

Zeitschrift: Helvetica Physica Acta

Band: 22 (1949)

Heft: I

Artikel: Etude d'une source d'ions du type Penning

Autor: Keller, R.

DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-111990>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

Download PDF: 22.01.2026

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>

Etude d'une source d'ions du type Penning

par R. Keller.

(10. XII. 1948.)

Résumé. En faisant varier la forme des électrodes d'une source d'ions du type Penning nous avons influencé d'une façon très favorable le rendement ionique. Alimentée avec un générateur d'impulsions, cette source d'ions produit un courant ionique de 1 mA en moyenne, resp. de 22 mA en pointe, le courant de décharge étant de 16,5 mA en moyenne, resp. de 360 mA en pointe. La tension de fonctionnement est de 400 V environ. Avec l'hydrogène lourd la part d'ions atomiques est de 14%. En ajoutant 6% d'oxygène au deutérium le pourcentage des deutérons est encore de 11% tandis que la consommation de deutérium se trouve diminuée d'un facteur 3, soit env. 35 cm³ par heure.

Description de la source d'ions.

La source d'ions élaborée par F. M. PENNING et J. H. A. MOUBIS¹⁾ et améliorée par P. LORRAIN²⁾ a été exécutée sous une forme facilement démontable, de façon à pouvoir faire varier sans peine la géométrie des électrodes. L'appareil consiste en une chambre d'ioni-

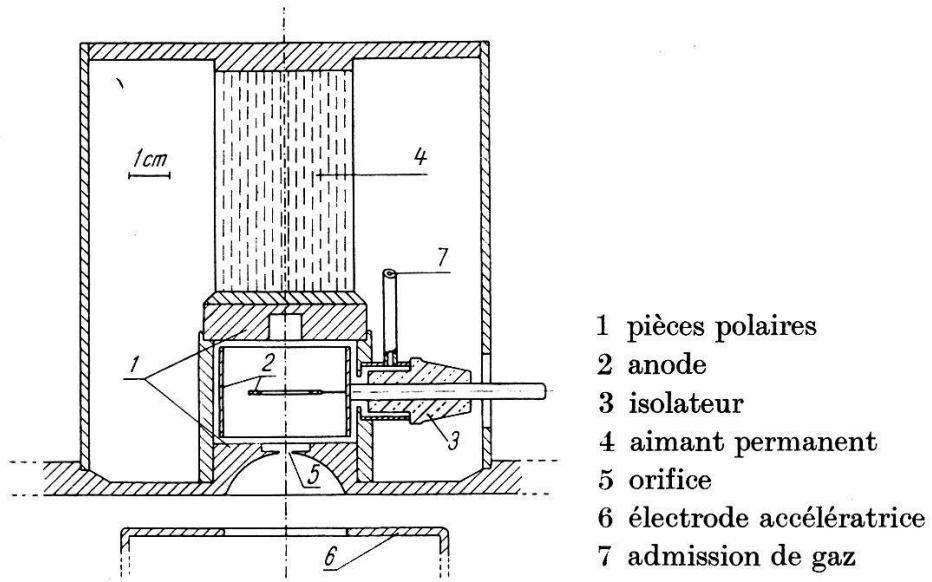


Fig. 1
Source d'ions complète.

sation de forme cylindrique (voir fig. 1). Le manteau du cylindre est en laiton et les deux bases qui sont en fer doux constituent les deux pièces polaires d'un aimant permanent et forment en même temps la cathode. Un anneau cylindrique concentrique se trouvant à

l'intérieur de la chambre d'ionisation sert d'anode. Celle-ci est tenue au moyen d'une tige soudée à un isolateur de traversée métallisé. L'une des pièces polaires, de forme dégagée, est percée axialement. Les ions issus de cet orifice sont accélérés par une électrode se trouvant en face de l'orifice.

La décharge se déroule comme suit: Les électrons libérés ont comme origine principale l'émission secondaire à l'endroit de la cathode. Le champ magnétique de l'ordre de 800 gauss provoque une rotation des électrons dans le plan perpendiculaire aux lignes de force. Le rayon de cette rotation est très petit par rapport aux dimensions de la chambre d'ionisation. L'électron suit en quelque sorte une ligne de force magnétique en oscillant d'une pièce polaire à l'autre. Le pouvoir ionisant des électrons est maximum vers 70 V pour l'hydrogène³). Comme la tension appliquée à l'anode est de l'ordre de 500 V, la surface équipotentielle de 70 V passe très près de la cathode. Les ions sont donc produits en majeure partie à proximité de la cathode. Ils sont guidés par le champ électrique, une faible partie se dirigeant vers l'orifice. La déviation due au champ magnétique est faible.

Mesure du courant ionique.

Immédiatement en face de l'orifice de la source d'ions nous avons placé une cage de Faraday à grande ouverture. Celle-ci est munie d'un anneau de garde polarisé négativement avec une tension de

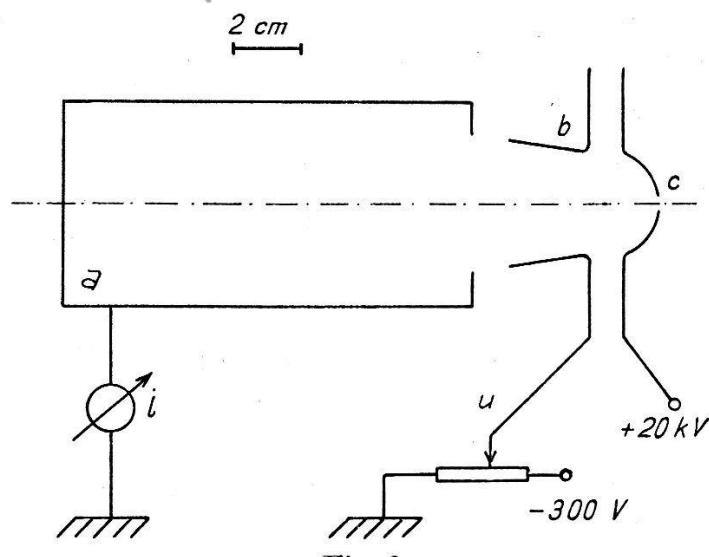


Fig. 2.

a) cage de Faraday; b) anneau de garde; c) source.

2000 V afin d'arrêter les électrons secondaires libérés par les chocs d'ions aux parois de la cage de FARADAY (fig. 2). Chaque proton libère environ 4 électrons pour des énergies de l'ordre de 20 kV⁴).

Dans la fig. 3 est reporté le courant ionique apparent en fonction de la tension inverse de l'anneau de garde. La courbe devient horizontale vers 300 V. On peut donc affirmer qu'avec 2000 V le courant mesuré est égal au courant ionique.

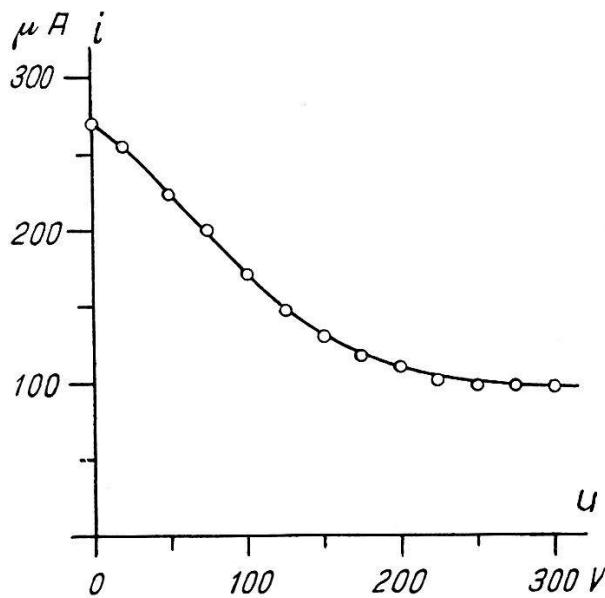


Fig. 3.

Courant i en fonction de la tension de l'anneau de garde.

Recherche du meilleur rendement ionique.

Nous alimentons la source d'ions au moyen d'un générateur de puls avec une fréquence de pulsation de 200 par sec et une durée d'impulsion de 1/14 de la période de pulsation. L'hydrogène a été préparé à partir de l'eau par réduction sur du fer en poudre incandescent et séché avec de la neige carbonique. Le réglage d'admission de gaz se fait au moyen d'une soupape de Fowler⁵⁾. La caractéristique de la décharge se présente comme suit: en augmentant progressivement l'admission de gaz, c'est-à-dire la pression dans la source d'ions, le courant qui est d'abord nul augmente brusquement et demeure instable; l'amorçage n'a pas lieu à chaque période. Après une augmentation de pression de quelques pourcents le courant moyen de décharge devient subitement très stable. Un accroissement ultérieur de la pression ne fait qu'augmenter insensiblement le courant. Pour avoir des résultats univoques le courant moyen a été fixé à 16,5 mA en réglant la pression au minimum sans que toutefois les amorcages soient irréguliers. La tension d'accélération est de 22 kV. Nous avons amélioré le rendement en ions de plusieurs façons:

Le courant ionique est proportionnel à la superficie de l'orifice. Le débit de pompage détermine l'admission de gaz. Avec un débit de pompage donné et un orifice plus grand, la pression dans la source diminue et la décharge se désamorce. Or il existe un rapport optimum entre le diamètre et la hauteur de la chambre d'ionisation pour lequel l'amorçage se fait à la pression la plus basse. Ce rapport est de 6:5. Par diamètre est entendu le diamètre intérieur de l'anode. Celle-ci doit en outre former un cylindre dont la hauteur est aussi grande que possible.

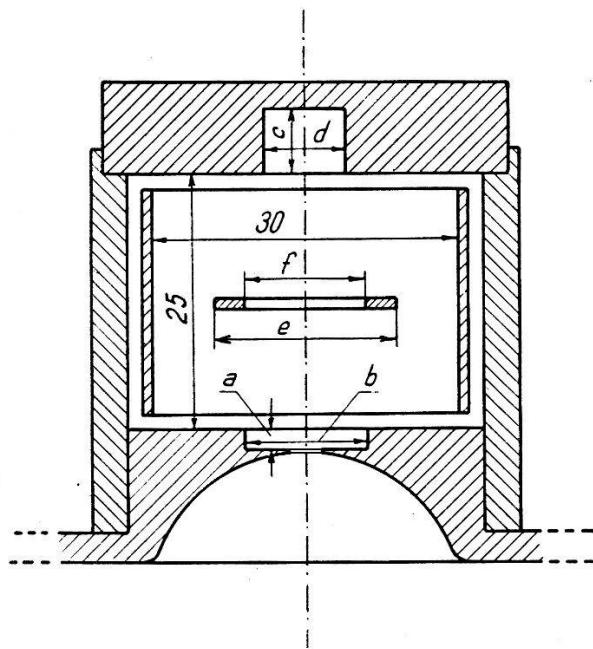


Fig. 4.
Dimensions de l'espace de décharge de la source d'ions.

Sans changer la forme générale de la chambre d'ionisation qui est cylindrique, nous avons creusé des cavités dans les pièces polaires et ajouté une bague à l'anode. Les dimensions sont indiquées dans la fig. 4. La cavité cylindrique *ab* a comme effet d'espacer les surfaces équipotentielles au voisinage de l'orifice. Ainsi les électrons venant du fond de la cavité gardent une basse énergie sur un parcours agrandi ce qui augmente la région où la probabilité d'ioniser est grande. Comme cette région se trouve près de l'orifice, d'une part le nombre d'ions dirigés vers celle-ci est augmenté, et d'autre part la formation d'électrons par émission secondaire est accentuée au voisinage de l'axe. La fig. 5 illustre la variation du courant ionique en fonction de *a* (*b* = 10 mm) resp. de *b* (*a* = 2,5 mm).

La cavité *cd* a le même effet que la précédente. Comme les électrons oscillent d'une cavité à l'autre grâce au champ magnétique, la concentration d'électrons le long de l'axe se trouve accrue une fois de

plus et par conséquent aussi la formation d'ions au voisinage de l'orifice. La fig. 6 illustre la variation du courant ionique en fonction de c ($d = 11$ mm) resp. de d ($c = 5$ mm).

On obtient une amélioration de 30% en aménageant une bague de laiton reliée à l'anode et placée au centre de celle-ci. Le meilleur choix des dimensions est celui-ci: $e = 18$ mm, $f = 12$ mm. Un déplacement suivant l'axe dans la direction cd donnerait un léger accroissement du courant ionique mais en même temps la pression minimum de fonctionnement augmente.

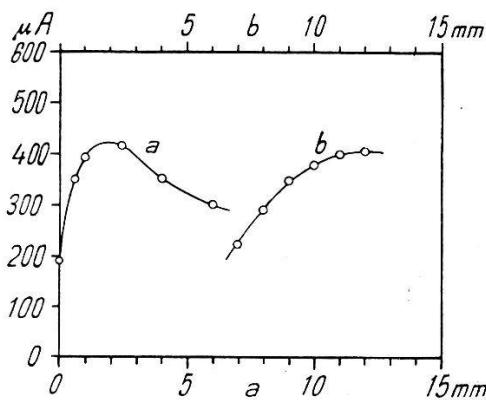


Fig. 5.

Influence des dimensions a , b , de la source sur son rendement.

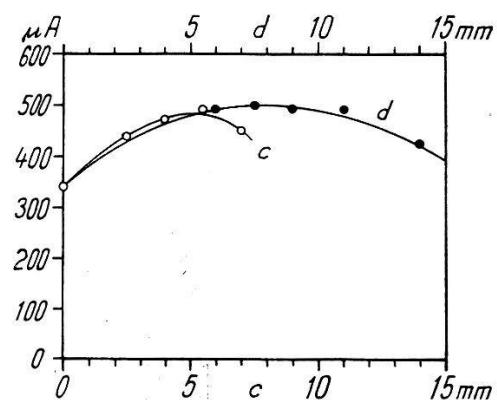


Fig. 6.

Influence des dimensions c , d de la source sur son rendement.

Un essai que nous n'avons pas poursuivi par manque de temps laisse prévoir une augmentation sensible du rendement. Nous avons isolé les parois de la cavité cd ce qui permet de la polariser et de mesurer le courant partiel de décharge arrivant sur ses parois. Une tension continue négative de 300 V augmente le courant partiel d'un facteur 1,4 sans changer le courant total de la décharge. Cela signifie que le nombre d'ions arrivant sur cd est accru. Rien n'empêche de présumer qu'en polarisant également la cavité ab le nombre d'ions dirigés vers l'orifice sera aussi augmenté d'un facteur 1,4. Comme les électrons sont produits par émission secondaire, la concentration de ceux-ci au voisinage de l'axe sera augmentée, d'où nouvel accroissement de l'ionisation près de l'orifice. Il semble qu'on pourrait gagner un facteur 1,4².

Il faut encore mentionner que tous les paramètres a , b ... f que nous avons fait varier ne sont pas indépendants. L'influence de ceux-ci sur la valeur optimum de l'un d'entre eux est assez faible. Par exemple: l'introduction de la bague centrale déplace la valeur optimum de c de 5 à 6,5 mm. C'est le seul contrôle que nous

avons fait. Pour la construction définitive nous nous sommes arrêtés aux valeurs suivantes :

$$a = 2 \quad b = 12 \quad c = 6,5 \quad d = 8 \quad e = 18 \quad f = 12 \text{ mm}$$

L'épaisseur de la bague est sans importance tant qu'elle reste petite (1 mm). La bague est fixée à l'anode par une tige de laiton soudée à l'argent.

Le courant ionique i en fonction du courant de décharge J est indiqué dans la fig. 7. L'orifice est de 2,9 mm \varnothing . Avec un orifice de 4,2 mm \varnothing nous avons atteint 1 mA. Comme l'impulsion dure 1/14 de période le courant ionique instantané est de 14 mA en admettant une impulsion de forme carrée, ou de 22 mA pour une impulsion sinusoïdale. Un contrôle par l'oscillographie nous montre

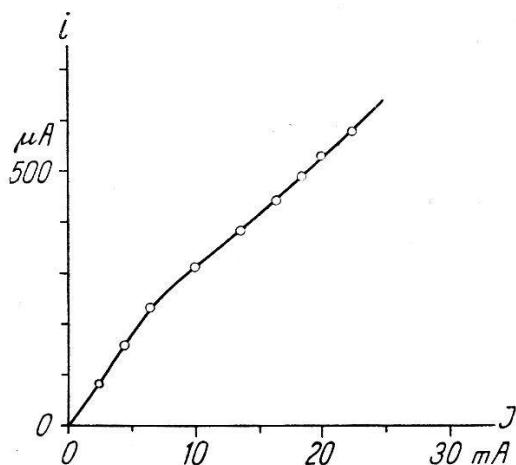


Fig. 7.

Courant ionique en fonction du courant de décharge.

que l'impulsion du courant de décharge est de forme quasi sinusoïdale tandis que la tension est constante durant la décharge. Une fois que les décharges s'amorcent régulièrement cette tension de régime est presque indépendante de la pression mais dépend fortement de la pureté de l'hydrogène. Elle varie entre 400 V et 650 V. Les impuretés font diminuer la tension. Pour trouver la puissance il suffit de multiplier le courant moyen de décharge (moyenne arithmétique) par la tension de régime, ce qui fait environ 1 W pour 50 μA d'ions avec l'orifice de 2,9 mm.

Le spectre de masse.

Nous avons fait fonctionner la source d'ions avec de l'hydrogène, du deutérium, puis nous avons additionné différents pourcentages d'oxygène à ces deux gaz, et finalement nous l'avons fait travailler avec de la vapeur d'eau, resp. d'eau lourde seule. La pression a été

réglée au minimum de telle sorte que la décharge ait encore lieu sans désamorçage. L'esquisse du spectrographe de masse est donnée dans la fig. 8. Les ions sont accélérés en deux étapes, soit à 14 kV puis à 55 kV au moyen d'une lentille électrostatique diaphragmée focalisant le faisceau ionique sur la fente d'une cage de FARADAY. Avant d'arriver sur la fente le faisceau se trouve dévié de 15° par un champ magnétique. Une déviation plus grande aurait été avantageuse mais l'électro-aimant ne le permet pas. La cage de FARADAY est polarisée avec une tension positive de 140 V par rapport à la fente, ce qui arrête les électrons secondaires. D'autre part la fente est à -280 V par rapport à la terre de sorte que les électrons secondaires libérés sur elle se dirigent vers l'électrode précédente qui est à la terre et non pas vers la cage de FARADAY. Le spectre de masse, c'est-à-dire le graphique où le courant

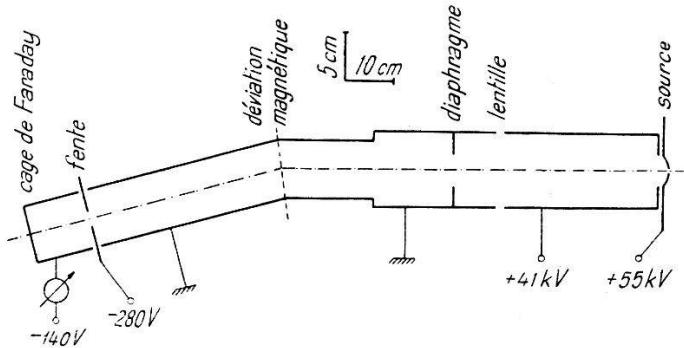


Fig. 8.
Spectrographe de masse.

ionique i reçu par la cage de FARADAY est reporté en ordonnée et le courant de magnétisation J en abscisse, présente des maxima distincts mais vu le faible pouvoir de résolution, les différentes sortes d'ions se recouvrent un peu. Pour estimer la part qu'il faut soustraire à chaque maximum nous avons procédé de la façon suivante: En représentant le spectre de masse sur papier logarithmique dans les deux coordonnées, toutes les sortes d'ions, si elles étaient seules, donneraient des courbes de forme géométrique identique tant que le champ magnétique reste proportionnel au courant d'aimentation. (C'est bien le cas puisque nous n'avons jamais atteint la saturation de fer.) Dans la fig. 9 est représenté le spectre présentant le maximum le plus distinct, celui de l'hydrogène pur. Sur ce graphique les ions H_3^+ donnent une courbe avec une branche assymptotique rectiligne. L'assymptote dessinée en pointillé passe par le sommet de la courbe. L'assymptote que donnerait une autre sorte d'ions, si elle était seule, se construit par simple déplacement

parallèle. Le résidu que donne par exemple les ions H_2^+ à l'endroit du maximum de H_3^+ se lit directement sur le graphique, soit $0,7 \mu A$. Cette valeur est à soustraire du maximum de H_3^+ . De cette façon-là nous avons corrigé tous les courants ioniques.

La mesure de la pression minimum de fonctionnement se fait comme suit: Nous intercalons dans l'arrivée de gaz un tube capillaire de $1,8 \text{ mm } \varnothing$ dans lequel nous faisons couler une goutte d'huile. L'avancement de la goutte d'huile détermine le volume déplacé. Il faut décompter environ 10% du volume à cause de l'adhé-

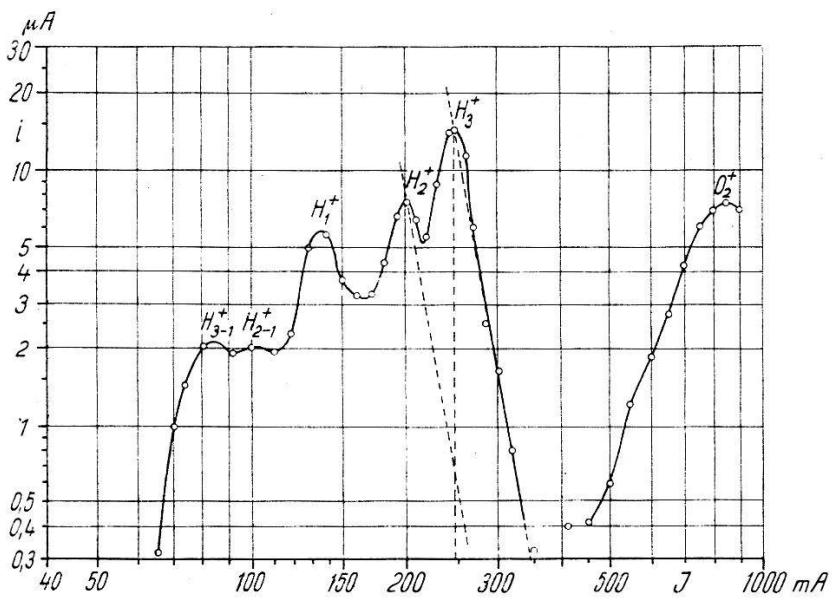


Fig. 9.
Spectre de masse de l'hydrogène.

rence de l'huile. La vitesse de déplacement nous donne le débit D . Connaissant le débit d de l'écoulement du gaz à travers l'orifice de la source d'ions nous aurons la pression dans celle-ci:

$$p = P \frac{D}{d}$$

où P est la pression dans le tube capillaire. Le débit d est donné par la formule de Knudsen⁶⁾⁷⁾

$$d = 0,37 r^2 \sqrt{\frac{29}{M}}$$

où r est le rayon de l'orifice, 29 la masse moléculaire moyenne de l'air et M celle du gaz. Cette formule est valable tant que la pression dans le tube accélérateur d'ions est négligeable par rapport à la pression dans la source. Nous la négligerons puisqu'elle est au moins 30 fois plus petite (10^{-4} mm Hg mesuré avec un manomètre Philips)

et que la façon de mesurer le débit dans le tube capillaire n'est pas très précise.

Dans le tableau I figurent les pressions minima de fonctionnement en microns, le pourcentage des différents ions et le courant ionique total pour les différentes compositions du gaz.

Tableau I.

gaz	P_{\min}	H_1^+ resp. D_1^+	H_2^+ resp. D_2^+	H_3^+ resp. D_3^+	O_2^+ et autre	i_{tot}
H_2	$8,2 \mu$	16,5%	18,5%	42,7%	22,3%	$32 \mu A$
D_2	10,6	14	24	49	13	39
94% $H_2 + 6\% O_2$	2,9	15	23,7	9,3	52	36
94% $D_2 + 6\% O_2$	4,1	11	27	13,5	49	35
85% $H_2 + 15\% O_2$	3,7	11	22	3,5	63,5	29,5
H_2O	2,7	9,2	0,6	—	90	41
D_2O	$>2,7$	11	1,5	—	87,5	28

Le courant ionique total reste à peu près le même pour tous les gaz. Le courant moyen de décharge est de 6 mA.

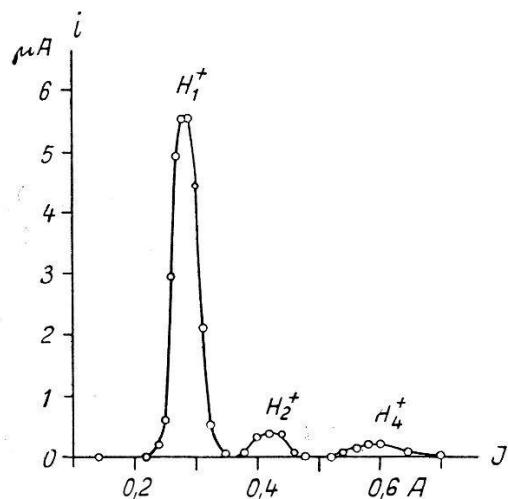


Fig. 10.

Spectre de masse de l'eau.

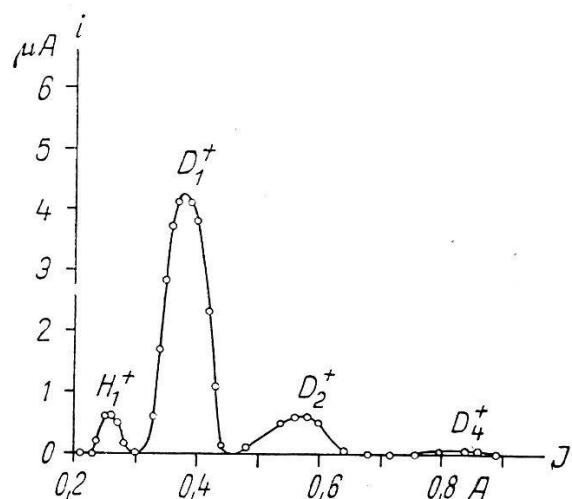


Fig. 11.

Spectre de masse de l'eau lourde.

Les spectres de la vapeur d'eau et d'eau lourde sont particulièrement intéressants parce que les ions légers sont représentés presque exclusivement par les protons resp. les deutérons. Nous donnons dans les fig. 10 et 11 les spectres obtenus avec une déviation magnétique de 25°.

Discussion.

Il est étonnant de constater que la présence d'impuretés dans l'hydrogène influence fortement la composition du spectre de masse. L'hydrogène resp. le deutérium est préparé par réduction de la vapeur d'eau sur du fer incandescent, comme nous l'avons dit plus haut, et conservé dans un ballon contenant un peu de P_2O_5 pour éliminer l'humidité. Le ballon est relié à la soupape de FOWLER par un tuyau de caoutchouc très court, de 2 mm de diamètre. Même en prenant la précaution de sécher le tuyau en le chauffant longuement sous vide, le spectre contient encore 12% d'ions lourds tels que O_2^+ . L'addition d'oxygène entraîne un accroissement rapide du pourcentage d'ions lourds, contrairement à ce que P. LORRAIN²⁾ a mesuré (1% avec 10% d'oxygène)*). Il est peu probable que les ions d'oxygène soient engendrés par les ions H^+ , H_2^+ et H_3^+ entrant en collision avec les molécules d'oxygène existant dans le tube accélérateur. En voici les raisons: On constate aisément la formation d'ions ayant une masse apparente de $\frac{1}{2}H$ et $\frac{1}{3}H$ (voir fig. 9) dénommés par les symboles H_{2-1}^+ et H_{3-1}^+ ⁸⁾. Ce sont des protons provenant de H_2^+ et H_3^+ par choc avec les molécules du gaz ambiant. Ces protons continuent leur course avec la même vitesse que les H_2^+ et H_3^+ , sans déviation appréciable lors du choc. Ils restent ainsi dans les conditions de focalisation tandis que les ions d'oxygène produits par ionisation dans le tube accélérateur possèdent à leur origine une énergie et une direction quelconques. Ils ne seront pas focalisés sur la fente de la cage de FARADAY, donc pas mesurés. Une exception pour ceux qui sont engendrés à proximité de l'orifice de la source, là où le potentiel est encore faible par rapport à 22 kV. Ce domaine est petit mais à cet endroit la pression est relativement élevée d'où une probabilité d'ionisation plus grande que dans le reste du tube. Nous avons éliminé cette hypothèse comme suit: En faisant varier la pression dans le tube ionique soit en augmentant l'admission de gaz, soit en changeant le diamètre de l'orifice, le pourcentage en ions O_2^+ et autres ions lourds reste le même, abstraction faite des erreurs de mesures. (Le changement du diamètre de l'orifice entraîne un changement semblable de l'admission de gaz si la pression dans la source d'ions est maintenue constante). Nous relatons encore ici que l'augmentation de la pression dans la source entraîne un accroissement des ions H^+ et H_3^+ au détriment de H_2^+ . Monsieur P. LORRAIN²⁾ qui a approfondi les mesures dans ce sens trouve le même effet.

*) Dans une lettre du 22 novembre 1948 Monsieur P. LORRAIN a l'obligeance de me faire la remarque suivante: Le faisceau d'électrons en sens inverse qui accompagne toujours un faisceau ionique peut vaporiser la cathode, ce qui donnerait comme ions lourds des ions de fer, par ex. Fe^{++} de masse spécifique 28.

Conclusion.

Malgré la grande part d'ions d'oxygène et d'autres ions étrangers il est avantageux d'ajouter environ 6% d'oxygène au deutérium parce que la pression minimum de fonctionnement se trouve fortement abaissée, d'où une consommation de deutérium beaucoup plus faible, soit 36 cm^3 au lieu de 110 cm^3 par heure. Le tube ionique est vidé au moyen d'une pompe à diffusion de vapeur d'huile de 200 l/sec . La présence de vapeur d'huile dans la source d'ions a certainement une importance dans la formation d'ions étrangers.

Nous tenons à exprimer notre gratitude à Monsieur le professeur WEIGLE pour l'intérêt et les encouragements qu'il nous a accordés.

Institut de Physique de l'Université, Genève.

Bibliographie.

- ¹⁾ F. M. PENNING et J. H. A. MOUBIS, *Physica* **4**, 1190 (1937).
- ²⁾ PAUL LORRAIN, *Canadian J. of Res.* **25**, A, 338 (1947).
- ³⁾ Handb. d. Physik **23/1**, 118 (1933).
- ⁴⁾ G. SCHNEIDER, *Ann. d. Physik* **11**, 357 (1931).
- ⁵⁾ FOWLER, *Rev. Scient. Instr.* **6**, 26 (1935).
- ⁶⁾ KNUDSEN, *Ann. d. Physik* **28**, 75 (1909).
- ⁷⁾ H. M. SULLIVAN, *Rev. Scient. Instr.* **19**, 1 (1948).
- ⁸⁾ E. FRIEDLÄNDER, H. KALLMANN, W. LASAREFF, B. ROSEN, *Z. Physik* **76**, 60 (1932).