

Zeitschrift: Archives des sciences physiques et naturelles
Herausgeber: Société de Physique et d'Histoire Naturelle de Genève
Band: 3 (1921)

Artikel: Contribution à l'étude de l'étincelle oscillante [suite et fin]
Autor: Moroski, Witold
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-741060>

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: 16.01.2026

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

Contribution à l'étude de l'étincelle oscillante

PAR

WITOLD MOROŃSKI

(Avec 21 fig.).

(*Suite et fin*)¹.

CHAPITRE III.

MESURES.

I. — *Le décrément.* Les mesures de décrément ont été effectuées avec des électrodes de magnésium, zinc et aluminium de trois grandeurs différentes². Bien que je fus limité par les dimensions des métaux que j'avais à ma disposition, j'ai pu néanmoins construire mes électrodes de telle façon que la comparaison pût s'effectuer d'un métal à l'autre.

Les trois formes que j'ai adoptées sont: 1° le cylindre ($l = 0,8$ cm; $r = 0,5$ cm (la distance explosive est donc formée par deux plans parallèles)³; 2° la sphère ($d = 2$ cm.) 3° la grande électrode, telle que Wien l'a employée⁴ (diamètre de la calotte 22 cm, hauteur des petites pièces hémisphériques entre lesquelles jaillit l'étincelle 0,45 cm.).

¹ Voir *Arch. janv.-fév. 1921.*

² Il aurait été préférable d'avoir pour tous les métaux une électrode de grandeur constante et de faire varier la grandeur et la forme pour un seul des métaux étudiés.

³ En raison de l'influence de leurs dimensions sur le décrément, les électrodes de chaque métal doivent être parfaitement égales l'une à l'autre.

⁴ WIEN, M. *Annalen der Physik* 29, p. 702 (1919).

Les tableaux 1, 2, 3, permettent de suivre la variation des décréments avec la longueur de l'étincelle et le changement, soit de la grandeur de l'électrode, soit du métal. On a donné en

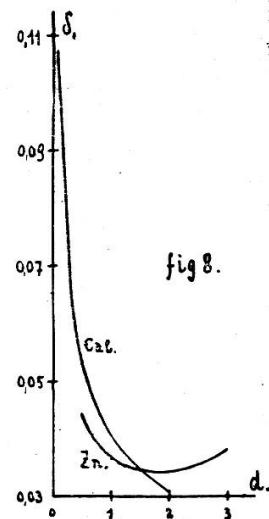
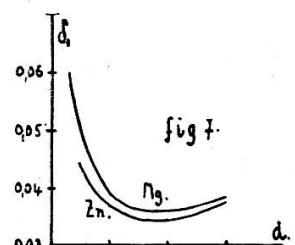
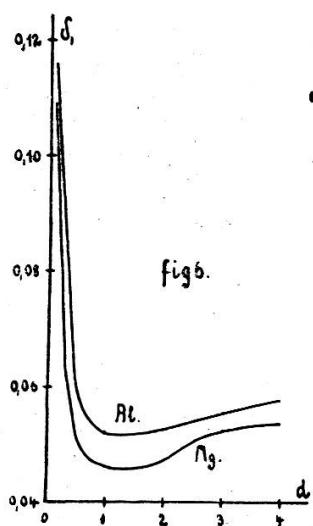
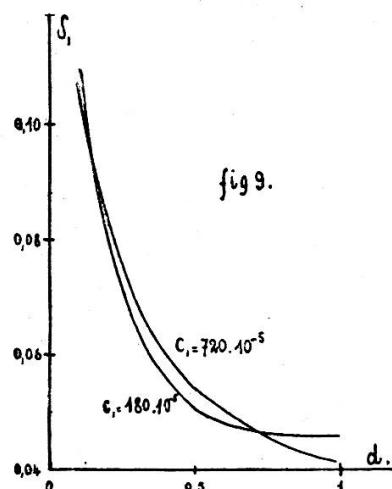
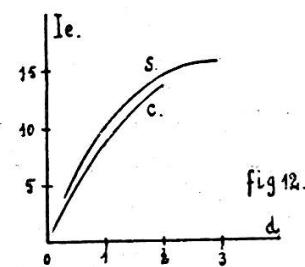
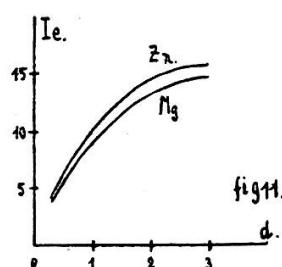
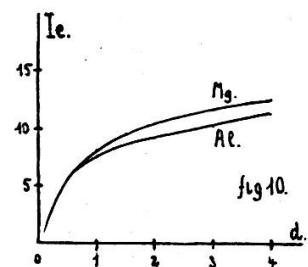


Fig. 6 à 12.

même temps le voltage maximum (fig. 13, 14, 15), le voltage efficace (fig. 16, 17, 18), le courant efficace (fig. 10, 11, 12).

Si on considère les courbes de décrément (fig. 6, 7, 8) obtenues en variant la longueur d'étincelle, on constate que pour les dif-

férentes grandeurs d'électrodes, le décrément est maximum lorsque l'étincelle est très courte, et qu'il diminue rapidement jusqu'au moment où celle-ci a une longueur d'environ 1 cm. A

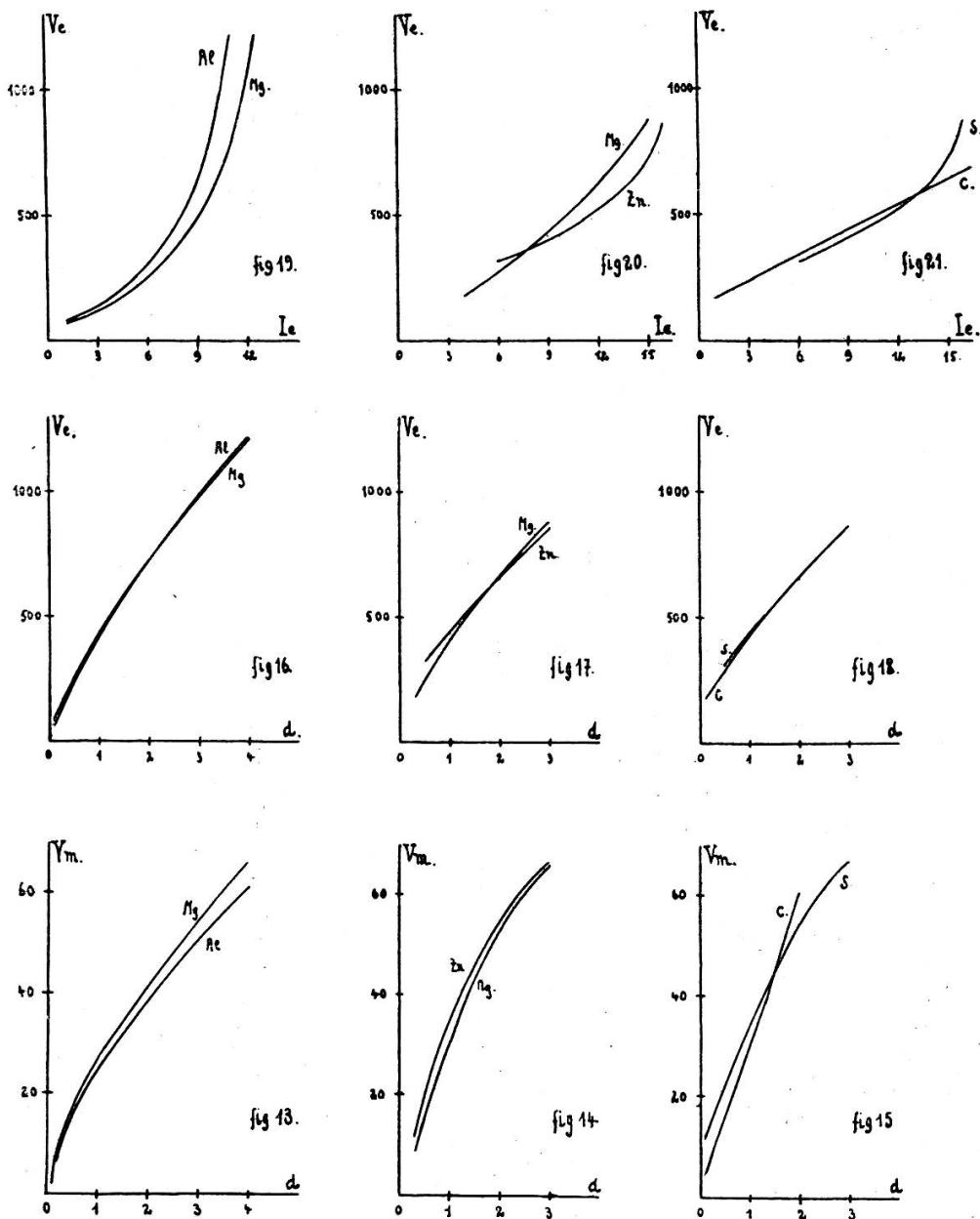


Fig. 13 à 21.

partir de là, la courbe se comporte différemment, suivant les dimensions des électrodes. Si les électrodes sont des cylindres ($1=0,8$ cm, (fig. 6) $r=0,5$ cm), le décrément obtenu pour l'étincelle de 1 cm est un minimum, et à partir de là, il aug-

TABLEAU 1. — (Changement de métal).

Electrodes cylindriques Mg et Al.

$\lambda = 246 \text{ m}$

$C_1 = 180 \cdot 10^{-5} \text{ MF}$

$L_1 = 9450 \text{ cm}$

$C_2 = 306,6 \cdot 10^{-5} \text{ MF}$

$L_2 = 4995 \text{ cm}$

$\delta_2 = 0,012$

Bar. 710 mm

Distance explosive	δ_1		V_{\max} (volt)		V_{eff} (volt)		J_{eff} (Amp.)		δ_1 selon Macku $\delta_1 = \delta_2$		
	cm	Mg	Al	Mg	Al	Mg	Al	Mg	Al	Mg	Al
0,1	0,1095	0,1168	1,600	1,600	58,0	64,5	1,0	1,0	—	—	—
0,3	0,0638	—	7,200	7,500	156,8	—	3,9	3,9	—	—	—
0,5	0,0508	0,0593	12,600	12,600	220,8	256,7	5,5	5,5	—	—	—
1,0	0,0462	0,0523	26,500	24,400	424,0	438,6	8,3	7,6	0,0387	0,0402	0,0402
2,0	0,0473	0,0527	40,800	37,600	682,9	682,6	10,6	9,3	0,0403	0,0418	0,0418
3,0	0,0527	0,0558	54,850	50,600	995,8	970,4	11,7	10,4	0,0411	0,0449	0,0449
4,0	0,0535	0,0577	66,150	61,600	1218,4	1220,0	12,6	11,5	0,0434	0,0512	0,0512

TABLEAU 2. — (Changements de métal)

Sphères de 2 cm de diamètre en Mg et Zn

$\lambda = 246 \text{ m} \quad C_1 = 180 \cdot 10^{-5} \text{ MF} \quad L_1 = 9450 \text{ cm}$

$C_2 = 340,6 \cdot 10^{-5} \text{ MF} \quad L_2 = 4995 \text{ cm} \quad \delta_2 = 0,012$

Bar. 710 mm

Distance explosive	δ_1		V_{\max} (volt)		V_{eff} (volt)		J_{eff} (amp)		
	cm	Mg	Zn	Mg	Zn	Mg	Zn	Mg	Zn
0,3	0,0600	0,0—	8,800	11,600	180,8	—	3,8	4,2	
0,5	0,0500	0,0445	14,600	20,200	252,0	321,1	5,5	5,8	
1,0	0,0391	0,0368	30,700	33,400	416,7	427,2	9,0	10,0	
2,0	0,0360	0,0345	53,600	54,600	670,6	657,7	13,4	14,5	
3,0	0,0384	0,0375	65,800	66,700	878,0	865,4	14,8	15,9 Extrap.	

TABLEAU 3. — (Changement de métal).

Sphère de 2 cm de diam. et calotte de 22 cm de diam. en zinc.

$$\lambda = 246 \text{ m} \quad C_1 = 180 \cdot 10^{-5} \quad L_1 = 9450 \text{ cm}$$

$$C_2 = 340,6 \cdot 10^{-5} \quad L_2 = 4995 \text{ cm} \quad \delta = 0,012$$

Bar. 710 mm

Distance explosive cm	δ_i		$V_{0\max}$ (volt)		V_{eff} (volt)		J_{eff} (amp.)	
	Zn-sphère 2 cm	Calotte 22 cm d.	Sphère	Calotte	Sphère	Calotte	Sphère	Calotte
0,1	—	0,1073	—	4,800	—	172,8	—	1
0,3	—	0,0701	11,600	9,400	—	223,2	4,2	3,4
0,5	0,0445	0,0539	20,200	15,000	312,1	279,2	5,8	4,9
1,0	0,0368	0,0407	33,400	30,200	427,2	426,6	10,0	8,6
1,5	—	0,0345	—	45,100	—	542,1	—	12,6
2,0	0,0345	0,0310	54,600	60,700	657,8	657,7	14,5	16,5 Extrap.
3,0	0,0384	—	66,700	—	865,4	—	15,9 Extrap.	

La valeur du décrément, plus grande dans le cas de la calotte, pourrait être due à la présence d'une masse métallique importante. La même observation a été faite par Remys, Ann. Phys., 17. p. 654. 1905.

mente lentement avec la longueur de l'étincelle. Pour des sphères (fig. 7) de 2 cm. de diamètre, le minimum s'obtient vers 2 cm. d'étincelle. Enfin, pour les grandes électrodes (fig. 8) la décroissance du décrément est continue, et je n'ai pas pu constater de minimum.

M. Wien, qui a pu, avec un dispositif semblable et des électrodes de même grandeur, mesurer les décréments jusqu'à une longueur d'étincelle de 5 cm. (pour laquelle il évalue le voltage maximum à 140.000 V.) trouve encore que les décréments subissent une diminution continue. Or, si nous comparons les voltages maxima correspondant aux 3 cas, nous constatons que le minimum du décrément se produit à un voltage d'autant plus bas que le diamètre de l'électrode est plus petit. Il n'est donc pas improbable que pour les grandes électrodes, le minimum existe, mais pour une longueur étincelle beaucoup plus élevée.

Les courbes précédentes (fig. 6, 7) rappellent, par leur allure,

celle de Rempp¹ avec la différence cependant qu'à partir du minimum, les courbes de Rempp montent beaucoup plus rapidement. Ces dernières ont d'ailleurs été fortement discutées, car Rempp n'avait pas reconnu la présence des effluves qui, pour les grandes longueurs d'étincelle, augmentaient fortement la valeur du décrément. Dans mon cas, il ne saurait être question d'effluves, du moment qu'avec les grandes électrodes pour la même tension maxima (env. 65,000 V.) je constatais encore une diminution continue du décrément, en parfait accord avec les observations de Wien. Il semble aussi qu'il ne saurait être question d'un échauffement des électrodes que j'ai éliminé par un soufflage intense. Toutefois il y a lieu de remarquer qu'en raison des oscillations de l'ampéremètre thermique il était assez difficile de contrôler avec rigueur si cette élimination était complète.

Remarquons également qu'en général, le choix du métal ne change pas l'allure de la courbe.

Ces résultats ont été prévus par Heydweiller² qui a obtenu par calcul (en admettant une décroissance linéaire des amplitudes) un certain nombre de décréments donnant des courbes de même allure³.

De même, l'allure des courbes du voltage maximum et du courant efficace dépend de la forme des électrodes, tandis que le choix du métal influe sur la valeur absolue de ces grandeurs. (Voir fig. 13, 14, 15 et 10, 11, 12).

De plus, les tableaux (1, 2 et 3) permettent de constater : qu'une électrode de plus grandes dimensions produit :

- 1° l'augmentation du voltage maximum ;
- 2° la diminution du voltage efficace ;
- 3° l'augmentation du courant efficace.

On voit aussi facilement qu'à un voltage maximum plus élevé correspond un courant efficace plus grand et un décrément plus petit.

¹ REMPP, G. *Annalen der Physik*, 17, p. 627 (1905).

² HEYDWILLER. *Annalen der Physik*, p. 55 (1908).

³ Les valeurs absolues des décréments données par Heydweiller sont beaucoup trop grandes et son élève Kamerase a obtenu dans son travail (conduit selon la méthode de Heydweiller) des valeurs de décréments comparables avec celles des autres auteurs.

Ces relations nous montrent bien l'intérêt que présenterait une étude systématique de la courbe caractéristique.

Je dois faire remarquer que mes valeurs de V_0 (voltage maximum) pour les électrodes de Mg pourraient être trop grandes pour la raison suivante : l'étincelle jaillit facilement sur le bord des électrodes. Comme le Mg s'use beaucoup plus rapidement que les autres métaux, il a pu se faire que la distance explosive réelle fut plus grande que celle qui a été indiquée. De plus, avec les grandes électrodes, le champ électrique de l'éclateur a pu se trouver différent de celui existant pour les petites électrodes.

La comparaison des valeurs absolues des décréments observés dans mon circuit avec celle des autres auteurs ne peut pas se faire aussi rigoureusement que la comparaison de mes valeurs entre elles. En effet, celles-ci furent toutes obtenues exactement dans les mêmes conditions, puisque je ne faisais que de changer le métal ou la grandeur des électrodes. Il y a toutefois un certain intérêt à le faire; et j'établirai une première comparaison avec les mesures de Wien qui — la longueur d'onde étant la même — sont les plus rapprochées des miennes. Cependant, les valeurs du courant efficace n'y sont pas données et de plus, les valeurs du potentiel maximum ne sont pas très sûres. M. Wien ayant tout simplement utilisé les valeurs que Müller avait déterminées pour les électrodes dont il se sert, mais dans un autre circuit.

Le tableau suivant (N° 4) dans lequel sont données les valeurs des décréments de Wien et celles que j'ai obtenues à peu près pour la même longueur d'onde et avec la même forme d'électrode (calotte de 22 cm.) mais un décrément secondaire δ_2 différent montre une courbe de même allure avec la différence que mes valeurs sont un peu inférieures. Diverses remarques peuvent expliquer cette divergence : en premier lieu, les données des deux circuits n'étaient pas les mêmes (la capacité, dans mon cas, était 4 fois plus grande); puis, il n'est pas impossible que le décrément produit par la résistance ohmique de la self fût plus petit. Toutefois, vu l'incertitude de la mesure absolue par la méthode Bjerkness, il est inutile d'attribuer une grande importance à cette légère divergence.

J'ai exécuté aussi des mesures selon la méthode de Macku, c'est-à-dire avec un décrément du secondaire δ_2 presque égal à δ_1 . Malgré la divergence entre les valeurs absolues du décrément

TABLEAU 4.

Electrodes-grande calotte Zn 22 cm de diam.

Le circuit de Wien

Les données du tableau 3

$$C_1 = 4.25 \cdot 10^{-4} \text{ MF} \quad L_1 = 40500 \text{ cm} \quad \delta_2 = 0,012 \quad \lambda = 246 \text{ m}$$

$$\delta_2 = 0,0075$$

Distance explosive cm	δ_2	
	Wien	Moronski
0,5	0,0668	0,0539
1,0	0,0471	0,0407
1,5	0,0416	0,0345
2,0	0,0380	0,0310

données par le dispositif de Macku¹ et celles obtenues lorsque δ_2 est petit, je puis constater que l'allure des deux courbes (v. tableau N° 1, fig. 6) semble rester la même.

En dehors des mesures précédentes, j'en ai effectué deux autres, dans la première, la longueur d'onde restant constante, ($\lambda = 246$ m) les 4 condensateurs Wien du circuit étaient mis en parallèle, le cadre formant la selfinduction supprimée. Dans ce cas la longueur de l'étincelle était limitée à 1 cm., car le maximum du courant primaire était atteint (v. tableau N° 5, fig. 9).

La seconde série de mesures a été effectuée en mettant en série deux groupes des mêmes condensateurs comprenant chacun 2 condensateurs en parallèle; et le cadre étant supprimé, la longueur d'onde était alors 132,7 m.² (V. tableau N° 6, fig. 6).

¹ Voir plus haut, p. 59.

² Je donne les valeurs suivantes sous toutes réserves. Il a fallu pour obtenir la résonance, diminuer fortement la capacité du circuit résonateur, et il n'est pas impossible du tout que le couplage devenu nécessaire pour obtenir des lectures suffisantes au galvanomètre, ait été trop serré, élévant ainsi la valeur du décrément.

TABLEAU 5.
Electrodes Mg cylindriques

Changement de capacité

$$\delta_2 = 0,026$$

$$\delta_2 = 0,012$$

$$\lambda = 246 \text{ m}$$

Distance explosive cm	δ_1	δ_1
	$C_1 = 720 \cdot 10^{-6}$	$C_1 = 180 \cdot 10^{-6}$
0,1	0,1069	0,1095
0,3	0,0687	0,0638
0,5	0,0540	0,0508
0,7	0,0484	—
1,0	0,0410	0,0462

Un circuit avec une capacité encore plus petite n'a pas pu être réalisé.

Ces mesures permettent de constater que ces changements de conditions n'amènent pas de très grandes différences. En parfait accord avec Wien¹ qui trouve que l'influence du changement

TABLEAU 6. — (Changement de λ).

Electrodes cylindriques Mg pour $\lambda = 246$ (données précédentes)

pour $\lambda = 132,7$

$$C_2 = 99 \cdot 25 \cdot 10^{-5} \text{ MF} \quad L_2 = 4995 \text{ cm} \quad \delta = 0,008$$

Distance explosive cm	δ_1	$V_{0\max}$ (volt)	V_{eff} (volt)	J_{eff} (amp.)				
	$\lambda = 246$	$\lambda = 133$	$\lambda = 246$	$\lambda = 133$	$\lambda = 246$	$\lambda = 133$		
1,0	0,0462	0,0458	26,500	21,400	424,0	339,5	8,3	10,6
2,0	0,0473	0,0472	40,800	3,800	682,9	619,8	10,6	12,6
3,0	0,0527	0,0619	54,850	52,000	995,8	1106,0	11,7	12,9
4,0	0,0535	0,0673	65,150	66,150	1218,4	1515,5	12,6	13,6

de la longueur d'onde, de la capacité et de la self sur le décrément est très petite.

¹ WIEN, M. *Annalen der Physik*. 29, p. 706 (1909).

Kamerase, de son côté, pour des longueurs d'onde entre 23,400 et 9,600 m, trouve que le voltage efficace et le décrément diminuent avec une augmentation de la self. Il en est de même avec l'augmentation de la capacité et Kamerase résume en disant : tout ce qui produit une augmentation de la quantité d'électricité, diminue le décrément.

Il faut remarquer que pour une étude exacte de l'influence de la self et de la capacité sur le décrément et les autres données du circuit, il faudrait pouvoir varier la self et la capacité en conservant la même longueur d'onde, et connaître l'énergie en jeu dans la décharge.

CARACTÉRISTIQUE STATIQUE.

Les valeurs du potentiel efficace ainsi obtenues augmentent, comme il était facile de le prévoir, avec la longueur d'étincelle et, en général, proportionnellement.

Kamerase, pour l'étincelle, et Heubach¹ pour l'arc à courant alternatif, trouvent également des lignes droites (fig. 16, 17, 18).

Les valeurs du voltage efficace augmentent également assez vite avec le décrément du circuit pour la même longueur d'étincelle. Il est facile de voir qu'il doit en être ainsi en considérant la formule

$$v_{\text{eff}} = a = \frac{v_0(\text{max})}{2n} .$$

En effet, si le décrément du circuit augmente, le nombre d'oscillations diminue, et a augmente. L'ordre de grandeur de v_{eff} dans ce travail semble être le même que dans celui de Kamerase et d'autres élèves de Heydweiller, les conditions d'expériences et les données du circuit étant cependant entièrement différentes.

En portant en ordonnées le voltage efficace, en abscisses l'intensité efficace, on obtient la caractéristique statique de l'étincelle.

¹ HEUBACH, J. *Elektrotechnische Zeitschrift*, 13, p. 460 (1892).

Elles ont dans cette étude en général, une allure montante. Pour les grandes électrodes (calottes), c'est une ligne parfaitement droite (fig. 21). Dès que les décréments commencent à augmenter (ce qui arrive d'autant plus facilement que la courbure des électrodes est plus petite), la courbe caractéristique dévie de la ligne droite et monte plus rapidement (fig. 19, 20). On peut donc reconnaître sur les courbes l'influence de la grandeur des électrodes.

CHAPITRE IV.

INFLUENCE DE LA LONGUEUR D'ÉTINCELLE SUR LA LONGUEUR D'ONDE.

Certains faits observés dans les essais préliminaires m'ont amené à étudier si la longueur d'onde du circuit subit un changement lorsque varie la longueur d'étkelle.

La question, pour le cas d'étkelles normales, a été abordée par Wien¹. Il est le premier qui ait constaté: 1^o que la longueur d'onde augmente quand on diminue la longueur de l'étkelle; 2^e que cette augmentation est d'autant plus grande que l'étkelle est plus petite (entre 0,03 cm. — 1 cm.). Le phénomène se manifeste plus fortement pour Cu et Ag et fait défaut pour Mg. Les mesures de décrément que Wien a faites ont démontré que Cu et Ag étaient caractérisés par des décréments plus grands que les autres métaux (env. 2 fois plus grands que celui de Mg).

Riegger² a observé un changement assez important pour des distances explosives très courtes (0,025 mm — 1,0 mm.), changement qui existe aussi³ pour des étkelles plus longues si le circuit comprend un tube de Geissler (tube d'étouffement de Wien) en série.

Rohmann⁴, en augmentant le courant primaire alimentant

¹ WIEN, M. *Physikalische Zeitschrift*, 11, p. 282 (1910).

² RIEGGER, H. *Jahrb. d. drahtlosen Telegraphie*, 5, p. 41 (1912).

³ RIEGGER, H. *Loc. cit.*, p. 42.

⁴ ROHMANN, H. *Physikalische Zeitschrift*, 12, p. 650 (1911).

un circuit à étouffement, constate que les deux oscillations de couplage finissent par s'effacer, laissant la place à une seule oscillation propre du circuit excité. Les courbes de résonnance obtenues successivement pour des valeurs différentes du courant primaire, illustrent ce phénomène. Le même fait est signalé par Kaltenbach¹ dans un circuit bien caractérisé par les étincelles partielles ou les étincelles « éteintes » sont obtenues en chauffant des électrodes.

Tandis que tous ces auteurs constatent une augmentation de la longueur d'onde avec une diminution de la longueur d'étincelle, Chaffee² trouve dans un circuit excité par choc, qu'à une augmentation du courant primaire correspond une augmentation de la fréquence (diminution de λ) qui suit une loi presque linéaire et atteint près de 10 %. Cette augmentation est d'autant plus grande que le couplage est plus serré et que le nombre des décharges au primaire est plus élevé. En même temps, dans son cas, le changement de la fréquence avec la longueur d'étincelle est douteux et atteint tout au plus 1 % pour une longueur d'étincelle de 0,005 à 0,15 mm.

Je signalerai enfin le phénomène bien connu des irrégularités de la fréquence et de l'intensité des oscillations que produit l'arc de Poulsen.

Vollmer³ trouve que ces variations sont dues à des irrégularités de la tension de l'arc. L'augmentation de λ accompagne l'augmentation du voltage de l'arc et elle est d'autant plus grande (L et C étant constant) que le courant primaire est petit.

Grangvist⁴ a démontré par une méthode photographique que dans l'arc Duddel la période augmente linéairement avec le temps pendant lequel l'arc est étouffé.

L'étude du changement de λ dans l'arc n'entre pas directement dans le cadre de notre sujet, mais les phénomènes d'étouffement qu'on y observe, principalement avec les oscillations de 2^{me} espèce, justifient l'utilité d'une étude parallèle.

¹ KALTENBACH, P. *Jahrb. d. drahtlosen Telegraphie*, 7, p. 162 (1913).

² CHAFFEE, S. *Jahrb. d. drahtlosen Telegraphie*, 7, p. 504 (1913).

³ VOLLMER. *Jahrb. d. drahtlosen Telegraphie*, 3, p. 117 (1910).

⁴ GRANGVIST. *Nova Acta Reg. Soc. Sc. Ups.*, IV, vol. 1, n° 5, p. 20.

Nous voyons donc que les changements de λ ont été pour la plupart presque toujours observés en liaison avec les phénomènes de l'étouffement. Il est donc d'un grand intérêt de savoir s'ils en sont un résultat caractéristique ou s'ils sont simplement un phénomène propre à l'étincelle. Je me suis proposé de trancher avant tout la question de savoir si ce phénomène se produit pour des étincelles actives, c'est-à-dire des étincelles où il ne s'agit ni de l'étouffement, ni de l'arc, et pour des étincelles partielles.

Mes deux circuits étant fixes et stables, la détermination du maximum de résonance nécessaire pour la mesure de λ était facile; pour plus de précision cependant, le micromètre était construit de telle manière qu'on pouvait varier la longueur de l'étincelle sans produire le moindre déplacement des conducteurs reliant la self et la capacité. Ces mesures ont été faites en même temps que celles du décrément, par conséquent avec les mêmes précautions.

Pour les électrodes de différentes grandeurs de Mg. Zn. Al. je n'ai observé aucun changement, la longueur d'étincelle variant de 0.1 à 4 cm. (Ceci est pour Mg. en parfait accord avec ce qu'a trouvé Wien.)

Pour les électrodes de Cu¹ et Ag, la diminution de la longueur de l'étincelle de 3 mm. à 1 mm. était accompagnée d'une augmentation minime de λ , déduite de l'augmentation de capacité correspondant à $1/4$ de division du condensateur, soit de 0,06 %.

D'autre part, j'ai observé sur le disque rotatif que ces deux derniers métaux employés comme électrodes rendaient le réglage du circuit plus difficile et produisaient plus facilement des étincelles partielles. Cette dernière constatation peut être rapprochée d'une observation de même genre due à Roschansky² et rattachée à la théorie qu'il développe. Ses oscillogrammes de la force électromotrice d'un circuit présentent pour des électrodes de Ag et Cu une asymétrie qui n'existe pas pour Mg. et Zn. Cette asymétrie semble augmenter avec la chute de l'amplitude et la période n'est pas tout à fait constante.

¹ Les électrodes de Cu étaient des sphères de 1 cm de diamètre, celles d'Ag plus petites, n'étaient pas identiques de forme.

² ROSCHANSKY. *Phys. Zeitschrift*, 11, p. 1180 (1910).

Il n'est pas fait mention dans ce dernier travail des étincelles « étouffées ». Par contre, dans l'étude suivante¹, Roschansky croit avoir observé que Cu, Ag (fer, laiton) possèdent un maximum de tension au moment où l'amplitude du courant passe par zéro. Selon lui, les maxima produisent l'étouffement et d'autant plus facilement qu'ils sont plus élevés.

Rappelons encore le fait connu que l'étouffement se produit beaucoup plus facilement dans un circuit à électrodes Cu et Ag.

En admettant que les variations que j'ai observées avec Cu et Ag sont dues à un réglage insuffisant (et par conséquent à une présence des étincelles partielles) provenant surtout du nombre élevé de 50 décharges par seconde, on peut tirer de mes observations la conclusion assez plausible que la longueur de l'étincelle n'a aucune influence sur la longueur d'onde pour des étincelles régulières et actives. Les changements de λ seraient donc un phénomène en liaison avec l'étouffement.

ETINCELLES DITES « ÉTOUFFÉES »

Nous avons pu voir dans les pages précédentes que le changement de fréquence avec la longueur de l'étincelle semble ne pas se produire avec des étincelles normales (actives) et que dans les nombreux cas où le phénomène a été observé, il s'agissait probablement d'étincelles dites « étouffées ». On a pu remarquer entre ces dernières et les étincelles partielles une certaine liaison ; il était d'un grand intérêt d'en pousser l'étude à fond. Le disque de Fleming fournissait un excellent moyen d'analyse.

Comme le but de mon travail est l'étude d'un circuit unique à étincelle, je n'ai pas installé un circuit secondaire, siège de l'onde excitée par choc ; l'étouffement peut d'ailleurs être obtenu sans la présence du second circuit, dont la réaction ne fait que faciliter la production du phénomène.

Un dispositif à étincelles étouffées bien caractérisé par les étincelles partielles et en même temps facilement réalisable, est

¹ ROSCHANSKY. *Phys. Zeitschrift*, 13, p. 931 (1912).

celui de Kaltenbach¹ qui produit les étincelles partielles amenant l'étouffement en ionisant l'espace explosif par la flamme d'un bœuf Bunsen.

Mon circuit était formé des mêmes condensateurs à CO₂ comprimé ($C = 180 \cdot 10^{-5}$ MF) auxquels les bornes de l'éclateur (électrodes de laiton) étaient reliées par des fils de cuivre de 25 cm. de longueur. L'introduction de la flamme entre les électrodes était suivie de la production immédiate de nombreuses étincelles partielles, se présentant au disque de Fleming avec l'aspect décrit p. 71. Les groupes de décharges correspondant à

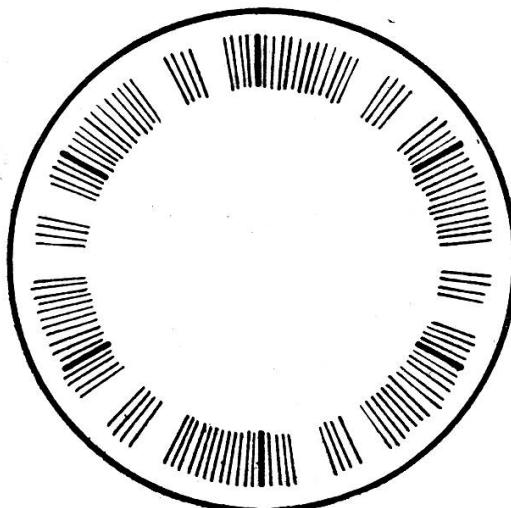


Fig. 4.

chaque alternance restaient bien les mêmes et nettement séparés, mais de plus, entre ceux-ci apparaissaient de nouveaux groupes de 4 ou 6 traits lumineux d'intensité très faible, de très petite largeur, c'est-à-dire que finalement le nombre de groupes était dans l'ensemble double du nombre d'alternances (fig. 4). En augmentant le courant primaire de façon continue, on faisait apparaître tout d'abord un plus grand nombre d'étincelles partielles, puis elles devenaient moins régulières; enfin, pour une valeur donnée de l'intensité, le tableau, devenu brusquement moins lumineux par la disparition des étincelles partielles, présentait sur un fond noir les 6 groupes principaux très amincis, formés d'une décharge forte, suivie de 5 à 6 traits

¹ KALTENBACH, P. *Jahrb. d. drahtlosen Telegraphie*, 7, p. 157 (1913).

de faible intensité; chacun de ces groupes était suivi à une distance très rapprochée de 4 ou 6 traits lumineux faibles, les mêmes qu'on voyait au début apparaître entre les groupes principaux (v. fig. 4). La longueur occupée par le groupe double sur la circonférence était à ce moment d'environ 3 cm., tandis qu'au début, elle était d'au moins 10 cm., et les décharges avaient en tête une raie beaucoup moins lumineuse, malgré une augmentation très sensible de l'énergie primaire. En même temps, le bruit de l'étincelle, devenu très faible, était très caractéristique (fig. 5).

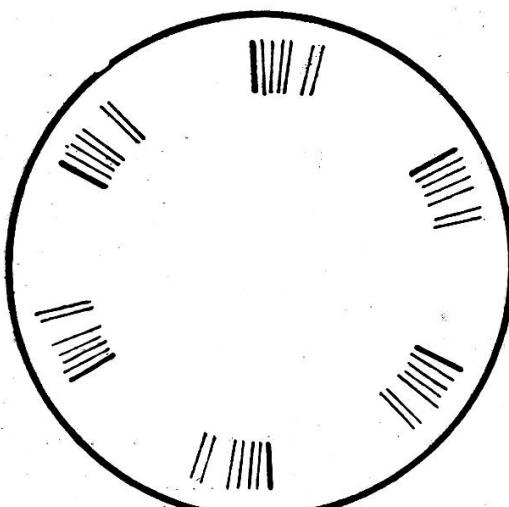


Fig. 5.

Ces changements du tableau lumineux du disque correspondent très bien à l'assombrissement observé au miroir rotatif pour l'étouffement. On pourrait donc conclure que l'étouffement complet a été réalisé dans le dernier essai que je viens de décrire, d'autant plus que c'est aussi en augmentant le courant primaire que Kaltenbach arrive à un résultat analogue.

Ayant ainsi établi que le disque de Fleming donne un tableau caractéristique des étincelles partielles et de leur passage à l'étouffement, il s'agissait d'observer un autre procédé d'étouffement qui ne fut pas attribué à des étincelles partielles.

J'ai songé d'abord à employer le procédé classique de Wien qui consiste à intercaler une résistance ohmique dans le circuit; mais une résistance de 19 ohms en manganine ne m'a pas donné de résultat en raison de sa faible valeur. Le seul effet produit

était de rendre beaucoup plus difficile l'élimination des étincelles partielles par le réglage du primaire, afin d'atteindre le stade des étincelles normales. J'ai alors remplacé la résistance par un tube de Geissler de 12 cm. de longueur (dont 6 cm. en capillaire) réalisant ainsi le tube d'étouffement de Wien (dont le rendement est de 80 à 86 %). On pouvait encore, dans ce cas, régler le courant primaire de façon à obtenir 50 ou 100 étincelles¹ par seconde, mais le tableau présentait dès l'introduction du tube six groupes séparant, comme dans le procédé Kaltenbach, les groupes principaux². En augmentant le courant primaire, le disque indiquait successivement les deux stades décrits plus haut (stade de l'étincelle partielle et stade de l'étouffement) et l'étincelle présentait le même sifflement caractéristique.

Cette expérience fournit la preuve que dans le procédé du tube à étouffement de Wien, celui-ci est encore dû aux étincelles partielles. Il est à remarquer que dans mon cas, le circuit excité par choc n'existe pas ; de nombreux auteurs sont d'ailleurs d'accord pour dire que sa présence n'est pas indispensable pour obtenir l'étouffement³.

Le manque d'appareils ne m'a pas permis de vérifier expérimentalement si tous les procédés d'étouffement sont dus à des étincelles partielles. Il en est en tout cas ainsi pour la plupart des procédés connus.

Je dois exposer ici les observations de Rohmann d'une façon plus détaillée, parce qu'il obtient des résultats caractéristiques qui se retrouvent dans les autres procédés et que les observations faites dans ce travail éclairent d'un nouveau jour,

Rohmann constate⁴ pour des longueurs d'onde comprises entre 60 cm. et 3000 m. que les étincelles partielles amènent un excellent étouffement et par suite une excitation par choc. L'effet s'accroît rapidement avec l'augmentation du courant

¹ Electrodes d'aluminium, distance explosive 5 mm.

² Ces groupes apparaissaient même lorsque le courant primaire de la bobine était à peine suffisant pour laisser jaillir l'étincelle.

³ Voir par exemple, REIN, H. *La technique de la radiotélégraphie*, p. 85, Paris (1913).

⁴ ROHMAN, H. *Physikalische Zeitschrift*, 12, p. 650 (1911).

primaire qui produit en même temps une augmentation du décrément dont la valeur avant l'étouffement était de 0,05. Sauf des différences qualitatives, tous les métaux présentent le même phénomène; celui-ci semble s'amorcer aussi pour des étincelles plus longues; mais dans ce cas, le courant primaire prend des valeurs très élevées.

Le procédé de Kaltenbach fournit la preuve que l'espace explosif doit être ionisé et DroySEN¹ a démontré que cette ionisation peut être réalisée par les étincelles partielles. Il prétend que l'action d'étincelles nombreuses, qui peuvent être des étincelles partielles, est de faciliter et de rendre possible un étouffement. C'est la ionisation résiduelle qui détermine (einsetzen) l'apparition de l'étouffement.

Il s'agit aussi d'étincelles partielles dans le dispositif Jacoviello², où un fort courant d'air est soufflé à peu près parallèlement à la distance explosive. Zickendraht³ a aussi observé un étouffement dû à des étincelles partielles.

D'autre part, nous pouvons admettre que tous les procédés où l'étouffement est obtenu par l'emploi d'étincelles très courtes (séries d'étincelles, Riegger⁴, Chaffee⁵) sont caractérisés par des étincelles partielles. J'ai en effet constaté au disque de Fleming que l'élimination des étincelles partielles et le réglage sont d'autant plus difficiles que l'étincelle est plus courte. Si nous rappelons simultanément que l'étouffement est d'autant plus facile que l'étincelle est plus courte et que l'usage de grandes électrodes en forme de plaques est très avantageux, on remarquera facilement que dans ces deux cas, la désionisation de l'espace explosif est rendu plus difficile. Il est par conséquent plausible de dire que les étincelles étouffées ne sont pas dues à une désionisation rapide, mais, au contraire, que leur existence est liée à la présence d'une ionisation stable où les étincelles partielles jouent un rôle que nous étudierons plus loin.

¹ DROYSEN. *Annalen der Physik*, 46, p. 449 (1915).

² STÖCKLY, J. *Schweiz. Elektrotechn. Zeitschf.*, 13, p. 250 (1916).

³ ZICKENDRACHT. *Verhandlungen Naturforscher Gesell.*, Basel, p. 143 (1915).

⁴ RIEGGER, H. *Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie*, 5, p. 41 (1912).

⁵ CHAFFEE, L. *Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie*, 7, p. 483 (1913).

On admet généralement pour expliquer l'étouffement, la formation de battements dont les oscillations, à un moment donné, se détruisent mutuellement, ne laissant subsister que la première demi-période; on dit alors qu'il y a étouffement. La preuve en est donnée par les observations de Rau¹ et de Wiesinger et Masing².

Rau a fait des photographies au miroir rotatif réfléchissant simultanément les décharges³ du circuit étouffé et du circuit excité par choc muni d'une étincelle.

Les observations de Wiesinger et Masing sont encore plus concluantes. Ces derniers obtiennent les étincelles étouffées d'une façon très originale. Une seule étincelle sert à charger *deux* circuits qui peuvent être accordés. Dès qu'on s'écarte de l'accord, on observe des battements, puis, en s'écartant encore plus, on arrive à l'étouffement complet indiqué par un assombrissement du tableau lumineux au miroir rotatif, puis on retrouve, par un désaccord encore plus grand, des battements. Il est évident que dans ce cas, la condition d'existence des battements est remplie: les deux circuits que charge l'étincelle sont de période peu différentes.

Or, l'existence simultanée des battements et des étincelles partielles nous met en présence de faits qui n'ont pas été conciliés jusqu'à présent.

L'augmentation de l'intensité du courant amène la transformation des étincelles partielles en étincelles dites étouffées; de même les battements produits par Wiesinger et Masing s'arrachent en produisant le même phénomène qui est aussi celui de l'excitation par choc qu'on pourrait transmettre à un circuit couplé.

Il semble impossible de concilier ces faits si l'on n'admet pas que tout moyen qui augmente la ionisation de la distance explosive transforme les oscillations en battements qui se manifestent par des étincelles partielles. La suppression des oscillations de battements (sauf la première demi-période) correspond à l'étouf-

¹ RAU, H. *Jahrb. der drahtlosen Telegraphie*, 4, p. 52 (1910).

² WIESINGER et MASING. *Physikalische Zeitschrift*, 16, p. 185 (1915).

³ Voir plus haut, p. 56.

fement des étincelles partielles et se manifeste par ce transport d'énergie qu'on appelle excitation par choc.

Si l'on n'a pas tiré jusqu'à présent cette conclusion qui semble évidente, cela provient de ce que la plupart des observateurs ont utilisé un circuit excité par choc à couplage très serré dont la réaction facilite la suppression des battements.

Je ferai remarquer que dans mon cas, l'étouffement n'a été produit que par l'application stricte du procédé Kaltenbach et a été constaté par le changement du tableau du disque de Fleming, correspondant à l'observation de l'étouffement au miroir rotatif. Mais d'autre part, Kaltenbach, Droysen, Rohmann, qui obtiennent également l'étouffement par les étincelles partielles, ont démontré son existence au moyen du circuit excité par choc et du circuit de mesure. L'existence d'une relation entre les étincelles partielles et les battements a été supposée par Zickendraht¹ qui dit : « De grandes et brusques augmentations du courant dans le circuit excité par choc (pour certains couplages) font supposer l'existence de relations simples entre la durée d'un battement et la fréquence des étincelles partielles. »

Revenons ici sur le changement de longueur d'onde, phénomène qui ne se produit pas pour les étincelles normales et actives, comme je l'ai montré, mais que de nombreux auteurs ont observé en étudiant l'étouffement. Rohmann² déjà a constaté que ce changement ne se produit pas brusquement. La preuve et la loi de la continuité de ce changement ont été établis par Chaffee³. Il constate dans un circuit excité par choc qu'à une augmentation de courant primaire correspond un accroissement de fréquence (diminution de λ) qui suit une loi linéaire et atteint près de 10 %. Cet accroissement augmente avec le couplage et le nombre des décharges au primaire (circuit à étouffement). Or, on sait que le changement continu du nombre de décharges et du couplage transforme les oscillations en battements qui amènent l'étouffement.

¹ ZIECKENDRAHT. *Verhandl. der Naturforscher Gesellch*, Basel, p. 143, (1915).

² ROHMANN, *l. c.*, p. 34.

³ CHAFFEE, *L. Jahrbuch d. drahtlosen Telegraphie*, 7, p. 504 (1913).

Grangvist¹ confirme cette loi pour l'arc. Il a montré par une méthode photographique que dans l'arc Dudell la période augmente *linéairement* avec le temps pendant lequel l'arc est éteint. Autrement dit, l'augmentation de λ est d'autant plus grande que les conditions de l'arc se trouvent plus proches de celles qui amènent l'étouffement.

Nous pouvons donc élargir notre conclusion du chapitre précédent² en disant : le changement de longueur d'onde ne se produit pas pour des étincelles régulières et actives, mais serait un phénomène caractéristique du passage des étincelles actives aux étincelles qui sont étouffées par l'étape des étincelles partielles. En même temps, la loi linéaire de Chaffee serait la preuve que le phénomène est continu.

J'ai, en effet, observé au disque de Fleming que l'augmentation du courant primaire était accompagnée d'une augmentation du nombre d'étincelles partielles auxquelles succédaient à un moment donné les étincelles dites étouffées.

Or, cette observation et les expériences de Wiesinger et Masing nous permettant de trouver une analogie³ avec les battements acoustiques ; elle fera mieux comprendre la liaison entre ces derniers et les étincelles partielles et fournira une explication en même temps de l'augmentation de leur nombre que j'ai observée. Deux sons simultanés, dont le nombre de vibrations sont N et $N + n$ par seconde, donnent « n » battements par seconde, c'est-à-dire que le nombre de battements augmente avec le désaccord.

Il convient encore de remarquer qu'en acoustique, des battements peuvent être réalisés au moyen d'un seul son en influençant son amplitude d'une façon spéciale⁴; ce dernier fait correspondrait à la production des battements par la seule augmentation du courant primaire (tout au moins pour des étincelles jusqu'à 5 mm de longueur) ou en général à tout moyen autre

¹ GRANGVIST. *Nova Acta. Reg. Soc. Sc. Ups.*, IV, Vol. 1, n° 5, p. 20 (1907). Je ne connais de son travail malheureusement qu'une citation. V. H. WARFINGE, *Jahrb. d. drahtlosen Telegraphie*, 7, p. 134 (1913).

² Voir ce travail p. 37.

³ CHWOLSON, O.-D. *Traité de physique*, Paris, 1 vol., p. 1042 (1906).

⁴ WINKELMANN. *Handbuch der Physik*, vol. II, p. 609.

que le désaccord de la période selon Wiesinger et Masing. De son côté, l'effet d'un couplage serré entre deux circuits accordés, sera de produire des battements et si ce couplage n'est pas le couplage optimum, on pourra, selon plusieurs auteurs, produire l'étouffement en désaccordant les circuits.

On voit maintenant que dans mon expérience l'augmentation du nombre des étincelles partielles produites par une augmentation du courant primaire, étaient dues à une augmentation du nombre des battements.

Etant donné que la différence entre les étincelles courtes (jusqu'à 5 mm) et plus longues semble s'exprimer principalement par le décrément beaucoup plus grand de celles-là, que la caractéristique des moyens spéciaux d'étouffement est en général l'augmentation du décrément du circuit, il n'est pas impossible que cela s'applique aussi à des étincelles plus longues que 5 mm et qu'on soit limité uniquement dans les expériences par la puissance de la source.

Il nous reste à expliquer pourquoi Chaffee, contrairement à tous les autres auteurs, observe une diminution de la longueur d'onde. Il suffit d'examiner les courbes de rendement où il donne le courant dans le circuit excité par choc en fonction du courant primaire; ces courbes ont, en général, un maximum dont l'ordonnée est ligne de symétrie (certaines courbes plus aplatis ne présentent qu'une branche montante). Si on admet que ce maximum correspond à l'étouffement, on voit qu'en augmentant le courant primaire ou aussi le couplage à partir de ce point, on s'éloigne de nouveau de l'étouffement, comme Wiesinger et Masing l'ont démontré. Cet éloignement serait nécessairement suivi d'un changement de longueur d'onde, dans le sens que Chaffee l'a observé. Il se pourrait très bien que Chaffee se soit précisément trouvé dans des conditions telles que ce maximum correspondant à l'étouffement ait été dépassé.

La théorie admise jusqu'ici supposait pour expliquer l'étouffement une désionisation rapide, accompagnée de la disparition de la conductibilité. La présence de l'ionisation et par conséquent l'existence d'une conductibilité plus grande et plus stable que je viens de prouver, présentent plus de difficultés pour l'explication de l'étouffement. Seules des expériences directes où l'on

mesurerait l'énergie en jeu dans l'étincelle avec et sans l'étouffement, pourraient éclaircir le problème.

RÉSUMÉ ET CONCLUSIONS.

Le présent travail s'occupe d'un circuit à étincelle oscillante, qui ne présente pas d'autres pertes que l'étincelle et le rayonnement d'ailleurs négligeable.

Il a pu être établi les constatations suivantes :

1. Les courbes de décrément logarithmique en fonction de la longueur de l'étincelle présentent un minimum qui est atteint d'autant plus vite que le diamètre des électrodes est plus petit (les effluves et les pertes des condensateurs étant éliminées).
2. L'étincelle suivant le métal qui constitue les électrodes, semble être caractérisée, ceteris paribus, par la valeur du potentiel maximum et du courant efficace ; l'allure de chacune de ces deux courbes reste la même pour les métaux étudiés.
3. Les courbes de la caractéristique statique ($v_{eff} = f(i_{eff})$) montent d'autant plus rapidement avec la longueur d'étincelle que le diamètre de l'électrode est plus petit.

4. En variant la longueur d'étincelle de 0,1 cm à 4 cm, entre des électrodes de Mg, Zn, Al, on n'observe aucun changement de longueur d'onde. Avec des électrodes Ag et Cu, il se produit une très faible augmentation de λ avec la diminution de la longueur de l'étincelle, mais seulement dans le domaine très petit de 0,3 cm à 0,1 cm. La difficulté qu'on éprouve à éliminer les étincelles partielles avec de courtes distances explosives entre ces deux métaux explique l'exception signalée et permet de conclure qu'avec des étincelles actives, on observe absolument aucun changement de longueur d'onde.

5. J'ai observé que ces deux derniers métaux dont on savait jusqu'ici qu'ils produisent plus facilement l'étouffement, produisent aussi plus facilement les étincelles partielles.

6. La même observation s'applique à une résistance ohmique même faible, intercalée dans le circuit.

7. Le disque de Fleming est un moyen excellent de déceler la présence des étincelles partielles et du stade d'étouffement.

8. L'observation au disque de Fleming des divers procédés d'étouffement (spécialement de celui de Kaltenbach et du tube à étouffement Wien) et les travaux cités, rendent plausible l'opinion que l'étouffement provient d'une ionisation stable de la distance explosive accompagnée d'étincelles partielles.

9. Pour concilier mes observations et cette dernière conclusion avec la théorie des battements et de leur suppression, il faut admettre que tout moyen qui augmente la ionisation de la distance explosive transforme les oscillations en battements qui se manifestent par des étincelles partielles ; la suppression des battements correspond à l'extinction des étincelles partielles et se manifeste par le phénomène des étincelles qui sont étouffées.

10. Nous pouvons donc admettre trois stades différents dans l'étincelle : 1° les étincelles normales et actives ; 2° les étincelles partielles ; 3° les étincelles qui sont étouffées.

11. Les étincelles partielles seraient le stade de passage entre les étincelles actives et celles qui sont étouffées. Ce stade assez étendu est caractérisé par une augmentation du nombre des étincelles partielles, correspondant à l'augmentation du nombre des battements (comme en acoustique), augmentation provoquant à un moment donné l'étouffement.

12. Le changement de la longueur d'onde semble être une propriété caractéristique des étincelles partielles, c'est-à-dire du stade de passage entre les étincelles actives et les étincelles dites étouffées. L'un et l'autre sont des phénomènes continus et semblent suivre une loi linéaire ; l'augmentation de λ serait d'autant plus grande qu'on s'approche davantage d'un étouffement complet.

13. Les phénomènes connus d'acoustique fournissent une très utile analogie entre les battements et les étincelles partielles.

Le présent travail a été exécuté à l'Institut de Physique de l'Université de Fribourg, dirigé par M. le Prof. Paul Joye.
