même temps que α et atteint sa plus grande valeur lorsque la fonction f_0 devient infiniment grande. A partir de là C_v décroît.

Faisant abstraction des restrictions signalées plus haut, nous pourrions poser:

$$T = 0 \; ,$$

ce qui donne, selon (4):

$$\lim f_1 = \infty \; .$$

La fonction f_2 étant finie à cette limite, on obtient alors:

$$\lim_{T=0} C_v = 0 \; ,$$

conformément au théorème de Nernst et aux conclusions générales qui ont été tirées de la théorie des quanta. Cependant ce résultat est dépourvu ici de toute signification théorique parce qu'il se trouve en dehors des limites de validité de la théorie.

P. REVILLIOD. — *Sur les animaux domestiques de la station de «la Tène» et sur le bœuf brachycéphale de Genève.*

(Publié dans les Archives des Sc. phys. et nat., Pér. 5, Vol. **8**, mars-avril (1926)).

Séance du 18 mars 1926.

C.-E. GUYE. — *Sur l'équation du potentiel explosif dans un mélange de deux gaz.*

Le mécanisme de la décharge électrique dans un mélange de deux gaz semble extrêmement complexe, car il y a lieu de tenir compte de six espèces de chocs ionisants.

Choc d'un électron contre une molécule de 1re espèce ($\alpha_{0,1}$)
» » » » » » » 2me » ($\alpha_{0,2}$)
» d'un ion positif de 1re espèce contre molécule de 1re espèce ($\beta_{1,1}$)
» d'un ion positif de 1re espèce contre molécule de 2me espèce ($\beta_{1,2}$)
» d'un ion positif de 2me espèce contre molécule de 2me espèce ($\beta_{2,2}$)
» d'un ion positif de 2me espèce contre molécule de 1re espèce ($\beta_{2,1}$)

A chacune de ces sortes de chocs, correspondent des coefficients α ou β représentant le nombre de chocs ionisants produits pour un parcours d'un cm dans le mélange.

Les équations différentielles qui permettent de résoudre le problème de la décharge entre deux plateaux sont de la forme:

$$\frac{dn}{dx} = An + Bp_1 + Dp_2 + \varkappa_0 \tag{1}$$

$$-\frac{dp_1}{dx} = A_1 n + B_1 p_2 + D_1 p_2 + \varkappa_1 \tag{2}$$

$$-\frac{dp_2}{dx} = A_2 n + B_2 p_1 + D_2 p_2 + \varkappa_2 \tag{3}$$

avec la condition

$$\frac{d(n + p_1 + p_2)}{dx} = 0 \qquad n + p_1 + p_2 = c \quad \text{et} \quad i = \varepsilon c\ .$$

Dans ces relations, les coefficients $A = A_1 + A_2$; $B = B_1 + B_2$; $D = D_1 + D_2$ sont des fonctions des α et des β seulement; $\varkappa_0 = \varkappa_1 + \varkappa_2$ désignent les nombres d'électrons ou d'ions positifs produits en une seconde par la cause ionisante excitatrice et par unité de volume; n, p_1 et p_2 sont respectivement les nombres d'électrons et d'ions positifs qui, en une seconde, traversent une surface d'un cm^2, parallèle aux plateaux et d'abscisse x; ε est la charge d'un électron ou d'un ion positif; i est le courant de décharge entre les plateaux.

Par diverses transformations des équations précédentes, on arrive à la relation:

$$\frac{d^2n}{dx^2} + M\frac{dn}{dx} + Kn + L = 0 \tag{4}$$

M et K étant fonctions des α et des β seuls; L fonction des α, des β et de c.

En tenant compte des limites $x = 0$, $n = 0$; $x = l$, $n = c$, on a finalement

$$i = \frac{(W)}{(Y) - (Z)}$$

(W), (Y) et (Z) étant fonctions des α, des β et de la distance a des plateaux.

La condition du potentiel explosif correspond au cas (Y) — (Z) = 0; elle est très complexe et pour la discuter utilement, il conviendrait de connaître les valeurs numériques des α et des β. Toutefois, si les diamètres des deux sortes d'ions positifs sont les mêmes (c'est approximativement le cas pour l'air, les diamètres des molécules d'azote et d'oxygène étant respectivement 3.27 et 3.19×10^{-8} cm et si le potentiel d'ionisation correspondant à une sorte de molécules est indépendant de la nature de l'ion positif choquant, la condition de la décharge et du potentiel explosif reprend la forme qu'elle a pour les gaz purs $\alpha = \beta e^{a(\alpha-\beta)}$ avec $\alpha = \alpha_{0,1} + \alpha_{0,2}$ et $\beta = \beta_{1,1} + \beta_{2,2}$.

Elle peut être alors exprimée par les seules propriétés des deux gaz constituant le mélange, car on a $\beta_{1,2} = \beta_{2,2}$ et $\beta_{2,1} = \beta_{1,1}$.

Il convient de remarquer également que dans les gaz purs, l'équation différentielle qui permet de résoudre le problème est du premier ordre, tandis qu'elle est du deuxième ordre dans les mélanges de deux gaz (équation 4). La solution apériodique de cette dernière équation semble bien correspondre au phénomène observé. Mais on peut se demander alors si la seconde solution, celle où les racines de l'équation caractéristique sont imaginaires, correspond à un phénomène physique possible et compatible avec la condition $n + p_1 + p_2 = c$, qui résulte des équations (1), (2), (3). Dans ce cas, le nombre n des électrons qui traverseraient une section dans une seconde a le caractère d'une fonction périodique amortie de l'abscisse x. Y a-t-il entre cette solution et le phénomène des strates que l'on observe spécialement dans les mélanges de gaz, une corrélation quelconque? Nous examinerons cette question dans une prochaine note.

C.-E. Guye. — *Remarque sur le mode d'évaluation du libre parcours moyen des centres électrisés dans un mélange de gaz, et son application à la théorie de la rotation de la décharge.*

On sait que le calcul du libre parcours moyen des électrons ou des ions se déplaçant sous l'action d'un champ électrique,