

ETUDE DE LA PULSATION D'UN ACCÉLÉRATEUR D'IONS FOURNISSANT DES IMPULSIONS D'UNE DURÉE DE 20 NANOSECONDES.

Sommaire ·

Pour mesurer des spectres de neutrons rapides par la méthode de temps de vol, nous avons étudié une source d'ions pulsée qui a été placée sur l'accélérateur électrostatique de 600 kV de Fontenay-au-Roses.

Nous examinons successivement : la source d'ions elle-même, son dispositif d'extraction, l'optique de focalisation et le système de pulsation constituée par le balayage du faisceau devant une fente.

La source d'ions permet d'obtenir un courant continu de deutons supérieur à 800 μ A et des bouffées d'une durée réglable comprise entre 15 et 40 nanosecondes.

1966

57 pages

Commissariat à l'Energie Atomique - France.

STUDY OF THE PULSATION OF AN ION ACCELERATOR GIVING 20 NANO-SECOND PULSES.

Summary :

In order to measure fast neutron spectra by the time-of-flight method, we have studied a pulsed ion-source which has been placed on the 600 kV electrostatic accelerator at Fontenay-aux-Roses.

We examine successively : the ion-source itself, its extraction device, the focussing equipment and the pulsation system constituted by a slit which is swept by the beam.

Using this ion-source it is possible to obtain a direct current of deutons of over 800 μ A, and clouds having a duration which can be adjusted to between 15 and 40 nano-seconds.

1966

57 pages

Commissariat à l'Energie Atomique - France.

**ÉTUDE DE LA PULSATION
D'UN ACCÉLÉRATEUR D'IONS
FOURNISSANT DES IMPULSIONS
D'UNE DURÉE DE 20 NANO-SECONDES**

par

DE COSNAC Bertrand

Rapport CEA - R 2936

CENTRE D'ÉTUDES NUCLÉAIRES
DE FONTENAY-AUX-ROSES

1966

Les rapports du COMMISSARIAT A L'ENERGIE ATOMIQUE sont, à partir du n° 2200, en vente à la Documentation Française, Secrétariat Général du Gouvernement, Direction de la Documentation, 16, rue Lord Byron, PARIS VIII.*

The C.E.A. reports starting with n° 2200 are available at the Documentation Française, Secrétariat Général du Gouvernement, Direction de la Documentation, 16, rue Lord Byron, PARIS VIII.*

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTEUR-INGÉNIEUR

PAR

DE COSNAC Bertrand

PREMIÈRE THÈSE

Étude de la pulsation d'un accélérateur d'ions fournissant des impulsions
d'une durée de 20 nano-secondes

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Discrimination de particules au moyen de détecteurs à semi-conducteurs

Soutenues le 12 mars 1965 devant la Commission d'examen

MM. GRIVET

Président

BERNARD
MILLOT

}

Examineurs

REMERCIEMENTS

Que tous ceux qui m'ont permis d'effectuer cette étude veuillent trouver ici, l'expression de ma profonde gratitude.

- Monsieur le Professeur GRIVET pour l'intérêt qu'il a bien voulu porter à ce travail.
- Monsieur le Professeur M. Y. BERNARD pour les conseils et les directives qu'il m'a donnés.
- Monsieur J. HOROWITZ, Directeur des Piles Atomiques qui m'a accueilli au Commissariat à l'Energie Atomique.
- Monsieur J. BOURGEOIS, Chef du Département des Etudes de Piles pour sa bienveillante compréhension.
- Monsieur P. LAFORE, Chef du Service d'Etudes de Protections des Piles qui m'a permis de réaliser ce travail dans les meilleures conditions.
- Monsieur RASTOIN pour tous les encouragements qu'il m'a prodigués ainsi que Monsieur MILLOT qui a choisi le sujet.
- Monsieur LOTT qui m'a permis, par ses conseils, de mener à bien ce travail.
- Le Personnel du Service d'Etudes de Protections des Piles qui a participé à la réalisation matérielle de ce projet en particulier Monsieur BLAUD, Monsieur MASSE et Monsieur CHARY qui m'ont aidé dans la préparation des expériences.
- Mademoiselle CLADEL qui a dessiné les figures et Madame BERGONZI qui a préparé le tirage des exemplaires.

TABLE DES MATIÈRES

	Pages
INTRODUCTION.....	7
CHAPITRE I - ETUDE DE L'EXTRACTION DU FAISCEAU D'IONS.....	9
I. 1. Description de la source.....	9
I. 2. Courant d'ions extrait de la source Etude théorique.....	9
cas A : effet radial de la charge d'espace. Divergence du faisceau	
cas B : effet axial de la charge d'espace. Répartition du potentiel sur l'axe du cylindre	
Comparaison du cas A et du cas B	
1. 3. Etude expérimentale du courant d'ions extrait.....	13
Description du montage.	
Résultats expérimentaux.	
1. 4. Angle d'ouverture du faisceau. Etude théorique....	15
1. 5. Etude expérimentale de l'angle d'ouverture du faisceau.....	16
CHAPITRE II - FOCALISATION DU FAISCEAU.....	19
II. 1. Dimension optimum du pinceau.....	19
II. 2. Description de l'optique.....	20
II. 3. Etude théorique de la focalisation.....	21
A) Décomposition de l'optique en lentilles indépendantes.	
B) Distance focale de lentilles formées par deux cylindres coaxiaux.	
C) Convergence du faisceau.	
Lentille a	
Lentille b	
Lentille c	
Règlage de la focalisation du faisceau.	
D) Diamètre du faisceau	
II. II. 4. Etude expérimentale de la focalisation.....	27
A) Montage mécanique	
B) Montage électrique	
C) Etude de la focalisation du faisceau	
1°) Influence du potentiel appliqué sur l'électrode A.	
2°) Influence du potentiel appliqué sur l'électrode C.	

D) Grandissement du système optique	
1°) En fonction de la tension appliquée sur l'électrode A.	
2°) En fonction de la tension appliquée sur l'électrode C.	
E) Diminution du courant ionique dû à l'optique	
F) Utilisation de l'optique.	
CHAPITRE III - ETUDE DE LA PULSATION.....	33
III. 1. Principe.....	33
Position de la fente.	
III. 2. Etude théorique.....	33
A) Angle de déflexion des ions. Trajectoire d'un ion.	
B) Durée de l'impulsion d'ions.	
C) Rendement de la pulsation.	
III. 3. Géométrie de la pulsation.....	36
Largeur de la fente.	
Position et dimension des plaques de déflexion.	
Influence du temps de transit.	
III. 4. Etude expérimentale de la pulsation.....	39
Etude statique	
Etude dynamique	
Courant reçu sur la cible	
III. 5. Electronique associée à la pulsation.....	40
Description du générateur.	
III. 6. Mesure de la durée de l'impulsion d'ions par une méthode nucléaire.....	42
Principe de la mesure.	
Mesure de la durée de l'impulsion de deutons.	
CONCLUSION - FONCTIONNEMENT DE L'ACCELERATEUR... ..	47
BIBLIOGRAPHIE.....	57

INTRODUCTION

La méthode de mesure de spectres de neutrons rapides par temps de vol a l'intérêt de permettre l'utilisation de scintillateurs organiques épais qui sont des détecteurs de neutrons très sensibles (efficacité de l'ordre de 10 % pour un centimètre d'épaisseur).

La méthode nécessite la connaissance précise de l'instant de départ des neutrons d'un point source qui peut être constitué par la cible d'un accélérateur. Deux procédés sont possibles, soit détecter une particule associée émise simultanément avec le neutron, soit produire tous les neutrons en un temps très court par rapport au temps de vol. Ce dernier procédé a été choisi, car il permet d'utiliser plusieurs réactions nucléaires, donc d'obtenir diverses énergies de neutrons, et de s'intéresser à l'ensemble des neutrons émis sans tenir compte de leur direction initiale.

Pour que la mesure du temps de vol soit suffisamment précise, il faut que les bouffées aient une durée de l'ordre de une nanoseconde (10^{-9} s). De telles bouffées peuvent être obtenues directement en hachant le faisceau par déflexion latérale devant une fente, mais la perte de particules chargées est alors très importante. Le procédé choisi pour augmenter le courant moyen consiste à hacher le faisceau en impulsions de quelques dizaines de nanosecondes dans un premier temps, et à grouper ensuite les paquets d'ions par modulation de vitesse ; le hachage est effectué à la haute tension pour éviter des sources de neutrons parasites induites par les deutons défléchis.

L'objet de ce travail consiste en l'étude et la réalisation d'une source d'ions, pulsée par la méthode de déflexion latérale, qui puisse être adaptée à l'accélérateur électrostatique de 600 kV du Centre d'Etudes Nucléaires de Fontenay-aux-Roses, et qui permette le fonctionnement de cet appareil soit en continu, soit en pulsé.

Nous avons ainsi obtenu des impulsions de 20 nanosecondes de durée avec un courant en crête de 400 μ A de deutons.

Nous présentons successivement la source d'ions elle-même et son dispositif d'extraction, l'optique de focalisation, le système de déflexion du faisceau, et nous décrivons une mesure de la durée des impulsions par la méthode de temps de vol.

CHAPITRE PREMIER

ÉTUDE DE L'EXTRACTION DU FAISCEAU D'IONS

I. 1. DESCRIPTION DE LA SOURCE.

La source d'ions est constituée par une ampoule cylindrique en pyrex remplie d'hydrogène* ou de deuterium sous pressions réduite (10^{-2} mm de Hg). Le gaz est ionisé par un champ électrique haute fréquence qui est appliqué entre deux bagues d'argent distantes de 3,5 cm, fixées sur le tube. Le plasma se forme entre ces deux bagues, et il est concentré au voisinage de l'axe du tube par un champ magnétique longitudinal. La puissance haute fréquence, fournie par l'oscillateur, qui sert à ioniser, est de 100 W et le courant maximum qui pourrait être extrait du plasma est de l'ordre de la dizaine de milliampères de protons par cm^2 [1]. A la base de l'ampoule se trouve le dispositif d'extraction, constitué par un tube métallique de 1,4 cm de longueur et de 2,8 mm de diamètre. Ce tube débouche dans la région de densité maximum du plasma. Le canal d'extraction est entouré d'une rondelle de quartz.

Le plasma est porté à un potentiel positif (environ 3.000 volts) par rapport à ce canal, au moyen d'une électrode située dans la partie supérieure de la source. Les ions pénètrent dans le canal avec une vitesse correspondant à cette tension (figure n° 1)

I. 2. COURANT D'IONS EXTRAIT DE LA SOURCE. ETUDE THEORIQUE.

Le courant est lié à la tension d'extraction ; pour de faibles valeurs de celle-ci $V < 3.000$ volts, les phénomènes de charge d'espace sont prépondérants ; quand la tension dépasse cette valeur, le courant est indépendant de la tension et sa valeur correspond au maximum de ce que l'on peut extraire du plasma [2].

Le canal d'extraction est long et de faible diamètre, celui-ci limite donc le courant extrait pour $V < 3.000$ volts. Nous étudierons ce phénomène sans tenir compte de l'ionisation du gaz situé dans le canal d'extraction. Cette ionisation diminue l'effet de charge d'espace par création d'électrons.

La répartition du champ électrique à l'intérieur du canal d'extraction obéit à la loi de POISSON :

$$\Delta V = - \frac{\rho^{**}}{\epsilon_0}$$

ρ : densité volumique de charges

La conservation des charges relie également ρ et V .

On peut ainsi déterminer la répartition de ρ et de V à l'intérieur du tube.

Le courant d'ions maximum qui peut circuler dans le tube est limité par le fait que le potentiel à l'intérieur de celui-ci ne peut devenir négatif, et que les ions qui heurtent le canal d'extraction disparaissent par capture d'électrons.

* L'étude de la source d'ions pulsée est effectuée dans ce travail avec de l'hydrogène.

** Les potentiels sont comptés positifs dans toutes les études théoriques, bien qu'ils soient négatifs puisqu'il s'agit d'ions. Le plasma est toujours au potentiel 0.

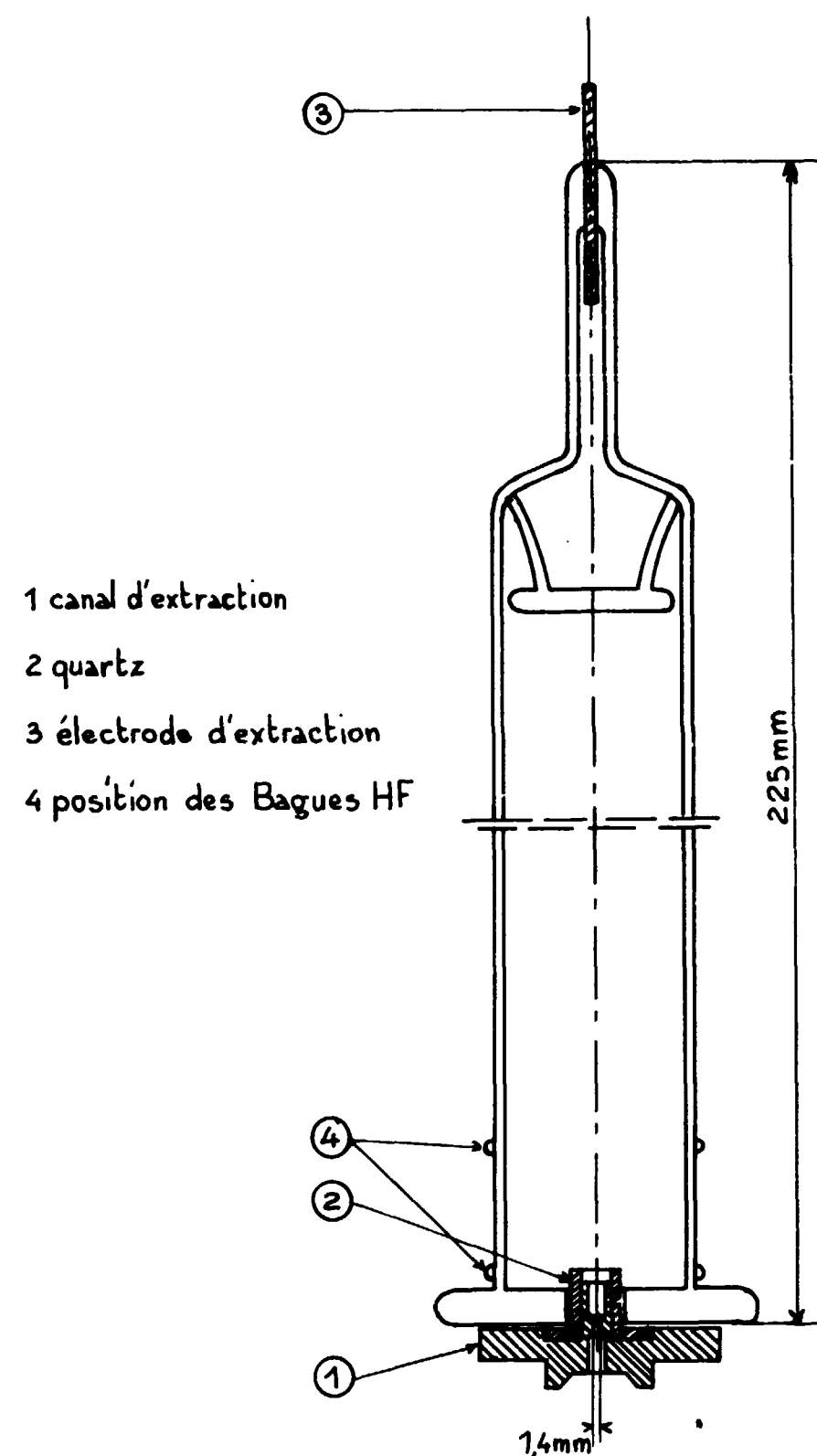


Figure 1 - Source d'ions.

Comme le système est de révolution

$$\frac{\partial^2 V}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial V}{\partial r} + \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = - \frac{\rho}{\epsilon_0} (r, z)$$

La résolution de cette équation présente de grandes difficultés car il est nécessaire de connaître $\rho = f(V, r, z)$. Nous nous limiterons donc à l'étude des deux cas extrêmes suivants :

Cas a

On considère que le potentiel est constant le long de l'axe des Z

$$\frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = 0$$

et que $\rho(r) = \text{constante}$.

Nous cherchons la distribution du potentiel en fonction du rayon. Il apparaît un effet de lentille divergente, dû à la charge des ions et à la présence du canal métallique, ce qui limite le courant que peut transporter le faisceau sans être intercepté sur la canal.

Cas b

On détermine la répartition du potentiel sur l'axe du cylindre en supposant que $\delta V / \delta r = 0$ et que le courant d'ions $I = \text{constante}$. Une limite est alors due à l'effet axial de la charge d'espace.

Cas (a)

Effet radial de la charge d'espace. Divergence du faisceau (figure n° 2).

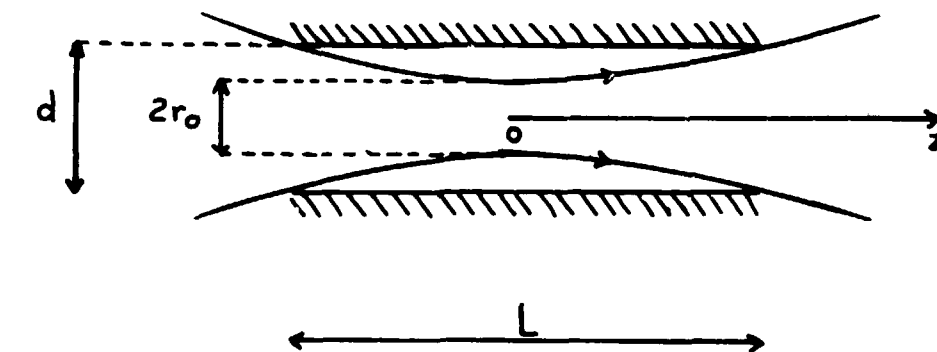


Figure 2 - Trajectoire des ions périphériques.

Avec les hypothèses précédentes, la relation de POISSON devient :

$$\frac{\partial^2 V}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial V}{\partial r} = - \frac{\rho}{\epsilon_0}$$

La répartition du potentiel le long d'un rayon est donc donnée par la loi :

$$V = - \frac{\rho}{4\epsilon_0} r^2 + b$$

L'étude de la trajectoire des ions donne la courant maximum qui peut traverser le canal d'extraction [3,4]. Le champ radial est :

$$E_r = - \frac{\partial V}{\partial r} = \frac{\rho r}{2\epsilon_0}$$

Pour déterminer ρ nous supposons que la vitesse axiale des ions est v_0 , et correspond au potentiel V_0 du tube d'extraction par rapport au plasma ; nous supposons aussi que le courant I_0 est uniformément réparti dans un cercle de rayon r_0 , rayon minimum du faisceau.

$$I_0 = \pi r_0^2 \rho v_0 \quad \text{avec} \quad v_0 = \sqrt{\frac{2Q}{m}} V_0$$

Q : charge de l'ion de masse m , d'où l'accélération radiale de l'ion.

$$\frac{\partial^2 r}{\partial t^2} = \frac{e}{m} \frac{I_0}{2\pi \epsilon_0} \frac{1}{v_0} \frac{1}{r_0}$$

Or sa vitesse axiale est $v_0 = dz/dt$.

On en déduit l'équation de la trajectoire qui est une parabole avec les hypothèses précédentes (où r_0 est constant)

$$r = A + \frac{I_0}{4 \pi \epsilon_0} V_0^{3/2} \sqrt{\frac{m}{2 Q}} z^2 + Kz$$

Dans le tube le courant limite est déterminé lorsque la trajectoire d'un ion périphérique du faisceau passe par les bords extrêmes du tube. On trouve la limite du courant qui peut circuler dans celui-ci [3, 4]. L'origine des abscisses est prise au milieu du tube (figure n° 2).

L'équation de la trajectoire pour un ion périphérique est :

$$r = r_0 + \frac{I_0}{4 \pi \epsilon_0} V_0^{3/2} \sqrt{\frac{m}{2 Q}} \frac{z^2}{r_0}$$

Pour $z = L/2$, l'ion est placé sur le bord extrême du tube :

$r = d/2$ d'où on déduit :

$$\frac{I_0}{16 \pi \epsilon_0} V_0^{3/2} \sqrt{\frac{m}{2 Q}} = \frac{r_0 d - 2 r_0^2}{L^2}$$

Le courant I_0 qui sort du canal d'extraction est maximum pour $r_0 = d/4$ et sa valeur est :

$$I_0 = 2 \pi \epsilon_0 \frac{d^2}{L^2} V_0^{3/2} \sqrt{\frac{2 Q}{m}}$$

La trajectoire du faisceau est représentée sur la figure n° 6 ; un étranglement du canal d'extraction en son milieu n'intercepte par les ions.

Cas (b)

Effet axial de la charge d'espace. Répartition du potentiel sur l'axe du cylindre (figure n° 3).

Nous admettons que le courant est limité par la charge d'espace dans un tube infiniment large et terminé à chaque extrémité par des grilles au potentiel V (5 et 6).

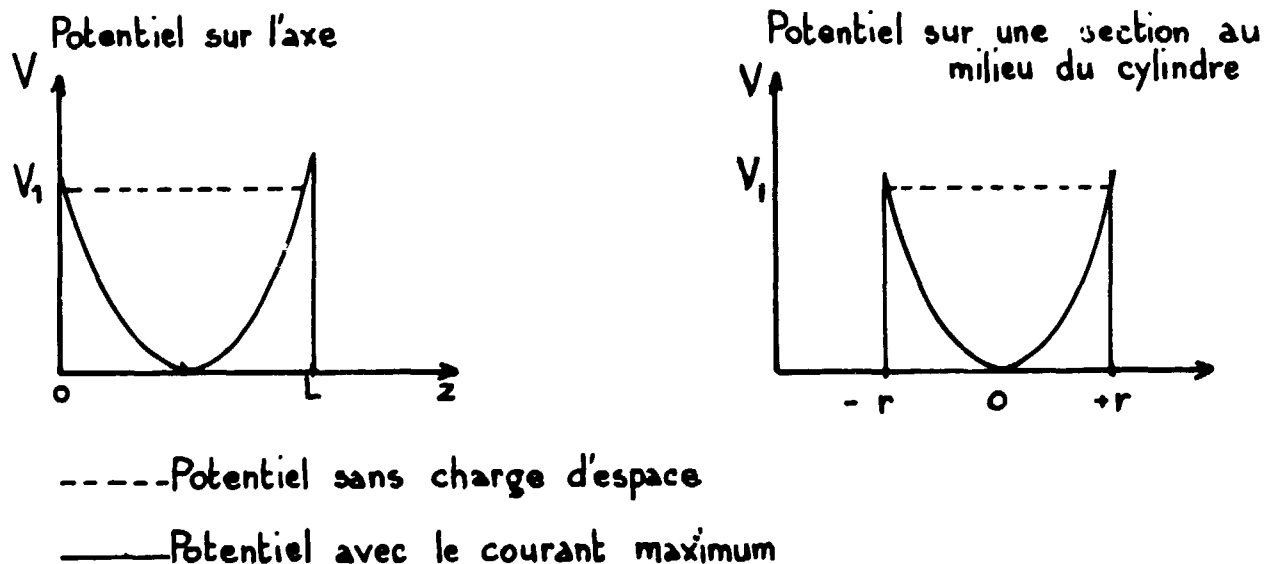


Figure 3 - Répartition du potentiel dans le cylindre.

Nous supposons qu'en chaque point du canal d'extraction le champ axial dû à la charge des ions modifie la distribution de potentiel le long de la trajectoire. La limite du courant extrait correspond à l'annulation du potentiel.

L'équation de POISSON donne :

$$\frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = - \frac{\rho}{\epsilon_0}$$

d'autre part : la vitesse des ions au point de potentiel V est

$$v = \sqrt{\frac{2 Q}{m}} V$$

Le courant par unité de surface i est constant et

$$i = - \rho v = - \rho \sqrt{\frac{2 Q}{m}} V$$

on en déduit :

$$\frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = \frac{i}{\epsilon_0} \sqrt{\frac{m}{2 Q}} V^{-1/2}$$

d'où

$$\left(\frac{\partial V}{\partial z}\right)^2 = \frac{4 i}{\epsilon_0} \sqrt{\frac{m}{2 Q}} V^{1/2} + C_1$$

Lorsque le courant est maximum, le potentiel et le champ au milieu du cylindre sont nuls (figure n° 3) d'où $C_1 = 0$.

Soit i_0 le courant limite par unité de surface.

En intégrant l'équation précédente on obtient (avec pour $z = 0$, $V = V_0$)

$$\frac{4}{3} V^{3/4} = \sqrt{\frac{4 i_0}{\epsilon_0} \sqrt{\frac{m}{2 Q}}} z - \frac{4}{3} V_0^{3/4}$$

Pour $z = L$, $V = V_0$, la valeur du courant maximum qui peut passer dans un tube de diamètre d est donc :

$$I_0 = \frac{4 \pi}{9} \epsilon_0 \sqrt{\frac{2 Q}{m}} \frac{d^2}{L^2} V_0^{3/2}$$

Comparaison du cas a et du cas b.

Dans le cas a nous n'avons pas tenu compte de la charge d'espace axial, ce qui augmente l'effet radial.

Dans le cas b nous n'avons pas tenu compte de la largeur du tube.

Nous garderons comme limite du courant extrait la plus faible de ces valeurs*.

Pour les dimensions du tube d'extraction.

$$d = 2,8 \text{ mm}$$

$$L = 1,28 \text{ cm}$$

La courbe du courant limite en fonction de la tension d'extraction pour des protons est représentée (figure n° 4).

I. 3. ETUDE EXPERIMENTALE DU COURANT D'IONS EXTRAIT.

Description du montage.

La source d'ions haute fréquence est montée au sommet d'une colonne formée de tubes d'araldite (figure n° 5) ; à la suite du canal d'extraction est placée une électrode d'accélération suivie de la cible. Une électrode piège empêche les électrons émis par celle-ci de remonter vers la source, ce qui perturberait les mesures de courant ionique.

La répartition des potentiels sur les électrodes est la suivante :

La cible est à la masse, le piège est à $- 250 \text{ V}$, le canal d'extraction est porté à un potentiel de $+ 25.000 \text{ V}$, le plasma est à une tension variable V_{extr} par rapport au canal d'extraction, le potentiel de l'électrode d'accélération peut varier entre la masse et le potentiel du canal d'extraction.

* Les deux expressions trouvées sont liées par le rapport 2/9.

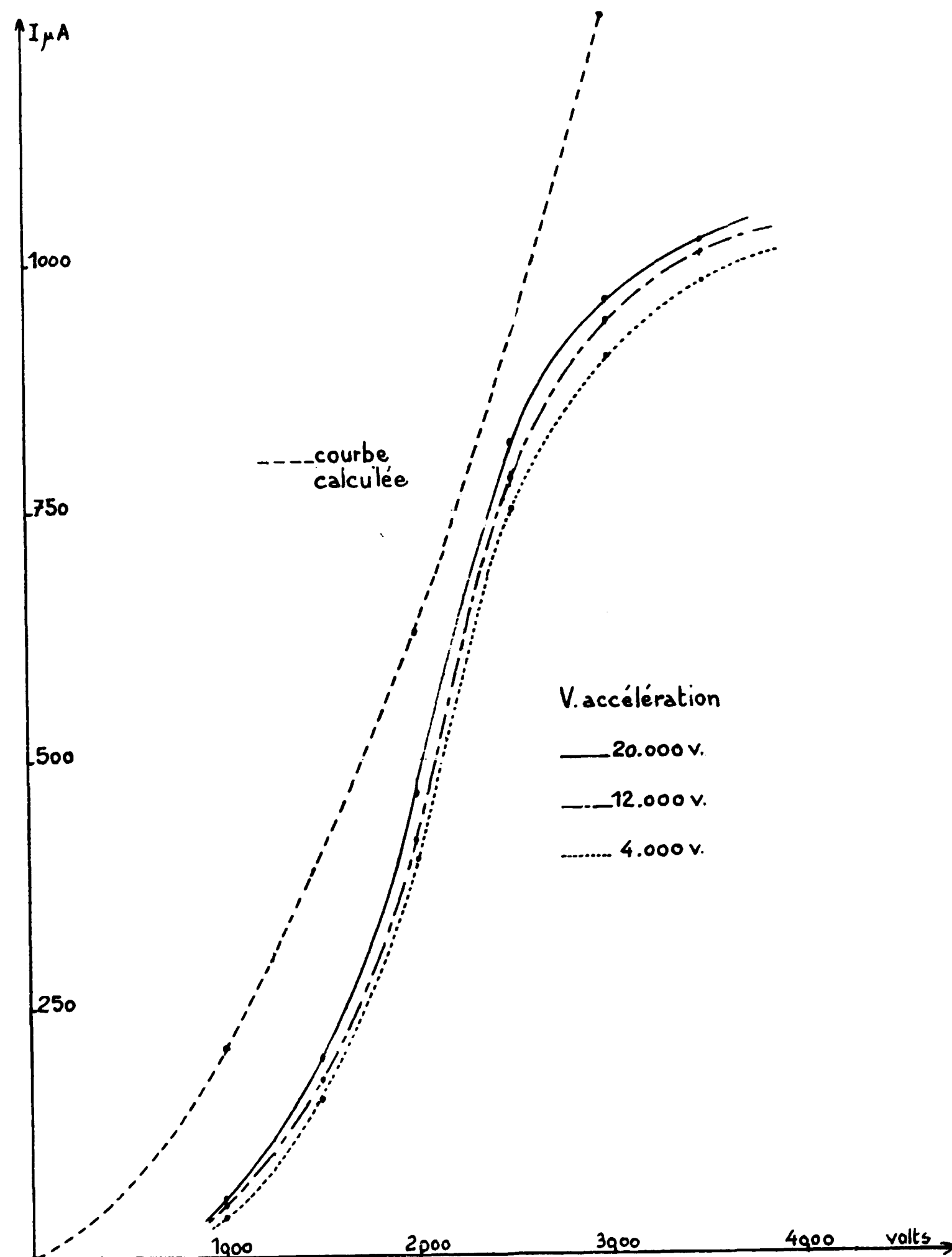


Figure 4 - Courant ionique en fonction de la tension d'extraction.

Résultats expérimentaux

L'étude a été effectuée avec des protons, pour des tensions sur l'électrode d'accélération de - 20.000 volts, - 12.000 V, et - 4.000 V par rapport au canal d'extraction ; nous avons mesuré le courant cible en fonction de la tension d'extraction (figure n° 4).

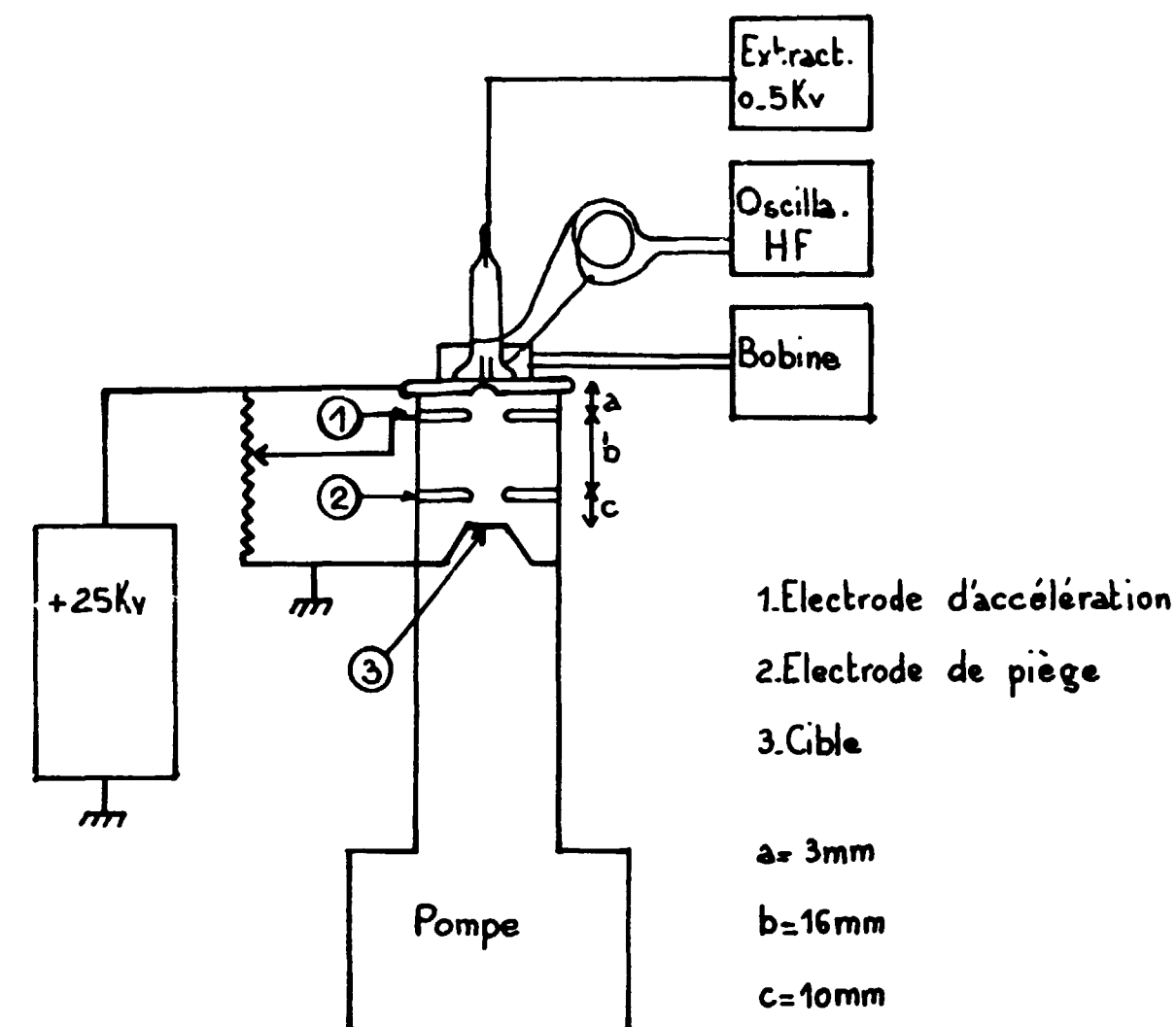


Figure 5 - Montage de la source d'ions.

Si nous comparons ces mesures avec l'étude précédente on obtient des courbes qui concordent avec celle que nous avons calculée dans l'étude sur la limitation par charge d'espace, quand la tension d'extraction est inférieure à 3.000 volts. Au delà de cette valeur, le courant extrait est constant, égal à 1 mA environ, et correspond au maximum de l'intensité que l'on peut extraire du plasma.

Nous nous apercevons, d'autre part, que le courant extrait de la source est indépendant de la tension de l'électrode accélératrice à partir d'une tension de 4.000 volts ; c'est-à-dire que les phénomènes de charge d'espace entre le canal d'extraction et l'électrode d'accélération ne limitent pas le courant d'ions à partir de cette valeur de la tension.

1. 4. ANGLE D'OUVERTURE DU FAISCEAU. ETUDE THEORIQUE.

L'angle d'ouverture du faisceau à la sortie du canal d'extraction détermine le système optique qui doit être placé après la source pour faire converger les ions, ainsi que les diamètres à donner aux électrodes pour que celles-ci ne diaphragment pas.

L'étude précédente a montré que les trajectoires des ions étaient des paraboles ayant leurs sommets au milieu du canal d'extraction et situés à une distance $r/2$ de l'axe du cylindre.

L'angle avec l'axe, des tangentes à ces paraboles, à l'extrémité du canal est donné par :

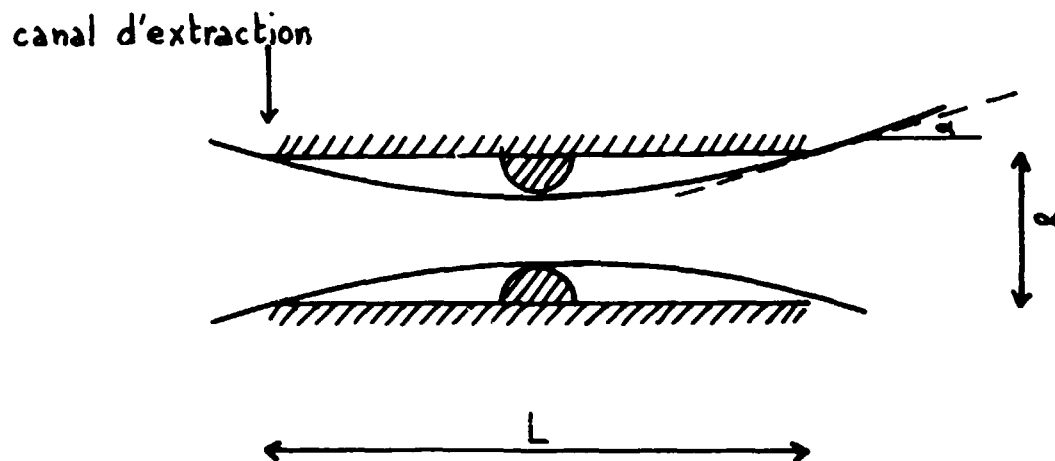


Figure 6 - Angle d'ouverture du faisceau.

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{d/4}{L/4} = \frac{d}{L} \quad (\text{figure n}^\circ 6)$$

les dimensions du tube d'extraction étant :

$$d = 2,8 \text{ mm} \quad L = 12,8 \text{ mm}$$

On en déduit $\alpha = 12,5^\circ$, c'est l'angle d'ouverture du faisceau.

Pour étudier l'optique de focalisation, il faut aussi déterminer l'objet apparent qui émet les ions. La section du faisceau est minimum au milieu du canal d'extraction où se trouve un étranglement qui joue le rôle de diaphragme. Nous prendrons comme objet apparent l'image donnée par le canal d'extraction de ce diaphragme.

Soit 0 le point situé sur l'axe au centre du cylindre, deux ions voisins passant par ce point ont des trajectoires paraboliques et semblent donc provenir d'un point 0' sur l'axe, tel que :

$$00' = L/4 \quad (\text{figure n}^\circ 7)$$

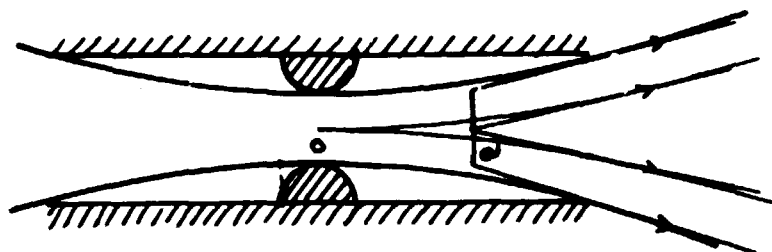


Figure 7 - Objet apparent émettant les ions.

La source d'ions peut être représentée par un objet situé à une distance $L/4$ de la sortie du canal d'extraction et de diamètre $d/2$.

Dans l'étude précédente nous avons admis qu'à la sortie du canal d'extraction les ions sont suffisamment accélérés par les électrodes suivantes pour que les effets de charge d'espace soient négligeables. L'étude expérimentale de la focalisation indiquera la légitimité de cette hypothèse suivant la valeur de la tension appliquée sur l'électrode qui suit le canal d'extraction.

1. 5. ETUDE EXPERIMENTALE DE L'ANGLE D'OUVERTURE DU FAISCEAU.

Nous avons placé, entre la cible et le canal d'extraction, une électrode de faible diamètre qui intercepte une partie du faisceau d'ions. Le rapport du courant cible initial à celui observé dans ces conditions permet de déterminer la proportion d'ions arrêtés par le diaphragme. On peut en déduire, en supposant que la densité d'ions est uniforme, l'angle d'ouverture du faisceau. Pour que

la mesure soit correcte, il faut que les effets de charge d'espace à la sortie du canal d'extraction n'augmentent pas l'angle d'ouverture du faisceau. Nous avons donc accéléré les ions après l'extraction, leurs trajectoires deviennent alors des paraboles (figure n° 8).

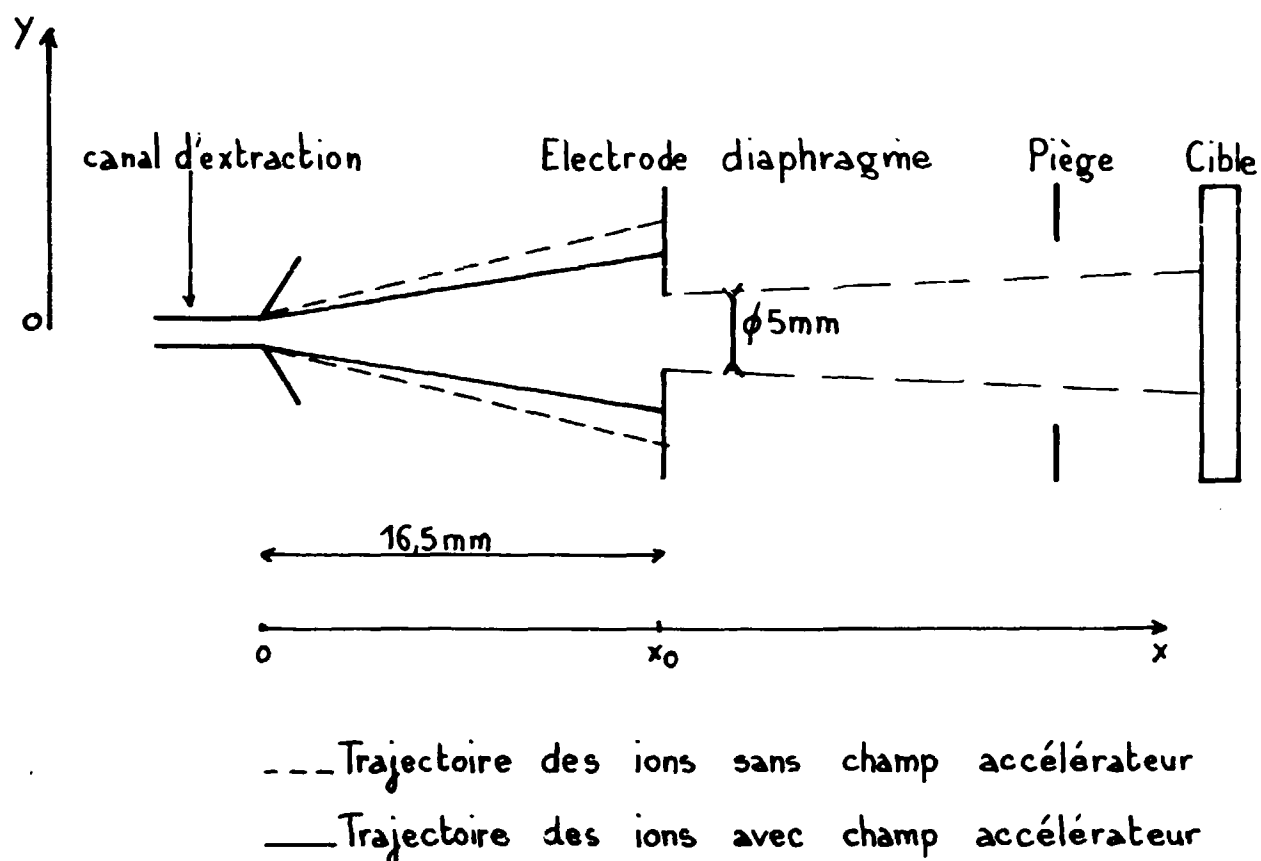


Figure 8 - Mesure de l'angle d'ouverture du faisceau.

Les résultats obtenus s'interprètent par le calcul du diamètre de l'électrode diaphragme fictive à travers laquelle passerait le même nombre d'ions de trajectoire rectiligne.

Soient :

v_0 la vitesse des ions sortant du canal d'extraction

V_0 le potentiel du canal d'extraction

α l'angle de la trajectoire d'un ion à la sortie du canal.

E le champ accélérateur correspondant à une différence de potentiel V_1 entre l'électrode et le canal d'extraction.

On a les relations suivantes :

$$y = v_0 t \operatorname{tg} \alpha$$

$$x = \frac{e}{2m} E t^2 + v_0 t$$

d'où l'équation correspondante aux trajectoires de particules

$$x = \left(\frac{y}{\operatorname{tg} \alpha} \right)^2 \frac{V_1}{4 V_0} + \frac{y}{\operatorname{tg} \alpha}$$

Or $y_1 = x \operatorname{tg} \alpha$ serait l'équation de la trajectoire d'un ion s'il n'y avait pas de champ accélérateur,

$$\text{on a donc } y_1 = \frac{y}{K} \quad \text{avec } K^2 \frac{V_1}{4 V_0} + K - 1 = 0$$

Dans l'expérience réalisée, le diaphragme était placé à 1,65 cm du canal d'extraction, la différence de potentiel entre ceux-ci était de 3.000 volts.

Pour une tension d'extraction de 3.000 volts nous obtenions, sans diaphragme, un courant recueilli sur la cible de 1 mA et avec un diaphragme de diamètre $\phi = 5$ mm un courant cible de 250 μ A.

Sans champ accélérateur, pour avoir le même courant cible, il faudrait un diaphragme :

$$\phi' = \frac{\phi}{K} = \frac{5}{0,85} \text{ mm} = 6 \text{ mm}$$

Ce qui nous permet de déterminer l'angle du faisceau. En supposant que la densité du faisceau est uniforme, on voit que l'électrode de focalisation a un diamètre deux fois trop faible d'où :

$$\text{tg } \alpha = \frac{6 - 1,4}{16,5} \quad (\text{figure n° 9})$$

et $\alpha = 15^\circ$, valeur qui est en bon accord avec ce que nous avons déterminé précédemment.

La source d'ions fournit donc un courant d'ions de 1 mA maximum. Ce faisceau sort du canal d'extraction sous un angle de 12° environ et la tension d'extraction doit être de 3.000 volts. Ces résultats permettent de déterminer le système optique.

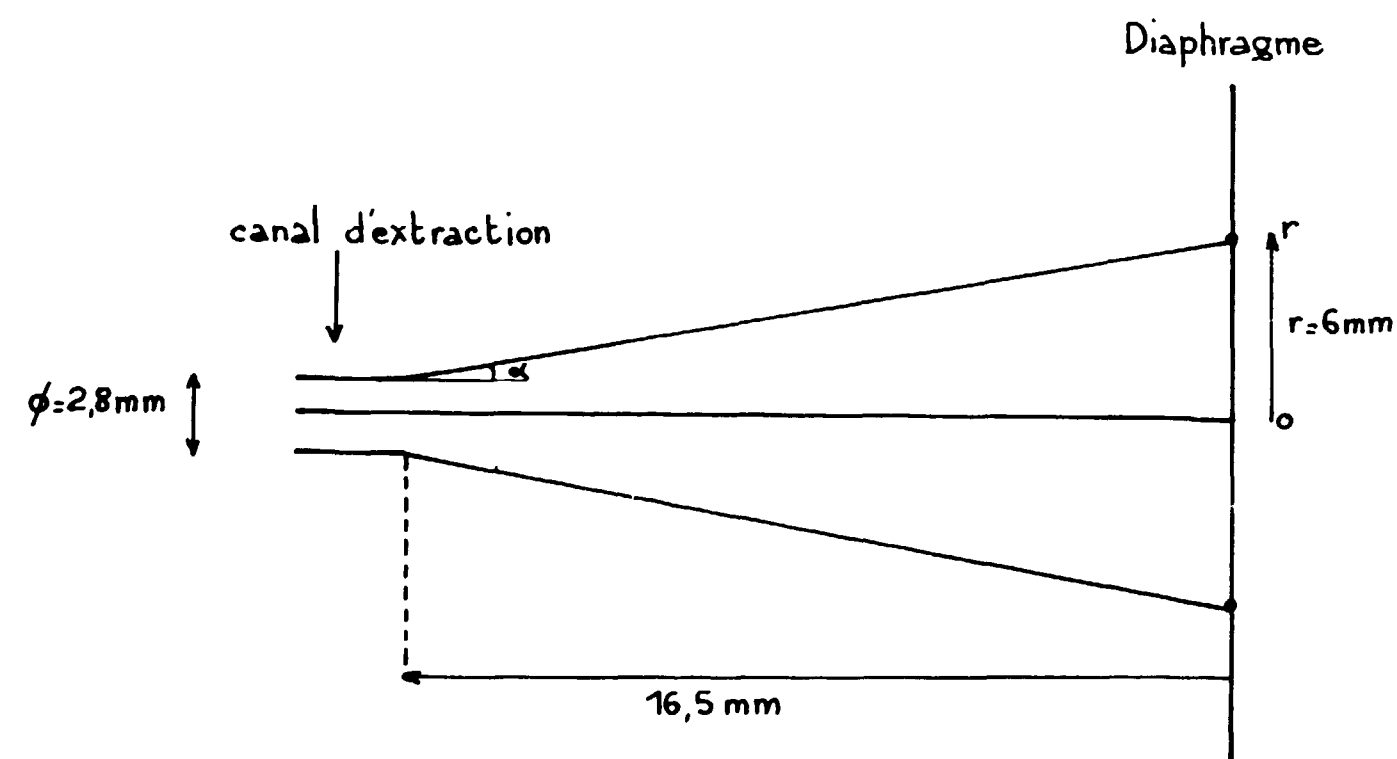


Figure 9 - Détermination de l'angle d'ouverture.

CHAPITRE II

FOCALISATION DU FAISCEAU

Avant de hacher le faisceau d'ions par un balayage devant une fente, il faut transformer celui-ci en un pinceau étroit et parallèle. Nous avons donc placé une optique électrostatique entre la source d'ions et le dispositif de pulsation.

II. 1. DIMENSION OPTIMUM DU PINCEAU.

L'étude de l'extraction nous a montré que le faisceau d'ions pouvait être considéré comme issu d'une surface circulaire de diamètre d avec un angle d'émission φ

$$d = 1,4 \text{ mm} \quad \varphi = 12^\circ$$

A l'issue de l'optique, le faisceau d'ions passera entre les électrodes de déflexion et focalisera dans un diaphragme percé d'une fente située à une distance L de l'optique (figure n° 10).

Nous avons choisi $L = 20$ cm.

Soit d' le diamètre du faisceau au niveau du diaphragme, et φ' l'angle sous lequel il y parvient.

Si V est le potentiel de l'extraction et V' celui du diaphragme, nous avons la relation :

$$\sqrt{V} d \sin \varphi = \sqrt{V'} d' \sin \varphi' \quad (\text{relation de LAGRANGE-HELMOLTZ})$$

L'angle du faisceau est ainsi lié à sa surface. Pour obtenir un pinceau plus étroit, il faudrait augmenter la tension V' , mais nous sommes limités par l'apparition d'effluves dans le montage. Nous opérons donc à une tension maximum de $V' = 24$ kV pour une tension d'extraction $V = 3$ kV.

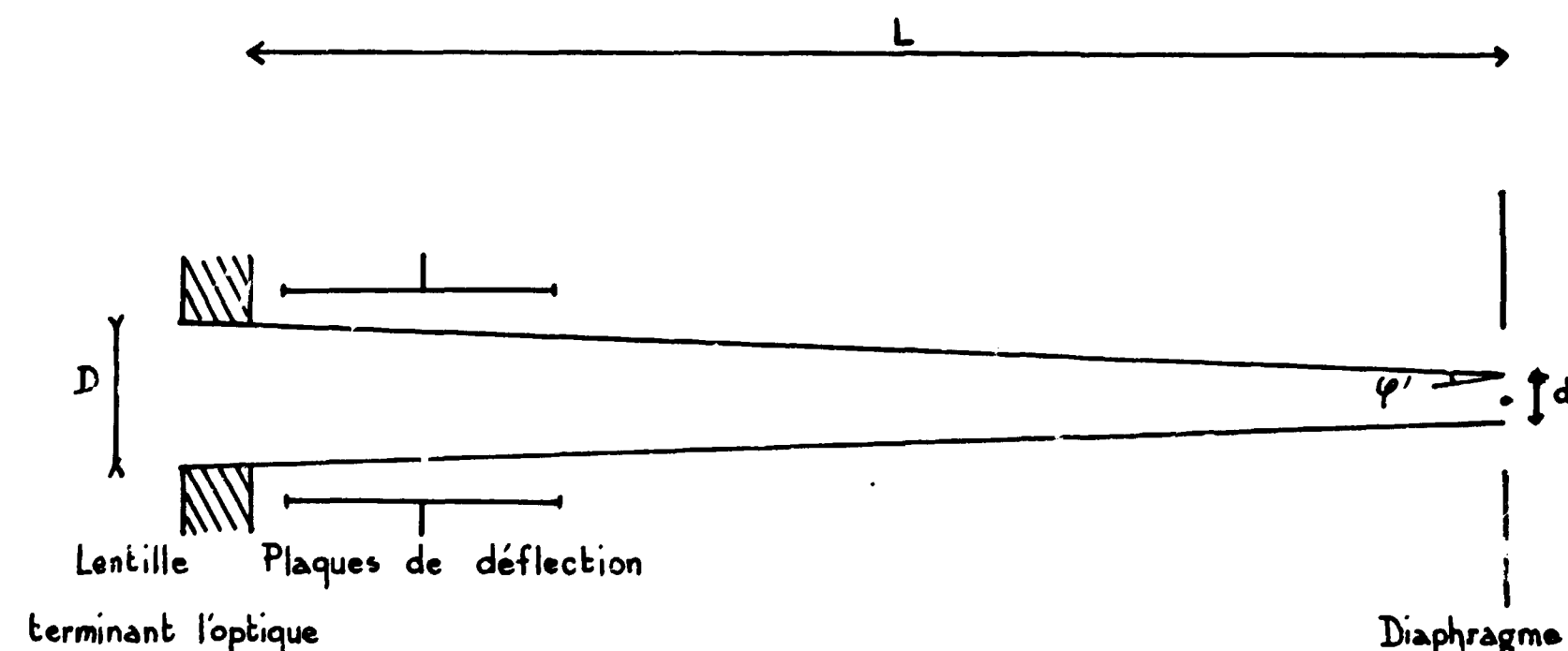


Figure 10 - Dimension optimum du pinceau.

Nous avons alors $d' \sin \varphi' = 0,096 \approx d \varphi'$

Le faisceau a une forme optimum lorsqu'il est le plus étroit possible entre les plaques de déflexion. A cet endroit son diamètre est :

$$D = d' + 2L \operatorname{tg} \varphi' \approx d' + 2L \varphi'$$

or $2L d' \varphi' = \text{constante}$

Le diamètre D est donc minimum lorsque : $d' = 2L \varphi'$

$$d'où d' = \sqrt{2L d' \varphi'}$$

Cette condition est réalisée dans notre montage lorsque

$$d' = 6 \text{ mm} \quad \text{et} \quad D = 12 \text{ mm}$$

Nous chercherons donc à obtenir un faisceau de 12 mm de diamètre à l'issue de l'optique et convergent à une distance de 20 cm en donnant une image de 6 mm de diamètre.

II. 2. DESCRIPTION DE L'OPTIQUE.

Le système de focalisation que nous avons adopté se compose de trois électrodes cylindriques : (figure n° 11).

- Une électrode accélératrice A placée contre le canal d'extraction diminue les effets de charge d'espace dans cette zone.

- Une électrode intermédiaire B permet, par réglage de sa tension de fixer le point de focalisation du faisceau.

- Une électrode C termine l'optique ; les ions qui en sortent ont ainsi une vitesse constante quelle que soit la tension de l'électrode B.

A ces électrodes correspondent trois lentilles formées par l'espace canal d'extraction - première électrode pour la lentille a, et par les espaces entre les électrodes A, B et B, C pour les lentilles b et c.

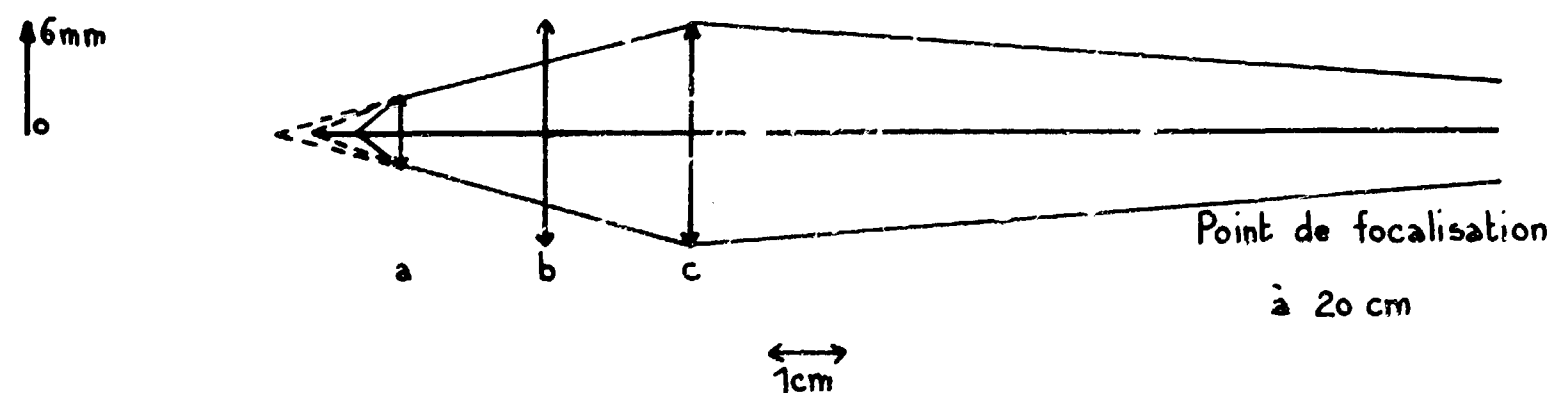
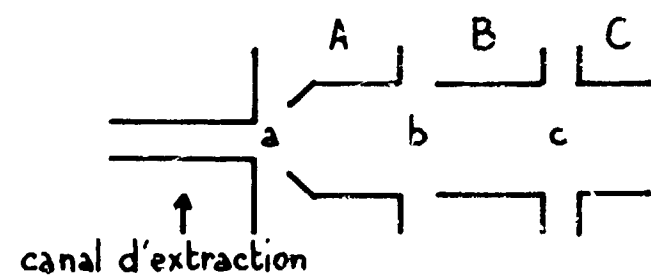


Figure 11 - Fonctionnement de l'optique.

II. 3. ETUDE THEORIQUE DE LA FOCALISATION.

L'étude de l'optique sera faite en négligeant l'effet de charge d'espace qui diminue la convergence des lentilles.

A) Décomposition de l'optique en lentilles indépendantes.

Les variations de champ électrique dans le système étudié sont dues aux différences de potentiel entre les cylindres coaxiaux. Ceux-ci sont suffisamment longs pour que la répartition du champ situé à droite de l'un d'eux soit indépendante de la répartition du champ situé à sa gauche. En effet, le champ est pratiquement nul [7] à l'intérieur d'un cylindre, en un point situé à une distance égale au rayon de son extrémité.

Dans notre montage, nous avons pour les électrodes

$$\begin{aligned} \phi &= 12 \text{ mm} & \phi : \text{diamètre du tube} \\ L &= 15 \text{ mm} & L : \text{longueur du tube} \end{aligned}$$

Chaque lentille a b ou c sera étudiée séparément. Pour le calcul, nous ne tiendrons compte que de la différence de potentiel entre les deux cylindres qui constituent une lentille. Nous déterminerons ensuite la convergence de l'ensemble de l'optique.

B) Distance focale des lentilles formées par deux cylindres coaxiaux.

Nous déterminons la distance focale des lentilles de notre système optique par le calcul [8].

Soient V_1 et V_2 les potentiels de deux cylindres coaxiaux séparés par une distance $2d$; le rayon des cylindres étant pris comme unité de longueur.

L'expression de la valeur du potentiel sur l'axe des cylindres peut se représenter par :

$$V = \frac{V_1 + V_2}{2} \left[1 + \frac{1 - \gamma}{1 + \gamma} \frac{1}{2 \omega_1 d} \operatorname{Log}_e \frac{\operatorname{ch} \omega_1 (z + d)}{\operatorname{ch} \omega_1 (z - d)} \right]$$

avec

$$\omega_1 = \frac{\operatorname{th} 1,318 d}{d} \quad \text{et} \quad \gamma = \frac{V_1}{V_2}$$

De cette expression on déduit la distance focale de la lentille en remarquant que la fonction caractéristique

$$T = \frac{V'(z)}{V(z)}$$

se représente par une courbe en cloche de forme voisine de celle d'une courbe d'équation.

$$T = \frac{T_0}{1 + \left(\frac{z}{a}\right)^2}$$

$$\text{avec } T_0 = -2 \omega_1 \operatorname{th} \left(\frac{1}{4} \operatorname{Log}_e \gamma \right)$$

$$\text{et } a = -\frac{1}{\pi \omega_1} \left(\frac{1 + \sqrt{\gamma}}{1 - \sqrt{\gamma}} \right)^2 \left[\frac{1 + \gamma}{1 - \gamma} \operatorname{Log}_e \gamma + 2 \right]$$

Les distances focales sont données par les expressions :

$$f_1 = \frac{aK}{\sin(K\pi)} \gamma^{-1/4} \quad f_0 = -\frac{aK}{\sin(K\pi)} \gamma^{1/4}$$

$$\text{avec } \gamma = \sqrt{1 + \frac{3}{16} a^2 T_0^2}$$

Les plans principaux sont pratiquement confondus avec le centre des lentilles.

Dans notre montage, pour les trois lentilles nous avons $d \approx 1/2$ d'où $\omega_1 = 1,15$.

Le tableau indique les valeurs de f_1 et f_0 en fonction de γ , le rayon des cylindres étant pris comme unité de longueur.

γ	a	T_a	f_1	f_0
2	0,97	0,4	18	26
4	0,8	0,77	5,15	10,3
6	0,8	1	2,9	7
8	0,83	1,1	2,25	6,3
10	0,83	1,2	1,75	5,5
$1/\gamma$	a	T_a	f_0	f_1

C) Convergence du faisceau.

1°) Lentille a.

La lentille a est formée par le canal d'extraction et l'électrode A qui ont respectivement pour diamètre :

$$\phi = 2,8 \text{ mm et } \phi = 4 \text{ mm}$$

Le calcul des distances focales objet et image de cette lentille a été effectué au moyen du tableau précédent en prenant comme rayon des cylindres $r = 2 \text{ mm}$. Les valeurs obtenues en fonction du rapport γ_a des tensions des électrodes sont représentées sur la figure n° 12.

$$\gamma_a = \frac{V_{\text{extraction}}}{V_a}$$

Des courbes précédentes, on déduit la position de l'image de la source en fonction de γ_a (figure n° 13), en appliquant la relation :

$$\frac{f_0}{P_a} + \frac{f_1}{P'_a} = 1$$

les plans principaux étant considérés comme confondus avec le centre de la lentille. L'image obtenue est virtuelle. Si on désirait qu'elle soit réelle, c'est-à-dire que le faisceau sorte de cette lentille

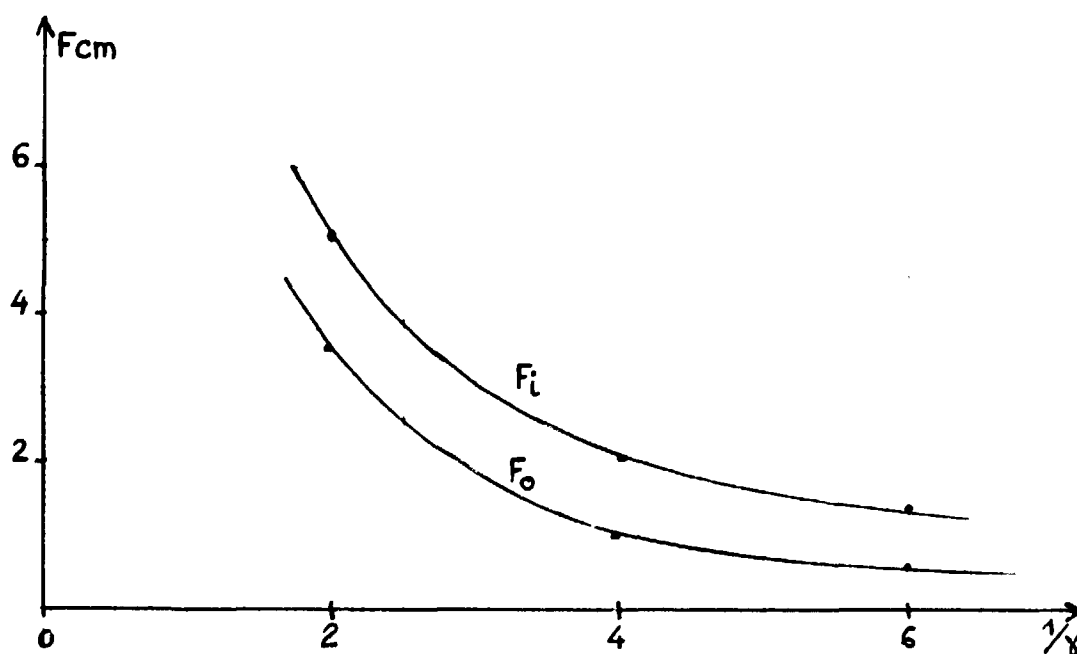


Figure 12 - Distance focale de la lentille "a".

en convergent, il faudrait $1/\gamma_a > 10$, mais la tension à appliquer sur l'électrode A serait trop élevée, et il se produirait des effluves sur notre montage.

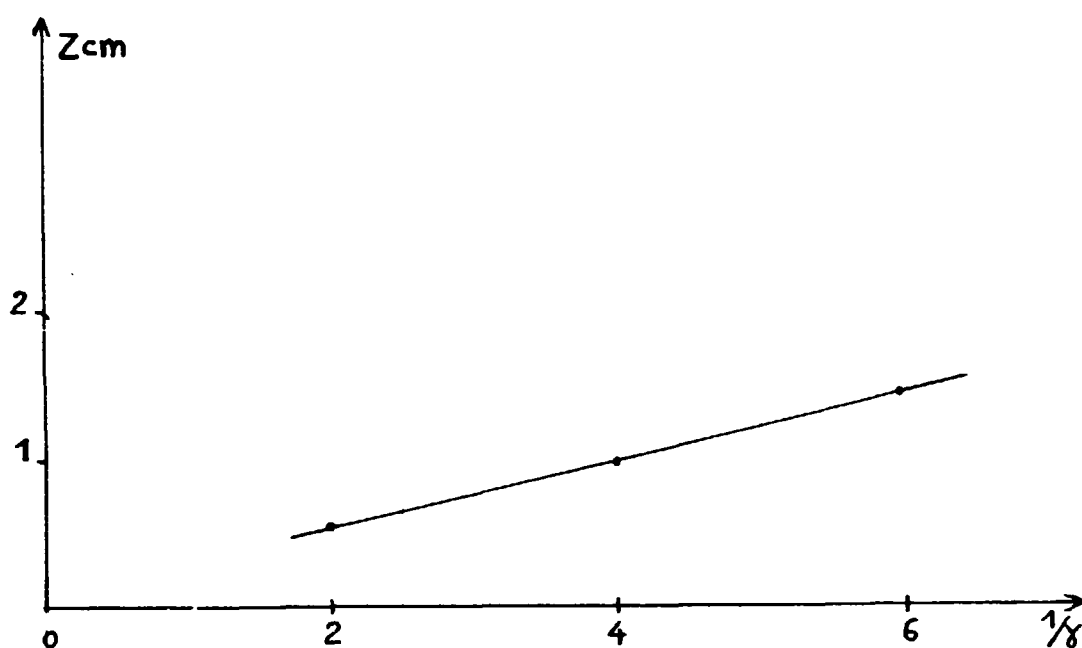


Figure 13 - Position de l'image de la source, donnée par la lentille "a".

Au cours des essais, le potentiel de l'électrode A sera choisi entre 6 et 15 kV ; la valeur de γ sera donc comprise entre $1/2$ et $1/5$. Le faisceau d'ions restera divergent, l'image de la source sera virtuelle et située à environ un cm avant la lentille.

2°) Lentille b.

La lentille b est formée par les électrodes A et B de diamètre $\phi = 12$ mm. Les courbes représentées sur la figure n° 14 indiquent les distances focales objet et image de cette lentille en fonction du rapport des tensions.

$$\gamma_b = \frac{V_A}{V_B}$$

de ces électrodes.

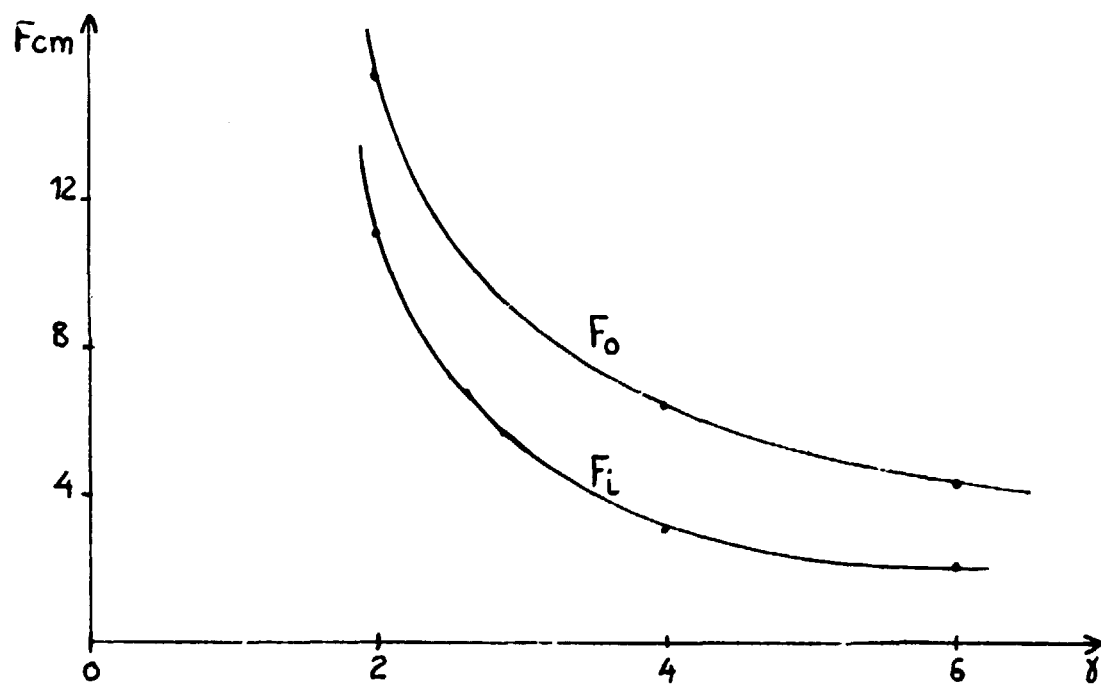


Figure 14 - Distance focale de la lentille "b".

Le potentiel de l'électrode B sera inférieur à celui de l'électrode A, ce qui permettra d'obtenir un rapport de tension élevé entre l'électrode C et l'électrode B, cette dernière lentille sera ainsi très convergente.

Nous avons déterminé la position de l'image de la source d'ions donnée par cette lentille en fonction du rapport des tensions des électrodes.

$$\gamma_B = \frac{V_A}{V_B} \quad (\text{figure n° 15})$$

en prenant comme paramètre les positions de l'image intermédiaire données par la lentille a qui correspondent au rapport des tensions :

$$\gamma_a = \frac{1}{2}, \frac{1}{4}, \frac{1}{6}$$

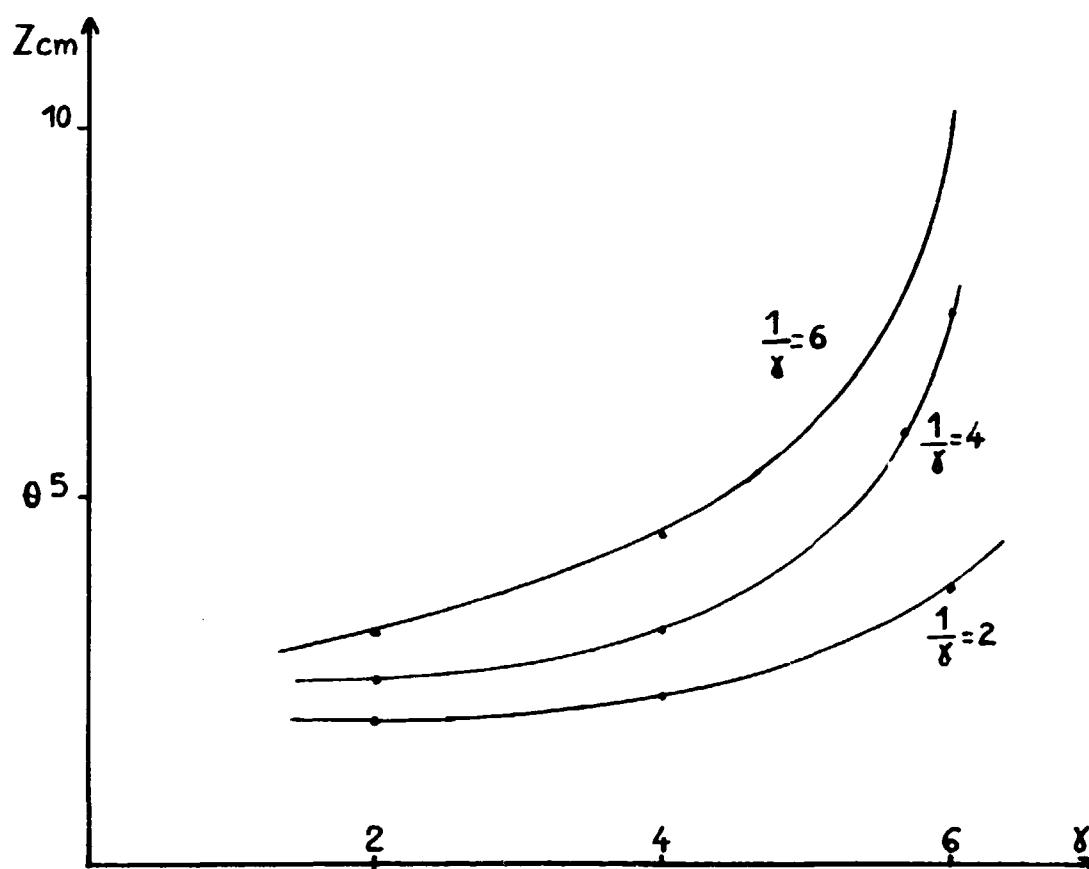


Figure 15 - Position de l'image de la source, donnée par la lentille "b".

Nous remarquons que l'image obtenue est virtuelle, et qu'elle est située à une distance de la lentille b comprise entre 2,5 et 3,5 cm, suivant les rapports des tensions que nous utilisons.

3°) Lentille c.

Les cylindres B et C qui constituent la lentille c ont des diamètres $\phi = 12$ mm, on en déduit la distance focale de cette lentille en fonction de :

$$\gamma_c = \frac{V_A}{V_C} \quad (\text{figure n° 16})$$

L'électrode C peut être portée à un potentiel maximum de 24 kV. Cette tension sera maintenue fixe dans le montage définitif de la source, le réglage de la focalisation s'effectuant en faisant varier le potentiel de l'électrode B.

L'image donnée par la lentille c doit être située au niveau du diaphragme, à 20 cm de la lentille. Nous avons déterminé la position que doit occuper l'image de la source donnée par la deuxième lentille pour que ceci soit réalisé en fonction du rapport

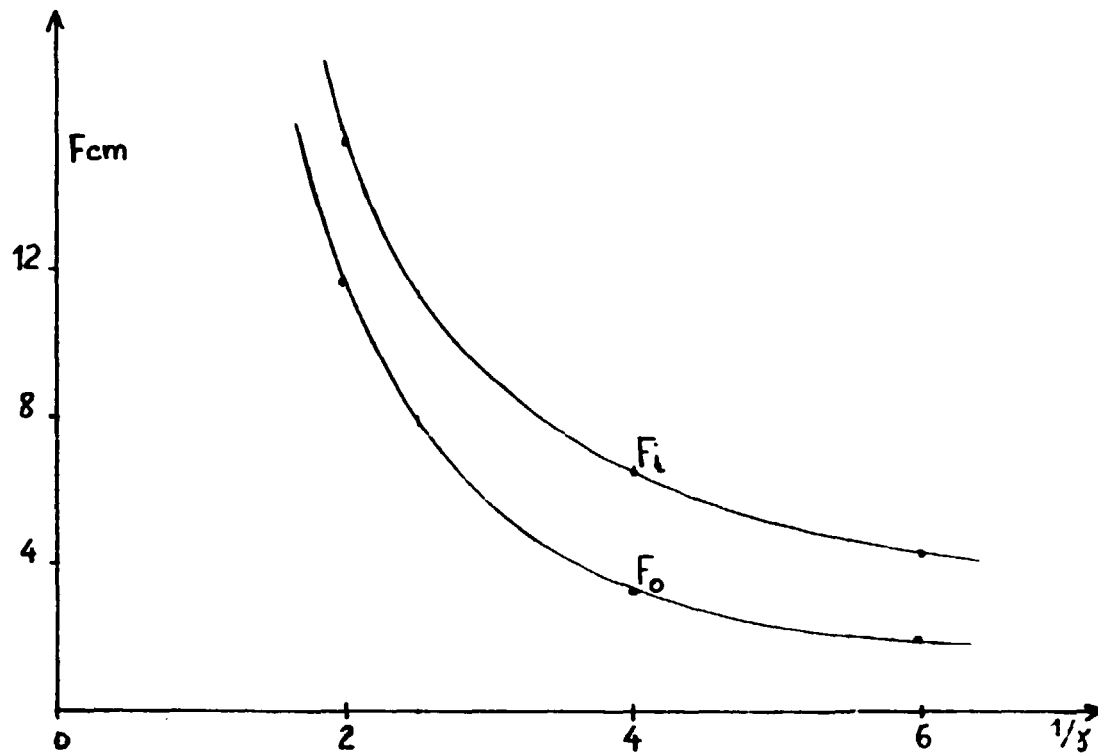


Figure 16 - Distance focale de la lentille "C".

$$\gamma_c = \frac{V_b}{V_c} \quad (\text{figure n}^\circ 17)$$

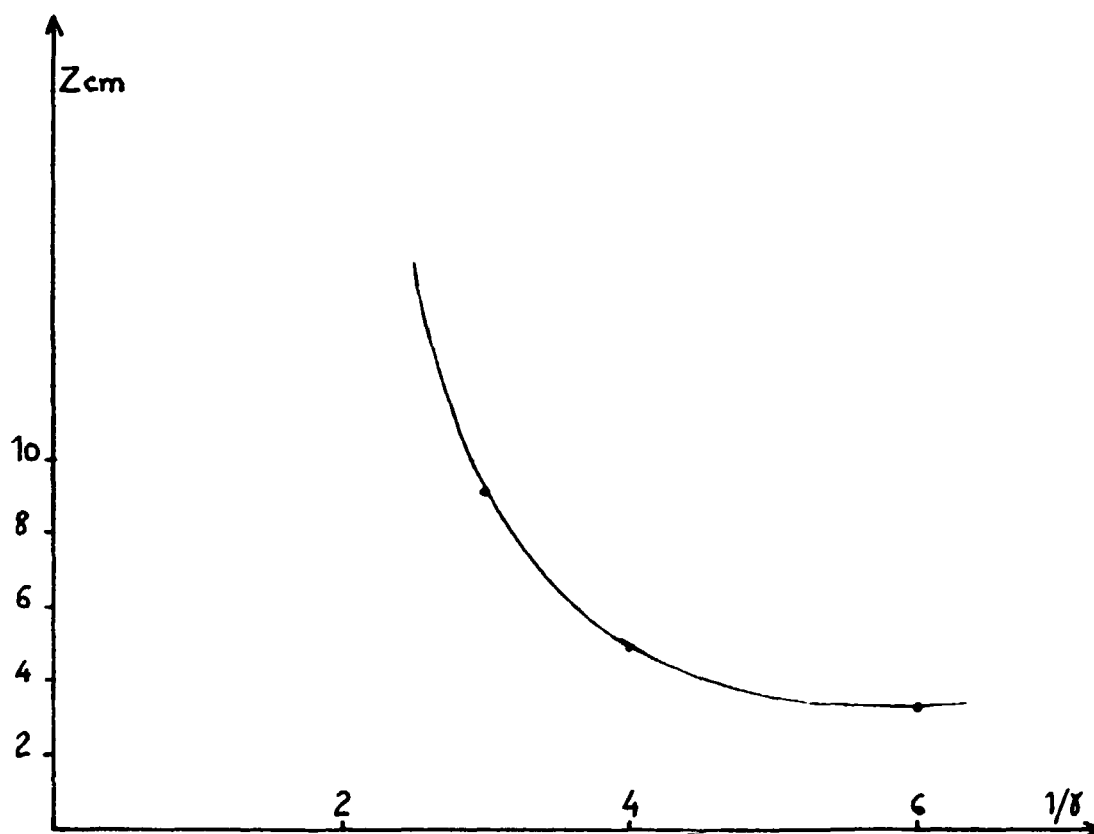


Figure 17 - Position de l'image dont la lentille "C" donne image à 20 cm.

Réglage de la focalisation du faisceau.

Les courbes (figures n° 17 et 15) permettent de déterminer les tensions à appliquer sur les électrodes pour obtenir la focalisation recherchée. Nous nous apercevons que, quelle que soit la tension appliquée sur la première électrode, ceci est réalisé par les rapports des tensions des deux dernières électrodes.

$$\frac{V_c}{V_s} \approx 4$$

Le réglage de la tension appliquée sur la première électrode permettra d'obtenir le diamètre du faisceau optimum.

D) Diamètre du faisceau.

Le diamètre de l'image de la source donnée par le système optique est le produit des grossissements de chaque lentille par le diamètre de l'objet.

Le grossissement d'une lentille est donné par :

$$G_n = \frac{h_{in}}{h_{on}} = - \frac{f_{on}}{f_{in}} \frac{P'_n}{P_n} = \sqrt{\frac{V_{on}}{V_{in}}} \frac{P'_n}{P_n}$$

G_n : grossissement de la lentille n.

h_{on} : dimension de l'objet.

h_{in} : dimension de l'image.

P_n et P'_n : distance de l'objet et de l'image au centre de la lentille n.

D'où on déduit le grossissement du système optique.

$$G = \frac{P'_a}{P_a} \frac{P'_b}{P_b} \frac{P'_c}{P_c} \sqrt{\frac{V_{oa}}{V_{ic}}}$$

ou encore :

$$G = \sqrt{\frac{V_{oa}}{V_{ic}}} \frac{P'_c}{P_a} \frac{P'_a}{P'_a + 1,7} \frac{P'_b}{P'_b + 2,1}$$

car dans notre montage nous avons :

$$P_b = P'_a + 1,7 \text{ cm}$$

$$P_c = P'_b + 2,1 \text{ cm}$$

Nous avons vu que :

$$P_a = 3,5 \text{ mm}$$

$$P'_c = 200 \text{ mm}$$

$$h_o = 1,4 \text{ mm}$$

Lorsque la tension d'extraction est $V_{extr} = 3 \text{ kV}$, que la tension de l'électrode A est $V_A = 9 \text{ kV}$, et que $V_c = 24 \text{ kV}$, nous obtenons un diamètre de l'image qui est :

$$h' = d' = 6,5 \text{ mm}$$

Ce système optique nous permet donc d'obtenir le faisceau optimum que nous avons défini précédemment.

Au cours de l'étude expérimentale, nous avons déterminé les grossissements théoriques de l'optique, correspondant aux valeurs des différentes tensions appliquées sur les électrodes.

Nous verrons que les résultats calculés correspondent aux expériences, lorsque la tension de l'électrode A n'est pas trop faible ; c'est-à-dire, lorsque l'effet de charge d'espace après le canal d'extraction est négligeable.

II. 4. ETUDE EXPERIMENTALE DE LA FOCALISATION.

A) Montage mécanique (figure n° 18).

L'optique est placée dans des tubes d'araldite alignés, sur lesquels sont bridées les pièces porte-électrodes. Des joints toriques serrés autour de celles-ci assurent l'étanchéité du montage.

Une colonne en verre située après l'optique permet l'observation de la luminescence d'un quartz métallisé que l'on place sur la trajectoire du faisceau.

B) Montage électrique.

Le quartz et l'électrode C sont reliés à la masse ; la source d'ions est portée à une haute tension variable de 25 kV maximum. Un pont sur cette alimentation et une alimentation haute tension réglable auxiliaire fournissent les tensions de l'électrode A et de l'électrode B. (figure n° 19).

Un ensemble moteur alternateur couplé par une courroie isolante permet de fournir une puissance de 2 kW au potentiel de la source d'ions.

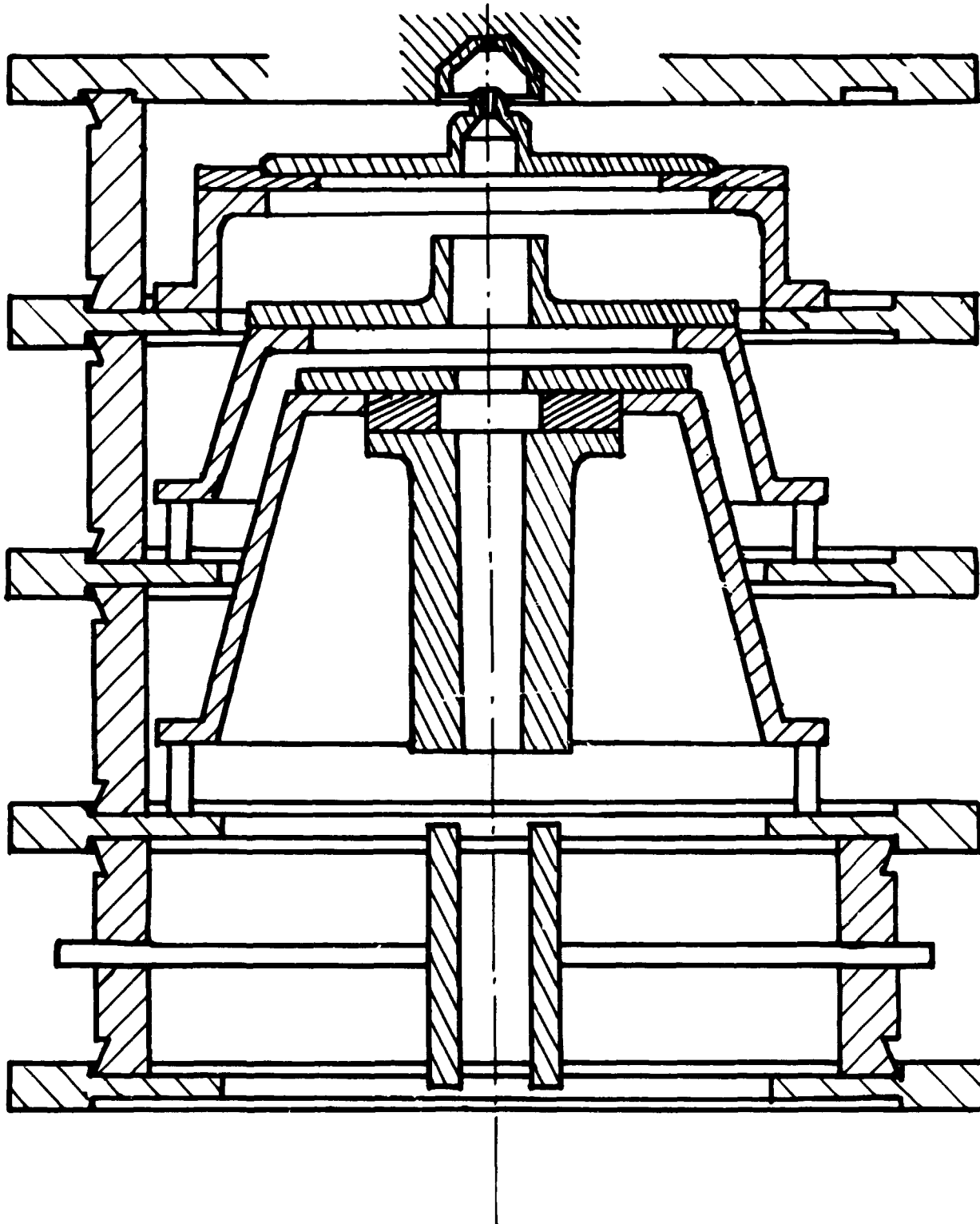


Figure 18 - Source d'ions puisée (échelle 1).

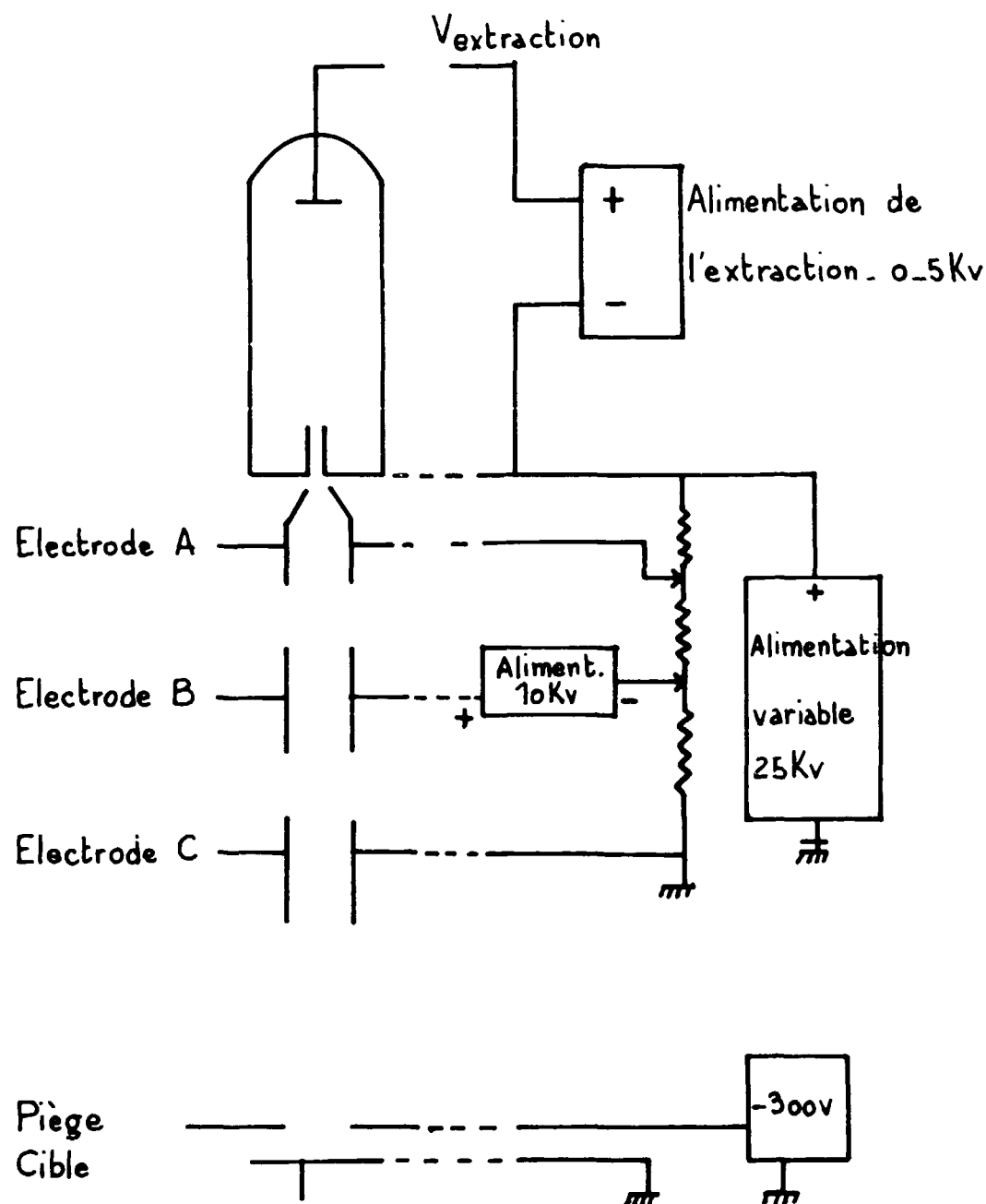


Figure 19 - Montage électrique.

C) Etude de la focalisation du faisceau.

Nous étudions la convergence du faisceau en fonction du potentiel de l'électrode A et du potentiel de l'électrode C.

1°) Influence du potentiel de l'électrode A.

Nous avons mesuré la tension qu'il faut appliquer sur l'électrode B pour que le faisceau converge en une tache située à 20 cm de l'extrémité de l'optique, pour différentes valeurs de la tension de l'électrode A.

Nous avons opéré dans les conditions suivantes :

$$V_{\text{extr}} = 3.000 \text{ V} \quad V_c = 23.000 \text{ V}$$

La courbe (figure n° 20) indique les variations de V_b en fonction de V_A .

On remarque que le réglage de l'optique s'effectue facilement en faisant varier le potentiel de l'électrode B, et ceci quelle que soit la tension de l'électrode A.

Nous avons construit la courbe $V_b = f(V_A)$ à l'aide des résultats donnés par l'étude théorique ; la comparaison de cette courbe avec la courbe expérimentale montre que le calcul a permis de prévoir avec une bonne précision le fonctionnement du système optique.

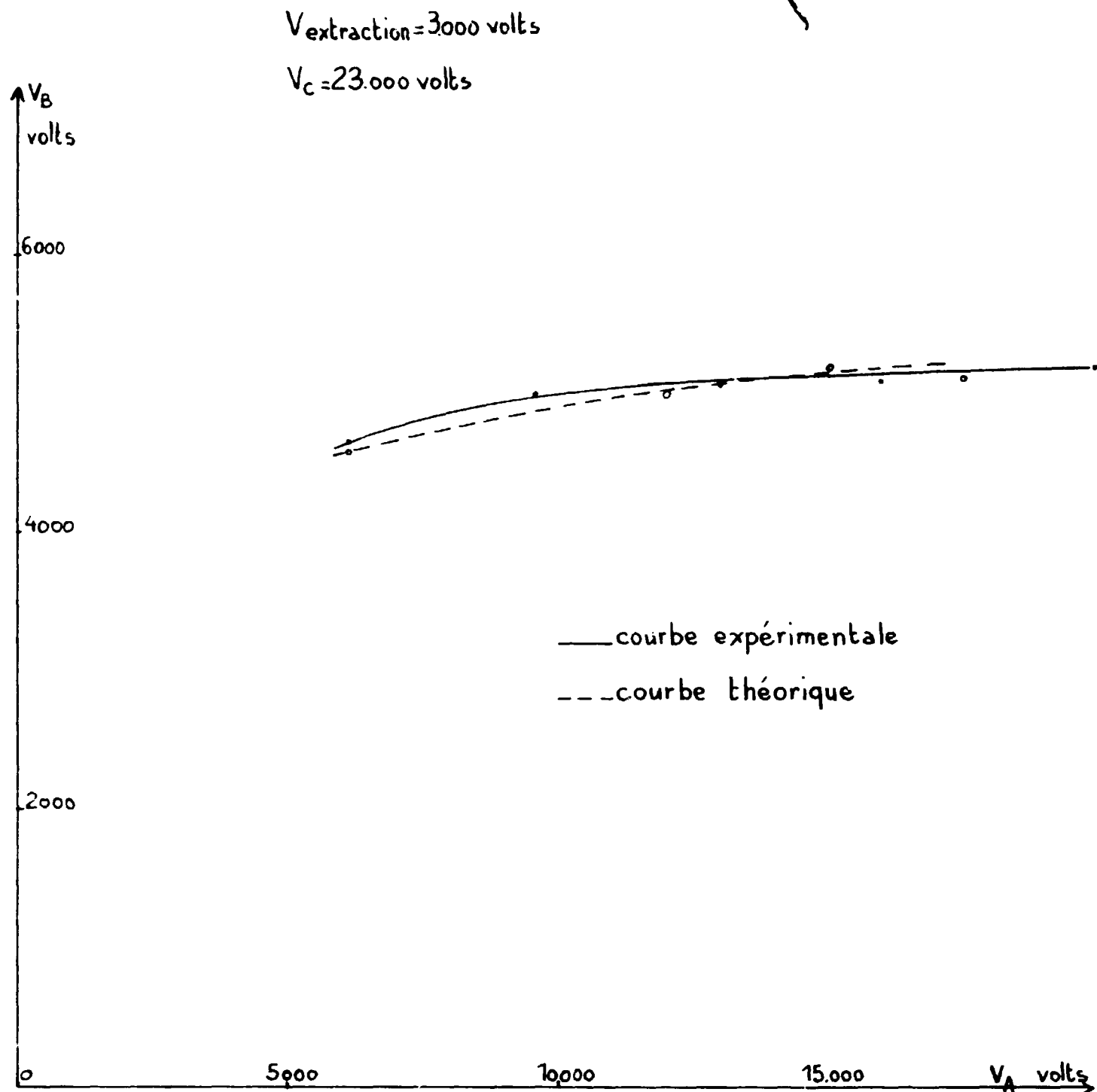


Figure 20 - Tension à appliquer sur l'électrode "B" en fonction de la tension de l'électrode "A" pour obtenir l'image de la source à 20 cm.

2°) Influence du potentiel de l'électrode C.

Pour étudier l'influence de la tension de l'électrode C sur la focalisation du faisceau, nous avons réuni l'électrode A à un pont diviseur de tension placé entre l'électrode C et la source d'ions ; le potentiel de l'électrode A variait donc linéairement avec celui de l'électrode C. La tension appliquée sur l'électrode B était réglée de façon que le faisceau focalise à 20 cm de l'optique.

Les résultats obtenus (figure n° 21) montrent que la variation de la tension de l'électrode B, par rapport à la tension de l'électrode C est linéaire, c'est-à-dire que l'effet de charge d'espace est négligeable dans le système optique.

Comme nous l'avons déterminé le rapport des tensions appliquées sur l'électrode B et sur l'électrode C est d'environ :

$$\gamma_c = \frac{V_B}{V_C} = \frac{1}{4}$$

ce qui correspond à la droite tracée entre les points expérimentaux sur la figure.

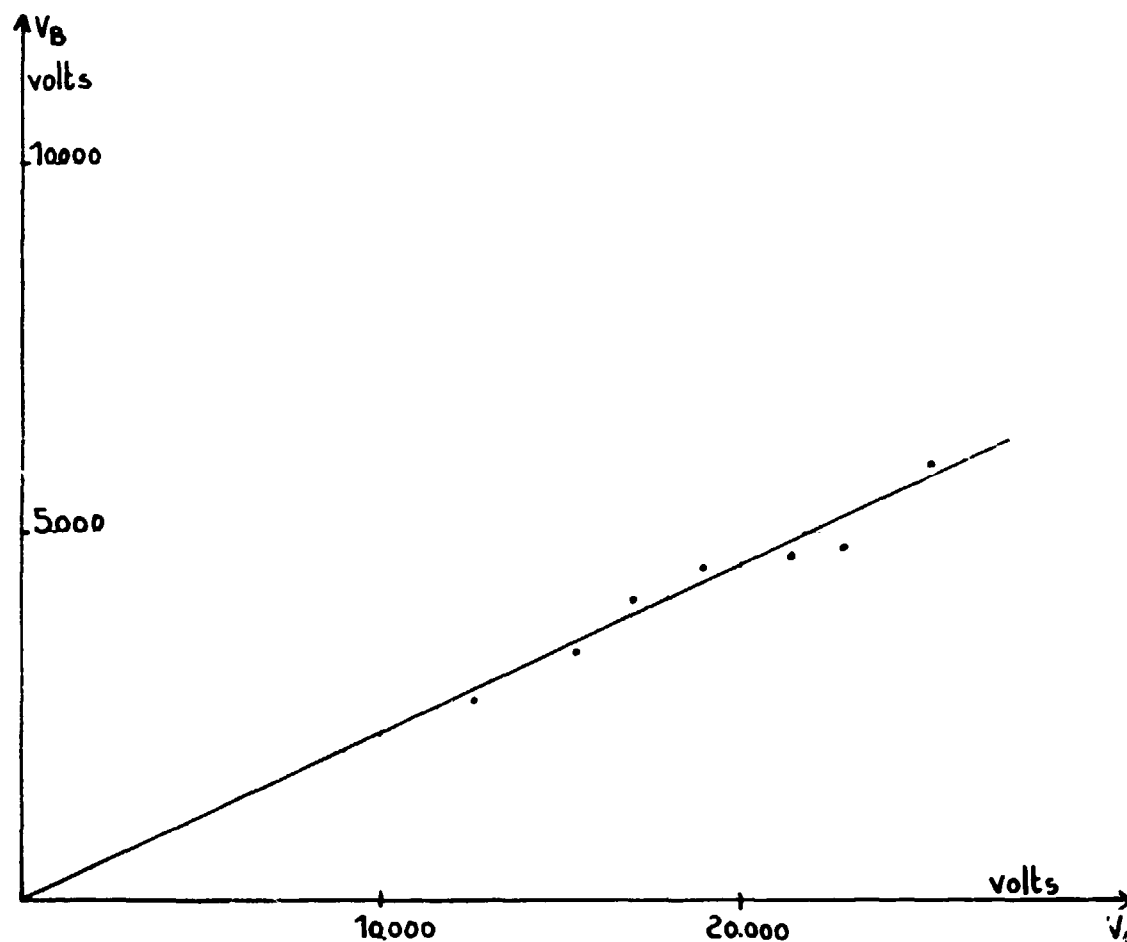


Figure 21 - Tension de l'électrode "B" en fonction de la tension de l'électrode "C".

D) Grandissement du système optique.

Le diamètre de l'image de la source a été mesuré pour différentes valeurs de la tension de l'électrode A et de l'électrode C.

1°) Grandissement de l'optique en fonction de la tension appliquée sur l'électrode A.

Au cours de cette expérience, le faisceau d'ions était reçu sur un quartz placé au point de focalisation, et on mesurait le diamètre de la tache lumineuse obtenue suivant les différentes valeurs de la tension de l'électrode A.

Nous avons d'autre part :

$$V_C = 20.000 \text{ V}$$

$$V_{\text{extraction}} = 3.000 \text{ V.}$$

Les expériences concordent avec l'étude théorique (figure n° 22) et l'on voit que l'image de la source est d'autant plus fine que l'on diminue le potentiel de l'électrode A. Ce potentiel doit cependant dépasser 5.000 volts, si l'on veut que les effets de charge d'espace, qui introduisent un élargissement de la tache n'interviennent pas. D'autre part, une valeur trop faible de la tension de l'électrode A entraîne une diminution du courant sortant de l'optique, car celle-ci diaphragme le faisceau, comme nous l'avons vu dans l'étude de la dimension optimum du pinceau.

La tension à appliquer sur l'électrode A est donc comprise entre 6.000 V et 9.000 V pour une tension d'extraction de 3.000 V.

2°) Grandissement de l'optique en fonction de la tension appliquée sur l'électrode C.

Le diamètre du faisceau d'ions varie en fonction du potentiel de l'électrode C, ces variations ont été étudiées dans les mêmes conditions expérimentales que la focalisation en fonction de la tension appliquée sur l'électrode C.

Nous observons (figure n° 23) que nous avons intérêt à augmenter la tension V_C pour diminuer le diamètre du faisceau ; nous sommes cependant limités, comme nous l'avons déjà vu par les effluves du montage avec $V_C = 25 \text{ kV}$.

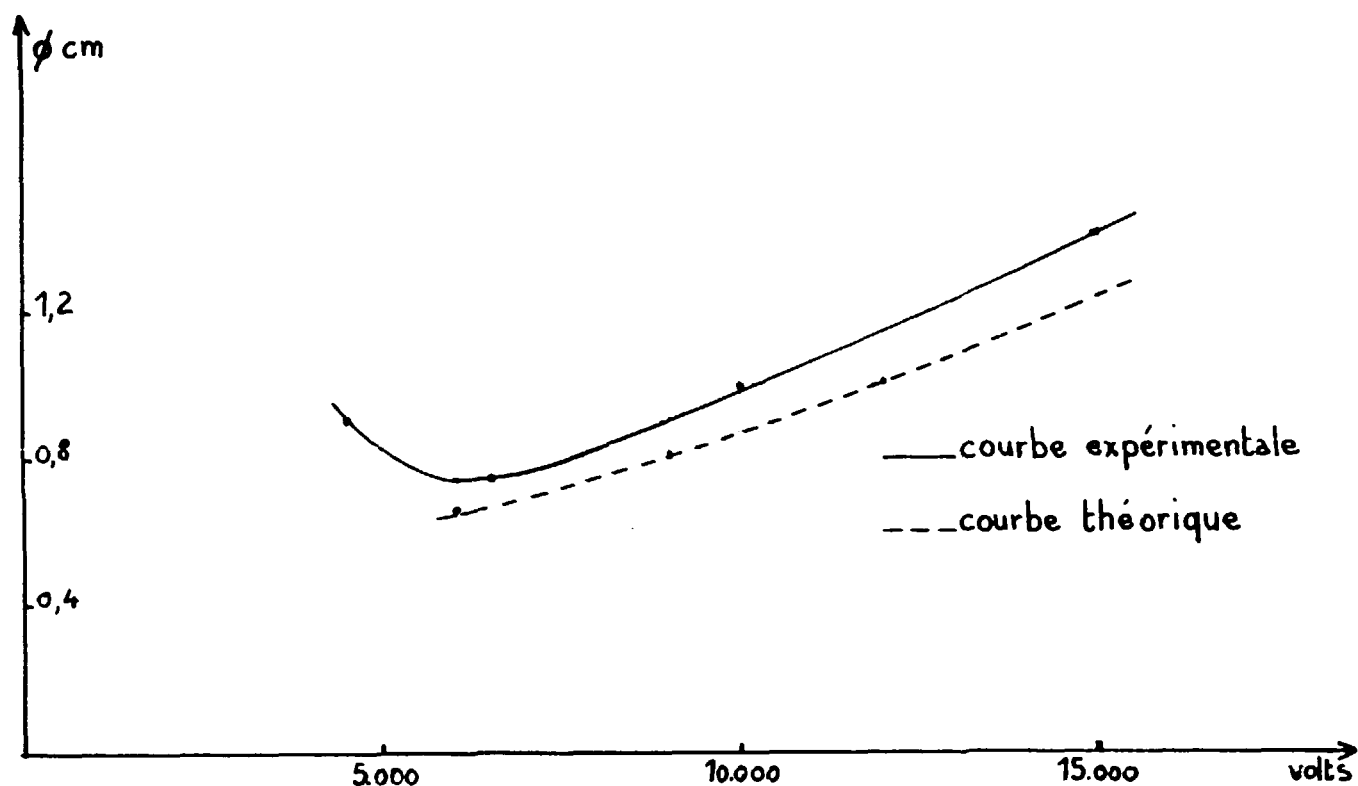


Figure 22 - Diamètre du faisceau en fonction de la tension de l'électrode "A".

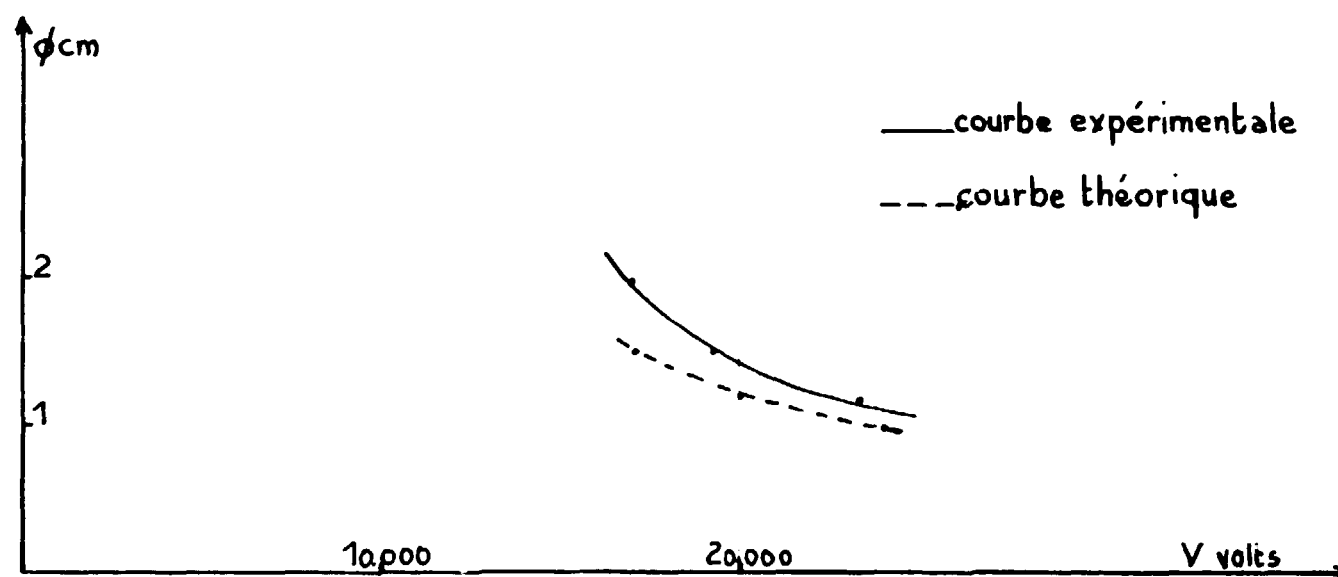


Figure 23 - Diamètre du faisceau en fonction de la tension de l'électrode "C".

E) Diminution du courant ionique dû à l'optique.

Pour vérifier que le faisceau d'ions n'est pas diaphragmé par l'optique, le courant d'ions reçu sur la cible en fonction de la tension d'extraction a été mesuré dans les conditions suivantes :

$$V_C = 18.000V + V_{\text{extraction}}$$

$$V_A = 8.800V + V_{\text{extraction}}$$

En comparant les résultats à ceux obtenus lors de l'étude de l'extraction, on voit que le système optique diminue peu le courant ionique et que pour obtenir un débit de $900\mu A$, il faut appliquer sur l'électrode d'extraction une tension de :

$$V_{\text{extraction}} = 4.000 \text{ Volts} \quad (\text{Figure n}^\circ 24)$$

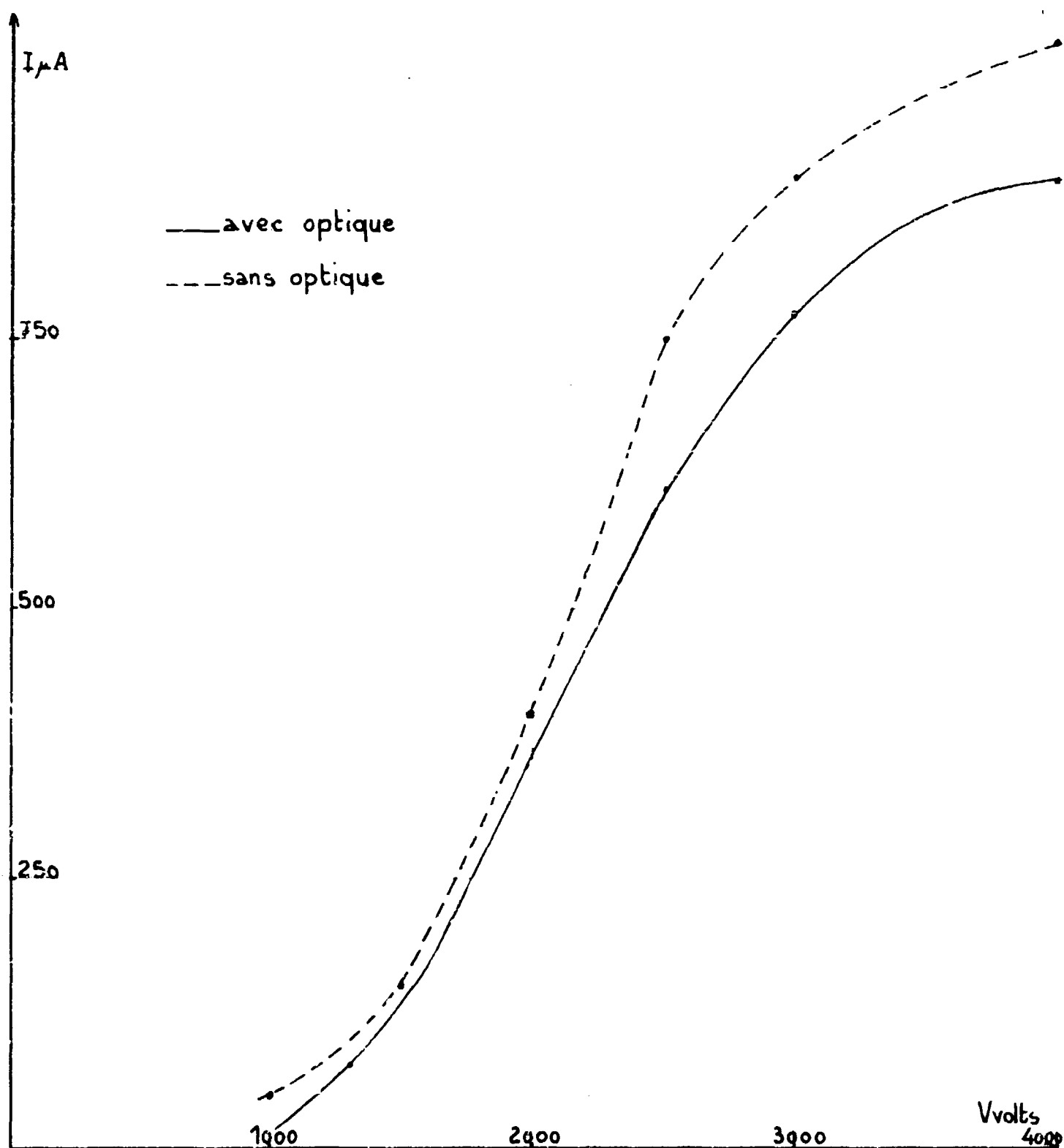


Figure 24 - Courant ionique reçu sur la cible en fonction de la tension d'extraction.

F) Utilisation de l'optique.

L'étude théorique du système optique nous a permis de prévoir avec une bonne précision les résultats expérimentaux.

Dans le montage définitif, le potentiel de l'électrode A sera fixé à 7 kV et celui de l'électrode C à 23 kV.

On ajustera le potentiel de l'électrode B pour que le faisceau focalise au niveau du diaphragme, suivant les valeurs de la tension d'extraction.

Le pinceau d'ions obtenu est assez étroit et parallèle pour permettre une pulsation par déflexion latérale devant une fenêtre.

CHAPITRE III

ÉTUDE DE LA PULSATION

III. 1. PRINCIPE.

A l'issue du système optique le faisceau d'ions pénètre au milieu de deux plaques parallèles ; entre celles-ci est appliquée une tension alternative :

$$v = V \sin \omega t$$

de façon que le faisceau balaye une plaque percée d'une fente. Ce diaphragme laisse passer les ions groupés dans le temps en paquets.

Position de la fente.

Deux positions de la fente présentent un intérêt particulier. Celle-ci peut être placée de façon que le faisceau la traverse au maximum de sa déviation lorsque $\sin \omega t = 1$, et dans ces conditions, il en sort une seule impulsion d'ions par période haute fréquence ; elle peut également se trouver dans l'axe du montage, et de cette façon fournir alors une impulsion d'ions à chaque demi-période.

La première position du diaphragme entraîne soit un montage décentré de la source, soit une déflexion supplémentaire pour recentrer le faisceau ; aussi dans notre réalisation nous avons préféré placer la source dans l'axe du montage. Ce système présente néanmoins un inconvénient : si la fente n'est pas bien centrée, les ions qui passent à travers le diaphragme ont été déviés lorsqu'ils ont traversé les plaques de déflexion, et leur instant de passage est solution de l'équation :

$$\sin \omega t = a$$

a étant le sinus de l'erreur angulaire du centrage.

Les temps qui séparent deux paquets d'ions successifs sont alors différents.

III. 2. ETUDE THEORIQUE.

De l'étude de la trajectoire des ions à la sortie des plaques de déflexion, nous déduirons la durée des impulsions d'ions en fonction de la haute fréquence, et le rendement de la pulsation [9]. (figure n° 25).

On appellera :

d : distance des plaques.

a : longueur des plaques.

2f : largeur de la fente.

D : distance des plaques au diaphragme.

ω : pulsation haute fréquence.

v_0 : vitesse des ions.

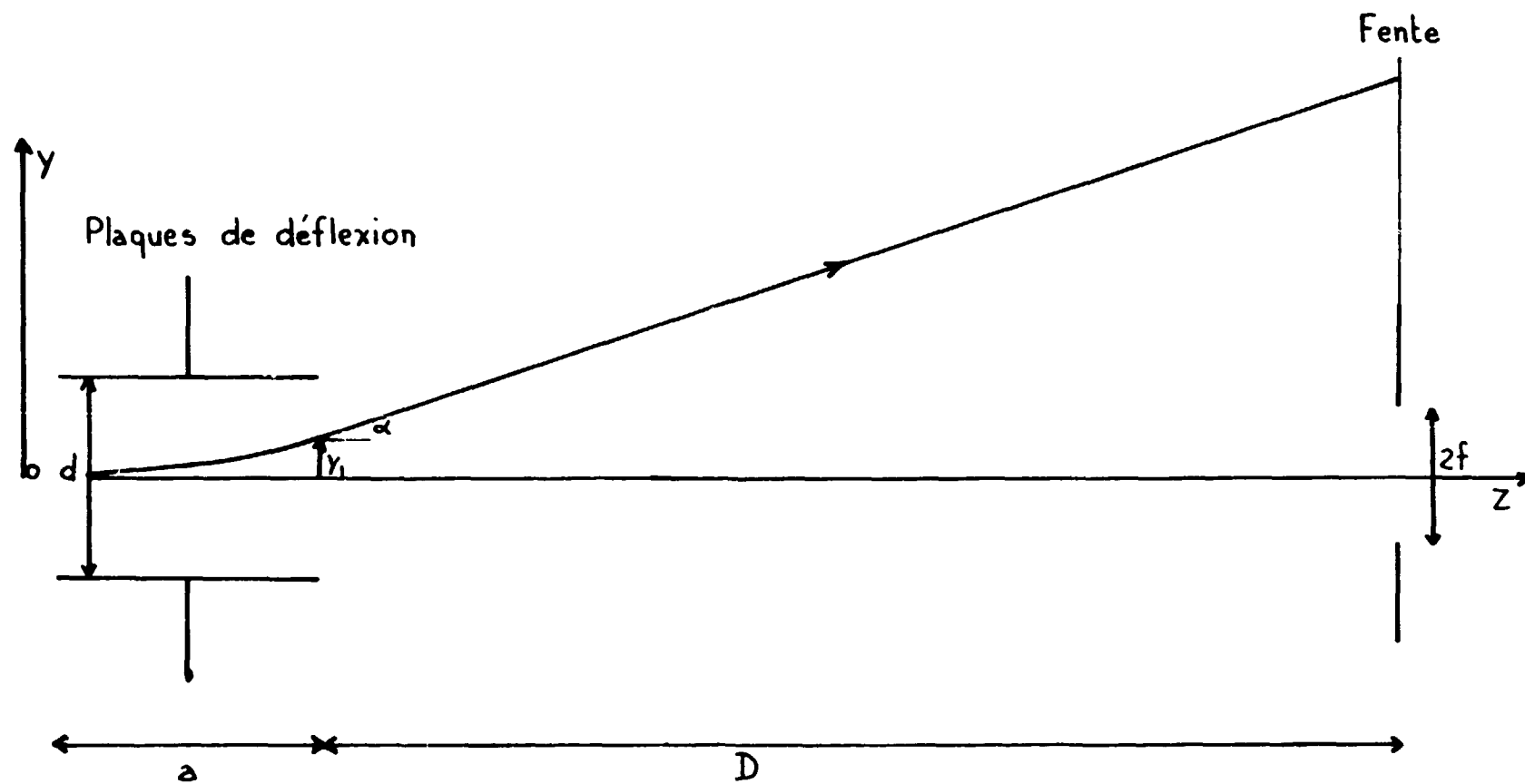


Figure 25 - Déflexion du faisceau.

A) Angle de déflexion des ions. Trajectoire d'un ion.

Le champ entre les plaques est :

$$E_y = \frac{V}{d} \sin \omega t$$

L'ion est soumis pendant son passage entre les plaques de déflexion à une force latérale :

$$F_y = Q E_y = m \frac{d^2 y}{dt^2}$$

Soit T_1 l'instant où la particule pénètre dans le système de pulsation et T_2 l'instant où elle en sort.

$$\left(\frac{dy}{dt}\right)_{z=a} - \left(\frac{dy}{dt}\right)_{z=0} = \frac{V}{d} \frac{Q}{m} \int_{T_1}^{T_2} \sin \omega t dt$$

A la sortie des plaques de déflexion la trajectoire a été déviée d'un angle α

$$\alpha = \frac{V}{dv_0} \frac{Q}{m} \int_{T_1}^{T_2} \sin \omega t dt$$

d'où

$$\alpha = \frac{2 Q V}{m d v_0} \frac{1}{\omega} \sin \omega \frac{T_2 - T_1}{2} \sin \omega \frac{T_2 + T_1}{2}$$

Soit τ le temps de transit des ions entre les plaques de déflexion :

$$\tau = \frac{a}{v_0} = T_2 - T_1$$

et soit $t_0 = \frac{T_1 + T_2}{2}$ l'instant de passage de l'ion au centre du système de déflexion, on obtient :

$$\alpha = \frac{Q V a}{m d v_0} \frac{\sin \omega \tau / 2}{\omega \tau / 2} \sin \omega t_0$$

D'autre part, un ion qui pénètre entre les plaques de déflexion parallèlement à celles-ci, et en leur milieu a pour ordonnée à la sortie de celles-ci :

$$t_1 = \frac{Q V}{m d} \int_{T_1}^{T_2} dt \int_{T_1}^{T_2} \sin \omega t' dt'$$

soit

$$y_1 = \frac{Q V a}{m d v_0} \left[\frac{1}{\omega} \cos \omega t_1 - \frac{\sin \omega \tau / 2}{\omega \tau / 2} \frac{1}{\omega} \cos \omega t_0 \right]$$

Posons

$$\beta = \frac{\sin \omega \tau / 2}{\omega \tau / 2}$$

En remarquant que $T_1 = T_0 - \frac{\tau}{2}$ on obtient :

$$y_1 = \frac{Q V a}{m d v_0 \omega} \left[\left(\cos \frac{\omega \tau}{2} - \beta \right) \cos \omega t_0 + \sin \frac{\omega \tau}{2} \sin \omega t_0 \right]$$

Un ion entrant au centre des plaques de déflexion parallèlement à l'axe a donc pour trajectoire à la sortie de celles-ci :

$$y = \frac{\beta Q V a}{m d v_0 \omega} (z - a) \sin \omega t_0 + \frac{Q V a}{m d v_0 \omega} \left[\left(\cos \frac{\omega \tau}{2} - \beta \right) \cos \omega t_0 + \sin \frac{\omega \tau}{2} \sin \omega t_0 \right]$$

Pour déterminer notre système de déflexion, nous supposons en première approximation que le temps de transit des ions est négligeable devant la période de la haute fréquence, l'expression précédente devient alors :

$$y = \frac{Q V a}{m d v_0} (z - a) \sin \omega t_0$$

et si on remarque que $V'Q = 1/2 m v_0^2$.

V' étant la tension d'accélération des ions, on obtient l'expression

$$y = \frac{V a}{2 V' d} (z - a) \sin \omega t_0$$

B) Durée de l'impulsion d'ions.

On considère que le faisceau d'ions est parallèle, cylindrique et de rayon r_f au niveau du diaphragme ; celui-ci est constitué par une fente de largeur $2f$.

Pour calculer la durée T de l'impulsion à la sortie de la fente, on peut remplacer le faisceau par une particule centrale assujettie à passer dans une fente de demi-largeur

$$f' = r_f + f$$

les temps t_1 et t_2 qui limitent le moment où le faisceau passe à travers la fente sont obtenus en écrivant que la trajectoire d'un ion, qui entre à l'instant t_1 ou t_2 dans le système de pulsation, a pour ordonnée au niveau de la fente.

$$f' = r_f + f \text{ ou } f' = -(r_f + f)$$

Si l'on suppose le temps de transit négligeable, la durée de l'impulsion d'ions est :

$$\Delta T = \frac{2}{\omega} \arcsin \frac{2 V' d f'}{V a D}$$

D étant la distance de la fente à l'extrémité des plaques de déflexion.

Ce résultat permettra de déterminer les caractéristiques géométriques du système de pulsation.

C) Rendement de la pulsation.

Si l'on dévie le faisceau d'ions en appliquant une tension continue sur les plaques de déflexion, le courant recueilli sur la cible varie en fonction de la tension suivant les courbes a, b ou c de la figure n° 26.

Ces courbes sont les mêmes que celles qui représentent le courant cible en fonction du temps lorsqu'une tension haute fréquence est appliquée sur les plaques de déflexion si :

$$\sin \omega t \simeq \omega t \text{ pour } t_1 < t < t_2$$

On définit le rendement η comme le courant moyen pendant la durée de l'impulsion d'ions par rapport au courant extrait de la source, d'après la figure n° 26 on déduit $\eta = \frac{f}{f + r_f}$. La courbe donnant le rendement est représentée sur la figure n° 27.

III. 3. GEOMETRIE DE LA PULSATION.

Pour être certain qu'aucun ion parasite ne passe à travers la fente, lorsque le faisceau est intercepté, nous avons placé un diaphragme entre le système optique et les plaques de déflexion. Celui-ci est formé par un tube conique de longueur 5 cm de diamètre 12 mm du côté de l'optique et 11 mm du côté de la déflexion. Il est dimensionné de façon à ne pas diaphragmer les ions focalisés correctement par l'optique, il est monté solidairement avec la dernière électrode (figure n° 18).

Largeur de la fente.

Au cours de l'étude sur le système optique, nous avons vu que le diamètre du faisceau au niveau de la fente était de 8 mm. Le diaphragme utilisé aura une largeur de 14 mm de façon que le rendement de la pulsation soit de :

$$\eta = 65 \% \quad (\text{figure n° 27})$$

Position et dimension des plaques de déflexion.

La durée des impulsions d'ions obtenus est donnée par l'expression :

$$\Delta T = \frac{2}{\omega} \arcsin 2 \frac{V' d}{V a D}$$

dans le montage réalisé, les dimensions sont les suivantes :

$$a = 4,5 \text{ cm}$$

$$D = 20 \text{ cm}$$

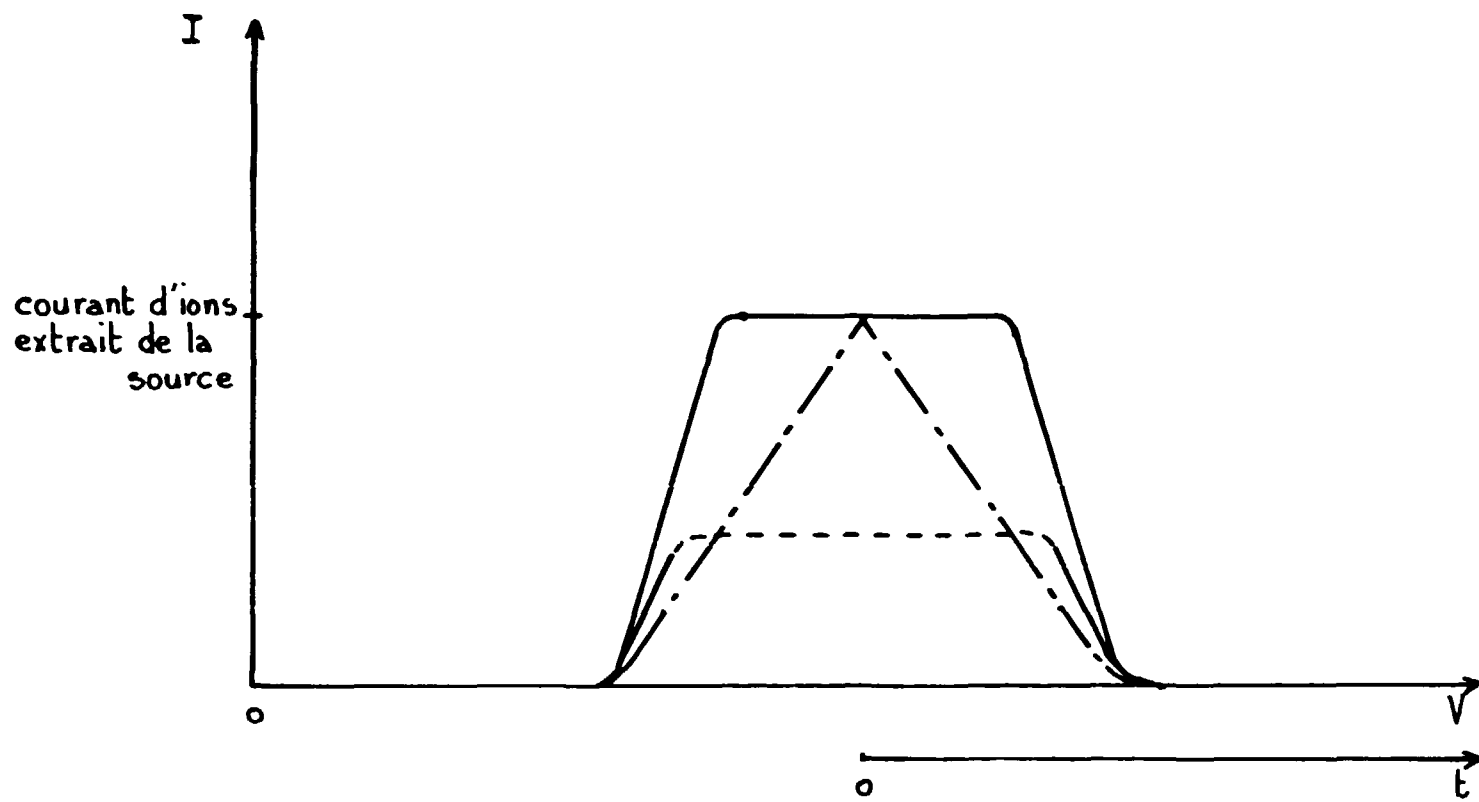
$$d = 13 \text{ mm}$$

Lorsque ΔT est faible par rapport à la période haute fréquence, pour une tension d'accélération des ions $V' = 20 \text{ kV}$, l'expression précédente devient :

$$\Delta T \simeq \frac{7 \cdot 10^{-8}}{V_{\text{eff kilovolts}}} \text{ s} \quad (\text{figure n° 28})$$

V_{eff} étant la tension haute fréquence appliquée aux plaques de déflexion.

Pour obtenir des paquets d'ions d'une durée de 20 ns, il faut donc une tension haute fréquence de $V = 3.000 V_{\text{eff}}$.



Pour les 3 courbes $f' = r + f$ est identique

— $f > r$

--- $f < r$

-.- $f = r$

Figure 26 - Forme des impulsions d'ions.

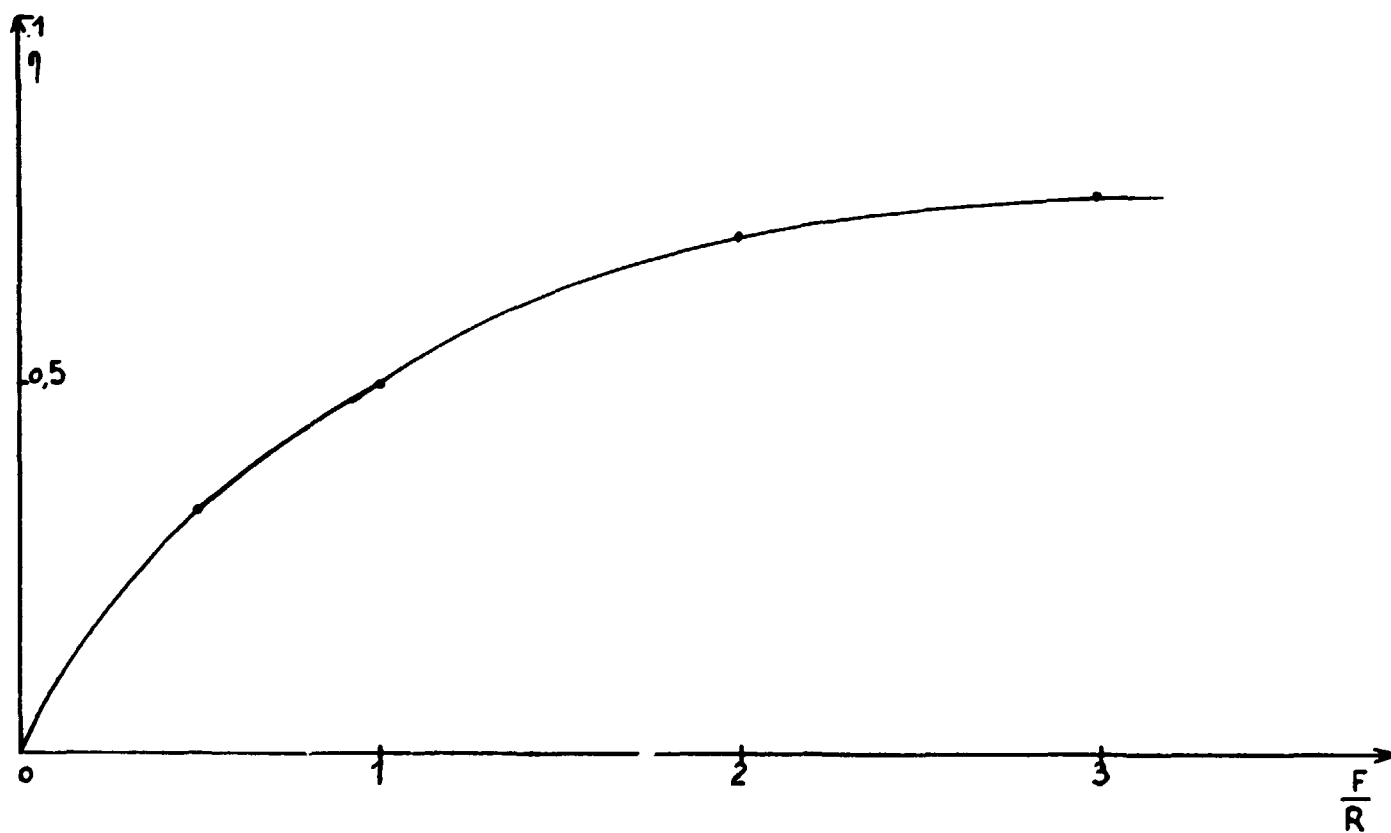


Figure 27 - Rendement de la pulsation en fonction de la largeur du diaphragme.

Influence du temps de transit.

Dans la détermination de la durée de l'impulsion, le temps de transit des ions entre les plaques de déflection a été négligé.

La vitesse des protons accélérés sous 20 kV est de $2 \cdot 10^8$ m/s, ceux-ci traversent donc les plaques de déflection en un temps :

$$\tau = \frac{1}{20 \times 2 \cdot 10^8} = \frac{1}{4 \cdot 10^7} \text{ s}$$

Nous utilisons un émetteur de $2 \cdot 10^6$ Hz

$$\text{d'où } \beta = \frac{\frac{\sin \frac{\omega \tau}{2}}{2}}{\frac{\omega \tau}{2}} = \frac{156}{157}$$

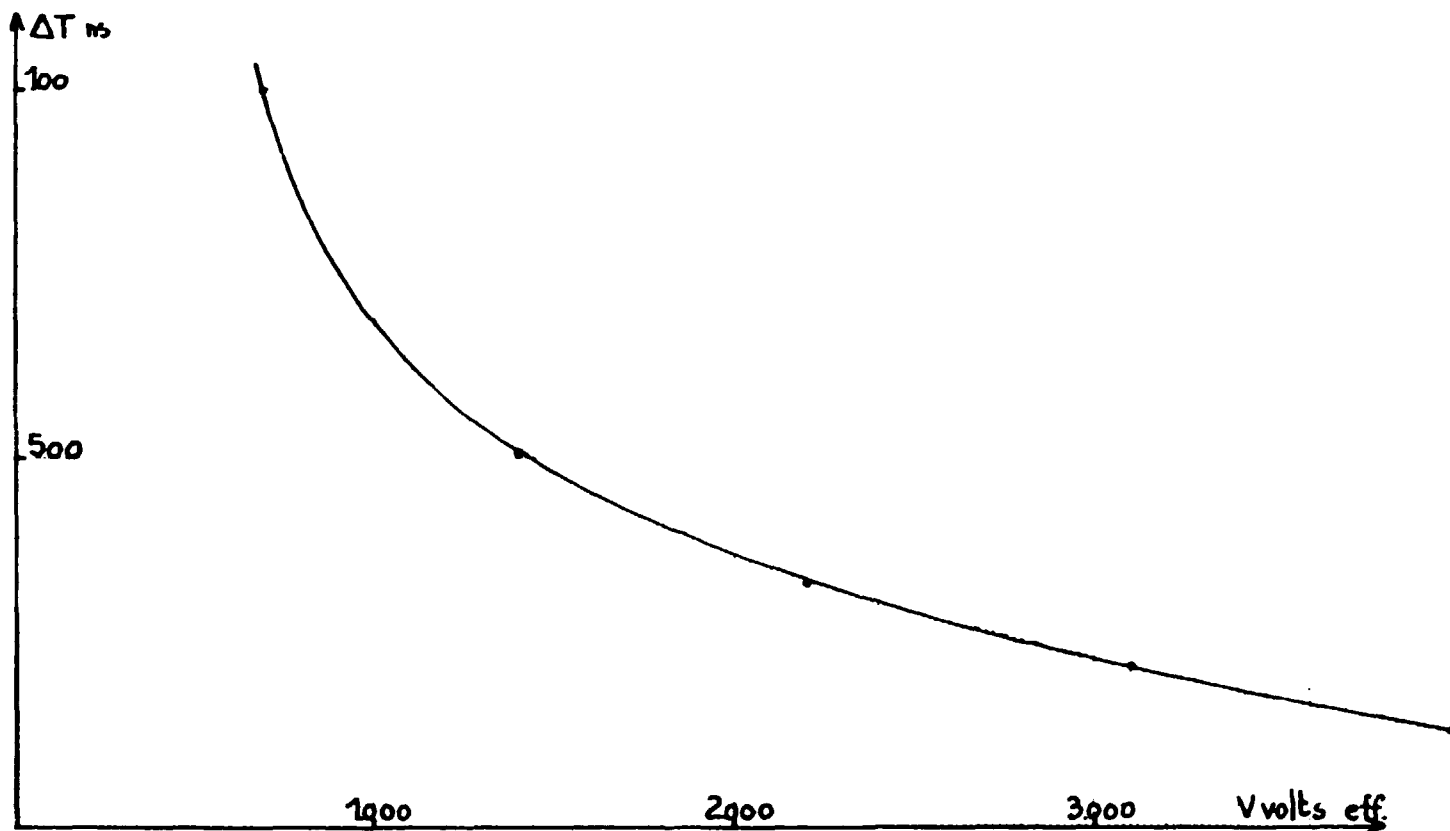


Figure 28 - Durée de l'impulsion en fonction de la tension HF appliquée sur les électrodes de pulsation.

Les corrections à apporter au calcul précédent, pour tenir compte du temps de transit sont donc inférieures à 1 %.

On peut de même négliger le déplacement latéral du faisceau. En effet, si on considère un ion entrant au centre des plaques de déflection, et qui est dévié de façon à atteindre le bord de la fente, son déplacement latéral est :

$$y_1 = \frac{Q V a}{m d v_0 \omega} \left[\left(\cos \frac{\omega \tau}{2} - \beta \right) \cos \omega t \frac{\omega \tau}{2} \sin \omega t \right]$$

d'où $y_1 = 1 \text{ mm}$.

III. 4. ETUDE EXPERIMENTALE DE LA PULSATION.

Le montage des plaques de déflexion a été exécuté dans un tube d'araldite identique à ceux utilisés pour le système de focalisation.

Etude statique

Une tension continue est appliquée entre les plaques de déflexion et on mesure le courant d'ions traversant le diaphragme en fonction de celle-ci.

La figure n° 29 montre la courbe expérimentale, nous y avons également tracé la courbe que l'on a utilisée pour calculer le rendement théorique. Nous voyons que la tension à appliquer pour supprimer le courant cible est identique à celui calculé, et que le rendement est légèrement inférieur.

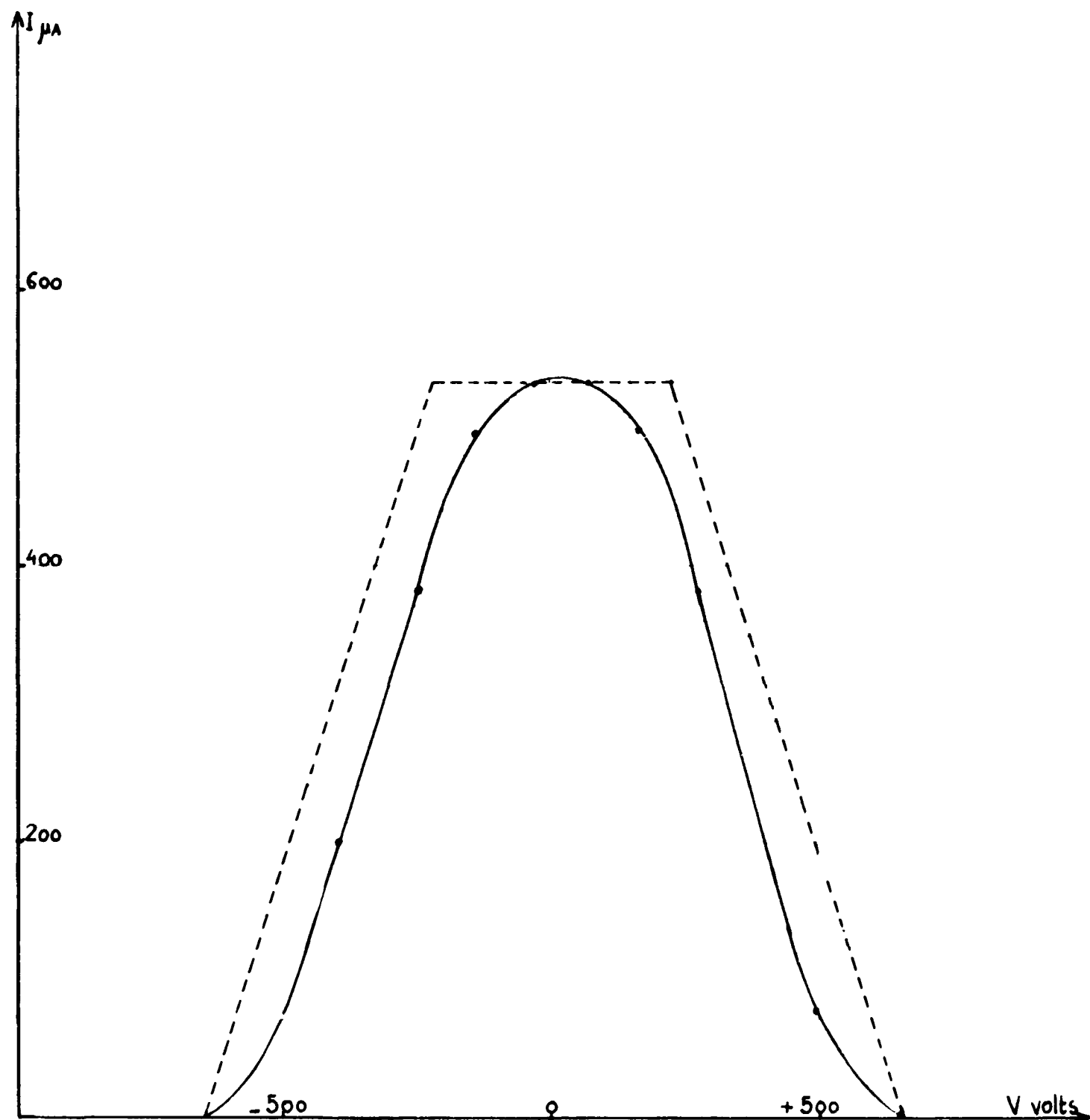


Figure 29 - Courant reçu sur la cible en fonction de la tension continue appliquée sur les plaques de réflexion.

Etude dynamique.

Les plaques de déflexion sont reliées au générateur haute fréquence, et on examine le courant recueilli sur la cible à l'aide d'un oscilloscope. Cette méthode est imprécise (temps de montée de l'oscilloscope : 15 ns), nous voyons que les paquets d'ions ont une durée inférieure à 40 ns, et cette étude sera précisée par des mesures nucléaires.

Courant reçu sur la cible.

Le courant moyen reçu sur la cible lorsque la source d'ions est pulsée par un oscillateur à 2 MC est de 30 μ A. pour un courant continu extrait de la source de 400 μ A.

Nous avons placé après la source d'ions pulsée un dispositif accélérateur de 150 kV. Nous avons obtenu une focalisation du faisceau en une tache de 3 mm de diamètre, et un courant extrait en continu supérieur à 700 μ A.

III. 5. ELECTRONIQUE ASSOCIEE A LA PULSATION.

Nous avons construit le générateur qui fournit la puissance haute fréquence aux plaques de déflexion, ainsi que le dispositif de couplage.

Le générateur est conditionné par la puissance qu'il doit délivrer : celle-ci comprend la puissance absorbée par la déflexion du faisceau et celle dissipée sous forme d'effet JOULE par le circuit oscillant de couplage.

Pour connaître la puissance maximum qu'absorbe le faisceau d'ions, on suppose qu'il est suffisamment dévié pour parvenir sur les plaques de déflexion.

La puissance consommée est alors :

$$P = \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi/\omega} I \frac{V_{\text{crête}}}{2} \cos \omega t \, dt$$

pour un courant ionique de $I = 1$ mA

et une tension $V_{\text{crête}}$ entre plaques $V = 5.000$ Volts

La puissance consommée par le faisceau est $P = 3$ watts

La puissance dissipée dans le circuit de couplage est beaucoup plus importante.

Le générateur attaque un circuit oscillant aux bornes duquel sont branchées les plaques de déflexion. Soit Q le coefficient de surtension du circuit oscillant, nous avons :

$$P = \frac{V C^2 \omega}{Q}$$

ω : pulsation haute fréquence.

C : capacité du circuit oscillant.

La capacité C comprend :

- celle formée par les plaques de déflexion,
- la capacité parasite de la bobine,
- et le condensateur d'accord.

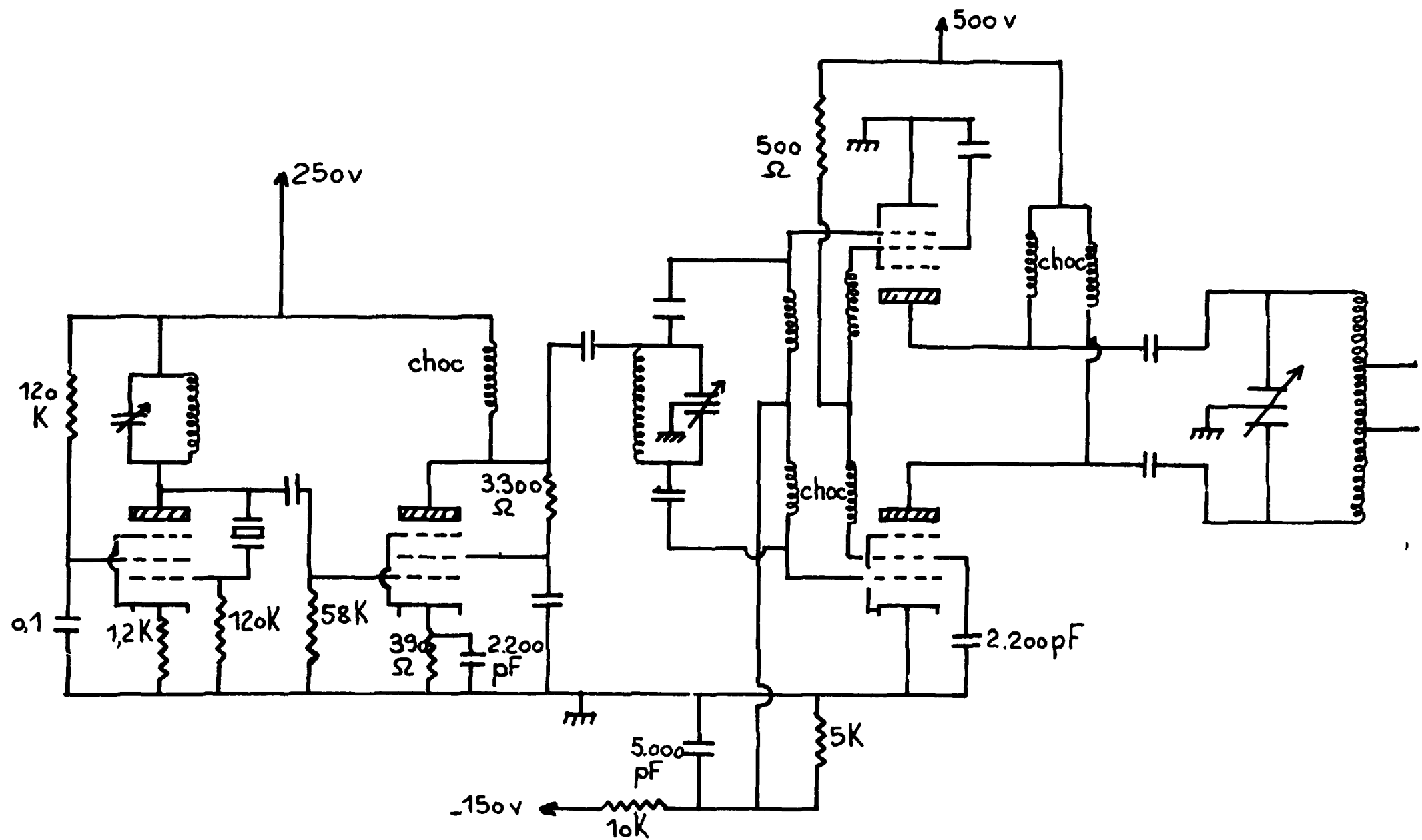
Il est donc difficile d'obtenir une valeur de $C < 50$ pF, et comme dans notre montage $Q \approx 100$, pour que la tension $V = 3.500 V_{\text{eff}}$ il faut fournir au circuit oscillant une puissance $P = 70$ watts.

Nous avons adopté pour le générateur haute fréquence une puissance maximum de 100 w.

Description du générateur.

Il se compose d'un oscillateur piloté par quartz, délivrant une tension HF de 2 MC, qui attaque un amplificateur de puissance constitué par deux tubes EL 34 montés en symétrique (figure n° 30).

L'appareil fournit une puissance de sortie de 100 w pour une tension continue d'alimentation plaque de 400 V ; le rendement de l'émetteur est alors de 65 %.



EF80
Oscillateur à quartz

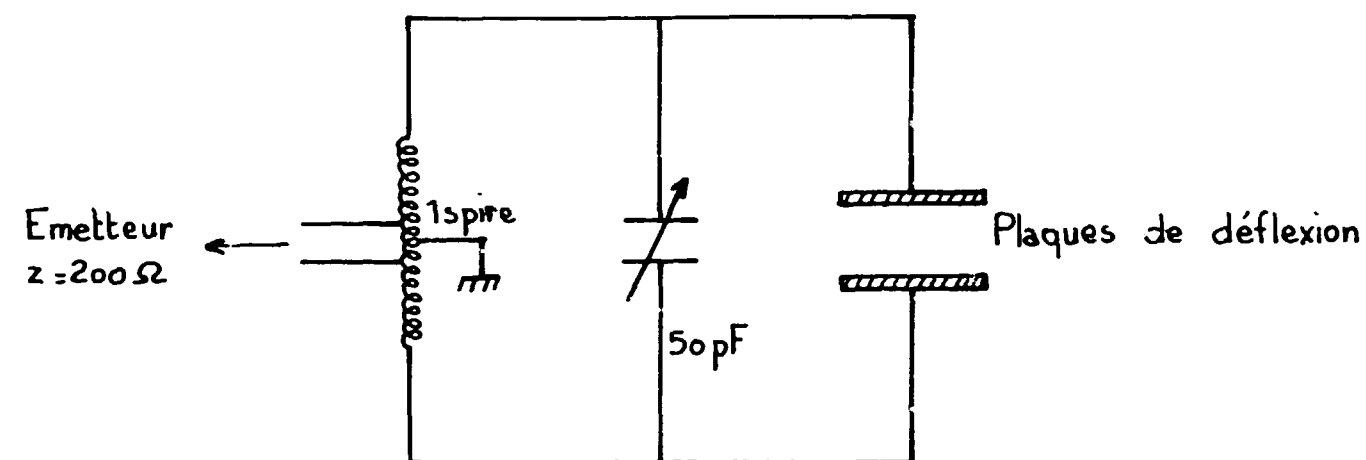
EL84
Déphaseur

2xEL34
Amplificateur symétrique

Figure 30 - Générateur Haute Fréquence.

La variation de la tension plaque permet de régler la puissance de sortie, et donc d'obtenir la tension haute fréquence que l'on désire aux bornes, des plaques de déflexion.

L'impédance de sortie de l'émetteur est de 200Ω ; un circuit accordé permet de le coupler avec les plaques de déflexion (figure n° 31). La position des contacts sur l'inductance de ce circuit oscillant a été déterminée avec un pont d'impédance afin que l'émetteur soit correctement chargé.



Capacité tenant une tension $V_{eff} = 5000 V_{eff}$

Inductance 60 spires sur un mandrin de diamètre ϕ : 1 cm
longueur $L = 30 \text{ cm}$

Diamètre du fil $\phi = 1,5 \text{ mm}$

Figure 31 - Circuit oscillant de couplage des plaques de déflexion.

Nous avons ainsi réalisé un ensemble émetteur-circuit de couplage suffisamment petit pour être placé sans difficulté dans la cloche d'un accélérateur.

III. 6. MESURE DE LA DUREE DE L'IMPULSION D'IONS PAR UNE METHODE NUCLEAIRE.

La source d'ions a été placée dans la cloche d'un accélérateur SAMES de 600 kV et nous mesuré la durée des paquets d'ions qu'elle fournissait.

Principe de la mesure.

La cible de l'accélérateur est chargée en tritium, et est bombardée par des deutons accélérés d'une énergie de 150 keV. Il se produit la réaction nucléaire $D(T, n)$, et si le courant de deutons est de la forme :

$$I_{\text{deutons}} = f(t)$$

l'intensité de la source de neutrons émis lui est proportionnelle, soit :

$$I_{\text{neutrons}} = k f(t)$$

Les neutrons émis dans une direction sont mono-énergétiques (15 MeV à 0°), et donc le flux reçu par un détecteur placé à un mètre de la cible suit la même loi.

Pour connaître la forme de la fonction $f(t)$, il suffit de compter dans chaque intervalle de temps dt , le nombre de neutrons détectés au temps t du cycle de pulsation, car

$$N(t) = k' f(t)$$

La détection des neutrons s'effectue à l'aide d'un scintillateur organique (stilbène) associé à un photomultiplicateur 56 AVP.

L'intervalle de temps qui sépare l'instant de détection des neutrons d'un signal synchrone avec le hachage est transformé en une impulsion dont l'amplitude est proportionnelle à celui-ci. Le spectre est analysé au moyen d'un sélecteur d'amplitude à 400 canaux.

L'impulsion de référence du convertisseur temps-amplitude est obtenue par le signal de hachage détecté à la basse tension et doublé (figure n° 32).

Mesure de la durée de l'impulsion de deutons.

Le convertisseur temps-amplitude** et le sélecteur à 400 canaux sont réglés et étalonnés au moyen d'une ligne à retard connue. Un canal du sélecteur correspond à un temps de 1,4 ns.

Un dispositif d'analyse de la forme des impulsions* délivrées par le photomultiplicateur est utilisé pour éliminer les impulsions dues aux γ .

Nous avons relevé dans ces conditions le spectre de temps de vol de la bouffée de neutrons et donc la forme du courant d'ions. Les réglages étaient les suivants :

$$I_{\text{cible}} = 7 \mu\text{A} \quad V_{\text{haute tension}} = 150.000 \text{ volts}$$

Ce courant cible correspond à celui que l'on utilise dans les manipulations où l'on effectue des expériences de spectrométrie par temps de vol en utilisant un dispositif de regroupement des ions par modulation de leur vitesse à la basse tension.

La courbe obtenue (figure n° 33) montre que la durée des paquets de deutons est de 18 nanosecondes. Dans cette expérience, la haute tension appliquée sur les plaques de déflexion était de $V = 4.000$ volts efficaces (valeur supérieure à celle prévue, qui était $V = 3.500 V_{eff}$).

* Montage étudié par M. GUERIN au Service d'Etudes de Protections de Piles, Centre d'Etudes Nucléaire de Fontenay-aux-Roses.

** A. BASIRE - B. de COSNAC - J. LABBE Ensemble de mesure de temps et d'amplitude Colloque d'electronique Nucléaire - Paris 1963.

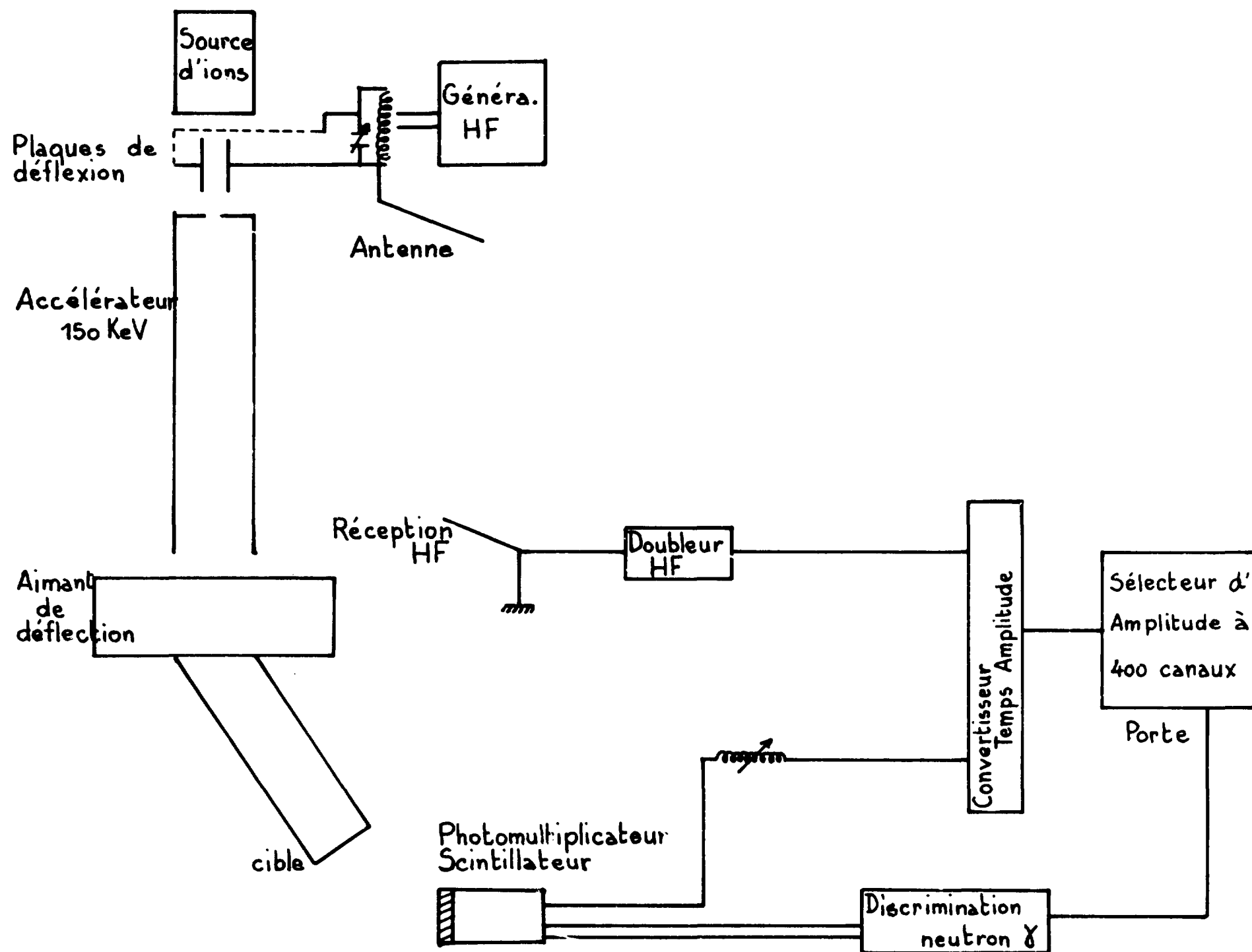


Figure 32 - Montage expérimental.

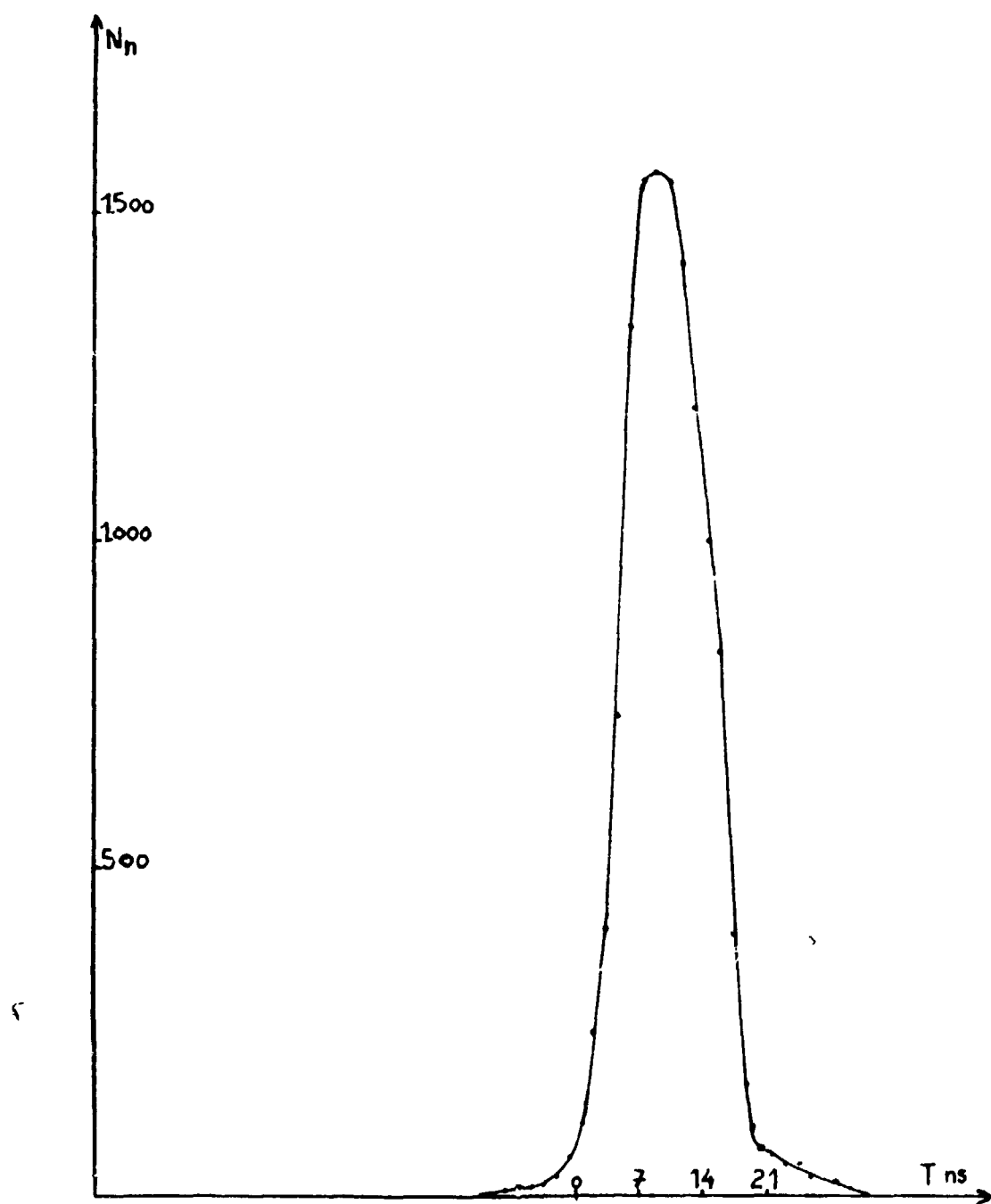


Figure 33 - Nombre de neutrons détectés en fonction du temps qui les sépare du début de la bouffée. Courbe identique à celle du courant d'ions.

CONCLUSION

FONCTIONNEMENT DE L'ACCÉLÉRATEUR

Cette source d'ions pulsée a été placée dans la cloche haute tension d'un accélérateur SAMES horizontal de 600 kV.

Cette nouvelle source a nécessité l'installation d'une seconde cloche, portée également à la haute tension et contenant un alternateur de 2 kW (remplaçant l'alternateur de 800 W originel qui a dû être supprimé pour permettre l'installation de la source), ainsi que différentes alimentations supplémentaires et leur dispositif de télécommande ; le tube de l'accélérateur lui-même n'a pas été modifié.

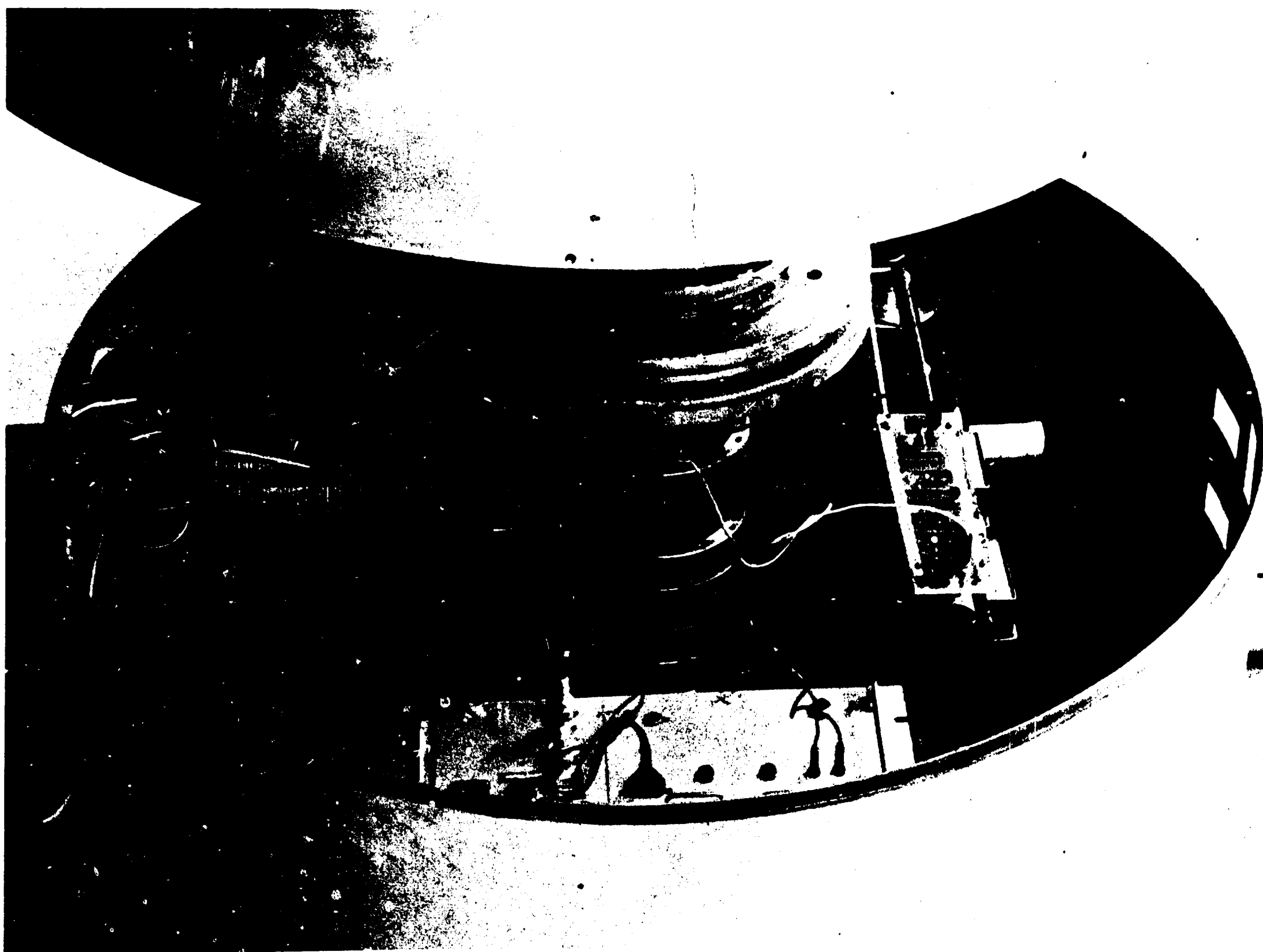
Toutes les opérations de mise en œuvre de la source sont faites du tableau de commande de l'accélérateur et ne présentent pas de difficultés particulières.

La source étant ionisée, on règle les potentiels continus des électrodes de focalisation de la source étudiée et de l'accélérateur de façon à obtenir un maximum de courant.

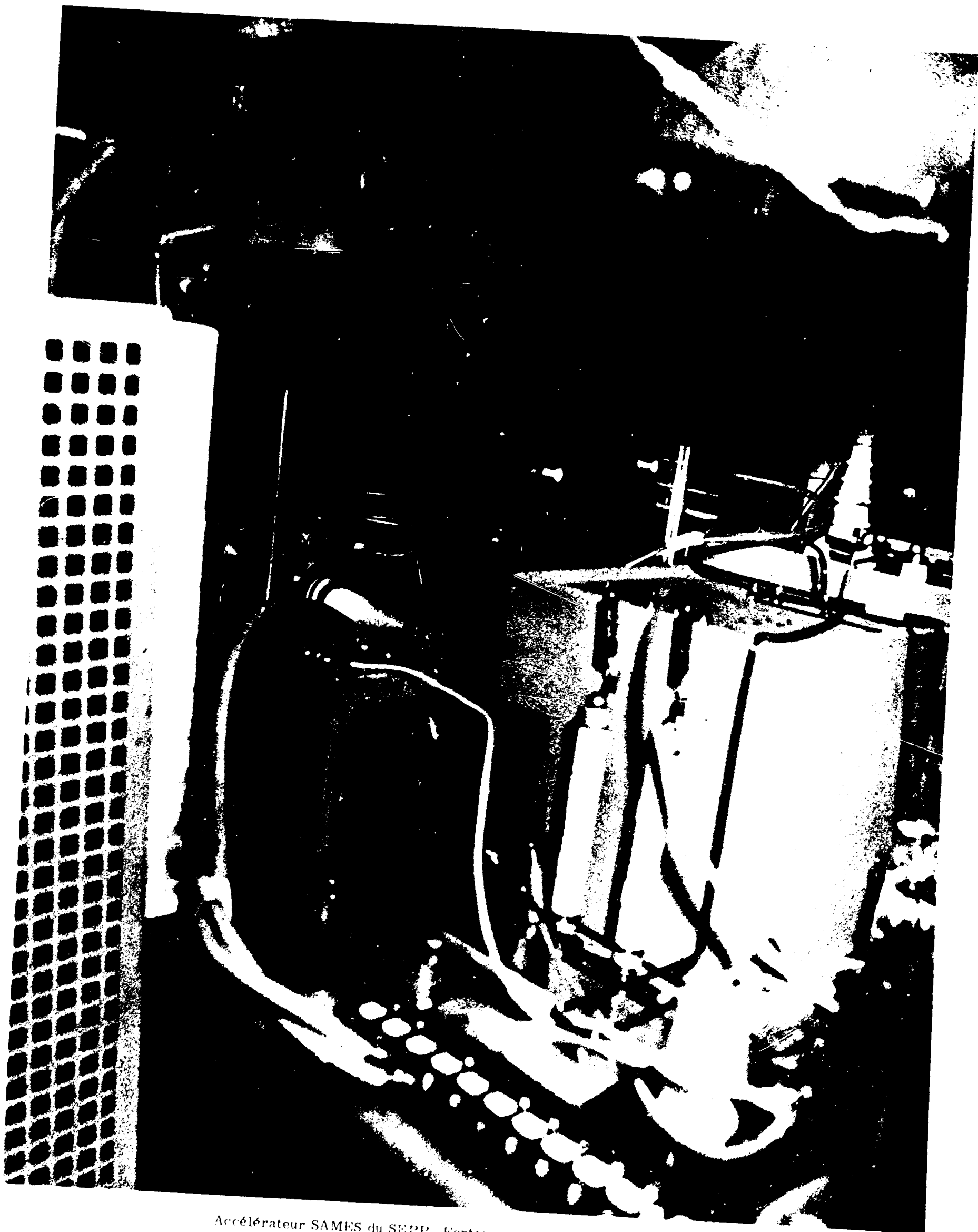
Ce courant peut être de l'ordre de 800 μ A de deutons à la sortie de l'accélérateur. Pour pulser le faisceau, on alimente progressivement l'étage de sortie de l'émetteur des plaques de déflexion jusqu'à obtenir des impulsions dont la durée est comprise entre 15 et 40 nanosecondes.

Cette source, installée depuis deux ans, a notablement accru les possibilités expérimentales de l'accélérateur.

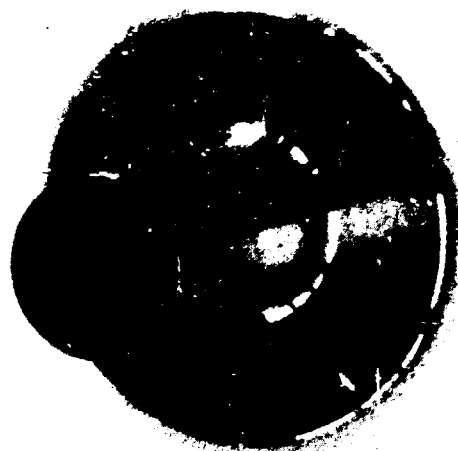
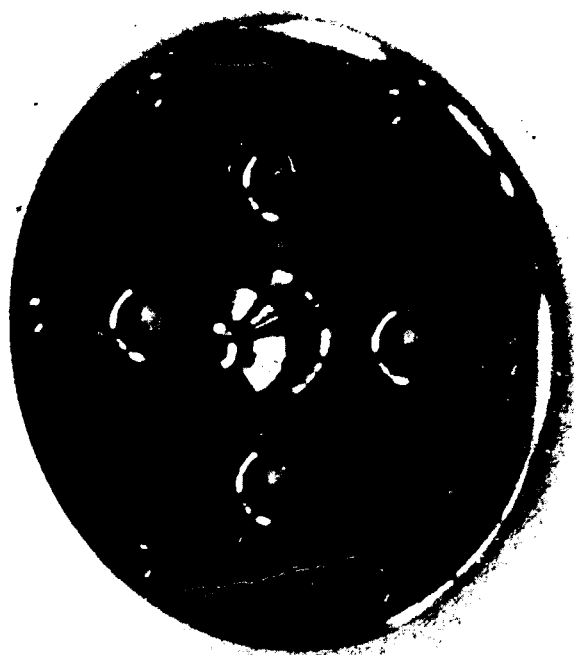
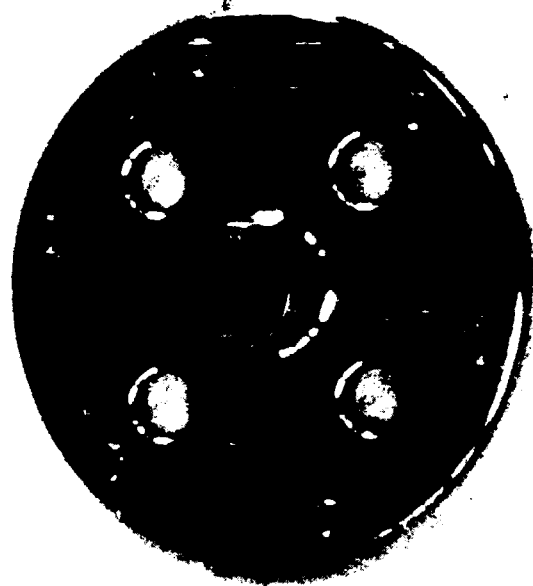
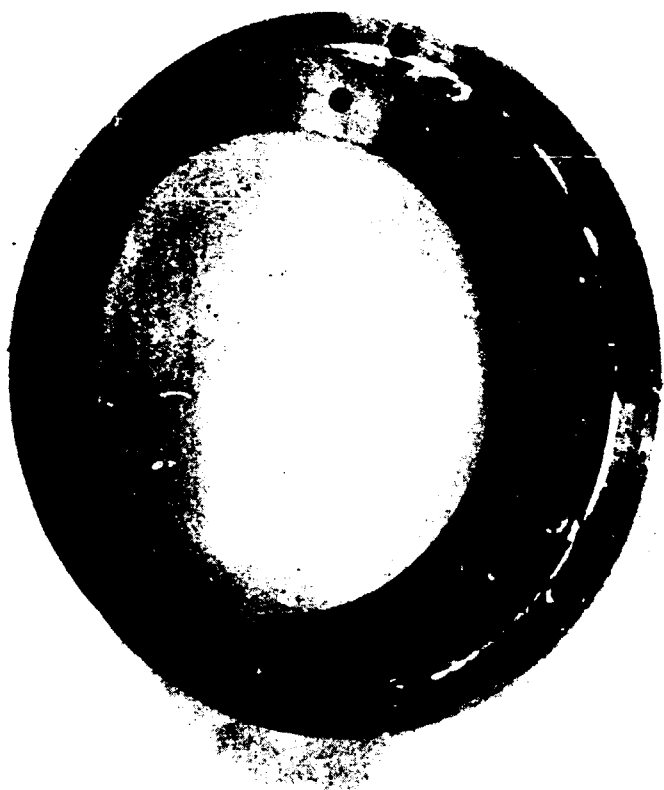
- Son fonctionnement en continu n'a pas perturbé.
- En alimentant les plaques de déflexion par un générateur de tension en créneaux, on peut moduler le faisceau en impulsions rectangulaires, de durée et de fréquence de répétition variables et à bord très net, (temps de montée et de descente du générateur) ce qui n'est pas possible en agissant directement sur la source.
- Un dispositif de regroupement des ions par modulation de vitesse [10] a été placé à la basse tension ; il transforme les bouffées de deutons de 30 nanosecondes de durée en bouffées de 1,5 nanoseconde de largeur à mi-hauteur, et l'ensemble permet de faire l'analyse de neutrons rapides par temps de vol.



Accélérateur SAMES de FAR. Vue intérieure de la cloche. Dispositif de déflexion latérale et de focalisation.



Accélérateur SAMES du SEPP, Fontenay aux Roses. Source d'ions.



Accélérateur SAMES du SEPP FAR. Electrodes du dispositif de focalisation.



Accélérateur SAMES de FAR. Vue générale.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] THONEMAN P.C., HARRISON E.R. A high current proton source AERE GP/R 1190 1955.
- [2] DE LACOSTE, SALMON Etude d'une source d'ions du type haute fréquence Annales de Physique Fr., 1958, 3, Juin
- [3] GRIVET P. Optique électronique. Tome 2 page 22 Editions Bordas, Paris - 1958.
- [4] GUENARD Etude physique des tubes électroniques Cours E.S.E. - 1957.
- [5] LANGMUIR Proc. Institute of Radio Engineers, 1935, 25, 977.
- [6] COUTANT J., PREVOST F., VIENET R. Etude et réalisation d'un canon d'ions du type haute fréquence, à débit élevé. Rapport C.E.A. n° 913.
- [7] DURAND Electrostatique et magnétostatique, page 411 Ed. Masson Paris - 1953.
- [8] GRIVET, BERNARD, SEPTIER Optique électronique Tome 1, p. 122 Editions Bordas, Paris - 1955.
- [9] PRELEC K. Sur quelques problèmes concernant la pulsation rapide du faisceau d'un générateur de neutrons. Rapport C.E.A. n° 1679.
- [10] BETHERY J. Pulsation rapide par modulation de vitesse d'un faisceau de 150 keV. Thèse 3ème cycle - ORSAY - 1963.

Manuscrit reçu le 7 décembre 1965.

FIN