Zeitschrift: Archives des sciences physiques et naturelles
Herausgeber: Société de Physique et d'Histoire Naturelle de Genève
Band: 7 (1925)

Artikel: Sur la question de la rigidité diélectrique de l'air
Autor: Klingelfuss, Fr.
DOI: https://doi.org/10.5169/seals-740699

particules de neige étaient chargées négativement, tandis que les grandes avaient une charge positive. Ce résultat est en parfait accord avec les expériences de MM. Dorno et Kähler.

Les travaux expérimentaux sur ce sujet sont continués.

Fr. KLINGELFUSS (Bâle). — *Sur la question de la rigidité diélectrique de l'air.*

D'après la définition donnée par M. Günther-Schulze[1], la rigidité diélectrique, qu'on pose égale à $^{\mathfrak{v}}/_{\delta}$, est une constante du matériel envisagé, constante inférieure de la tension $^{V}/_{\delta}$ au champ disruptif $^{V}/_{\delta}$, δ étant la longueur de l'étincelle. Dans la règle, on détermine la rigidité diélectrique par la mesure du quotient $\frac{V_2 - V_1}{\delta_2 - \delta_1}$, entre des électrodes planes. D'après MM. Villard et Abraham[2], on obtient ainsi pour l'air des valeurs comprises entre 25,9 et 26,2 KV par cm; des déterminations plus récentes de M. Spath[3] ont donné la valeur de 29,942 KV par cm de $\delta = 0{,}1$ cm à $\delta = 1$ cm. M. Günther-Schulze[4] a calculé comme valeur probable de la rigidité diélectrique de l'air atmosphérique ordinaire, humide, 25,7 KV par cm.

Avec une bobine d'induction ordinaire, le potentiel disruptif entre une pointe positive et une plaque négative distants de plus de 4 cm peut être exprimé par la formule suivante:

$$V = 4{,}04 \, . (\delta + 10) \; ,$$

ou en termes plus généraux:

$$V = a \, . (\delta + b) \; . \qquad (1)$$

Cette équation linéaire s'applique à des tensions dépassant 60 KV. Le quotient $\frac{V_2 - V_1}{\delta_2 - \delta_1}$, c'est-à-dire la rigidité diélectrique est dans ce cas égale à 4,04, c'est dire qu'elle est sensiblement plus petite que celle qu'on trouve entre deux plaques. La cause

[1] GÜNTHER-SCHULZE. *Über die dielektrische Festigkeit*, Kösel et Pustet, Munich, 1924.
[2] VILLARD et ABRAHAM, *Comptes Rendus*, 153, p. 1203 (1911).
[3] W. SPATH, *Arch. f. Elektrot.*, 1923.
[4] *l. c.*, p. 63.

de cette différence réside dans le fait que les mesures avec deux plaques planes se font nécessairement dans une région $^{\delta}/_{R}$ (R étant le rayon des électrodes), dans laquelle le potentiel disruptif présente des variations imprévues; dans cette région, le quotient exprimant la rigidité diélectrique ne paraît donc pas constant à première vue. Dans la formule (1), nous aurons:

$$a\delta = 4{,}04\delta = \mathfrak{v} \quad \text{et} \quad ab = 40{,}4 = \gamma\ .$$

Nous modifierons notre équation de manière que la tension $\mathfrak{v}$ à laquelle le diélectrique est détruit et la tension additionnelle γ, qu'il faut ajouter à $\mathfrak{v}$ pour obtenir le potentiel disruptif, s'y trouvent séparées; nous modifierons en outre la formule (1), de manière à la rendre applicable aux électrodes sphériques et aux cas de variation non linéaire de la tension avec la longueur de l'étincelle. Nous remplacerons à cet effet dans l'équation:

$$V = \mathfrak{v} + \gamma \tag{2}$$

$\mathfrak{v}$ par $a\delta$ et γ par $ab + nD - V_d$.

Dans ces équations, $a = 4{,}04$ est la rigidité diélectrique de l'air, telle qu'on la mesure avec un appareil à induction [1], d'une pointe vers une plaque, avec des décharges contrôlées en partie par la prise de spectrogrammes aux rayons Rœntgen, à l'aide de la formule $V_{\max} = \frac{1234}{\lambda_{\min}}$; $b = 10$ est la constante de l'équation (1), $n = 14{,}12$, D est le diamètre de la sphère (qui sera égal à zéro pour une pointe); $V_d = V'_d = \frac{(\delta_u - \delta)^2}{\sqrt{D}}$ est une fonction de $^{\delta}/_{D}$ qui s'annule pour $\delta = \delta_u$, V'_d étant valable pour $\delta \geqq {}^{1}/_{2}\,\delta_u$. Nous avons en outre $\delta_u = 1{,}4356D + 4{,}1$, la longueur de l'étincelle limite pour laquelle $V_d = 0$. La tension correspondante est $V_u = 19{,}92\,D + 57$, et le quotient $^{V_u}/_{\delta_u} = 13{,}875$ représente le champ disruptif constant pour des tensions et les longueurs d'étincelles qui se trouvent sur

[1] Le potentiel produit par un appareil à induction est défini d'une façon univoque (v. Klingelfuss, *Verh. d. Naturf. Gesellschaft*, Basel, XXI, p. 51 (1910)). Le dosage de la quantité d'électricité nécessaire pour la production d'une étincelle « bleue » se fait à l'aide du condensateur primaire. Grâce à ce procédé, on peut travailler avec l'inducteur dans des conditions exactement reproductibles.

une droite O—y passant par l'origine des coordonnées ($\delta = 0$, $V = 0$) et formant avec l'abscisse l'angle β. Par rapport à la droite O—y, on aura pour $\delta_s < \delta_u$:

$$V''_s = V'_s \frac{\delta''_s}{\delta'_s}, \qquad (3)$$

si on pose:

$$\delta'_s = \delta'_u - \frac{\left(\delta''_u - \delta''_s\right) D'}{D''} .$$

Tous les V_s se trouvent alors sur une droite O—y' qui passe par le même point origine ($\delta = 0$, $V = 0$) que la droite O—y et qui forme avec cette dernière l'angle β'. Pour les tensions et les longueurs d'étincelles qui se trouvent sur la droite O—y', le champ disruptif V_s/δ_s est également constant, mais il est plus grand que V_u/δ_u. On a $V_u/\delta_u = \operatorname{tg}\beta$ et $V_s/\delta_s = \operatorname{tg}(\beta + \beta')$. On en tire $V_s = V_u \frac{\delta_s \operatorname{tg}(\beta + \beta')}{\delta_u \operatorname{tg}\beta}$. Si nous avons pour une pointe, sur la droite O—y', la tension V'_0 et la longueur d'étincelle δ'_0 (sur la droite O—y on aura les valeurs V_0 et δ_0), on aura $V'_0 = V_0 \frac{\delta'_0 \operatorname{tg}(\beta + \beta')}{\delta_0 \operatorname{tg}\beta}$. Par conséquent, V'_0 et δ'_0 se trouveront sur la droite O—y' aussi pour la pointe ($D = 0$, cas auquel la formule (3) ne peut être appliquée).

Les tensions calculées d'après (2) avec les valeurs numériques indiquées concordent à 2 % près avec les chiffres qu'on trouve dans les tables de Landolt-Börnstein (5me édition) pour les valeurs moyennes des tensions initiales de deux sphères identiques avec répartition symétrique de la tension, par rapport à la terre, dans de l'air normal (760 mm Hg, 20°). Nous avons calculé entre autres d'après (3) les tensions et longueurs d'étincelle indiquées par Schumann [1] pour des sphères d'un diamètre de 75 cm, par rapport aux tensions et longueurs d'étincelles de sphères de 25 cm. L'écart entre le calcul et les mesures de Peek est compris entre —2 et +5 %.

[1] W.-O. SCHUMANN, *Elektrische Durchbruchfeldstärke von Gasen*, p. 39, Springer, Berlin, 1923.

La droite calculée d'après (1), déplacée parallèlement à elle-même de nD, est tangente en V_u à la courbe de la formule (2).

Les fonctions $V = \varphi(\delta, D)$ présentent des analogies si grandes pour la pointe et pour la sphère qu'on peut en conclure à la possibilité d'admettre la constance de l'expression $\frac{V_2 - V_1}{\delta_2 - \delta_1} = a$, établie pour une pointe, aussi dans le cas d'électrodes sphériques. Car d'après l'équation (2), valable pour la pointe aussi bien que pour les sphères, on a comme expression de la rigidité diélectrique:

$$\frac{\mathfrak{v}}{\delta} = a = \frac{V_2 - V_1}{\delta_2 - \delta_1} .$$

Pour l'air, sous 760 mm Hg et à 20°, entre une pointe et une plaque, à de grandes distances, avec 50 interruptions par seconde dans la bobine, on trouve pour a la valeur de 4,0416.

Si les étincelles se suivent à des intervalles d'au moins 10 sec, la constante semble être plus grande de 10 à 12 %; ce phénomène n'a toutefois pas pu être constaté avec une certitude absolue.

Ce qui précède permet aussi de comprendre pourquoi les valeurs observées pour la constante sont plus grandes avec l'emploi de plaques planes et pourquoi surtout, dans ce cas, les valeurs trouvées ne sont pas constantes. Il suffit de rappeler qu'on ne peut pas introduire $R = \infty$ pour des plaques de rayon fini. En d'autres termes, la fonction de plaques planes se rapproche de celle de sphères (en posant $2R = D$); les résultats expérimentaux montrent effectivement que les longueurs d'étincelles mesurées avec des plaques se rapprochent de celles obtenues avec de grandes sphères aux mêmes tensions (jusqu'à environ 100KV [1].)

A. Piccard et E. Kessler (Bruxelles). — *Détermination du rapport des charges électrostatiques du proton et de l'électron.*

On a toujours admis que le rapport des charges électrostatiques du proton et de l'électron était exactement égal à — 1. Les mesures directes de Millikan et d'autres n'ont cependant

[1] Landolt-Börnstein, *Tabellen*, 5me édition.