mieux l'adapter aux besoins des expériences.

Rappelons, enfin, que les impératifs de la radioprotection ont quelque peu compliqué les mesures en imposant, en particulier, d'enfermer le dispositif expérimental dans une boîte à gant ventilée et en dépression.

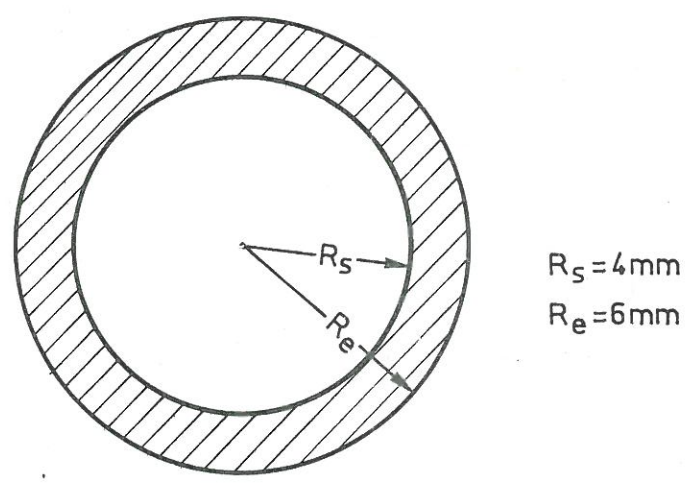
II.1. SOURCE RADIOACTIVE

La source α est un disque sur lequel est déposé, par voie électrolytique, le Curium 244 qui constitue la matière radioactive ; celui-ci est recouvert par une couche de trois microns de titane qui constitue la fenêtre de sortie des α et qui assure une bonne étanchéité de la source (Fig.2.1). Un pompage de faible débit y est alors possible.

L'activité correspondant à la quantité de matière déposée est de l'ordre de 130 mCi, rayonnant dans un angle solide de 4π stéradians.



Vue de profil



$R_s = 4\text{ mm}$
 $R_e = 6\text{ mm}$

Vue de face

Fig. 2.1 - Source α - ^{244}Cm

II.2. MICROPHONE A CONDENSATEUR

Nous disposons d'un ensemble de mesure acoustique "BRÜEL & KJAER". Deux types de microphones ont été utilisés dans les expériences :

- . Un microphone d'un demi-pouce, Type 4133 avec cathodyne 2615.
- . Un microphone d'un huitième de pouce, Type 4138, avec cathodyne 2615.

Ils diffèrent essentiellement par leur diamètre et leur sensibilité, mais leur principe de fonctionnement, ainsi que le système électronique associé reste évidemment les mêmes.

II.2.1. Principe

Le microphone est un transducteur capacitif transformant une impulsion mécanique en impulsion électrique. Cette transformation est effectuée grâce à un condensateur dont les deux armatures sont, l'une fixe, l'autre mobile sous l'action d'une force de pression ; ce sont les variations de tension aux bornes de cette capacité ainsi perturbée qui sont mesurées.

Un tel microphone est donc essentiellement constitué d'une mince membrane métallique placée très près d'une plaque rigide située en arrière de la membrane (Fig.(2.2)). Cette membrane et la plaque sont isolées électriquement l'une par rapport à l'autre. Une tension de polarisation continue, stabilisée, maintient sur celle-ci une charge constante pourvu que la constante du temps du circuit de charge soit beaucoup plus grande que la période du signal acoustique. Lorsque ce signal arrive sur la membrane, il se produit une variation de capacité et donc une variation de tension qui est mesurée à la sortie de l'amplificateur. L'ensemble du système est conçu de façon telle que le signal mesuré soit proportionnel à la valeur de la pression dans toute la gamme des fréquences acoustiques.

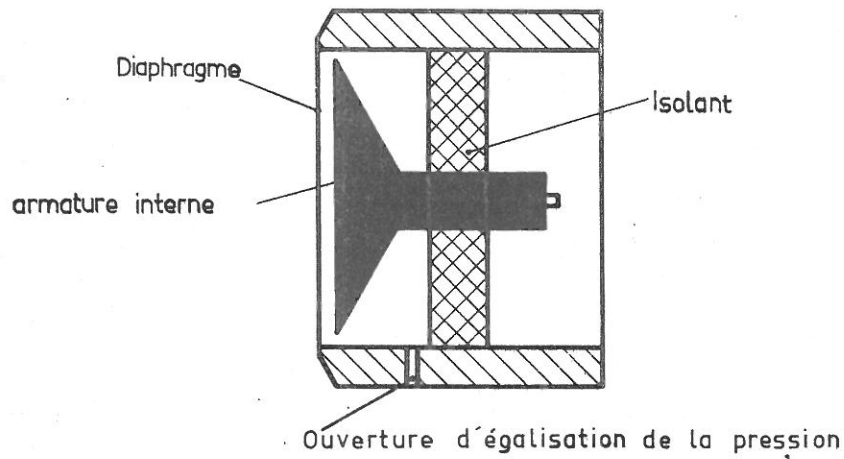


Fig 2.2 Schéma du microphone capacitif

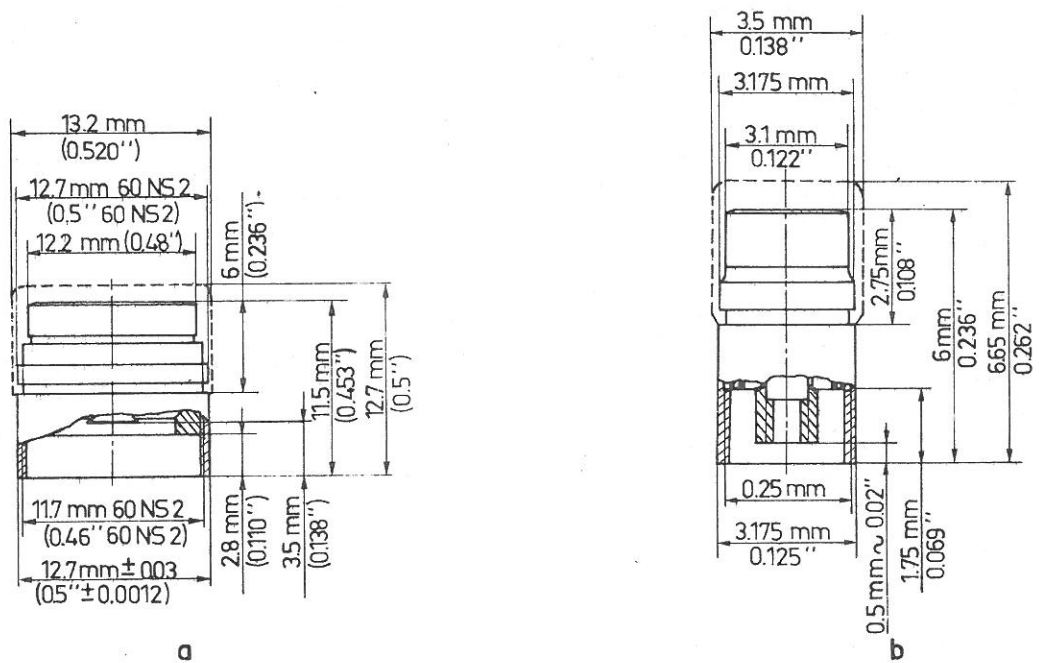


Fig 2.3 Dimensions de la tête des microphones

a: $\frac{1}{2}$ "

b: $\frac{1}{8}$ "

L'étude, la réalisation et le choix des matériaux ont été effectués pour obtenir la meilleure stabilité et une sensibilité dépendant très peu de la température.

En particulier, dans le but d'obtenir cette dernière propriété, la membrane n'est pas montée mécaniquement, mais elle est réalisée par dépôt électrolytique sur l'anneau de tension, ce qui donne une seule pièce mécanique.

Les pièces principales du corps du microphone sont réalisées en alliage à haute teneur de Nickel (Monel K) ; les isolants sont des gommés synthétiques traitées aux silicones.

Les contacts sont recouverts d'or pour garantir le meilleur contact électrique possible et un faible niveau de bruit de fond.

. L'épaisseur de la membrane est de $4\mu(2\mu)$ et celle-ci est à $20\ \mu$ environ ($13\ \mu$ environ) de la plaque arrière pour le modèle 4133 (modèle 4138).

. La capacité C_t du transducteur lorsqu'il est polarisé à 200 V, est de 17 pF (3,7 pF).

On note enfin que l'isolement du système est supérieur à 10^7 mégohms.

Le tableau (Tab.4) donne les caractéristiques essentielles de différents types de microphones.

II.2.2. Le système électronique

Le signal $X(t)$ donné par le circuit du transducteur est ramené par un préamplificateur à l'entrée d'un voltmètre qui en donne une valeur quadratique moyenne :

- soit, lorsqu'il est non sélectif, la valeur R_t correspondant au signal total sur toute la gamme des fréquences comprises entre $f_o = 2$ ou 20 Hz et $f_\ell = 20$ KHz

$$R_t = \int_{f_o}^{f_\ell} \sqrt{|X_f|^2} df. \quad (2.1)$$

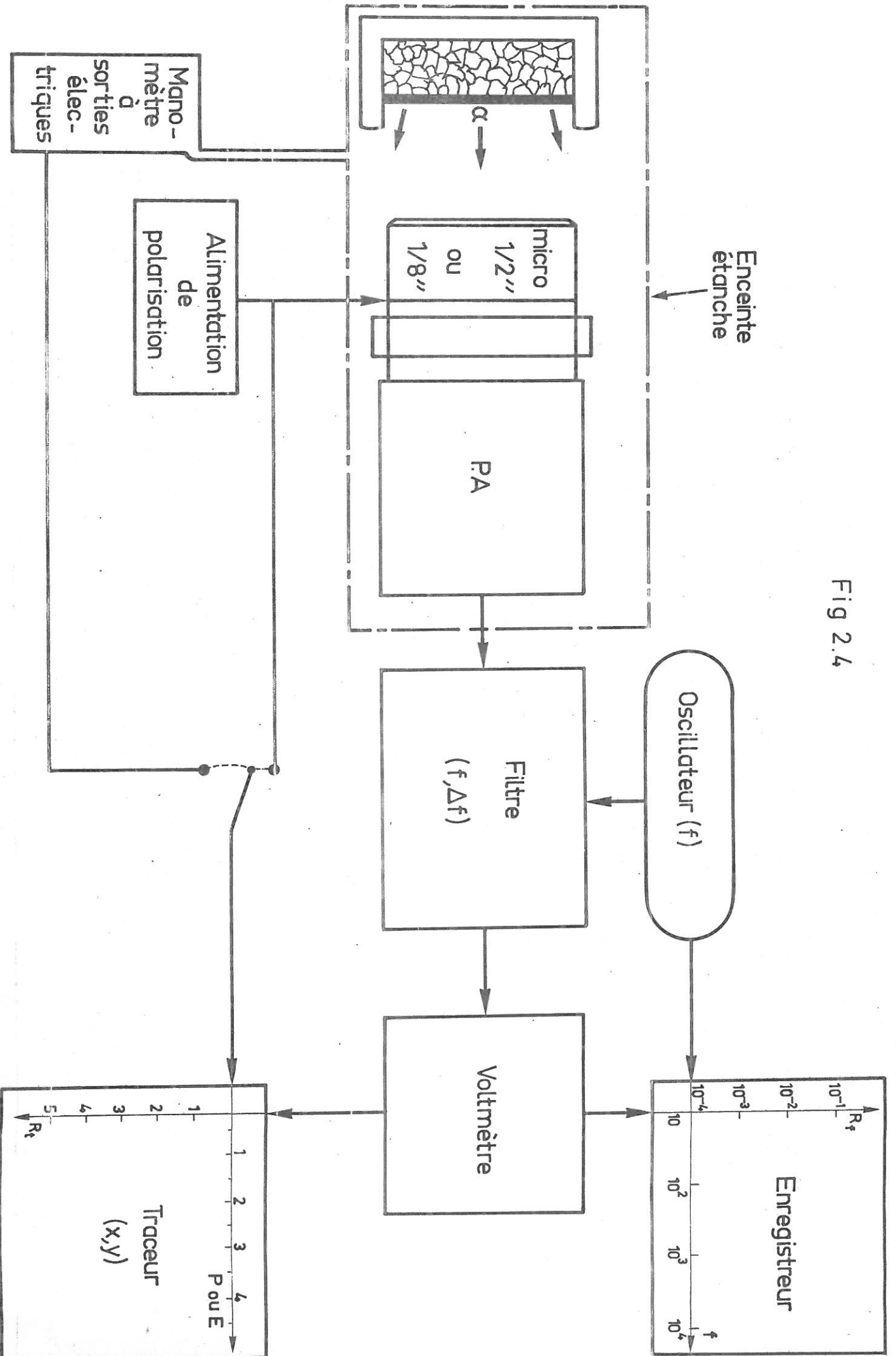
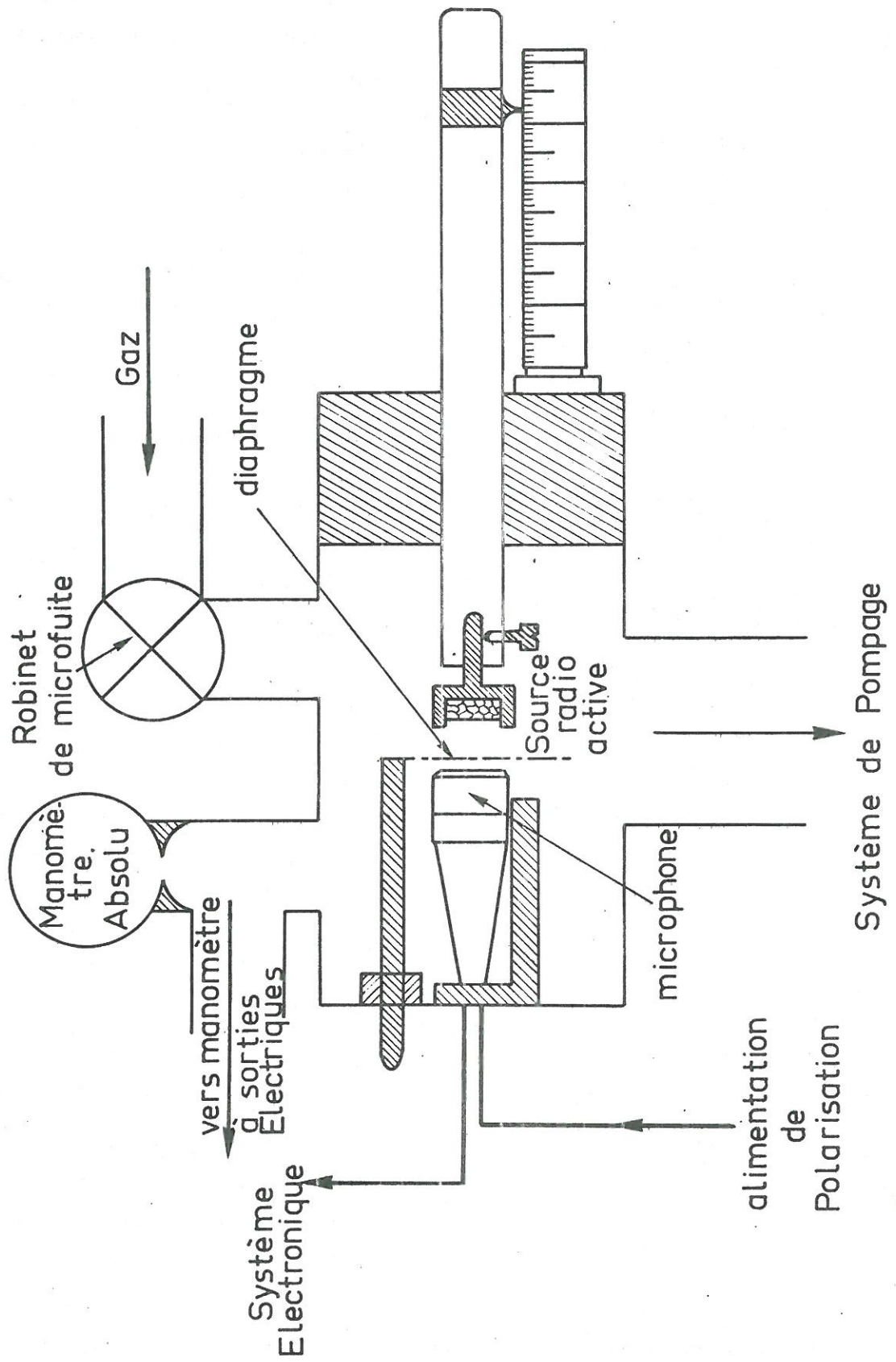


Fig 2.4

Fig 2.5 - Schéma de l'Enceinte



- soit, s'il fonctionne en voltmètre sélectif, la densité spectrale R_f correspondant au signal filtré à la fréquence f , $20 \text{ Hz} \leq f \leq 20 \text{ KHz}$; ce voltmètre a une largeur de bande Δf de 3.7, 10, 36 ou 100 Hz, et l'on a :

$$R_f = \frac{1}{\Delta f} \cdot \int_{f-\frac{\Delta f}{2}}^{f+\frac{\Delta f}{2}} \sqrt{|X_f|^2} df. \quad (2.2)$$

Un enregistreur couplé au voltmètre, permet alors l'enregistrement automatique de R_f en fonction de f . (Voir Fig.2.4).

II.2.3. La tension de polarisation

La tension de polarisation du transducteur, initialement de $200 \pm 20 \text{ V}$, a été modifiée, grâce à une alimentation de polarisation extérieure. Le dispositif actuel permet de faire varier cette polarisation entre 0 et $\pm 250 \text{ V}$.

II.3. L'ENCEINTE

Microphone et source sont disposés l'un en face de l'autre dans une enceinte étanche. Le microphone est fixe, et la source est tenue par un support qui est mobile afin de faire varier la distance z séparant le microphone de la source.

L'enceinte est reliée à un banc de pompage primaire qui permet d'atteindre des vides de l'ordre de 10^{-4} Torr ; un robinet de microfuite est utilisé pour introduire lentement dans l'enceinte le gaz choisi pour l'étude (Fig.2.5).

Les pressions de travail (de quelques torr à la pression atmosphérique) sont mesurées par un manomètre absolu ; un manomètre à mercure, à "sorties électriques" sert, en outre, à l'enregistrement continu des pressions (Fig.E.2).

CHAPITRE TROIS

ACTION DES PARTICULES α SUR LE MICROPHONE

Les sources radioactives α ont une action sur un microphone électrique. En effet, mis en face de la source de Curium 244 (dont l'activité est de l'ordre de 100 mCi) le microphone Type 4133, donne un "bruit" total de l'ordre de 2 mV, quand on travaille dans l'air, à 2 mm de la source.

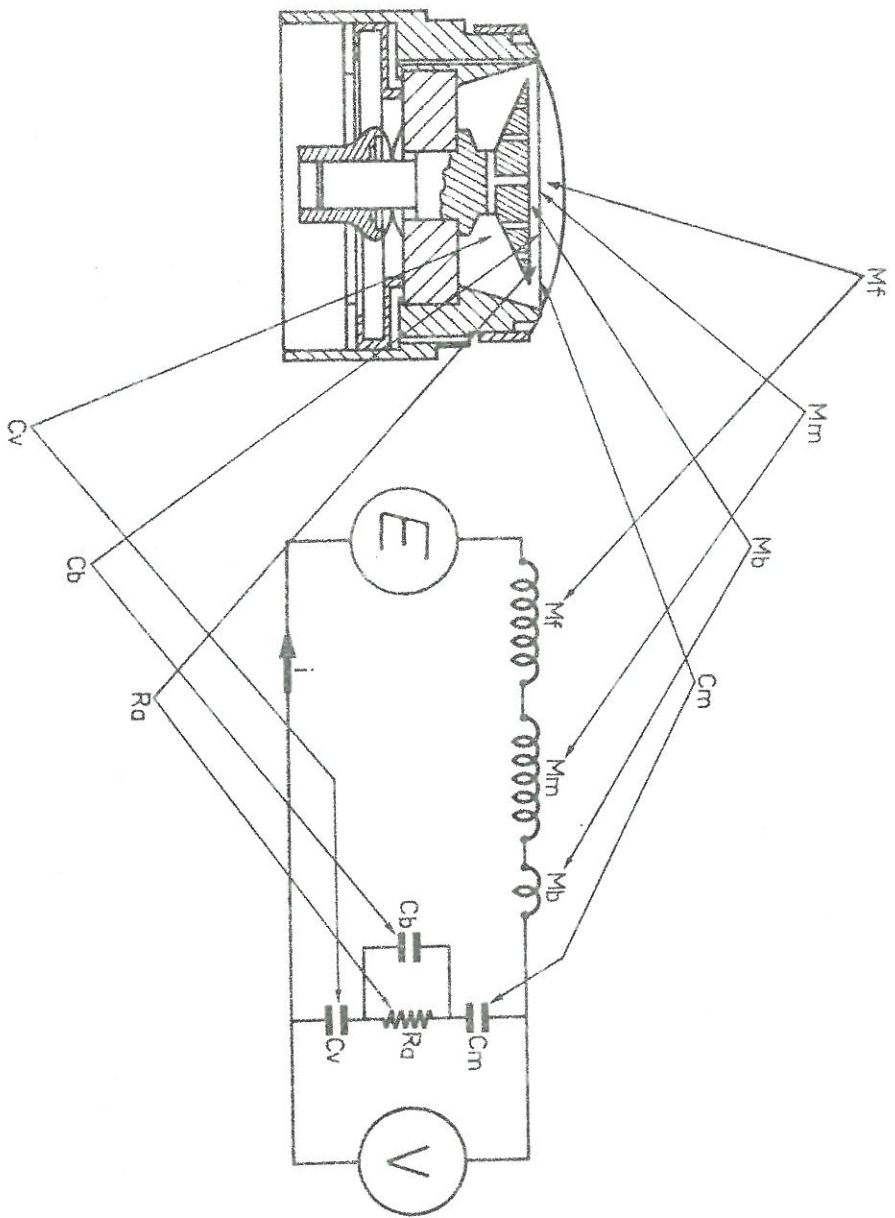
Ce bruit disparaît complètement lorsque la source est occultée par un diaphragme, ce qui prouve sa relation étroite avec l'émission des particules α . (Le diaphragme arrête uniquement le rayonnement α , tout en laissant passer les autres). Il est facile de mettre aussi en évidence l'influence de la nature et de la pression du gaz (dans lequel l'ensemble microphone-source est disposé), l'influence aussi de la valeur de la tension de polarisation et de la distance microphone-source.

On se propose donc, d'étudier l'origine physique de ce phénomène, d'en analyser les effets et de mettre en évidence quelques applications possibles.

III.1. ETUDE THEORIQUE

Les particules α ne peuvent agir sur le microphone qu'à travers la capacité du transducteur dont elles perturbent l'équilibre électrique, ce qui se répercute dans le circuit de mesure. Cette perturbation a, à priori, deux origines :

1) Une origine mécanique, liée au changement de la valeur de la capacité du condensateur par modification de la forme de celui-ci



CIRCUIT EQUIVALENT DE L'ENSEMBLE MECANIQUE DU SYSTEME

FIG 3.1

M_f = masse d'air se déplaçant devant le diaphragme

M_m = masse du diaphragme

M_b = masse d'air se déplaçant derrière le diaphragme

C_m = "compliance" du diaphragme

C_b = compliance de la couche d'air située derrière le diaphragme

C_v = compliance du volume interne

R_a = résistance de l'espace compris entre le diaphragme et l'armature interne

2) Une origine électrique, due à la modification de la charge du condensateur.

III.1.1. Effet mécanique

Un effet mécanique peut être associé à l'impact d'une particule α sur l'armature mobile du microphone. Cet effet est comparable à celui d'une onde acoustique : il s'agit dans les deux cas d'un excès de pression capable de modifier la distance entre les deux armatures du condensateur.

Une notice technique du fabricant⁽³⁾ fournit l'analyse détaillée de la réponse du système mécanique à une onde acoustique ; cette réponse dépend de beaucoup de facteurs caractérisant le microphone : réaction de l'armature, masse de l'air dans les différentes cavités qui le constituent, dimensions de l'orifice d'égalisation de la pression entre le volume interne du microphone et l'espace libre. Le système mécanique est bien représenté par un circuit électrique équivalent schématisé Fig.2.7. Dans ce circuit, caractérisé à l'équilibre par la tension V , la fluctuation de tension E qui correspond à l'impulsion mécanique extérieure, crée un courant i représentant la variation $\Delta \epsilon$ de la distance ϵ entre les armatures. Les diverses capacités C et les diverses selfs M correspondent respectivement à la compliance et la masse des différents éléments mécaniques du transducteur, et leur valeur peut être connue.

Pour les types de microphones qu'on emploie, la capacité C_b est négligeable de sorte que l'équation caractéristique du circuit de la Fig.2.7 s'écrit sous la forme simplifiée :

$$M \frac{d}{dt}(\Delta \epsilon) + R_a (\Delta \epsilon) + \frac{1}{C} \int (\Delta \epsilon) dt = E \quad (3.1)$$

$$\text{où} \quad M = M_f + M_m + M_b \quad (3.2)$$

$$\text{et où} \quad \frac{1}{C} = \frac{1}{C_v} + \frac{1}{C_m} \quad (3.3)$$

M_f , M_m , M_b , C_v , C_m et R_a sont définies à la Fig.2.7.

Ainsi, pour une onde acoustique sinusoïdale, de pulsation ω , la solution de (3.1) est :

$$(\Delta e) = \frac{F}{(R + jM\omega + \frac{1}{jC\omega}) j\omega} \quad (3.4)$$

où F est la "force" qui agit sur l'armature :

$$F = \frac{dE}{dt}$$

Dans notre cas, F est une impulsion brève de durée θ :

$$F = \frac{\Delta P}{\theta} \quad (3.5)$$

où ΔP est l'impulsion cédée par une particule α à l'armature. et où θ est le temps nécessaire à la particule α pour traverser l'armature.

La résolution de (3.1) peut s'effectuer en passant à la transformée de Laplace. On obtient ainsi :

$$(\Delta e) = \frac{\Delta P}{M} \cdot \frac{\sin \Omega t}{\Omega} \cdot e^{-\gamma t} \quad (3.6)$$

$$\text{où } \Omega^2 = \Omega_0^2 - \gamma^2 \quad (3.7)$$

$$\Omega_0^2 = \frac{1}{MC} \quad (3.8)$$

$$\gamma = \frac{R_a}{2M} \quad (3.9)$$

Si l'on définit le gain d'un système linéaire comme le rapport entre la réponse R donnée par le système à un signal S

$$g = \frac{R}{S} \quad (3.10)$$

le gain $g_{Mm}(f)$ du système mécanique à une force extérieure vue à une fréquence f donnée, sera alors :

$$g_{Mm} \propto \frac{1}{\sqrt{\Omega_0^4 - 8\pi^2(\Omega_0^2 - \gamma^2)f^2 + 16\pi^4 f^4}} \quad (3.11)$$

Cela montre bien que ce gain est constant à basses fréquences, et tend vers zéro à hautes fréquences.

En remplaçant dans l'expression (3.8) les différents paramètres (M , Ω , γ , etc...) par leurs valeurs, on peut voir que le déplacement ($\Delta\epsilon$) correspondant à l'impact d'une particule α est trop faible pour être décelable dans les conditions de l'expérience.

Une autre confirmation de ceci peut être obtenue en comparant au minimum de la pression décelable par le microphone, la pression P produite par une particule α . On a :

$$P = \frac{F}{S} = \frac{\Delta P}{\theta} \cdot \frac{1}{S} \quad (3.12)$$

D'après le tableau 4, cette pression vaut environ $\frac{6.10^{-8}}{S_m}$ Newton, soit dans le cas d'un microphone Type 4133,

$$P \approx 5.10^{-4} \text{ N/m}^2 \quad (3.13)$$

$$\text{et } P \approx 7,5.10^{-3} \text{ N/m}^2 \quad (3.14)$$

dans le cas d'un microphone Type 4138, ce qui est indécelable puisque le seuil de détection est 5.10^{-3} et 10^{-1} N/m^2 respectivement pour les deux microphones considérés⁽³⁾.

D'autre part, la fréquence d'arrivée des particules est beaucoup plus grande que la fréquence limite du microphone ($t_\alpha \ll \frac{1}{\gamma}$). On doit s'attendre à ce que l'effet mécanique du bombardement de la paroi du microphone par les particules α conduisent simplement à une modification de la position d'équilibre de celle-ci, portant la capacité à une valeur légèrement supérieure mais constante dans le temps.

III.1.2. Effet électrique

Un deuxième effet, associé à l'arrivée d'une particule α sur le transducteur, est lié à la variation de charge ΔQ imposée du condensateur (dont la capacité C est maintenant supposée

fixe) : une telle variation se traduit par une variation v de la tension V , appliquée à ses bornes.

L'importance de ΔQ dépend des conditions de l'expérience. Si l'on admet que la particule α incidente a suffisamment d'énergie pour traverser l'armature extérieure du transducteur (4 microns de Nickel), elle poursuit sa trajectoire jusqu'à la deuxième armature où elle est arrêtée, créant sur les 20 (ou les 13) microns de son parcours un certain nombre de paires (e^-i). Sous l'action du champ électrique de polarisation, ces particules chargées sont alors collectées en nombre N , entraînant ainsi une variation de charge

$$\Delta Q = N \cdot e \quad (3.15)$$

Dans l'argon, à la pression atmosphérique et pour la tension de polarisation V de 100 V pour le microphone $\frac{1}{2\pi}$, le nombre N correspond, ainsi qu'on le verra plus loin, au double du nombre total N_0 de paires (e^-i) qui ont été créées entre les armatures. Ce nombre N_0 , connu par la courbe de Bragg, est :

$$N_0 = I_s \cdot \varepsilon \quad (3.16)$$

Il est donc possible de calculer ΔQ afin d'estimer l'importance du phénomène. Un tel calcul donne :

$$N_0 \approx 90 \text{ paires } (e^-i) \quad (3.17)$$

$$\text{donc } \Delta Q = 2N_0 \cdot e \approx 3 \cdot 10^{-17} \text{ C} \quad (3.18)$$

La variation de la tension sera alors

$$\Delta V = \frac{\Delta Q}{C_t} \quad (3.19)$$

$$\text{d'où } \Delta V \approx 2 \cdot 10^{-3} \text{ mV} \quad (3.20)$$

Donc, la variation correspondante de la tension est du même ordre que la variation liée au signal mécanique, donc également indécélable. Toutefois, puisqu'il s'agit d'un effet purement électrique, on s'attend à ce que le temps de réponse

du système soit très court de sorte que, contrairement au cas précédent, il y ait un effet cumulatif en présence d'un grand nombre de particules α . Cette conclusion sera confirmée plus loin.

III.2. REPOSE DU SYSTEME ELECTRONIQUE A L'ACTION D'UNE PARTICULE

Le schéma équivalent du circuit de l'ensemble microphone et système associé est représenté sur la Fig.(3.2).

L'équation qui décrit la dynamique de ce circuit est :

$$V(t) = \frac{Q}{C} = V_1 - \frac{dQ}{dt} \cdot R \quad (3.21)$$

$$\text{avec } R = \frac{R_i R_c}{R_i + R_c} \quad (3.22)$$

$$C = C_t + C_s + C_i \quad (3.23)$$

$$\text{et } V_1 = V_c \cdot \frac{R_i}{R_i + R_c} \quad (3.24)$$

III.2.1. Réponse à une action mécanique

La variation dQ de la charge peut s'exprimer en fonction de la capacité C , de la tension V , et de leur variation dC et dV :

$$dQ = C \cdot dV + V \cdot dC \quad (3.25)$$

d'où l'on déduit :

$$V(t) = V_1 - R \left(C \frac{dV}{dt} + V \frac{dC}{dt} \right) \quad (3.26)$$

Si l'écart à l'équilibre est supposé faible et caractérisé par les relations :

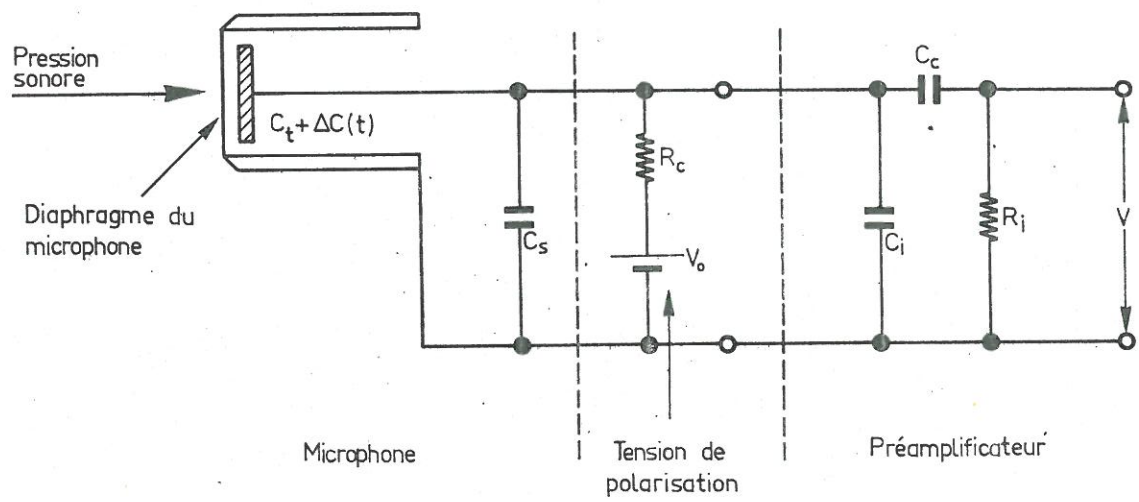


Fig 3.2 Circuit équivalent. Tête du microphone et préamplificateur

$$V(t) = V_1 + v(t) \quad (3.27)$$

$$C(t) = C_0 + c(t) \quad (3.28)$$

$$\text{avec } \frac{c}{C_0} \text{ et } \frac{v}{V_1} \ll 1 \quad (3.29)$$

l'équation (3.21) linéarisée donne au premier ordre :

$$v(t) = -R \left(C_0 \frac{dv}{dt} + V_1 \frac{dc}{dt} \right) \quad (3.30)$$

$v(t)$ n'est autre que la réponse $x(t)$ du système.

Si l'on introduit les variables normalisées :

$$u = \frac{v}{V_1} \quad (3.31)$$

$$\text{et } y = \frac{\Delta \varepsilon}{\varepsilon} \quad (3.32)$$

et comme

$$\frac{c}{C} = \frac{\Delta \varepsilon}{\varepsilon} \quad (3.33)$$

l'équation (3.30) s'écrit :

$$\left(\frac{d}{dt} + \frac{1}{\tau} \right) u = \frac{d}{dt} y \quad (3.34)$$

où $\tau = RC_0$ est la constante de temps du circuit (3.35).

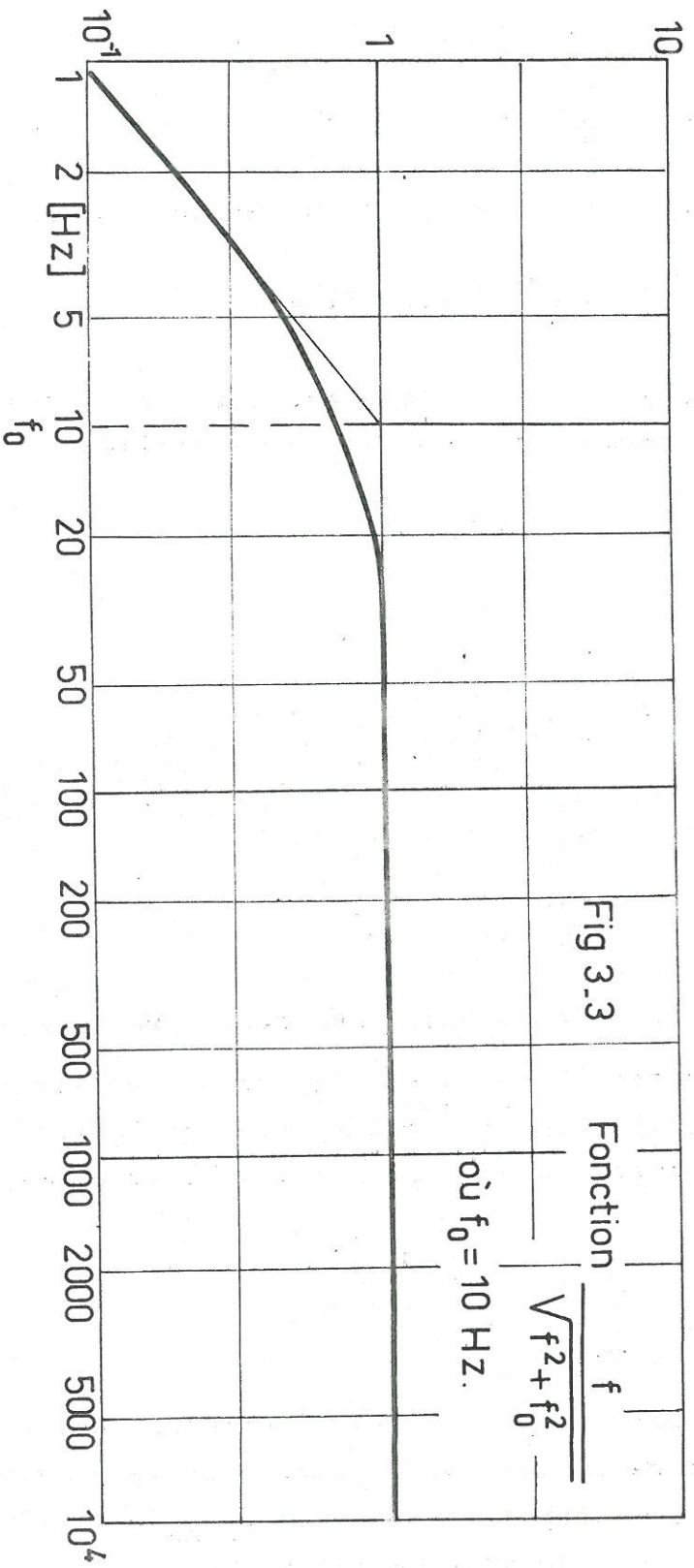
D'après la définition du gain d'un système linéaire, donnée § (III.1.1), on peut écrire que le gain $g_{e.m}(f)$ du système électronique à un signal mécanique est alors :

$$g_{e.m}(f) \propto \frac{f}{\sqrt{f^2 + f_0^2}} \quad (3.36)$$

(voir Fig.(3.3)).

Le gain effectif $g_m(f)$ du microphone, c'est-à-dire le rapport entre la tension de sortie et la pression incidente s'obtient en multipliant le gain $g_{e.m}$ du système électronique par le gain g_{Mm} du système mécanique.

$$g_m(f) \propto g_{e.m}(f) \times g_{Mm}(f) \quad (3.37)$$



d'où l'on tire, d'après l'expression (3.11) de g_{Mm} :

$$g_m(f) \propto \frac{f}{\sqrt{f^2 + f_o^2}} \cdot \frac{1}{\sqrt{\Omega_o^4 - 8\pi^2(\Omega^2 - \gamma^2)f^2 + 16\pi^4 f^4}} \quad (3.38)$$

L'analyse en fréquence fait alors apparaître une courbe dont l'allure est représentée sur la figure (3.5) (cette courbe est fournie par le constructeur pour chaque ensemble microphone-préamplificateur).

On remarque ainsi que le gain est quasiment constant dans une région s'étendant d'une dizaine de Hz à une dizaine de KHz ($g_m(f) \propto g_{e.m}(f)$).

Au delà, interviennent les phénomènes de résonance puis de coupure, liés à la réponse purement mécanique (g_{Mn}) de la tête du microphone. En deçà apparaît la coupure électrique f_o .

$$f_o = \frac{1}{2\pi\tau} \quad (3.39)$$

On note enfin que la tension de sortie du système, à une fréquence f donnée, s'exprime par :

$$x_f = v_f = \frac{c}{C_o} \cdot V_1 \frac{jf}{f_o + jf} \quad (3.40)$$

Elle est donc proportionnelle à la tension de polarisation V_o et inversement proportionnelle à la capacité totale du système.

III.2.2. Réponse à une action électrique

Dans le cas où le signal est une variation de charge (δq_o) produite au temps $t = 0$, l'équation (3.21) donne :

$$\frac{Q(t)}{C} = V_1 - R \frac{dQ(t)}{dt} \quad (3.41)$$

$$\text{Si l'on pose } Q(t) = Q_o + \{\delta Q(t)\} \quad (3.42)$$

$$\text{où } \{\delta Q(t=0)\} = \delta Q_o \quad (3.43)$$

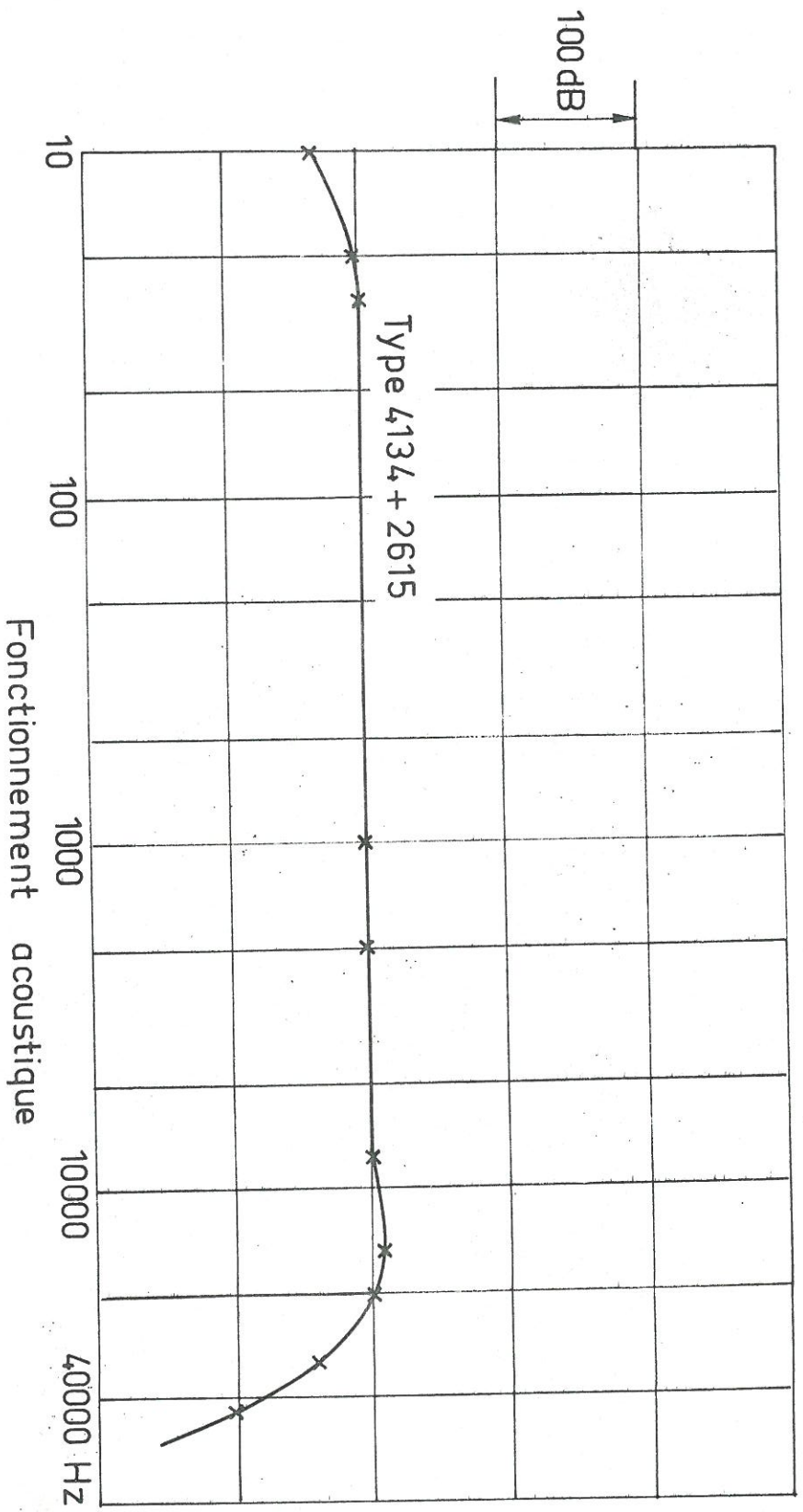


Fig. 35

On aura :

$$\frac{\delta Q}{\tau} = - \frac{d}{dt}(\delta Q) \quad (3.44)$$

La solution de cette équation est alors :

$$[\delta Q(t)] = (\delta Q_0) \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (3.45)$$

La réponse du système à une impulsion de charge arrivant au temps $t = 0$ est donc

$$x(t) = v(t) = \frac{(\delta Q_0)}{C_t} \exp(-t/\tau). \quad (3.46)$$

où C_t est la capacité du transducteur.

Si cette impulsion arrive au temps t_i , la réponse est donnée par :

$$x_i(t) = \frac{\delta Q_0}{C_t} \exp\left(-\frac{t - t_i}{\tau}\right). \quad (3.47)$$

Dans le cas étudié ici, où le dépôt de charge est uniforme dans le temps entre les instants (t_i) et $(t_i + t_0)$, on a :

$$\left. \begin{aligned} x(t) &= 0 && \text{pour } t < t_i \\ x(t) &= \frac{\Delta Q}{C_t} \cdot \frac{\tau}{t_0} \left(1 - \exp\left(-\frac{t - t_i}{\tau}\right)\right) && \text{pour } t_i \leq t < t_i + t_0 \\ x(t) &= \frac{\Delta Q}{C_t} \cdot \frac{\tau}{t_0} \left(\exp\left(\frac{t_0}{\tau}\right) - 1\right) \cdot \exp\left(-\frac{t - t_i}{\tau}\right) && \text{pour } t \geq t_i + t_0 \end{aligned} \right\} \quad (3.48)$$

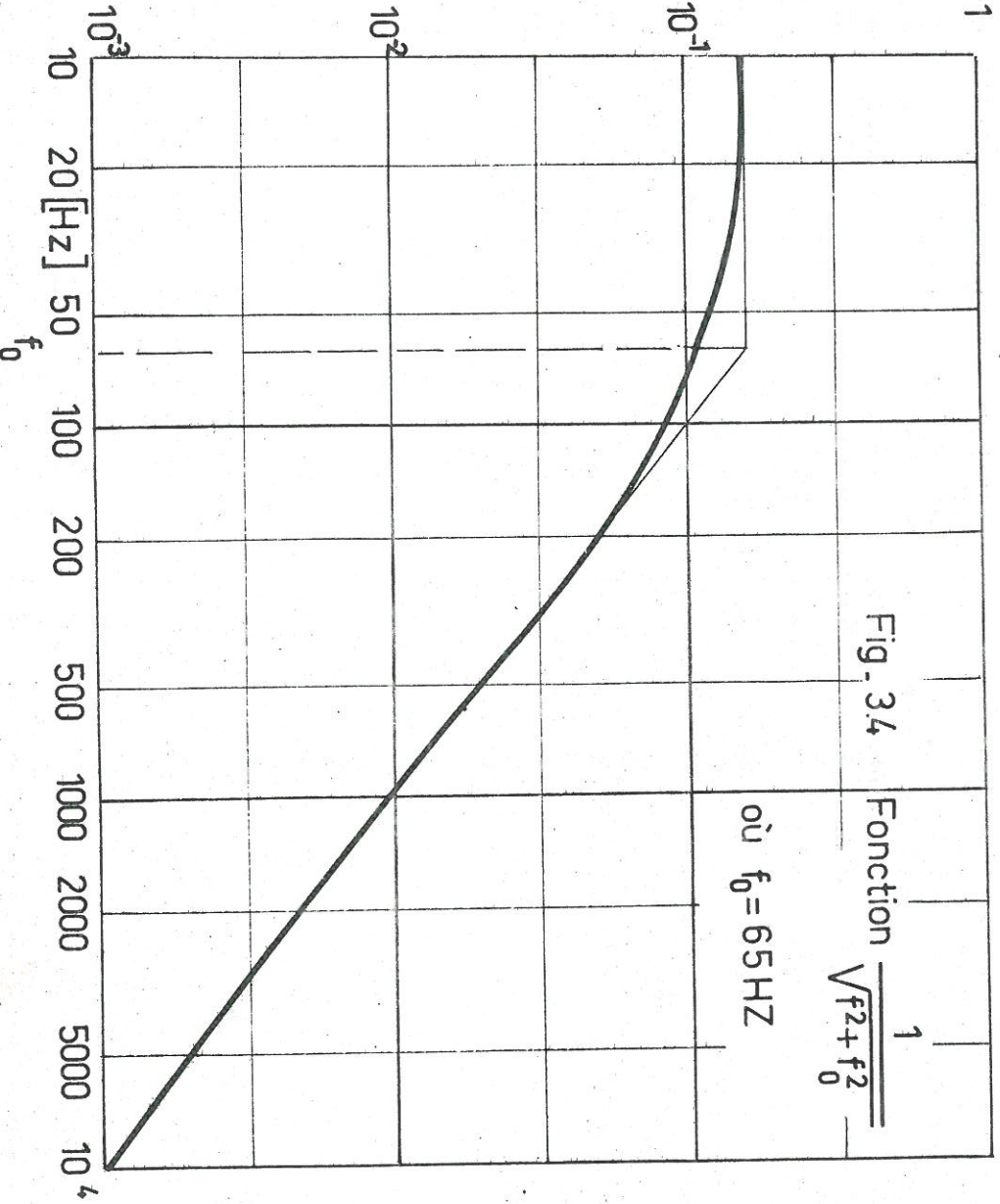
La transformée de Fourier $h(f)$ de $x(t)$ est donnée par :

$$h(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} x(t) e^{-2\pi jft} dt \quad (3.49)$$

Elle représente, à une constante multiplicative près, le gain g du système et a pour module :

$$|h(f)| = \frac{2\sqrt{2}\Delta Q}{C_t} \cdot \frac{1}{4\pi^2 f t_0} \cdot \sqrt{\frac{1 - \cos 2\pi f t_0}{f^2 + f_0^2}} \quad (3.50)$$

Si l'on suppose $t_0 \ll \frac{1}{f}$ (ce qui sera confirmé plus loin), l'expression (3.50) se simplifie et donne :



$$|h(f)| \propto \frac{\Delta Q}{C_t} \cdot \frac{1}{\pi} \frac{\sqrt{1 - \pi^2 f^2 t_0^2 / 3}}{\sqrt{f^2 + f_0^2}} \quad (3.51)$$

Le gain du système est donc dans le cas d'un choc électrique :

$$g_e \propto \frac{1}{\sqrt{f^2 + f_0^2}} \quad (3.52)$$

L'allure de sa variation avec f est représentée sur la figure (3.4). Elle correspond, ainsi que nous le verrons plus loin, à la courbe trouvée expérimentalement dans l'analyse en fréquence du bruit induit par la source α .

III.3. ANALYSE STATISTIQUE. REPONSE EFFECTIVE DU SYSTEME

Soit $x_i(t)$ la réponse du système au processus élémentaire provoqué par l'arrivée d'une particule α . Cette réponse ne peut être donnée isolément car il est aisé de voir que le temps t_α séparant l'arrivée de deux particules successives est très petit devant le temps τ de réponse de l'appareil ($t_\alpha \lesssim 10^{-9}$ sec).

Dans ces conditions, il n'est possible de voir qu'une réponse globale à l'ensemble de processus élémentaires. C'est cette réponse X que l'on se propose de calculer en fonction de $x_i(t)$ et de la fréquence des événements.

Etude statistique

La relation entre réponses élémentaires et réponse effective X a été étudiée pour un bon nombre de cas. Elle est en général indépendante des processus physiques et ne dépend que des propriétés statistiques du phénomène étudié. Le cas envisagé ici se caractérise par un certain nombre de propriétés simples :

1. Les processus élémentaires se produisent de façon aléatoire dans le temps à l'image de l'émission α de la source. La fréquence de ces événements est en moyenne $\rho = \frac{1}{t_\alpha}$.

2. Les réponses élémentaires sont identiques, et cela quelque soit le temps τ_i de déclenchement du processus i . La réponse ne dépend que de l'intervalle entre le temps d'observation et le temps τ_i .

$$x_i = x(t - \tau_i) = x(\tau). \quad (3.53)$$

3. Le système est stationnaire, c'est-à-dire invariant dans un changement de l'origine du temps. Cela est vrai si l'échelle de temps sur laquelle s'effectue la mesure est assez grande devant α pour que la fréquence des événements soit une constante. Cela implique aussi que l'activité de la source α ne varie pas sur cette échelle, ce qui est toujours vérifié ici.

4. Les réponses élémentaires sont indépendantes, donc le système est donc sans mémoire : chaque processus élémentaire a lieu indépendamment de tous les autres processus ayant lieu avant ou après lui. Ceci apparaît, pour l'instant, comme une hypothèse dont on verra plus loin qu'elle est presque toujours vérifiée.

5. Enfin, ainsi que cela a été dit au § (III.2), le système est linéaire et caractérisé par un gain g indépendant de la valeur du signal.

Dans ces conditions, il est possible de trouver des relations simples entre la réponse élémentaire $x_i(t)$ (3.48) et la valeur moyenne de la réponse globale $X(t)$, en s'appuyant sur les théorèmes de Campbell⁽⁴⁾.

Le premier de ces théorèmes concerne la valeur moyenne $\overline{X(t)}$, le second la valeur quadratique moyenne $\sqrt{X^2(t)}$ et ils s'expriment respectivement par :

$$\overline{X(t)} = \rho \int_{-\infty}^{\infty} x(t) dt \quad (3.54)$$

$$\overline{x^2(t)} = \overline{x(t)}^2 + \rho \int_{-\infty}^{+\infty} x^2(t) dt \quad (3.55)$$

Si l'on introduit la transformée de Fourier $h(f)$ de la fonction $x(t)$ donnée à (3.49), (3.54) s'écrit alors :

$$\overline{x(t)} = \rho h(0) \quad (3.56)$$

L'égalité de Parseval permet en outre d'écrire :

$$\overline{x^2(t)} = \overline{x(t)}^2 + 2\rho \int_0^{\infty} |h(f)|^2 df \quad (3.57)$$

L'appareillage qui a été décrit au § (II.2.2) ne permet pas la mesure de $\overline{x(t)}$, car le voltmètre associé à l'ensemble transducteur-préamplificateur ne laisse pas passer la composante continue.

Il est aisé de voir, en revanche, que lorsqu'il est associé à un filtre centré sur la fréquence f , de bande passante Δf et de gain $|g_f| = \frac{1}{\Delta f}$, le voltmètre donne une réponse quadratique moyenné égale à :

$$\sqrt{\overline{x_f^2}} = \left\{ 2\rho \cdot \int_{f-\frac{\Delta f}{2}}^{f+\frac{\Delta f}{2}} |h(f)|^2 |g_f| df \right\}^{1/2} \quad (3.58)$$

et si $|g_f| = \frac{1}{\Delta f}$,

$$\sqrt{\overline{x_f^2}} \approx \sqrt{2\rho} |h(f)|. \quad (3.59)$$

III.4. ANALYSE EN FREQUENCE. RESULTATS DE MESURE

Ainsi que l'on vient de le voir, la variation de $\sqrt{\overline{x_f^2}}$ avec la fréquence d'accord du filtre est, à une constante près la courbe de gain $g(f)$ du système [$g(f) \propto |h(f)|$]. Tracer $g(f)$ constitue donc un moyen de vérifier si le processus physique mis en jeu est de type "mécanique" avec un gain

$$g_m(f) \propto \frac{f}{\sqrt{f^2 + f_0^2}} \text{ pour } f \lesssim 10 \text{ KHz} \quad (3.38)$$

ou de type "électrique" avec un gain $g_e(f) \propto \frac{1}{\sqrt{f^2 + f_0^2}}$ (3.52)

Dans ce but, l'analyse en fréquence a été faite pour un certain nombre de gaz à différentes pressions, pour diverses valeurs de la tension de polarisation et de la distance source-microphone. Les courbes obtenues sont données sur les Fig. (R.1 de 1 à 8 et R.2). Elles vérifient toutes la relation (3.52) avec un palier à l'origine et une décroissance en $\frac{1}{f}$ pour les valeurs élevées de la fréquence. Ces deux limites asymptotiques représentées en coordonnées logarithmiques se coupent en un point qui correspond à $f = f_0$, et ceci donne donc directement la fréquence de coupure f_0 .

On mesure ainsi : $f_0 = 65 \text{ Hz}$ dans le cas d'un microphone d'un demi pouce, et $f_0 = 80 \text{ Hz}$ pour le microphone un huitième de pouce.

La preuve est ainsi faite que le bruit détecté par le microphone est bien dû au dépôt de charges sur les parois du transducteur. Il est maintenant possible de calculer l'expression de la réponse effective du système. La réponse élémentaire $x(t)$ étant donnée par la formule (3.48), on en déduit :

$$R_f = \sqrt{2\rho} \frac{N \cdot e}{C_t} \cdot \frac{1}{\pi} \cdot \frac{1}{\sqrt{f^2 + f_0^2}} \quad (3.60)$$

et

$$R_t = \sqrt{\rho} \cdot \frac{N \cdot e}{C_t} \cdot \frac{1}{\pi \sqrt{f_0}} \quad (3.61)$$

R_f et R_t étant les réponses possibles du système définies en (2.1) et (2.2). Le signal mesuré est donc proportionnel à $[\sqrt{\rho} \cdot N \cdot e]$.

Si, de plus, on arrive à passer le continu, on doit avoir :

$$R_c = \bar{X} = \rho \frac{N}{C_t} \cdot \frac{1}{\pi} \cdot \frac{1}{f_0} \quad (3.62)$$

La constante multiplicative est une fonction simple de :

C_t valeur connue de la capacité du transducteur

et de $f_o = \frac{1}{2\pi RC}$ qui peut être obtenue :

- . soit d'après les valeurs de R et C du circuit si on les connaît
- . soit expérimentalement d'après l'analyse en fréquence.

Il est donc théoriquement possible de déterminer le produit $\sqrt{\rho} \cdot N$.

ρ étant le nombre des particules α qui frappent l'armature du microphone par seconde ;

et N le nombre total de charges collectées par les deux armatures lors d'un processus élémentaire.

o o
o

CHAPITRE QUATRE

INFLUENCE DES PARAMETRES SUR LE BRUIT DES PARTICULES α

IV.1. INTRODUCTION

Dans son fonctionnement, un microphone électrique donne une réponse proportionnelle à la pression qu'exerce l'onde acoustique sur le transducteur. La valeur de cette réponse dépend directement de la tension de polarisation et lui est proportionnelle (rel.3.40). L'influence de la nature du gaz est presque négligeable, et la pression n'agit que sur la sensibilité mécanique du microphone en modifiant la valeur des quantités M , R et C définies sur la figure 2.7.

Quand il s'agit du fonctionnement électrique, l'action de ces paramètres (V_1 , p , etc...) n'est pas évidente. En effet, d'après la relation (3.48), la réponse du microphone à un dépôt de charge ΔQ donné, n'est fonction que de la valeur des constantes (C_t , τ , etc...) du circuit de réponse.

Ainsi, dans notre cas, la tension de polarisation V_1 , la nature du gaz et la pression p n'interviennent pas directement dans la valeur de la tension de sortie mesurée, mais au travers de leurs actions possibles, soit sur la quantité ΔQ de charges déposées, soit sur la fréquence des événements ρ . Il en est de même de la distance z séparant le microphone et la source.

IV.1.1. Paramètres dont dépend ρ

Le nombre ρ de particules α traversant par seconde l'armature externe du transducteur dépend d'une part, de la source (activité, forme et dimensions, etc...) et du microphone (dimensions, nature de l'armature, etc...), et d'autre part, de la distance z séparant la source du microphone, ainsi que de la nature et de la pression du gaz remplissant l'enceinte.

Dans le cas de notre expérience, la source et le microphone sont donnés ; leurs surfaces respectives S_s et S_m sont toujours disposées de façon à ce qu'elles soient parallèles et centrées sur le même axe. Si l'on suppose de plus que l'activité A est uniformément répartie sur la surface S_s , ρ est alors considérée comme fonction de la seule variable z :

$$\rho = \rho(z) . \quad (4.1)$$

Ceci reste vrai dans la limite où l'énergie de toutes les particules α dirigées vers le microphone est suffisante pour qu'elles traversent l'armature de 4μ de Ni du microphone Type 4133 (soit 3μ de Ni pour le microphone Type 4138).

On est ainsi amené à définir une distance limite d'action Z_a , pour laquelle l'énergie E_α de la particule α correspond exactement à l'énergie qui lui est nécessaire pour traverser l'armature extérieure, ioniser le gaz inter-armatures et s'arrêter juste à l'armature intérieure du transducteur (Z_a peut être considérée comme une distance d'arrêt effective pour le problème considéré).

IV.1.2. Paramètres dont dépend N

Le nombre N est le nombre des particules chargées collectées au cours d'un processus élémentaire, dans lequel une particule α crée N_0 paires électrons-ions.

N doit donc dépendre de N_0 , et si l'on suppose que toutes les particules créées sont collectées, sans aucun effet de multiplication ou de perte

$$N = 2N_0 \quad (4.2)$$

N_0 est définie en (3.16) par la relation $N_0 = I_s \cdot \epsilon$; il dépend donc de la nature et de la pression du gaz, et de l'énergie E_α de la particule α émergeant de l'armature externe ; cette énergie E_α est, elle-même, fonction de la nature, de la pression p et de l'épaisseur z du gaz traversé depuis la source. Toutefois, si l'on applique l'approximation du § I.1, qui permet d'assimiler la courbe de Bragg à une marche d'escalier, l'influence de E_α peut être considérée alors comme négligeable.

Dans la limite de cette approximation, et pour $0 \leq z \leq Z_a$, la distance z ne fait donc varier que la densité d'évènements ρ ; les autres paramètres, tels que le champ électrique, et la nature et la pression du gaz, n'interviennent alors que dans la valeur de N .

IV.2. VARIATION DE ρ EN FONCTION DE z . EXPERIENCE

Comme on le verra plus loin (App.A), l'expression de ρ en fonction de la distance z peut s'écrire :

. pour le microphone d'un huitième de pouce :

$$\rho_{\frac{1}{8}} \approx \frac{n_\alpha}{2} \left(1 - \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{R_s}{z}\right)^2}} \right) S_{\frac{1}{8}} \quad (4.3)$$

. et pour le microphone un demi-pouce :

$$\rho_{\frac{1}{2}} \approx \frac{n_{\alpha}}{2} \left[1 - \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{R_s}{z}\right)^2}} - \frac{3}{8} \frac{z R_m^2}{R_s^3} \right] S_{\frac{1}{2}} \quad \text{pour } \frac{z}{R_s} \ll 1$$

$$\rho_{\frac{1}{2}} \approx \frac{n_{\alpha}}{2} \left[1 - \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{R_s}{z}\right)^2}} \right] \cdot S_{\frac{1}{2}} \quad \text{pour } \frac{z}{R_s} \gg 1$$

(4.4)

où R_s , S_s et R_m , S_m sont le rayon et la surface respectifs de la source et du microphone, et où n_{α} est le nombre des particules α émises par seconde et par unité de surface de la source. La figure (R3.1) donne la variation de ρ avec la distance pour le microphone d'un huitième de pouce, et la figure R3.2 pour le microphone un demi-pouce.

IV.3. PROCESSUS PHYSIQUES INTERVENANT DANS L'EXPRESSION DE N

La description d'un plasma créé par une source α telle qu'elle a été donnée au chapitre I, ne s'applique pas au cas de l'ionisation dans l'espace interarmatures où règne un champ électrique important.

En effet, dans cette description la création des paires ($e^- - i$) est due à l'ensemble des particules α qui arrivent en assez grand nombre pour que leur action soit collective. La population électronique d'équilibre résulte de l'égalité entre cette action et les pertes dues à la recombinaison ; la discussion du § I.2, montre qu'il s'agit alors bien d'un plasma.

En revanche, dans le cas qui nous intéresse ici, et pour les conditions de fonctionnement les plus habituelles, le champ électrique entraîne les électrons et les ions vers les armatures en un temps t_0 très court devant le temps t_{α} . On démontre plus loin (Tab.4.3) que l'on peut toujours consi-

dérer le régime comme collisionnel, et que l'expression donnant t_0 peut alors s'écrire sous la forme :

$$t_0 = \frac{\varepsilon}{v} = \varepsilon \cdot \frac{mv_{e-N}}{e \cdot E} \quad (4.5)$$

où m est la masse d'un électron, e la charge élémentaire, v_{e-N} la fréquence de collision électron-neutre et v la vitesse moyenne de translation des électrons.

Chaque particule α crée ainsi deux colonnes d'électrons et d'ions initialement confondues et qui diffusent radialement dans l'espace tout en se déplaçant sous l'action du champ de polarisation vers les parois où elles sont collectées. Il n'y a pas de plasma proprement dit, mais une succession dans le temps de telles paires de colonnes élémentaires, chacune indépendante de celle qui la précède ou qui lui succède. Chacune de ces colonnes est constituée d'un nombre initial N_0 de charges positives pour l'une, négatives pour l'autre, qui peuvent évoluer au cours du temps si d'autres processus de création ou de perte interviennent.

C'est le cas en particulier de la recombinaison qui peut jouer un rôle si le champ électrique de polarisation E est assez faible pour que le temps t_0 de collecte soit égal ou supérieur à t_R tout en restant supérieur à t_α : un certain nombre de charges disparaissent alors avant d'être collectées par les parois.

C'est également le cas de l'effet de multiplication électronique qui apparaît lorsque l'énergie cinétique acquise par les électrons dans le champ E est grande, c'est-à-dire pour les fortes valeurs de celui-ci. Les charges sont alors collectées en nombre supérieur à $(2N_0)$.

Faire varier le champ E et la pression p apparaît donc comme un moyen de mettre en évidence ces divers processus.

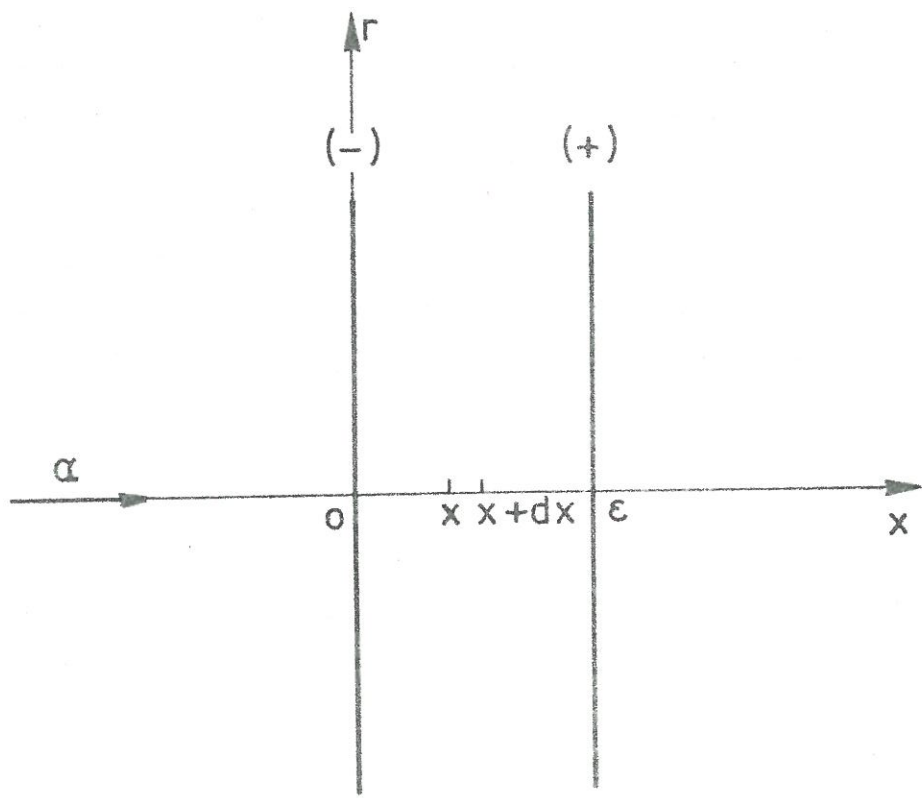
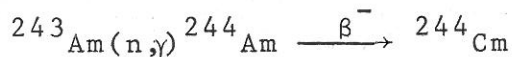


Fig 4.2

Dans une expérience où le ^{239}Pu est irradié par un flux de $3 \cdot 10^{14}$ n/cm²/sec, jusqu'à ce que le flux total soit de $1,4 \cdot 10^{22}$ neutrons/cm², on trouve par exemple, par une analyse spectrographique de masse que la composition isotopique du Curium est :

^{242}Cm	0,68 %
^{244}Cm	96,29 %
^{245}Cm	1,14 %
^{246}Cm	1,86 %
^{247}Cm	0,028 %

Si l'on veut atteindre un niveau plus élevé de pureté isotopique un moyen consiste à interrompre l'irradiation neutronique dès qu'une proportion satisfaisante de ^{243}Am a été atteinte ; l' ^{243}Am peut alors subir une purification chimique et être réinséré dans le réacteur pour passer finalement au ^{244}Cm par la réaction :



La durée de vie du ^{244}Cm , déterminée de différentes façons, est de l'ordre de 18 années (la mesure la plus récente de cette durée de vie donne la valeur $18,11 \pm 0,07$ années).

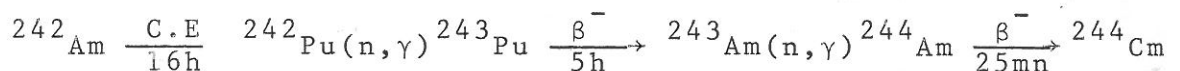
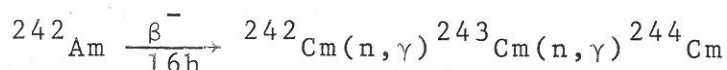
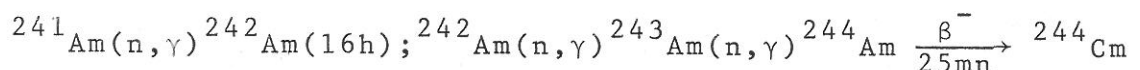
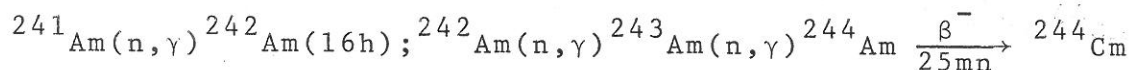
Le spectre énergétique de la désintégration α peut être représenté par le tableau

Energie (meV)	Abondance %	Energie du niveau excité dans le ^{240}Pu fils (keV)
5,802 0,001	76,7	0
5,760	23,3	42,9
5,663	$(2,3 \pm 0,2) \cdot 10^{-2}$	142,2
5,511	$(3,6 \pm 0,3) \cdot 10^{-3}$	296
5,316 ?	$1,5 \cdot 10^{-4}$	495
5,212	$1,5 \cdot 10^{-4}$	600
4,953	$(1,55 \pm 0,16) \cdot 10^{-4}$	863
4,913	$(5 \pm 0,5) \cdot 10^{-5}$	904

APPENDICE B

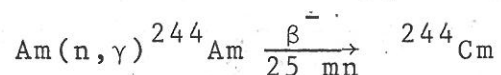
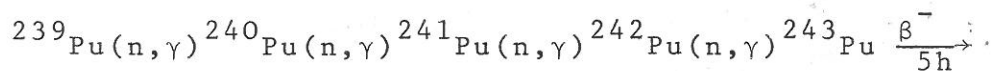
PROPRIETES NUCLEAIRES DU ^{244}Cm

L'isotope 244 du Curium ($Z = 96$), à longue durée de vie, a été détecté pour la première fois par l'analyse au spectrographe de masse d'un échantillon de Curium obtenu en irradiant du ^{241}Am par un flux de neutrons. Le ^{244}Cm est produit dans cette irradiation suivant quatre voies différentes ; ceci est dû à l'existence de différents modes de désintégration de ^{242}Am ainsi qu'à la présence des formes isomériques de ^{242}Am .



Les courbes données aux figures B.1.a et b montrent que la quantité relative de ^{244}Cm obtenue est fonction de l'intensité du flux des neutrons. Ces courbes sont approximatives à cause de l'incertitude sur les valeurs de la section efficace de capture neutronique de certains isotopes de la chaîne.

Le moyen le plus satisfaisant pour obtenir une quantité importante de ^{244}Cm avec une haute pureté isotopique est d'irradier le ^{242}Pu ou le ^{239}Pu par un flux très intense de neutrons énergétiques produits dans un réacteur. L'ensemble des réactions mises en jeu peut être représenté par :



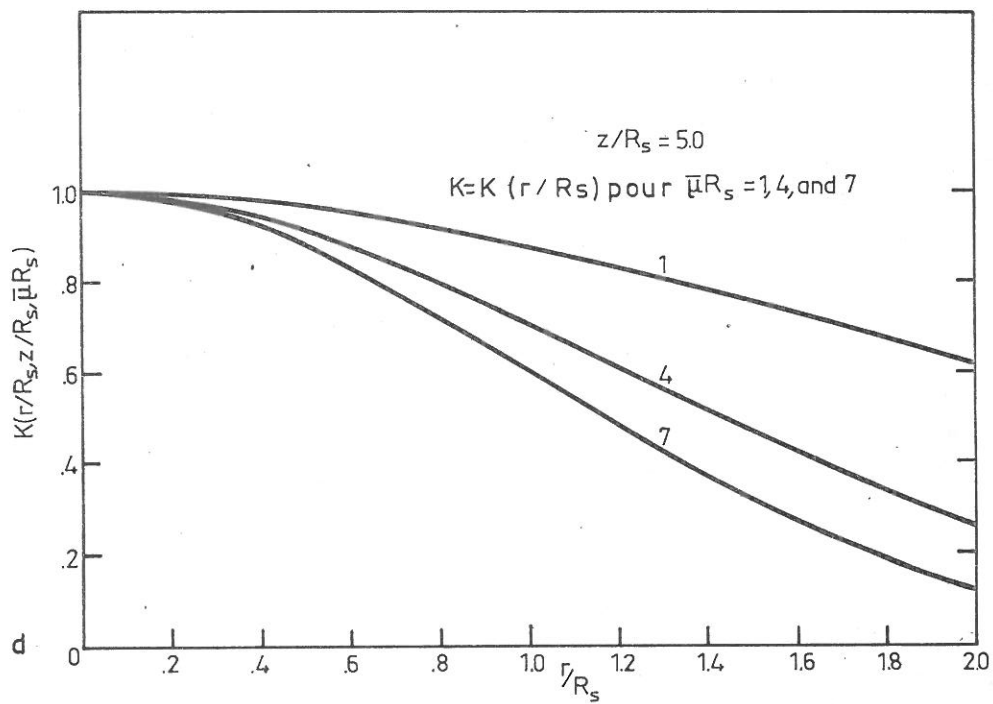
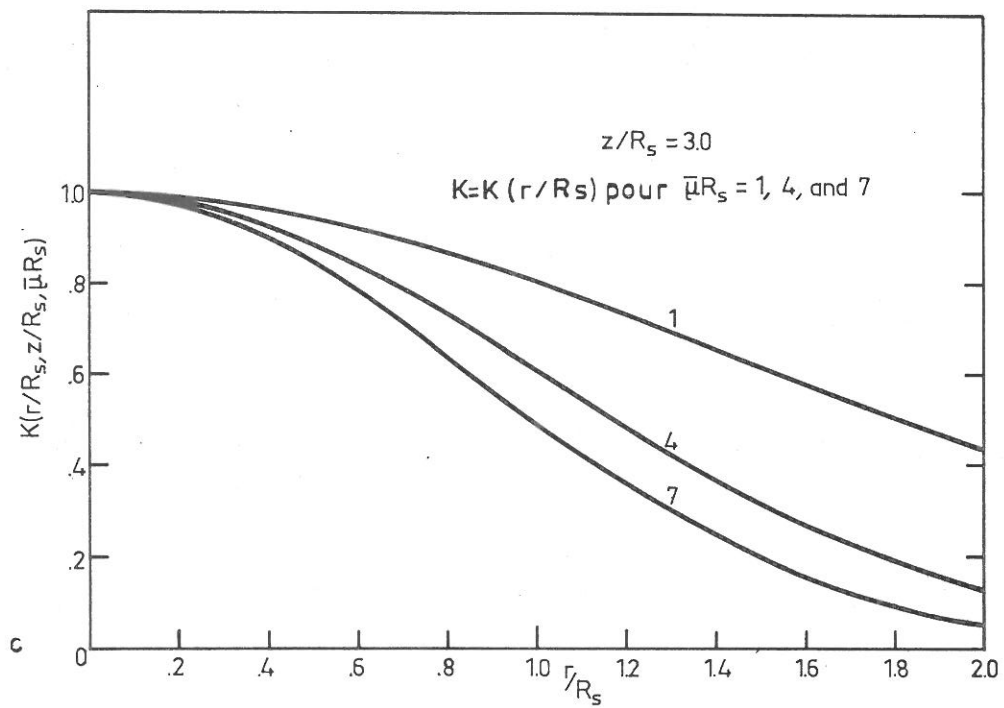


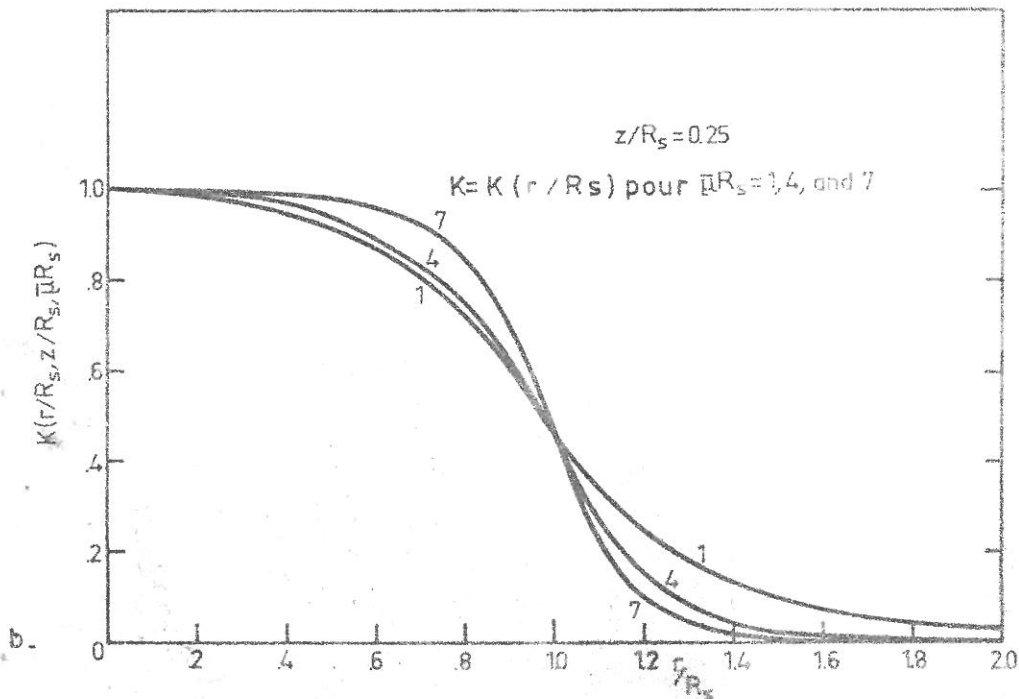
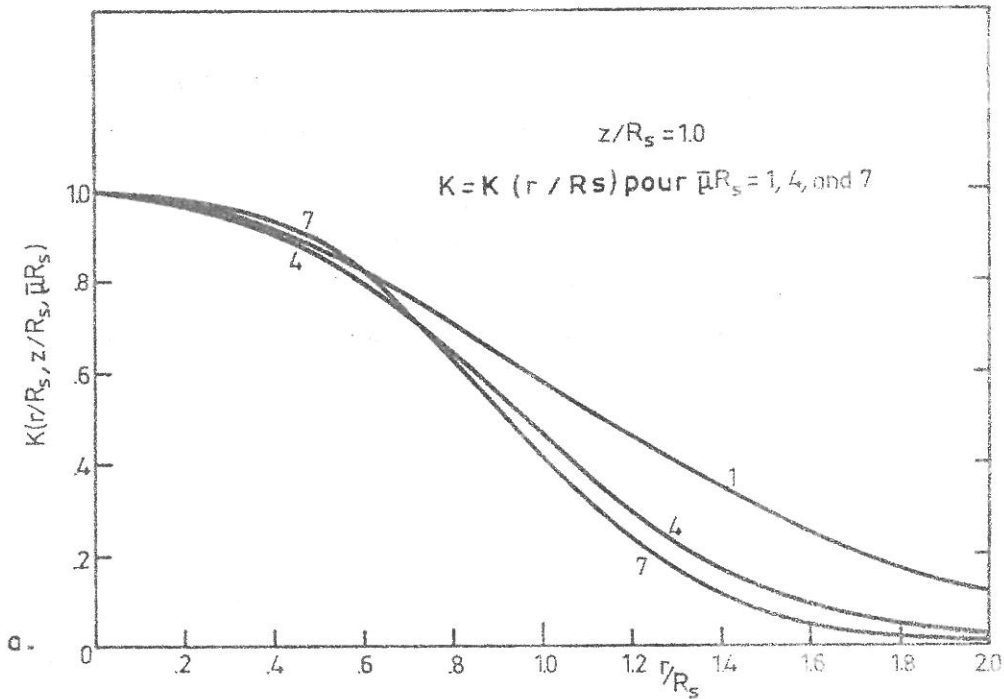
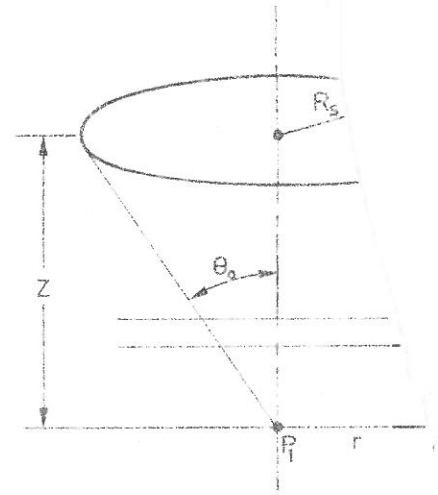
Fig A.3 ; Fonction $K\left(\frac{r}{R_s}, \frac{z}{R_s}, \bar{\mu}R_s\right)$, reliant

le flux sur l'axe et en dehors de l'axe pour des particules d'espèce quelconque.

si $\Phi(P_1)$ est le flux de la source au point P_1 et $\Phi(P_2)$ le flux au point P_2 ,

$$\Phi(P_2) = \Phi(P_1) \cdot K\left(\frac{r}{R_s}, \frac{z}{R_s}, \bar{\mu}R_s\right)$$

où $\bar{\mu}$ est le coefficient moyen d'autocréation le long de leur parcours, des particules émises par la source.



A.3. CONCLUSION

La solution générale de (A.1) conduit à une famille de courbes liant ρ à la densité n_α , lequel est directement liée à l'activité A cherchée :

$$A = \pi \cdot R_s^2 \cdot n_\alpha \quad (\text{A.17})$$

La représentation la plus générale de ces courbes est obtenue en traçant la variation de $\frac{\rho}{n_\alpha}$ en fonction de $\frac{Z}{R_m}$, pour différentes valeurs du paramètre $\frac{R_s}{R_m}$.

Le réseau ainsi obtenu permet alors de trouver directement la correspondance entre l'activité de toute source circulaire et le nombre ρ mesuré au moyen du microphone par la méthode décrite au § V.1.

o o
o

et ainsi : $\rho \approx \frac{n_\alpha}{2} \left(1 - \frac{1}{\sqrt{1 + (R_s/Z)^2}} \right) \cdot \pi R_m^2$. On retrouve ainsi relation (A.5).

b) $(R_s/Z) \gg 1$

$$V(Z, r) \approx \frac{\sigma h}{2\epsilon_0} \left[\left(1 - \frac{Z}{R_s} + \frac{Z^3}{2R_s^3} \right) - \frac{3Zr^2}{4R_s^3} \right] \quad (A.13)$$

Dans le cas du microphone, on peut alors écrire :

$$d\rho \approx \frac{n_\alpha}{2} \left[\left(1 - \frac{Z}{R_s} + \frac{Z^3}{2R_s^3} \right) - \frac{3Zr^2}{4R_s^3} \right] \cdot dS_m \quad (A.14)$$

$$\rho \approx \frac{n_\alpha}{2} \left[\left(1 - \frac{Z}{R_s} + \frac{Z^3}{2R_s^3} \right) - \frac{3}{8} \frac{ZR_m^2}{R_s^3} \right] \pi R_m^2 \quad (A.15)$$

et plus généralement :

$$\rho \approx \frac{n_\alpha}{2} \left[1 - \frac{1}{\sqrt{1 + (R_s/Z)^2}} - \frac{3}{8} \frac{ZR_m^2}{R_s^3} \right] \pi R_m^2 \quad (A.16)$$

La représentation graphique des expressions limites (A.5) et (A.16) permet d'extrapoler l'allure de $\rho(Z)$, dans toute la région intermédiaire de variation de $\left(\frac{Z}{R_s}\right)$.

On trouvera en particulier sur la figure (R.3.2), la forme de $\rho(Z)$ dans le cas d'un microphone dont la surface est égale à celle de la source ($R_s = R_m$). Les résultats expérimentaux obtenus avec le microphone un demi-pouce et représentés sur la même figure (R.3.2), confirment d'une façon satisfaisante la courbe théorique.

Quant à la figure (R.3.1), elle représente la relation (A.5), ainsi que les résultats expérimentaux obtenus avec un microphone d'un huitième de pouce.

Le calcul de ρ revient donc à celui du potentiel créé par deux disques identiques (Fig. A.5), de rayon R_s , distants de h , uniformément chargés avec une densité $(+\sigma)$ pour l'un, et, $(-\sigma)$ pour l'autre. (Fig.A.5).

Il s'agit d'un problème classique d'électrostatique dont le résultat est bien connu sur l'axe

$$V(Z,0) = f(Z) = \frac{\sigma h}{2\epsilon_0} \left[1 - \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{R_s}{Z}\right)^2}} \right] \quad (A.7)$$

Le potentiel en dehors de l'axe, à une distance r de celui-ci, peut être déduit du potentiel sur l'axe grâce à la relation⁽⁸⁾ :

$$V(Z,r) = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi R \left[f(Z + ir \cos \phi) \right] d\phi \quad (A.8)$$

qui est valable pour toute géométrie à symétrie cylindrique.

On obtient ainsi :

$$V(Z,r) = \frac{\sigma h}{2\pi\epsilon_0} \int_0^\pi R \left[1 - \frac{1}{\sqrt{1 + \left(R_s / (Z + ir \cos \phi)\right)^2}} \right] d\phi \quad (A.9)$$

La solution de (A.9) se trouve aisément dans deux cas limites :

a) $(R_s/Z) \ll 1$

$$V(Z,r) \approx \frac{\sigma h}{4\epsilon_0} \left(\frac{R_s}{Z}\right)^2 \quad (A.10)$$

Revenant au problème qui nous intéresse et ayant le rayon du micro $R_m \ll R_s$, nous en déduisons :

$$d\rho \approx \frac{n_\alpha}{4} \left(\frac{R_s}{Z}\right)^2 \cdot dS_m \quad (A.11)$$

d'où
$$\rho \approx \frac{n_\alpha}{4} \cdot \pi R_s^2 \cdot \left(\frac{R_m}{Z}\right)^2 \quad (A.12)$$

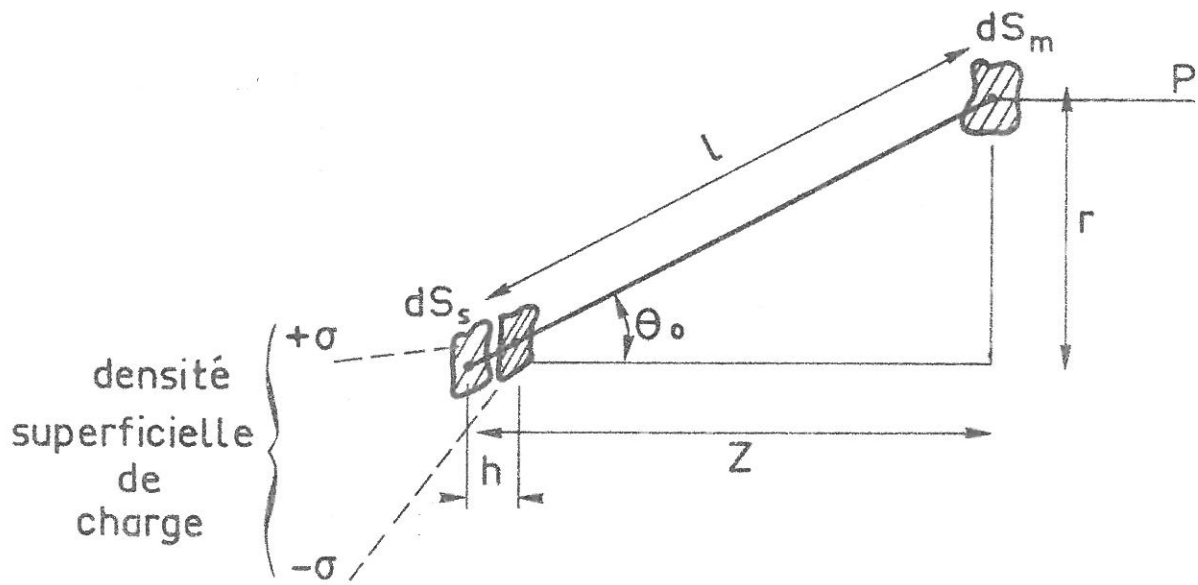


Fig A.4

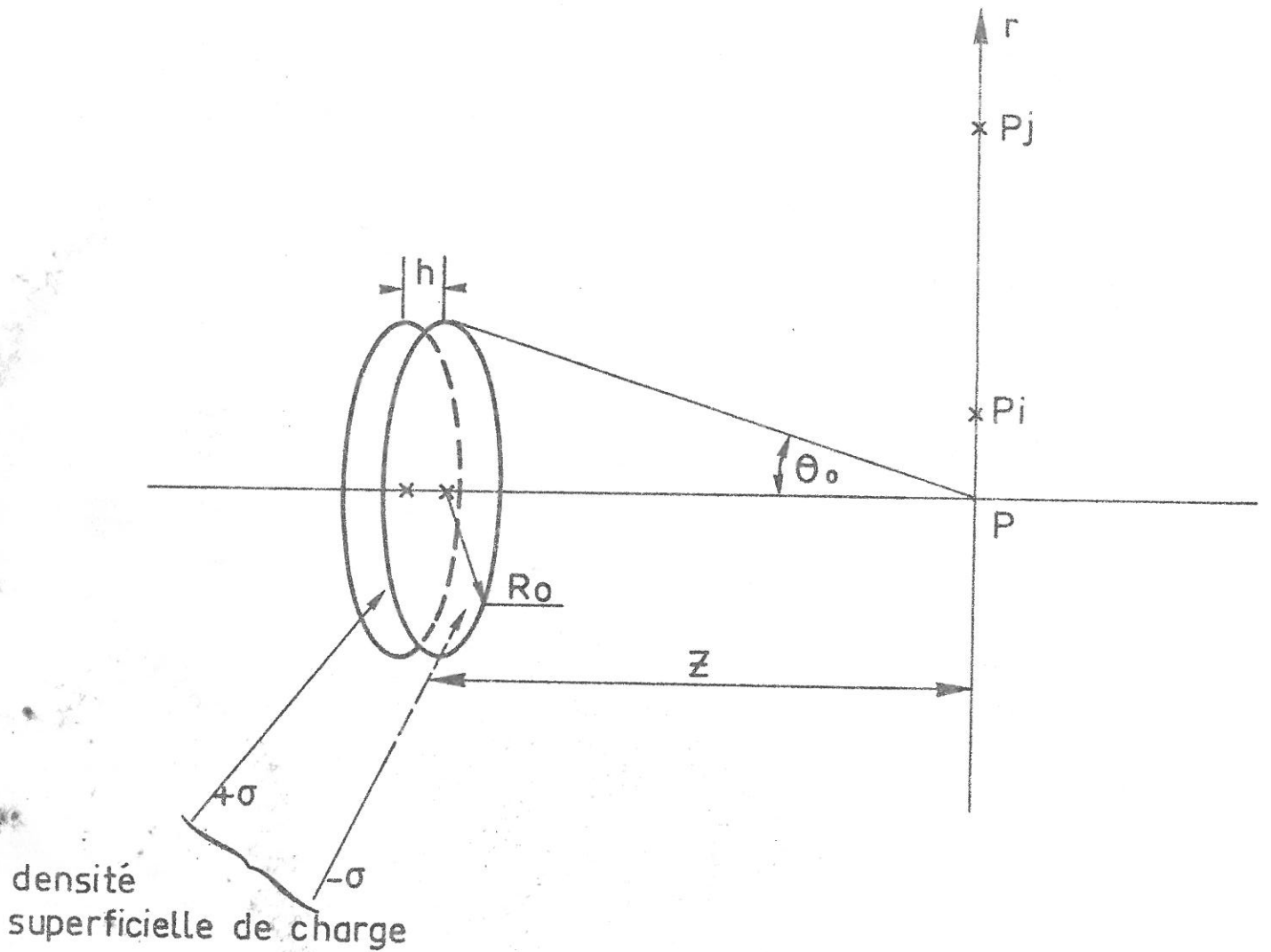


Fig A.5

La source étant circulaire, vue du centre du microphone sous un angle θ_0 , on obtient facilement :

$$\rho \approx \frac{n_\alpha}{2}(1 - \cos \theta_0) \cdot S_m \quad (\text{A.3})$$

et comme

$$\cos \theta_0 = \frac{Z}{\ell} = \frac{1}{\sqrt{1 + (R_s/Z)^2}} \quad (\text{A.4})$$

on peut écrire :

$$\rho(Z) \approx \frac{n_\alpha}{2} \left(1 - \frac{1}{\sqrt{1 + (R_s/Z)^2}} \right) \cdot S_m \quad (\text{A.5})$$

Dans le cas d'un microphone d'un huitième de pouce, le rayon R_m est de 1,58 mm, la relation (A.5) peut être considérée comme exacte à partir de $Z \geq 2$ mm. Cela peut être confirmé grâce à des courbes représentant le facteur correctif en fonction des paramètres $\frac{Z}{R_s}$ et $\frac{R_m}{R_s}$ (Fig.A.3.a,b,c et d), calculé à la réf.(7), pour un problème homologue. Dans le cas d'un microphone $\frac{1}{8}$ " , on peut voir que la correction est largement inférieure à 5 %, pour $Z \geq 2$ mm.

A.2. COMPARAISON AVEC UN DIPOLE ELECTRIQUE

La relation (A.1) donnant $d^2\rho$ en fonction de ℓ et θ , pour n donnée, a une forme semblable à celle du potentiel créé par un dipôle électrique, en un point P :

$$dV(P) = \frac{\sigma h}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{dS_s \cdot \cos \theta}{\ell^2} \quad (\text{A.6})$$

où h distance entre les 2 surfaces dS_s chargée et la densité superficielle de charge. (Fig.A.4).

En effet, il suffit dans cette expression de remplacer $\frac{h\sigma}{\epsilon_0}$ par $(n_\alpha dS_m)$ pour retrouver la forme (A.1).

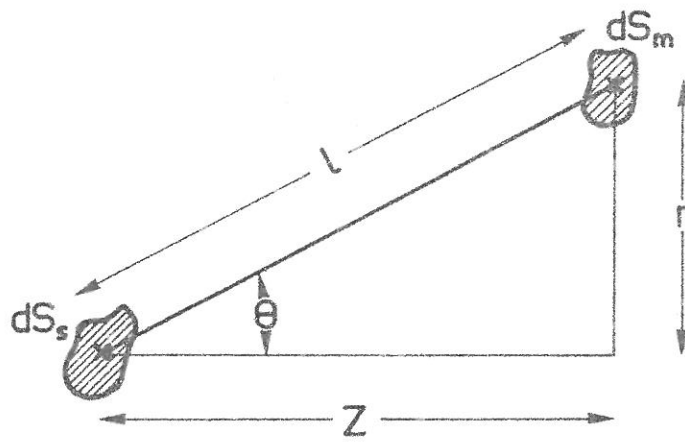
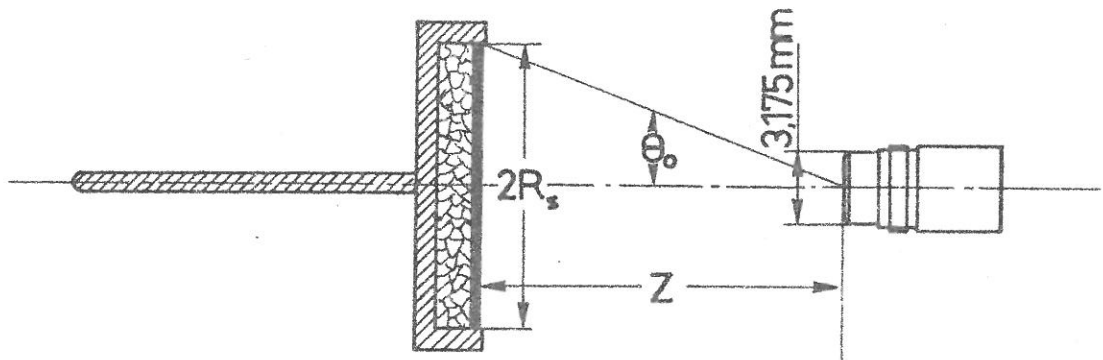
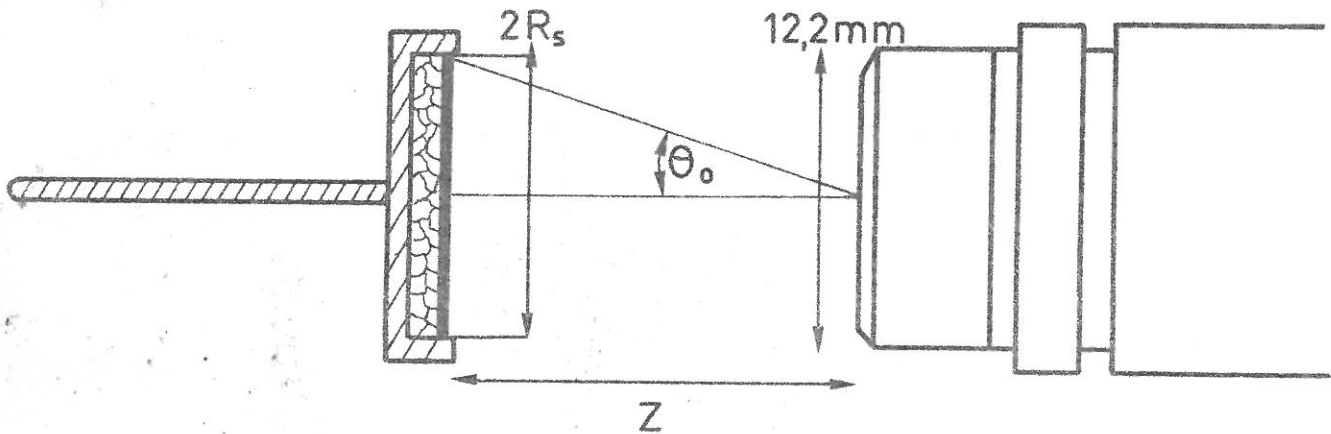


Fig A.1

Fig A.2



a) microphone $\frac{1}{8}$ "



b) microphone $\frac{1}{2}$ "

APPENDICE A

Les méthodes de mesure, proposées déjà au § (V.2), conduisent à la valeur de la densité temporelle ρ des particules α frappant l'armature du microphone. On se propose d'établir la relation permettant de passer de ρ à l'activité A de la source, relation qui doit dépendre de R_m , R_s et Z . On suppose négligeable, dans ce qui suit, tout facteur de perte ou de création des α le long de Z . En outre, l'activité A est considérée comme uniformément répartie sur la surface S_s de la source, ce qui permet de définir la densité d'émission n_α , c'est-à-dire le nombre moyen de particules α émises par seconde et par unité de surface de la source, dans un angle solide de 4π .

Parmi les $(n_\alpha dS_s)$ particules α émises par seconde, par l'élément dS_s , un nombre $d^2\rho$ d'entre elles passe à travers dS_m .

Si dS_m et dS_s sont parallèles, distantes d'une longueur ℓ (Fig.A.1),

$$d^2\rho = n_\alpha \cdot dS_s \cdot \frac{dS_m \cdot \cos \theta}{4\pi \ell^2} \quad (\text{A.1})$$

A.1. CALCUL DIRECT

Le calcul direct n'est pas faisable dans le cas le plus général. Cependant, quand il s'agit d'un microphone de faible surface (un huitième de pouce, par exemple), placé sur l'axe de la source à une distance Z grande devant ses dimensions transversales ($Z \gg R_m$), (Fig.A.2), le flux des α à travers la surface S_m est alors considéré comme uniforme et :

$$\rho \approx \frac{n_\alpha}{4\pi} \cdot S_m \int_S \frac{dS_s \cos \theta}{\ell^2} \quad (\text{A.2})$$

CONCLUSION

En cherchant à comprendre un phénomène observé, nous avons été amenés à mettre au point une méthode nouvelle et, à notre connaissance, unique, pour mesurer l'activité utile des sources α intenses. Cette méthode peut rendre service à tous ceux, constructeurs et utilisateurs, qui travaillent avec de telles sources.

C'est le cas en particulier de notre groupe et ceci a constitué une de nos principales motivations. La connaissance du plasma créé par une source α , passe en effet par celle de l'activité de cette source.

Si l'on ajoute la possibilité de déterminer, avec le même appareillage, l'intensité spécifique d'ionisation dans les conditions mêmes de l'expérience, et par suite le terme source S (cf. § I.2), nous pouvons conclure que cette méthode satisfait le but que nous nous étions fixé.

o o
o

puisque'ils permettent la mesure d'activités comprises entre quelques dixièmes de mCi et deux Ci.

Nous avons été amenés à proposer des modifications permettant un diagnostic plus direct et un élargissement du champ d'applications possibles.

La première modification qui a été réalisée a été de rendre variable la tension de polarisation du transducteur, ce qui a permis l'étude des phénomènes physiques du signal mesuré. Pour le fonctionnement proposé des microphones, il est en outre plus commode de faire varier cette tension, surtout si l'on a besoin de travailler avec différents gaz.

La seconde modification a consisté à remplacer le préamplificateur initial par un préamplificateur mieux adapté à l'étude. Il s'agit là d'une amélioration importante qui rend possible la détermination absolue de l'activité. Elle permet aussi de tracer les courbes de Bragg de manière simple et précise, dans tous les gaz ou mélange des gaz.

Bien que nous nous en soyons tenus là, d'autres améliorations peuvent être encore envisagées. L'une d'entre elles serait d'associer à l'ensemble précédent un système analogique permettant la comparaison des signaux alternatifs et continus, donnant ainsi ρ . On peut remonter de ρ à la densité d'activité grâce à la famille de courbe $\left. \frac{\rho}{n_{\alpha}} = f\left(\frac{Z}{R_m}\right) \right] R_s/R_m$ (voir App.A).

Enfin, d'autres modifications concernant non plus l'électronique mais le système mécanique, conduisent à une meilleure sensibilité. En particulier, il serait important d'augmenter la résistance de l'armature sensible aux pressions extérieures tout en la gardant la plus fine possible.

Augmenter les dimensions de l'orifice d'égalisation de pression diminuerait par ailleurs la sensibilité acoustique tout en rendant parfaitement égales les pressions extérieures et intérieures. Enfin, comme cela a déjà été mentionné au § V.2, un capuchon limitant l'angle solide sous lequel le microphone "voit" la source permettrait de faire de celle-ci une analyse quasi-punctuelle.

la pression p jusqu'à une valeur limite supérieure p_ℓ . Cette pression est choisie de façon à ce que la distance limite d'action Z_a qui lui correspond, soit légèrement inférieure à la valeur fixée de z . Faire varier p entre zéro et p_ℓ revient alors à faire varier le paramètre réduit $y = z.p$ de $y = 0$ à $y \gtrsim Z_a \cdot p_\ell$.

L'enregistrement de la réponse du microphone (R_f , R_t ou, de préférence, R_c) en fonction de la pression p , fournit alors la courbe $R = R(p)$; l'allure générale de cette courbe (obtenue dans notre cas avec R_t) est donnée à la figure (5.2.a). La courbe de Bragg normalisée ($\frac{I_s}{p} = f(p.Z)$), s'obtient en divisant l'ordonnée par la pression p , et en multipliant l'abscisse par Z (Fig.5.2.b). La valeur de $\frac{I_s}{p}$ est alors donnée à une constante multiplicative près, qu'il faut calculer. Pour cela, il suffit de connaître la valeur de p correspondante par la méthode décrite au § V.1 aussi bien que les caractéristiques du circuit. Les résultats que nous avons obtenus (Fig.R.8.a,b et c) ont été normalisés par rapport à la courbe de Bragg de l'air⁽¹¹⁾.

Cette méthode permet donc, pour la première fois de tracer une courbe de Bragg absolue, puisque seul l'effet moyen d'une particule est mesuré, et ceci avec une très bonne résolution spatiale (20 ou 13 μ).

Elle permet, en outre, de tracer directement et de manière simple, cette courbe quelque soient le gaz ou le mélange de gaz utilisés. C'est en particulier un moyen de déterminer le terme source S , fixant la densité d'équilibre de plasma (§ I.2).

V.4. CONCLUSION

Un des buts que nous nous étions proposés était de mettre au point une mesure de l'activité d'une source α intense. Les microphones électriques et leur système de détection associé, de construction classique, répondent bien à cet objectif

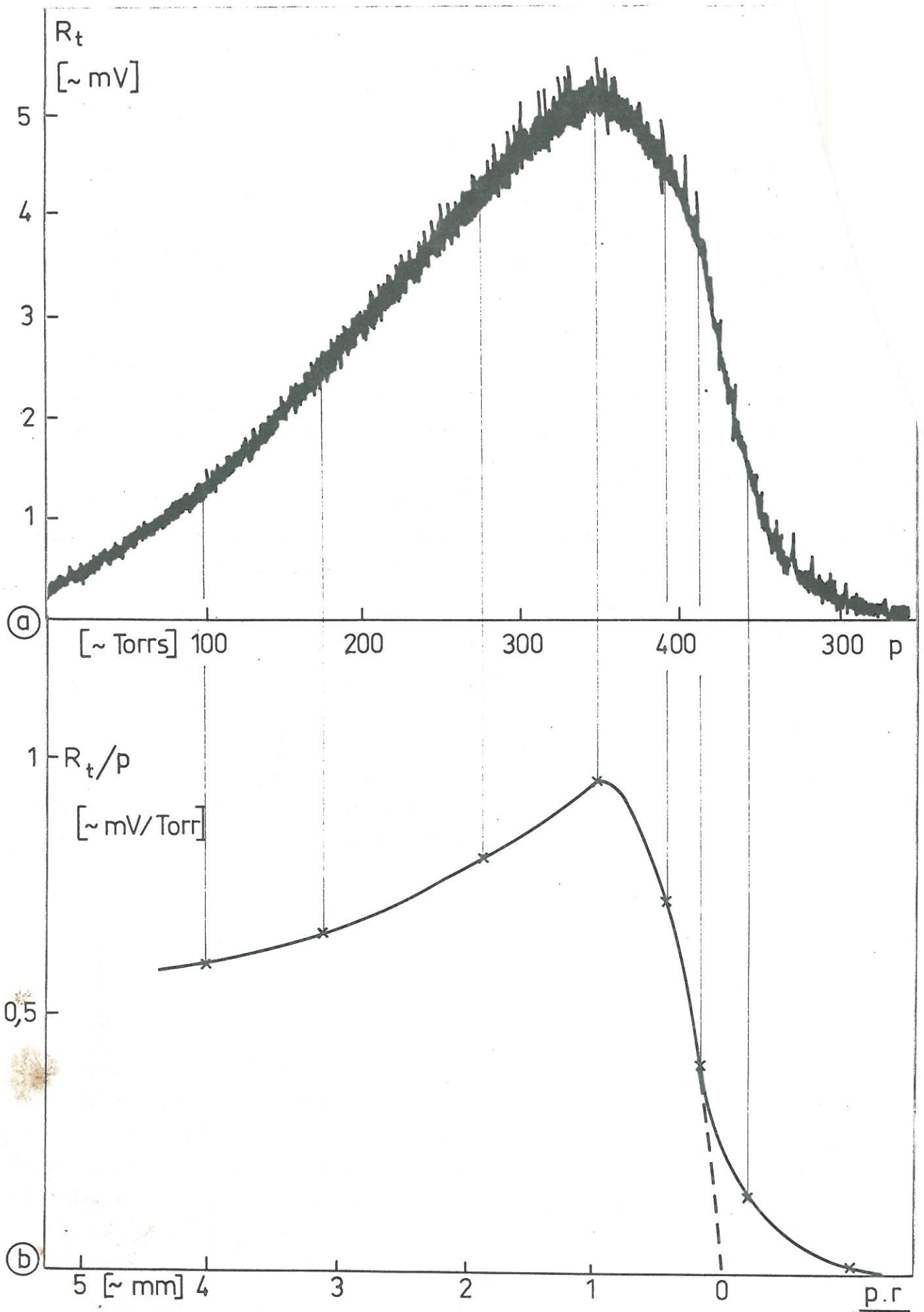


Fig5. 3

(a) Courbe $R_t = R_t(p)$
 Tracée par l'enregistreur (x,y)

Courbe de Bragg déduite :

(b) $\frac{R_t}{p} = f\left(\frac{p.r}{p.o}\right)$.

$\frac{1}{8}$ " , décapuchonné, est fixé au-dessus de la source, très près de sa surface active. La distance z étant ainsi fixée, un déplacement en x et y permet de tracer une carte de rayonnement qui, si la source est homogène, doit avoir une symétrie de révolution. Les lignes à rayonnement constant montrées sur la figure (R.7), correspondent aux points du plan (x,y) , pour lesquels la réponse R_t mesurée dans l'air, à la pression atmosphérique, est constante. L'écart à la symétrie de révolution caractérise les variations de la densité d'activité, et donc l'inhomogénéité du dépôt.

Le signal continu utilisé pour tracer cette carte a l'avantage d'être plus stable que le signal alternatif et aussi plus sensible puisqu'il est proportionnel à ρ et non à $\sqrt{\rho}$.

Le rayonnement reçu par le microphone ne permet pas dans le cas présent de remonter directement à la densité d'activité en un point puisqu'il correspond à l'émission de toute la surface de la source. Compte-tenu de ce qui vient d'être dit sur la sensibilité de la mesure, il suffirait pour faire une analyse quasi-ponctuelle, de placer le microphone au fond d'un canal tronc conique lui permettant de ne voir qu'une surface de la source égale à la surface de ce cône .

V.3. COURBES DE BRAGG

Une autre application intéressante des microphones électriques est la possibilité de les employer pour déterminer les courbes de Bragg. En effet, pour une position donnée ($Z = \text{constante}$), la réponse du microphone au bruit des particules α est proportionnelle à N . Il suffit donc, de se mettre dans les conditions de collecte totale ($N = N_0$) pour que cette réponse donne I_s à une constante multiplicative près.

Pour tracer la courbe de Bragg d'un gaz donné, on fixe la source à une distance z du microphone, et l'on fait varier

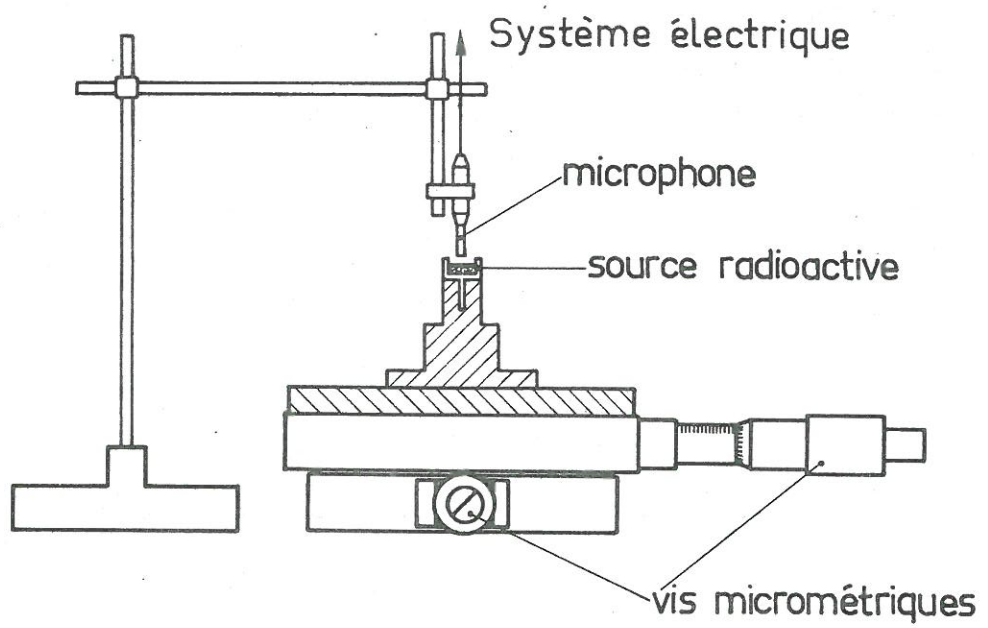


Fig 5.2

V.1.2.7. Conclusion

Le microphone électrique offre la possibilité de mesurer l'activité d'une source en un point de deux façons :

A) Mesure relative : elle est valable pour des sources constituées du même radioélément et placées dans un gaz donné à pression fixe. Dans ces conditions, et si l'on travaille avec le signal continu, l'erreur relative commise est très faible ($< 0,1 \%$).

B) Mesure absolue : c'est une méthode beaucoup plus générale, mais beaucoup moins sensible que la première ; elle a pour avantage de donner une valeur absolue de l'activité, sans qu'il soit nécessaire de connaître les caractéristiques de la matière radioactive employée (énergie des particules α , etc...). La précision obtenue est satisfaisante. Elle pourrait néanmoins être nettement améliorée par une réalisation plus élaborée de l'électronique de détection.

V.2. CARTE D'EMISSION D'UNE SOURCE RADIOACTIVE α

Le dépôt des matières radioactives sur la surface des sources s'obtient de différentes manières. Dans le cas de la source que nous utilisons, par exemple, nous avons déjà dit qu'il est réalisé par voie électrolytique. Ce dépôt n'est pas nécessairement uniforme, mais dans le domaine d'activité qui est le nôtre, il n'est pas possible de l'observer au moyen des méthodes habituelles. Ainsi qu'on va le voir, le microphone fournit pour la première fois, un moyen de dessiner une carte de distribution de la matière radioactive sur la surface d'une source intense.

La source est fixée sur un chariot à déplacement (x,y) micrométrique, comme le montre la figure (5.2), le microphone

V.1.2.6. Plage d'activité mesurable

L'emploi du microphone pour la mesure de l'activité d'une source est possible dans un large domaine d'activité. La limite inférieure de fonctionnement correspond à la limite de mesure des voltmètres donnant les signaux alternatif et continu. La limite supérieure est liée au temps de collecte t_0 qui doit toujours rester plus petit que le temps t_α .

Dans notre cas, la limite de mesure de la tension alternative est de $2 \cdot 10^{-5}$ V (niveau du bruit de fond mesuré), donc inférieure au dixième des valeurs obtenues dans notre cas avec l'air à la pression atmosphérique ($3 \cdot 10^{-4}$ V). L'activité limite mesurable est donc inférieure à 1 mCi.

$$A_{\text{lim}} \approx \left(\frac{2 \cdot 10^{-5}}{3 \cdot 10^{-4}} \right)^2 \cdot A \approx \left(\frac{1}{15} \right)^2 \cdot 100 < 0,4 \text{ mCi} \quad (5.8)$$

Quant à la limite supérieure, elle dépend de la tension maximum de polarisation des armatures. Comme le processus physique qui a lieu n'intervient pas directement, cette tension peut être aussi importante qu'on le veut ; toutefois, elle reste limitée par la tension de claquage de la capacité du transducteur, ou par la tension limite indiquée par le fabricant.

Le choix du gaz agit, lui aussi, sur les valeurs des limites de fonctionnement ; ainsi, la limite inférieure d'activité mesurable est d'autant plus petite que le gaz est plus ionisable ; quant à la limite supérieure, elle est d'autant plus importante que, pour une tension de polarisation et une pression données, le temps t_0 correspondant au gaz choisi est plus faible.

Parmi tous les gaz qu'on a employés, l'argon vérifie le mieux ces deux conditions (Tab.1 et 3). La limite inférieure de l'activité mesurée est toujours de l'ordre de quelques dixièmes de mCi, quant à la limite supérieure, elle correspond à $t_0 \approx 4 \cdot 10^{-11}$ sec., donc à une densité $\rho_{\text{max}} \approx 2,5 \cdot 10^{10}$ sec⁻¹, c'est-à-dire, dans notre cas, à une activité de l'ordre de 2Ci.

V.1.2.4. Précision de la mesure

La cause principale d'erreur est le bruit qui perturbe le signal alternatif. C'est donc en essayant de minimiser celui-ci que l'on obtient la plus grande précision de la mesure. L'erreur relative sur ρ est donnée par la relation :

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = 2 \cdot \left[\frac{\Delta R_{f \rightarrow 0}}{R_{f \rightarrow 0}} + \frac{\Delta R_c}{R_c} \right] \quad (5.5)$$

et comme :

$$\frac{\Delta R_c}{R_c} \ll \frac{\Delta R_{f \rightarrow 0}}{R_{f \rightarrow 0}} \quad (5.6)$$

on peut écrire :

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} \approx 2 \cdot \frac{\Delta R_{f \rightarrow 0}}{R_{f \rightarrow 0}} \quad (5.7)$$

Dans notre cas, l'erreur sur $R_{f \rightarrow 0}$ est de l'ordre de 10 % de sorte que l'erreur sur ρ est voisine de 20 %.

Toutefois, il reste à noter que l'on pourrait avoir $R_{f \rightarrow 0}$ avec plus de précision. En particulier, un circuit d'intégration, ainsi qu'un système de détection plus sensible et moins bruyant amélioreraient considérablement ces mesures.

V.1.2.5. Seuil de détection en énergie

Le seuil de détection en énergie correspond en principe à l'énergie ($\delta_{Ni} E_\alpha$) dissipée par la particule α pour traverser l'armature sensible du microphone. Ce seuil, dépendant donc en particulier de l'épaisseur de cette armature, est de l'ordre du MeV. (Dans notre cas, cette armature est de 4 μ de Nickel, ($\delta_{Ni} E_\alpha$) est alors voisine de 1,5 MeV.).

Contrairement au signal alternatif R_f , le signal continu R_c se caractérise essentiellement par sa stabilité ; sa valeur est assez importante (quelques volts) comparée à celle de R_f (quelques dixièmes de mV), alors que la fluctuation qui le perturbe est faible (de l'ordre de 0,01 V). En revanche, la fluctuation de R_f est très forte, du même ordre que le signal.

V.1.2.3. Expériences

Le signal que laisse passer le nouveau préamplificateur est détecté par deux voltmètres : le premier (voltmètre numérique) nous donne directement la valeur de R_c ; le second (voltmètre sélectif), mesure la valeur de R_f .

Cette dernière, présentant des fluctuations importantes, ne peut pas être lue directement sur le cadran du voltmètre ; on a eu recours à un enregistrement de quelques minutes pour en déduire sa moyenne (cet enregistrement peut être remplacé par un circuit d'intégration intercalé dans le système de mesure).

Une première série de mesure a été faite dans l'air, en fonction de la distance, à différentes pressions. La figure (R.3.2) en représente les résultats.

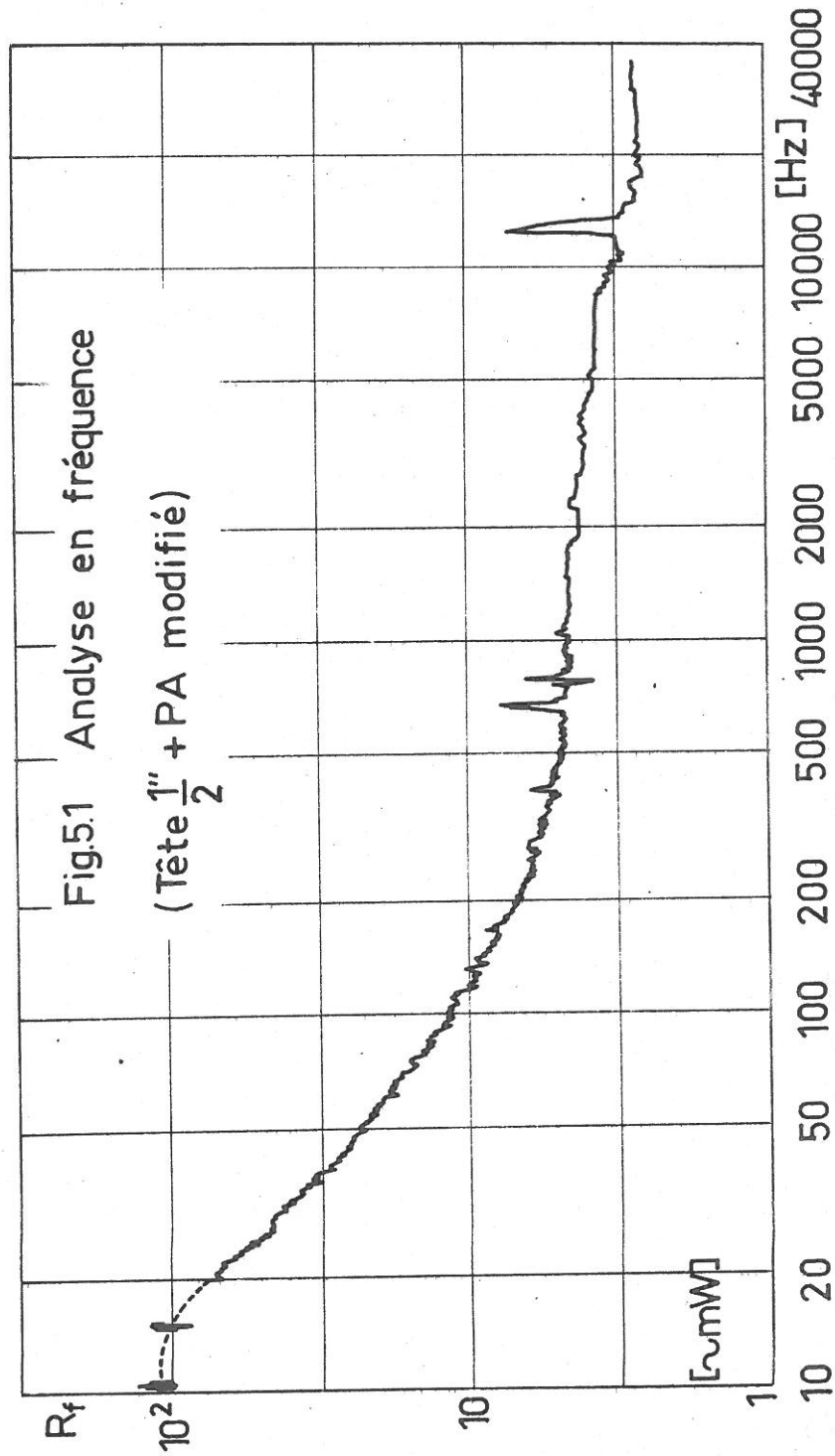
Une deuxième série a consisté à mesurer ρ à distance 2 fixe ($Z = 2$ mm) et pour différents gaz et ceci à différentes pressions. On obtient ainsi avec le microphone un demi-pouce :

Gaz, pression (Torr)	$R_{f \rightarrow 0}$ (10^{-4} Volt)	R_c (volts)	$\frac{R_c}{R_{f \rightarrow 0}} = \sqrt{\frac{\rho}{2}}$	ρ	A_s (mCi)	A (mCi) (Fig.R.2.2)
Air, 760	3,7	8,61	$2,3 \cdot 10^4$	$1,1 \cdot 10^9$	30	97
Air, 300	1,6	3,50	$2,2 \cdot 10^4$	$0,97 \cdot 10^9$	26	84
Argon, 650	4,8	10,92	$2,3 \cdot 10^4$	$1,1 \cdot 10^9$	30	97
Argon, 200	1,4	3,19	$2,3 \cdot 10^4$	$1,1 \cdot 10^9$	30	97
Néon, 760	3,6	8,06	$2,25 \cdot 10^4$	$1,0 \cdot 10^9$	27	88

Tableau V.1

On peut ainsi tirer que $\bar{A} = 93 \text{ mCi} \pm 5 \text{ mCi}$

(5.4)



$$\sqrt{\overline{X}_f^2} = \sqrt{2\rho} |h(f)| \quad (3.59)$$

et $\overline{X} = \rho |h(0)|$. (3.56)

On en déduit :

$$\frac{\overline{X}}{\sqrt{\overline{X}^2}} = \sqrt{\frac{\rho}{2}} \frac{|h(0)|}{|h(f)|} \quad (5.1)$$

Il suffit, donc, en principe de connaître \overline{X} et $\sqrt{\overline{X}_{f \rightarrow 0}^2}$ pour déterminer ρ de manière absolue, et cela presque indépendamment du processus physique mis en jeu. Celui-ci n'intervient que dans le rapport $\left| \frac{h(0)}{h(f)} \right|$ qu'il est toujours possible de connaître si l'on fait au préalable une analyse en fréquence.

V.1.2.2. Modification du système électronique

Afin de pouvoir mesurer le continu, aussi bien que l'alternatif, on a été amené à remplacer le préamplificateur associé au microphone (cathodyne) par un autre préamplificateur. On a pu ainsi mesurer, à la sortie de ce dernier, soit le signal continu R_c , au moyen d'un voltmètre numérique, soit le signal alternatif, à l'aide du voltmètre sélectif Brüel & Kjaer.

Propriétés des deux signaux

L'analyse en fréquence du signal alternatif a été faite; la courbe obtenue (Fig.5.1) est de la forme prévue en $\frac{1}{\sqrt{f^2 + f_0^2}}$, avec une valeur de f_0 voisine de 15 Hz. Cela nous permet alors l'approximation :

$$R_{f \ll 10 \text{ Hz}} \approx R_{f=0} \quad (5.2)$$

Soit

$$|h(f)|_{f \ll 10 \text{ Hz}} \approx |h(0)| \quad (5.3)$$

naissance de la quantité de chaleur libérée par la source permet alors de remonter à l'activité totale en rayonnement α .

V.1.2. Mesure de l'activité avec un microphone

Comme on l'a déjà vu, le "bruit" du rayonnement α détecté par le microphone, dépend de ρ , et donc, pour des conditions fixées, de l'activité A de la source.

Un étalonnage préalable de la réponse du système pour une source d'activité connue (donc ≈ 1 mCi) est théoriquement possible. Toutefois cette réponse ne varie linéairement avec ρ que si le nombre N reste constant. En particulier, si l'on se place toujours dans les conditions de pression et de champ pour lesquelles $N = N_0$, il est nécessaire que l'énergie initiale E_{α_0} des particules α soit toujours la même, que lors de l'étalonnage (ainsi d'ailleurs que la nature et la pression du gaz). Si ce n'est pas le cas, la valeur de N_0 peut toujours être déduite de la courbe de Bragg du gaz utilisé, à condition de connaître p et E_{α_0} . Ces deux procédés sont utilisables, mais néanmoins peu pratiques si l'on veut les appliquer à un grand nombre de sources de différentes matières radioactives.

Ils mettent en évidence l'intérêt que présente une mesure directe de ρ , telle qu'elle est décrite dans ce qui suit.

V.1.3. Mesure absolue de l'activité

V.1.2.1. Principe

L'étude statistique faite au § (III.3.1) a permis d'obtenir des relations générales entre le processus élémentaire $x(t)$ et sa transformée de Fourier $h(f)$ d'une part, et la réponse $X(t)$ sous ses différentes formes, d'autre part. Ainsi, on a trouvé :

V.1.1. Méthodes usuelles pour la mesure de l'activité

V.1.1.1. Détecteur

Les détecteurs des particules α sont employés pour la mesure des faibles activités. Leur principe de fonctionnement est basé sur l'exploitation de la mesure du nombre de paires (e^-i) résultant du passage d'une particule α dans un milieu gazeux (gaz rares et en particulier l'argon) ou solide (semi-conducteurs). Les conditions d'ionisation, ainsi que le système électronique choisi pour effectuer cette mesure dépendent du type du détecteur utilisé.

La limite supérieure de l'activité mesurable est conditionnée, d'une part par l'effet de l'empilement des particules détectées, et, d'autre part, par les caractéristiques du système électronique associé (capacité de canal de l'analyseur mult niveau, temps mort de l'échelle de comptage, etc...). Pour les détecteurs à semi-conducteur, un autre effet limitant le fonctionnement provient de la détérioration du semi-conducteur par le flux des α (effet de dommage).

Ainsi, l'emploi de ces détecteurs est limité aux faibles valeurs de l'activité ($\leq 0,2$ ou $0,3 \mu\text{Ci}$, dans une détection à angle solide total, et pratiquement toujours inférieures à 1mCi , dans une détection à angle solide différentiel). On note enfin que l'emploi de ces détecteurs peut être également limité à un certain domaine de l'énergie de la particule α .

V.1.1.2. Calorimétrie

Cette méthode est la seule méthode applicable au domaine des activités supérieures à quelques mCi . Elle consiste à mesurer la quantité de chaleur libérée par la source. Cette chaleur n'étant pas due uniquement au rayonnement α , il est nécessaire de connaître toutes les caractéristiques de la matière radioactive employée (densité de différents rayonnements, énergie, etc...) et d'en dresser le bilan énergétique. La con-

CHAPITRE CINQ

APPLICATIONS

Les chapitres qui précèdent ont montré que les microphones électriques sont sensibles à l'émission α et fournissent un signal qui lui est directement lié. Ils sont par ailleurs, d'un emploi facile et existent en différentes dimensions (de un huitième de pouce à un pouce) ce qui rend leur utilisation très aisée.

Dans ce qui suit, on met en évidence diverses applications de ces microphones dans le domaine du rayonnement α et l'on propose quelques modifications permettant un meilleur emploi.

V.1. MESURE DE L'ACTIVITE α

Comme cela a déjà été dit, l'un des buts de l'expérience était de mettre au point un procédé nouveau permettant la mesure de l'activité sortante de la source α puisque dans le domaine des activités qui nous concernent (quelques centaines de mCi) les méthodes usuelles tombent en défaut, il est alors seulement possible de mesurer l'activité contenue (supérieure à l'activité effective puisqu'elle ne tient compte, ni de la géométrie de la source, ni de l'auto-absorption).

Ainsi, notre source actuelle a été estimée à 130 mCi par le constructeur, à partir de la quantité de matière radioactive déposée sur le support (activité dans 4π stéradians).

obtenus respectivement avec des tensions positives et négatives, dans la mesure où le bruit de l'appareillage serait moins élevé. Cette différence de hauteur correspond aux deux charges positives de la particule α qui augmentent ou diminuent la valeur des charges collectées par l'armature interne suivant que la tension est respectivement négative ou positive. La différence entre ces deux paliers correspondrait alors à l'effet de quatre charges, d'où un moyen d'avoir la correspondance entre R_t et N pour une position donnée du microphone par rapport à la source.

o o
o

La région de perte (Région I) présente deux parties qui se distinguent par leur pente. La partie (I-A) passe par un minimum de réponse et croît rapidement jusqu'au point où commence la partie (I-B), de croissance plus lente.

On note l'hystérésis de la région (I-A) qui se traduit par deux courbes (symétriques par rapport à l'origine) suivant le sens de parcours de la tension de polarisation. Cet hystérésis n'est pas dû au temps de réponse de l'appareillage électronique, et il varie dans le sens contraire aux hystérésis que produit l'inertie des appareils de mesure.

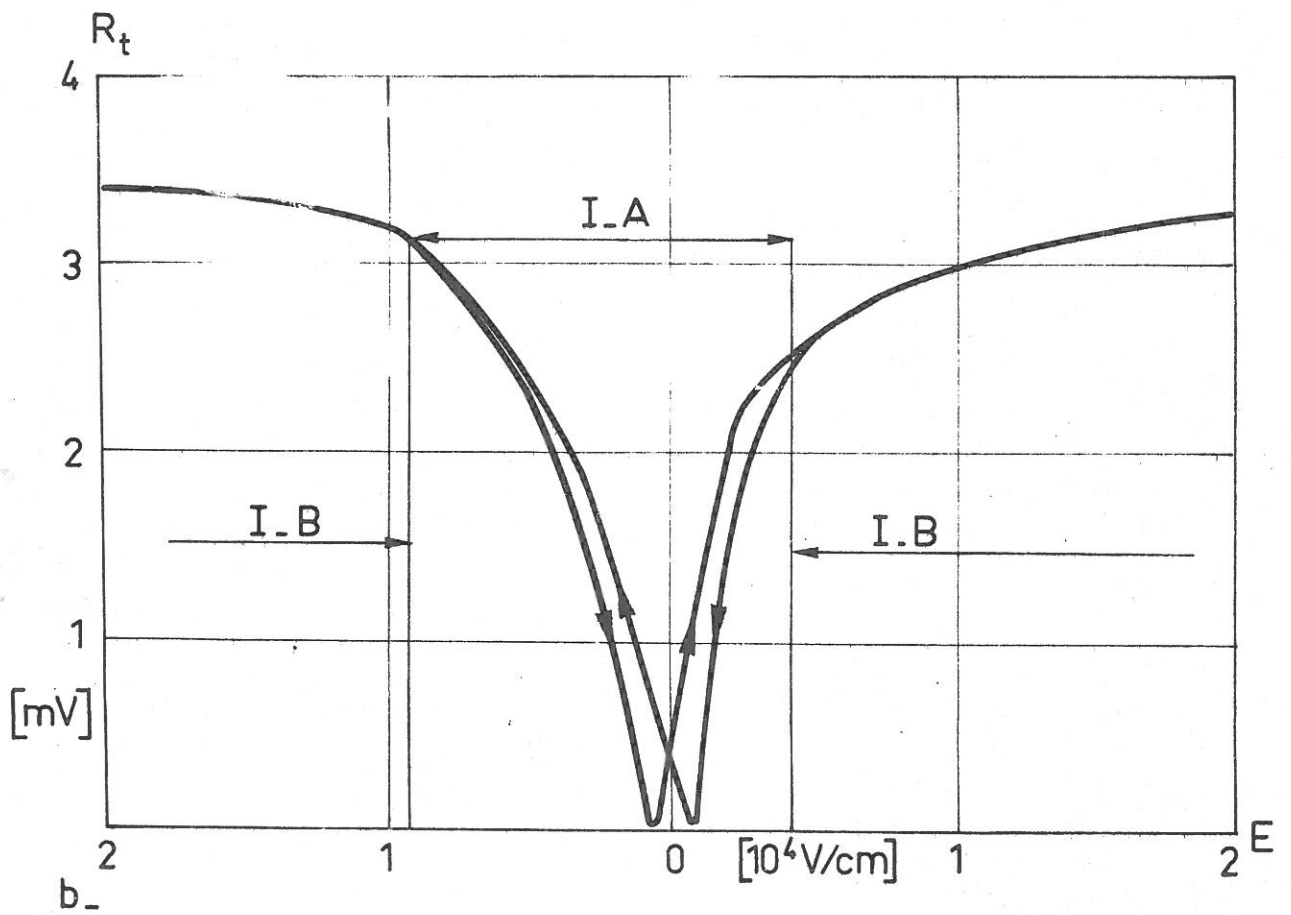
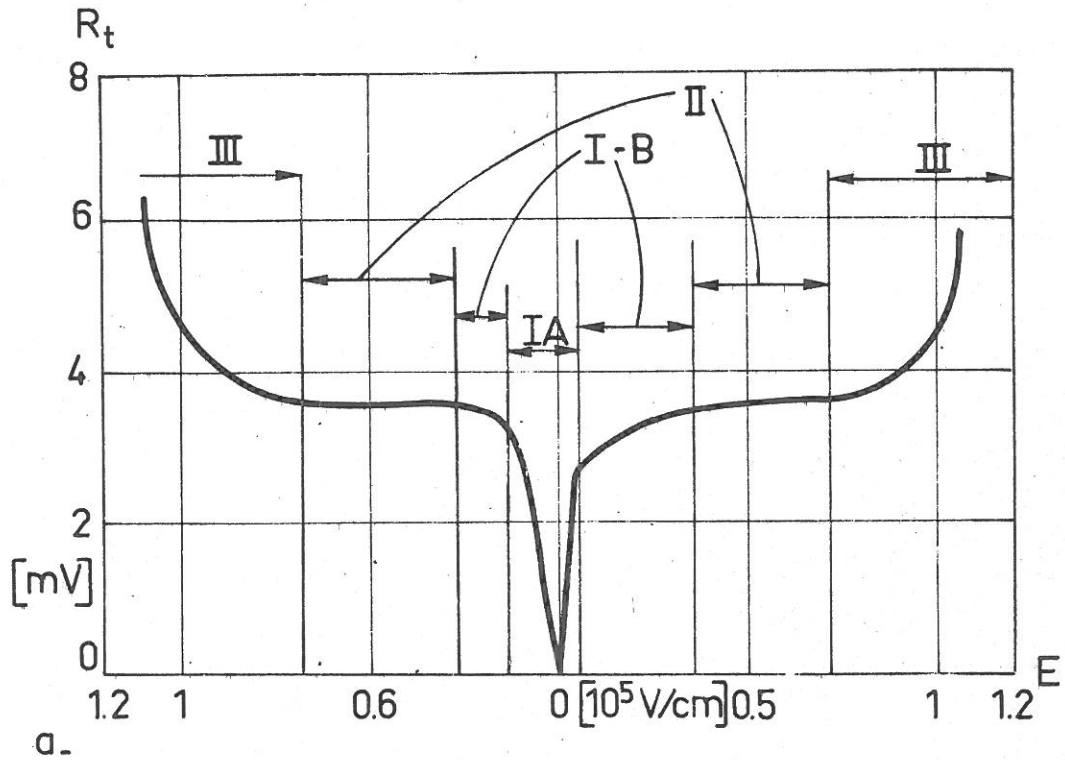
On remarque de plus l'asymétrie entre les tensions positives et négatives. Dans la limite de précision des mesures, cette asymétrie est localisée dans la région I, et perturbe la largeur du palier : celui-ci est généralement plus large pour les tensions négatives que pour les tensions positives.

L'asymétrie peut s'expliquer par le fait que les électrons sont créés avec une énergie initiale dirigée, à laquelle s'oppose ou s'ajoute l'effet du champ suivant la polarisation des armatures. Cette énergie est négligeable à haute tension, donc l'asymétrie invisible.

L'allure de la région de perte ne peut s'expliquer par le seul processus de recombinaison ; en effet, même pour la valeur nulle du champ électrique $E = 0$, la perte par recombinaison n'est pas totale ; c'est, en particulier, le cas du problème décrit au chapitre I où l'on a vu qu'il existe un plasma de densité non nulle. Ceci reste vrai pour les valeurs faibles du champ telles que le temps de collecte soit supérieur au temps séparant l'arrivée de deux particules α : $t_0 > t_\alpha$. Les charges collectées donnent alors un courant continu et par suite invisible par notre appareillage. La partie I-A de la région I de perte représente bien la partie où les effets collectifs masquent les effets individuels auxquels est associé le nombre N .

Enfin, il est intéressant de noter la possibilité théorique de voir une différence de hauteur entre les deux paliers

Fig 4.3 - Allure générale d'une courbe $R_t = R_t(E) \Big|_{P = P_i}$
 a : la courbe totale
 b : au voisinage de l'origine (Région I)



Elles se présentent sous une forme semblable schématisée sur les figures (4.3a et b) : un palier constant (région II) sépare deux régions croissantes de la courbe (régions I et III).

La région (II) correspond à la collecte totale des électrons et des ions créés par la particule α . La région I est la région où interviennent les processus de perte, et la région III celle où se produisent des ionisations secondaires.

L'exploitation quantitative des courbes dans la région (III) n'est pas possible. En effet, le bruit parasite d'origine acoustique y est important puisque la sensibilité correspondante du microphone croît comme le champ E. De plus, la distance entre les armatures dépend de la valeur de la tension appliquée et n'est pas alors constante : ainsi lorsque la tension passe de 0 V à 200 V, cette distance varie de 22 à 20 μ pour le microphone employé.

On note, par ailleurs, que les différentes courbes $R_t = R_t(E) \Big]_{p=p_i}$ obtenues pour un gaz donné (l'argon, par exemple) à différentes valeurs de la pression, montrent bien que l'effet d'ionisation secondaire auquel on a affaire, n'est pas fonction de la seule variable E/p contrairement aux effets de Townsend.

Le palier correspond à la situation pour laquelle le nombre N de paires (e^-i) collectées est égal au nombre total N_0 des paires (e^-i) créées, on a ainsi :

$R_t = K\sqrt{\rho} \cdot N_0 = K\sqrt{\rho} I_s \cdot \epsilon$ où K est une constante qui dépend du circuit. Si la densité temporelle ρ est connue, et si la constante K du circuit est donnée, il sera facile d'en déduire la valeur absolue de I_s .

Dans tous les cas, une simple comparaison des courbes obtenues avec différents gaz permet d'estimer les valeurs relatives correspondantes de I_s rapportées à celle de l'un d'entre eux (Tab.1).

$$N \approx \frac{\pi \epsilon}{\alpha_R} \cdot 4D_a \text{Log}\left(1 + \frac{\alpha_R}{4\pi D_a}\right) \quad (4.18)$$

et quand la recombinaison est faible :

$$N \approx I_s \cdot \epsilon \left(1 - \frac{\alpha_R I_s}{4\pi D_a}\right) \quad (4.19)$$

Le seul effet de la diffusion est de réduire le coefficient effectif de recombinaison.

IV.3.3. Expériences

Afin d'étudier les différents processus physiques mis en jeu dans la collecte des électrons et des ions par les armatures du microphone, on s'est attaché à faire varier pour un gaz donné, les valeurs du champ E, et de la pression p. La pression est variable de 0 Torr (10^{-3} Torr) à 800 Torr ; et, pour le microphone employé (un demi-pouce), la tension de polarisation peut également varier de - 250 V à + 250 V.

La courbe des variations du signal détecté, en fonction de l'un ou l'autre de ces paramètres, peut être tracée directement par un traceur (x,y). (Voir Fig.2.4).

L'introduction continue de gaz, aussi faible que soit le débit, donne naissance à une onde acoustique décelable par le microphone, surtout pour les fortes valeurs de la tension. (Fig.R.6a,b,c et d). En outre, le système d'égalisation de pression du microphone peut alors donner une différence entre la valeur de la pression lue sur les appareils de mesure, et la vraie valeur de la pression entre les armatures. Ces deux raisons, ajoutées au fait qu'il est difficile d'exploiter les courbes en fonction de la pression à champ fixé, font que l'on a préféré étudier la réponse en fonction du champ à pression fixée : $R_t = R_t(E) \Big|_{p=p_i}$.

Les différentes courbes $R_t(E)_{p_i}$ obtenues avec différents gaz et à différentes pressions sont données sur la figure (R.4).

par la relation :

$$\langle r_o \rangle = \sqrt{\frac{\pi}{4}} b \quad (4.14)$$

Par analogie avec le problème de l'élargissement d'un paquet d'ondes de forme gaussienne pour la valeur initiale donnée par (4.13), on trouve la solution de (4.12) et par suite n sous la forme :

$$n = \frac{\frac{N_o}{\epsilon} \cdot \exp(-r^2/\Lambda^2)}{\pi\Lambda^2 + \alpha_R t \frac{N_o}{\epsilon} \exp(-r^2/\Lambda^2)} \quad (4.15)$$

étant définie en (1.8) comme :

$$\Lambda^2(t) = 4D_a t + b^2$$

Le nombre N des électrons captés par l'armature positive est :

$$N = \int_{x=0}^{x=\epsilon} \int_{r=0}^{R_m} I_s \cdot \frac{\exp(-r^2/\Lambda^2)}{\pi\Lambda^2 + \alpha_R t I_s \exp(-r^2/\Lambda^2)} \cdot 2\pi r dr \cdot dx \quad (4.15)$$

Le temps t de capture des électrons se trouvant au point x , peut être lié au temps de capture totale t_o défini en (4.5), par la relation :

$$\frac{t}{t_o} = \frac{\epsilon - x}{\epsilon} \quad (4.16)$$

D'autre part, le calcul de t_o et de D_a pour les valeurs habituelles des paramètres expérimentaux montre que $\Lambda^2(t_o) \ll R_m^2$, on peut alors intégrer une première fois (4.15) en supposant $R_m \approx \infty$ et l'on obtient

$$N = \frac{\pi\epsilon}{\alpha_R t_o} \int_0^{t_o} \frac{\Lambda^2}{t} \text{Log}(1 + I_s \frac{\alpha_R t}{\pi\Lambda^2}) dt \quad (4.17)$$

Le calcul de (4.17) peut être effectué dans différents cas ; en particulier, si l'on considère que $b^2 \ll 4D_a t$, on peut écrire :

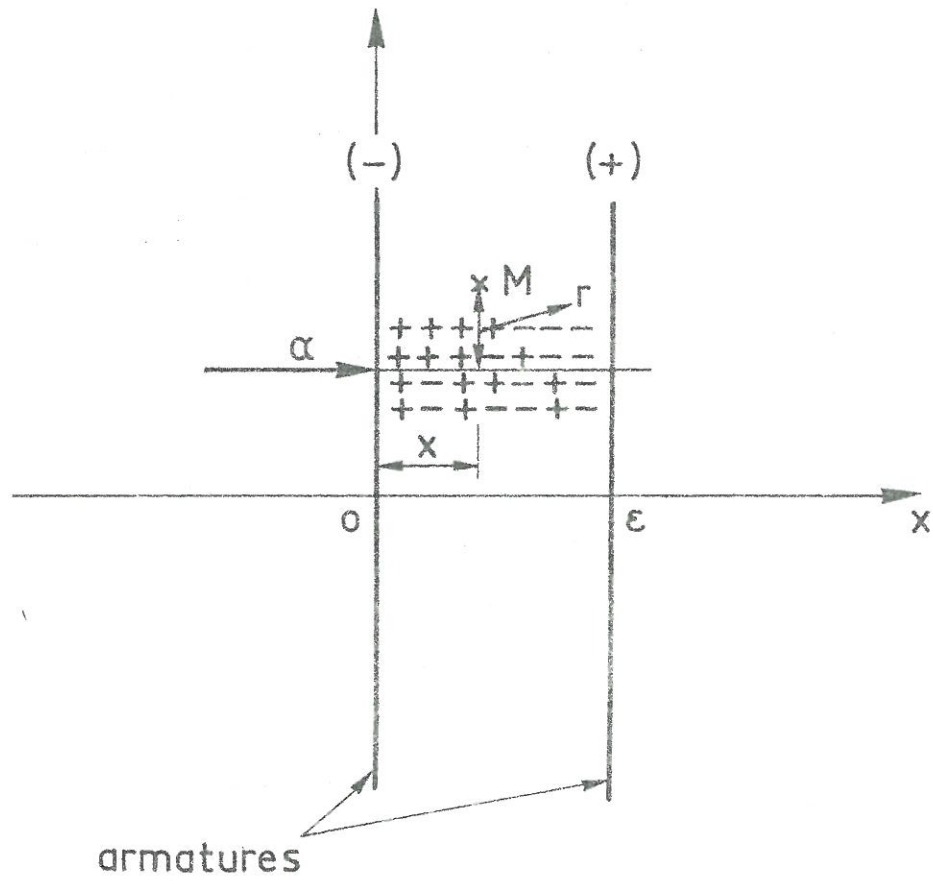


Fig 4.1

La théorie d'évolution spatiotemporelle des colonnes initiales est faite en (2) dans un cas où il n'existe pas de champ électrique, il suffit d'y ajouter un effet de translation, pour l'appliquer à notre cas.

Si, ainsi que l'hypothèse en a été faite, le dépôt initial de charges est homogène sur la distance ϵ , cette translation ne fait que limiter le temps pour lequel le traitement est valable, en chaque abscisse x . Il est clair, en particulier, que la recombinaison n'est plus possible lorsque les colonnes d'électrons et d'ions attirées chacune en sens contraire se sont complètement séparées.

Les ions et les électrons sont fortement couplés et l'on peut supposer qu'ils diffusent ensemble de manière ambipolaire. L'évolution spatiotemporelle de la densité ($n_e = n_i = n$) sous l'action simultanée de cette diffusion et de la recombinaison est décrite par l'équation :

$$\frac{\partial}{\partial t} n = D_a \nabla^2 n - \alpha_R n^2 \quad (4.10)$$

où :

α_R est le coefficient de recombinaison habituel
et D_a le coefficient de diffusion ambipolaire.

Un changement de variable :

$$n(\vec{r}, t) = u(\vec{r}, t) / [1 + \alpha_R t u(\vec{r}, t)] \quad (4.11)$$

permet d'écrire l'équation (4.10) sous une forme linéaire :

$$\frac{\partial u}{\partial t} = D_a \nabla^2 u. \quad (4.12)$$

Il est raisonnable de supposer qu'à un instant proche de l'instant initial c'est-à-dire après quelques collisions, la densité est répartie suivant une gaussienne :

$$n_0 = n(r, t=0) \approx (N_0 / \epsilon \cdot \pi b^2) \cdot \exp(-r^2 / b^2) \quad (4.13)$$

où b est la distance la plus probable des particules par rapport à l'axe de la colonne, liée à la distance moyenne ($\langle r_0 \rangle$)

$$N = I_s \int_0^\varepsilon e^{\alpha_s(\varepsilon-x)} dx \quad (4.8)$$

d'où

$$N = \frac{I_s}{\alpha_s} (e^{\alpha_s \varepsilon} - 1) \quad (4.9)$$

Un second effet de multiplication de charges peut avoir lieu : il a pour origine principale les ions positifs qui frappent l'armature négative, en lui arrachant des électrons. Il n'est pas seulement fonction du potentiel et de l'énergie cinétique de l'ion, mais dépend aussi de l'arrivée sur l'armature négative des photons, des particules neutres et des métastables.

IV.3.2. Processus de recombinaison

Ainsi que cela a été dit plus haut, les ions et les électrons occupent des colonnes élémentaires dont l'axe est la trajectoire de la particule α qui les a créés. Ces colonnes s'élargissent au cours du temps par diffusion, à partir d'un rayon initialement très petit (ce rayon dépendant des particules qui entrent en jeu dans le phénomène d'ionisation, est de l'ordre de quelques dizaines de microns).

Dans les plasmas habituels, la répartition des électrons et des ions est généralement homogène dans un élément de volume, permettant ainsi de définir une densité. Ici, il est tout au plus possible d'introduire une pseudo densité essentiellement locale et qui peut atteindre des valeurs importantes puisque les N_0 paires électrons-ions créées occupent un espace très petit, au moins initialement.

On conçoit que la recombinaison puisse alors être beaucoup plus importante, les électrons et les ions qui se recombinent étant plus proches les uns des autres. Ce type de recombinaison, dite "colonnaire", a été mise en évidence lors des premières expériences sur l'ionisation par les particules α ⁽¹⁴⁾.

IV.3.1. Effet d'ionisation secondaire

L'ionisation secondaire a lieu aux fortes valeurs du champ électrique. Les électrons se trouvant entre les armatures ont alors une énergie cinétique importante leur permettant, au cours d'une collision avec un atome, d'ioniser celui-ci pour créer ainsi une nouvelle paire (e^-i). Le même processus se répète avec le nouvel électron créé, il se produit ainsi un phénomène d'avalanche connu dans les décharges dans les gaz.

Il est néanmoins important de noter que, d'après les ordres de grandeur des paramètres de l'expérience, les électrons n'ont pas le temps de se mettre en équilibre, leur distribution n'est pas maxwellienne et l'étude classique concernant l'ionisation de Townsend n'est pas valable. On a ainsi affaire à un faisceau d'électrons très énergétiques, et l'on peut définir un coefficient d'ionisation secondaire α_s , comparable au coefficient α_T de Townsend. Toutefois, contrairement au coefficient α_T , α_s n'est pas fonction de $\frac{E}{p}$, mais plutôt de E et de p séparément.

α_s est défini comme étant le nombre d'électrons secondaires créés par unité de longueur à partir d'un électron initial ; si $dN_0(x)$ est le nombre d'électrons initialement compris dans une tranche d'épaisseur infiniment petite dx , d'abscisse x , le nombre d'électrons correspondant qui tombent sur la paroi d'abscisse ϵ est :

$$dN = dN_0(x) \cdot e^{\alpha_s(\epsilon-x)} \quad (4.6)$$

La création de charges par la particule α est pratiquement homogène sur la distance :

$$dN_0 = I_s dx \quad \text{et} \quad I_s = \text{constante} \quad x, \quad 0 \leq x \leq \epsilon \quad (4.7)$$

Si l'on tient compte de la contribution de toutes les tranches initiales comprises entre 0 et ϵ , le nombre d'électrons collectés sur les parois est donc :

Fig B1- Production d'isotopes de Cm, dans le bombardement de ^{241}Am par un flux de neutrons

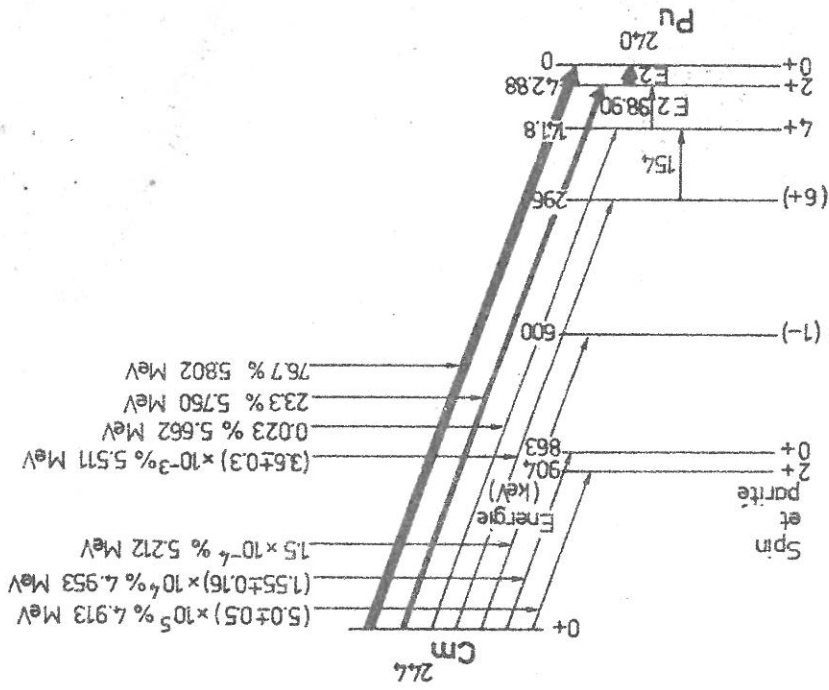
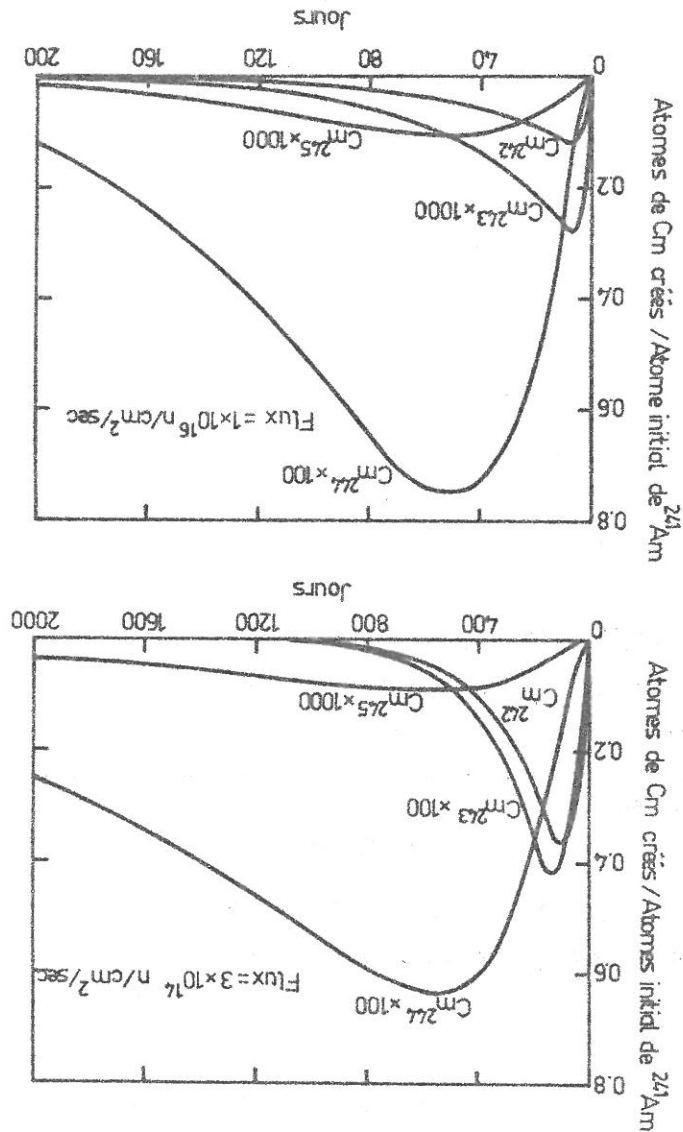


Fig B2 - Désintégration du ^{244}Cm

o
o

Le taux de fission spontanée du ^{244}Cm est assez important, si on le compare aux isotopes d'éléments plus légers ; il est de l'ordre de $(1,4 \pm 0,2) \times 10^{10}$ fissions par gramme heure, correspondant à une durée de vie de $(1,4 \pm 0,2) \cdot 10^7$ années.

Le ^{244}Cm est stable.

Ces données sur les transitions α et γ du ^{244}Cm sont traduites dans le schéma de la désintégration (Fig. B.2).

TABEAU I

Gaz	He + impureté pur	Ne	O ₂	Air	N ₂	Argon
M (9)	Energie moyenne dissipée par une particule α pour créer une paire (e ⁻ -i) en eV					
	29,7	42,7	36,8	32,5	35,5	36,6
	26,4					
eV _i	Energie d'ionisation à partir du fondamental en eV					
	24,56	21,56	12,2	15,51	15,76	
N ₀	Nombre des paires (e ⁻ -i) créées par une particule α dans l'espace interarmatures du microphone $\frac{1}{2}$					
	18	43	73	87		
(paires e ⁻ -i) à p=760 Torr						
$\frac{N_0(\text{gaz})}{N_0(\text{argon})}$	0,20	0,49	0,84	1		
Résultats expérimentaux (Fig.R.4) obtenus à z = 2 mm						
$\frac{R_t}{p}$	1,0	1,9	3,3	4,8		
(en 10 ⁻⁶ V/Torr)						
$\frac{(R_t/p)_{\text{gaz}}}{(R_t/p)_{\text{argon}}}$	0,2	0,4	0,7	1		
10 ⁹ particules α /sec	3,5	2,0	2,0	3,0		

Fig T.1

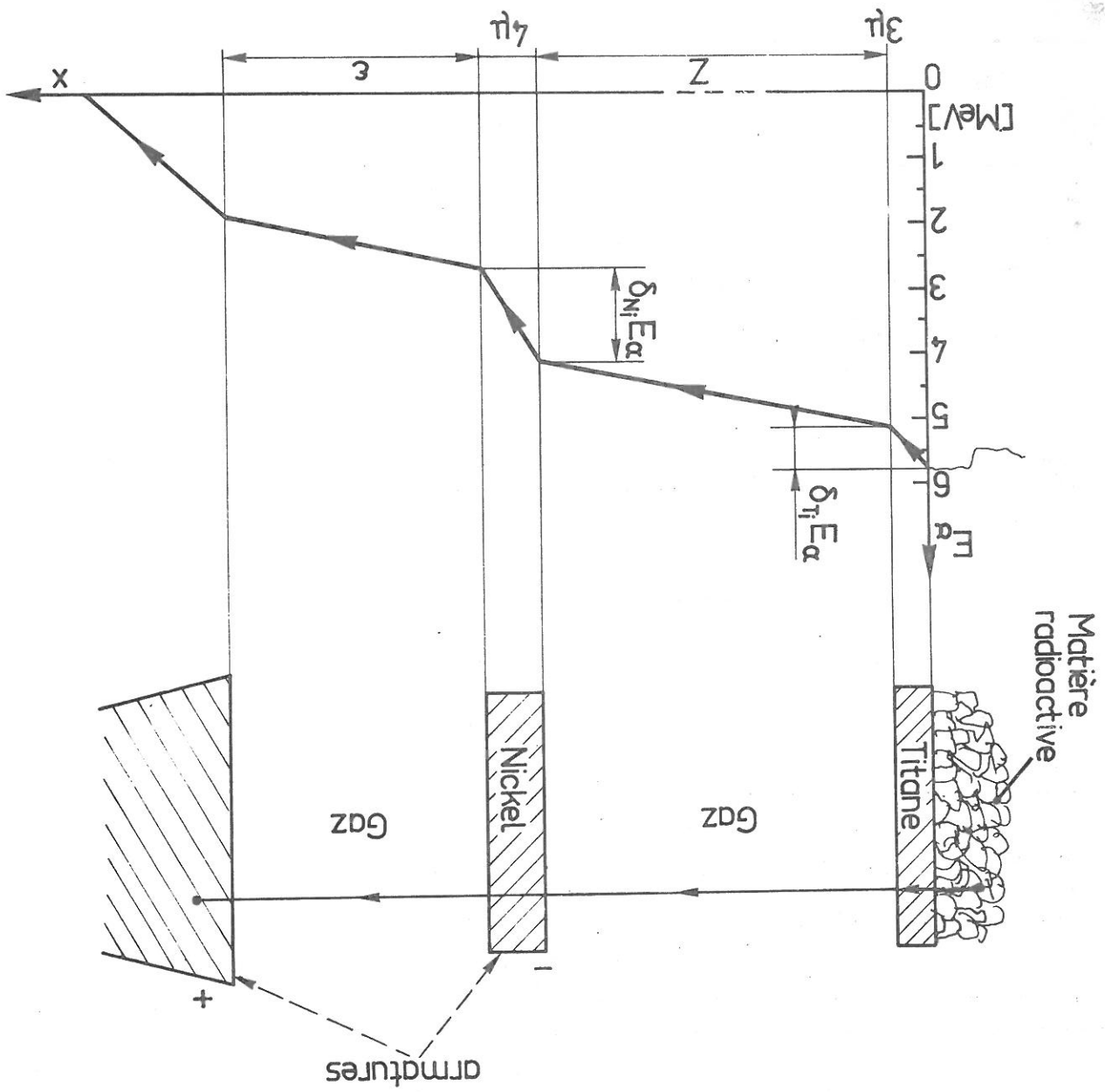


TABLEAU 2

L'énergie d'une particule α le long de sa trajectoire (Fig. T.1)

<p>Energie de création d'une particule α</p> <p>5,8 MeV</p>	<p>Fenêtre de la source</p> <p>$\frac{E_{\alpha}}{E_{Ti}}$</p> <p>Energie perdue dans les 3μ de Ti</p> <p>0,6 MeV</p> <p>5,2 MeV</p>	<p>E_{α}</p>
<p>Energie perdue dans z mm de gaz à la pression p Torr (en MeV)</p> <p>z = 2 mm et p = 760 Torr</p> <p>0,2 MeV</p> <p>0,17 MeV</p> <p>0,12 MeV</p> <p>0,04 MeV</p>	<p>Energie perdue dans z mm de gaz à la pression p Torr (en MeV)</p> <p>1,28.10⁻³ z.p</p> <p>1,15.10⁻³ z.p</p> <p>0,78.10⁻³ z.p</p> <p>0,24.10⁻³ z.p</p>	<p>Gaz entre source et microphone</p> <p>$\delta_{E_{air \alpha}}$</p> <p>$\delta_{E_{A \alpha}}$</p> <p>$\delta_{E_{Ne \alpha}}$</p> <p>$\delta_{E_{He \alpha}}$</p>
<p>Energie à l'arrivée sur l'armature externe du microphone</p> <p>max. 5,2 MeV</p> <p>min. 5 MeV</p> <p>5,1 MeV</p>	<p>Energie effective dans l'espace inter-armatures du microphone 1/2" (microphone 1/8")</p> <p>Impulsion mécanique cédée par la particule α à l'armature du microphone 1/2" (microphone 1/8")</p> <p>$\Delta p = m \cdot v = \sqrt{2m_{\alpha}(E_{\alpha} - \sqrt{E_{\alpha}^2 - \Delta E_{\alpha}^2})}$ (microphone 1/8")</p> <p>Force exercée par une particule sur l'armature externe du microphone 1/2" (microphone 1/8")</p> <p>$F = (E_{\alpha} - E_{\alpha}^I) \cdot \frac{dN_{\alpha}^I}{dt}$ ou $dN_{\alpha}^I = 4 \mu$</p> <p>$(dN_{\alpha}^I = 3 \mu)$</p>	<p>Armature externe du micro</p> <p>$\delta_{E_{\alpha}^I}$</p> <p>$\delta_{E_{\alpha}^I}$</p> <p>Δp</p> <p>F</p>
<p>Energie dissipée par α pour traverser l'armature externe du microphone 1/2" (microphone 1/8")</p> <p>1,53 MeV</p> <p>(1,15 MeV)</p> <p>Energie effective dans l'espace inter-armatures du microphone 1/2" (microphone 1/8")</p> <p>3,6 MeV</p> <p>(3,9 MeV)</p> <p>Impulsion mécanique cédée par la particule α à l'armature du microphone 1/2" (microphone 1/8")</p> <p>1,66.10⁻²⁰ MKSA</p> <p>(1,3.10⁻²⁰ MKSA)</p> <p>Force exercée par une particule sur l'armature externe du microphone 1/2" (microphone 1/8")</p> <p>$F = (E_{\alpha} - E_{\alpha}^I) \cdot \frac{dN_{\alpha}^I}{dt}$ ou $dN_{\alpha}^I = 4 \mu$</p> <p>$(dN_{\alpha}^I = 3 \mu)$</p>	<p>Energie perdue dans les 3μ de Ti</p> <p>0,6 MeV</p> <p>5,2 MeV</p>	<p>Energie perdue dans les 3μ de Ti</p> <p>0,6 MeV</p> <p>5,2 MeV</p>

Temps caractéristiques avec un microphone un demi-pouce
(ou un huitième de pouce)

TABLEAU 3

$\theta = \frac{2d N_1}{v_1 + v_e}$ $\theta = \frac{\sqrt{2 \cdot d \cdot N_1 \cdot \sqrt{m_\alpha}}}{\sqrt{E_\alpha} + \sqrt{E_e}}$ <p> $\theta \approx 2,8 \cdot 10^{-13}$ sec $\theta \approx 2,04 \cdot 10^{-13}$ (sec) </p>	<p>temps mis par une particule pour traverser l'armature externe</p>
$t_a = \frac{v_1}{e} = \frac{\sqrt{2E_\alpha}}{e \sqrt{m_\alpha}}$ <p> $t_a \approx 1,5 \cdot 10^{-12}$ sec $(t_a \approx 8,8 \cdot 10^{-13}$ sec) </p>	<p>temps mis par la particule α pour parcourir la distance interarmatures</p>
$t_\alpha = \frac{1}{p}$ <p> $t_\alpha \approx 3,7 \cdot 10^{-10}$ sec $z=2\text{mm}$ </p>	<p>temps moyen séparant l'arrivée de deux particules α</p>
$t_{e=N} \propto \frac{t_o}{p}$ <p>(12)</p> <p> $t_{oA} \approx 10^{-10}$ sec.Torr pour $V_1 > 30V$ $t_{oNe} \approx 2,5 \cdot 10^{-10}$ sec.Torr pour $V_1 > 25V$ $t_{oN_2} \approx 10^{-10}$ sec.Torr pour $V_1 > 30V$ $t_{oHe} \approx 5 \cdot 10^{-10}$ sec.Torr pour $V_1 > 4V$ </p>	<p>$t_{e=N}$ temps moyen de collision electron-neutres</p>
$t_{therm} = \frac{M}{m} \cdot t_{e=N}$ <p> $t_{therm A} \approx 5 \cdot 10^{-6}$ sec.Torr $t_{therm N_2} \approx 5 \cdot 10^{-6}$ sec.Torr $t_{therm Ne} \approx 1 \cdot 10^{-6}$ sec.Torr $t_{therm He} \approx 4 \cdot 10^{-6}$ sec.Torr </p>	<p>t_{therm} temps moyen de relaxation des électrons vers la température des neutres ($E=0$)</p>

Temps de collecte t_0 :

- Modèle de chute libre : ce modèle est valable si

(a) $t_0 < t_{e=N}$

L'équation du mouvement est :

(b) $\frac{dv}{dx} = eE \text{ ou } t_{01} = \sqrt{2 \cdot e \cdot \frac{eE}{m}}$

ou
 m : masse de l'électron
 e : charge élémentaire
 E : champ appliqué

- Modèle de collision : il est valable si

(c) $t_0 > t_{e=N}$

L'équation du mouvement s'écrit :

(d) $\frac{mv}{m} = E \text{ ou } t_{02} = e \cdot \frac{eE}{m} \cdot t_{e=N}$

(e) La relation (c) devient alors : $\frac{eE}{m} \cdot t_{e=N} > t_{e=N}$

(f) ce qui donne d'après (b) : $\frac{2}{t_{01}} \cdot \frac{2}{t_{e=N}} > 1$

La condition pour que le régime soit collisionnel est

donc :

(g) $\frac{t_{01}^2}{2} > 2 \frac{t_{e=N}^2}{2}$

Dans le cas d'un microphone Type 4133,

$t_{01} = (7 \cdot 10^{-11} \cdot \frac{V}{1})$ sec ou V_1 est la tension de polarisation exprimée en volts

et comme l'on a :

$$t_{e=N} = t_0 \cdot \frac{p}{1}$$

la relation (g) s'écrit alors :

(h) $\frac{4,5 \cdot 10^{-21}}{2} \cdot \frac{V}{2} > 2 \frac{t_0^2}{2}$

Gaz	A	Ne	He
$D_a \approx$	1	5	10
	cm ² /sec		

(14), on déduit pour les différents gaz, à $p \approx 200$ Torr :
 Si on utilise les valeurs de σ_{I-N} données à la réf.

où σ_{I-N} est la section efficace de collision (I-N) et n_N la densité des neutres.

$$D_a \approx \frac{2\sqrt{m_I \cdot I-N}}{\sqrt{\pi K T_I}}$$

Soit, puisque $T_I = T_N$

$$D_a \approx \frac{m_I \cdot \sqrt{I-N}}{2KT_I} \quad (1)$$

Dans un plasma créé par une source α sans champ ($E=0$)

DIFFUSION

$$t_0 \approx 4 \cdot 10^{-11} \text{ sec.}$$

Dans le cas de l'Argon, par exemple pour la valeur $\frac{E}{p} \approx 2,5 \cdot 10^2$ V/cm.Torr, on obtient

$$t_0 \approx (10^{-6} \cdot \frac{E}{p}) \text{ sec} \quad (k)$$

soit, si l'on prend $t_{e=N} \approx (10^{-10} \cdot \frac{1}{p}) \text{ sec}$ où p est en Torr,

$$t_0 = t_{02} = e \cdot \frac{eE}{m} \cdot t_{e=N} \quad (j)$$

On peut donc écrire :
 relation qui a toujours été vérifiée dans notre expérience.

$$\frac{p}{2} > 4 \quad (i)$$

Puisque $t_0 \approx 10^{-10}$ sec. pour tous les gaz étudiés, la condition (h) s'écrit :

Il est clair que ce coefficient de diffusion est plus élevé que celui qui intervient dans le problème de la diffusion de la colonne élémentaire traité dans le § IV, 3.2.

On peut donc écrire :

$$V_2(t_0) > 10^{-7} \text{ cm}^2 \text{ puisque } t_0 < 10^{-8} \text{ sec}$$

et alors $V_2(t_0) \gg R_m^2$.

Caractéristiques des Têtes des Microphones Capacitifs

Type	4144	4145	4146	
Appellation	1 inch			
Fréquences de réponse	3 Hz - 7.5 kHz	3 Hz - 18 kHz	0.15 Hz - 7.5 kHz	Pression
	Tension de polarisation			
Sensibilité (en mV par N/m ²)	50			$\frac{\Delta c}{c} = 2, 2 \times 10^{-4}$ par N/m ²
Capacité (en pF.)	55	66	55	46
Température Maximum	180°C			
Dimensions de la tête	Diamètre		Hauteur	
	23.77 mm (0.936") 23.77 mm (0.936")		17 mm (0.67") 19 mm (0.75")	
a) sans grille				
b) avec grille				

4133	4134	4148	4135	4136	4138
1/2 inch					
20 Hz - 40 kHz	30 Hz - 100 kHz	4 Hz - 16 kHz	30 Hz - 100 kHz	30 Hz - 70 kHz	30 Hz - 140 kHz
200V			200 V		
18			17		
12,5			3,16		
180°C			120°C		
Diamètre		Hauteur		Diam. Haut.	
12.7 mm (0.5") 13.2 mm (0.52")		11 mm (0.43") 12.7 mm (0.5")		16.7 mm (0.657") 16.9 mm (0.665")	
6.35 mm (0.25") 7.0 mm (0.275")		9 mm (0.35") 10.5 mm (0.41")		3.175 mm (0.125") 3.50 mm (0.140")	
				6.0 mm (0.240") 6.7 mm (0.268")	



TABEAU 5

Perte énergétique d'une particule α dans un milieu (15)

α	$\frac{dE}{d(\mu r)} (\text{MeV} / \text{cm}^2)$
HE	0.851
	0.854
	0.857
	0.860
	0.863
	0.866
	0.869
	0.872
	0.875
	0.878
	0.881
	0.884
	0.887
	0.890
	0.893
	0.896
	0.899
	0.902
	0.905
	0.908
	0.911
	0.914
	0.917
	0.920
	0.923
	0.926
	0.929
	0.932
	0.935
	0.938
	0.941
	0.944
	0.947
	0.950
	0.953
	0.956
	0.959
	0.962
	0.965
	0.968
	0.971
	0.974
	0.977
	0.980
	0.983
	0.986
	0.989
	0.992
	0.995
	0.998
	1.001
	1.004
	1.007
	1.010
	1.013
	1.016
	1.019
	1.022
	1.025
	1.028
	1.031
	1.034
	1.037
	1.040
	1.043
	1.046
	1.049
	1.052
	1.055
	1.058
	1.061
	1.064
	1.067
	1.070
	1.073
	1.076
	1.079
	1.082
	1.085
	1.088
	1.091
	1.094
	1.097
	1.100
	1.103
	1.106
	1.109
	1.112
	1.115
	1.118
	1.121
	1.124
	1.127
	1.130
	1.133
	1.136
	1.139
	1.142
	1.145
	1.148
	1.151
	1.154
	1.157
	1.160
	1.163
	1.166
	1.169
	1.172
	1.175
	1.178
	1.181
	1.184
	1.187
	1.190
	1.193
	1.196
	1.199
	1.202
	1.205
	1.208
	1.211
	1.214
	1.217
	1.220
	1.223
	1.226
	1.229
	1.232
	1.235
	1.238
	1.241
	1.244
	1.247
	1.250
	1.253
	1.256
	1.259
	1.262
	1.265
	1.268
	1.271
	1.274
	1.277
	1.280
	1.283
	1.286
	1.289
	1.292
	1.295
	1.298
	1.301
	1.304
	1.307
	1.310
	1.313
	1.316
	1.319
	1.322
	1.325
	1.328
	1.331
	1.334
	1.337
	1.340
	1.343
	1.346
	1.349
	1.352
	1.355
	1.358
	1.361
	1.364
	1.367
	1.370
	1.373
	1.376
	1.379
	1.382
	1.385
	1.388
	1.391
	1.394
	1.397
	1.400
	1.403
	1.406
	1.409
	1.412
	1.415
	1.418
	1.421
	1.424
	1.427
	1.430
	1.433
	1.436
	1.439
	1.442
	1.445
	1.448
	1.451
	1.454
	1.457
	1.460
	1.463
	1.466
	1.469
	1.472
	1.475
	1.478
	1.481
	1.484
	1.487
	1.490
	1.493
	1.496
	1.499
	1.502
	1.505
	1.508
	1.511
	1.514
	1.517
	1.520
	1.523
	1.526
	1.529
	1.532
	1.535
	1.538
	1.541
	1.544
	1.547
	1.550
	1.553
	1.556
	1.559
	1.562
	1.565
	1.568
	1.571
	1.574
	1.577
	1.580
	1.583
	1.586
	1.589
	1.592
	1.595
	1.598
	1.601
	1.604
	1.607
	1.610
	1.613
	1.616
	1.619
	1.622
	1.625
	1.628
	1.631
	1.634
	1.637
	1.640
	1.643
	1.646
	1.649
	1.652
	1.655
	1.658
	1.661
	1.664
	1.667
	1.670
	1.673
	1.676
	1.679
	1.682
	1.685
	1.688
	1.691
	1.694
	1.697
	1.700
	1.703
	1.706
	1.709
	1.712
	1.715
	1.718
	1.721
	1.724
	1.727
	1.730
	1.733
	1.736
	1.739
	1.742
	1.745
	1.748
	1.751
	1.754
	1.757
	1.760
	1.763
	1.766
	1.769
	1.772
	1.775
	1.778
	1.781
	1.784
	1.787
	1.790
	1.793
	1.796
	1.799
	1.802
	1.805
	1.808
	1.811
	1.814
	1.817
	1.820
	1.823
	1.826
	1.829
	1.832
	1.835
	1.838
	1.841
	1.844
	1.847
	1.850
	1.853
	1.856
	1.859
	1.862
	1.865
	1.868
	1.871
	1.874
	1.877
	1.880
	1.883
	1.886
	1.889
	1.892
	1.895
	1.898
	1.901
	1.904
	1.907
	1.910
	1.913
	1.916
	1.919
	1.922
	1.925
	1.928
	1.931
	1.934
	1.937
	1.940
	1.943
	1.946
	1.949
	1.952
	1.955
	1.958
	1.961
	1.964
	1.967
	1.970
	1.973
	1.976
	1.979
	1.982
	1.985
	1.988
	1.991
	1.994
	1.997
	2.000
	2.003
	2.006
	2.009
	2.012
	2.015
	2.018
	2.021
	2.024
	2.027
	2.030
	2.033
	2.036
	2.039
	2.042
	2.045
	2.048
	2.051
	2.054
	2.057
	2.060
	2.063
	2.066
	2.069
	2.072
	2.075
	2.078
	2.081
	2.084
	2.087
	2.090
	2.093
	2.096
	2.099
	2.102
	2.105
	2.108
	2.111
	2.114
	2.117
	2.120
	2.123
	2.126
	2.129
	2.132
	2.135
	2.138
	2.141
	2.144
	2.147
	2.150
	2.153
	2.156
	2.159
	2.162
	2.165
	2.168
	2.171
	2.174
	2.177
	2.180
	2.183
	2.186
	2.189
	2.192
	2.195
	2.198
	2.201
	2.204
	2.207
	2.210
	2.213
	2.216
	2.219
	2.222
	2.225
	2.228
	2.231
	2.234
	2.237
	2.240
	2.243
	2.246
	2.249
	2.252
	2.255
	2.258
	2.261
	2.264
	2.267
	2.270
	2.273
	2.276
	2.279
	2.282
	2.285
	2.288
	2.291
	2.294
	2.297
	2.300
	2.303
	2.306
	2.309
	2.312
	2.315
	2.318
	2.321
	2.324
	2.327
	2.330
	2.333
	2.336
	2.339
	2.342
	2.345
	2.348
	2.351
	2.354
	2.357
	2.360
	2.363
	2.366
	2.369
	2.372
	2.375
	2.378
	2.381
	2.384
	2.387
	2.390
	2.393
	2.396
	2.399
	2.402
	2.405
	2.408
	2.411
	2.414
	2.417
	2.420
	2.423
	2.426
	2.429
	2.432
	2.435
	2.438
	2.441
	2.444
	2.447
	2.450
	2.453
	2.456
	2.459
	2.462
	2.465
	2.468
	2.471
	2.474
	2.477
	2.480
	2.483
	2.486
	2.489
	2.492
	2.495
	2.498
	2.501
	2.504
	2.507
	2.510
	2.513
	2.516
	2.519
	2.522
	2.525
	2.528
	2.531
	2.534
	2.537
	2.540
	2.543
	2.546
	2.549
	2.552
	2.555
	2.558
	2.561
	2.564
	2.567
	2.570
	2.573
	2.576
	2.579
	2.582
	2.585
	2.588
	2.591
	2.594
	2.597
	2.600
	2.603
	2.606
	2.609
	2.612
	2.615
	2.618
	2.621
	2.624
	2.627
	2.630
	2.633
	2.636
	2.639
	2.642
	2.645
	2.648
	2.651
	2.654
	2.657
	2.660
	2.663
	2.666
	2.669
	2.672
	2.675
	2.678
	2.681
	2.684
	2.687
	2.690
	2.693
	2.696
	2.699
	2.702
	2.705
	2.708
	2.711
	2.714
	2.717
	2.720
	2.723
	2.726
	2.729
	2.732
	2.735
	2.738
	2.741
	2.744
	2.747
	2.750
	2.753
	2.756
	2.759
	2.762
	2.765
	2.768
	2.771

Analyse en fréquence du "bruit" des particules α
R1 (microphone $\frac{2}{1}$ ")
R2 (microphone $\frac{8}{1}$ ")

Fig. R1 et R2

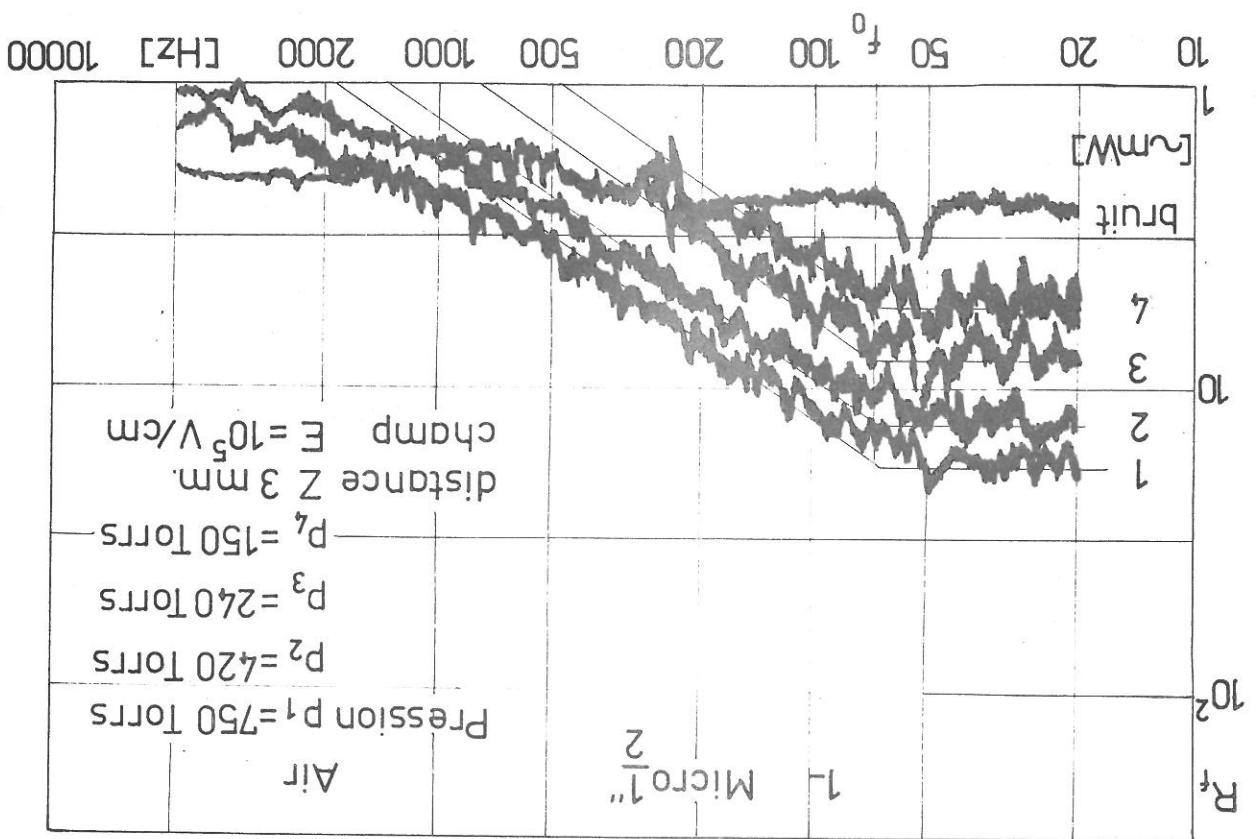
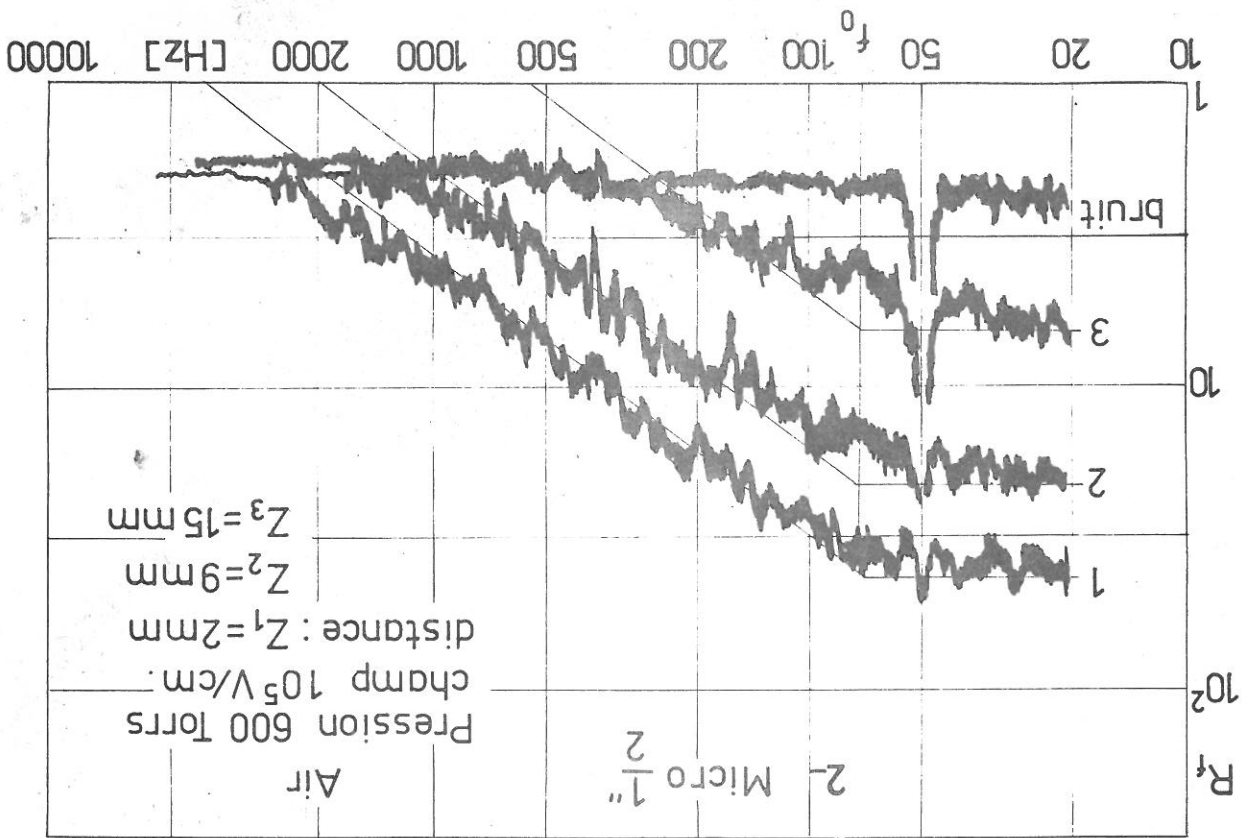
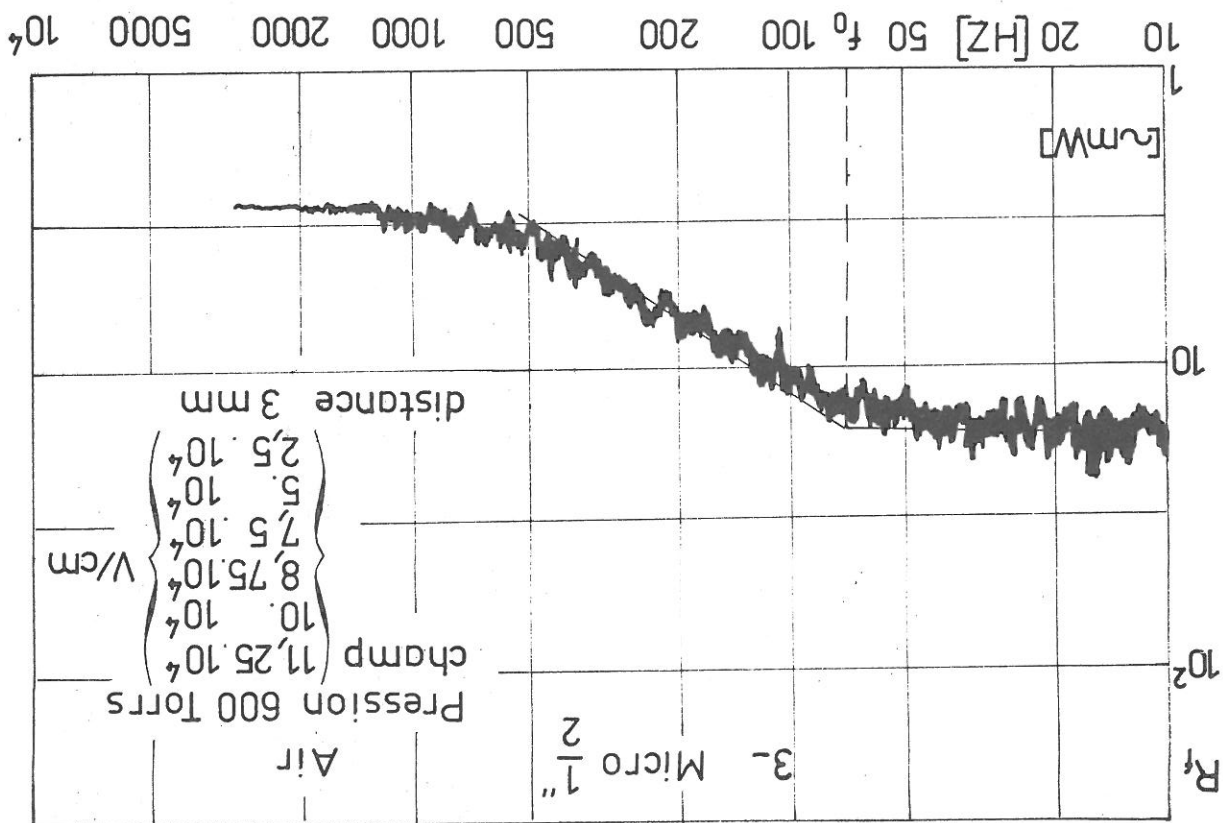
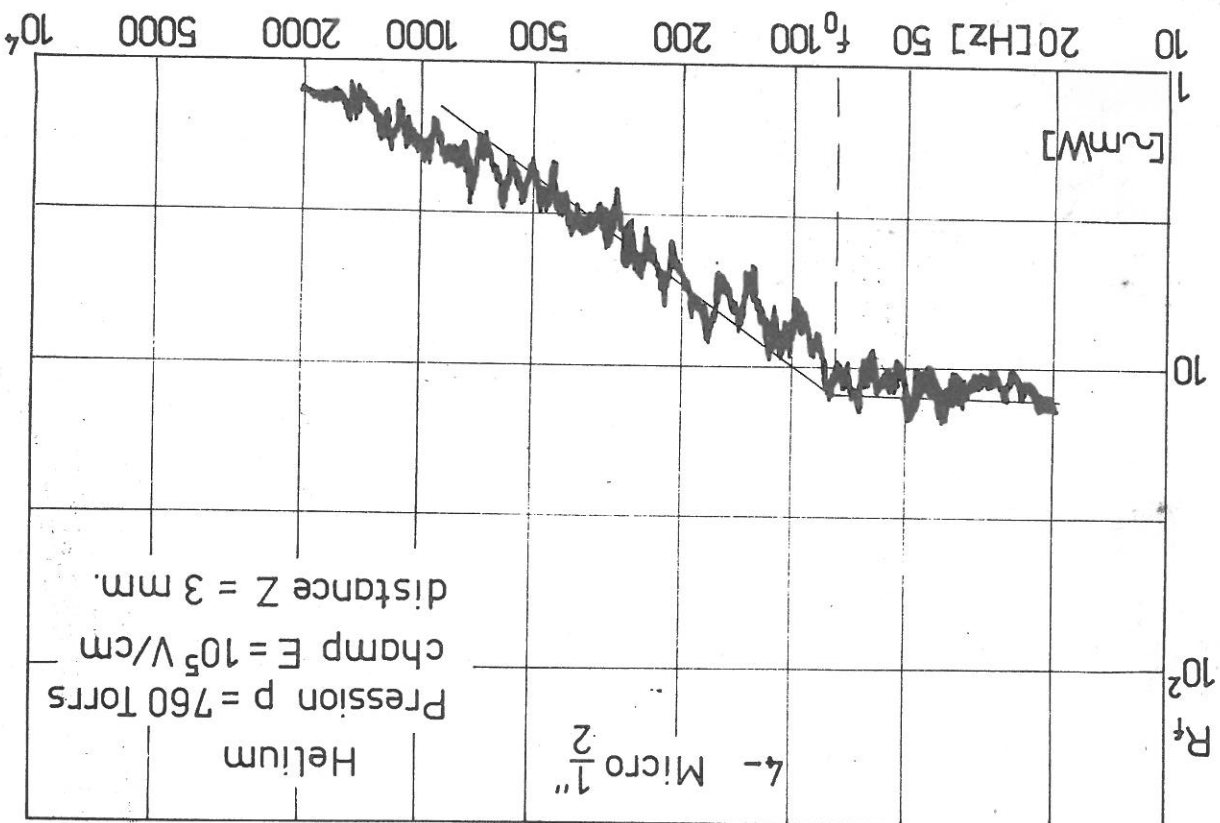
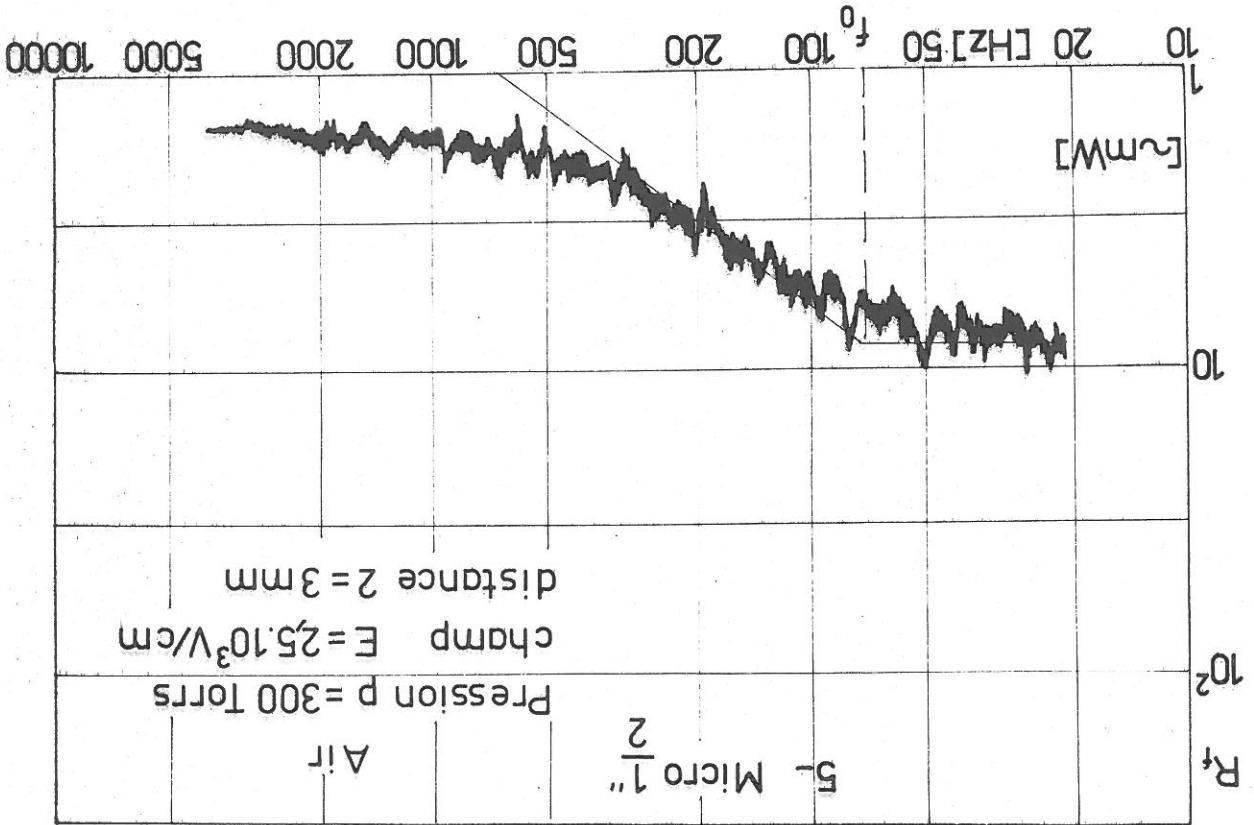
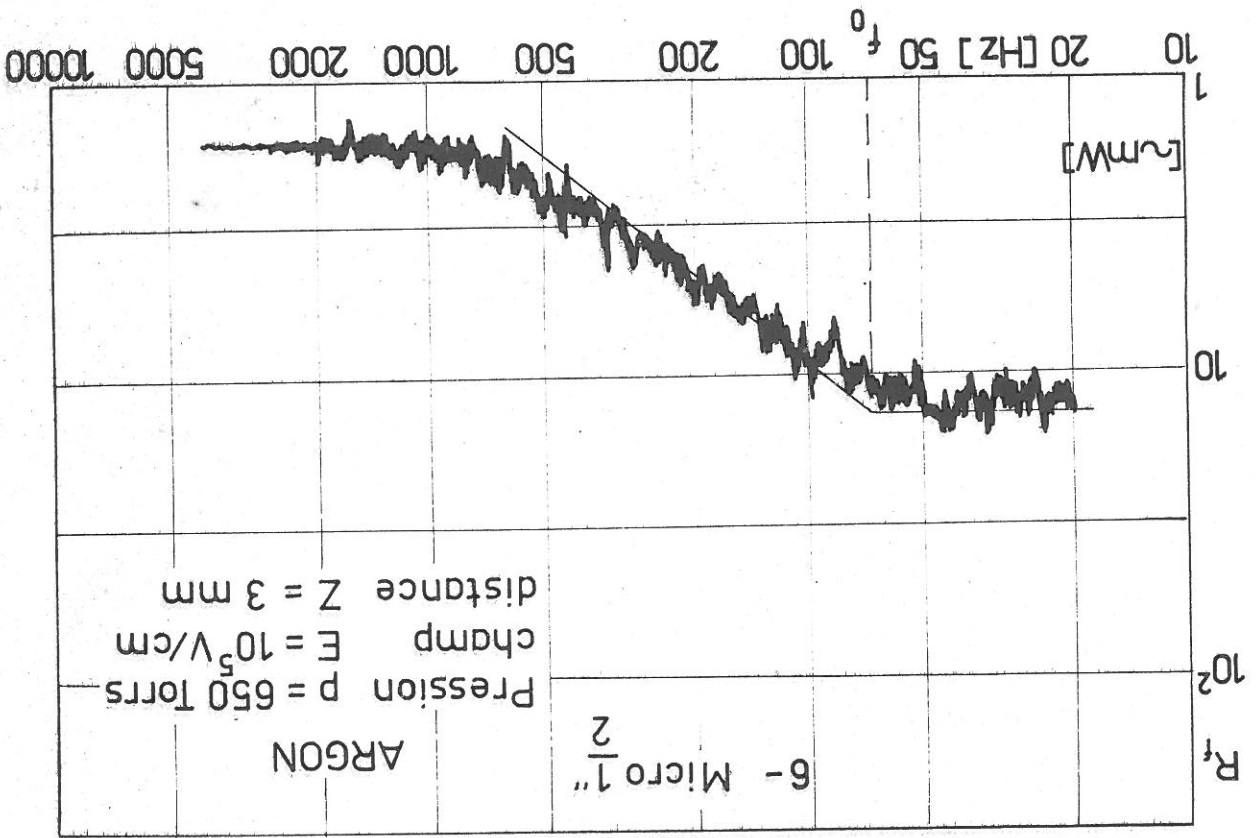


Fig. R 1





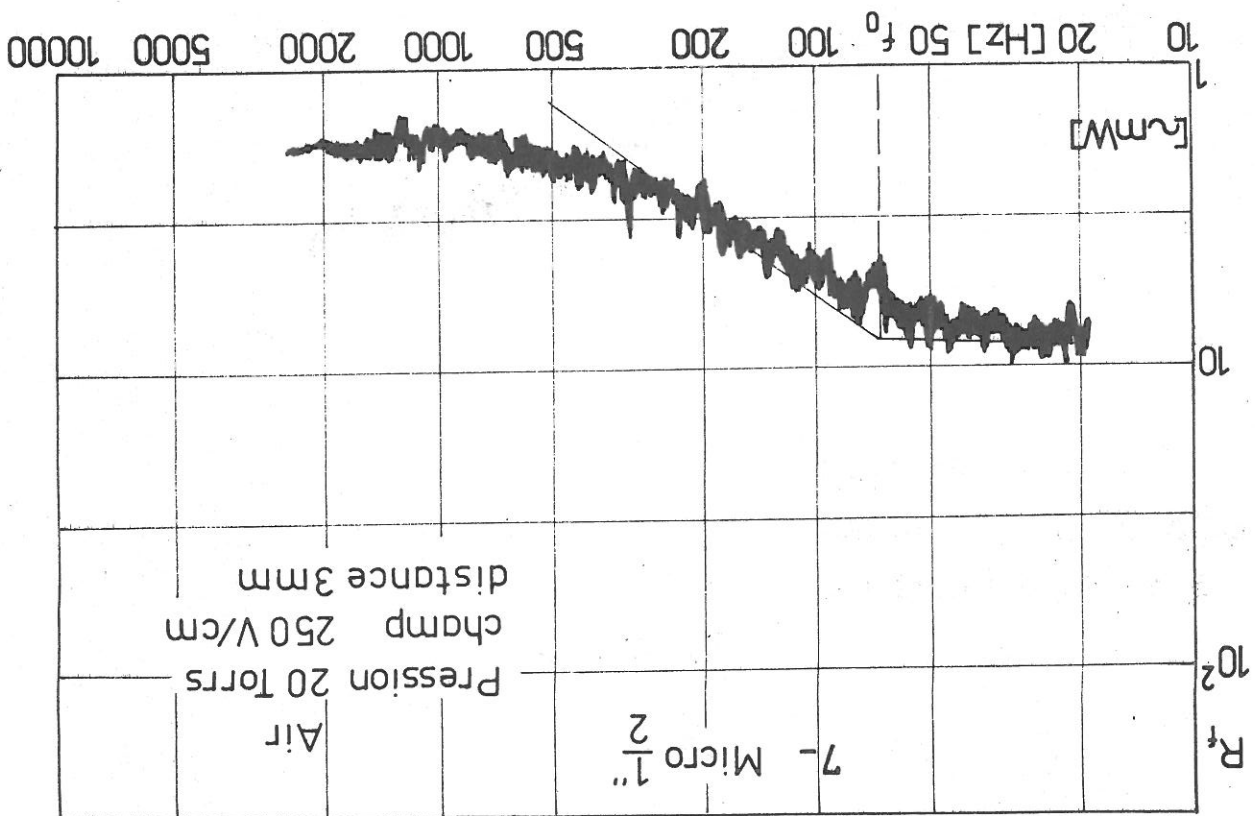
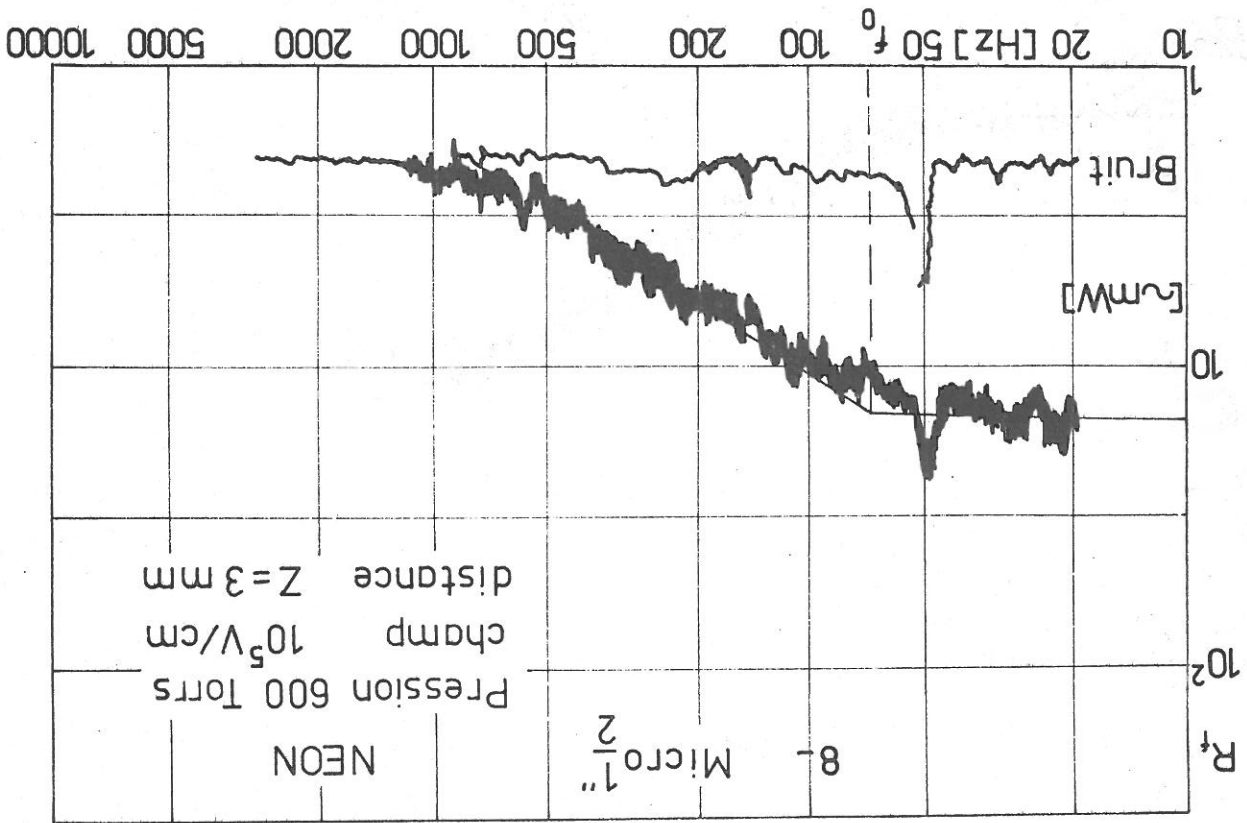


Fig. R2

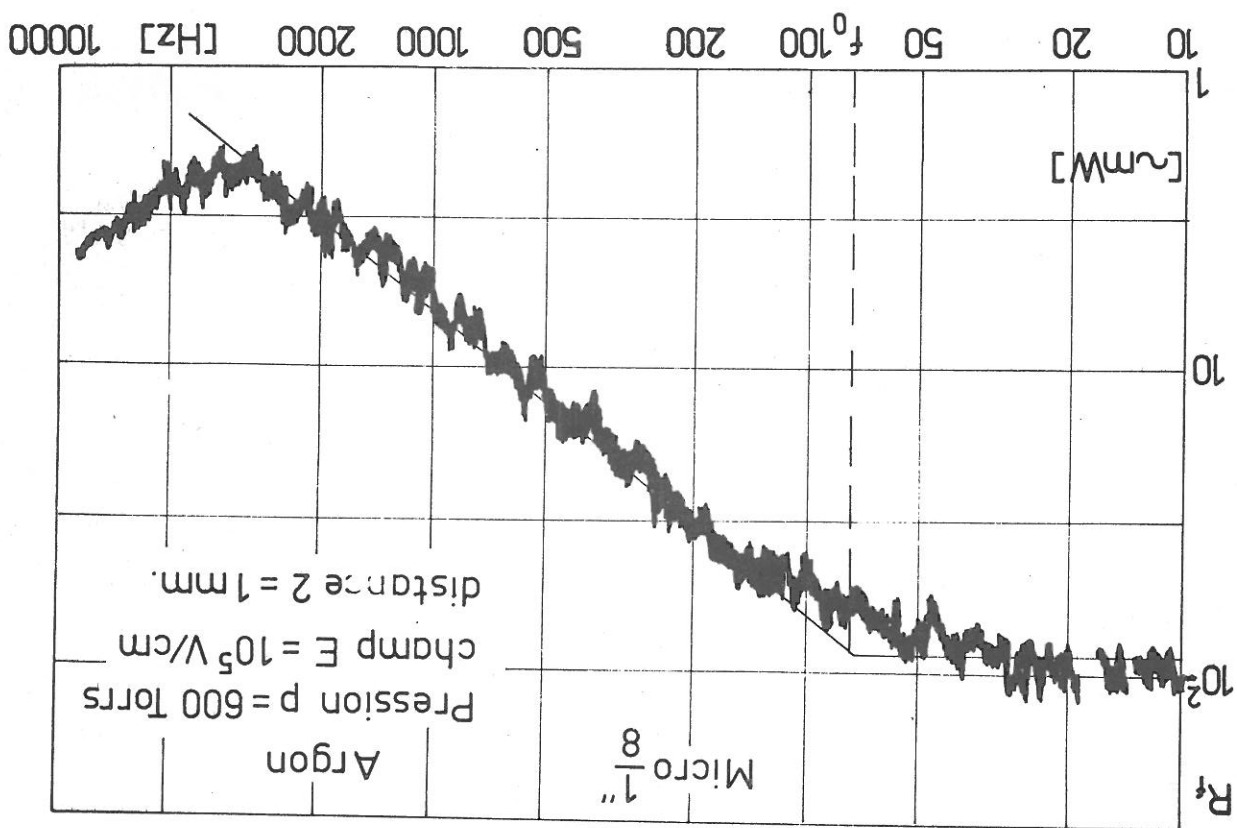


Fig R 3.1 Variation de P avec la distance
microphone $\frac{1}{8}$ "

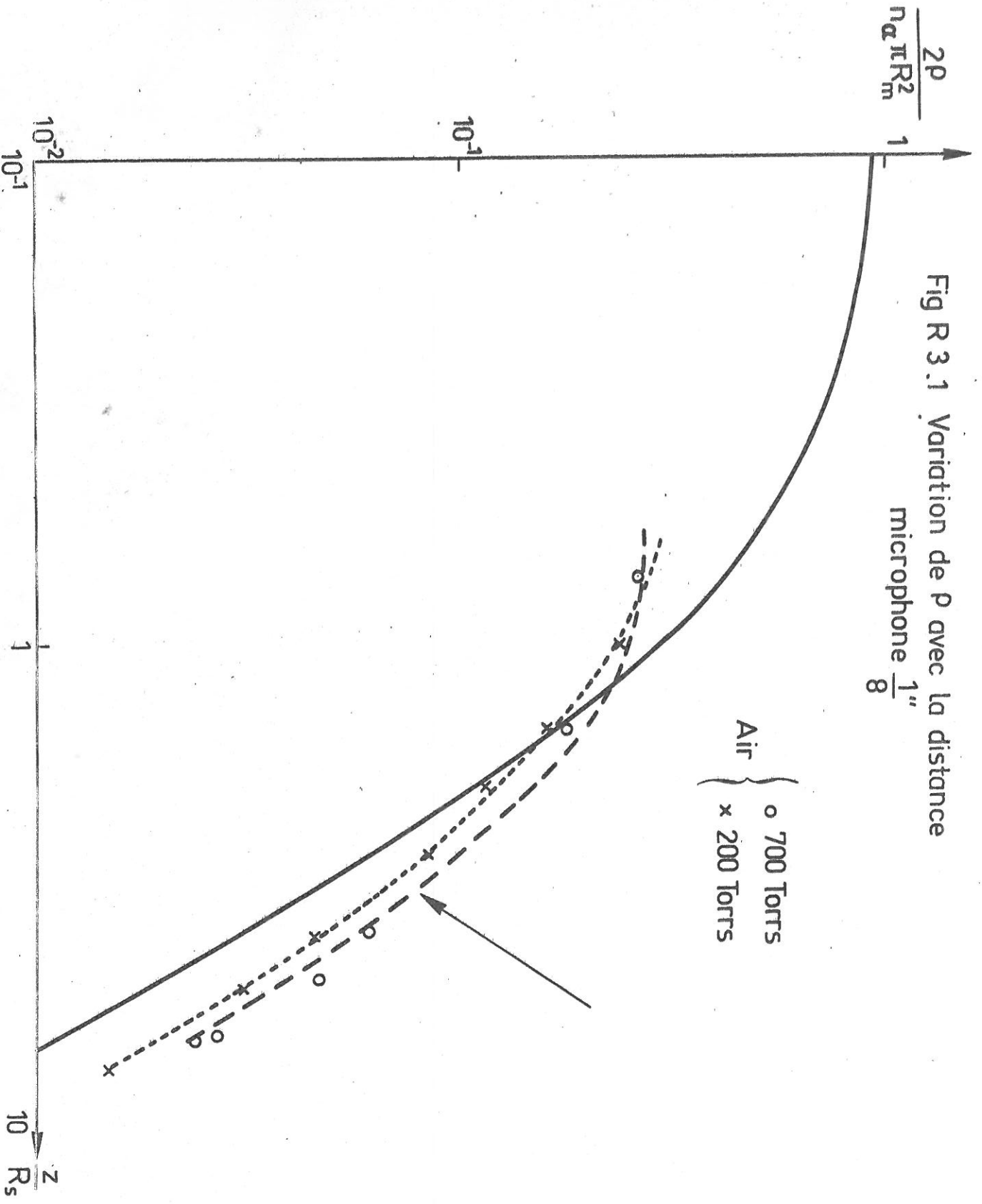
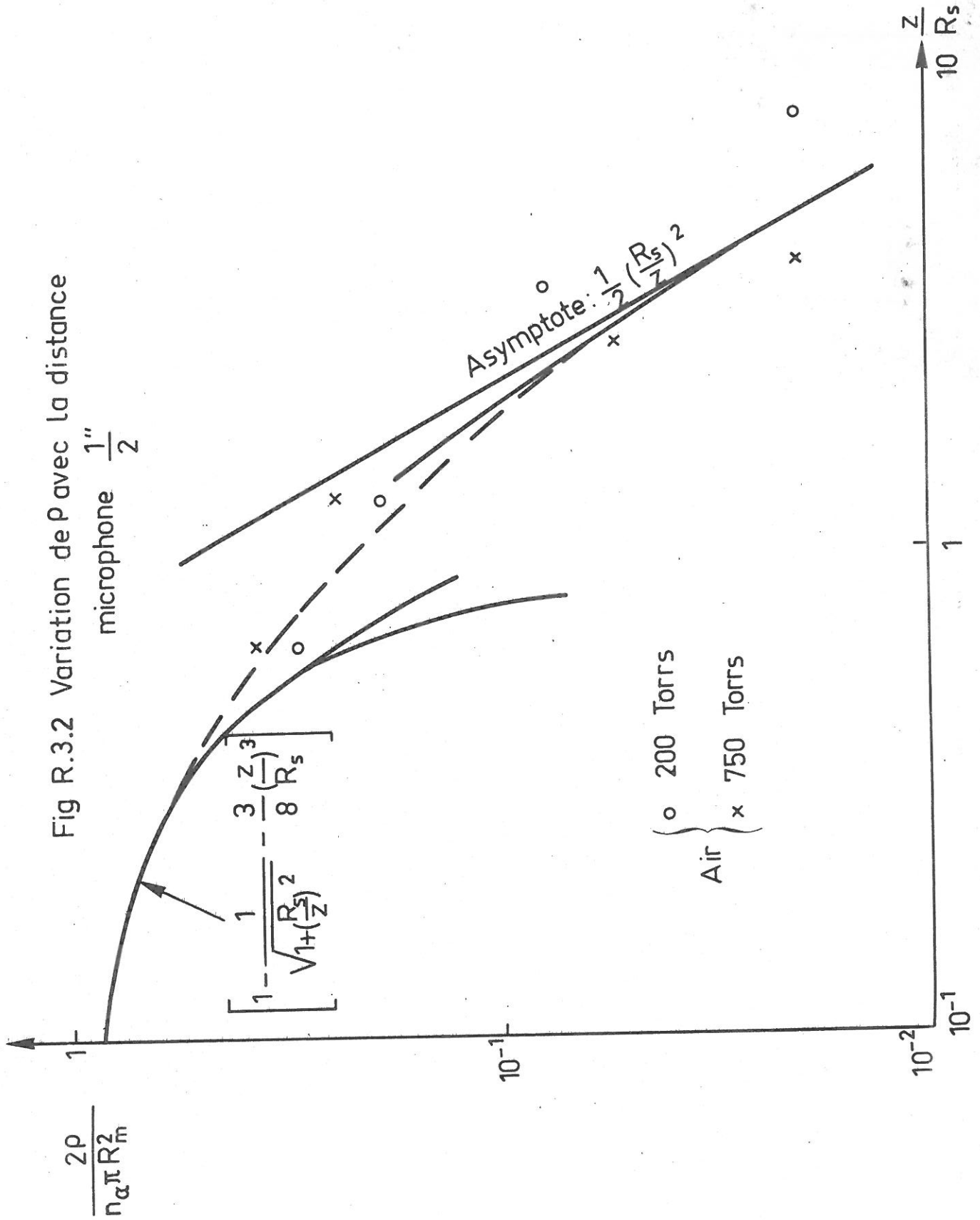


Fig R.3.2 Variation de P avec la distance

microphone $\frac{1''}{2}$



"Caractéristique" réponse du microphone -
Tension de polarisation

Fig. R4

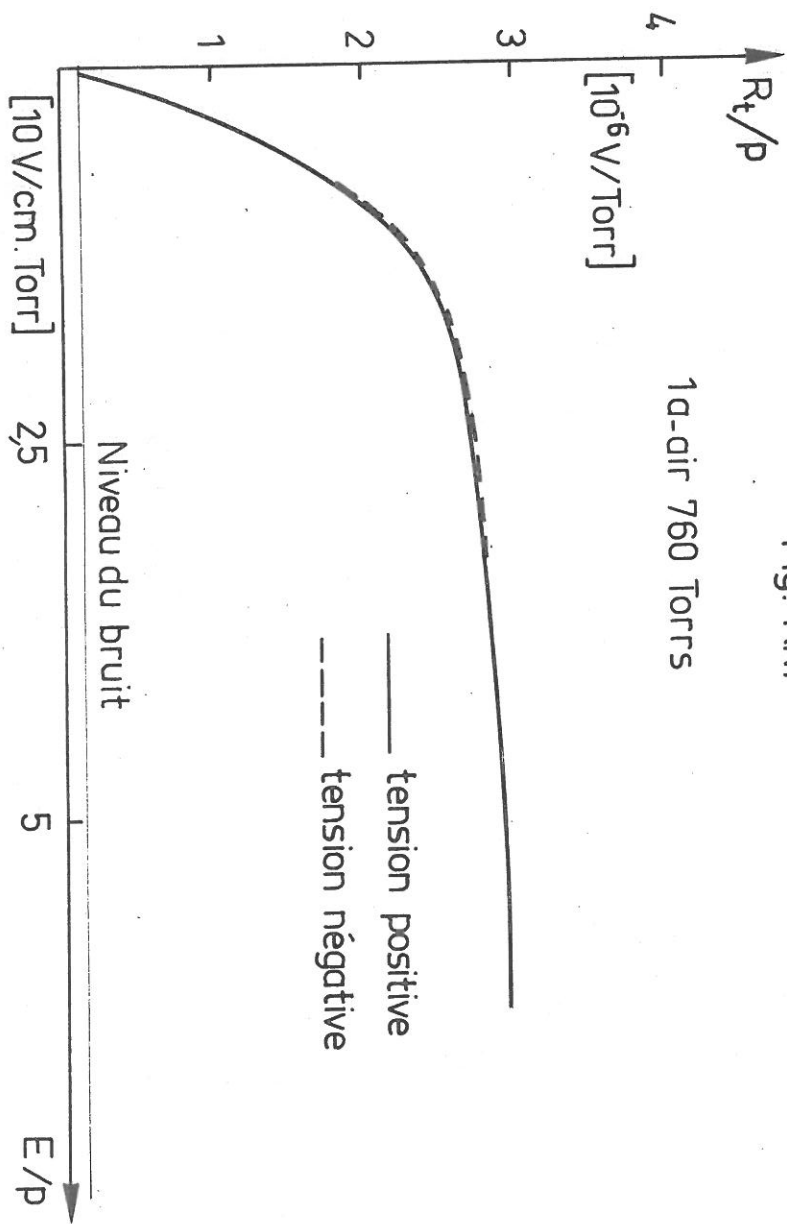
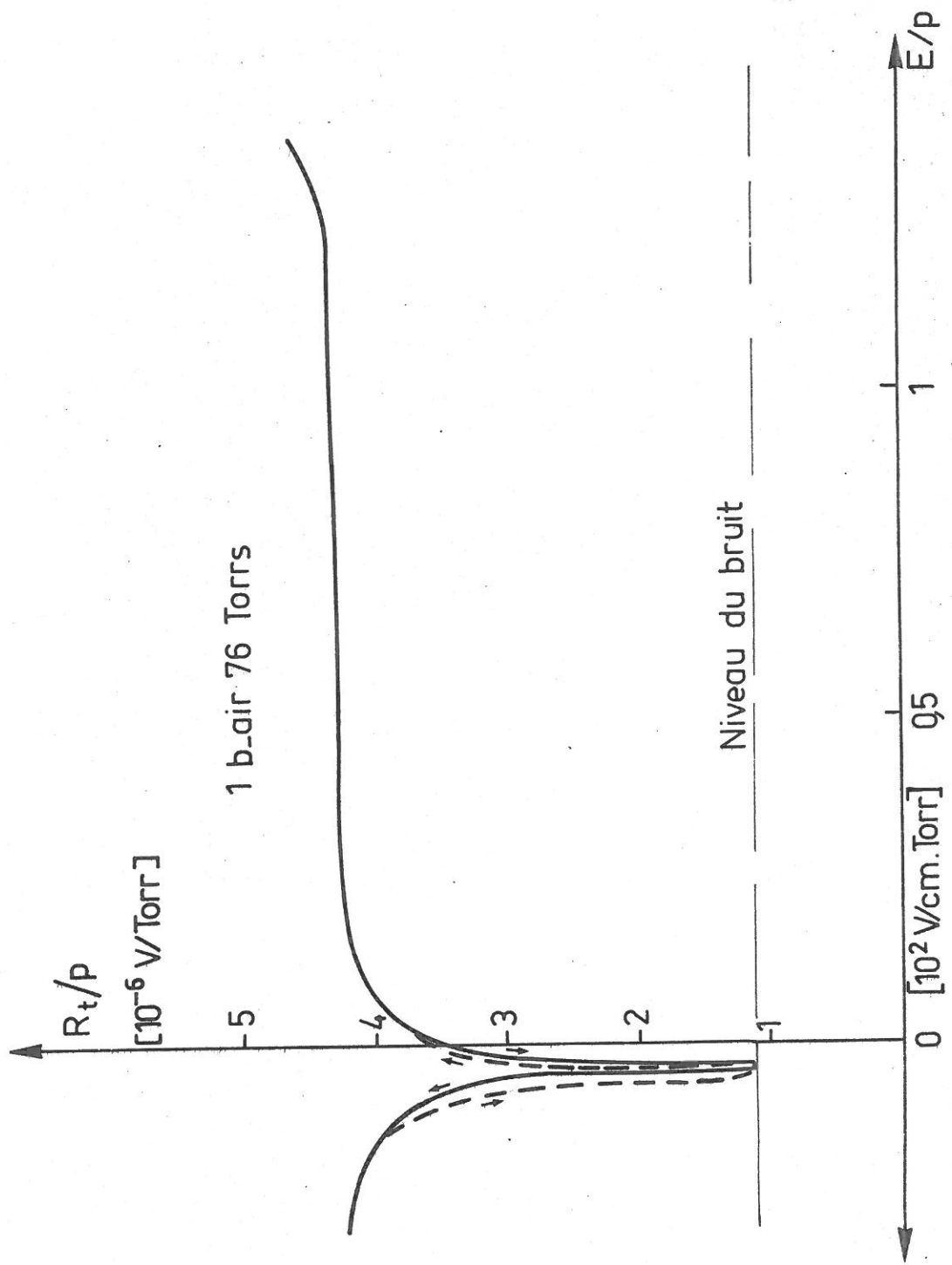
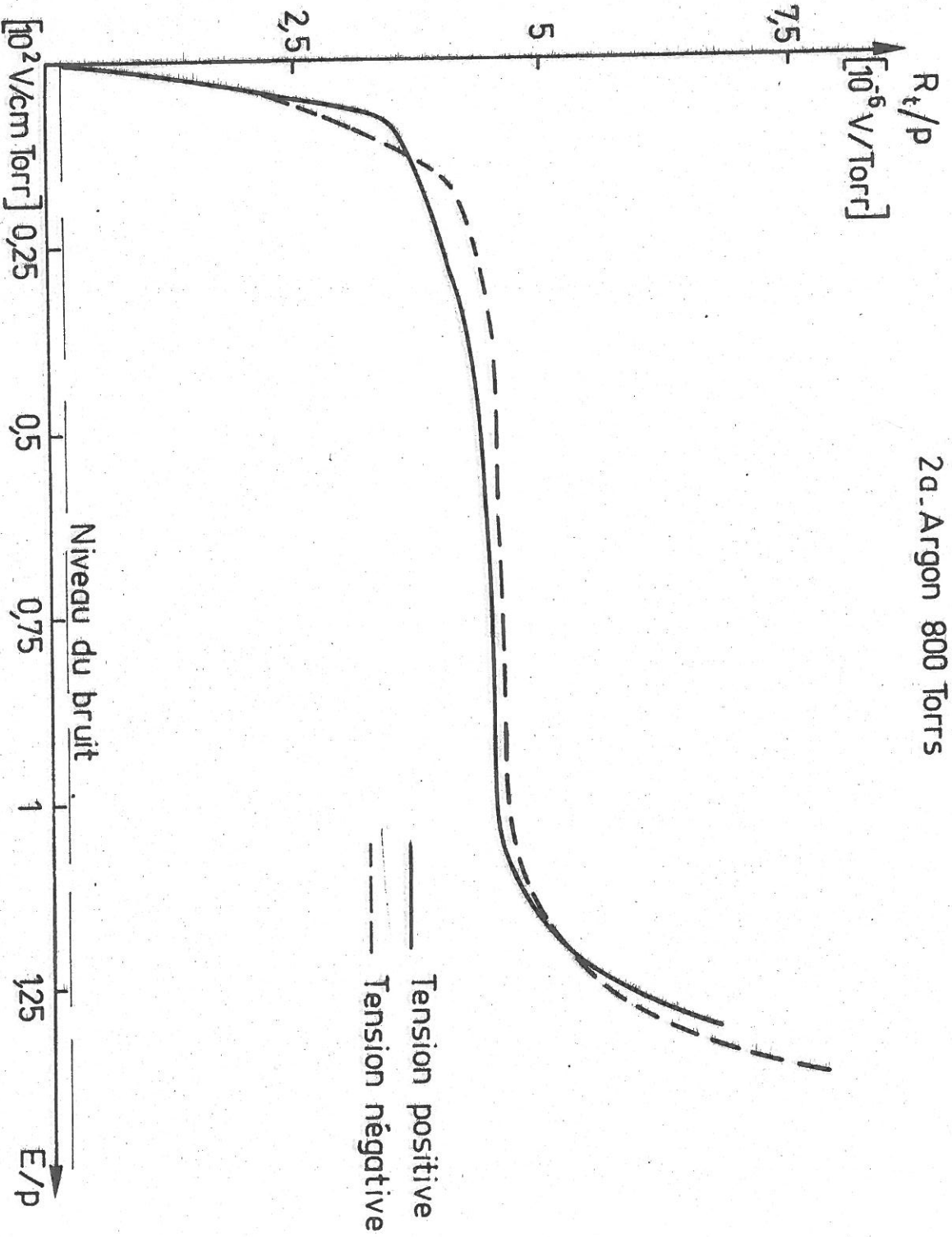
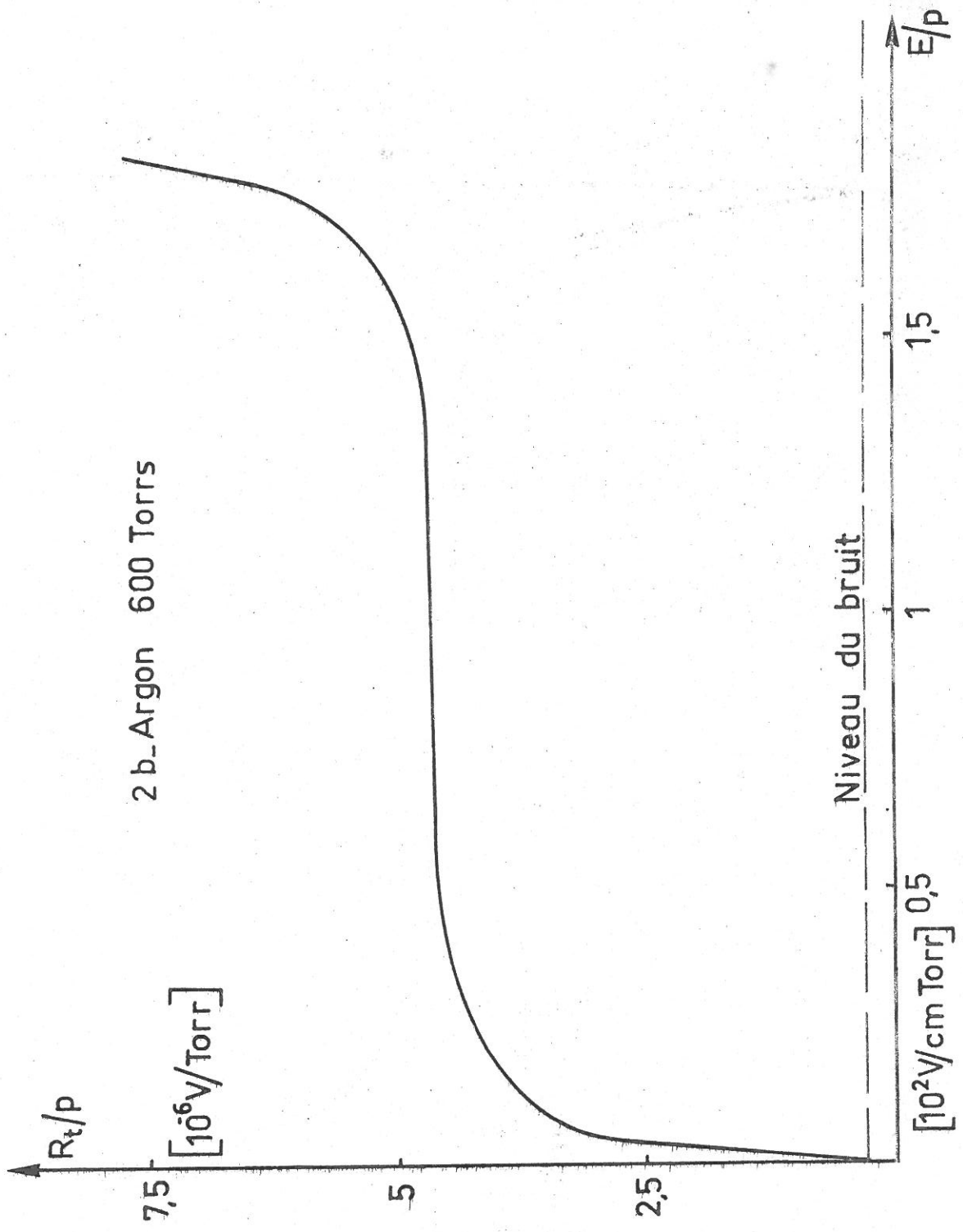


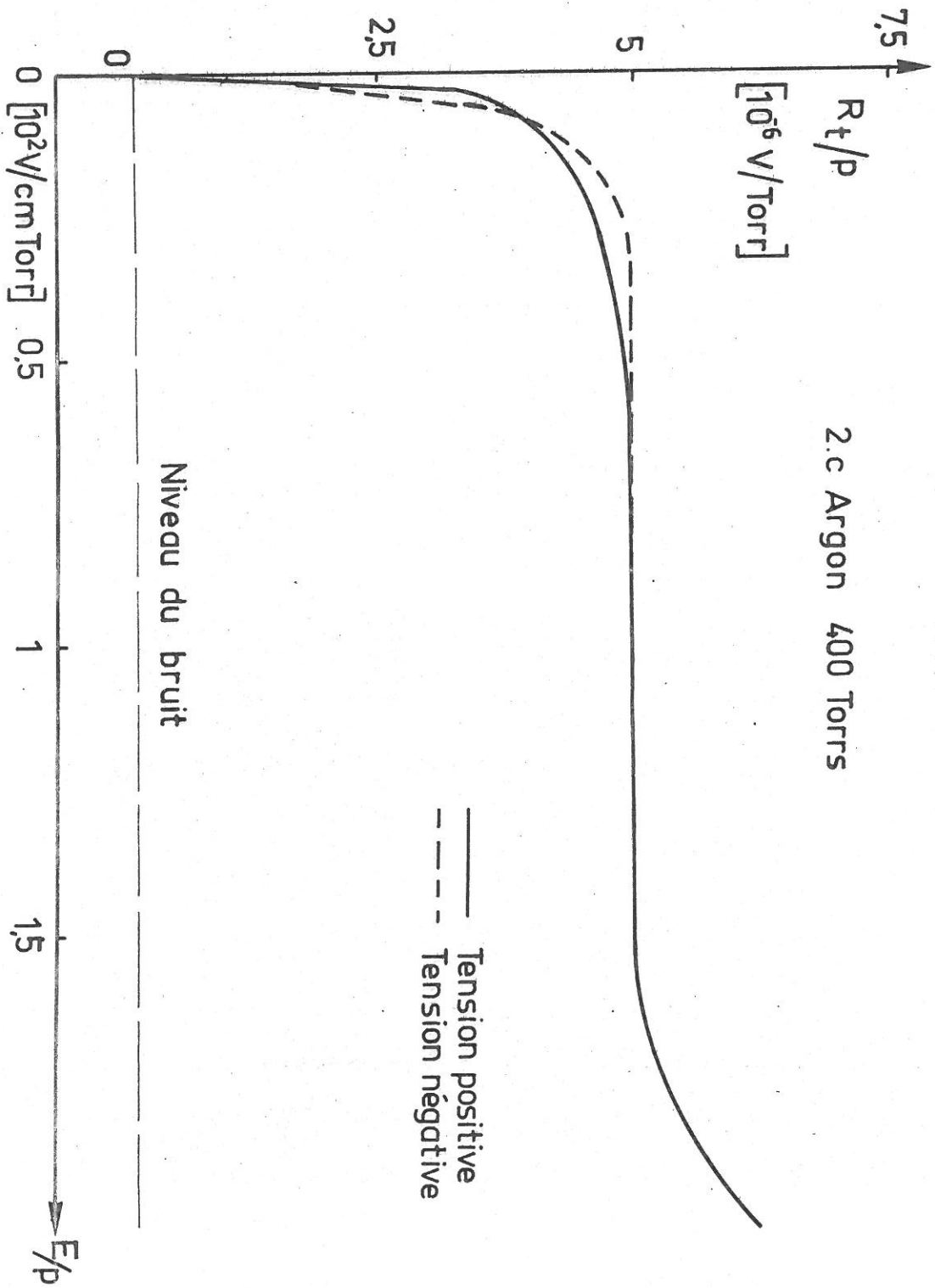
Fig. R.4.



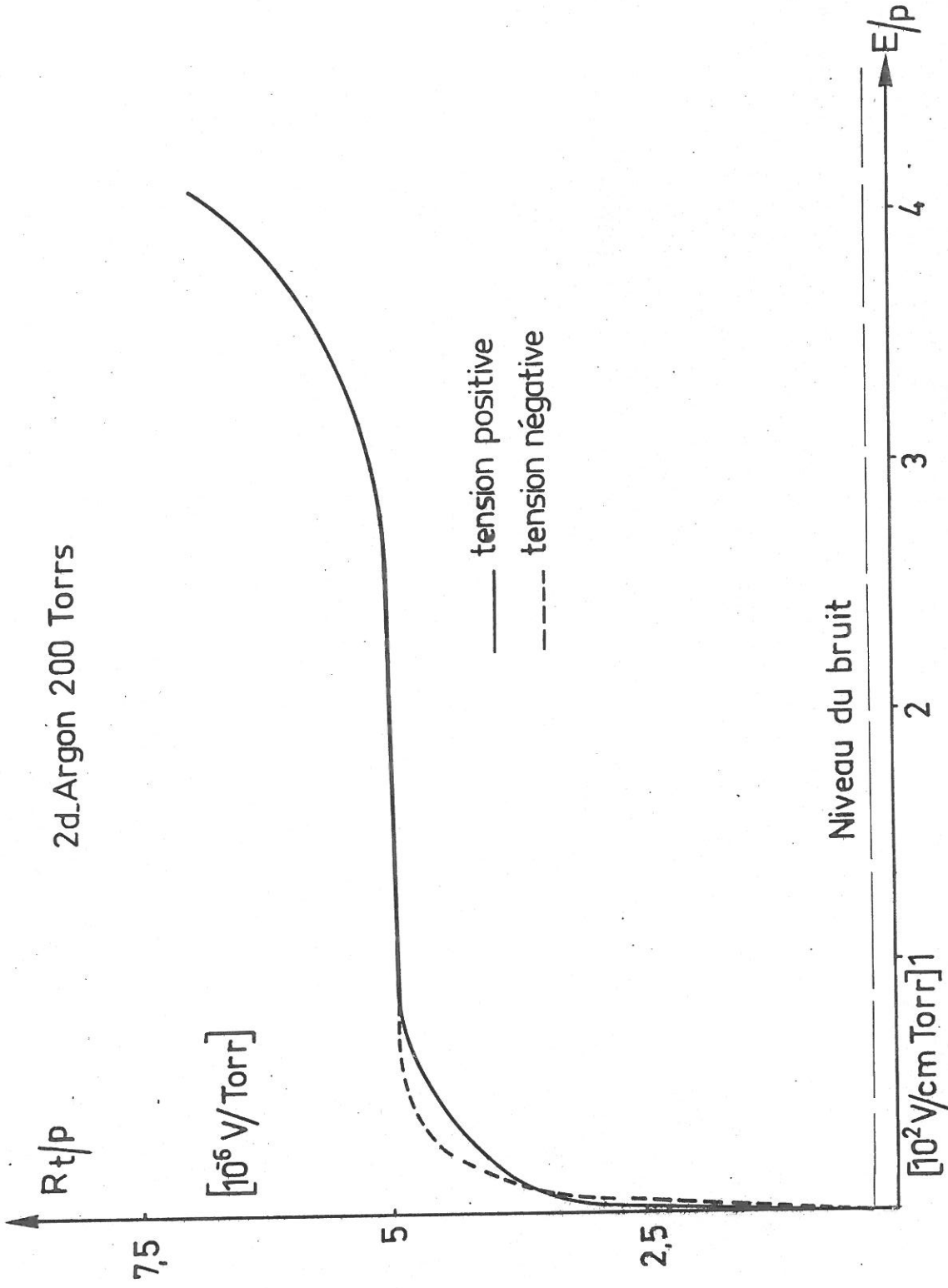
2a. Argon 800 Torr

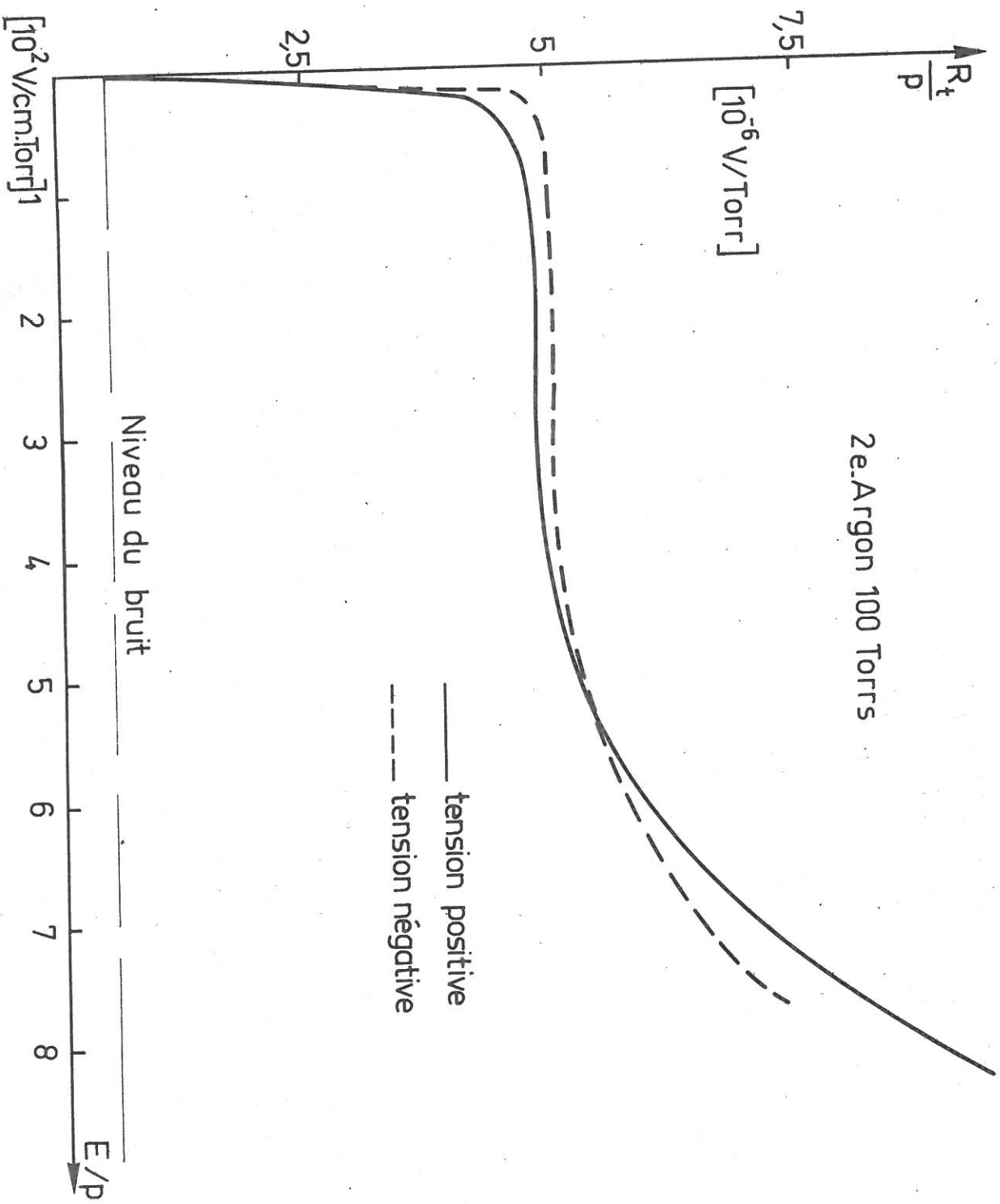


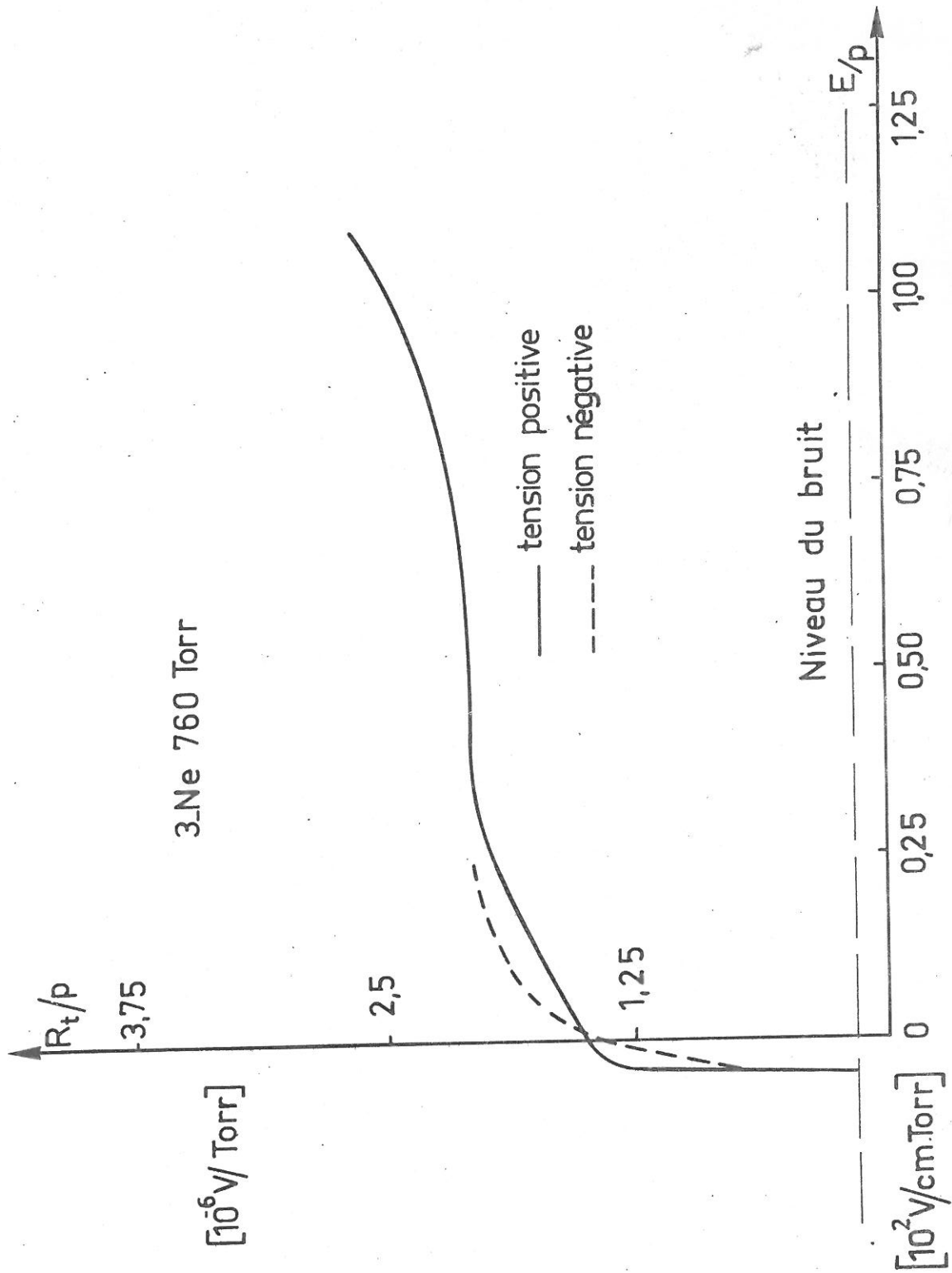


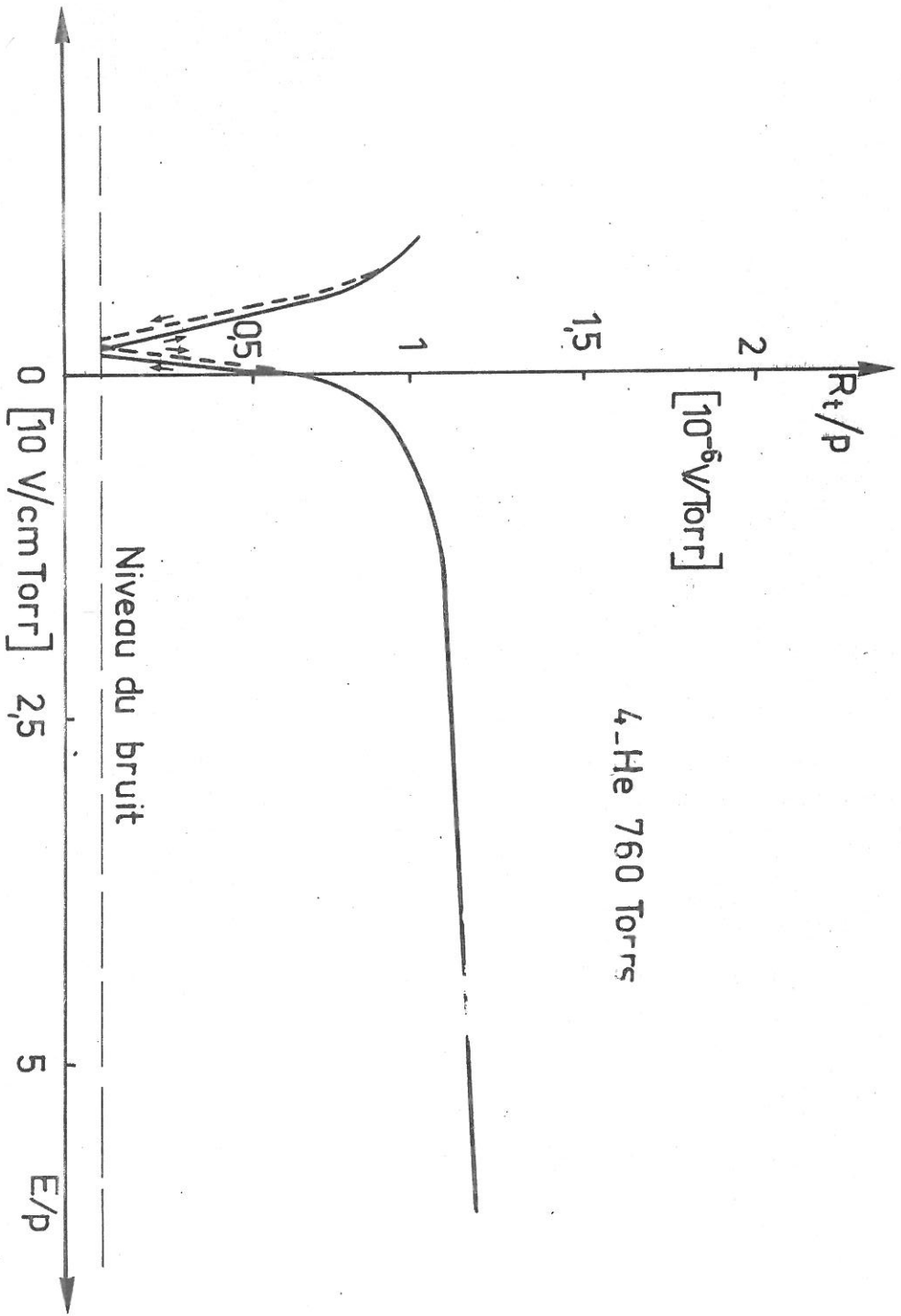


2d.Argon 200 Torr

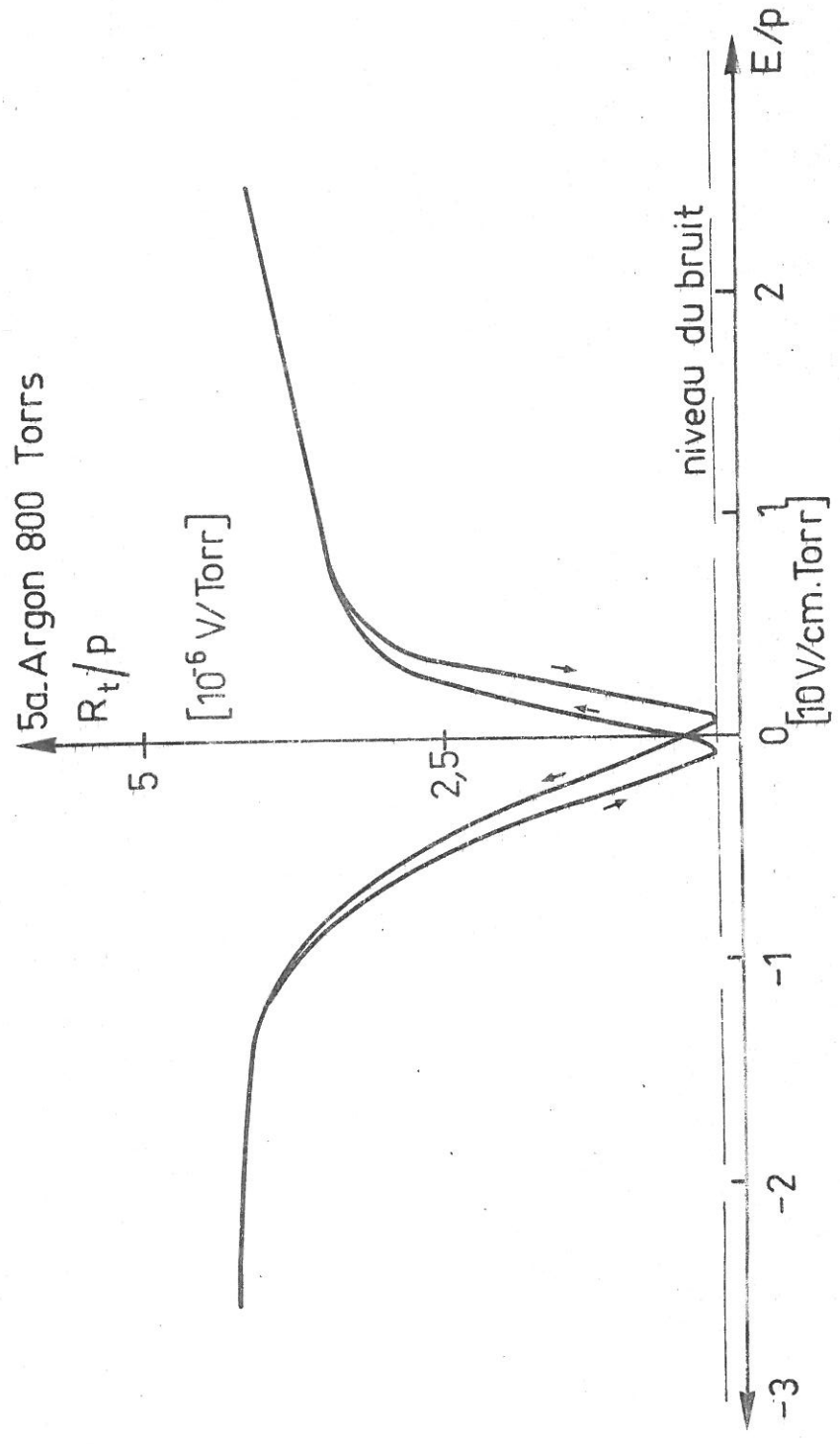








4-He 760 Torr



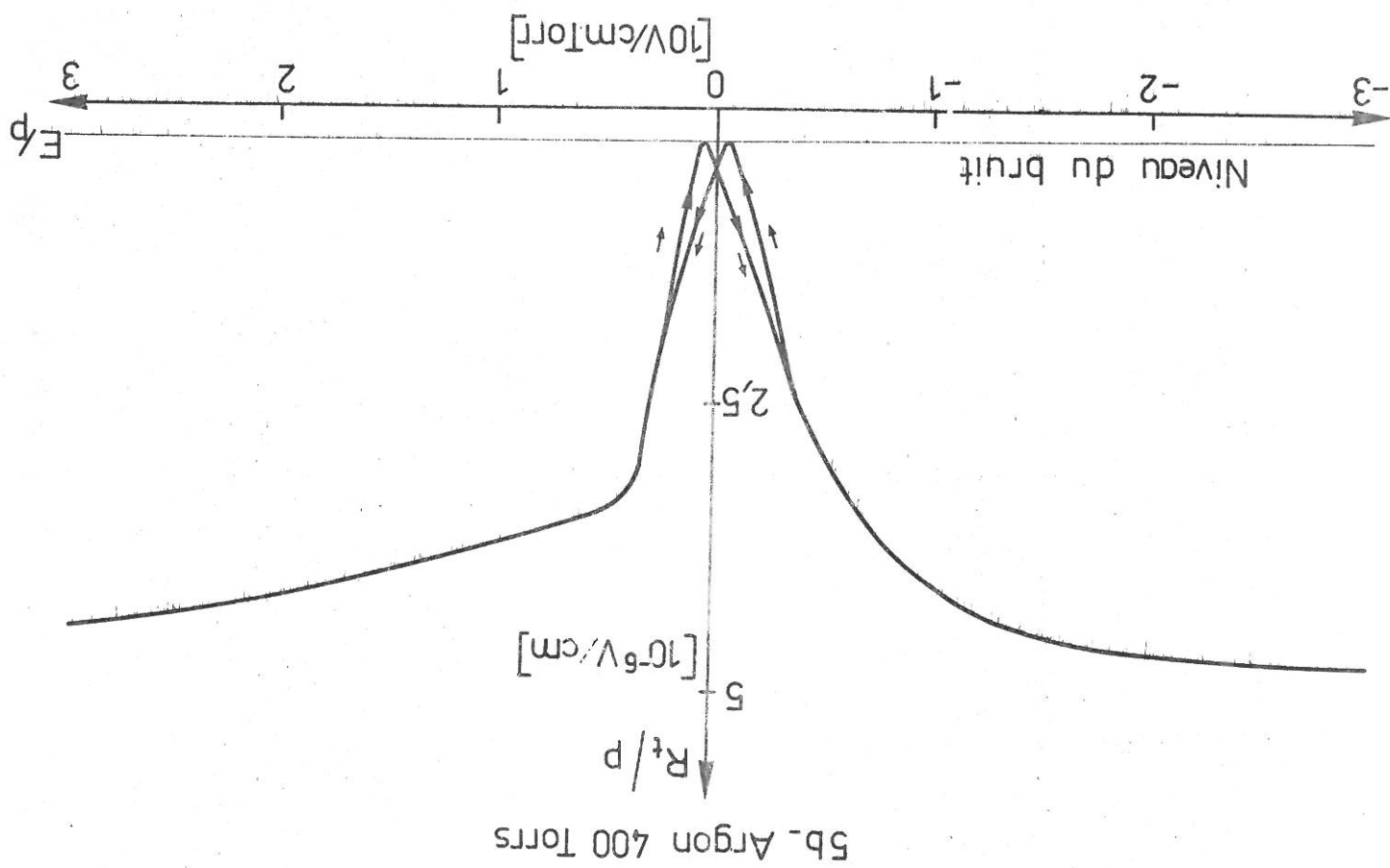
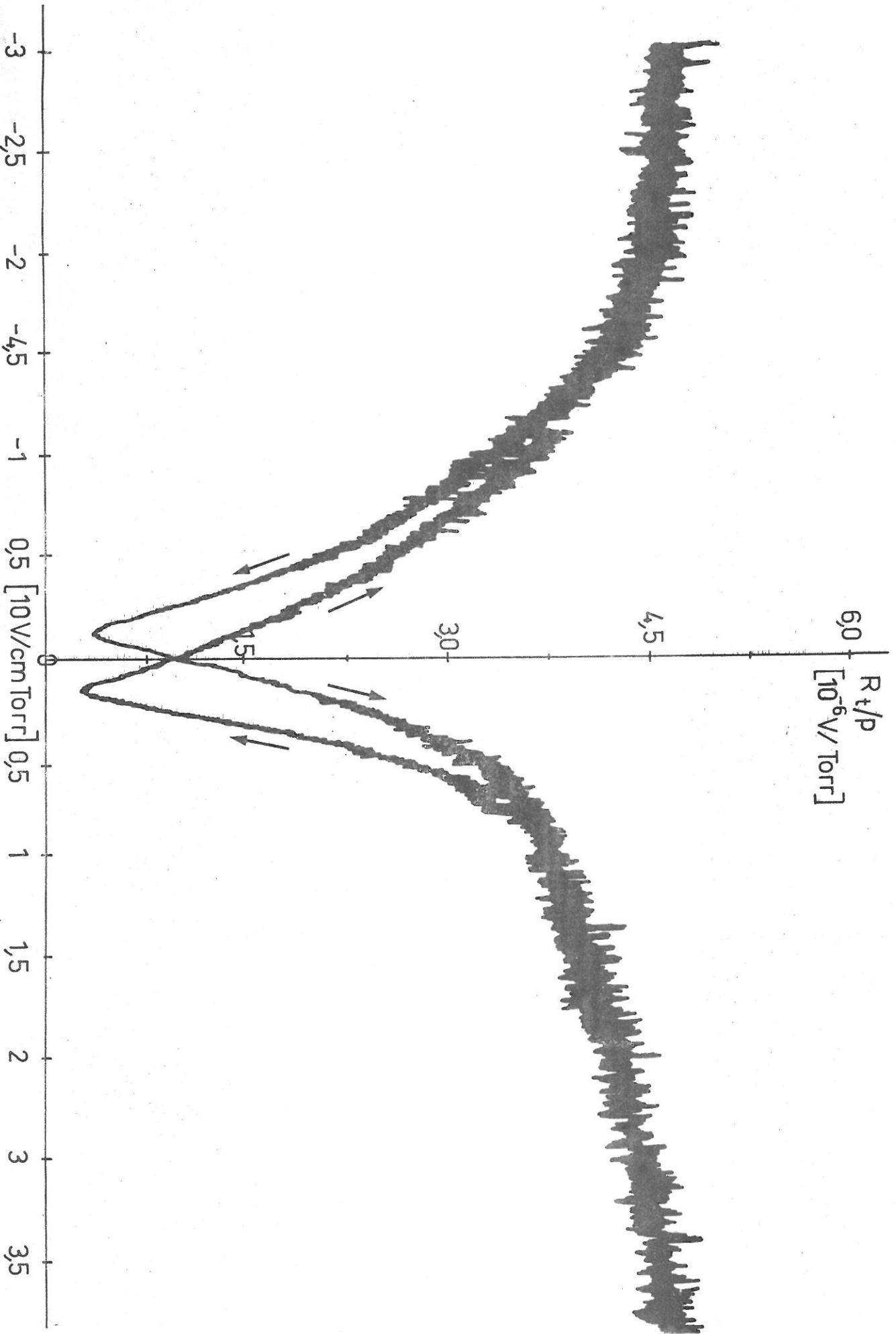


Fig. R5 : Effet d'hystérésis

A 200 Torr



Variation de R_t avec la pression

Fig. R6

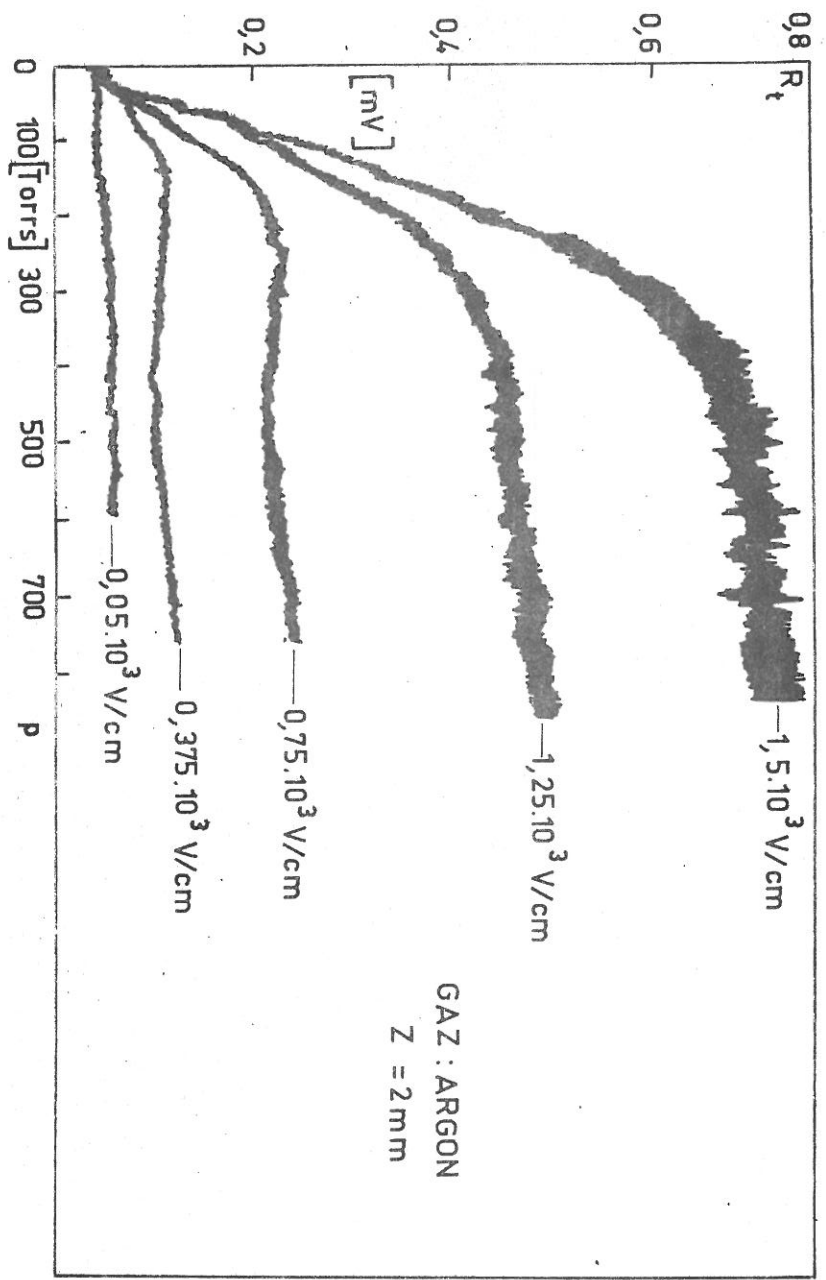
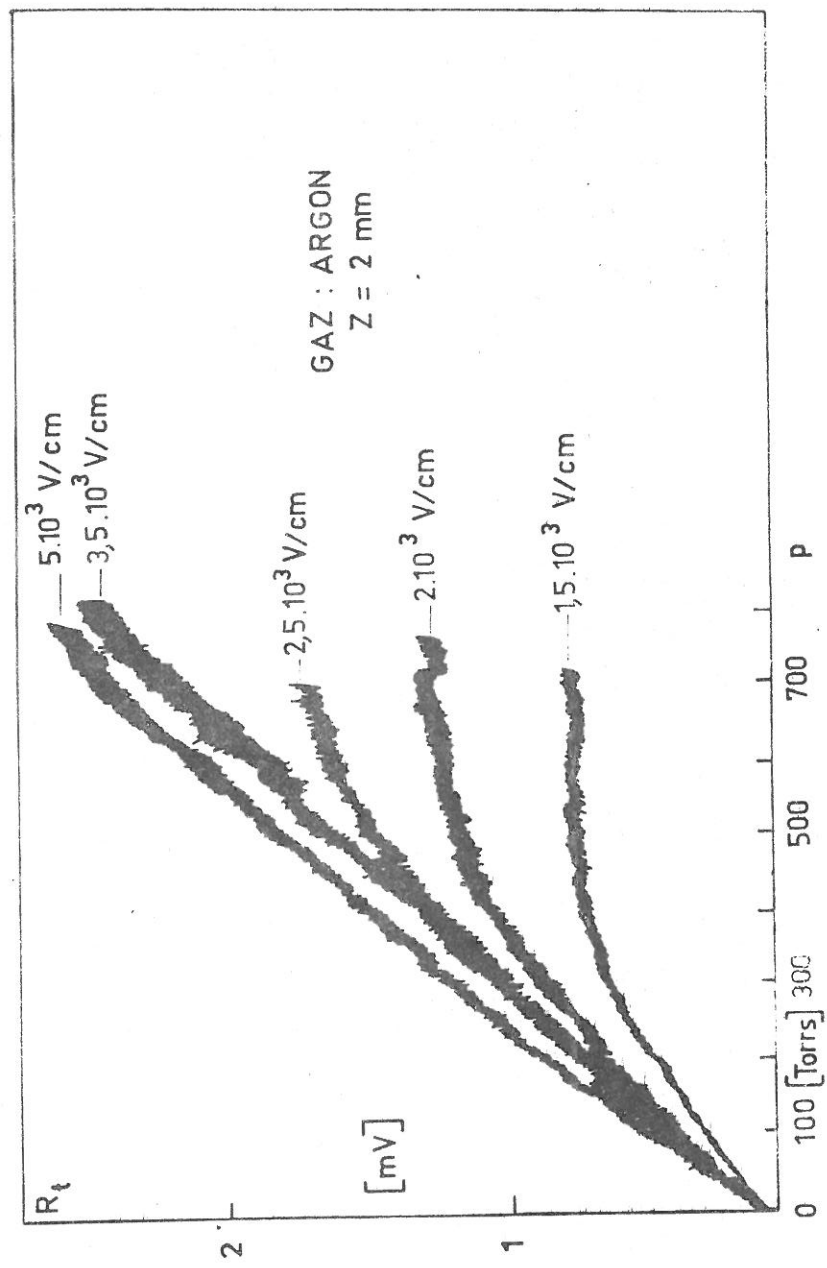


Fig R 6.1 Variation de R_t avec la pression



FigR 6.2 Variation de R_t avec la pression

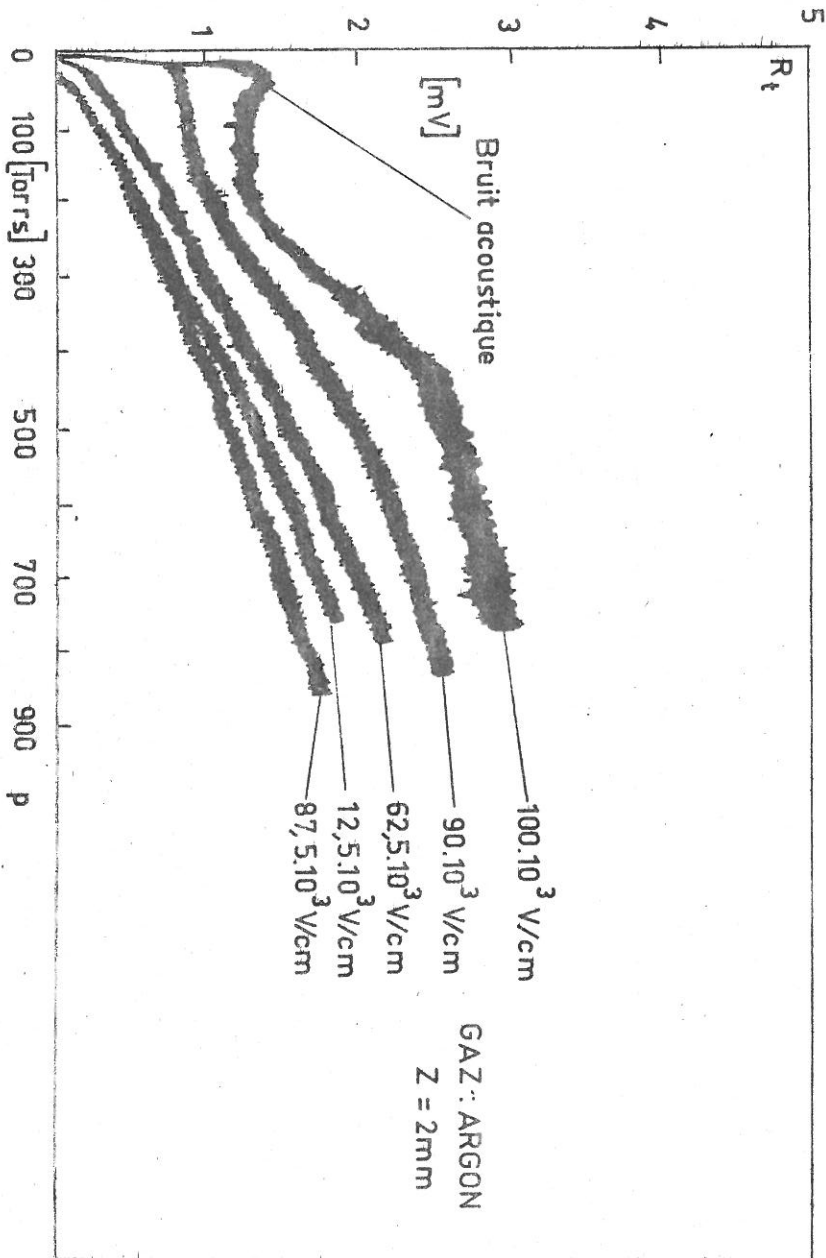


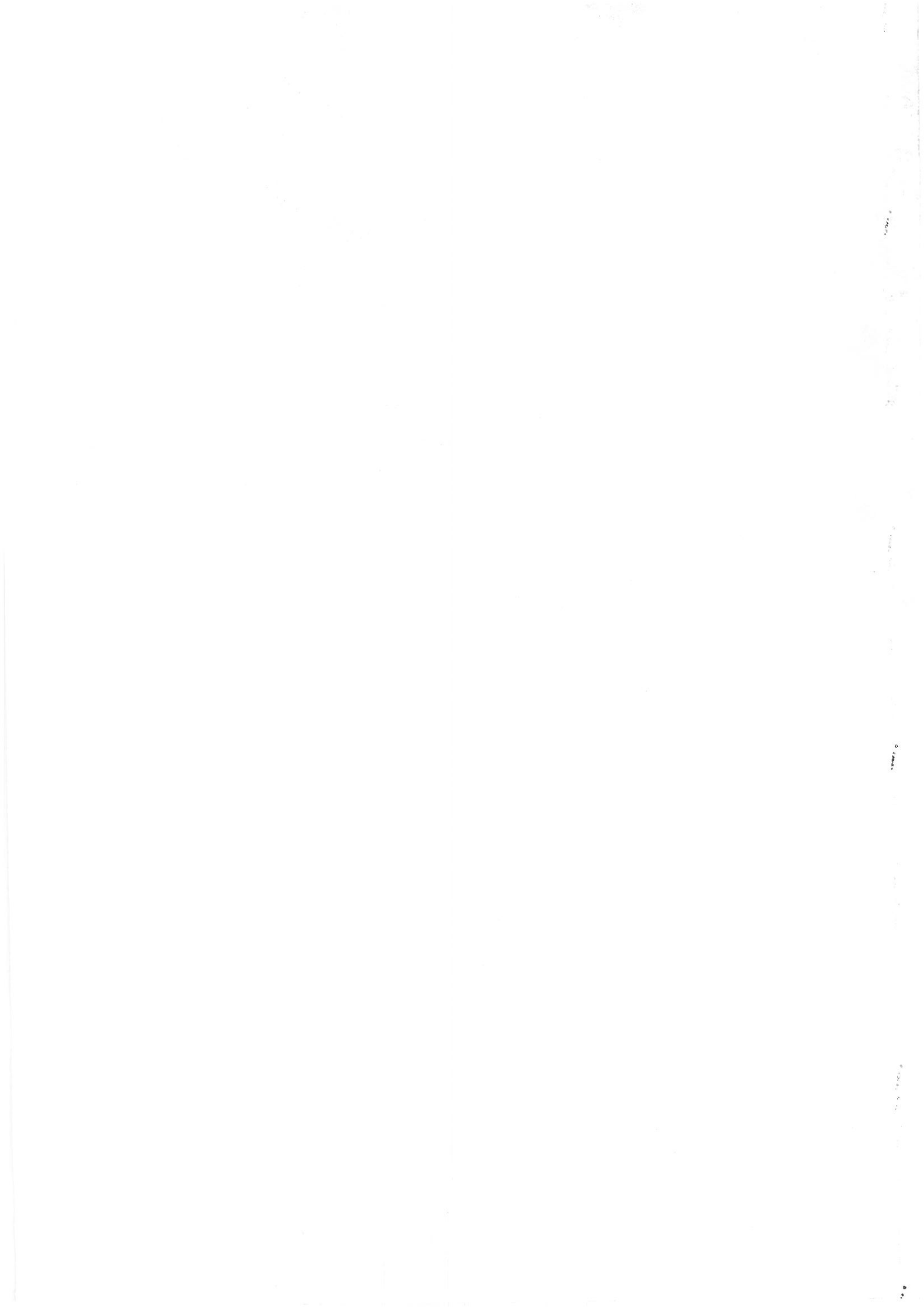
Fig R.6.3 Variation de R_t avec la pression



Les lignes représentées caractérisent l'ensemble des points où la réponse R_t du microphone est la même ; la valeur de cette réponse est donnée en 10^{-1} mV.

Fig R.7 Carte de la radioactivité de la source

Fig. R7

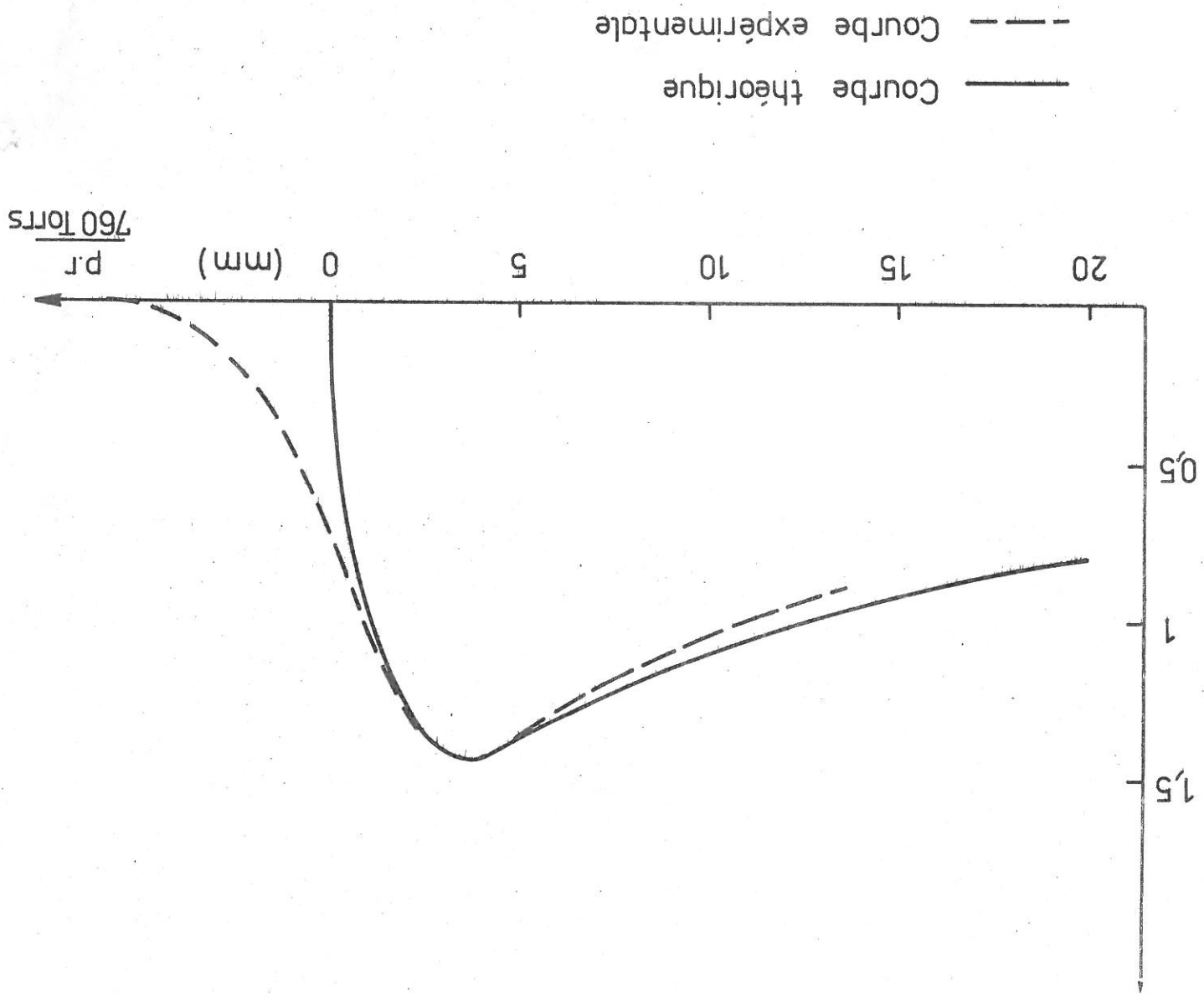


Courbes de Bragg : Les courbes théoriques sont
données dans la réf. (11), les courbes expérimentales
sont normalisées par rapport au sommet de
la courbe de Bragg de l'air.

Fig. R8

Fig R 8

a-Courbe de BRAGG, Air



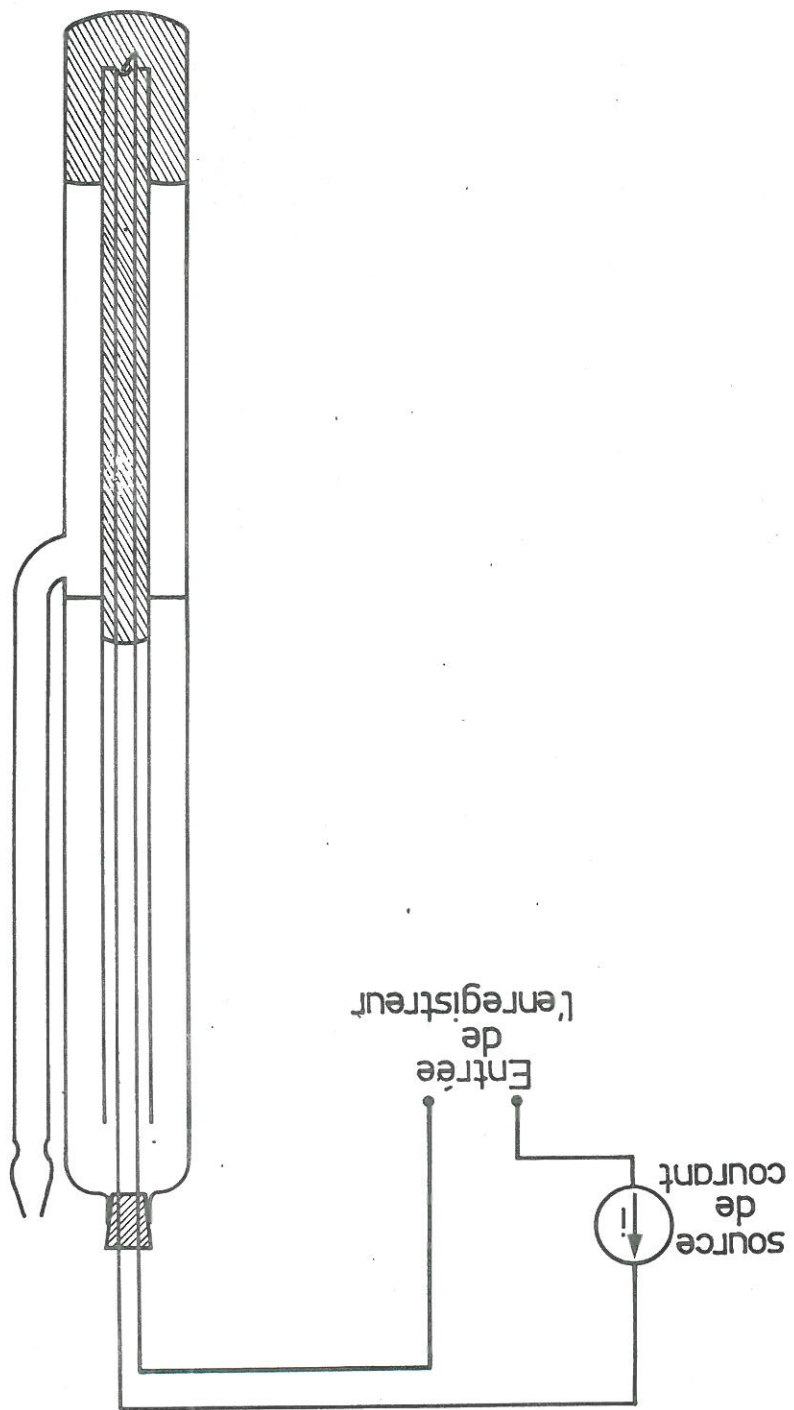


Fig E.2 Manomètre à sorties électriques

R E F E R E N C E S

- 1 M. FITAIRE, A.M. POINTU - Communication Privée
- 2 H.E. WILHELM, J. Chem. Phys. 47, 4356 (1967)
- 3 Technical Review, BRUEL & KJAER, n°1 (1960)
- 4 P. GRIVET, A. BLAQUIERE, Le bruit de fond, MASSON, PARIS (1958)
- 5 E. BADAREU, I. POPESCU, gaz ionisés, DUNOD, PARIS (1965)
- 6 F.L. HEREFORD, Phys. Rev. 74, 574 (1948)
- 7 Shielding Design Manual, T. ROCKWELL III, 1st edition
VAN NOSTRAND Company C.N.C.
- 8 E. DURAND, Electrostatische et Magnéto-statique, MASSON (1953)
- 9 W.P. JESS, J. SADAWSKIS, Phys. Rev. 90, 1120 L (1953)
- 10 M. FITAIRE, J. DESCHAMPS, Rev. Scient. Inst., 39, 1769 (1968)
- 11 W. RIEZLER, A. RUDLOFF, Ann. der Phys. 6, 224 (1955)
- 12 S.C. BROWN, Basic Data of Plasma Physics, Technology Press,
Wiley, NEW YORK (1959)
- 13 E.K. HYDE, I. PERLMAN, G. SEABORG, The Nuclear Properties
of the Heavy Elements, Printice - Hall, New Jersey (1964)
- 14 J.L. DELCROIX, Physique des Plasmas, DUNOD, PARIS (1963)
- 15 L.C. NORTHCLIFFE, R.F. SCHILING, Nuclear Data A 7, 256 (1970)
- 16 J.P. PEROLAT, J. GORRY, Note C.E.A. - N - 1537 (1972)

