De l'influence de la forme des électrodes et de la pression du gaz sur le potentiel disruptif [suite]

suivant pas à pas le raisonnement que Jacobi expose dans ses « Vorlesungen » on démontre que cette fonction d'espace : I satisfait à l'*équation aux dérivées fonctionnelles partielles :*

$$\text{(I)} \qquad \frac{\partial \mathrm{I}}{\partial(x_1, x_2, x_3, x_4)} + \mathrm{H}\left(g_{ik}, \frac{\partial \mathrm{I}}{\partial(g_{ik}, x_\nu)}\right) = 0$$

où dans la fonction H $(g_{ik}, p^{ik,\nu})$ on a remplacé

$$p^{ik,\nu} \text{ par } \frac{\partial \mathrm{I}}{\partial(g_{ik}, x_\nu)} ; \text{ les symboles}$$

$$\frac{\partial \mathrm{I}}{\partial(x_1, x_2, x_3, x_4)} \quad \text{et} \quad \frac{\partial \mathrm{I}}{\partial(g_{ik}, x_\nu)}$$

sont des symboles analogues à ceux que M. Volterra a définis[1].

L'équation (I) généralise ainsi l'équation de Jacobi attachée au principe d'Hamilton. Mais dans notre cas, cette équation fait intervenir des dérivées fonctionnelles qui en rendent le maniement assez difficile ; néanmoins les résultats relatifs à l'intégrale complète de l'équation de Jacobi sont généralisables et si l'on obtient une solution de (I) dépendant d'assez de constantes arbitraires ou de fonctions arbitraires, les équations de M. Einstein peuvent être intégrées.

J'ai fait les calculs pour le cas simple où tous les $T_{ik} = o$, et où l'on suppose que $g = | g_{ik} | = 1$. L'équation (I) a une forme assez simple. Nous reviendrons d'ailleurs sur la question de l'intégration.

Il est intéressant de constater la contribution qu'apporte à la relativité une branche de l'analyse aussi abstraite que le calcul fonctionnel ; ici encore, les mathématiciens comme MM. Volterra, Hadamard, de Donder, Lévy et Fréchet ont devancé l'appel des physiciens.

HAMMERSHAIMB, G. et MERCIER, P. (Genève). — *De l'influence de la forme des électrodes et de la pression du gaz sur le potentiel disruptif* (suite).

Dans une première communication[2] les auteurs ont présenté les résultats obtenus dans l'azote comprimé en se servant de 12 paires d'électrodes différentes : calottes sphériques et électrodes planes. Les pressions étudiées étaient 1 et 4 atmosphères.

Les expériences ont été poursuivies aux pressions de 7 et 10 atm en utilisant 8 paires d'électrodes et au delà de 5 en 5 atm jusqu'à 50 atm en employant trois paires d'électrodes présentant les caractéristiques suivantes :

1. Petites électrodes hémisphériques de 10 mm de diamètre. —

[1] VOLTERRA, *Rendiconti dei Lincei*, 1890, p. 127 et suiv.

[2] Suite à une première communication faite à la Société suisse de Physique. *Archives*, sept.-oct., 1920.

2. Petites électrodes planes de 10 mm de diamètre. — 3. Grandes électrodes planes à bords incurvés : diamètre total 45 mm, diamètre de la partie plane 30 mm.

Le potentiel maximum atteint a été 80 000 volts.

Les résultats obtenus donnent lieu aux remarques suivantes :

1. — A distance explosive égale et pour les grandes distances les grandes électrodes planes et les calottes sphériques de grand rayon donnent un potentiel disruptif plus grand que les petites électrodes, tandis que pour les petites distances explosives les électrodes sphériques de petit diamètre présentent un potentiel explosif plus élevé que les électrodes planes.

Exemple : à 10 atm et pour une distance explosive de 2,5 mm les petites électrodes sphériques donnent un potentiel explosif de 68 900 volts, les petites électrodes planes : 69 200 volts, et les grandes électrodes planes : 70 000 volts.

A 50 atm et pour une distance explosive de 0,5 mm les premières donnent un potentiel explosif de 67 000 volts, les secondes : 44 100 volts et les troisièmes : 32 800 volts.

2. — La loi de Paschen se trouve vérifiée dans le cas des petites électrodes hémisphériques de 10 mm de diamètre.

Dans le cas des électrodes planes cette loi est vérifiée jusqu'à 10 atm environ. Pour des pressions plus élevées la loi est d'autant moins bien vérifiée que le diamètre des électrodes est plus grand, la distance explosive plus faible et la pression plus forte.

3. — Les résultats indiqués au paragraphe 1 viennent confirmer l'explication proposée par M. le Prof. C. E. Guye [1] pour interpréter les différences observées suivant la forme des électrodes employées.

D'une part les petites électrodes ont tendance à se comporter comme des pointes à mesure que la distance explosive augmente. D'autre part le rôle de l'inégale répartition des ions aux pressions élevées et aux petites distances explosives devient prépondérant dans le cas des grandes électrodes ; la diffusion latérale des ions est gênée et le potentiel explosif est abaissé considérablement.

BÄR, R. (Zurich). — *Sur les sous-électrons.*

§ 1. — L'auteur a montré précédemment (*Ann. d. Phys.* 59, p. 399, 1919) que l'on peut déterminer la densité des particules employées dans les mesures de charge d'Ehrenhaft-Millikan en se servant de la loi de chute de Stokes-Cunningham et en déterminant la vitesse de chute des particules sous deux pressions différentes. La méthode a été utilisée en son temps pour mesurer la densité de particules, pulvérisées élec-

[1] *Archives*, sept.-oct., 1920.