Zeitschrift: Archives des sciences physiques et naturelles
Herausgeber: Société de Physique et d'Histoire Naturelle de Genève
Band: 4 (1922)

Artikel: Sur les caractéristiques des tubes d'électrons
Autor: Geinacher, H.
DOI: https://doi.org/10.5169/seals-741982

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: 15.07.2025

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

du fil produits par les ondes calorifiques périodiques suffisent pour provoquer cet état d'oscillation; dans le cas de fil de gros diamètre, il peut être produit à l'aide d'un champ magnétique.

H. GREINACHER (Zurich). — *Sur les caractéristiques des tubes d'électrons.*

Le courant d'émission de tubes d'électrons à grille peut se représenter pour le dispositif cylindrique par l'expression :

$$i = K(V_g + D\,V_a)^{\frac{3}{2}} \qquad (1)$$

V_g et V_a représentent la différence de tension entre le fil incandescent et la grille, respectivement le cylindre anode, et D le coefficient amplificateur. Si l'on réunit la grille à l'anode, c'est-à-dire si l'on fait $V_g = V_a = V$, la formule (1) se réduit à la formule

$$i = K\,(1 + D)^{\frac{3}{2}}\,V^{\frac{3}{2}} \qquad (2)$$

Si l'on détermine une telle caractéristique et si l'on porte en abcisses et en ordonnées V et $i^{\frac{2}{3}}$, on obtient une ligne droite. Cette droite passe par l'origine lorsque V désigne la tension efficace. V se compose de la tension accélératrice appliquée V_0, d'un terme H dérivant de la chute de tension dans le fil incandescent, du potentiel de contact P et de l'énergie initiale des électrons A. On a donc :

$$V = V_0 + H + K + A \qquad (3)$$

V_0 est supposé appliqué à l'extrémité positive du fil incandescent. Si l'on applique V_0 à l'extrémité négative de ce fil en changeant le sens du courant, la droite apparaît déplacée latéralement de la quantité H_0 représentant la tension de chauffage. Au lieu de (3), nous devons poser

$$V = V_0 + H - H_0 + P + A \qquad (3a)$$

On a constaté que la loi donnée par l'exposant $^3/_2$ se trouve aussi vérifiée lorsqu'on mesure le courant entre le fil chauffé

et la grille, en laissant l'anode isolée. Dans ce cas, le courant est donné par la formule

$$i = K\,(1 - D)^{\frac{3}{2}}\,V^{\frac{3}{2}} \tag{4}$$

car les électrons qui traversent les mailles de la grille chargent l'anode négativement. Le potentiel de cette charge est de V volts. Les électrons reçoivent ensuite une accélération de V volts et entre le réseau et l'anode un retard de la même grandeur, c'est-à-dire qu'ils ne peuvent pas fournir de nouvelles charges à l'anode. Le potentiel d'anode provoque également des retards au delà du réseau et l'effet en est donné par — DV. De là résulte la relation (4). Le coefficient angulaire de la droite dans l'équation (2) est donné par

$$tg\,\alpha = \frac{i^{\frac{2}{3}}}{V} = K^{\frac{2}{3}}\,(1 + D)$$

et dans (4) par

$$tg\,\alpha' = K^{\frac{2}{3}}\,(1 - D)$$

le quotient est donc

$$\frac{tg\,\alpha'}{tg\,\alpha} = \frac{1 - D}{1 + D}\,. \tag{5}$$

Comme $tg\,\alpha$ et $tg\,\alpha'$ s'obtiennent à l'aide de deux mesures chacune, D peut se déterminer à l'aide de quatre mesures. On a obtenu ainsi dans un tube Telefunken RE 16 :

$$D = 13\,\%$$

alors que la méthode usuelle fournissait 12 %. Pour déterminer la constante K on appliquait jusqu'alors la formule de Langmuir-Schottky pour le dispositif cylindrique; l'on posait donc:

$$K = \frac{2\sqrt{2\,\varepsilon/\mu}}{9}\,\frac{l}{r}$$

où l désigne la longueur du fil incandescent, r le rayon de l'anode cylindrique et ε/μ la charge spécifique des électrons.

Il ne faut pas s'attendre à une concordance exacte entre la théorie et les mesures, car la formule ne représente qu'une approximation et n'est valable que pour des cylindres de longueurs infinies. Aussi la longueur du fil incandescent est mal définie par suite de pertes de conductibilité aux extrémités. Toutefois, les écarts entre les résultats théoriques et les résultats expérimentaux étaient si considérables (dans le cas expérimental la valeur de K était de 2,5 à 3 fois trop petite) que l'expression de K utilisée jusqu'à présent doit être considérée comme tout à fait inexacte. Ce résultat peut s'expliquer immédiatement par le fait que la capacité d'un condensateur cylindrique est plus considérable lorsque l'anode se compose d'un cylindre creux massif que lorsqu'il se compose d'une spirale cylindrique. Désignons par e et e_0 les quantités d'électricité pour un même potentiel sur une spirale cylindrique et sur un cylindre creux de même dimension. Si C et C_0 désignent les capacités correspondantes, $e = CV$ et $e_0 = C_0 V_0$. Le nombre de lignes de force dirigées vers le fil incandescent, c'est-à-dire l'intensité du champ électrique, est proportionnelle à la charge e ou e_0. Par conséquent, le champ de force accélérateur est réduit dans le rapport $e : e_0$ où $C : C_0$, quand on remplace le cylindre par une spirale. La formule de Langmuir

$$i = \frac{2\sqrt{2\,\varepsilon/\mu}}{9}\,\frac{l}{r}\,V^{\frac{3}{2}} \tag{6}$$

ne peut donc pas être appliquée sans autre à des tubes à grilles. Au contraire la formule (1) rectifiée prend la forme :

$$i = \frac{2\sqrt{2\,\varepsilon/\mu}}{9}\,\frac{l}{r}\left(\frac{C}{C_0}\right)^{\frac{3}{2}}(V_g + DV_a)^{\frac{3}{2}}. \tag{7}$$

Pour les tubes Telefunken, on a trouvé $C : C_0 = 0{,}52$.

On peut se rendre compte directement de ce que l'extension de la formule de Langmuir est inadmissible. Supposons, en effet, que le rayon du cylindre anode devienne de plus en plus petit et que finalement, comme cas limite, le cylindre anode et la spirale-grille se confondent. Nous n'avons plus alors qu'un seul cylindre creux auquel la formule (6) est appli-

cable. Mais comme, d'autre part, la formule (2) doit être également vérifiée, on doit avoir dans ce cas limite :

$$K\,(1 + D)^{\frac{3}{2}} = \frac{2\,\sqrt{2\,\varepsilon/\mu}}{9}\,\frac{l}{r}\,.$$

Comme D devient considérable lorsque la distance entre l'anode et la grille diminue, K doit être nécessairement plus petit que la constante de Langmuir (second membre de la relation). Par conséquent, la formule de Langmuir utilisée jusqu'à présent fournit des valeurs trop élevées pour le coefficient angulaire de la caractéristique. La formule (7) doit mieux convenir aux conditions véritables.

G. Juvet) (Neuchâtel). — *A propos de la transformation de Lorentz.*

Mlle Munari a publié une note [1] sur le minimum d'hypothèses nécessaires à la déduction de la transformation de Lorentz; la note que nous publions ici en forme la suite logique.

On sait que la transformation de Lorentz la plus générale fait correspondre le quaterne (x, y, z, t) au quaterne $(\bar{x}, \bar{y}, \bar{z}, \bar{t})$ par des formules linéaires telles que l'on ait l'identité:

$$x^2 + y^2 + z^2 - c^2t^2 = \bar{x}^2 + \bar{y}^2 + \bar{z}^2 - c^2\bar{t}^2\,. \qquad (1)$$

Posons

$$x = x_1\,,\ y = x_2\,,\ z = x_3\,,\ ict = x_4\,,$$

la transformation de Lorentz s'exprime par des relations de la forme:

$$(2)\quad x_i = \sum_{k=1}^{k=4} \alpha_{ik}\, x_k \quad (i = 1, 2, 3, 4) \quad \text{avec} \quad \sum_{i=1}^{i=4} x_i^2 = \sum_{i=1}^{i=4} \bar{x}_i^2 \quad (2a)$$

Mon but est de montrer que cette transformation générale est le produit de deux transformations plus simples, dont l'une est la transformation de Lorentz telle que la répètent tous les ouvrages de vulgarisation et dont l'autre est une rotation purement spatiale.

[1] *Rendiconti dei Lincei*, 1914, 1er sem.