**Source d'ions à ionisation par bombardement
électronique ne comportant pas de champ magnétique
auxiliaire de source. Etude des caractéristiques du
faisceau électronique lorsque les conditions optimales de
focalisation sont réalisées**

Jean Chantreau

► **To cite this version:**

Jean Chantreau. Source d'ions à ionisation par bombardement électronique ne comportant pas de champ magnétique auxiliaire de source. Etude des caractéristiques du faisceau électronique lorsque les conditions optimales de focalisation sont réalisées. *Revue de Physique Appliquée*, 1969, 4 (1), pp.13-20. 10.1051/rphysap:019690040101300 . jpa-00242881

HAL Id: jpa-00242881

<https://hal.science/jpa-00242881>

Submitted on 1 Jan 1969

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

SOURCE D'IONS A IONISATION PAR BOMBARDEMENT ÉLECTRONIQUE NE COMPORTANT PAS DE CHAMP MAGNÉTIQUE AUXILIAIRE DE SOURCE ÉTUDE DES CARACTÉRISTIQUES DU FAISCEAU ÉLECTRONIQUE LORSQUE LES CONDITIONS OPTIMALES DE FOCALISATION SONT RÉALISÉES

Par JEAN CHANTREAU,

Faculté des Sciences de Poitiers, Laboratoire de Spectrométrie de Masse, avenue du Recteur-Pineau, 86-Poitiers.

(Reçu le 16 mai 1968, révisé le 30 septembre 1968.)

Résumé. — Un article antérieur [1] traitait de la possibilité d'obtenir un faisceau d'électrons sensiblement afocal et d'épaisseur minimale, par l'adjonction au système accélérateur d'électrons d'un wehnelt, convenablement polarisé. L'étude expérimentale confirmait l'étude théorique pour des tensions accélératrices des électrons comprises entre 100 et 1 000 V et des courants électroniques allant jusqu'à 50 μ A.

Le présent article traite plus particulièrement des caractéristiques du faisceau électronique à la focalisation optimale compte tenu des vitesses initiales des électrons. L'étude théorique a été menée dans l'hypothèse où l'on néglige les phénomènes de charge d'espace. Elle précise les rôles respectifs du wehnelt et des autres électrodes dans la réduction de l'épaisseur du faisceau d'électrons, ainsi que les contributions des diverses régions de la cathode à la formation du faisceau.

Abstract. — A mass spectrometer ion source of the Nier type without auxiliary magnetic field has been constructed. In a previous paper [1] we reported experimental and theoretical studies of focalizing conditions for the ionizing electron beam.

The present paper deals with the calculation of the thickness of the electron sheet all along the electron accelerating system for voltages ranging from 100 V to 1 000 V taking into account the initial velocity of electrons, space-charge being neglected.

1. Introduction. — Dans une source d'ions à bombardement électronique de conception classique, on utilise une induction magnétique **B** parallèle au faisceau d'électrons pour réaliser dans la chambre d'ionisation un faisceau sensiblement parallèle d'épaisseur aussi faible que possible. La présence de **B** perturbe cependant assez profondément les conditions de fonctionnement de la source [2], [3], [4]. Si on s'intéresse en particulier aux diverses causes de discrimination des ions qui ont leur origine au niveau de la source, la présence de **B** risque de masquer la contribution qu'apportent à cette discrimination les conditions électriques régnant dans la chambre d'ionisation (charge d'espace, vitesses initiales des ions, pénétration des divers champs accélérateurs dans la chambre, etc.). Il est donc intéressant de réaliser une source d'ions sans induction magnétique auxiliaire, mais pour laquelle il est alors nécessaire d'étudier les conditions optimales à réaliser pour obtenir un faisceau mince d'électrons.

Le canon à électrons d'une source d'ions à bombardement électronique est généralement constitué d'une cathode K, d'une anode A et parfois d'un wehnelt W.

La forme de ces trois électrodes, les distances les séparant et les potentiels qui leur sont appliqués sont très variables d'une réalisation à l'autre.

Lorsqu'il existe, le wehnelt joue le rôle d'une lentille plus ou moins convergente suivant le potentiel auquel il est porté par rapport à la cathode; au contraire, l'anode a une action divergente sur le faisceau. Avec les configurations habituelles, l'action convergente de W est généralement prépondérante et il en résulte à sa sortie un faisceau convergent dont le cross-over est souvent en deçà de l'anode; le faisceau diverge alors fortement dans la chambre d'ionisation.

Par un réglage correct de la distance K-W et de la tension positive intermédiaire appliquée à W, on peut espérer réduire l'action convergente de ce dernier et réaliser un système afocal, pour lequel le faisceau d'électrons sortant de la fente d'anode A ait un angle de divergence nul, toutes choses égales par ailleurs. L'étude expérimentale d'un tel système avait déjà été menée par Vauthier [5] qui constata l'existence d'un minimum d'épaisseur du faisceau électronique, pour une certaine polarisation de W positive par rapport à K.

2. **La source d'ions.** — La source d'ions dont une représentation schématique est donnée figure 1 est de type classique dans sa conception générale. Le

FIG. 1. — Schéma de principe de la source d'ions.

système accélérateur d'électrons est constitué d'une cathode K (ruban de tungstène), d'un wehnelt W, d'une anode A_1 . La chambre d'ionisation est délimitée par l'électrode A_2 , le repoussoir R, l'électrode A_3 et l'électrode supportant la fente d'extraction des ions. Les électrodes W, A_1 , A_2 ayant des épaisseurs de 0,25 mm sensiblement égales à la demi-largeur des fentes, on ne peut pas les assimiler à des électrodes minces. Les caractéristiques de construction de la source sont consignées dans le tableau I.

La tension accélératrice V_0 est appliquée entre K et A_1 . Les électrodes A_2 , A_3 et R et les parois de la chambre, bien qu'isolées électriquement de A_1 , sont également portées au potentiel V_0 . Le wehnelt est porté à une tension intermédiaire réglable :

$$V_w = \sigma \cdot V_0 \quad (0 < \sigma < 1).$$

Au-delà de A_1 et jusqu'en A_3 , les électrons ne sont plus soumis à aucun champ accélérateur. Les dimensions de la fente pratiquée dans A_3 sont suffisantes pour que le faisceau d'électrons soit recueilli par la trappe Tr sans rencontrer les bords de cette fente. Au niveau

de A_3 , les électrons sont soumis au champ faiblement accélérateur appliqué entre A_3 et Tr destiné à supprimer les électrons secondaires créés sur Tr. Pour réduire au maximum les perturbations dans la chambre, dues à cette différence de potentiel, on a particulièrement étudié la géométrie de ces électrodes de façon à rendre très faible la pénétration du champ dans la chambre tout en maintenant entre elles une différence de potentiel de 30 V suffisante pour neutraliser l'émission secondaire sur Tr.

Le filament est chauffé par une tension alternative de fréquence 1 000 Hz. La stabilisation du courant électronique est assurée par régulation du courant de trappe. Cette régulation est très efficace puisque, comme indiqué plus haut, la totalité du courant électronique pénétrant dans la chambre est directement collectée par la trappe.

3. **Conditions optimales de focalisation.** — L'étude expérimentale de Vauthier reprise dans un esprit différent et complétée par une étude théorique (dans l'hypothèse où l'on néglige la charge d'espace) a fait l'objet d'une publication antérieure [1], dont on rappelle brièvement les points essentiels déjà mentionnés et dont on précise certains points intéressants.

On constate expérimentalement, pour la configuration de source dont les caractéristiques sont définies dans le tableau I, l'existence d'une épaisseur minimale du faisceau correspondant à une valeur de $\sigma = V_w/V_0$ égale à 0,12 pour des tensions accélératrices comprises entre 300 V et 1 000 V (300 V correspondant sensiblement à la limite de sensibilité des substances fluorescentes utilisées pour visualiser le faisceau) et des courants électroniques allant jusqu'à 50 μ A.

La superposition d'une induction magnétique (une centaine de gauss) parallèle au faisceau d'électrons ne réduit pas notablement l'épaisseur de la trace sur l'écran pour les tensions accélératrices comprises entre les limites ci-dessus. On observe par contre une rotation (accompagnée d'une distorsion) de cette trace qui s'incline sur le plan des fentes.

Pour un courant trappe constant, les courants électroniques I_w , I_{A_1} , I_{A_2} passent par un minimum pour la tension wehnelt assurant la trace d'épaisseur minimale; des valeurs typiques des grandeurs électriques

TABLEAU I

GÉOMÉTRIE DU SYSTÈME ACCÉLÉRATEUR

$a = d_{K-W} = 2,2$ mm;	Fente W : $L = 3$ mm, $l = 0,5$ mm
$b = d_{W-A_1} = 4$ - ;	Fente A_1 : $L = 4$ - $l = 0,5$ -
$c = d_{A_1-A_2} = 4$ - ;	Fente A_2 : $L = 4$ - $l = 0,5$ -
Épaisseur : W, A_1 , $A_2 = 0,25$ mm;	Fente A_3 : $L = 7$ - $l = 1,5$ -
Cathode (ruban de tungstène) : $L = 8$ -	$l = 0,8$ -

TABLEAU II

COURANTS RECUEILLIS SUR LES DIVERSES ÉLECTRODES
A LA FOCALISATION OPTIMALE POUR DEUX VALEURS DE LA TENSION ACCÉLÉRATRICE V_0

$V_0 = 300 \text{ V}$	$\left\{ \begin{array}{l} V_K = 0 \text{ V} \\ V_W = 36 \text{ V} \\ V_{A_1} = V_{A_2} = V_{A_3} = V_R = 300 \text{ V} \\ V_{TR} = 330 \text{ V} \end{array} \right.$	$\sigma = 0,12$	*	$I_W = 120 \text{ } \mu\text{A}$
				$I_{A_1} = 4 \text{ } \mu\text{A}$
				$I_{A_2} = 1 \text{ } \mu\text{A}$
				$I_{TR} = 10 \text{ } \mu\text{A}$
$V_0 = 1\,000 \text{ V}$	$\left\{ \begin{array}{l} V_K = 0 \text{ V} \\ V_W = 120 \text{ V} \\ V_{A_1} = V_{A_2} = V_{A_3} = V_R = 1\,000 \text{ V} \\ V_{TR} = 1\,030 \text{ V} \end{array} \right.$	$\sigma = 0,12$		$I_W = 110 \text{ } \mu\text{A}$
				$I_{A_1} = 3,5 \text{ } \mu\text{A}$
				$I_{A_2} = 0,5 \text{ } \mu\text{A}$
				$I_{TR} = 10 \text{ } \mu\text{A}$

à la focalisation optimale sont consignées dans le tableau II.

L'expérience a montré qu'un défaut d'alignement du filament et des fentes W , A_1 et A_2 se traduisait par un décalage les uns par rapport aux autres des minimums de I_W , I_{A_1} , I_{A_2} lorsqu'on faisait varier V_W . Une construction mécanique soignée est essentielle.

La focalisation optimale est peu sensible à de légères modifications de la distance K-W, ce qui s'explique par la distance relativement grande séparant ces deux électrodes. La défocalisation due aux déformations inévitables du filament reste donc toujours faible.

4. Détermination à la cuve rhéographique de la répartition de potentiel sur l'axe. — Pour calculer les trajectoires électroniques paraxiales à travers le système d'électrodes, il suffit de connaître la répartition du potentiel $\Phi(z)$ sur l'axe de symétrie. Il n'a pas été possible de trouver une expression analytique simple de cette répartition, la géométrie de la source différant trop des modèles pour lesquels on sait la calculer.

Pour résoudre le problème tridimensionnel qui nous était posé, on a utilisé la méthode de la cuve rhéographique. On a été amené à réaliser un modèle en laiton à l'échelle 40/1, qui reproduit exactement les formes des électrodes, leurs épaisseurs, ainsi que les longueurs des fentes. Il existe par contre une différence entre la largeur des fentes W , A_1 et A_2 réalisée sur la source réelle ($l = 0,5 \text{ mm}$) et la largeur de fente du modèle rhéographique ($l = 0,4 \text{ mm}$).

Le modèle, de dimensions assez importantes, a été étudié en cuve profonde et les relevés de potentiel ont servi de base aux calculs. Les seules difficultés expérimentales de ces mesures ont été provoquées par la faible impédance électrique (quelques ohms) d'un modèle aussi grand (ce qui a nécessité des aménagements à l'installation d'alimentation 400 Hz de la cuve) et par la faible dimension de la cathode vis-à-vis des autres électrodes entraînant l'apparition d'impédances de contact importantes dont il a fallu tenir compte.

Un premier relevé expérimental dans tout le plan

principal a permis de vérifier la bonne symétrie des équipotentielles de part et d'autre du plan des fentes.

On a ensuite relevé les potentiels sur l'axe pour un certain nombre de valeurs de V_W de part et d'autre de $\sigma = 0,12$ correspondant à la focalisation optimale qui avait été obtenue expérimentalement.

La figure 2 représente les variations de $\Phi(z)$ et de sa dérivée $\Phi'(z)$ pour $V_0 = 1\,000 \text{ V}$ et $V_W = 160 \text{ V}$.

FIG. 2. — Variation de $\Phi(z)$ et de $\Phi'(z)$ à la focalisation optimale.

5. Étude des trajectoires à la focalisation optimale.

— L'étude théorique de la publication [1] avait confirmé l'existence d'une tension wehnelt pour laquelle la focalisation était optimale. La valeur de σ correspondante était voisine de 0,16. La différence entre cette valeur théorique de σ et la valeur expérimentale ($\sigma = 0,12$) tient à la différence mentionnée plus haut, existant entre la largeur de fente du modèle rhéographique et la largeur de fente de la source réelle. Des considérations de similitude appliquées à la courbe de la publication de Vauthier [5], donnant

la tension optimale de focalisation en fonction de la distance filament-wehnelt, rendent compte qualitativement et quantitativement du décalage entre les valeurs théorique et expérimentale de σ .

On a repris plus en détail l'étude théorique des caractéristiques du faisceau pour la valeur particulière de σ ($\sigma = 0,16$) qui assure la focalisation optimale théorique.

Des électrons issus de la cathode K, suivant une direction faisant l'angle θ_0 avec l'axe des z , animés d'une vitesse initiale v_0 possèdent une énergie cinétique qui, en termes de potentiel, a pour expression :

$$e \cdot \Phi_0 = \frac{1}{2} \cdot m \cdot v_0^2 \quad (1)$$

e , charge de l'électron, m sa masse.

La trajectoire paraxiale d'un électron pour un système à symétrie plane est alors régie par l'équation ci-dessous [6] :

$$2[\Phi(z) + \Phi_i] \cdot y'' + \Phi'(z) \cdot y' + \Phi''(z) \cdot y = 0 \quad (2)$$

où :

$$\Phi_i = \Phi_0 \cdot \cos^2 \theta_0 \quad (3)$$

$\Phi(z)$, $\Phi'(z)$, $\Phi''(z)$ représentent la répartition du potentiel sur l'axe et ses dérivées successives par rapport à z .

Les conditions initiales dépendent des valeurs que l'on fixe pour Φ_0 , Y_i , $Y'_i = \tan \theta_0$.

Les conditions aux limites sont implicitement contenues dans les valeurs de $\Phi(z)$ déduites du relevé expérimental à la cuve.

On a admis la validité de l'équation (2) bien que les fentes des électrodes soient de longueur finie (leur longueur est de l'ordre de dix fois leur largeur).

En dépit des angles θ_0 importants des trajectoires issues de K, l'approximation paraxiale est justifiée, car le champ régnant au niveau de K est élevé et les trajectoires (qui sont d'ailleurs paraboliques si l'on admet — ce qui est justifié — un champ uniforme au voisinage immédiat de K) sont très rapidement rabattues sur l'axe et les angles deviennent rapidement très faibles.

Par contre, le calcul des trajectoires extrêmes occultées par les bords de W utilisant l'équation paraxiale n'est qu'approché. Les trajectoires extrêmes réellement suivies par les électrons convergent plus rapidement que celles calculées dans l'approximation gaussienne. Le schéma paraxial a cependant été retenu parce qu'il permet, l'équation (2) étant linéaire, de composer simplement les trajectoires, à partir de la seule répartition axiale, donnant ainsi un ordre de grandeur de l'épaisseur du faisceau.

On néglige, enfin, comme indiqué plus haut, les phénomènes de charge d'espace.

L'équation (2) étant linéaire du second ordre, deux solutions particulières indépendantes y_1 et y_2 suffiront à définir la solution générale y_3 :

$$y_3 = \alpha \cdot y_1 + \beta \cdot y_2.$$

L'équation (2) régit la trajectoire d'un électron issu d'un point K_1 d'ordonnée Y_{K_1} sous l'angle θ_0 avec l'énergie initiale Φ_0 si l'on fixe les valeurs initiales suivantes :

$$Y_{i_3} = Y_{K_1}; \quad Y'_{i_3} = \tan \theta_0; \quad \Phi_{i_3} = \Phi_0 \cdot \cos^2 \theta_0.$$

Mais (2) est la combinaison linéaire de deux trajectoires que nous appellerons trajectoires élémentaires :

— Une trajectoire élémentaire dite de type I issue de $Y_K = 0$ sous l'angle θ_0 avec l'énergie initiale Φ_0 ($Y_{i_1} = 0$, $Y'_{i_1} = \tan \theta_0$, $\Phi_{i_1} = \Phi_0 \cdot \cos^2 \theta_0$).

— Une trajectoire élémentaire dite de type II issue du point K_1 suivant un angle nul, avec l'énergie initiale $\Phi_{i_2} = \Phi_{i_1}$ ($Y_{i_2} = Y_{K_1}$, $Y'_{i_2} = 0$, $\Phi_{i_2} = \Phi_{i_1}$).

Avec ces conditions initiales, il vient : $\alpha = \beta = 1$.

Une trajectoire quelconque issue d'un point de K est donc la somme des deux trajectoires élémentaires correspondantes des types I et II.

D'autre part, deux trajectoires élémentaires de type II issues de deux points distincts K_1 et K_2 sous un angle nul avec la même énergie Φ_i ($Y_{K_1} = CY_{K_2}$, $Y'_{K_1} = Y'_{K_2} = 0$, $\Phi_{i_1} = \Phi_{i_2}$) ont leurs ordonnées qui se déduisent l'une de l'autre par une homothétie de rapport C .

Finalement, la connaissance des trajectoires élémentaires de type I et des trajectoires élémentaires correspondantes de type II (mais issues d'un seul point de K) permet de calculer n'importe quelle trajectoire satisfaisant à des conditions initiales données.

Une dernière conséquence de la linéarité de (2) permet de limiter les calculs des trajectoires à une seule valeur de la tension accélératrice V_0 (correspondant bien entendu à $\sigma = 0,16$). On ne modifie pas, en effet, la solution, donc l'allure de la trajectoire, si, pour les conditions initiales identiques Y_i et Y'_i , on multiplie par une même constante tous les potentiels, y compris le potentiel Φ_0 associé à l'énergie initiale des électrons. Deux couples de valeurs (V_0 , Φ_i) correspondront à la même trajectoire s'ils sont liés par la relation :

$$\frac{\Phi_{i_1}}{\Phi_{i_2}} = \frac{V_{01}}{V_{02}}. \quad (4)$$

Par exemple $V_{01} = 1\,000$ V, $\Phi_{i_1} = 2$ V et $V_{02} = 100$ V, $\Phi_{i_2} = 0,20$ eV correspondent à la même trajectoire.

On a donc finalement calculé les trajectoires élémentaires pour la seule valeur $V_0 = 1\,000$ V ($\sigma = 0,16$)

TABLEAU III

Trajectoires du type I : $Y_i = 0$ $Y'_i = \text{tg } \theta_0$ $\Phi_i = \Phi_0 \cdot \cos^2 \theta_0$ θ_0 (degrés) : 5, 15, 30, 45, 60, 75, 85 Φ_0 (eV) : 0,05 0,10 0,15 0,20 0,25 0,33 0,40 0,50 0,80 1,00 1,50 2,00 2,50
3,30 8,00Trajectoires du type II : $Y_i = 0,01 \text{ mm}$ $Y'_i = 0$ Φ_i Φ_i (eV) : 0,01 0,02 0,05 0,10 0,20 0,25 0,30 0,35 0,40 0,50 0,80 1,00 1,25
1,50 2,00 2,50 3,00 3,25 3,75 4,00 4,65 5,00 6,00 7,50 8,00

et pour les diverses valeurs de θ_0 et de Φ_0 consignées dans le tableau III ci-dessus.

En toute rigueur, on aurait dû calculer les trajectoires du type II pour autant de valeurs de Φ_i qu'il y avait de combinaisons simples entre les θ_0 et les Φ_0 des trajectoires de type I. Cependant, les trajectoires du type II sont très voisines quel que soit Φ_i , ce qui a permis de réduire les valeurs de Φ_i de 105 à 26.

5.1. CALCUL DES TRAJECTOIRES ÉLÉMENTAIRES. — Les trajectoires élémentaires des types I et II ont été calculées sur calculatrice numérique IBM 1620. La méthode d'intégration choisie est celle de Gans [7] particulièrement adaptée à l'équation (2).

En effet, en raison, d'une part de la forte valeur du

champ électrique au niveau de K et d'autre part de la valeur faible des énergies initiales, les trajectoires partant sous un angle initial θ_0 élevé évoluent très rapidement au voisinage de l'origine comme indiqué plus haut. Les dérivées y' et y'' de $y = f(z)$ varient donc beaucoup au voisinage de l'origine et les méthodes générales d'intégration du type Runge-Kutta ne sont applicables que si l'on diminue considérablement la longueur des pas (ce qui augmente en outre corrélativement le nombre de valeurs de $\Phi(z)$ à introduire en données).

Au contraire, la méthode de Gans qui substitue à la fonction $\Phi(z)$ une succession de lignes brisées où le potentiel varie linéairement avec z et qui effectue sur chaque intervalle ainsi déterminé une intégration exacte de l'équation (2) est particulièrement adaptée au calcul des trajectoires au voisinage de l'origine. Quelques essais avec des pas de plus en plus serrés sur plusieurs trajectoires ont permis de vérifier la convergence de la méthode. On a finalement adopté pour z un pas de 0,1 mm, ce qui définit $\Phi(z)$ par 73 valeurs. On a procédé à un lissage des valeurs expérimentales de $\Phi(z)$ avant de les introduire en données; les quelques corrections effectuées sont minimales.

5.1.1. Trajectoires élémentaires de type I ($Y_K = 0$, θ_0 , Φ_0). — De telles trajectoires, correspondant à une énergie donnée Φ_0 , ne franchissent le wehnelt que si l'angle de départ θ_0 est inférieur à un certain angle $(\theta_{0\text{max}})_W$ fonction de Φ_0 .

L'occultation par l'électrode A_2 se produit de même pour un angle $(\theta_{0\text{max}})_{A_2}$ mais supérieur au précédent.

C'est donc en définitive W qui régit l'occultation des trajectoires de type I.

La figure 4 représente les valeurs de θ_{max} en fonction de Φ_0 pour W et A_2 .

5.1.2. Trajectoires élémentaires de type II (Y_K , $\theta_0 = 0$, Φ_i). — Pour ce type de trajectoires, les deux bords W_+ et W_- (voir fig. 3) de W déterminent pour une énergie Φ_i donnée deux trajectoires extrêmes issues de

FIG. 3. — Allure des trajectoires élémentaires entre K et A_3 pour $V_0 = V_{A_1} = V_{A_2} = 1\,000 \text{ V}$, $V_W = 160 \text{ V}$ ($\neq V_W$ optimal), $\Phi_0 = 0,20 \text{ eV}$.

FIG. 4. — Trajectoires de type I : $(\theta_{\max})_W$ et $(\theta_{\max})_{A_2}$ en fonction de Φ_0 , pour $V_0 = 1\,000$ V.

deux points extrêmes de la cathode Y_{K_1} et Y_{K_2} symétriques par rapport à l'axe z et dépendant de Φ_i . Seuls les points de la cathode situés sur ce segment de longueur $l_W = (Y_{K_1} - Y_{K_2})$ participeront à la formation du faisceau au-delà de W . La largeur utile de K est donnée en mm, par la formule (5) :

$$l_W = \frac{0,01 \times 2s}{Y_{W0,01}^0(\Phi_i)} \quad (5)$$

où s représente la valeur absolue de la demi-largeur de la fente de wehnelt et $Y_{W0,01}^0(\Phi_i)$ l'ordonnée en $z = Z_W$ de la trajectoire issue de $Y_K = 0,01$ mm normalement à K avec l'énergie initiale Φ_i . L'occultation par A_2 conduit à une largeur utile de cathode l_{A_2} supérieure à l_W .

C'est donc encore W qui régit l'occultation des trajectoires de type II.

Compte tenu des remarques faites plus haut au sujet des trajectoires de ce type, cette largeur utile de cathode dépend très peu de Φ_i et reste très voisine de 0,1 mm.

5.2. TRAJECTOIRES ISSUES D'UN POINT QUELCONQUE DE K AVEC L'ÉNERGIE INITIALE Φ_0 SOUS L'ANGLE θ_0 . — De telles trajectoires sont des combinaisons linéaires des trajectoires élémentaires de type I et II. Il faut distinguer leur occultation par le wehnelt et par l'électrode A_2 ; l'électrode A_1 ne participe en effet jamais à l'occultation du faisceau.

6. Résultats. — 6.1. OCCULTATION PAR W . — Les ordonnées extrêmes Y_{K_1} et Y_{K_2} des points de K qui contribuent à la formation du faisceau au-delà de W

sont pour un angle de départ θ_0 et une énergie Φ_0 , données par les relations :

$$Y_{K_1} = \frac{0,01 \times [s + Y_{W0}^0(\Phi_0)]}{Y_{W0,01}^0(\Phi_i)} \quad (6)$$

$$Y_{K_2} = \frac{0,01 \times [s - Y_{W0}^0(\Phi_0)]}{Y_{W0,01}^0(\Phi_i)} \quad (7)$$

$Y_{W0}^0(\Phi_0)$ est l'ordonnée en $z = Z_W$ de la trajectoire (de type I) issue de $Y_K = 0$ sous l'angle θ_0 avec l'énergie initiale Φ_0 . $Y_{W0,01}^0(\Phi_i)$ est l'ordonnée en $z = Z_W$ de la trajectoire (de type II) issue de $Y_K = 0,01$ mm, normalement à K avec l'énergie initiale $\Phi_i = \Phi_0 \cdot \cos^2 \theta_0$ (où Φ_0 et θ_0 ont les valeurs données à la trajectoire de type I ci-dessus).

La largeur utile de cathode correspondante l_W est donc encore égale à :

$$l_W = \frac{0,01 \times 2s}{Y_{W0,01}^0(\Phi_i)}$$

La largeur utile de cathode due à l'occultation par W conserve donc la même valeur, et pour les mêmes raisons qu'au paragraphe précédent elle évolue peu avec Φ_0 et θ_0 .

Par contre, les ordonnées Y_{K_1} et Y_{K_2} dépendent, par $Y_{W0}^0(\Phi_0)$, de l'angle de départ θ_0 et de l'énergie initiale Φ_0 .

Il en résulte un glissement du segment utile l_W au fur et à mesure que θ_0 et Φ_0 augmentent. Il apparaît d'ailleurs deux segments l_W symétriquement disposés par rapport à l'axe des z , l'un correspondant à l'angle de départ $+\theta_0$, l'autre à l'angle de départ $-\theta_0$.

La largeur utile de K , pour une énergie et un angle donnés, s'éloigne donc d'autant plus de l'axe Oz que l'angle de départ et l'énergie initiale des électrons augmentent (fig. 5).

FIG. 5. — Déplacement des largeurs utiles de cathode l_W et l_{A_2} en fonction de θ_0 pour $V_0 = 1\,000$ V, $\Phi_0 = 1$ V. La zone hachurée représente la largeur utile résultant de la combinaison des occultations par A_2 et par W .

On peut donc conclure que le wehnelt seul n'introduit pas de discrimination des vitesses puisque, quels que soient l'énergie initiale de l'électron et son angle de départ, si les régions concernées de cathode sont différentes, leur largeur reste la même. (Ceci en supposant que la dimension de cathode suivant Y_K est infinie; pour le cas actuel où $Y_K = 0,8$ mm, toutes les énergies sont cependant identiquement transmises jusqu'à $\Phi_0 = 3,30$ V pour $V_0 = 1\,000$ V, quel que soit l'angle de départ.)

6.2. OCCULTATION PAR A_2 . — Les ordonnées extrêmes Y_{K_3} et Y_{K_4} des points de K qui participent à la formation du faisceau au-delà de A_2 sont données par les formules (6) et (7) où les Y_W sont remplacés par des Y_{A_2} , ordonnées des trajectoires de même type en $z = Z_{A_2}$.

La largeur utile de cathode l_{A_2} délimitée par A_2 est donc égale à :

$$l_{A_2} = \frac{0,01 \times 2s}{Y_{A_2,0,01}^{00}(\Phi_1)} \quad (8)$$

l_{A_2} évolue encore très peu avec Φ_1 .

Par contre, $Y_{W,0,01}^{00}(\Phi_1) \neq 2,2 \times Y_{A_2,0,01}^{00}(\Phi_1)$ (fig. 3) et l_{A_2} est sensiblement double de l_W . Mais, d'autre part, Y_{K_3} et Y_{K_4} croissent plus rapidement que Y_{K_1} et Y_{K_2} avec θ_0 , en sorte que, pour des valeurs de Φ_0 et θ_0 suffisamment élevées, l'occultation par le bord A_{2-} de l'électrode A_2 se produira avant l'occultation par le bord W_- de l'électrode W (fig. 5).

L'action combinée de W et de A_2 conduit donc à un chevauchement des zones de transmission correspondant à ces deux électrodes, qui se solde finalement pour des électrons d'énergie initiale donnée par un filtrage des vitesses lorsqu'on atteint des valeurs suffisamment élevées de l'angle de départ (fig. 5). Il en découle une destruction de l'isotropie d'émission ainsi que de la répartition semi-maxwellienne des vitesses initiales.

L'électrode A_1 n'intervient pas dans l'occultation du faisceau électronique, l'occultation par A_2 se produisant toujours avant l'occultation par A_1 . Le fait qu'expérimentalement le courant sur A_1 ne soit pas nul mais supérieur à A_2 (tableau II) n'est pas en contradiction avec cette conclusion théorique, car le courant recueilli sur A_1 est dû au courant électronique secondaire issu des électrons primaires occultés par A_2 comme il a été possible de le vérifier qualitativement dans des expériences annexes à tension trappe-chambre variable, que nous ne décrirons pas ici.

6.3. SURFACE UTILE DE CATHODE. — Pour $V_0 = 1\,000$ V, la largeur utile de cathode (dont les points participent à la formation du faisceau dans la chambre d'ionisation) reste toujours inférieure à 0,6 mm pour une largeur effective totale de cathode égale à 0,8 mm (fig. 6). A noter d'ailleurs que, pour des points de cathode éloignés de l'axe, le filtrage est plus important que celui calculé ici, car le fait que ces points soient au bord de la cathode entraîne une

FIG. 6. — Largeurs utiles de cathode résultant des occultations simultanées par W et A_2 pour $V_0 = 1\,000$ V et diverses valeurs de Φ_0 .

déformation des trajectoires issues de tels points (due à la distorsion des équipotentielles au voisinage des bords de K) dont il n'est pas tenu compte dans le présent calcul.

La largeur utile de cathode évolue assez rapidement avec V_0 . En effet, sur la figure 6, la courbe 1 correspond à : $\Phi_0 = 3,30$ V, $V_0 = 1\,000$ V, mais aussi à : $\Phi_0 = 0,33$ V, $V_0 = 100$ V.

De même :

- Courbe 2 : $\Phi_0 = 0,20$ V; $V_0 = 100$ V
- Courbe 3 : $\Phi_0 = 0,20$ V; $V_0 = 200$ V
- Courbe 4 : $\Phi_0 = 0,20$ V; $V_0 = 400$ V
- Courbe 5 : $\Phi_0 = 0,20$ V; $V_0 = 1\,000$ V.

Donc, si l'on admet (ce qui n'est pas tout à fait exact) que la température de la cathode reste sensiblement constante et correspond à une énergie $\Phi_0 = 0,20$ V quel que soit V_0 , et si l'on néglige les énergies au-dessus de $\Phi_0 = 0,20$ V qui ont des densités de probabilité rapidement très faibles, les résultats ci-dessus permettent de préciser la largeur utile de cathode aux diverses valeurs de V_0 .

$V_0 = 100$ V,	Largeur utile de cathode : 0,60 mm
$V_0 = 200$ V	— 0,50 mm
$V_0 = 400$ V	— 0,40 mm
$V_0 = 1\,000$ V	— 0,25 mm.

6.4. LARGEUR DU FAISCEAU AU-DELA DE A_2 . — Les trajectoires extrêmes calculées plus haut permettent de préciser de la même manière la géométrie du faisceau dans la chambre d'ionisation dans l'hypothèse

FIG. 7.

FIG. 8.

FIG. 9.

FIG. 7 à 9. — Largeur du faisceau électronique dans les plans K, π , A_3 (fig. 1) pour $V_0 = 1\,000$ V et deux valeurs de Φ_0 .

où l'on ne tient pas compte des phénomènes de charge d'espace.

Les figures 7 à 9 indiquent l'évolution de la largeur utile du faisceau en divers plans de la chambre d'ionisation pour $V_0 = 1\,000$ V et deux valeurs extrêmes de Φ_0 : $\Phi_0 = 0,20$ V et $\Phi_0 = 2$ V (cette dernière valeur correspondant aussi à $\Phi_0 = 0,20$ V, $V_0 = 100$ V). Le plan II correspond à l'un des plans de section principale de la fente d'extraction des ions, le plan A_3 est celui de l'électrode A_3 (cf. fig. 1).

On voit qu'en II par exemple les dimensions transversales du faisceau sont de 0,35 mm à $V_0 = 1\,000$ V et de 0,80 mm à $V_0 = 100$ V pour des électrons d'énergie initiale $\Phi_0 = 0,20$ eV.

La valeur $\sigma = V_w/V_0 = 0,16$ qui a servi de base aux calculs correspond au relevé rhéographique dont nous disposons, le plus proche de la focalisation théorique optimale, mais en diffère légèrement puisque le faisceau correspondant à $\sigma = 0,16$ converge en réalité un peu au-delà du plan de la trappe. Il s'ensuit que le faisceau à la focalisation optimale divergerait moins qu'indiqué sur les figures 7 à 9.

Au niveau de A_3 , la largeur du faisceau est de l'ordre de 0,4 mm pour $V_0 = 1\,000$ V et de l'ordre de 1 mm pour $V_0 = 100$ V. Ce dernier point rejoint le résultat expérimental indiqué plus haut : avec une largeur de fente A_3 de 1,5 mm, tous les électrons du faisceau sont collectés par la trappe sans rencontrer les parois de la chambre.

Dans la portion utile du faisceau électronique (comprise sensiblement entre les plans P_1 et P_3), l'épaisseur du faisceau reste inférieure à 0,4 mm pour $V_0 = 1\,000$ V. Elle passe seulement du simple au triple lorsqu'on divise la tension V_0 par un facteur 10.

7. Conclusion. — L'étude expérimentale confirmée par le calcul théorique des trajectoires électroniques à travers le système accélérateur et dans la chambre d'ionisation, en l'absence d'induction magnétique auxiliaire de source, permet de conclure à un fonctionnement satisfaisant d'une telle source.

Sa stabilité est excellente, tant du point de vue du faisceau électronique que du point de vue du faisceau ionique extrait (dont les caractéristiques sont en cours d'étude).

Je remercie M. le Professeur Vauthier qui me proposa ce travail, effectué dans son laboratoire, ainsi que M. Septier, directeur scientifique au C.N.R.S., qui a bien voulu mettre à ma disposition les installations rhéographiques de l'Institut d'Électronique Fondamentale d'Orsay. Mes remerciements vont également à M. Boussard, maître-assistant, qui s'est occupé des relevés rhéographiques.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] CHANTREAU (J.), *C. R. Acad. Sci.*, 1967, **265**, 176-179.
- [2] VAUTHIER (R.) et CHANTREAU (J.), *C. R. Acad. Sci.*, 1960, **251**, 1744-1748.
- [3] CHANTREAU (J.), *C. R. Acad. Sci.*, 1961, **252**, 695-697.
- [4] BARNARD (G. P.), *Modern Mass Spectrometry*, The Institute of Physics, 1953, 2.
- [5] VAUTHIER (R.), *J. Physique Rad.*, 1952, **13**, 107-108.
- [6] SEPTIER (A.), *J. Physique Rad.*, 1954, **15**, 573-581.
- [7] GANS (R.), *Z. Tech. Physik*, 1937, **18**, 41-48.