

RAYMOND BIREBENT

**Sur une nouvelle action d'un champ magnétique
uniforme sur une cellule à gaz**

Annales de la faculté des sciences de Toulouse 4^e série, tome 15 (1951), p. 187-194

http://www.numdam.org/item?id=AFST_1951_4_15__187_0

© Université Paul Sabatier, 1951, tous droits réservés.

L'accès aux archives de la revue « Annales de la faculté des sciences de Toulouse » (<http://picard.ups-tlse.fr/~annales/>) implique l'accord avec les conditions générales d'utilisation (<http://www.numdam.org/conditions>). Toute utilisation commerciale ou impression systématique est constitutive d'une infraction pénale. Toute copie ou impression de ce fichier doit contenir la présente mention de copyright.

NUMDAM

Article numérisé dans le cadre du programme
Numérisation de documents anciens mathématiques
<http://www.numdam.org/>

SUR UNE NOUVELLE ACTION D'UN CHAMP MAGNÉTIQUE UNIFORME SUR UNE CELLULE A GAZ

par **Raymond BIREBENT**

Résumé. — Le courant débité par une cellule à gaz à cathode plane est notablement augmenté par un champ magnétique uniforme perpendiculaire au plan de la cathode. Pour une intensité suffisante du champ, le courant ne dépend que de la tension et de l'éclairement. Les caractéristiques courant-tension peuvent être alors représentées par une fonction exponentielle qui fait apparaître le potentiel d'ionisation du gaz. Ce potentiel peut être encore mis en évidence par la considération du rapport des courants avec et sans champ magnétique.

INTRODUCTION

Lorsqu'on soumet une cellule photoélectrique à gaz à un champ magnétique uniforme d'intensité croissante, on peut observer, avec les types usuels de cellules, un accroissement de courant pour une certaine valeur du champ. Généralement cet accroissement disparaît dès qu'on dépasse cette valeur particulière et le courant diminue ensuite rapidement. La direction du champ qui rend possible l'observation de ce phénomène est celle qui permet aux électrons d'aller de la cathode à l'anode en décrivant une trajectoire hélicoïdale. La longueur de la trajectoire étant de ce fait plus grande, l'ionisation se trouve accrue. Toutefois, les anodes des cellules courantes n'ayant généralement qu'une faible surface, tout nouvel accroissement de courbure des trajectoires électroniques se traduit par une diminution sensible du courant, la majeure partie des électrons ne pouvant plus alors atteindre l'anode.

Cette augmentation de l'ionisation par l'allongement des trajectoires électroniques sous l'action d'un champ magnétique a été déjà souvent utilisée. On peut citer par exemple certaines cellules de forme spécialement étudiée dans ce but, telle la cellule Karolus ou encore la jauge d'ionisation à cathode froide de Penning (Philips).

Cependant, nous avons pu mettre en évidence, en particulier avec une cellule type C. M. G. 6 (General Electric) une autre action du champ magnétique qui conduit elle aussi, par un processus différent du précédent, à un accroissement notable du courant.

CARACTÉRISTIQUES COURANT-CHAMP MAGNÉTIQUE.

La cellule C. M. G. 6 possède une cathode plane rectangulaire, au césium sur argent oxydé, disposée suivant un plan diamétral de l'ampoule cylindrique. L'anode est constituée par un grillage qui tapisse la paroi interne de l'ampoule, sur une hauteur sensiblement égale à celle de la cathode (fig. 1).

Si on fait agir un champ magnétique uniforme dirigé perpendiculairement au plan de la cathode, la tension appliquée à la cellule et l'éclaire-

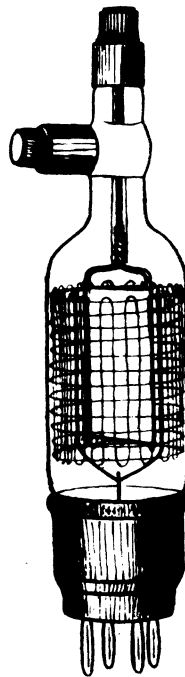


FIG. 1.

ment étant maintenus constants, on constate que le courant débité croît d'abord avec l'intensité du champ magnétique, puis atteint une valeur constante indépendante de la grandeur du champ ainsi que de son sens.

Posons :

$$\Delta J = J_H - J$$

J courant fourni par la cellule sans champ magnétique

J_H — — — — — avec — — — — —

la figure (2) montre l'allure des courbes $\Delta J = f(H)$, tracées pour différentes tensions.

On voit immédiatement le gain important de courant ainsi réalisé, près de 60 % du courant sans champ dans le cas considéré pour la tension de 90 volts, ainsi que l'existence d'une valeur limite de ce courant dès que le

champ atteint une certaine intensité qui croît d'ailleurs avec la tension.

Donnant alors à ce dernier une intensité telle que le courant maximum soit toujours atteint quelle que soit la tension, on peut étudier le comportement de la cellule lorsqu'on fait varier soit la tension soit l'éclairement. Nous avons d'abord étudié l'influence de la tension et ce sont les résultats ainsi obtenus que nous allons maintenant exposer.

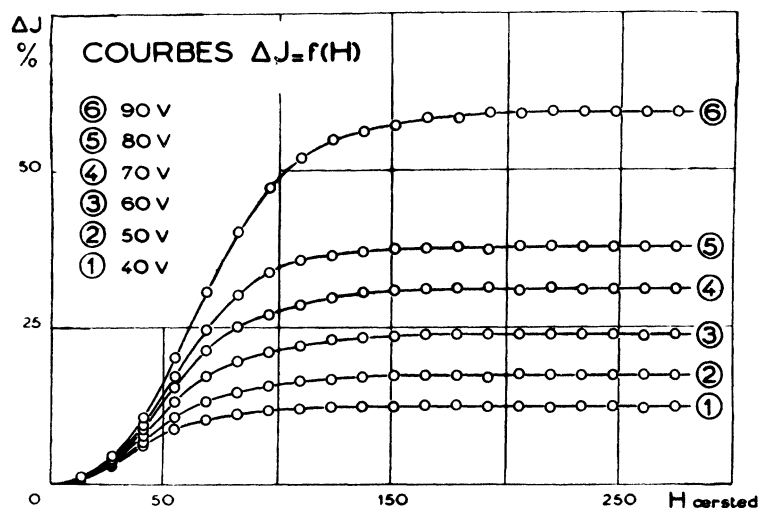


FIG. 2.

CARACTÉRISTIQUE COURANT-TENSION.

La cellule est éclairée en lumière blanche provenant d'une lampe à filament de tungstène. Pour des raisons que nous indiquerons plus loin, nous avons été amenés à limiter la zone éclairée de la cathode à une étroite bande médiane, parallèle à l'axe de révolution de l'anode. Nous désignerons comme précédemment par J_H et J les courants avec et sans champ magnétique et par V la différence de potentiel aux bornes de la cellule, contrôlée au moyen d'un électromètre afin de pouvoir compenser la chute de tension dans la résistance du circuit extérieur.

Si, pour un même éclairement, on détermine les caractéristiques $J(V)$ et $J_H(V)$ on constate qu'au début, pour des tensions inférieures à une vingtaine de volts, la caractéristique $J_H(V)$ est légèrement au-dessous de la caractéristique $J(V)$, elle se place ensuite au-dessus de celle-ci dès que l'ionisation du gaz devient sensible et s'en écarte de plus en plus lorsque V croît (fig. 3).

La diminution de courant observée aux basses tensions s'explique facilement : tous les photoélectrons ne quittent pas la cathode normalement à sa surface et comme le champ électrique est encore très faible ceux d'entre eux qui ont une direction initiale assez inclinée sont fortement déviés par

le champ magnétique et ne peuvent par suite atteindre l'anode. Le même phénomène apparaît d'ailleurs avec une cellule à vide de forme identique. Là encore la caractéristique J_H (V) est initialement au-dessous de la caractéristique J (V), ces deux courbes se raccordent pour 20 volts environ et, comme il ne peut y avoir un nouvel accroissement de courant par ionisation, elles demeurent ensuite confondues quelle que soit la tension.

Le courant fourni par la cellule à gaz soumise au champ magnétique croît d'abord exponentiellement avec la tension appliquée; sa croissance

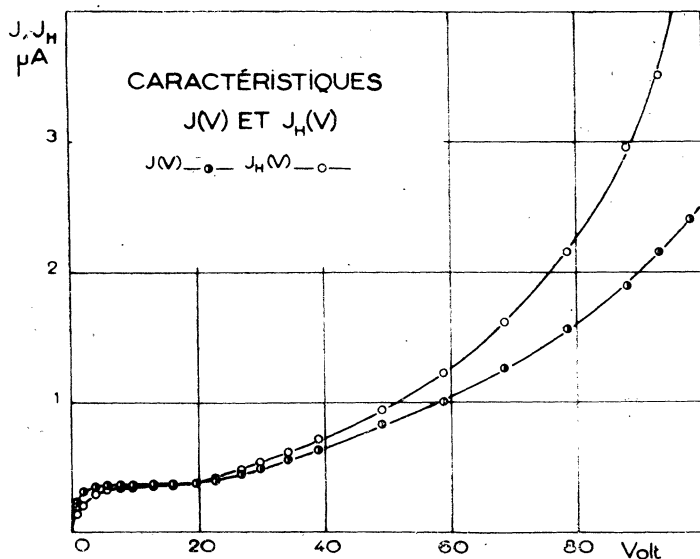


FIG. 3.

est ensuite plus rapide quand on se rapproche du régime de décharge autonome. Ce fait est mis en évidence en représentant la caractéristique J_H (V) en coordonnées semi-logarithmiques. La courbe

$$\text{Log } J_H = f(V)$$

est en effet une droite dans un assez grand intervalle de tension. Si on fait varier l'éclairement cette droite se déplace en restant parallèle à elle-même. La figure (4) montre une famille de ces caractéristiques pour différents éclaircissements, le champ magnétique agissant sur la cellule ayant une intensité de 250 oersteds.

Par contre la pente de la droite dépend de la position de la bande éclairée sur la cathode, elle diminue quand on va du centre vers le bord. Cette variation de pente provient de la forme des électrodes de la cellule utilisée : en effet la distance cathode-anode diminue quand on se rapproche du bord de la cathode et en même temps la disposition des équipotentielles du champ électrique se modifie beaucoup. Cette corrélation entre la pente de la droite et la distance cathode-anode, ainsi sans doute que la topo-

graphie du champ électrique, est encore vérifiée par le fait suivant : si la bande éclairée a une hauteur assez faible pour qu'on puisse la déplacer verticalement sur la cathode, la pente reste inchangée. Or, au cours de ce déplacement, la zone émissive est toujours à la même distance de l'anode et les équipotentielles à son voisinage conservent la même forme.

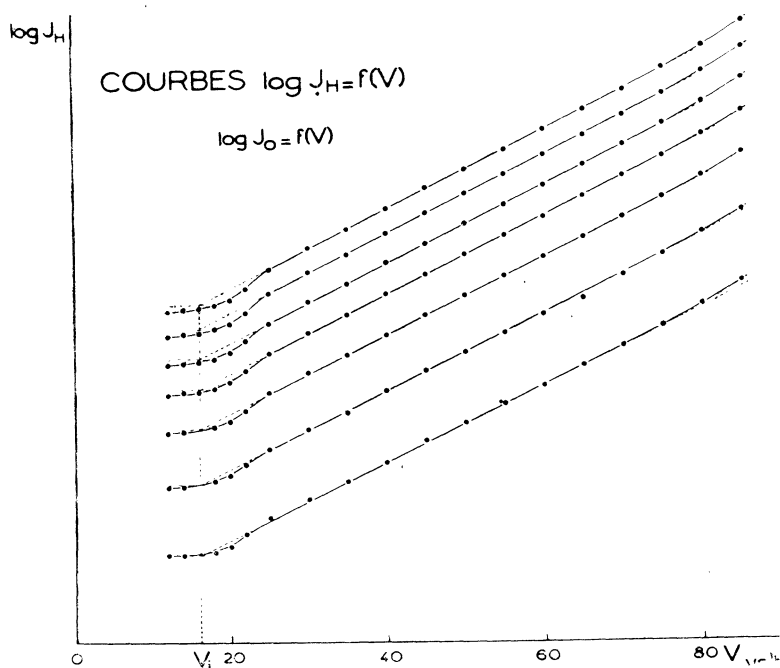


FIG. 4.

Ceci explique pourquoi nous avons dû limiter la zone éclairée à une étroite bande verticale, car, avec cette cellule, la partie rectiligne des caractéristiques $\text{Log } J_H = f(V)$ n'apparaîtrait pas si on éclairait la cathode en totalité.

EQUATION DE LA CARACTÉRISTIQUE $J_H(V)$.
 POTENTIEL D'IONISATION DU GAZ DE REMPLISSAGE.

Soit J_0 le courant photoélectrique primaire dont la valeur est donnée par le palier que présente, sauf dans le cas des éclairages intenses, la caractéristique $J(V)$. Si nous reportons sur la figure (4) les droites $\text{Log } J_0 = f(V)$ relatives aux paliers des différentes caractéristiques, nous constatons que les droites $\text{Log } J_H = f(V)$ correspondantes, les rencontrent en des points qui ont tous très sensiblement la même abscisse $V = 16$ volts. Cette valeur est suffisamment voisine de la valeur du potentiel d'ionisation de l'argon qui remplit la cellule ($V_i = 15,7$ V) pour qu'on

puisse admettre que ce point de rencontre donne bien le potentiel d'ionisation du gaz.

Les parties rectilignes des caractéristiques en coordonnées semi-logarithmiques ont dès lors pour équation :

$$(1) \quad \text{Log } J_H = a(V - V_i) + \text{Log } J_0$$

et par suite on a pour la caractéristique $J_H(V)$ une équation de la forme

$$(2) \quad J_H = J_0 e^{a(V - V_i)}$$

J_0 courant photoélectrique primaire

V tension appliquée à la cellule

V_i potentiel d'ionisation du gaz de remplissage.

Cette formule est valable jusqu'à 70 V environ. Pour des tensions supérieures, la caractéristique $\text{Log } J_H = f(V)$ s'incurve vers le haut indiquant une augmentation plus rapide du courant avec la tension. Ceci doit correspondre au deuxième stade de la décharge semi-autonome de Townsend, celui où se manifeste l'action des ions positifs.

RELATION ENTRE LES CARACTÉRISTIQUES $J_H(V)$ ET $J(V)$

L'expérience montre que, dans un intervalle étendu de tension, le rapport J_H/J est proportionnel à la tension appliquée à la cellule. Dans cet intervalle la courbe $J_H/J = f(V)$, que représente la figure (5) est une droite d'équation :

$$(3) \quad \frac{J_H}{J} = b(V - V_i) + 1$$

Il est remarquable que cette courbe permette, elle aussi, de mettre en évidence le potentiel d'ionisation du gaz (abscisse du point A sur la figure 5).

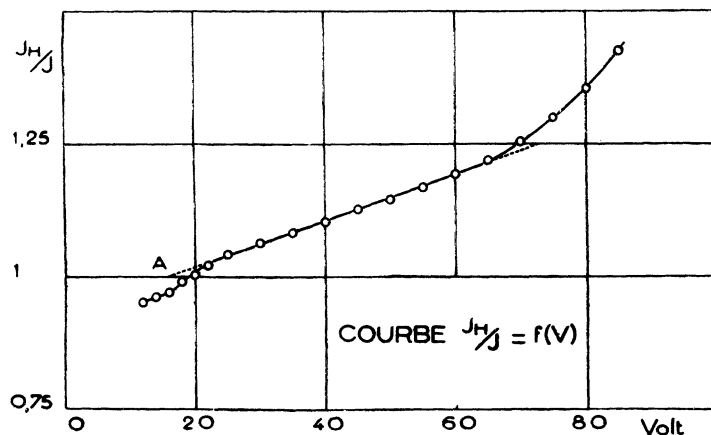


FIG. 5.

La pente b est une fonction croissante de l'éclairement que nous nous proposons de déterminer au cours d'expériences ultérieures. Sa connaissance permettrait en effet de donner l'équation de la caractéristique $J(V)$ qui, d'après les relations (2) et (3) et dans les limites de validité de ces relations, doit être de la forme

$$(4) \quad J = J_0 \frac{e^{a(V-V_i)}}{b(V-V_i) + 1}$$

Les résultats expérimentaux à l'aide desquels ont été tracées la courbe de la figure (5) et la caractéristique supérieure de la figure (4) conduisent pour a et b aux valeurs suivantes :

$$a = 0,0283 \quad b = 0,00423$$

avec un courant photoélectrique primaire $J_0 = 0,51 \mu A$.

Dans les conditions particulières de cette expérience la formule (4) donne pour le courant J , aux différentes tensions, les valeurs indiquées dans le tableau ci-dessous. Nous avons porté en regard les valeurs effectivement mesurées ainsi que les erreurs relatives auxquelles conduit l'emploi de cette formule.

Tension volt	J calculé μA	J exp. μA	Erreur relative %
20	0,566	0,535	+ 5,6
25	0,637	0,622	+ 2,6
30	0,720	0,712	+ 1,1
35	0,814	0,805	+ 1,2
40	0,919	0,916	+ 0,3
45	1,041	1,044	- 0,3
50	1,176	1,177	- 0,1
55	1,330	1,329	+ 0,1
60	1,505	1,498	+ 0,5
65	1,703	1,689	+ 0,8
70	1,930	1,900	+ 1,6
75	2,185	2,143	+ 1,9
80	2,477	2,413	+ 2,6

INTERPRÉTATION DES PHÉNOMÈNES OBSERVÉS. — CONCLUSION.

Si on remplace la lumière blanche par des radiations infra-rouges, on peut opérer dans l'obscurité complète; dans ces conditions, la luminescence du gaz est très nettement visible. On constate ainsi qu'en l'absence de champ magnétique elle s'étend dans la totalité de la partie avant de la cellule, même avec une zone émissive d'étendue réduite. Lorsqu'on fait agir un champ magnétique d'intensité croissante, la luminescence s'éloigne progressivement des parois et simultanément le courant J_H croît. Avec des champs intenses elle n'occupe plus qu'un volume restreint entre la zone émissive de la cathode et la partie opposée de l'anode.

L'augmentation du courant sous l'action du champ magnétique qui

étant donnée sa direction empêche la diffusion transversale des électrons et des ions, paraît donc être due à la suppression des recombinaisons sur les parois. Or, on sait que dans un tube à gaz c'est principalement au contact de celles-ci que les recombinaisons prennent une importance notable. Cette explication rend également compte du fait que le courant J_H cesse de croître à partir d'une certaine valeur de l'intensité du champ magnétique.

Nos expériences montrent à quel point le phénomène de recombinaison sur les parois peut diminuer le courant débité par une cellule photoélectrique à gaz. Nous pensons d'autre part qu'elles pourraient conduire à une nouvelle méthode de détermination des potentiels d'ionisation, méthode basée sur l'action d'un champ magnétique sur la décharge lumineuse dans un tube contenant le gaz à étudier.
