

174

CH



**CENTRE  
DE DOCUMENTATION**



**GRANDES ENCYCLOPÉDIES INDUSTRIELLES J.-B. BAILLIÈRE**

*Publiées sous le patronage de*

**LA SOCIÉTÉ DES INGÉNIEURS CIVILS DE FRANCE  
ET DE LA SOCIÉTÉ D'ENCOURAGEMENT POUR L'INDUSTRIE NATIONALE**

---

# **LA DÉCHARGE ÉLECTRIQUE DANS LE VIDE ET DANS LES GAZ**

## A LA MÊME LIBRAIRIE

- Protection contre les effets nuisibles de l'électricité**, par F.-G. DE NERVILLE, professeur à l'École nationale des Ponts et Chaussées, et A. HARDY, ingénieur des télégraphes. 1928, 1 vol. in-8 de 900 pages, avec 200 figures. Broché 125 fr. ; relié. . . . . 137 fr.
- Appareils et installations téléphoniques**, par M. REYNAUD-BONIN, professeur à l'École supérieure des Postes, Télégraphes et Téléphones. 1 vol. gr. in-8 de 487 pages, avec 292 figures. Broché, 75 fr. ; relié. . . . . 87 fr.
- Appareils et installations télégraphiques**, par E. MONTORIOL, professeur à l'École supérieure des Postes et Télégraphes. Préface de M. BLONDEL, membre de l'Institut. 1 vol. gr. in-8 de 624 pages, avec 449 figures. Broché, 80 fr. ; relié. . . . . 92 fr.
- Piles primaires et accumulateurs**, par MM. FERY, professeur à l'École de Physique et de Chimie; CHENEVEAU, chargé de cours à la Faculté des Sciences de Paris, et PAILLARD. 1 vol. gr. in-8 de 684 pages, avec 290 figures. Broché, 90 fr. ; relié. . . . . 102 fr.
- Étude mécanique et usinage de machines électriques**, par M. DE PISTOYE, professeur à l'École supérieure d'Électricité, ingénieur en chef aux usines Bréguet. 1 vol. gr. in-8 de 839 pages avec 802 figures, 100 fr. ; relié. . . . . 112 fr.
- Essais des machines électriques**, par M. GUILBERT, sous-directeur de l'École supérieure d'Électricité, 1 vol. gr. in-8 de 560 pages, avec 264 figures. Broché, 80 fr. ; relié. . . . . 92 fr.
- Les transformateurs statiques**, par P. BUNET, ingénieur-conseil (*E. P. C. I.*). 1 vol. gr. in-8 de 632 pages, avec 456 figures. Broché, 90 fr. ; relié. . . . . 102 fr.
- Centrales électriques**, par F. DROUIN, directeur technique aux distributions d'énergie de la compagnie générale d'Électricité, maître de Conférences à l'École supérieure d'Électricité. 1 vol. in-8 de 602 pages, avec 242 figures. Broché, 85 fr. ; relié. . . . . 97 fr.
- Usines hydroélectriques**, par Charles-L. DUVAL, maître de conférences à l'École supérieure d'Électricité, directeur des services électriques, à la Société générale d'entreprises. Suivi de **Réglage des groupes électrogènes**, par J.-L. ROUTIN, maître de conférences à l'École supérieure d'Électricité, ingénieur-conseil des établissements Schneider et C<sup>ie</sup>. 1 vol. grand in-8 de 512 pages, avec 317 figures. Broché, 85 fr. ; relié. . . . . 97 fr.
- Traction électrique et chemins de fer électriques**, par M. BACHELLERY, ingénieur en chef des chemins de fer du Midi. 1 vol. in-8 de 445 pages, avec 224 figures. Broché 75 fr. ; relié. . . . . 87 fr.
- Moteurs électriques. Traction électrique**, par MARC STRULOVICI, professeur à l'École d'Électricité industrielle de Paris. 1924, 1 vol. in-18 de 560 pages, avec 400 figures, cartonné (*Bibliothèque professionnelle*) . . . . . 28 fr.
- Formulaire aide-mémoire de l'électricien praticien**, par E. MAREC, directeur de station centrale, 1926, 1 vol. in-16 de 530 pages, avec 410 figures . . . . . 24 fr.
- Précis d'électricité industrielle**, par R. BUSQUET, ancien professeur à l'École centrale de Lyon, et E. MAREC, directeur de station centrale d'électricité, 2<sup>e</sup> édition, 1919, 2 vol. in-8 de 879 pages avec 669 figures. . . . . 42 fr.
- Construction des réseaux d'énergie**, par M. DAVAL, ingénieur de l'École supérieure d'électricité, 1922. 1 vol in-18 de 275 pages, avec 10 figures, cartonné (*Bibliothèque professionnelle*). . . . . 19 fr.
- Stations centrales. Dynamos, Alternateurs, Transports d'énergie**, par Ad. CURCHOD, ingénieur électricien (*E. S. E.*), 1924, 1 vol. in-18 de 328 pages, avec 114 figures, cartonné (*Bibliothèque professionnelle*). . . . . 19 fr.
- La Science Moderne**, revue mensuelle illustrée (80 pages, 19 × 27) paraissant en France, en Belgique, en Suisse et au Canada. Prix de l'abonnement : France et Belgique : un an, 50 fr. ; 3 mois : 14 fr. — Autres Pays : un an, 90 fr. — Prix du numéro : France et Belgique, 5 fr. ; autres Pays, 7 fr. 50.

Ajouter pour frais d'envoi : France, 10 0/0 ; Étranger, 15 0/0.



ENCYCLOPÉDIE D'ÉLECTRICITÉ INDUSTRIELLE

PUBLIÉE SOUS LA DIRECTION DE

**M. A. BLONDEL**

Membre de l'Académie des Sciences,  
Professeur à l'École nationale des Ponts et Chaussées,  
Président d'honneur de la Société française des Électriciens

LA  
DÉCHARGE ÉLECTRIQUE  
DANS LE VIDE  
ET DANS LES GAZ

PAR

**Maurice LEBLANC**  
ANCIEN ÉLÈVE DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE  
MEMBRE DE L'INSTITUT

ET

**Maurice LEBLANC FILS**  
ANCIEN ÉLÈVE DE L'ÉCOLE NORMALE  
SUPÉRIEURE, AGRÉGÉ DE L'UNIVERSITÉ.

Sous le patronage de l'Union des Syndicats de l'Électricité,  
de la Société Française des Électriciens, du Syndicat professionnel  
des Ingénieurs électriciens français.

PARIS

LIBRAIRIE J.-B. BAILLIÈRE ET FILS  
19, RUE HAUTEFEUILLE

1929

*Tous droits réservés.*





## AVANT-PROPOS

Dès 1905, mon père, en présentant à la séance de Pâques de la Société Française de Physique les travaux de Cooper Hewitt avait dans sa conclusion, si souvent citée depuis, prophétisé la magnifique moisson de résultats que devait apporter à l'industrie électrique l'étude du phénomène de la décharge électrique dans les gaz raréfiés.

Il n'avait cessé depuis de s'intéresser à ce sujet, et c'est sur ses conseils que j'y ai consacré ma carrière d'ingénieur.

Dès 1915, il avait commencé l'étude expérimentale des phénomènes si complexes que présentent les soupapes à vapeur de mercure munies de grilles.

Aussi avait-il accueilli avec enthousiasme la proposition que lui avait faite M. Blondel d'écrire un livre sur ces questions dans l'*Encyclopédie électrotechnique* publiée sous sa direction. Sa mort, en octobre 1923, ne lui a pas permis d'achever cet ouvrage, dont il avait à peu près terminé les deux premières parties.

M. Blondel a bien voulu me confier la tâche difficile d'achever son œuvre.

MAURICE LEBLANC fils.





# LA DÉCHARGE ÉLECTRIQUE DANS LE VIDE ET DANS LES GAZ

---

## PREMIÈRE PARTIE

### ÉTUDE DES CORPUSCULES

---

#### CHAPITRE PREMIER

##### NOTIONS PRÉLIMINAIRES

###### I. — RAPPEL DE QUELQUES PROPRIÉTÉS DES FORCES CENTRALES.

1. Un point matériel attiré ou repoussé par un point fixe, suivant la droite qui les joint, décrit une trajectoire située dans un plan passant par le point fixe. — Soient  $x, y, z$ , les coordonnées du mobile par rapport à trois axes rectangulaires passant par le point fixe O;  $m$ , la masse du mobile;  $X, Y, Z$ , les composantes de la force exercée sur lui.

Les forces  $X, Y, Z$  passant par le point fixe, leurs moments sont nuls par rapport aux trois axes. Donc les moments de la quantité de mouvement du mobile par rapport aux mêmes axes sont constants et, en désignant par  $A, B, D$ , trois constantes, nous pourrons écrire :

$$x \frac{dy}{dt} - y \frac{dx}{dt} = A, \quad y \frac{dz}{dt} - z \frac{dy}{dt} = B, \quad z \frac{dx}{dt} - x \frac{dz}{dt} = D.$$

Multiplions respectivement ces équations par  $z$ ,  $x$  et  $y$  et additionnons-les, il vient :

$$Az + Bx + Dy = 0.$$

Donc le lieu des positions du mobile est un plan passant par le point fixe.

**2. Principe des aires.** — Prenons le plan de la trajectoire du mobile pour plan  $xoy$  et considérons le secteur limité : 1° par deux rayons issus du point  $O$  et passant par les positions occupées par le mobile aux époques  $t_0$  et  $t_1$  ; 2° par la trajectoire de ce mobile. Soit  $S$  sa surface.

Nous aurons :

$$\frac{dS}{dt} = \frac{1}{2} \left( x \frac{dy}{dt} - y \frac{dx}{dt} \right) = \frac{A}{2},$$

d'où :

$$S = \frac{A}{2} (t - t_0).$$

*L'aire  $S$  est proportionnelle au temps employé à la décrire.*

En coordonnées polaires, nous avons alors :

$$(1) \quad r^2 \frac{d\theta}{dr} = A,$$

mais  $v$  étant la vitesse du mobile :

$$(2) \quad v^2 = \left( \frac{dr}{dt} \right)^2 + r^2 \left( \frac{d\theta}{dt} \right)^2.$$

Nous pouvons obtenir deux nouvelles expressions de la vitesse en éliminant soit  $dt$ , soit  $d\theta$  entre ces deux équations, il vient :

$$v^2 = \left( \frac{dr}{dt} \right)^2 + \frac{A^2}{r^2}$$

Éliminons  $dt$ , en remarquant que l'on a :  $\frac{1}{r^2} \left( \frac{dr}{dt} \right)^2 = \left[ \frac{d \frac{1}{r}}{d\theta} \right]^2$ .

Il vient :

$$v^2 = A^2 \left[ \left( \frac{d \frac{1}{r}}{d\theta} \right)^2 + \frac{1}{r^2} \right].$$



3. **Trajectoire d'un mobile attiré ou repoussé par un centre fixe en raison inverse du carré de la distance.** — Soit  $C$  une constante positive si le mobile est attiré, négative s'il est repoussé. La force  $F$  supposée attractive exercée sur le mobile a pour expression :

$$F = -\frac{C}{r^2},$$

ou en posant

$$\frac{C}{m} = \gamma, \quad F = -\frac{m\gamma}{r^2}.$$

Soit  $a$  une autre constante, l'équation des forces vives nous donne la relation :

$$v^2 = \frac{2\gamma}{r} + a$$

d'où :

$$\left(\frac{d\frac{1}{r}}{d\theta}\right)^2 + \frac{1}{r^2} = \frac{1}{A^2} \left[\frac{2\gamma}{r} + a\right]$$

C'est l'équation différentielle de la trajectoire.  
Mettons là sous la forme :

$$\left(\frac{d\frac{1}{r}}{d\theta}\right)^2 = -\left(\frac{1}{r} - \frac{\gamma}{A^2}\right)^2 + \frac{\gamma^2}{A^4} + \frac{a}{A^2},$$

et appelons  $\rho$  une variable auxiliaire définie par la condition :

$$\frac{1}{r} - \frac{\gamma}{A^2} = \rho \sqrt{\frac{\gamma^2}{A^4} + \frac{a}{A^2}},$$

Il vient :

$$\left(\frac{d\rho}{d\theta}\right)^2 = 1 - \rho^2, \quad \text{soit } d\theta = \frac{\pm d\rho}{\sqrt{1-\rho^2}},$$

d'où, en désignant par  $\alpha$  un angle constant :

$$\theta - \alpha = \pm \text{arc cos } \rho,$$

ou

$$\rho = \cos(\theta - \alpha).$$

L'équation de la trajectoire devient :

$$\frac{1}{r} = \frac{\gamma}{A^2} + \sqrt{\frac{\gamma^2}{A^4} + \frac{a}{A^2}} \cos (\theta - \alpha).$$

Or, en coordonnées polaires, une conique ayant le pôle pour foyer, dont le paramètre est  $p$  et l'excentricité  $e$  a pour équation :

$$\frac{1}{r} = \frac{1}{p} \left[ 1 + e \cos (\theta - \alpha) \right].$$

Dès lors, la trajectoire cherchée est une conique ayant l'un de ses foyers au centre fixe, et l'on a :

$$p = \frac{A^2}{x}, \quad e = \sqrt{1 + \frac{aA^2}{\gamma^2}}.$$

Si le mobile était repoussé, l'excentricité demeurerait la même, mais le paramètre changerait de signe avec la constante  $d$ . Le genre de la conique ne dépend que de la constante  $a$ . C'est une ellipse, une parabole ou une hyperbole, suivant que cette constante est négative, nulle ou positive.

Si, lorsque le mobile passe à la distance  $r$  du centre fixe, sa vitesse est  $v$ , nous avons  $a = v^2 - \frac{2\gamma}{r}$ . La valeur de cette constante ne dépend donc que de la grandeur de la vitesse  $v$  et non de sa direction.

*Cas particulier.* — Si le mobile supposé attiré arrivait de l'infini en un point situé à la distance  $r$  du point fixe, sans qu'on lui ait pris ni fourni du travail en route, il décrirait une parabole.

Supposons qu'on lui ait pris une quantité de travail  $\mathfrak{E}$ , l'énergie disponible en lui ne sera plus que  $\frac{c}{r} - \mathfrak{E}$ , et l'on aura :

$$\frac{1}{2} m v^2 = \frac{c}{r} - \mathfrak{E} = \frac{\gamma m}{r} + \frac{a m}{2},$$

d'où :

$$a = - \frac{2\mathfrak{E}}{m}.$$



Supposons qu'il décrive une circonférence de rayon  $r$  autour du centre fixe :

$$e = 0, \quad \text{d'où} \quad \frac{a A^2}{x^2} = -1 \quad \text{et} \quad p = \frac{A^2}{\gamma} = -\frac{\gamma}{a},$$

et

$$r = p = -\frac{\gamma}{a} = \frac{m\gamma}{2\mathfrak{E}} = \frac{c}{2\mathfrak{E}}.$$

Le rayon  $r$  est donc inversement proportionnel au travail  $\mathfrak{E}$  pris au mobile.

Si on lui prend une nouvelle quantité de travail  $\mathfrak{E}'$  et qu'ensuite il décrive encore une circonférence de rayon  $r'$  :

$$r' = \frac{c}{2(\mathfrak{E} + \mathfrak{E}')} \quad \text{ou} \quad \mathfrak{E} + \mathfrak{E}' = \frac{c}{2} \frac{1}{r'}.$$

Or

$$\mathfrak{E} = \frac{c}{2} \frac{1}{r},$$

d'où

$$\mathfrak{E}' = \frac{c}{2} \left[ \frac{1}{r'} - \frac{1}{r} \right].$$

**4. Cas de deux corps électrisés en présence l'un de l'autre.** — Deux mobiles électrisés de masses  $M$  et  $m$  s'attirent ou se repoussent en raison inverse du carré de la distance  $r$  de leurs centres, mais non proportionnellement au produit de leurs masses, l'attraction ou la répulsion étant produites par des charges électriques égales  $\varepsilon$  et  $\pm \varepsilon$  portées par ces mobiles. Si les charges sont de signes contraires, la force développée entre eux est attractive et égale à  $-f \frac{\varepsilon^2}{r^2}$ .

Par rapport à trois axes rectangulaires à l'époque  $t$ , les coordonnées du mobile  $M$  sont :  $x_1, y_1, z_1$ ; celles du mobile  $m$  :  $x_2, y_2, z_2$ .

Les composantes de la force qui agit sur le mobile  $M$  sont  $X, Y, Z$ . Celles de la force qui agit sur le mobile  $m$  sont  $-X, -Y, -Z$ , et nous avons :

$$X = \frac{f\varepsilon^2}{r^2} \frac{x_2 - x_1}{r}, \quad Y = \frac{f\varepsilon^2}{r^2} \frac{y_2 - y_1}{r}, \quad Z = \frac{f\varepsilon^2}{r^2} \frac{z_2 - z_1}{r};$$

d'où :

$$\begin{aligned} M \frac{d^2 x_1}{dt^2} &= \frac{f \varepsilon^2}{r^2} \frac{x_2 - x_1}{r}, & m \frac{d^2 x_2}{dt^2} &= \frac{f \varepsilon^2}{r^2} \frac{x_1 - x_2}{r}; \\ M \frac{d^2 y_1}{dt^2} &= \frac{f \varepsilon^2}{r^2} \frac{y_2 - y_1}{r}, & m \frac{d^2 y_2}{dt^2} &= \frac{f \varepsilon^2}{r^2} \frac{y_1 - y_2}{r}; \\ M \frac{d^2 z_1}{dt^2} &= \frac{f \varepsilon^2}{r^2} \frac{z_2 - z_1}{r}, & m \frac{d^2 z_2}{dt^2} &= \frac{f \varepsilon^2}{r^2} \frac{z_1 - z_2}{r}. \end{aligned}$$

Ajoutons membre à membre les équations situées sur la même ligne. Nous obtenons :

$$\begin{aligned} M \frac{d^2 x_1}{dt^2} + m \frac{d^2 x_2}{dt^2} &= 0; \\ M \frac{d^2 y_1}{dt^2} + m \frac{d^2 y_2}{dt^2} &= 0; \\ M \frac{d^2 z_1}{dt^2} + m \frac{d^2 z_2}{dt^2} &= 0. \end{aligned}$$

Or, les coordonnées  $\xi$ ,  $\eta$ ,  $\zeta$ , du centre de gravité de l'ensemble des deux mobiles ont pour expression :

$$\xi = \frac{Mx_1 + mx_2}{M + m}, \quad \eta = \frac{My_1 + my_2}{M + m}, \quad \zeta = \frac{Mz_1 + mz_2}{M + m}.$$

Il en résulte :

$$\frac{d^2 \xi}{dt^2} = 0; \quad \frac{d^2 \eta}{dt^2} = 0; \quad \frac{d^2 \zeta}{dt^2} = 0.$$

Donc le centre de gravité de l'ensemble des deux mobiles ne peut avoir qu'un mouvement rectiligne de vitesse constante.

Pour connaître le mouvement relatif d'un des mobiles par rapport à l'autre, par exemple celui du mobile  $m$  par rapport au mobile  $M$ , traçons trois axes de coordonnées parallèles aux premiers, passant par le point  $M$  et se transportant avec lui, et soient  $x'$ ,  $y'$ ,  $z'$  les coordonnées du mobile  $m$  par rapport à eux. Le lieu du point  $x'$ ,  $y'$ ,  $z'$  sera la trajectoire du mobile  $m$  par rapport à l'autre.

Nous avons :

$$x' = x_2 - x_1, \quad y' = y_2 - y_1, \quad z' = z_2 - z_1;$$



Les équations précédentes nous donnent alors .

$$m \frac{d^2x'}{dt^2} = - \frac{f\varepsilon^2}{r^2} \frac{M+m}{M} \frac{x'}{r},$$

$$m \frac{d^2y'}{dt^2} = - \frac{f\varepsilon^2}{r^2} \frac{M+m}{M} \frac{y'}{r},$$

$$m \frac{d^2z'}{dt^2} = - \frac{f\varepsilon^2}{r^2} \frac{M+m}{M} \frac{z'}{r}.$$

Ce sont les équations du mouvement relatif du mobile  $m$ . Elles nous montrent que celui-ci se meut, relativement au mobile  $M$ , comme si celui-ci était fixe et comme si la force attractive ou répulsive développée par lui était multipliée par  $\frac{M+m}{M}$ .

## II. — RAPPEL DE QUELQUES DÉFINITIONS ET FORMULES DE LA THÉORIE CINÉTIQUE DES GAZ.

5. **Atome. Masse atomique. Molécule. Atomicité. Masse moléculaire. Molécule-gramme. Nombre d'Avogadro. Valence. Radicaux. Loi d'Avogadro généralisée par Van t'Hoff.** — Tous les corps naturels peuvent être décomposés en un certain nombre d'entre eux, dits *corps simples*. Chacun de ceux-ci est un agrégat de corpuscules identiques pour un même corps, mais différents quand on passe d'un corps simple à un autre. Ces corpuscules sont appelés *atomes*. Un atome est irréductible par les moyens chimiques.

C'est la plus petite quantité qui puisse exister d'un corps simple.

La chimie nous fait connaître les rapports des masses des divers atomes, mais non leur valeur absolue.

La *masse atomique* d'un corps simple, exprimée en grammes, est le rapport de la masse de son atome à celle de l'atome d'oxygène, multiplié par 16 grammes, valeur attribuée par convention à la masse atomique de l'oxygène.

Alors la masse atomique de l'hydrogène est égale à 1<sup>er</sup>,0077. Les atomes ne demeurent généralement pas isolés et s'associent pour former des *molécules* contenant un certain nombre d'atomes, soit du même corps simple, soit de divers corps simples.



La molécule est la plus petite partie d'un corps simple ou composé qui puisse subsister à l'état d'équilibre chimique.

L'*atomicité* est le nombre d'atomes contenus dans la molécule d'un corps simple. Elle n'est connue que pour un certain nombre de corps. Pour un grand nombre de corps dits *monoatomiques*, l'*atomicité* est égale à 1. Elle peut varier avec la température. Ainsi l'*atomicité* du soufre est 8 au-dessous de 500° et seulement 2 au-dessus.

La *masse moléculaire* d'un corps simple est le produit de sa masse atomique par son *atomicité*.

La chimie nous fait connaître aussi les rapports des masses des molécules des divers corps simples ou composés, mais non leur valeurs absolues.

La *molécule-gramme* d'un corps quelconque, simple ou composé, exprimée en grammes, est égale au rapport de sa masse moléculaire à celle de l'oxygène multiplié par 32 grammes, valeur que l'on doit attribuer à la masse moléculaire de l'oxygène, dont l'*atomicité* est 2.

Par définition, la *molécule-gramme* d'un corps quelconque est la masse totale d'un certain nombre N de molécules de ce corps. Le nombre N est celui des molécules contenues dans une masse de 32 grammes d'oxygène. Il est appelé *nombre d'Avogadro*.

La *valence* d'un corps simple, ou *puissance de combinaison*, est mesurée par le rapport de la quantité d'électricité transportée par son atome, dans un électrolyte, à celle qui est transportée par l'atome d'hydrogène dans le même électrolyte; *la valence est toujours un nombre entier*.

La valence d'un corps simple peut prendre plusieurs valeurs selon l'électrolyte employé. Ainsi le cuivre est bivalent dans les sels  $\text{SO}^4\text{Cu}$  et  $\text{CuCl}^2$  et monovalent dans  $\text{Cu}^2\text{Cl}^2$ . Le maximum de valeur de la valence d'un corps paraît être 8.

*Radicaux*. — On appelle ainsi des combinaisons d'atomes ou de molécules qui se comportent comme des atomes ou des molécules et ont aussi une valence.

*Loi d'Avogadro généralisée par Van t'Hoff*. — A égalité de température et de pression propre (pression osmotique dans le cas d'un corps dissous), le volume occupé par la molécule-gramme de



*tout* corps, gazeux ou dissous, est constant, s'il est assez dilué pour obéir rigoureusement à la loi de Mariotte.

A la température absolue  $T = 273$  et à la pression de 76 centimètres de mercure, ce volume est, d'après Daniel Berthelot, de :

22 412 centimètres cubes.

Réciproquement :

*A égalité de température et de pression, un volume donné d'un corps assez dilué pour obéir rigoureusement à la loi de Mariotte contient un nombre de molécules indépendant de la nature de ce corps.*

6. Détermination du nombre d'Avogadro  $N$  (Jean Perrin). — Considérons une colonne verticale de 1 centimètre carré de section remplie d'un corps dilué, gazeux ou dissous, de molécule-gramme  $M$ , soumis à la seule action de la pesanteur.

$\Delta$  est la densité du corps dissous,  $\delta$  celle du solvant. Si le corps dilué est un gaz,  $\delta = 0$ .

Soit  $v$  le volume occupé par la molécule-gramme du corps dissous, à la pression  $p$  et à la température absolue  $T$ . Nous avons, en désignant par  $\alpha$  une constante universelle pour tous les gaz :  $p v = \alpha T$  (Loi de Mariotte).

Une tranche épaisse de  $dh$  centimètres, faite dans la colonne, occupe un volume  $dh$  et contient une masse égale à  $M \frac{dh}{v}$ .

La pesanteur exerce sur celle-ci une force dirigée de haut en bas et égale à  $g \left[ 1 - \frac{\delta}{\Delta} \right] M \frac{dh}{v}$ .

Elle doit être équilibrée par une différence de pressions :

$$dp = \frac{dp}{dh} dh,$$

d'où

$$\frac{dp}{dh} dh + g \left[ 1 - \frac{\delta}{\Delta} \right] M \frac{dh}{v} = 0 ;$$

ou

$$\frac{dp}{dh} = -g \left[ 1 - \frac{\delta}{\Delta} \right] \frac{M}{\alpha T} p,$$

d'où

$$p = p_0 e^{-g \left[1 - \frac{\delta}{\Delta}\right] \frac{M}{RT} (h - h_0)}$$

Soit  $m$  la masse d'une molécule du corps dilué [ $M = Nm$ ].

Soient, d'autre part,  $n_0$  et  $n$  les nombres de molécules de ce corps par centimètre cube : 1° au bas de la colonne, à la pression  $p_0$  ; 2° à la hauteur  $h$ , à la pression  $p$  ; la température  $T$  étant partout la même :

$$\frac{n_0}{n} = \frac{p_0}{p},$$

d'où

$$\frac{n}{n_0} = e^{-g \left[1 - \frac{\delta}{\Delta}\right] \frac{Nm}{RT} (h - h_0)}$$

Si nous connaissons la masse  $m$ , les densités  $\delta$  et  $\Delta$ , et pouvons compter les nombres  $n_0$  et  $n$ , le nombre  $N$  serait déterminé.

Or Jean Perrin a pensé que la loi de Van't Hoff pouvait être encore généralisée et appliquée aux émulsions contenant des corpuscules solides en suspension dans un liquide, assez petits pour participer au mouvement d'agitation des molécules du liquide [*mouvement brownien*], mais visibles à l'ultramicroscope.

Il a obtenu des globules parfaitement sphériques en émulsionnant

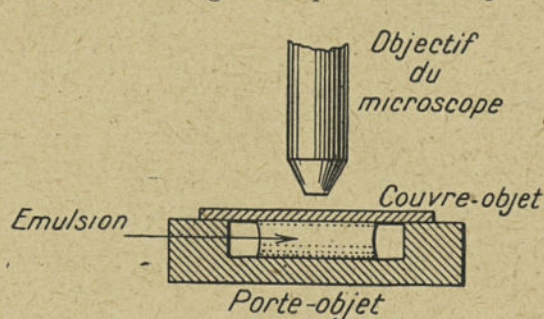


Fig. 1. — Examen du mouvement brownien à l'ultramicroscope.

de la gomme-gutte dans de l'eau et, grâce à une longue centrifugation, en a fait des émulsions ne contenant que des globules de la même grosseur, dont il a pu mesurer le diamètre au microscope. Connaissant

la densité  $\Delta$  de la gomme-gutte, il en a déduit la masse  $m$  de chacun de ces globules.

Une goutte de la solution était déposée sur le porte-objet de l'ultramicroscope (fig. 1) et était vivement éclairée par-dessous.



L'objectif employé, d'un très fort grossissement, avait une très faible profondeur de champ, et l'on ne voyait nettement que les globules compris dans une tranche horizontale épaisse d'un micron environ, mais on pouvait les y compter facilement. Il a vérifié que les globules se répartissaient suivant la loi :

$$n = n_0 e^{-\frac{g}{\Delta} \left[1 - \frac{\delta}{\Delta}\right] \frac{M}{RT} (h - h_0)} .$$

L'émulsion se comportait donc comme un gaz, et l'extension à son cas de la loi d'Avogadro-Van t'Hoff était justifiée.

Le rapport  $\frac{n}{n_0}$  étant dès lors connu, Jean Perrin en a déduit la valeur de la molécule-gramme de l'émulsion et l'a trouvée de 300 tonnes environ. Mais il connaissait la masse  $m$  et il avait

$$N = \frac{M}{m} .$$

Il a trouvé ainsi  $N = 6,85 \cdot 10^{23}$ , nombre voisin des nombres obtenus par des méthodes très différentes.

Les autres méthodes étaient basées sur l'observation des phénomènes les plus divers : viscosité des gaz, bleu du ciel, charges de sphérules dans les gaz, radioactivité, spectre du corps noir.

Enfin nous savions que, dans l'électrolyse, une molécule-gramme d'oxygène transportait très exactement 96 600 *coulombs* ou  $2,895 \times 10^{14}$  *franklins*.

Si l'on désignait par  $\epsilon$  la charge transportée par chaque molécule d'hydrogène, on avait la relation :

$$N\epsilon = 2,895 \times 10^{14} \text{ franklins} .$$

Or la charge  $\epsilon$  a été mesurée avec une très grande exactitude par Millikan ; elle est égale à  $4,774 \cdot 10^{-10}$  *franklins*.

On en déduit  $N = 6,059 \cdot 10^{23}$  (Millikan).

Telle est la valeur généralement adoptée aujourd'hui pour la constante d'Avogadro.

La concordance des valeurs trouvées pour le nombre  $N$  par les méthodes les plus diverses est tellement remarquable que la structure atomique de la matière, qui explique si bien les phéno-

mènes chimiques, doit être considérée désormais comme absolument démontrée.

**7. Loi de Maxwell.** — Les molécules d'un gaz sont dans un état d'agitation continuelle. En admettant que l'agitation, parfaitement irrégulière, obéisse aux seules lois du hasard, Maxwell a obtenu la formule suivante de répartition des vitesses :

Soient :

$n$  le nombre de molécules contenues dans 1 centimètre cube ;

$u$  la vitesse d'une de ces molécules ;

$V$  sa valeur la plus fréquente ;

$dn$  le nombre des molécules dont la vitesse est comprise entre  $u$  et  $u + du$ .

On a :

$$dn = \frac{4}{\sqrt{\pi}} n \frac{u^2}{V^3} e^{-\frac{u^2}{V^2}} du .$$

*Vitesse moyenne  $V_m$  et vitesse efficace  $W$  des molécules.* — On a par définition :

$$V_m = \frac{1}{n} \int_0^{\infty} u dn \quad \text{et} \quad W^2 = \frac{1}{n} \int_0^{\infty} u^2 dn .$$

On tire de l'équation précédente :

$$V_m = \frac{2}{\sqrt{\pi}} V, \quad W = V \sqrt{\frac{3}{2}},$$

d'où

$$V_m = \frac{4}{\sqrt{6\pi}} W = 0,9212 W$$

**8. Valeur de la vitesse efficace  $W$  en fonction de la température absolue  $T$  du gaz.** — Désignons par :

$\mu$  la masse de la molécule-gramme du gaz ;

$T$  sa température absolue ;

$\alpha$  une constante universelle, indépendante de la nature du gaz, déterminée ci-dessous :

$$\frac{1}{2} \mu W^2 = \alpha T .$$



9. **Loi de Mariotte.** — Soient  $p$  et  $v$  la pression et le volume de la molécule-gramme d'un gaz à la température absolue  $T$ .

$$pv = \frac{2}{3} \alpha T = \mathcal{R}T.$$

Le volume de la molécule-gramme d'un gaz, à la pression atmosphérique ( $1,0132 \cdot 10^6$  baryes) et à la température absolue  $T = 273$  est de  $22\,412$  centimètres cubes.

On en déduit :

$$\alpha = 124,77 \cdot 10^6, \quad \mathcal{R} = 8,313 \cdot 10^7 \text{ C.-G.-S.}$$

10. **Nombre de molécules  $n$  contenues dans un centimètre cube.** — A la pression atmosphérique et à la température absolue  $273$ , ce nombre est égal à :

$$\frac{6,059 \cdot 10^{23}}{22\,412} = 2,704 \cdot 10^{19}.$$

A la pression de  $p$  baryes et à la température absolue  $T$ , l'on a :

$$n = 2,704 \cdot 10^{19} \frac{p \cdot 10^{-6}}{1,0132} \cdot \frac{273}{T},$$

d'où

$$n = 7,286 \cdot 10^{15} \frac{p}{T}, \quad p = 1,372 \cdot 10^{-16} nT \text{ baryes.}$$

11. **Vitesse efficace  $W$ .** — Nous avons :

$$W = 15\,797 \sqrt{\frac{1}{\mu}} \text{ cm.-s.},$$

ou, en désignant par  $m$  la masse d'une molécule du gaz :

$$\left[ m = \frac{\mu}{6,059} \cdot 10^{23} \right] \text{ (Millikan),}$$

$$W = 2,031 \cdot 10^{-8} \sqrt{\frac{T}{m}} \text{ cm.-s.},$$

On trouve ainsi à la température absolue  $T = 273$ , c'est-à-dire à celle de la glace fondante :

	Oxygène.	Azote.	Hydrogène.
Aitesse efficace $W$ .....	421 m.-s.	492 m.-s.	1 848 m.-s.
Vitesse moyenne $V_m$ .....	425 —	453 —	1 702 —
Vitesse la plus fréquente $V$ .....	377 —	402 —	1 510 —

12. **Énergie  $\tau$  d'une molécule-gramme.** — Nous avons :

$$p\nu = \frac{2}{3} \alpha T,$$

$$\frac{1}{2} \mu W^2 = \alpha T = \frac{3}{2} p\nu.$$

La molécule-gramme  $\mu$  contient  $n\nu$  molécules, donc :

$$\tau = \frac{3}{2} \frac{p}{n} \text{ ergs.}$$

Mais nous avons :

$$p = 1,372 \cdot 10^{-16} nT,$$

d'où

$$\tau = 2,008 \cdot 10^{-16} T \text{ ergs.}$$

13. **Nombre moyen  $\nu$  de chocs subis par une molécule en une seconde.** — Les dimensions des atomes et des molécules sont tellement petites que leur rencontre doit être un phénomène très rare. Mais les forces centrales développées entre eux modifient beaucoup leurs directions lorsqu'ils passent dans le voisinage l'un de l'autre. Les choses se passent comme s'il y avait eu choc.

Si nous n'avions affaire qu'à des points matériels où la masse serait concentrée et entre lesquels s'exercerait seulement la gravité, les forces exercées sur eux seraient minimales et leur action sur le mouvement de ces points complètement négligeable.

En effet, la constante de la gravité est  $6,658 \cdot 10^{-8}$  C. G. S. La force  $f$  développée entre deux molécules d'hydrogène, par exemple, dont chacune a une masse de  $3,326 \cdot 10^{-24}$  grammes situées à  $r$  centimètres l'une de l'autre, serait :

$$f = - \frac{7,374}{r^2} 10^{-55} \text{ dynes.}$$



Deux molécules d'hydrogène venant de l'infini n'auraient acquis chacune qu'une vitesse de  $2 \cdot 10^{-12}$  cm.-sec. en arrivant à  $10^{-8}$  centimètres l'une de l'autre, alors que leur vitesse efficace pourrait être de 1 800 m.-sec.

La gravité ne peut donc occasionner de simili-chocs.

Mais les molécules ne sont assimilables à des points matériels que si elles sont séparées par des distances très grandes par rapport à celles de leurs éléments.

Comme nous le verrons plus loin, une molécule est un assemblage de corpuscules portant chacun une charge électrique élémentaire, positive ou négative et égale à  $4,774 \cdot 10^{-10}$  U. E. S., et dont la distance est de l'ordre de  $10^{-8}$  centimètres.

Des forces centrales énormément supérieures à la gravité sont ainsi développées entre ces corpuscules. Elles ont pour expression :

$$f = \pm \frac{2,279}{r^2} 10^{-19}.$$

Deux corpuscules ayant la masse de la molécule d'hydrogène et portant le premier une charge élémentaire positive, le second une charge élémentaire négative, partis de l'infini avec une vitesse nulle, auraient acquis chacun une vitesse de 37,02 km.-sec. lorsqu'ils arriveraient à  $10^{-8}$  centimètres l'un de l'autre.

Si deux molécules à l'état neutre arrivent à cette distance l'une de l'autre, les forces attractives et répulsives développées entre les corpuscules qui les constituent ne peuvent plus s'équilibrer, et on conçoit que leurs différences puissent perturber considérablement la trajectoire des deux molécules, comme si elles s'étaient choquées.

L'analyse du phénomène est impossible. Ce ne serait plus le problème des trois, mais des  $n$  corps à traiter, avec cette complication qu'il y aurait à la fois des forces attractives et répulsives. De plus, chaque molécule a un moment magnétique. Aussi avons-nous voulu seulement montrer qu'il n'était pas besoin de recourir à des forces inconnues pour expliquer la production de simili-chocs.

On a dû se contenter d'assimiler les molécules à des sphères

de diamètre  $\sigma$  tel qu'elles se repoussent dès que la distance de leurs centres tend à lui devenir inférieure.

Les choses se passent alors comme si ces sphères se choquaient réellement.

Cette conception rend compte des phénomènes.

D'après la théorie cinétique, le nombre  $\nu$  des chocs subis par une molécule en une seconde, lorsque chaque centimètre cube contient  $n$  molécules, a pour expression :

$$\nu = \pi \sqrt{2} n V_m \sigma^2.$$

**14. Libre parcours moyen  $l$  d'une molécule.** — C'est le parcours moyen qu'elle accomplit, sans être dérangée entre deux chocs consécutifs.

Nous aurons :

$$l = \frac{V_m}{\nu} = \frac{1}{\pi \sqrt{2} n \sigma^2}.$$

Si chaque centimètre cube du gaz contient des molécules ayant un diamètre  $\sigma_1$  et des molécules de diamètre  $\sigma_2$ , le chemin moyen  $l'$  que pourra parcourir une de ces dernières entre deux chocs consécutifs a pour expression :

$$l' = \frac{1}{\pi \sqrt{2} n \left[ \frac{\sigma_1 + \sigma_2}{2} \right]^2}.$$

Si le diamètre  $\sigma_2$  est négligeable par rapport au diamètre  $\sigma_1$ , si, par exemple  $\sigma_2$  est le diamètre d'un électron alors que  $\sigma_1$  est celui d'une molécule, on a :

$$l' = 4 l.$$

**15. Coefficient de viscosité d'un gaz.** — Pour déplacer dans un gaz, avec une vitesse  $v$  cm.-sec. un plan infiniment mince ayant une surface de  $S$  centimètres carrés, parallèlement à lui-même, on doit surmonter une force  $f$  égale à  $f = \eta v S$ .



Le coefficient  $\eta$  a pour expression :

$$\eta = \frac{m V_m}{\pi \sqrt{2} \sigma^2}$$

Il est indépendant de la pression, et cela a été vérifié très exactement. La vitesse  $V_m$  étant proportionnelle à la racine carrée de la température  $T$ , il devrait lui être aussi proportionnel, si le diamètre  $\sigma$  était indépendant de la température. L'expérience montre que cette condition n'est pas rigoureusement remplie et que le coefficient  $\eta$  croît moins vite que la racine carrée de la température.

Les valeurs du coefficient  $\eta$  sont faciles à déterminer en faisant écouler les gaz à travers des tubes capillaires. Quand on les connaît, on en déduit immédiatement les valeurs des quantités  $\sigma$  et  $l$ .

On a ainsi trouvé, en unités C. G. S., pour les gaz suivants à la température  $T = 273$  et à la pression de 76 centimètres de mercure.

GAZ.	$\mu = 6,05910^{23}m$	$\eta$ .	$l$	$\sigma$ .
Argon .....	30,90	$2,100 \cdot 10^{-4}$	$3,84 \cdot 10^{-6}$	$3,23 \cdot 10^{-8}$
Azote.....	28,08	1,674 —	8,61 —	3,27 —
Hélium .....	4,00	1,890 —	25,10 —	1,92 —
Hydrogène.....	$2,0154$	0,870 —	16,30 —	2,38 —
Oxygène.....	32,00	1,926 —	9,06 —	3,19 —
Air .....	28,98	1,725 —	8,53 —	3,29 —

16. Coefficient de diffusion d'un gaz. — Supposons deux gaz enfermés dans un cylindre et admettons que la composition de leur mélange est la même en tous les points d'un plan perpendiculaire à l'axe du cylindre.

Soient  $l_1$  et  $v_1$  le libre parcours moyen et la vitesse moyenne supposés communs à toutes les molécules du premier gaz;  $l_2$  et  $v_2$ , les mêmes quantités pour l'autre gaz.

Soit  $n$  le nombre total de molécules par centimètre cube.

Supposons que, dans un certain plan normal à l'axe  $n_1$  de

ces molécules appartiennent au premier gaz et  $n_2$  au second ( $n = n_1 + n_2$ ).

Le nombre total de molécules du premier gaz qui traversent par seconde l'unité de surface de ce plan est :

$$p_1 = - \frac{dn_1}{dz} \frac{l_1 v_1 n_2 + l_2 v_2 n_1}{3(n_1 + n_2)} = - D \frac{dn_1}{dz}$$

$D$  est la valeur du coefficient de diffusion, le même pour les deux gaz.

Si l'un des gaz est une simple impureté de l'autre,  $n_2$  est négligeable devant  $n_1$ . Dans ce cas :

$$D = \frac{l_2 v_2}{3}$$

On peut aussi écrire :

$$V_1 = - \frac{D}{n_1} \frac{dn_1}{dz}$$

$V_1$  est dit : vitesse de diffusion du premier gaz.

### III. — MOUVEMENT D'UN CORPUSCULE ÉLECTRISÉ DANS DES CHAMPS ÉLECTRIQUES ET MAGNÉTIQUES SUPERPOSÉS.

17. Cas général. Les champs sont quelconques. — Soit  $m$  la masse du corpuscule et  $\varepsilon$  sa charge.

A l'époque  $t$  :

Le corpuscule est situé au point  $x, y, z$  et est animé d'une vitesse  $v$ .

Les composantes du champ électrique en ce point sont  $P, Q, R$ , et celles du champ magnétique  $X, Y, Z$ .

D'après l'expérience de Rowland, le corpuscule en mouvement produit les mêmes effets et subit les mêmes actions qu'un courant dont les composantes seraient :

$$\varepsilon \frac{dx}{dt}, \quad \varepsilon \frac{dy}{dt}, \quad \varepsilon \frac{dz}{dt}$$



Nous avons, dès lors, en nous rappelant que :

$$P = -\frac{dV}{dx}, \quad Q = -\frac{dV}{dy}, \quad R = -\frac{dV}{dz},$$

et que les composantes de l'accélération du corpuscule sont parallèles à celles du champ électrique et normales à celles du champ magnétique :

$$\begin{aligned} m \frac{d^2x}{dt^2} &= -\varepsilon \frac{dV}{dx} + \varepsilon \left[ Z \frac{dy}{dt} - Y \frac{dz}{dt} \right], \\ m \frac{d^2y}{dt^2} &= -\varepsilon \frac{dV}{dy} + \varepsilon \left[ X \frac{dz}{dt} - Z \frac{dx}{dt} \right], \\ m \frac{d^2z}{dt^2} &= -\varepsilon \frac{dV}{dz} + \varepsilon \left[ Y \frac{dx}{dt} - X \frac{dy}{dt} \right]. \end{aligned}$$

Multiplions respectivement leurs deux membres par  $\frac{dx}{dt}$ ,  $\frac{dy}{dt}$ ,  $\frac{dz}{dt}$  et ajoutons-les, il vient :

$$m \left[ \frac{dx}{dt} \frac{d^2x}{dt^2} + \frac{dy}{dt} \frac{d^2y}{dt^2} + \frac{dz}{dt} \frac{d^2z}{dt^2} \right] = -\varepsilon \left[ \frac{dV}{dx} \frac{dx}{dt} + \frac{dV}{dy} \frac{dy}{dt} + \frac{dV}{dz} \frac{dz}{dt} \right],$$

d'où

$$\frac{1}{2} m [v^2 - v_0^2] = \varepsilon [V_0 - V],$$

résultat facile à prévoir, puisque la force magnétique, étant normale à la vitesse du corpuscule, ne peut lui communiquer aucune accélération.

Remarquons, en passant, qu'un corpuscule de masse et de charge données partant du repos acquerra toujours la même vitesse après avoir franchi une différence de potentiel donnée.

Supposons maintenant les champs uniformes et prenons pour axe des  $z$  la direction du champ magnétique. Les équations précédentes deviennent :

$$m \frac{d^2x}{dt^2} = \varepsilon P + \varepsilon Z \frac{dy}{dt},$$

$$m \frac{d^2y}{dt^2} = \varepsilon Q - \varepsilon Z \frac{dx}{dt},$$

$$m \frac{d^2z}{dt^2} = \varepsilon R.$$

18. **Le champ magnétique est nul et le champ électrique constant.** — La force appliquée au corpuscule étant constante, il décrit une parabole.

Cherchons la déviation  $h$  qu'il aura subie après avoir parcouru un chemin  $l$ , dans un champ électrique normal à la direction initiale de sa vitesse.

Supposons qu'à l'époque  $t = 0$ , l'on ait :

$$\frac{dx}{dt} = v_0, \quad \frac{dy}{dt} = \frac{dz}{dt} = 0.$$

Il vient alors :

$$P = Q = 0,$$

d'où

$$\frac{d^2x}{dt^2} = \frac{d^2y}{dt^2} = 0.$$

D'où à l'époque  $t$  :

$$m \left( \frac{dz}{dt} \right) = \varepsilon R t,$$

$$mh = \frac{1}{2} \varepsilon R t^2;$$

ou puisque  $t = \frac{l}{v_0}$  :

$$h = \frac{1}{2} \varepsilon R \left[ \frac{l}{v_0} \right]^2.$$

Au bout du temps  $\frac{l}{v_0}$ , l'on a

$$\frac{dz}{dt} = \frac{\varepsilon R l}{m v_0}.$$

La trajectoire fait alors, avec la direction de la vitesse  $v_0$ , un angle  $\omega$  tel que :

$$\operatorname{tg} \omega = \frac{1}{v_0} \left( \frac{dz}{dt} \right) \frac{l}{v_0} = \frac{\varepsilon R l}{m v_0^2}.$$



19. Le champ électrique est nul et le champ magnétique constant. — La vitesse  $v_0$  demeure constante, et nous pourrions remplacer  $dt$  par  $\frac{ds}{v_0}$  dans les équations du mouvement.

Elles deviennent :

$$mv_0 \frac{d^2x}{ds^2} = \varepsilon Z \frac{dy}{ds}, \quad mv_0 \frac{d^2y}{ds^2} = -\varepsilon Z \frac{dx}{ds}, \quad \frac{d^2z}{dt^2} = 0.$$

Nous en tirons :

$$\left[ \left( \frac{d^2x}{ds^2} \right)^2 + \left( \frac{d^2y}{ds^2} \right)^2 + \left( \frac{d^2z}{ds^2} \right)^2 \right] = \frac{\varepsilon^2 Z^2}{m^2 v_0^2} \left[ \left( \frac{dy}{ds} \right)^2 + \left( \frac{dx}{ds} \right)^2 \right],$$

ou, puisque :

$$dx^2 + dy^2 + dz^2 = ds^2,$$

$$\left[ \left( \frac{d^2x}{ds^2} \right)^2 + \left( \frac{d^2y}{ds^2} \right)^2 + \left( \frac{d^2z}{ds^2} \right)^2 \right] = \frac{\varepsilon^2 Z^2}{m^2 v_0^2} \left[ 1 - \left( \frac{dz}{ds} \right)^2 \right].$$

Désignons par  $\Theta$  l'angle que fait l'élément de courbe  $ds$  avec l'axe des  $z$ ,  $dz = ds \cos \Theta$ .

Le second membre de l'équation précédente est donc égal à  $\frac{\varepsilon^2 Z^2}{m^2 v_0^2} \sin^2 \Theta$ .

D'autre part, si nous appelons  $\rho$  le rayon de courbure de la trajectoire du corpuscule, le premier membre de l'équation est égal à  $\frac{1}{\rho^2}$ . Nous aurons ainsi :

$$\frac{1}{\rho^2} = \frac{\varepsilon^2 Z^2}{m^2 v_0^2} \sin^2 \Theta$$

Posons  $\frac{dz}{dt} = v'$ . L'action du champ étant normale à la vitesse  $v'$ , celle-ci est constante.

Mais nous avons

$$dt = \frac{ds}{v_0},$$

d'où

$$\frac{dz}{dt} = v_0 \frac{dz}{ds} = v'.$$

$$\frac{dz}{ds} = \frac{v'}{v_0}.$$

Ces deux vitesses étant constantes,  $\frac{dz}{ds}$  est constant et, par suite, l'angle  $\Theta$  et le rayon de courbure  $\rho$ .

La trajectoire du corpuscule est donc une hélice à pas constant ayant son axe parallèle à l'axe des  $z$ .

Le rayon  $R$  du cylindre sur lequel elle est tracée est

$$R = \rho \sin^2 \Theta = \frac{m}{\varepsilon Z} \sqrt{v_0^2 - v'^2}.$$

Le pas de l'hélice est égal à

$$\frac{2\pi m v'}{\varepsilon Z}.$$

Enfin la durée  $\tau$  de la rotation du corpuscule est:

$$\tau = \frac{2\pi R}{\sqrt{v_0^2 - v'^2}} = \frac{2\pi m}{\varepsilon Z}.$$

Si l'épaisseur du champ magnétique, comptée suivant la direction initiale de la trajectoire du corpuscule, est seulement égale à  $l$ , la force  $\varepsilon Z v'$  normale à la trajectoire aura imprimé au corpuscule, au bout du temps  $\frac{l}{v_0}$ , une vitesse

$$v'' = \frac{\varepsilon Z l}{m}.$$

La trajectoire aura été déviée à la sortie du champ d'un angle tel que :

$$\operatorname{tg} \omega = \frac{v''}{v_0} = \frac{\varepsilon Z l}{m v_0}.$$

Considérons maintenant un point  $P$  et menons trois axes de coordonnées  $Px$ ,  $P_y$ ,  $Pz$  passant par ce point. L'axe  $Pz$  est parallèle à la direction du champ.

Des corpuscules sont émis par le point  $P$  avec une même vitesse initiale  $v_0$ , également dans toutes les directions comprises dans le plan  $P_y Pz$ .



La vitesse initiale de l'un d'eux fait un angle  $\varphi$  avec l'axe  $Pz$ , si bien qu'il part avec une vitesse  $\frac{dz}{dt} = v_0 \cos \varphi$  parallèle à la direction du champ et une vitesse  $\frac{dy}{dt} = v_0 \sin \varphi$  normale à cette direction. Nous avons alors  $v' = v_0 \cos \varphi$ .

Ce corpuscule décrit une hélice autour d'un axe  $UU$  parallèle à l'axe  $Pz$  et distant de celui-ci d'une longueur :

$$r = \frac{m}{\varepsilon Z} \sqrt{v_0^2 - v'^2} = \frac{m}{\varepsilon Z} v_0 \sin \varphi.$$

dont le pas  $h$  est égal à :

$$h = \frac{2 \pi m}{\varepsilon Z} v' = \frac{2 \pi m v_0^2 \cos \varphi}{\varepsilon Z}.$$

Il rencontrera le plan  $xPz$  en un point  $Q$  ayant pour coordonnées :

$$x = 2 r, \quad z = h,$$

ou :

$$x = \frac{2 m}{\varepsilon Z} v_0 \sin \varphi,$$

$$z = \frac{2 \pi m}{\varepsilon Z} v_0 \cos \varphi,$$

d'où

$$x^2 + \frac{z^2}{\pi^2} = \frac{4 m^2}{\varepsilon^2 Z^2} v_0^2,$$

Le lieu du point  $Q$  sera donc une ellipse dont les grand et petit axes auront des longueurs respectivement égales à :

$$4 \pi \frac{m}{\varepsilon} \frac{v_0}{Z} \quad \text{et} \quad \frac{4 m}{\varepsilon} \frac{v_0}{Z}.$$

20. **Les deux champs sont uniformes et ont leurs directions perpendiculaires.** — Prenons pour axe des  $x$  la direction du champ électrique, pour axe des  $z$  celle du champ magnétique.

Les équations du mouvement deviennent :

$$\begin{aligned} m \frac{d^2x}{dt^2} &= \varepsilon \left[ P + Z \frac{dy}{dt} \right], \\ m \frac{d^2y}{dt^2} &= -\varepsilon Z \frac{dx}{dt}, \\ m \frac{d^2z}{dt^2} &= 0. \end{aligned}$$

Posons  $\omega = \frac{\varepsilon Z}{m}$ , désignons par  $\rho$  une longueur constante et supposons que pour  $t = 0$  l'on ait :

$$x = y = z = 0.$$

Les équations précédentes ont pour solution :

$$\begin{aligned} y &= -\frac{P}{Z} t + \rho \sin \omega t; \\ x &= \rho (1 - \cos \omega t), \end{aligned}$$

La trajectoire du corpuscule est une courbe plane qui se trouve sur un plan normal à la direction du champ magnétique. Le corpuscule décrit, avec la vitesse angulaire  $\omega$ , un cercle de rayon  $\rho$  autour d'un point décrivant lui-même une droite normale à la direction du champ électrique.

C'est une cycloïde à pas allongé ou raccourci.

Si à l'origine la vitesse du corpuscule est nulle, nous avons :

$$\rho = \frac{P}{\omega Z} = \frac{m}{\varepsilon} \frac{P}{Z^2}.$$

d'où

$$x = \frac{m}{\varepsilon} \frac{P}{Z^2} (1 - \cos \omega t).$$

Alors la courbe sera une cycloïde ordinaire, et la hauteur  $h$  de son sommet sera égale à :

$$h = \frac{2m}{\varepsilon} \frac{P}{Z^2}.$$

21. Les deux champs sont uniformes et ont leurs directions parallèles. — Choisissons l'axe des  $z$  parallèle à la direction commune des deux champs.



Les équations du mouvement sont alors :

$$\begin{aligned}\frac{d^2x}{ds^2} &= \frac{\varepsilon Z}{m v_0} \frac{dy}{ds}, \\ \frac{d^2y}{ds^2} &= -\frac{\varepsilon Z}{m v_0} \frac{dx}{ds}, \\ \frac{d^2z}{ds^2} &= \frac{\varepsilon R}{m}.\end{aligned}$$

Si on les compare à celles correspondant au cas où le champ électrique est nul et le champ magnétique constant, on voit que la trajectoire du corpuscule est une hélice ayant pour axe l'axe des  $z$  et dont le pas augmente proportionnellement au temps.

22. **Le champ magnétique est uniforme et dirigé suivant l'axe des  $z$ , mais le potentiel électrique au point  $x, y, z$ , est fonction de la distance de ce point à l'axe des  $z$ .** — Les lignes de forces électriques sont des droites normales à l'axe des  $z$  et, par suite, à la direction du champ magnétique. On réaliserait ce cas avec deux cylindres métalliques concentriques, entre lesquels on maintiendrait une différence de potentiel électrique et qui seraient disposés dans un champ magnétique uniforme de direction parallèle à leur axe,

Les équations du mouvement sont :

$$\begin{aligned}m \frac{d^2x}{dt^2} &= -\varepsilon \frac{dV}{dx} + \varepsilon Z \frac{dy}{dt}; \\ m \frac{d^2y}{dt^2} &= -\varepsilon \frac{dV}{dy} - \varepsilon Z \frac{dx}{dt}.\end{aligned}$$

Nous en tirons :

$$m \left[ y \frac{d^2x}{dt^2} - x \frac{d^2y}{dt^2} \right] = -\varepsilon \left[ \left( y \frac{dV}{dx} - x \frac{dV}{dy} \right) - Z \left( y \frac{dy}{dt} + x \frac{dx}{dt} \right) \right].$$

La direction du champ électrique passant par l'axe des  $z$ , nous avons :

$$y \frac{dV}{dx} = x \frac{dV}{dy}.$$

Posons  $\rho^2 = x^2 + y^2$ , et remarquons que :

$$y \frac{d^2x}{dt^2} - x \frac{d^2y}{dt^2} = \frac{d}{dt} \left[ y \frac{dx}{dt} - x \frac{dy}{dt} \right],$$

il vient :

$$m \frac{d}{dt} \left[ y \frac{dx}{dt} - x \frac{dy}{dt} \right] = \frac{\varepsilon Z}{2} \frac{d}{dt} (\rho^2),$$

Le premier membre de cette équation est la dérivée, par rapport au temps du moment  $\rho v$  de la vitesse, par rapport à l'axe des  $z$ . Nous aurons ainsi :

$$m (\rho v - \rho_0 v_0) = \varepsilon \frac{Z}{2} [\rho^2 - \rho_0^2].$$

Supposons nulle la vitesse du corpuscule, le long du cylindre de rayon  $\rho_0$  :

$$v = \frac{\varepsilon Z}{2m} \frac{\rho^2 - \rho_0^2}{\rho}.$$

D'autre part, si le potentiel  $V$  est égal à  $V_0$  le long du cylindre de rayon  $\rho_0$  :

$$m \frac{V^2}{2} = \varepsilon (V - V_0).$$

La vitesse angulaire  $\beta$  à la distance  $\rho$  de l'axe est :

$$\beta = \frac{\varepsilon Z}{2m} \frac{\rho^2 - \rho_0^2}{\rho^2},$$

et la vitesse radiale au même point :

$$\sqrt{v^2 - \omega^2 \rho^2} = \sqrt{\frac{2\varepsilon}{m} (V - V_0) - \frac{\varepsilon^2 Z^2}{4m^2} \frac{(\rho^2 - \rho_0^2)^2}{\rho^4}}.$$

Elle s'annule pour une valeur  $\rho_1$  du rayon  $\rho$  telle que l'on ait :

$$\frac{(\rho_1^2 - \rho_0^2)^2}{\rho_1^4} = \frac{8m}{\varepsilon Z^2} (V - V_0).$$

La trajectoire est donc une spirale ayant pour limite un cercle de rayon  $\rho_1$ .

#### Bibliographie.

(Les numéros correspondent aux paragraphes de l'ouvrage.)

6. — JEAN PERRIN, Les Atomes, Paris 1913.  
JEAN PERRIN, C. A. R. S., 1908, p. 167.



## CHAPITRE II

### CONSTITUTION ATOMIQUE DE L'ÉLECTRICITÉ

#### I. — LA CONSTITUTION ATOMIQUE DE L'ÉLECTRICITÉ EST UNE CONSÉQUENCE NÉCESSAIRE DE CELLE DE LA MATIÈRE (HELMHOLTZ).

23. **Électron** (1). — Dans l'électrolyse : tous les atomes ou radicaux monovalents transportent les mêmes charges d'électricité, positives dans un sens, négatives dans l'autre ; les atomes ou radicaux polyvalents transportent des charges égales aux précédentes multipliées par des nombres entiers.

Les quantités d'électricité, positive ou négative, traversant un électrolyte sont toujours un multiple exact de celles transportées par un atome monovalent.

Celles-ci sont donc les plus petites quantités d'électricité qui puissent exister, puisqu'elles n'admettent pas de fractions.

Ce sont les atomes d'électricité. On a appelé *électron* l'atome d'électricité négative, le seul que l'on ait réussi à isoler.

Dans l'électrolyse, il faut 96 490 coulombs pour libérer un atome-gramme monovalent, et celui-ci contient  $6,059 \cdot 10^{23}$  atomes.

La charge  $\varepsilon$  de l'électron est donc :

$$\varepsilon = \frac{96\,490}{6,059} 10^{-23} = 1,59 \cdot 10^{-19} \text{ coulombs.}$$

ou  $1,59 \cdot 10^{-20}$  U. E. M.  
ou  $4,77 \cdot 10^{-10}$  U. E. S. ou *franklins*.

Mais nous ne savons rien encore de leur nature.

(1) Le mot *électron* fut introduit pour la première fois en physique par Dr G. Johnstone Stoney en 1891 (Voy. *Transactions of the royal Society of Dublin*, 1891, p. 582).

Sont-ils des corpuscules ayant à la fois une charge et une masse ? Ne sont-ils, au contraire, que des expressions mathématiques comme le pensaient *Faraday* et *Maxwell*, pour qui l'être réel était le tube de force électrique ? C'est à l'expérience de répondre.

## II. — CORPUSCULES CATHODIQUES.

24. **Expériences de Crookes.** — Ces corpuscules furent découverts par Crookes en 1879 au cours d'expériences mémorables.

Il se servait d'ampoules où le vide (1) avait été poussé aussi

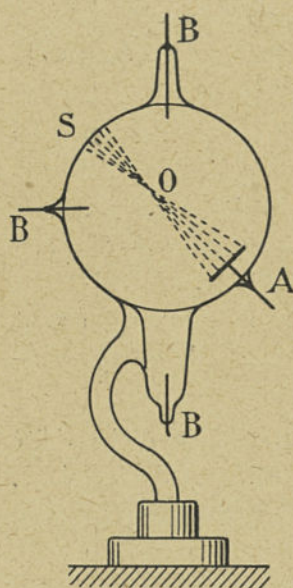


Fig. 2. — Les rayons cathodiques se propagent en ligne droite.

loin que possible et où étaient disposées des électrodes métalliques communiquant avec l'extérieur. Une bobine de *Ruhmkorff* maintenait entre elles une différence de potentiel très élevée, toujours de même sens.

Suivant l'usage, nous appellerons anode l'électrode reliée au pôle + de la bobine, cathode celle reliée à son pôle —.

a. L'ampoule de la figure 2 avait une cathode en forme d'un miroir concave dont le foyer était au point O et trois anodes B, B, B.

La différence de potentiel étant développée entre l'une d'elles et la cathode, celle-ci émettait des rayons qui, bien qu'invisibles, devaient se propager en ligne droite, se concentrer au point O et diverger ensuite pour venir frapper le verre dans

(1) On dispose aujourd'hui de moyens permettant d'abaisser la pression dans un récipient jusqu'à  $10^{-5}$  baryes, soit  $0,75 \cdot 10^{-3}$  millimètres de mercure. Or à cette pression et à la température  $T = 273$ , 1 centimètre cube contient encore  $3 \cdot 10^{18}$  molécules. Nous sommes donc encore bien loin du vide absolu. Si nous supposons, par exemple, que le récipient contient de l'azote, le libre parcours moyen d'une molécule de ce gaz est alors  $2,12 \cdot 10^6$  centimètres, incomparablement plus grand que les dimensions linéaires du récipient. Les premiers observateurs ne savaient pas réaliser des vides aussi poussés, mais les libres parcours moyens des molécules étaient déjà grands par rapport aux dimensions des ampoules.



la région S opposée à la cathode, où apparaissait une tache lumineuse circulaire.

Le centre de cette tache demeurait fixe et son diamètre invariable, quelle que fût l'anode employée.

*Donc, sous l'influence d'une forte différence de potentiel, une cathode, située dans un gaz aussi raréfié que possible, émet des rayons qui se propagent en ligne droite.*

Toutefois ce phénomène ne se manifeste que si le vide a été poussé très loin dans l'ampoule. Si, après l'avoir diminué, on se sert de l'une ou l'autre des trois anodes B, B, B, une traînée lumineuse jaillit entre la cathode et l'anode, et elle est toujours incurvée comme le montre la figure 3.

b. Les rayons étaient-ils de nature ondulatoire ou constitués par une émission de corpuscules.

Pour en décider, Crookes disposait, dans le tube de la figure 4, un moulinet à ailes de mica, dont l'axe pouvait se déplacer sur deux rails en verre. Le tube était muni de deux électrodes semblables, et leur axe commun passait par les ailes du moulinet. Dès que l'on chargeait les électrodes, le moulinet tournait et s'éloignait de la cathode. En renversant le sens de la charge, on renversait celui du mouvement.

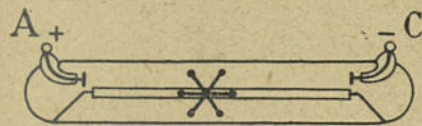


Fig. 4. — Démonstration de l'existence de la masse des rayons cathodiques.

forces radio-métriques ; mais Starke a repris cette expérience en disposant les ailes du moulinet de manière à les éliminer, et l'effet s'est encore manifesté.

*Les rayons cathodiques sont donc constitués par une émission de particules ayant une masse m.*

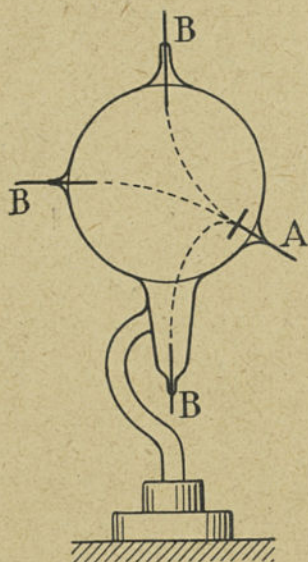


Fig. 3. — Modification de l'aspect du phénomène quand la pression s'élève.

Cette conclusion sera bientôt confirmée.

*c.* Crookes constatait que ces rayons rendaient lumineux les corps phosphorescents et en profitait pour rendre visible leur trajectoire.

Dans le tube de la figure 5, la cathode A était masquée par un

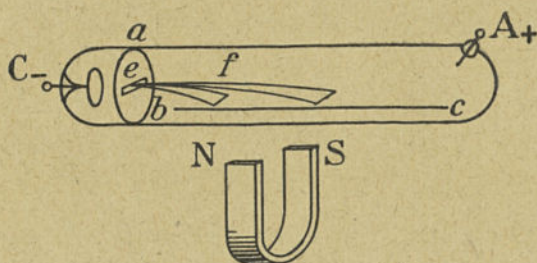


Fig. 5. — Action d'un champ magnétique sur les rayons cathodiques.

écran *a* en mica percé d'une ouverture rectangulaire, et une plaque phosphorescente *bc* était étendue le long du tube, parallèlement à son axe et normalement à l'ouverture

*e* : elle était lée par les corpuscules lancés par la cathode. Ils traçaient sur elle une ligne lumineuse *f*.

Si on approchait du tube un aimant, la ligne *ef* se recourbait comme le montre la figure 5 et se déformait lorsqu'on déplaçait l'aimant.

*Les rayons cathodiques sont donc déviés par un champ magnétique, comme si un courant électrique se propageait le long d'eux.*

*d.* Le tube de la figure 6 comportait deux cathodes A et A' légèrement inclinées ; Crookes les faisait d'abord fonctionner successivement. Alors, leurs rayons, après avoir traversé l'une des

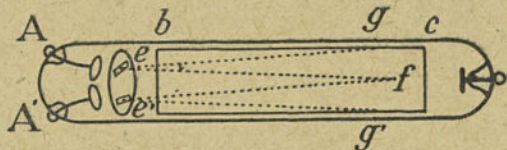


Fig. 6.

deux fentes *e* et *e'* d'un écran semblable à celui du tube précédent, convergèrent en un point *f*. Une plaque phosphorescente *bc* s'étendait aussi d'un bout à l'autre du tube.

Suivant que l'on se servait de la cathode A ou de la cathode A', le passage des corpuscules traçait sur la plaque les lignes *ef* ou *e'f*. Mais, si l'on se servait à la fois des deux cathodes, ces lignes s'écartaient et devenaient *eg* et *e'g'*.

*Les rayons transportent donc des corpuscules électrisés.* — En



effet, deux courants parallèles et de même sens se propageant le long des deux rayons, comme le long de simples *conducteurs* à l'état neutre, se seraient attirés et les lignes *ef* et *e'f* se seraient rapprochées, au lieu de s'écarter (1).

Au contraire, deux charges électriques égales à  $\epsilon$  et de même signe, déplacées parallèlement avec une vitesse  $v$ , continuent

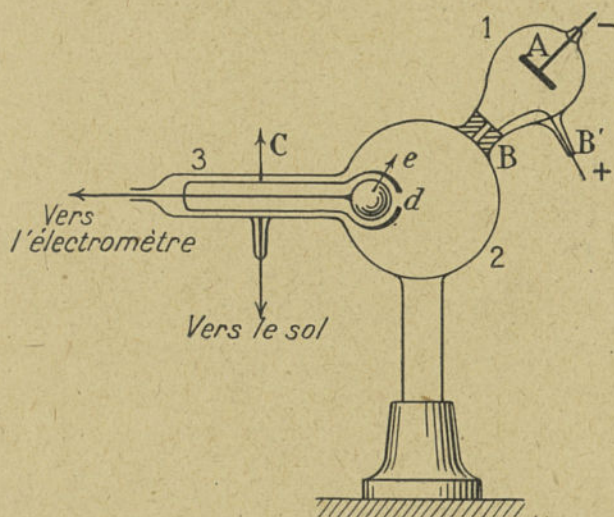


Fig. 7. — Expériences de Jean Perrin. Détermination de la nature des rayons.

à se repousser. L'attraction des courants d'intensité  $\epsilon v$  qu'elles engendrent ne compenserait leur répulsion que si la vitesse  $v$  était celle de la lumière.

L'expérience suivante a démontré que ces charges étaient négatives.

**25. Expériences de Jean Perrin.** — Une ampoule 1 (fig. 7) a sa cathode en A. L'anode B est une pièce métallique fendue et reliée à l'extérieur par un conducteur B'.

La fente de l'anode débouche dans une sphère 2 d'où part un tube 3. Celui-ci contient un cylindre C terminé par une portion de sphère également fendue, et le cylindre communique avec le

(1) Des expériences de Wiedeman et Ebert ont montré que l'effet d'attraction constaté par Crookes était dû à l'action électrostatique exercée par chaque cathode sur les rayons émis par l'autre. L'action d'attraction entre les faisceaux de rayons cathodiques existe réellement, mais est trop faible pour être mesurable.

sol, à travers le tube 3. A l'intérieur du cylindre est disposée une boule  $e$  reliée à un électromètre par un conducteur traversant le tube 3. Elle est soigneusement isolée du cylindre.

Cette boule se trouve ainsi enfermée dans une cage de Faraday et ne peut recevoir que des charges passant par la fente  $d$ .

Un pinceau des rayons émis par la cathode A traverse la fente de l'anode B et frappe la paroi de la sphère en y produisant une tache lumineuse.

On dévie ce pinceau avec un aimant et amène la tache lumi-

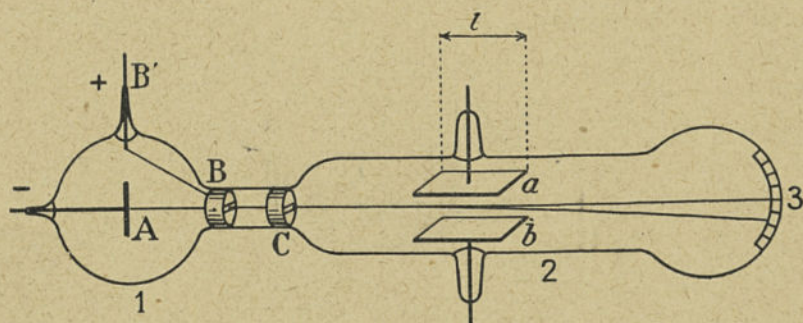


Fig. 8. — Expériences de J.-J. Thomson pour la détermination du rapport  $\frac{e}{m}$  des corpuscules cathodiques.

neuse sur la fente  $d$ . Aussitôt l'électromètre se charge négativement.

*Donc les corpuscules cathodiques transportent des charges négatives.*

Quelle que soit la position de la tache lumineuse, l'électromètre ne prend jamais de charge positive.

*Donc, sous l'influence d'une différence de potentiel élevée, une ampoule où le vide est très élevé est traversée par un courant électrique consistant dans le transport de charges négatives de la cathode à l'anode.*

Enfin l'électromètre ne se chargeant pas tant que la tache lumineuse ne tombe pas sur la boule  $e$ , *les charges électriques ne quittent pas les corpuscules qui les transportent.*



### III. — DÉTERMINATION DE LA VITESSE $v$ D'UN CORPUSCULE CATHODIQUE ET DU RAPPORT $\frac{\varepsilon}{m}$ DE SA CHARGE A SA MASSE.

26. **Expériences de J.-J. Thomson.** — Sur la figure 8, en 1, est une ampoule où l'on a fait un très bon vide. Elle communique avec un long tube 2 terminé par une sphère 3, qui porte une graduation. La cathode A est logée dans l'ampoule 1, l'anode B dans un étranglement entre l'ampoule et le tube.

Elle est constituée par deux blocs métalliques distants de 3 ou 4 centimètres, où l'on a pratiqué de minces fentes rectangulaires situées en regard l'une de l'autre. Le plan médian de la graduation de la sphère est normal aux grands côtés de ces fentes.

Les blocs sont reliés à un conducteur BB'. On ne laisse ainsi pénétrer dans le tube 2 qu'un mince faisceau de rayons cathodiques, parallèles à son axe, qui traceront une étroite raie lumineuse sur la sphère 3, à l'endroit de sa graduation.

Le faisceau de rayons passe entre deux plateaux  $a$  et  $b$  parallèles entre eux et aux grands côtés des fentes, disposés dans le tube et communiquant séparément avec l'extérieur.

On peut développer une grande différence de potentiels entre eux et produire à l'intérieur du tube un champ électrique d'épaisseur  $l$ . Si le vide a été poussé très loin, ce champ sera uniforme.

Disposons d'abord le tube dans un champ magnétique uniforme, d'intensité  $z$  et dont l'épaisseur soit aussi égale à  $l$ . Les lignes de force du champ devront être parallèles aux plateaux et normales à l'axe du tube. Dans ces conditions, le champ déviara les rayons cathodiques dans le sens de la graduation de la sphère.

D'après ce que nous avons vu (paragraphe 19), si on désigne par  $m$  la masse d'un corpuscule et par  $v_0$  sa vitesse, sa direction sera déviée d'un angle  $\omega$  tel que :

$$\operatorname{tg} \omega = \frac{\varepsilon Zl}{mv_0}.$$

Le déplacement de la raie lumineuse le long de la sphère S permettra de mesurer l'angle  $\omega$ .

Développons maintenant un champ électrique d'intensité  $R$  entre les plateaux  $a$  et  $b$ , en disposant le sens de la différence des potentiels de telle manière qu'ils tendent à dévier les rayons en sens inverse du champ magnétique.

Superposons ces champs. Nous pourrons régler l'intensité de l'un d'eux de manière à rendre les déviations égales et de signes contraires. La raie lumineuse reprendra sa position première.

Nous aurons [Voy. paragraphes 18 et 19] :

$$\frac{\varepsilon Rl}{m v_0^2} = \frac{\varepsilon Zl}{m v_0},$$

d'où

$$V_0 = \frac{R}{Z}.$$

La vitesse  $v_0$  étant connue, la première équation

$$\text{tg } \omega = \frac{\varepsilon}{m} \frac{Zl}{v_0}$$

nous fait connaître le rapport  $\frac{\varepsilon}{m}$ .

*J.-J. Thomson* a trouvé le rapport  $\frac{\varepsilon}{m}$  indépendant de la nature du gaz qui remplissait le tube.

*Wilson* a renouvelé ces expériences en faisant la cathode avec sept métaux différents. Il trouva dans tous les cas le même nombre que *J.-J. Thomson* aux erreurs d'expérience près, soit :

$$\frac{\varepsilon}{m} = 1,77 \cdot 10^7 \text{ U. E. M.,}$$

ou

$$\frac{\varepsilon}{m} = 5,31 \cdot 10^{17} \text{ U. E. S.}$$

Quant à la vitesse  $v$ , elle varie naturellement avec l'intensité du champ, mais est toujours très élevée. Au cours de diverses expériences relatées par *J.-J. Thomson*, elle a varié entre  $2,2 \cdot 10^9$



et  $10^{10}$  cm.-sec. Elle peut donc atteindre le tiers de la vitesse de la lumière, et cela montre que les corpuscules cathodiques ne peuvent être ni des molécules ni des atomes.

*J.-J. Thomson, Kaufmann, Lenard, Wiechert, etc.*, se sont ingénies à varier les conditions de l'expérience, et toujours ils ont trouvé la même valeur pour le rapport  $\frac{e}{m}$ .

27. Détermination du rapport  $\frac{e}{m}$  pour les corpuscules d'origine photoélectrique. — Lorsque la surface d'un métal est éclairée

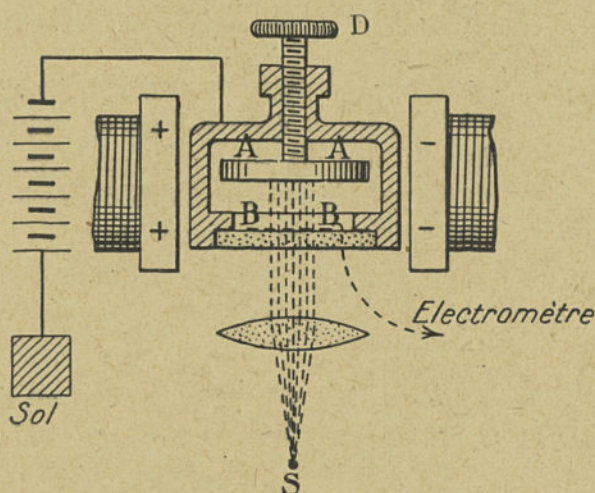


Fig. 9. — Expérience de J.-J. Thomson pour la détermination du rapport  $\frac{e}{m}$  des corpuscules photoélectriques.

par des rayons ultraviolets, elle émet aussi des corpuscules chargés négativement. Cet effet est particulièrement sensible avec le zinc.

J.-J. Thomson a mesuré quel était pour eux la valeur du rapport  $\frac{e}{m}$ .

Il s'est servi pour cela du dispositif représenté sur la figure 9. Une boîte étanche faite en un métal non magnétique et où règne un vide poussé très loin contient un disque en zinc poli AA porté par une vis micrométrique D que l'on peut manœuvrer de

l'extérieur. La boîte est isolée et communique avec le pôle négatif d'une pile d'un grand nombre d'éléments, dont l'autre pôle est à la terre. La boîte est fermée vers le bas par une plaque de quartz perméable aux rayons ultraviolets. On argente celle-ci partiellement, de manière à faire une grille conductrice BB que l'on relie à un électromètre. Au-dessous on dispose une source S de rayons ultraviolets, dont les rayons rendus parallèles par une lentille de quartz éclairent la plaque de zinc à travers les barreaux de la grille.

Enfin on installe la boîte entre les pôles + et - d'un électro-aimant, en rendant les lignes de force du champ magnétique parallèles à la plaque de zinc et, par suite, perpendiculaires à celles du champ électrique.

Dans ces conditions [Voy. paragraphe 20], la vitesse des corpuscules étant nulle à l'origine, ils décrivent des cycloïdes et, après s'être éloignés de la plaque de zinc, se rapprochent d'elle.

La hauteur  $h$  de la cycloïde et, par suite, la distance maxima à laquelle ils peuvent s'éloigner de la plaque de zinc est :

$$h = 2 \frac{m}{\varepsilon} \frac{P}{Z^2}.$$

Si la distance de la plaque de zinc à la grille est supérieure à  $h$ , l'électromètre ne se charge pas. On la règle à l'aide de la vis micrométrique, de manière que l'électromètre ne se charge pas, mais qu'il commence à le faire dès qu'on abaisse la plaque de la moindre quantité.

On détermine ainsi la hauteur  $h$ . Elle est connue, ainsi que les intensités  $P$  et  $Z$  des deux champs; le rapport  $\frac{\varepsilon}{m}$  l'est aussi.

*J.-J. Thomson* a retrouvé dans ce cas la même valeur que pour les corpuscules cathodiques.

**28. Détermination du rapport  $\frac{\varepsilon}{m}$  pour les corpuscules  $\beta$  émis par les corps radioactifs.** — Les corps radioactifs émettent trois sortes de rayons dits  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$ . Ces derniers sont des ondes très courtes; ils accompagnent l'émission des rayons  $\beta$ .

Un champ magnétique incurve en sens inverse les rayons  $\alpha$  et  $\beta$ . Le sens de leur déviation montre que les rayons  $\alpha$  transportent



des charges positives et les rayons  $\beta$  des charges négatives.

Les rayons  $\alpha$  émis par le radium ne peuvent parcourir que 3<sup>cm</sup>,3 dans l'air à la pression atmosphérique, tandis que les rayons  $\beta$  y peuvent parcourir plusieurs mètres.

On peut donc observer dans l'air la trajectoire de ces derniers sous l'action d'un champ électrique ou magnétique ; les rayons  $\alpha$ , presque immédiatement arrêtés, ne troublent pas les observations.

Cela a permis à Becquerel d'étudier de la manière suivante les corpuscules des rayons  $\beta$ .

AA et BB (fig. 10) sont deux plaques parallèles verticales hautes de 35 millimètres et distantes de 10 millimètres, entre lesquelles il développait une différence de potentiel constante de 10 200 volts. Au-dessous d'elles était disposé le tube contenant le radium, qu'il recouvrait partiellement d'une bande de mica symétriquement disposée par rapport aux électrodes. Au-dessus de celles-ci était postée une plaque photographique U enveloppée de papier noir pour la protéger contre la lumière. Lorsque les électrodes n'étaient pas chargées, le radium impressionnait la plaque sur laquelle le mica faisait ombre. Lorsque les électrodes étaient chargées, l'ombre du mica se déplaçait du côté de l'anode, comme l'indique la flèche de la figure, et l'on mesurait ce déplacement, d'où l'on déduisait l'angle de déviation  $\omega$  des rayons  $\beta$ .

Or on avait (Voy. paragraphe 18) la relation :

$$\text{tg } \omega = \frac{\epsilon R l}{m v_0^2}$$

Il disposait ensuite une parcelle de radium dans une coupelle de plomb P imperméable aux rayons  $\beta$ , au-dessus d'une plaque photographique U enveloppée de papier noir (fig. 11) et plaçait le tout dans un champ magnétique intense, dont les lignes de force étaient parallèles à la plaque. Celui-ci forçait les rayons  $\beta$

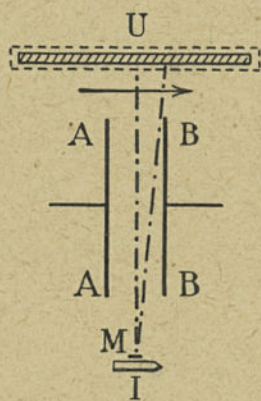


Fig. 10. — Détermination du rapport  $\frac{\epsilon}{m}$  des rayons  $\beta$  du radium.

à incurver leur trajectoire et à venir frapper la plaque photographique.

Tous les corpuscules, dont les directions initiales étaient comprises dans un même plan normal à la plaque photographique devaient retomber sur les divers points d'une ellipse dont le grand axe était égal à  $4\pi \frac{v_0}{Z} \frac{m}{\varepsilon}$  (Voy. paragraphe 19).

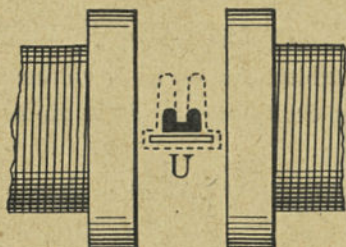


Fig. 11. — Détermination du rapport  $\frac{\varepsilon}{m}$  des rayons  $\beta$  du radium.

Comme dans l'expérience de Becquerel, ce plan était indéterminé; la photographie ne pouvait reproduire que l'enveloppe d'un très grand nombre d'ellipses, soit un cercle ayant un diamètre égal à

leur grand axe, et ce diamètre pouvait être mesuré.

La première expérience faisait connaître :

$$\frac{\varepsilon}{mc_0^2} = X;$$

la seconde :

$$v_0 \frac{m}{\varepsilon} = Y,$$

d'où

$$v_0 = \frac{1}{XY}$$

et

$$\frac{\varepsilon}{m} = \frac{1}{XY^2}.$$

La valeur du rapport  $\frac{\varepsilon}{m}$  fut encore trouvée la même que pour les corpuscules cathodiques.

Quant à la vitesse  $v_0$ , elle atteint pour certains rayons  $\beta$  les 75 p. 100 de celle de la lumière.

#### IV. — CORPUSCULES POSITIFS.

29. **Rayons  $\alpha$  des corps radioactifs.** — En observant dans le vide la trajectoire des rayons  $\alpha$  du radium et en les faisant dévier par



des champs électrique et magnétique, *Rutherford* a trouvé que les corpuscules avaient une vitesse d'environ 20 000 kilomètres par seconde et que, pour eux, le rapport  $\frac{\epsilon}{m}$  était égale à  $4,8 \cdot 10^4$

U. E. M.

30. **Rayons canaux de Goldstein.** — Après avoir fait un vide médiocre dans une ampoule de manière que le libre parcours des corpuscules qu'elle renfermait fût petit, par rapport à ses dimensions et en se servant d'une cathode perforée, *Goldstein* a vu des rayons passer à travers ces trous (fig. 12). Il les a appelés *rayons canaux*.

Alors le milieu devient conducteur, par suite de l'ionisation de ses molécules, phénomène que nous décrirons plus loin, et il est très difficile de reproduire avec ces rayons l'expérience de *Jean Perrin*.

Mais *Wien*, en observant leur déviation sous l'influence de champs électrique et magnétique puissants, a constaté que :

1° Ils transportent des charges positives ;

2° Pour eux, le rapport  $\frac{\epsilon}{m}$  est indépendant du métal de la cathode, mais varie avec la nature du gaz qui remplit l'ampoule ;

3° Ce rapport est au moins 1 825 fois plus petit que pour les corpuscules cathodiques. Si la charge  $\epsilon$  était celle de l'électron, la masse serait alors au moins égale à celle de l'atome d'hydrogène.

Il est clair que, dans cette expérience, les corpuscules ne proviennent pas de la cathode, mais des molécules qui remplissent l'ampoule et dont ils ont dû être détachés par les corpuscules négatifs allant de la cathode à l'anode qui les auront rencontrées.

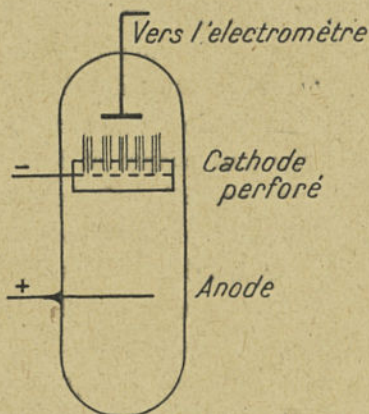


Fig. 12. — Observation des rayons canaux de Goldstein.

### V. — DÉTERMINATION DE LA CHARGE $\varepsilon$ DES CORPUSCULES NÉGATIFS.

31. **Ions positifs et ions négatifs.** — Nous avons constaté, dans trois cas différents, l'émission de corpuscules négatifs, pour lesquels le rapport  $\frac{\varepsilon}{m}$  aurait la même valeur. Il y a les plus grandes chances pour qu'ils soient identiques, et cela deviendrait certain si nous trouvions qu'ils ont tous la même charge  $\varepsilon$ .

Enfin, si cette charge était celle de l'électron, ces corpuscules seraient eux-mêmes des électrons. Alors nous serions non seulement assurés de l'existence matérielle de ceux-ci, mais nous connaîtrions leur charge et leur masse.

La détermination de la charge des divers corpuscules aurait donc une importance extrême.

Les corpuscules positifs des rayons  $\alpha$  émis par les corps radioactifs ont une quantité de mouvement suffisante pour ébranler assez vigoureusement certaines molécules, celles de sulfure de zinc, par exemple, lorsqu'ils les rencontrent, pour que celles-ci s'illuminent à la suite du choc. Ces corpuscules peuvent ainsi révéler directement leur existence, et on peut les compter, comme nous le verrons plus loin.

Malheureusement, si les corpuscules négatifs peuvent acquérir une très grande force vive et si celle des corpuscules des rayons  $\beta$  vaut celle des corpuscules des rayons  $\alpha$ , leur quantité de mouvement est beaucoup plus faible, et ils ne font que rebondir sur les molécules qu'ils rencontrent, sans les ébranler assez pour les rendre lumineuses.

Il n'a donc pas été possible d'énumérer les divers corpuscules négatifs libérés dans les expériences précédentes, dont on pouvait connaître la charge totale. Cela a conduit à faire les hypothèses suivantes, dont toutes les conséquences ont d'ailleurs été vérifiées.

1<sup>o</sup> Tous les corpuscules, pour lesquels le rapport  $\frac{\varepsilon}{m}$  est le même, sont identiques.

2<sup>o</sup> Lorsque les molécules gazeuses, à l'état neutre, sont soumises à certaines actions dites *ionisantes* telles que leur éclairage par des



rayons X, la présence d'un corps radioactif, les choses se passent comme si certaines d'entre elles perdaient chacune un corpuscule négatif qui se porterait sur une autre.

Celles qui ont gagné un corpuscule ont acquis une charge négative et sont dites *ions négatifs*. Celles qui l'ont perdu ont acquis une charge positive et sont dites *ions positifs*.

Le problème revenait donc à déterminer la charge de l'un ou l'autre de ces ions.

Il a été résolu, pour la première fois, en 1898, par *J.-J. Thomson* de la manière suivante.

**32. Expériences de J.-J. Thomson.** — La méthode employée par *J.-J. Thomson* est basée sur ce fait découvert par *Wilson* que les ions agissent comme noyaux de condensation vis-à-vis de la vapeur contenue dans l'air saturé.

Si un vase clos contient un gaz saturé d'humidité et renfermant des ions et si nous refroidissons celui-ci par une détente brusque en augmentant son volume d'au moins 25 p. 100, il se forme un brouillard, mais seuls les ions négatifs servent de noyaux de condensation.

Si la détente dépasse 33 p. 100, les ions positifs servent aussi.

La vapeur se condense autour d'eux, et, s'ils ne sont pas trop nombreux, chaque ion devient le centre d'une gouttelette d'eau.

Nous pouvons mesurer leur vitesse de chute en observant la diminution graduelle de hauteur du brouillard, et de cette vitesse nous déduisons le diamètre des gouttelettes d'eau.

Georges Stokes a, en effet, démontré que, si l'on désignait par  $v$  la vitesse de la chute d'une goutte d'eau dans un gaz, par  $a$  son rayon, par  $g$  l'accélération de la pesanteur et par  $\eta$  le coefficient de viscosité du gaz, on avait :

$$v = \frac{2}{9} \frac{ga^2}{\eta}.$$

Cela permet de déterminer le volume de chaque goutte. Donc, si on connaît le volume total d'eau condensée par centimètre cube de gaz, on en déduira le nombre total de gouttelettes formées et, par suite, le nombre d'ions existant dans le gaz, au moment de la détente.



Le gaz étant saturé à l'origine et le degré de détente connu, il est facile de calculer la masse d'eau condensée, du moment que la présence de noyaux de condensation s'oppose à toute sursaturation.

Nous connaissons ainsi le nombre  $n$  des ions négatifs contenus dans le gaz par centimètre cube si la détente n'a pas dépassé 25 p. 100. Si on la porte à 33 p. 100, on trouve un nombre double, parce que les gouttelettes se sont également formées autour des ions positifs et que le brouillard a été formé par deux fois plus de gouttes d'eau deux fois moins grosses.

D'autre part, avant d'opérer la détente, nous pouvons mesurer l'intensité  $i$  du courant à travers chaque centimètre carré d'un plan parallèle à deux électrodes limitant, par en haut et par en bas, le vase contenant le gaz étudié, sous l'influence d'un champ de  $E$  volts par centimètre.

Les ions, lorsqu'ils se déplacent dans un gaz, ne peuvent s'accélérer à cause de la grande viscosité du milieu, et leur vitesse est, à chaque instant, proportionnelle à l'intensité du champ électrique au point où ils se trouvent.

On appelle *coefficients de mobilité*  $K_1$  et  $K_2$  des ions positifs et des ions négatifs les vitesses prises par eux dans un champ de 1 volt par centimètre, lorsque le gaz a une pression et une température données.

Nous verrons plus tard comment on peut déterminer ces coefficients. Supposons-les donc connus.

Dès lors, si nous désignons par  $\pm \epsilon$  la charge d'un ion, nous avons :

$$i = (K_1 + K_2) E n \epsilon.$$

Il nous suffit donc de déterminer le nombre  $n$  pour connaître la charge  $\epsilon$ .

Le *dispositif expérimental* est représenté figure 13. En 1 est un tube en verre contenant le gaz étudié. Il est fermé à sa partie supérieure par une plaque d'aluminium au-dessus de laquelle se trouve une boîte en fer renfermant une bobine de Rumhkorf et un tube 4 à rayons X.

Ceux-ci doivent ioniser le gaz. La plaque d'aluminium sert de



filtre, et on règle l'intensité de l'ionisation par son épaisseur. Elle est reliée à la terre ainsi que la boîte 3, qui sert de cage de Faraday.

Le fond du tube 1 est rempli d'eau. Elle maintient le gaz saturé et sert d'électrode, que l'on relie à un électromètre.

Le système étant parfaitement isolé et sa capacité mesurée, on le charge à un potentiel  $E$ , puis on l'abandonne à lui-même,

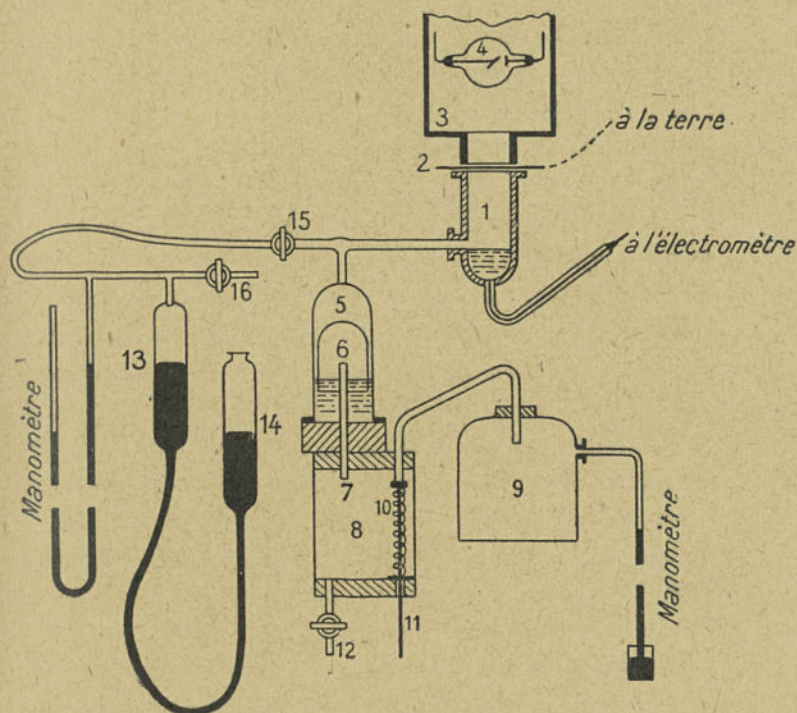


Fig. 13. — Expériences de J.-J. Thomson pour déterminer la charge de l'électron observant la diminution du potentiel  $E$  mesuré par l'électromètre en fonction du temps. On a ainsi le rapport  $\frac{i}{E}$  et, l'on connaît le produit :

$$n\varepsilon = \frac{i}{(K_1 + K_2) E}$$

Pour provoquer la détente brusque de l'air contenu dans le tube 1, on met celui-ci en relation avec un cylindre vertical 5, dans lequel peut se mouvoir, à frottement doux, une cloche 6.

M. LEBLANC. — La décharge électrique dans le vide et dans les gaz. 4



La partie inférieure de ce cylindre est remplie d'eau où plonge le bas de la cloche mobile. Un tube 7 passe à travers le fond du cylindre 5 et fait communiquer l'intérieur de la cloche avec une capacité 8. On provoque la détente en laissant échapper l'air contenu dans la cloche mobile, qui tombe sur le fond du cylindre 5, en augmentant brusquement la capacité du cylindre.

Dans ce but, une trompe à eau fait le vide dans une capacité 9 reliée à la capacité 8 par un tube dont l'orifice est fermé par un clapet 10, appuyé contre lui par un ressort, mais que l'on peut manœuvrer de l'intérieur au moyen d'une tige 11 traversant le fond de la capacité 8, à travers une garniture.

Il suffit de tirer cette tige pour faire tomber la pression sous la cloche 6 et déterminer sa chute. Pour remonter la cloche en vue d'une nouvelle expérience :

On ferme l'orifice 10 et on ouvre un robinet 12, ce qui rétablit la pression atmosphérique sous la cloche. En même temps, on fait un léger vide au-dessus d'elle au moyen du dispositif suivant :

Il comporte deux capacités à moitié remplies de mercure dont les fonds sont reliés par un tube en caoutchouc. La capacité 13 est fixe et communique avec le cylindre 5 par l'intermédiaire d'un robinet 15 et avec l'atmosphère par un robinet 16.

Ouvrons ces robinets et relevons la capacité 14, de manière à remplir complètement la capacité 13. La pression atmosphérique règne alors au-dessus de la cloche 6.

Fermons le robinet 16 et abaissons la capacité 14; le niveau du mercure s'abaisse dans la capacité 13 en produisant au-dessus de lui un vide très faible, mais qui est suffisant pour que la cloche 6 se relève. Il n'y a plus qu'à fermer les robinets 12 et 15, et l'appareil est prêt pour une nouvelle expérience.

J.-J. Thomson étudia ainsi plusieurs gaz. Ses expériences furent reprises par Wilson et par Townsend. Celui-ci compara directement les charges transportées par les ions dans l'air, l'hydrogène et l'acide carbonique. Dans tous les cas, on a trouvé la charge  $\epsilon$  égale à celle transportée par l'atome d'hydrogène dans l'électrolyse, soit à :

$$1,4 \cdot 10^{-19} \text{ coulombs,}$$



ou

 $4,2 \cdot 10^{-10}$  franklins.

J.-J. Thomson remplaça aussi les rayons X comme cause ionisante par un tube de radium, ce qui facilita beaucoup les expériences, l'ionisation étant alors plus régulière. Il retrouva toujours la même charge.

33. **Expériences de Millikan (1909).** — Dans les expériences précédentes, la valeur trouvée pour la charge  $\epsilon$  ne pouvait être qu'une moyenne de charges différentes, car toutes les gouttelettes

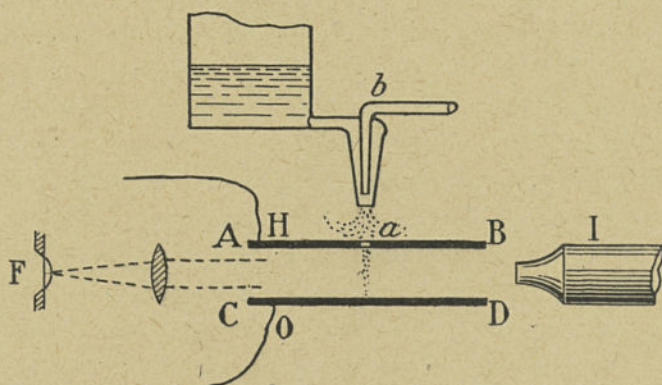


Fig. 14. — Expériences de Millikan pour la détermination de la charge de l'électron.

provenant de la condensation ne devaient pas être identiques ni chargées de la même manière.

Le professeur américain Millikan a imaginé une autre méthode extrêmement ingénieuse pour déterminer cette charge et qui était susceptible de la faire connaître avec une grande précision. Le schéma de la figure 14 en fera connaître le principe.

AB et CD sont les deux armatures d'un condensateur entre lesquelles on peut établir une différence de potentiels  $H$  très élevée, mais variable à volonté. Elles sont horizontales. L'armature supérieure est percée, en son centre, d'un trou d'aiguille  $a$ , dont les bords sont isolés.

En face de ce trou, débouche la tuyère d'un pulvérisateur  $b$  actionné par un courant d'air. Il pulvérise l'huile d'une densité connue et dont la tension de vapeur est pratiquement nulle, à la

température de l'expérience. Il produit ainsi de très petites sphérules d'huile, qui s'électrisent en même temps, comme les gouttelettes d'eau dans une machine d'Armstrong.

Quelques-unes d'entre elles pénètrent par le trou d'aiguille entre les plaques AB et CD. Une source lumineuse F les éclaire vivement par le côté, et on les observe au moyen d'une lunette L munie de trois réticules horizontaux et dont le champ est très peu profond. On peut ainsi observer les déplacements verticaux de l'une des sphérules, les mesurer avec une grande précision s'ils sont très lents et, par suite, connaître à chaque instant sa vitesse.

On commence par mesurer la vitesse de chute de la sphérule, alors que l'intensité du champ électrique est nulle. La formule de Stokes permet d'en déterminer le diamètre et, comme on connaît la densité de l'huile, la masse de la sphérule se trouve déterminée.

Cela fait, on règle l'intensité du champ de manière que la force verticale développée sur la sphérule équilibre son poids.

Si la charge de la sphérule ne variait pas, elle demeurerait immobile. En fait, la même sphérule se maintenait pendant cinq ou six heures dans le champ de la lunette, et on pouvait l'observer à loisir.

Or un gaz contient toujours des ions produits par les chocs résultant de son agitation thermique, et la sphérule en captait d'un signe ou de l'autre plusieurs centaines pendant la durée d'une observation.

Chaque fois qu'elle en captait un, sa vitesse variait brusquement. Comme la masse et le volume de la sphérule étaient pratiquement infinis par rapport à ceux des ions captés, il suffisait de mesurer les variations de vitesse pour en déduire les variations de la force verticale agissant sur la sphérule et, par suite, la variation de sa charge.

L'appareil de *Millikan* constituait un peson d'une sensibilité extraordinaire et permettant de mesurer le milliardième de milligramme. Ces expériences, poursuivies pendant huit ans, ont montré d'une façon absolue l'existence d'atomes d'électricité des deux signes dont les charges sont égales en valeur absolue.

La valeur obtenue pour cette charge  $\epsilon$  est :

$$\epsilon = 4,774 \cdot 10^{-10} \text{ franklins,}$$

ou

$$\epsilon = 1,591 \cdot 10^{-19} \text{ coulombs}$$



Elle est exacte à 1/1 000 près.

Ces expériences ont été reprises depuis 1912, au laboratoire de *Jean Perrin* par *Roux* avec des sphérules de soufre; par *Shidlof* et *Mlle Mazynowska* avec des gouttelettes d'huile, et par *Targousky* avec des gouttelettes de mercure. Elles ont confirmé les résultats de *Millikan*.

#### VI. — DÉTERMINATION DE LA CHARGE DES RAYONS $\alpha$ DES CORPS RADIOACTIFS.

34. **Méthode du dénombrement des particules.** — Comme nous l'avons déjà dit, si l'on observe au microscope un élément de surface d'un écran recouvert de sulfure de zinc et soumis au bombardement des rayons  $\alpha$ , on voit apparaître une étoile brillante qui se détache sur un fond noir chaque fois qu'il est frappé par un corpuscule positif, et c'est un très beau spectacle.

On a ainsi le moyen de dénombrer les corpuscules positifs émis en une seconde par un corps radioactif. Au lieu de compter une à une les scintillations de l'écran de sulfure de zinc, on peut faire parvenir chacun de ces corpuscules dans une chambre qu'il ionise et rend momentanément conductrice. Un électromètre situé dans ce gaz perd alors une partie suffisante de sa charge pour donner un petit déplacement à son miroir. On constitue ainsi un relais très sensible, et les déplacements du miroir sont enregistrés photographiquement. Cela permet de prolonger l'expérience pendant un temps long et d'arriver à des nombres précis.

Le dénombrement des corpuscules ainsi émis pendant un temps déterminé a été fait notamment par *Regener*, *Rutherford* et *Geiger*, *M<sup>me</sup> Curie* et *Debierne*.

Leur nombre est formidable et atteint 35 milliards par gramme et par seconde pour le radium.

En mesurant la charge communiquée à un électromètre disposé dans le vide par un faisceau de rayons  $\alpha$ , dont l'émission avait été mesurée, *Rutherford* et *Geiger* ont trouvé que chaque corpuscule transportait une charge de  $3,182.10^{-19}$  coulombs précisément égale à deux fois celle de l'électron.

35. **Nature de ces particules.** — Le rapport de la charge à la masse de ces corpuscules ayant été trouvé précédemment égal

à  $4,810^4$  U. E. M., leur masse était de  $6,64.10^{-24}$  grammes. C'était celle de l'atome d'hélium.

Ramsay avait déjà signalé la présence de l'hélium parmi les produits de désintégration des corps radioactifs. Pour vérifier

que les corpuscules positifs émis par les rayons  $\alpha$  étaient bien des atomes d'hélium privés de deux électrons emportés par les rayons  $\beta$ , Rutherford se servit de l'appareil représenté sur la figure 15.

La matière radioactive était contenue dans un très petit tube A haut seulement de  $1^{\text{mm}},5$  et épais de  $1/100$  de millimètre. On avait vérifié qu'il était imperméable aux gaz et à l'hélium en particulier, mais perméable aux rayons  $\alpha$ , ce dont on s'était assuré en approchant de lui un écran garni de sulfure de zinc.

Ce petit tube, soudé à l'extrémité d'une tige de verre, était introduit par un rodage B dans un tube C à parois épaisses terminé à sa partie supérieure par un tube capillaire où deux électrodes + et - permettaient de faire jaillir des étincelles.

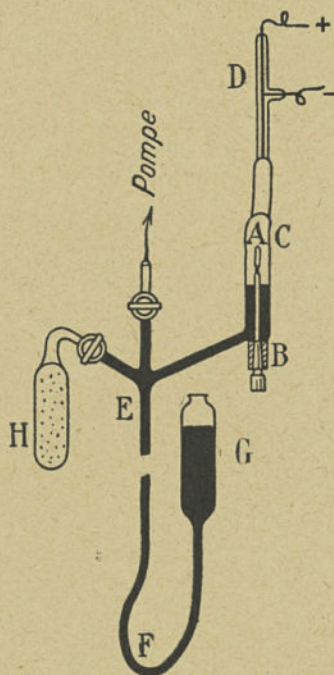


Fig. 15. — Expériences de Rutherford pour préciser la nature des particules  $\alpha$ .

Le tube C communiquait avec un tube barométrique E terminé par un tube de caoutchouc F aboutissant à un réservoir de mercure G. On pouvait ainsi, en abaissant ou soulevant ce réservoir, vider complètement de mercure le tube C ou l'en remplir et forcer les gaz qu'il contenait à se réfugier dans le tube capillaire D.

Le tube C communiquait également avec un réservoir H rempli de charbon de noix de coco.

Le réservoir G étant abaissé, on faisait un vide aussi parfait que possible dans l'appareil, d'abord au moyen d'une pompe, puis en plongeant le réservoir H dans de l'air liquide. Enfin on fermait les deux robinets de la figure 15.



Les corpuscules  $\alpha$  qui traversaient le verre s'accumulaient dans le tube C, dont ils ne pouvaient franchir les parois. Ils y perdaient leur vitesse et retournaient à l'état neutre. De temps en temps, on soulevait le réservoir G et refoulait les gaz du tube C dans le tube capillaire D, où l'on faisait jaillir des étincelles, et l'on examinait son spectre. Au bout de deux jours, le spectre contenait la raie jaune de l'hélium, et, au bout de six jours, tout le spectre de l'hélium était visible.

## VII. — CONCLUSION.

36. **Certitude de l'existence de l'électron.** — Les expériences de *Millikan* ont mis en évidence la constitution atomique de l'électricité et vérifié la prévision d'*Helmholtz*. Toutes les charges électriques sont des multiples exacts de la quantité d'électricité  $\varepsilon$  que transporte l'atome d'hydrogène dans l'électrolyse. Donc l'électron existe. Le radium, en se désintégrant, émet des atomes d'hélium ; au moment de leur projection, ceux-ci perdent deux électrons lancés avec une grande vitesse, et nous trouvons qu'ils ont une masse  $m$  telle que  $\frac{\varepsilon}{m} = 1,77 \cdot 10^7$  U. E. M., d'où  $m = 9 \cdot 10^{-28}$  grammes.

L'électron a une masse, c'est un corpuscule.

Nous avons constaté l'existence d'autres corpuscules dans les rayons cathodiques et dans l'étude du phénomène photoélectrique, pour lesquels le rapport  $\frac{\varepsilon}{m}$  a la même valeur que pour l'électron.

Il est absolument naturel de les identifier avec celui-ci.

37. **L'unité d'électricité positive : le proton.** — Jusqu'ici on a trouvé des électrons libres (rayons cathodiques, rayons  $\beta$ ...), mais jamais de charges positives libres. Elles étaient toujours portées par des atomes et ne se manifestaient que lorsque ceux-ci avaient perdu autant d'électrons. L'unité de charge positive serait donc constituée par un atome ayant perdu un électron.

Comme le plus léger des atomes, celui d'hydrogène, peut perdre un électron dans l'électrolyse et qu'il acquiert alors une charge



positive égale en valeur absolue à celle de l'électron, il est vraisemblable que l'unité d'électricité positive n'est autre qu'un atome d'hydrogène dépourvu d'un électron.

Ce serait un corpuscule ayant une charge égale à  $1,59 \cdot 10^{-19}$  coulombs et une masse égale à  $1,66 \cdot 10^{-24}$  grammes, 1844 fois plus grande que celle de l'électron.

On lui a donné le nom de *proton*.

Le corpuscule positif des rayons  $\alpha$  a une masse égale à quatre fois celle de l'atome d'hydrogène, mais dont la charge est seulement  $2\varepsilon$ . Or, il n'est pas nécessaire qu'il existe d'autres corpuscules ayant la même charge que le proton, mais une masse double. On peut considérer l'atome d'hélium comme composé de quatre électrons et de quatre protons. Deux des premiers seraient détachables de l'atome, tandis que les deux autres serviraient de liaison entre les quatre électrons, et il ne pourrait les perdre sans se détruire.

En résumé, on admet l'existence de l'électron et du proton tels qu'ils viennent d'être définis.

Nous verrons que cette hypothèse a été très féconde et qu'elle s'est trouvée justifiée par ses conséquences.

### Bibliographie.

- HELMHOLTZ, Conférences sur Faraday, 1881.
24. — CROOKES, *Phil. Trans.*, 1879, part. I, p. 135 ; part. II, p. 641.  
STARKE, *Ann. der Phys.*, 1900, p. 101.  
VILLARD, Les rayons cathodiques.
25. — JEAN PERRIN, *Comptes Rendus*, 1895, p. 1130. Expérience fondamentale.
26. — J.-J. THOMSON, Passage de l'électricité à travers les gaz.  
H.-A. WILSON, *Proc. Camb. Phil. Soc.*, XI, 1901, p. 179.
27. — J.-J. THOMSON, *Phil. Mag.*, 1899, p. 547.
28. — BECQUEREL, Rapports présentés au Congrès international de Physique de 1900, t. III, p. 47.
29. — RUTHERFORD, *Phil. Mag.*, 1903, p. 177.
30. — WIEN, *Wied. Ann.*, 1898, p. 440.
32. — C. T. R. WILSON, *Proc. Camb. Phil. Soc.*, 1897, p. 333.  
J.-J. THOMSON, Passage de l'électricité à travers les gaz.
33. — MILLIKAN, *Phil. Mag.*, vol. XIX, p. 228. ; *Phys. Z.*, vol. II, p. 1108 ; *Physik Z.*, vol. XII, p. 163, et *Physik. Rev.*, vol. XXXII, p. 349.  
J. ROUX, *C. R. A. S.*, vol. CLII, p. 1168.  
J. PERRIN, *C. R. A. S.*, vol. CLII, p. 1169.
- 34-35. — RUTHERFORD et H. GEIGER, *Proc. Roy. Soc.*, vol. LXXXI, p. 141, 1908.



## CHAPITRE III

### ÉLECTRONS

#### 1. — ÉNERGIE EMMAGASINÉE DANS CES CORPUSCULES. LEURS DIMENSIONS.

##### 38. Énergie acquise par un électron dans un champ électrique.

— Un électron ou un proton libres ont un mouvement d'agitation thermique, dont la vitesse efficace :

$$W = 2,031.10^{-8} \sqrt{\frac{T}{m}} \text{ cm.-sec.}$$

est à la température absolue  $T = 273$  de 112 kilomètres par seconde pour l'électron et de  $2^{km},61$  par seconde pour le proton.

.Si nous considérons un électron partant du repos et se déplaçant dans un champ de 1 volt par centimètre, le travail qu'il a emmagasiné, après avoir parcouru 1 centimètre, est de  $1,591.10^{-19}$  joules ou  $1,591.10^{-12}$  ergs.

La vitesse  $V'$  qu'il a acquise est donnée par l'équation :

$$\frac{1}{2} mV'^2 = 1,591.10^{-12}.$$

d'où

$$V' = 595 \text{ km.-sec.}$$

Il en résulte qu'un électron, malgré la très grande rapidité de son mouvement d'agitation, ne peut élever son potentiel que d'une très petite quantité, en se déplaçant dans un champ, par ses propres moyens.

Il en serait de même pour le proton.

39. **Dimension de l'électron et du proton.** — On assimile ces corpuscules à des sphères uniformément chargées, et on admet que la loi de Coulomb s'applique encore à eux. Cela est d'ailleurs justifié par des expériences de *Rutherford* sur la pénétration des atomes par les rayons  $\alpha$  du radium [§ 58]. Dès lors, si nous désignons par  $k$  le pouvoir inducteur spécifique du milieu et si l'on considère deux électrons ou protons ou un proton et un électron, dont les centres seraient à la distance  $r$  l'un de l'autre, une force  $f = \frac{1}{k} \frac{(\mp \varepsilon)(\mp \varepsilon)}{r^2}$  est développée entre eux et dirigée suivant la droite qui joint leurs centres.

Dans le système U. E. S., on suppose le pouvoir inducteur spécifique du vide égal à 1, et l'on a alors  $\varepsilon = 4,774 \cdot 10^{10}$ , d'où :

$$f = \pm \frac{2,279}{r^2} 10^{-15} \text{ dynes.}$$

En U. E. S., la capacité d'une sphère de rayon  $\rho$  est égale à  $\rho$ . Si elle a une charge  $\varepsilon$  uniformément répartie à sa surface, une quantité d'énergie égale à  $\frac{\varepsilon^2}{2\rho}$  est emmagasinée en elle.

Mais, pour que cette charge ne se dissipe pas, il faut qu'elle soit retenue par la pression du milieu sur la sphère. En s'appuyant sur la théorie de la relativité [La théorie de Lorentz et le principe de réaction (*Archives néerlandaises*, 1900, p. 252-278)], *Henri Poincaré* a démontré que, pour exercer la pression voulue, le milieu devait emmagasiner une quantité d'énergie égale à  $\frac{\varepsilon^2}{6\rho}$ .

L'énergie totale d'une sphérule de rayon  $\rho$  portant une masse  $\varepsilon$  est donc égale à  $\frac{\varepsilon^2}{2\rho} + \frac{\varepsilon^2}{6\rho} = \frac{2}{3} \frac{\varepsilon^2}{\rho}$ .

D'autre part, la théorie de la relativité exige que l'énergie d'un corps *au repos* soit égale à sa masse *au repos* multipliée par le carré  $c$  de la vitesse de la lumière, c'est-à-dire qu'un gramme emmagasine  $9 \cdot 10^{13}$  joules.

Désignons par  $\rho_1$  et  $\rho_2$  les rayons des sphérules constituant l'électron et le proton. Nous aurons  $c = 3 \cdot 10^{10}$ , d'où :

1<sup>o</sup> Pour l'électron :



$$\frac{2}{3} \frac{\varepsilon^2}{\rho_1} = m_0 c^2,$$

d'où

$$\rho_1 = 1,875 \cdot 10^{-13} \text{ cm.}$$

2° Pour le proton :

$$\frac{2}{3} \frac{\varepsilon^2}{\rho_2} = M_0 C^2,$$

d'où

$$\rho_2 = 1,015 \cdot 10^{-16} \text{ cm.}$$

Ainsi le proton ayant une masse 1 847 fois supérieure à celle de l'électron doit avoir un rayon 1 847 fois plus petit.

## II. — ÉLECTRONS OU PROTONS AU REPOS OU ANIMÉS D'UNE VITESSE CONSTANTE DANS L'ÉTHER.

40. **Électrons ou protons au repos dans l'éther. — Champ électrique.** — On suppose l'espace rempli d'un fluide continu, l'éther, dont le pouvoir inducteur spécifique est pris pour unité dans le système U. E. S. Il est homogène mais présente des points irréguliers, électrons ou protons, où sont concentrées des charges élémentaires  $\mp \varepsilon = \mp 4,770, 10^{-10}$  franklins et où sont accumulées des quantités d'énergie égales à :

$$\frac{2}{3} \frac{\varepsilon^2}{\rho_1} \quad \text{et} \quad \frac{2}{3} \frac{\varepsilon^2}{\rho_2} \text{ ergs.}$$

Un champ de force, dit *champ électrique*, entoure chaque électron et proton. Les lignes de force sont des rayons partant du centre du corpuscule dans toutes les directions et s'étendant indéfiniment.

L'intensité  $h$  de ce champ, en un point situé à la distance  $r$  du corpuscule, est égale à la force exprimée en dynes, qu'il exerce sur un franklin positif concentré en ce point, soit à  $\frac{\mp \varepsilon}{r^2}$ . Elle a même direction et sens que la force.

Par convention, on divise l'espace entourant l'électron ou le proton en  $4\pi\varepsilon$  tubes de force identiques. Ce sont des cônes indé-

finis ayant leurs sommets au centre du corpuscule. Les tubes de force émanant de plusieurs électrons ou protons se superposent, et les intensités des champs électriques superposés se composent comme des forces.

41. **Électron ou proton se déplaçant avec une vitesse constante dans l'éther. — Champ magnétique.** — Nous supposons d'abord la vitesse  $v$  du corpuscule électrisé petite, par rapport à celle de

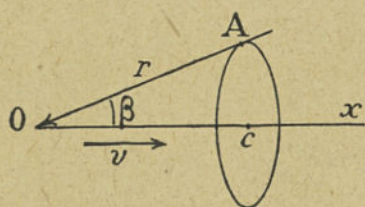


Fig. 16.

la lumière mais pouvant être de plusieurs milliers de *kilomètres par seconde*. Nous la supposons également atteinte depuis longtemps.

A. Le corpuscule est abandonné à lui-même et décrit la droite Ox (fig. 16) avec la vitesse  $v$ . Il entraîne avec lui le champ électrique, auquel il donne naissance, et tous ses tubes de force.

A. Le corpuscule est abandonné à lui-même et décrit la droite Ox (fig. 16) avec la vitesse  $v$ . Il

Le déplacement du champ dans l'éther y développe un nouveau champ de *vecteurs* dit *champ magnétique*. Considérons un point A. Soit  $r$  la distance OA et  $\beta$  l'angle des directions OA et Ox.

L'intensité  $\mathcal{H}$  du champ magnétique au point A a pour expression :

$$\mathcal{H} = \frac{\mp \varepsilon v \sin \beta}{r^2}.$$

Elle est dirigée normalement au plan AOx. On la considère comme positive lorsque sa direction est celle d'un mobile tournant de gauche à droite autour de l'axe Ox. Elle change de signe, non seulement avec la charge  $\varepsilon$ , mais aussi avec  $\sin \beta$ .

L'intensité du champ magnétique est constante le long de toute circonférence ayant son centre c sur la droite Ox dont le plan est normal à cette droite. [Les lignes de force et les tubes de force de ce champ se ferment donc suivant des circonférences concentriques à la droite parcourue par le centre électrisé.

Tous les tubes de force étant fermés sur eux-mêmes, le flux total qui sort d'une surface fermée est nul. Le champ magnétique est symétrique par rapport à tout plan passant par la droite Ox



et par rapport à un plan, normal à cette dernière, passant par le centre électrisé. Si l'on désigne par  $\mu$  une constante dite perméabilité du *vide*, une nouvelle quantité d'énergie égale à

$$\frac{\mu \mathcal{E}^2}{8 \pi}$$

est emmagasinée, par unité de volume, autour de chaque point du champ magnétique (1).

Les choses se passent comme si le corpuscule possédait une masse d'origine électromagnétique égale à  $\frac{2\mu_0 \varepsilon^2}{3\rho}$ . C'est la masse  $m_0$  du corpuscule pris à l'état de repos. Nous avons vu, en effet, que l'on avait  $m_0 = \frac{2}{3} \cdot \frac{\varepsilon^2}{\rho} \frac{1}{c^2}$ . D'autre part, si l'on emploie le même système d'unités pour mesurer le pouvoir inducteur spécifique  $k$  et la perméabilité  $\mu$  d'un milieu, l'expérience montre que l'on a :

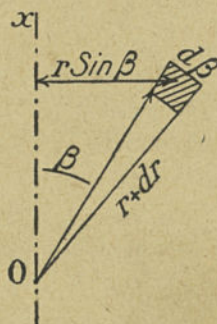


Fig. 17.

(1) Cherchons l'énergie totale emmagasinée dans le champ magnétique. Considérons un élément de surface entourant le point A (fig. 17), limité par deux droites passant par le point O et faisant entre elles un angle  $d\beta$  et deux arcs de cercle tracé du point O comme centre et de rayons égaux à  $r$  et  $r + dr$ .

La surface de cet élément est égale à  $r d\beta dr$ . Sa rotation autour de la direction O engendre un volume :

$$dV = 2\pi r^2 \sin\beta d\beta dr.$$

L'intensité du champ magnétique est constante et égale à  $\mathcal{H} = \frac{\varepsilon v \sin\beta}{r^2}$  en tous les points de ce volume, et la quantité d'énergie qui y est emmagasinée par centimètre cube est :

$$\frac{\mu_0}{8\pi} \frac{\varepsilon^2 v^2 \sin^2\beta}{r^4}.$$

La quantité d'énergie  $d\mathcal{E}$  emmagasinée dans l'élément de volume  $dV$  est donc :

$$d\mathcal{E} = \frac{\mu_0}{4} \varepsilon^2 v^2 \frac{\sin^2\beta}{r^2} d\beta dr,$$

et la quantité totale d'énergie emmagasinée dans l'éther

$$\mathcal{E} = \mu_0 \frac{\varepsilon^2 v^2}{4} \int_0^\pi \sin^3\beta d\beta \int_\rho^\infty \frac{dr}{r^2} = \left[ \frac{2\mu_0 \varepsilon^2}{3\rho} \right] \frac{v^2}{2}.$$

$$c = \frac{1}{\sqrt{K\mu}},$$

d'où pour

$$K = 1, \mu = \frac{1}{C^2},$$

d'où

$$\frac{2}{3} \frac{\mu \varepsilon^2}{\rho} = \frac{2}{3} \frac{\varepsilon^2}{\rho} \frac{1}{c^2} = m_e.$$

Ainsi un électron ou un proton au repos sont entourés d'un champ électrique. S'ils viennent à se déplacer, ils l'entraînent avec eux, et son déplacement développe un nouveau champ de vecteurs, le champ magnétique qui se déplace aussi avec eux.

De l'énergie est emmagasinée dans le champ magnétique et ne peut l'être, lorsqu'on met le corpuscule en mouvement, sans qu'il résiste à la force qui agit sur lui. Telle est la cause de son inertie.

B. *Le corpuscule est assujéti à décrire une circonférence avec une vitesse constante.* Alors les tubes de force magnétique assujéttis à contourner la trajectoire du corpuscule doivent se serrer les uns contre les autres, à l'intérieur de la circonférence, et se dilater à son extérieur.

Le champ magnétique est déformé, et l'énergie emmagasinée en lui n'est plus la même que dans le premier cas.

42. **Sillage.** — On appelle *sillage* du corpuscule l'ensemble des deux champs électrique et magnétique qu'il entraîne avec lui. Tant qu'il décrit une droite ou une circonférence, avec une vitesse constante, les deux champs demeurent constants, ainsi que les quantités d'énergie emmagasinées en eux. Celles-ci l'ont été lorsque le corpuscule a pris sa vitesse de translation. Le champ magnétique n'a pu prendre instantanément sa valeur de régime, et c'est pourquoi nous avons supposé le mobile en vitesse depuis longtemps. D'autre part, les champs doivent être continuellement créés en avant du corpuscule électrisé et anéantis en arrière. Cet office est rempli par une onde analogue à l'onde de choc des projectiles, qui précède et suit le projectile. Comme elle se propage avec la vitesse de la lumière, si le corpuscule n'a pas une vitesse excessive, le rétablissement et la destruction des champs



sont pratiquement instantanés, et le sillage n'est pas déformé d'une manière appréciable.

Il l'est considérablement, au contraire, si la vitesse du projectile devient voisine de celle de la lumière, et les quantités d'énergie emmagasinées en lui augmentent.

On démontre que, si l'on assimile le corpuscule à une sphérule indéformable et uniformément chargée, l'énergie totale du sillage a pour expression, en désignant toujours par  $c$  la vitesse de la lumière et mesurant la charge  $\varepsilon$  en U. E. S. :

1<sup>o</sup> Dans le cas d'un mouvement de translation non accéléré :

$$\varepsilon_1 = \frac{2}{3} \frac{\varepsilon^2}{\rho} \left[ \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} - 1 \right];$$

2<sup>o</sup> Dans le cas d'un mouvement de rotation non accéléré :

$$\varepsilon_2 = \frac{1}{3} \frac{\varepsilon^2}{\rho} \frac{1}{c^2} \frac{v^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}.$$

Nous aurons d'ailleurs :

$$\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = 1 + \frac{1}{2} \frac{v^2}{c^2} + \frac{3}{8} \frac{v^4}{c^4} + \dots$$

Supposons la vitesse  $v$  assez petite par rapport à la vitesse de la lumière, pour que l'on puisse négliger  $\frac{v^2}{c^2}$  devant l'unité et  $\frac{v^4}{c^4}$  devant  $\frac{v^2}{c^2}$ . Les expressions précédentes se réduisent à :

$$\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \left( \frac{2}{3} \frac{\varepsilon^2}{\rho} \frac{1}{c^2} \right) \frac{v^2}{2} = m_0 \frac{v^2}{2}.$$

L'énergie cinétique du corpuscule est alors la même, qu'il aille droit devant lui ou tourne autour d'un point fixe. La quantité  $m_0$  est la masse *Maupertuisienne* de la mécanique classique.

43. **Masses tangentielle et transversale.** — Augmentons très

lentement la vitesse  $v$  du corpuscule. Tant qu'elle demeure petite par rapport à celle de la lumière, la réaction d'inertie du corpuscule est la même que si sa masse demeurait égale à  $m_0$ .

Mais, quand la vitesse  $v$  devient voisine de celle de la lumière, l'énergie cinétique du corpuscule ne croît pas de la même manière s'il va droit devant lui ou s'il tourne autour d'un point fixe.

Nous pouvons encore mettre les quantités d'énergie  $\mathcal{E}_1$  et  $\mathcal{E}_2$  sous la forme  $\frac{1}{2} m v^2$ , en considérant la masse  $m$  comme une fonction de la vitesse  $v$  et en lui attribuant deux valeurs distinctes, suivant que le corpuscule décrit une droite ou une circonférence. Il aura alors deux masses, *masse tangentielle*  $m_1$  et *masse transversale*  $m_2$ , selon que son accélération sera dirigée suivant la tangente ou la normale à sa vitesse. D'où

$$m_1 = 2 m_0 \frac{c^2}{v^2} \left[ \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} - 1 \right], \quad m_2 = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}.$$

Si l'on fait  $v = c$ , ces deux masses deviennent infinies. Il est donc impossible de communiquer à un électron une vitesse égale ou supérieure à celle de la lumière.

44. **Relation fondamentale entre les champs électrique et magnétique.** — Soit une portion de l'éther où des électrons sont au repos ou circulent. Des champs électriques et magnétiques sont superposés en chacun de ses points. Les intensités des seconds se composent comme celles des premiers, c'est-à-dire comme des forces. Il y a donc, en chaque point, un champ électrique et un champ magnétique résultant.

Or ils jouissent de la remarquable propriété suivante : *ils ne peuvent être constants tous les deux à la fois et, à chaque instant, l'intensité de l'un est égale à la dérivée de l'autre par rapport au temps.*

D'où ces conclusions :

1° Un contour fermé situé dans un champ magnétique variable est le siège d'une *force électromotrice* égale à chaque instant à la dérivée par rapport au temps du flux magnétique total, qu'il traverse toute surface limitée à ce contour.



2° Un contour fermé situé dans un champ électrique variable est le siège d'une *force magnétomotrice* égale à chaque instant à la dérivée, par rapport au temps du flux électrique total, qui traverse toute surface limitée à ce contour.

### III. — MOUVEMENT ACCÉLÉRÉ DES CORPUSCULES ÉLECTRISÉS. RAYONNEMENT.

45. Cas où la théorie électromagnétique de Maxwell cesse de s'appliquer. — Nous nous trouvons ici en face des plus graves questions : la *théorie électromagnétique de Maxwell* était un des chefs-d'œuvre de l'esprit humain et paraissait rendre admirablement compte des phénomènes dont elle donnait une représentation concrète.

D'autre part, c'était une combinaison des lois de l'électromagnétisme et des équations de *Lagrange*. Elle présentait le même degré de certitude que ces dernières. Or, dans ces dernières années, on a dû reconnaître qu'elle n'expliquait pas du tout les phénomènes du rayonnement et était même contredite par eux.

Une nouvelle théorie, dite des *quanta*, a été proposée par *Plank* et complétée par *Einstein*. Elle a rendu compte de tous les phénomènes, a permis d'en prévoir de nouveaux et est universellement adoptée aujourd'hui.

Les équations de *Lagrange* se sont encore trouvées en défaut. De même qu'elles cessent de s'appliquer lorsque la vitesse des corps devient très grande, leur masse n'étant plus constante, de même elles cessent de le faire lorsque l'*action* d'un système, passant d'un état à un autre, devient très petite.

L'*action* est une grandeur qui se mesure en ergs-seconde et est seulement définie par une intégrale, comme l'entropie. Elle joue un rôle des plus importants dans la nature, mais nous ignorons complètement sa signification physique.

Toutefois, les équations de *Lagrange* et la théorie électromagnétique redeviennent applicables dès que l'*action* d'un système passant d'un état à un autre devient grande par rapport à un atome d'*action* égal à  $6,55 \cdot 10^{-27}$  ergs par seconde. En particulier,



cette théorie continue à s'appliquer aux ondes hertziennes employées en T. S. F. Son intérêt demeure donc considérable, aussi l'exposerons-nous brièvement.

**46. Onde électromagnétique.** — Si le mouvement d'un corpuscule électrisé varie, le champ magnétique qu'il développait varie aussi, mais il occupe tout l'espace, et ses variations ne peuvent s'opérer que de proche en proche.

Une onde magnétique prend donc naissance autour du corpuscule et se propage avec la vitesse de la lumière. Or le champ magnétique ne peut varier en un point de l'espace sans y développer un champ électrique. Réciproquement, lorsque le champ électrique ainsi produit diminue, il engendre à son tour un champ magnétique.

C'est ainsi que non pas une *onde magnétique*, mais une *onde électromagnétique* se propage dans l'espace. Elle correspond au passage simultanément, en chaque point, de deux champs l'un magnétique, l'autre électrique, dont les intensités sont perpendiculaires entre elles et toutes deux perpendiculaires à la direction de propagation de l'onde. De plus, les énergies qu'ils emmagasinent par unité de volume, au même point de l'espace, sont égales. L'intensité de l'une est maxima lorsque celle de l'autre est nulle, et réciproquement. Si l'onde est entretenue, la somme de ces énergies demeure constante.

**47. Onde d'accélération.** — Ainsi, lorsqu'un corpuscule portant un champ électrique subit une accélération, le champ magnétique qu'il engendre varie dans tout l'espace, et une onde électromagnétique part du corpuscule pour transporter de l'énergie empruntée à sa force vive, en tous les points de l'espace où la quantité d'énergie emmagasinée doit augmenter. Elle en récupère au contraire et en rapportera au corpuscule, si l'accélération est négative.

Supposons qu'à l'instant  $t$  un corpuscule O animé d'une vitesse  $v$  subisse une accélération  $\gamma$  dans une direction quelconque : une onde est émise qui arrive en un point A situé à la distance  $r$  du premier à l'époque  $t \times \frac{r}{c}$ .

Il se superpose au champ préexistant au point A un autre



champ dont l'intensité  $J$ , en ce point, a sa direction comprise dans le plan passant par la droite OA et l'accélération  $\gamma$  et perpendiculaire à la droite OA.

Si la vitesse  $v$  est petite par rapport à celle de la lumière, c'est-à-dire si le sillage du point O n'est pas sensiblement déformé, on démontre que, en désignant par  $\beta$  l'angle des directions OA et  $\gamma$ , on a :

$$J = \frac{\varepsilon}{r} \gamma \sin \beta.$$

Mais, pour déterminer le départ de l'onde, le corpuscule doit d'abord développer une tension supplémentaire dans l'éther qui l'environne et qui s'ajoute à la tension préexistante. Il ne peut le faire sans y emmagasiner une nouvelle quantité d'énergie que l'onde transportera à l'infini et qui ne sera récupérée ni par lui, ni par un autre corpuscule.

Si la vitesse  $v$  de la particule est encore petite par rapport à celle de la lumière, l'énergie ainsi perdue, pendant la durée  $t$  de l'application d'une force au corpuscule, a pour expression :

$$\frac{2}{3} \frac{\varepsilon^2}{c} \int_0^t \gamma^2 dt.$$

Cette dépense d'énergie serait le prix du rayonnement.

48. **Rayonnement.** — Voici comment on l'expliquait :

Si une onde électromagnétique rencontrait un électron ou un proton, elle superposait un champ électrique variable au leur. Une nouvelle force était ainsi appliquée au corpuscule, et il se déplaçait.

La même force aurait imprimé à un électron une accélération 1 850 fois plus grande qu'à un proton, par suite de leur différence de masse, alors que leurs charges électriques étaient les mêmes.

Les électrons étaient donc beaucoup plus aptes que les protons à déterminer la production d'ondes d'accélération. De même, ils devaient être beaucoup plus sensibles que les protons à leur passage. Ainsi, l'onde électromagnétique pouvait-elle servir efficacement d'agent de transport d'énergie entre deux électrons. On ne pouvait ébranler l'un sans que l'autre le fût aussi.



On pouvait la considérer comme la superposition de deux ondes, l'une électrique, l'autre magnétique.

L'onde électrique n'était autre chose que la lumière. Elle était émise par des électrons servant de vibrateurs et absorbée par d'autres électrons qu'elle faisait vibrer. L'électron vibrant devait fournir :

1° L'énergie wattée propre de l'onde emportée par elle à l'infini et dont la dépense constituait le prix du transport ;

2° L'énergie déwattée que le champ magnétique produit par l'électron vibreur emmagasinait dans tout l'espace, mais qui lui était ensuite restituée ;

3° L'énergie wattée utilement transportée aux électrons récepteurs. Ceux-ci avaient une fréquence d'oscillation naturelle  $\nu$ , et ils devaient obéir d'autant mieux à la force alternative exercée sur eux par les variations du champ électrique que la fréquence de celles-ci était plus voisine de la première. Les électrons récepteurs devaient donc capter de préférence les radiations de fréquence  $\nu$ .

Cette théorie très séduisante donnait une représentation concrète du mécanisme du rayonnement ; mais elle conduisait aux conclusions suivantes :

1° Un électron tournant autour d'un centre positif devait émettre continuellement un rayon polarisé circulairement de fréquence égale à la vitesse de rotation du corpuscule exprimé en tours par seconde.

Or on a dû reconnaître que, dans ces conditions, il n'émettait aucune radiation.

2° Dans le corps noir constitué par une enceinte percée d'un trou très petit par rapport à sa surface, toutes les molécules devaient prendre la température du zéro absolu, l'énergie se concentrant dans l'éther qui les baignait, en vertu de la loi de l'*équipartition de l'énergie*, conséquence des équations de Lagrange ; or il n'en est rien.

3° L'énergie fournie par un radiateur devait se répartir uniformément à la surface d'un front d'onde ayant la forme d'une sphère dont le rayon augmentait continuellement. La quantité d'énergie disponible par centimètre carré devenait bientôt extrême.



mement petite, et cela rendait inexplicable les phénomènes photo-électriques, c'est-à-dire l'émission d'électrons par les métaux qu'éclairent des rayons ultraviolets.

Il a donc fallu renoncer à la théorie électromagnétique pour expliquer le rayonnement.

49. **Électrons à l'état stationnaire.** — Des expériences de *Rutherford* ont mis hors de doute qu'à l'intérieur de l'atome des électrons gravitaient constamment autour d'un centre fixe, sans dissiper leur énergie et, par suite, sans rayonner.

Nous dirons, avec *Bohr*, qu'un corpuscule décrivant une orbite fermée et repassant par les mêmes vitesses chaque fois qu'il repasse par les mêmes points est à l'état stationnaire.

On conçoit qu'un corpuscule vibrant ne réagisse pas sur l'éther lorsque la fréquence de ses vibrations est extrêmement rapide et qu'il puisse alors demeurer à l'état stationnaire. En effet, ce n'est pas lui mais son sillage qui réagit sur l'éther. Or, s'il vibre avec une très grande rapidité autour d'un point fixé, il fait un trou qui n'a pas le temps de se combler derrière lui.

S'il tourne autour de ce point, il doit d'abord se creuser un véritable terrier, à l'intérieur duquel il circule ensuite librement. Son sillage ne doit changer de contours qu'avec l'amplitude du mouvement vibratoire ou les axes de la courbe qu'il décrit.

#### IV. — THÉORIE DES QUANTA.

50. **Action.** — Considérons un système de points matériels. Soit  $m$  la masse de l'un d'eux et  $x, y, z$ , ses coordonnées.

Posons :

$$dS^2 = \Sigma m (dx^2 + dy^2 + dz^2).$$

Le signe  $\Sigma$  étant étendu à tous les points du système. Soit  $t$  le temps. On appelle *action* développée par un système de points matériels lorsqu'il passe d'un état A à l'état B, l'intégrale

$$\int_B^A \frac{ds}{dt} ds \text{ ergs par seconde}$$



prise le long de toutes les trajectoires de ses divers points, lorsqu'il passe du premier état au second.

51. **Principe de la moindre action.** — Supposons qu'il s'agisse d'un système naturel. Alors toutes les liaisons entre ses divers points sont des fonctions indépendantes du temps, représentables par des équations dont tous les termes demeurent finis. En même temps les forces extérieures exercées sur eux dérivent d'un potentiel.

Dans ces conditions, on déduit des équations de Lagrange la proposition suivante dite *Principe de la moindre action* :

*Quand un corps passe d'un état A à un état B, ses divers points suivent des trajectoires telles que l'action qu'il développe, pendant sa transformation, soit minima, c'est-à-dire plus petite que s'ils suivaient des trajectoires infiniment voisines de celles qu'ils suivent réellement.*

Réciproquement, si on admet *a priori* cette proposition ainsi que la conservation de l'énergie, on peut en déduire les équations de *Lagrange* pour les systèmes holonomes, c'est-à-dire pour tous les phénomènes naturels.

Donc il revient au même de modifier cet énoncé ou les *équations de Lagrange*.

52. **Nouveaux principes d'action.** — Pour expliquer les phénomènes du rayonnement, on doit, en généralisant les idées de *Planck*, remplacer le principe précédent par les suivants :

1° Il existe un *atome d'action*  $h$ , indivisible, qui est égal à :

$$h = 6,55 \cdot 10^{-27} \text{ ergs} \times \text{seconde.}$$

2° Quand un point décrit une trajectoire, son action varie d'une manière discontinue, par bonds égaux à  $h$  ;

3° Quand un système passe d'un état A à un état B, les trajectoires de tous ses points sont telles que :

a. L'action de chacun de ses points soit un multiple exact de la constante  $h$  ;

b. La somme totale des actions de tous les points du système soit minima.

Si l'action développée par chacun des points devient très grande



par rapport à  $h$ , on peut la considérer comme variant d'une manière continue, et alors le principe ordinaire de la moindre action devient applicable et, en même temps, la théorie électromagnétique.

L'expérience a démontré qu'un électron appartenant à un atome pouvait osciller indéfiniment, sans perdre ni gagner d'énergie; il est dit alors à l'état stationnaire.

Soit  $\frac{\Omega}{2\pi}$  la fréquence de ses oscillations que nous supposons pendulaires. Chaque fois que le temps a augmenté de  $\frac{2\pi}{\Omega}$ , il repasse par les mêmes positions.

Appelons :

$x, y, z$ , les coordonnées de son centre, par rapport à trois axes rectangulaires;

$a, b, c$ , trois longueurs constantes;

$r_1, r_2, r_3$ , trois amplitudes constantes;

$\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3$ , trois phases constantes.

Nous pouvons écrire :

$$x = a + r_1 \sin(\Omega t - \varphi_1), y = b + r_2 \sin(\Omega t - \varphi_2), z = c + r_3 \sin(\Omega t - \varphi_3),$$

d'où, en désignant par  $m$  la masse de l'électron :

$$\frac{dS^2}{dt^2} = \Omega^2 m [r_1^2 \cos^2(\Omega t - \varphi_1) + r_2^2 \cos^2(\Omega t - \varphi_2) + r_3^2 \cos^2(\Omega t - \varphi_3)],$$

ou

$$\begin{aligned} \frac{dS^2}{dt^2} = \frac{\Omega^2 m}{2} [r_1^2 + r_2^2 + r_3^2] + \frac{\Omega^2 m}{2} [r_1^2 \cos 2(\Omega t - \varphi_1) \\ + r_2^2 \cos 2(\Omega t - \varphi_2) + r_3^2 \cos 2(\Omega t - \varphi_3)], \end{aligned}$$

d'où, pour une oscillation complète :

$$\int_0^{2\pi/\Omega} \frac{dS}{dt} dS = \int_0^{2\pi/\Omega} \frac{dS^2}{dt^2} dt = \pi \Omega m [r_1^2 + r_2^2 + r_3^2].$$

Cette action doit être égale à un multiple de  $h$ , d'où, en posant :

$$R_1^2 = r_1^2 + r_2^2 + r_3^2, \quad R_1 = \sqrt{\frac{\gamma h}{\pi m \Omega}}$$

Un électron effectuant des oscillations pendulaires de fréquence  $\frac{\Omega}{2\pi}$  autour d'un point quelconque ne peut demeurer à l'état stationnaire que si l'amplitude  $R$  a l'une des valeurs données par la formule précédente, où  $\gamma$  est un nombre entier quelconque.

Mais l'électron pourra avoir à la fois des mouvements pendulaires de fréquence  $\frac{2\Omega}{2\pi}, \frac{3\Omega}{2\pi}, \dots$ , autour d'autant de points différents.

Autrement dit, l'électron à l'état stationnaire pourra décrire une courbe fermée quelconque, pourvu qu'il repasse par les mêmes points, au bout de temps égaux à  $\frac{2\pi}{\Omega}$ .

A chacun de ces mouvements pendulaires correspondra une amplitude  $R_2$  ou  $R_3$  ou....

L'action de l'électron pendant le temps  $\frac{2\pi}{\Omega}$  sera égale à :

$$\pi \Omega m [R_1^2 + 2 R_2^2 + 3 R_3^2 + \dots].$$

Nous aurons alors la relation :

$$\pi \Omega m [R_1^2 + 2 R_2^2 + 3 R_3^2 + \dots] = \gamma h,$$

d'où, en désignant par  $\rho$  une amplitude que nous appellerons amplitude composée et définie par la relation :

$$\rho^2 = R_1^2 + 2 R_2^2 + 3 R_3^2,$$

$$\frac{2\pi}{\Omega} = \frac{2 \pi^2 m \rho^2}{\gamma h}.$$

Donc, si un électron à l'état stationnaire décrit une courbe fermée quelconque à laquelle correspond une amplitude composée  $\rho$ , le temps  $\frac{2\pi}{\Omega}$  qu'il met à la parcourir ne peut avoir qu'une des



valeurs données par la formule précédente, où  $\chi$  est un nombre entier.

53. **Quanta. Leur expression habituelle.** — Planck a donné le nom de *quantum* au produit de l'atome d'action  $h$  par la fréquence  $\nu$ .

Un quantum est une quantité d'énergie égale à :

$$6,55.10^{-27} \text{ ergs} \quad \text{ou} \quad 6,55.10^{-34} \text{ joules.}$$

Soit  $\nu$  une fréquence; le produit  $\nu h$  vaut  $\nu$  quanta et, par suite,  $6,55.10^{-34} \nu$  joules.

Supposons cette quantité d'énergie fournie par un électron ayant subi une chute de potentiel de  $V$  volts dans le vide; la charge de l'électron est de  $1,59.10^{-19}$  coulombs, d'où :

$$V = 4,12.10^{-15} \nu \text{ volts.}$$

La tension  $V$  étant proportionnelle au nombre de quanta emmagasinés dans l'électron peut servir à l'évaluer.

Ainsi l'on dit un *quantum de  $V$  volts*, et cela désigne le nombre de quanta correspondant à une fréquence :

$$\nu = \frac{V.10^{15}}{4,12},$$

ou représentant une quantité d'énergie de  $1,59.10^{-19} \nu$  joules.

54. **Rayonnement.** — Soient  $n h$  et  $n' h$  les nombres de quanta qu'emmagasine un corpuscule, dans deux états stationnaires différents.

Posons  $\nu h = (n - n') h$ .

Il ne peut passer de l'un à l'autre de ces états qu'en perdant ou gagnant  $\nu h$  quanta, suivant le signe de  $\nu$ .

D'après *Planck* et *Einstein*, il ne peut le faire qu'en émettant ou captant une radiation monochromatique de fréquence  $\nu$ .

Cela a été complètement vérifié.

55. **Retour à la théorie de l'émission.** — D'après la théorie de la relativité, nous ne pouvons avoir d'énergie accumulée en un point sans qu'une masse proportionnelle y soit concentrée.

Alors, chaque fois qu'un électron rayonne en émettant  $\nu$  quanta, il projette en réalité un corpuscule de masse proportionnelle à  $\nu h$ , sa propre masse diminuant d'autant.

Réciproquement, il augmente de masse en absorbant un, si c'est lui qui capte une radiation.

Nous sommes ainsi ramenés à la théorie de l'émission. Sera-t-il possible de la rendre compatible avec les phénomènes d'interférence et ceux qui paraissent nécessiter l'existence de vibrations transversales ?

On y parviendra peut-être en supposant les corpuscules projetés constitués par des anneaux-tourbillons qui se déplaceraient sui-

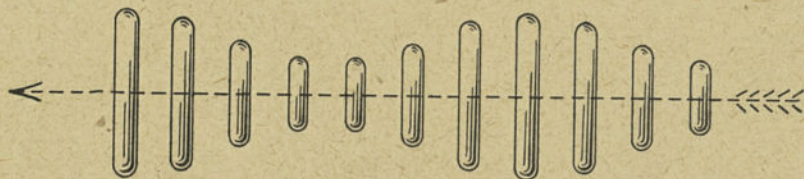


Fig. 18.

vant leurs axes, avec une vitesse très voisine de celle de la lumière et dont le diamètre varierait périodiquement, avec la fréquence  $\nu$ , comme le représente la figure 18.

On aurait ainsi un mouvement vibratoire transversal transmis suivant un seul rayon et conservant son énergie, au lieu de l'éparpiller dans l'espace.

## V. — MAGNÉTON.

56. **Un électron décrivant une circonférence équivaut à un aimant.** — Un électron, en décrivant une circonférence de rayon  $R$  autour d'un point fixe  $O$  et faisant  $n$  tours par seconde, engendre un courant circulaire qui débite une quantité d'électricité  $n\varepsilon$  par seconde et dont l'intensité  $i$  est, par suite, égale à  $n\varepsilon$ .

Ce courant circulaire équivaut à un aimant dont nous allons calculer le moment magnétique  $M$ . Si cet aimant était situé dans un champ magnétique d'intensité  $H$ , dont les lignes de force fussent normales à la ligne de ses pôles, il serait soumis à un couple  $c = \pi \alpha c$ . Supposons donc que l'électron tourne au milieu d'un



champ magnétique d'intensité  $\mathcal{H}$ , dont les lignes de force soient parallèles au plan de la circonférence décrite par l'électron.

Prenons pour axes de coordonnées, dans ce plan, une droite  $Ox$  parallèle à la direction du champ et une droite  $Oy$  perpendiculaire à  $Ox$  (fig. 19).

Considérons un élément de courant de longueur  $Rd\theta$  situé en un point  $M$  tel que le rayon  $OM$  fasse un angle  $\theta$  avec  $Ox$ .

La force  $df$  exercée sur cet élément est égale au produit de l'intensité  $i$  de la longueur  $Rd\theta$  et de la composante  $\mathcal{H} \cos \theta$  de l'intensité du champ normale à la direction de l'élément, d'où

$$df = \mathcal{H} i R \cos \theta d\theta$$

La direction de cette force est à la fois normale à la direction du champ et à celle de l'élément de courant et, par suite, au plan de la figure.

La distance de son point d'application  $M$  à l'axe  $Oy$  est  $R \cos \theta$ . Le moment  $dc$  de cette force, par rapport à  $Oy$ , est donc :

$$dc = \mathcal{H} i R^2 \cos^2 \theta d\theta,$$

et le couple  $c$  qui tend à faire tourner le courant circulaire autour de  $Oy$  est :

$$c = \mathcal{H} i R^2 \int_0^{2\pi} \cos^2 \theta d\theta = \pi \mathcal{H} i R^2,$$

ou, en remplaçant  $i$  par son expression :

$$c = \pi \mathcal{H} \varepsilon n R^2$$

Le moment cherché a pour expression :

$$\mathcal{M} = \pi \varepsilon n R^2.$$

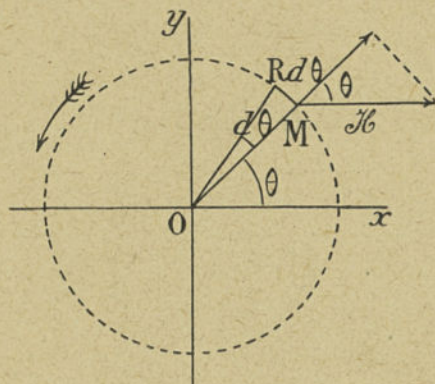


Fig. 19.

Or nous avons en U. E. M :

$$\varepsilon = 1,59 \cdot 10^{-20},$$

d'où

$$\mathcal{N} = 5 \cdot 10^{-20} n R^2,$$

l'électron étant à l'état stationnaire :

$$m (2 \pi n) R^2 = \frac{\gamma \hbar}{2\pi},$$

d'où

$$\begin{aligned} n R^2 &= 0,184 \gamma, \\ \mathcal{N} &= 0,92 \gamma \cdot 10^{-20}. \end{aligned}$$

Donc il y aurait aussi un atome de moment magnétique. C'est le magnéton. Weiss a constaté son existence. S'il arrive à en trouver la raison physique, il trouvera sans doute en même temps l'explication naturelle de l'existence de l'atome d'action.

#### Bibliographie.

39. — HENRI POINCARÉ, *Archives néerlandaises*, 1900, p. 252-278.



## CHAPITRE IV

### ATOMES

#### I. — CONSTITUTION DE L'ATOME.

57. **Conceptions modernes de la constitution de l'atome.** — *Jean Perrin* a émis le premier l'idée que l'atome était un véritable système planétaire, où des électrons gravitaient autour d'un noyau positif.

On lui objecta que les électrons, ayant leur mouvement constamment accéléré, rayonneraient sans cesse, dissiperaient ainsi leur énergie et chuteraient bientôt sur le noyau.

Mais cette objection est tombée d'elle-même, depuis que l'on a dû abandonner la théorie électromagnétique de la lumière.

*Rutherford* a repris l'idée de *Jean Perrin* et démontré l'existence, dans l'atome, d'un noyau positif extrêmement petit, au cours d'expériences mémorables, que nous allons relater.

Il a exploré l'intérieur de l'atome avec les rayons  $\alpha$  du radium. Ceux-ci ont une masse environ 7 400 fois supérieure à celle de l'électron, une charge positive égale à  $2e$  et une vitesse initiale voisine de 20 000 kilomètres par seconde.

En traversant l'air, ils brisent les molécules qu'ils rencontrent et laissent des traînées d'ions derrière eux.

*Wilson* a saturé l'air et l'a détendu brusquement, après le passage des corpuscules  $\alpha$  : des gouttelettes d'eau se sont déposées sur les ions ; les trajectoires des corpuscules  $\alpha$  sont devenues visibles et on a pu les photographier. La figure 20 reproduit une de ces photographies ; on dirait celle d'étoiles filantes.

*Rutherford* observa que, si ces trajectoires étaient d'ordinaire

HORS GROUPE S.	GROUPE 0.	GROUPE I.	GROUPE II.	GROUPE III.	GROUPE IV.
1 Hydrogène H = 1,008	2 Hélium He = 3,99	3 Lithium Li = 6,94	4 Glucinium Gl = 9,1	5 Bore B = 11	6 Carbone C = 12
	10 Néon Ne = 20,2	11 Sodium Na = 23	12 Magnésium Mg = 24,32	13 Aluminium Al = 27,1	14 Silicium Si = 28,3
	18 Argon A = 39,88	19 Potassium K = 39,10	20 Calcium Ca = 40,07	21 Scandium Sc = 44,1	22 Titane Ti = 48,1
		29 Cuivre Cu = 63,97	30 Zinc Zn = 65,37	31 Gallium Ga = 69,9	32 Germanium Ge = 72,5
	36 Krypton Kr = 82,92	37 Rubidium Rb = 85,45	38 Strontium Sr = 87,63	39 Yttrium Yt = 89	40 Zircanium Zr = 90,6
		47 Argent Ag = 107,83	48 Cadmium Cd = 112,40	49 Indium In = 114,8	50 Étain Sn = 119
	54 Xénon Xe = 130,2	55 Cæsium Cz = 132,81	56 Baryum Ba = 137,37	57 Lanthane La = 139	58 Cérium Ce = 140,2
		63 Europium Eu = 152	64 Gadolinium Gd = 157,3	65 Terbium Th = 159,2	66 Dysprosium Dy = 162,5
		68 Erbium Er = 167,7	69 Thulium Tm = 168,5	70 Ytterbium Yb = 173,5	71 Lutécium Lu = 175
				72 Celtium C = ?	
		79 Or Au = 197,2	80 Mercure Hg = 200,6	81 Thallium Tl = 204	82 Plomb Pb = 207,10
	86 Nitron Em = 222	87 ?	88 Radium Ra = 226	89 Actinium Ac = 227	90 Thorium Th = 232,4

Terres rares.



de Mendelejeff.

GROUPE V.	GROUPE VI.	GROUPE VII.	GROUPE VIII.		
7 Azote N = 14,01	8 Oxygène O = 16,00	9 Fluor F = 19			
15 Phosphore P = 31,04	16 Soufre S = 32,07	17 Chlore Cl = 35,46			
23 Vanadium V = 51	24 Chrome Cr = 52	25 Manganèse Mn = 54,93	26 Fer Fe = 55,84	27 Cobalt Co = 58,97	28 Nickel Ni = 58,68
33 Arsenic As = 74,96	34 Sélénium Se = 79,2	35 Brome Br = 79,92			
41 Niobium Nb = 93,5	42 Molybdène Mo = 96	43 ?	44 Ruthénium Ru = 101,7	45 Rhodium Rd = 102,9	46 Palladium Pd = 106,7
51 Antimoine Sb = 120,2	52 Tellure Te = 127,5	53 Iode, I = 126,92			
58 Erbium Er = 140,25	59 Praséodyme Pr = 140,6	60 Néodyme Nd = 144,3	61 ?	62 Samarium Sa = 150,4	
67 Lanthanum La = 163,5	(Tous les métaux provenant des terres rares font partie du groupe III.)				
73 Tantale Ta = 181,5	74 Tungstène W = 184,0	75 ?	76 Osmium Os = 190,9	77 Iridium Ir = 193,1	78 Platine Pt = 195
83 Bismuth Bi = 208	84 Polonium Po = 210	85 ?			
91 Uranium X <sup>2</sup> UX <sub>2</sub> = 234	92 Uranium U = 238,5				

rectilignes, les corpuscules  $\alpha$  bousculant les électrons sans s'en apercevoir, de temps en temps, à peu près une fois sur dix mille, un corpuscule  $\alpha$  s'arrêtait brusquement et revenait même en arrière. Il aurait donc heurté un autre corpuscule, de masse au moins égale à la sienne, et la rareté des collisions montrait que ces corpuscules devaient être extrêmement petits.

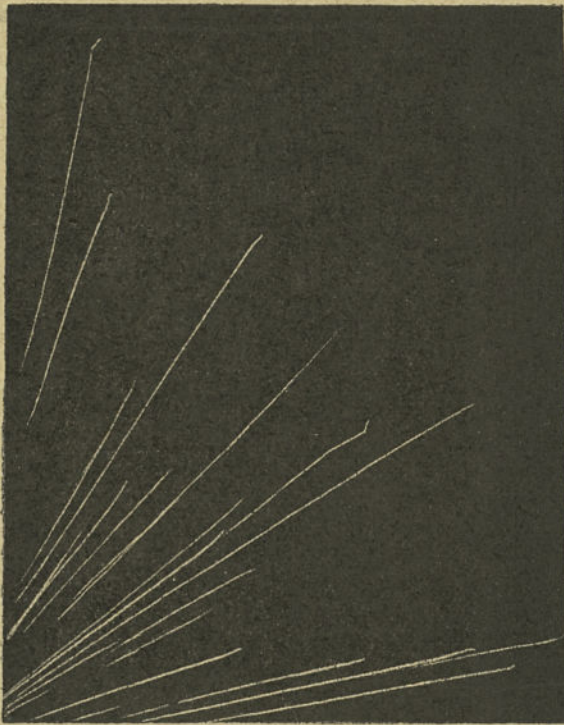


Fig. 20. — Trajectoires des particules  $\alpha$  dans l'air (Wilson).

En présence de ces résultats, *Rutherford* chargea *Geiger* et *Marsden* de multiplier les observations. Ils l'ont fait pendant quinze ans, en perfectionnant de plus en plus leur système opératoire, et ont mis hors de doute que :

1° La conception de *Jean Perrin* était juste : l'atome est bien un système planétaire, dont le soleil est un noyau chargé positivement et les planètes des électrons ;

2° Le diamètre du noyau de l'ordre est de  $3^{\text{cm}}, 10^{-13}$  pour l'hélium et de  $3^{\text{cm}}, 10^{-12}$  pour l'or ;



3<sup>o</sup> Les distances au noyau des électrons, qui gravitent autour de lui, sont comprises entre  $10^{-10}$  et  $10^{-8}$  centimètres ;

4<sup>o</sup> La masse totale des électrons d'un atome est toujours négligeable par rapport à celle de son noyau.

58. **Relation entre la charge du noyau d'un atome et son rang atomique.** — L'examen des courbes décrites par les corpuscules  $\alpha$ , à la suite de leurs collisions, a montré que la loi de Coulomb demeurait applicable, même lorsque ces corpuscules étaient dans le voisinage immédiat les uns des autres.

Il a permis aussi de mesurer la force exercée sur le corpuscule  $\alpha$

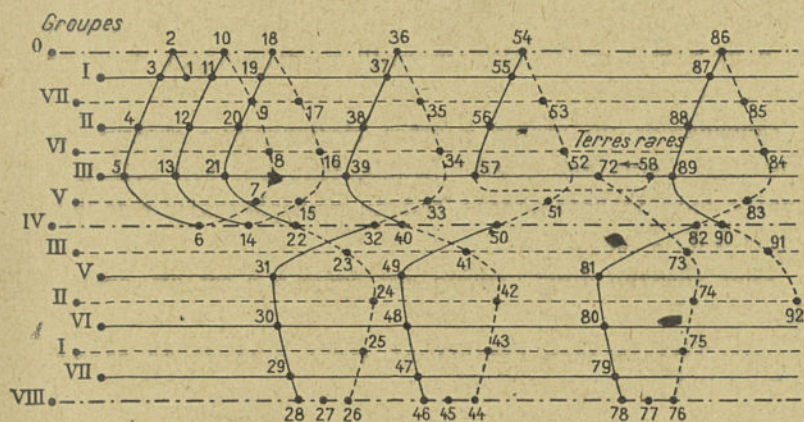


Fig. 21. — Diagramme de Crookes.

brusquement dévié et d'en déduire la charge du noyau qu'il aurait rencontré. Il en est résulté que les charges des noyaux de cuivre, d'argent et de platine étaient respectivement égales à 29, 47 et 78 fois celle du proton.

Or ces nombres sont précisément les nombres atomiques de ces corps dans la classification de *Mendelejeff* reproduite sur le tableau des pages 78 et 79 et illustrée par le diagramme de *Crookes* de la figure 21.

D'autres expériences de *Moseley* ont montré que c'était là une loi tout à fait générale et que : *la charge du noyau d'un atome est toujours égale à celle de l'électron multipliée par son rang atomique.*

Comme nous le verrons plus tard, le noyau d'un atome est composé de protons soudés entre eux par un moindre nombre d'électrons de liaison.



Mais, autour du noyau, lorsque l'atome est à l'état neutre, doivent graviter d'autres électrons, dont le nombre est aussi égal au nombre atomique de l'atome et que nous appellerons ses électrons libres.

## II. — ÉLECTRONS LIBRES DE L'ATOME.

59. **Séries et anneaux K, L, M, ..** — *Bohr* a eu le grand mérite d'appliquer la théorie des quanta de *Planck* à l'étude de l'atome. Mais, quand il l'a fait, on n'avait pas encore énoncé les nouveaux principes d'action, et il a dû émettre des hypothèses équivalentes. Il nous paraît préférable, aujourd'hui, d'appliquer directement ces principes.

Considérons un atome à l'état stationnaire : chacun de ses électrons décrit une courbe *fermée*, telle que son action, prise tout le long de cette courbe, soit un multiple entier  $x$  de la constante  $h$  de *Planck*.

Tout électron dont l'action est égale à  $h$  est dit appartenir à la série K.

Tout électron dont l'action est égale à  $2h$  est dit appartenir à la série L.

On appelle anneau K l'ensemble des électrons d'un même atome appartenant à la série K ; anneau L, l'ensemble des électrons du même atome appartenant à la série L... Mais cela a simplement pour but de simplifier le langage et ne signifie pas que les électrons d'un même anneau décrivent les mêmes trajectoires, comme les astéroïdes des anneaux de Saturne, ni que celles-ci soient circulaires. Il pourra, cependant, en être ainsi dans certains cas particuliers.

60. **Électron de l'atome d'hydrogène.** — Cet atome se compose simplement d'un proton et d'un électron. Lorsqu'il est à l'état stationnaire, son électron ne peut décrire, par rapport à son proton, qu'une ellipse, dont le proton occupe un des foyers.

L'excentricité de cette ellipse doit varier, quand on passe d'un atome à l'autre, dans une masse d'hydrogène.

Cela explique la *structure fine* des raies du spectre de ce gaz.



Mais, comme elle n'a aucune valeur privilégiée, supposons-la nulle, avec *Bohr*.

Considérons donc le cas où l'électron décrit, autour du proton, une circonférence de rayon  $r$ , avec la vitesse angulaire  $\Omega$ .

Son action, tout le long de cette circonférence [§ 52], est égale à  $2\pi\Omega mr^2$ , d'où la première condition :

$$m\Omega r^2 = \gamma \frac{h}{2\pi}. \quad (1)$$

D'autre part, la charge des deux corpuscules est égale, en valeur absolue, à  $4,774 \cdot 10^{-10}$  franklins, et l'attraction  $f$  subie par l'électron est :

$$f = \frac{(4,774)^2}{r^2} \cdot 10^{-20} = \gamma \frac{2,279}{r^2} \cdot 10^{-19} \text{ dynes};$$

ou, en posant :

$$\Gamma = 2,279 \cdot 10^{-19} : f = \frac{\Gamma}{r^2}.$$

Elle doit être équilibrée par la force centrifuge exercée sur l'électron, d'où la relation :

$$m\Omega^2 r^3 = \Gamma. \quad (2)$$

Des équations (1) et (2), nous tirons :

$$r = \frac{\gamma^2 h^2}{4\pi^2 \Gamma m}, \quad \Omega = 8\pi^3 \frac{\Gamma^2 m}{\gamma^3 h^3}, \quad m \frac{\Omega^2 r^2}{2} = 2\pi^2 \frac{\Gamma^2 m}{\gamma^2 h^2};$$

ou, en remplaçant  $h$  par  $6,55 \cdot 10^{-27}$ ,  $\Gamma$  par  $2,279 \cdot 10^{-19}$ ,  $m$  par  $9 \cdot 10^{-28}$ .

$$r = 5,298 \cdot 10^{-9} \gamma^2 \text{ cm.}, \quad \frac{\Omega}{2\pi} = \frac{6,568 \cdot 10^{15}}{\gamma^3} \text{ tours par seconde};$$

$$m \frac{\Omega^2 r^2}{2} = \frac{2,151}{\gamma^2} \cdot 10^{-11} \text{ ergs}, \quad \Omega r = \frac{2,186}{\gamma} 18^8 \text{ cm.-s.}$$

Donc, si l'électron d'un atome d'hydrogène à l'état stationnaire décrit une circonférence, le rayon de celle-ci ne peut être égal

qu'au produit de  $5,298 \cdot 10^{-9}$  centimètres par l'un des nombres suivants :

$$1, 4, 9, 16, \dots \gamma^2.$$

L'action de l'électron, le long de sa trajectoire, sera égale au produit de  $h$  par le même nombre, et il appartiendra à celle des séries K, L, M... pour laquelle l'action aura la même valeur.

Dans ce cas particulier, les anneaux K, L, M... ne portent qu'un seul électron, et un seul de ces anneaux peut entourer le noyau. Chaque anneau se confond alors avec la circonférence décrite par son électron.

Lorsque l'électron de l'atome d'hydrogène passe d'un état stationnaire à un autre, par exemple, lorsque son action  $\gamma h$  devient égale à  $(\gamma - 1) h$ , son énergie cinétique  $E = m \frac{\Omega^2 r^2}{2}$  varie d'une quantité :

$$\Delta E = \frac{m}{2} \left[ \Omega_2^2 r_2^2 - \Omega_1^2 r_1^2 \right] = \frac{2\pi^2 m}{h^2} \frac{2\gamma - 1}{\gamma^2 (\gamma - 1)^2}.$$

Elle augmente.

Mais, en même temps, son énergie potentielle varie de :

$$\int_{r_1}^{r_2} \frac{\Gamma}{r^2} dr = -\Gamma \left[ \frac{1}{r_2} - \frac{1}{r_1} \right] = -\frac{4\pi^2 \Gamma^2 m}{h^2} \frac{2\gamma - 1}{\gamma^2 (\gamma - 1)^2} = -2 \Delta E.$$

La somme de ses énergies cinétique et potentielle diminue donc de  $\Delta E$ .

C'est d'ailleurs une loi générale, et il résulte de l'ensemble des phénomènes connus que :

*Dans un atome quelconque, la somme des énergies cinétique et potentielle d'un électron est d'autant plus grande qu'il appartient à une série ou se trouve sur un anneau de rang plus élevé.*

61. **Électrons d'un atome de nombre atomique N.** — Les forces développées entre électrons et protons sont connues. Si l'on se donnait la somme des énergies cinétique et potentielle des N électrons libres d'un atome à l'état stationnaire et à l'état neutre,



on pourrait déterminer les trajectoires de tous ces électrons et leur répartition entre les anneaux K, L, M..., en satisfaisant aux conditions suivantes :

1° Les actions des électrons des anneaux K, L, M..., le long de leurs trajectoires fermées, sont respectivement égales à  $h$ ,  $2 h$ ,  $3 h$ ....;

2° Les trajectoires et la répartition des électrons, entre les divers anneaux, sont telles que la somme de leurs actions soit constamment minima.

Inutile d'essayer cette détermination ; elle constituerait un problème bien plus difficile que celui des trois corps.

Nous pourrions, cependant, nous rendre compte de la répartition des électrons libres d'un atome entre les divers anneaux K, L, M... :

1° En faisant des hypothèses sur la forme des trajectoires des électrons, comme l'ont fait *Bohr*, *Sommerfeld* et *Langmuir*, etc., et en vérifiant expérimentalement l'exactitude de leurs conséquences ;

2° En utilisant les propriétés chimiques des atomes. Elles nous feront connaître les nombres d'électrons dits *électrons de valence* de l'anneau extérieur des atomes, c'est-à-dire de celui de rang le plus élevé, et la constitution des atomes légers ;

3° En étudiant les spectres émis par les divers corps, ils nous feront connaître la constitution des atomes lourds.

62. **Trajectoires des électrons.** — Bohr les a assimilées à des circonférences ayant le noyau pour centre et toutes situées dans un même plan, et les divers électrons d'un anneau occupent les sommets d'un polygone régulier inscrit dans la circonférence correspondante.

Supposons, par exemple, qu'il y ait  $n$  électrons sur l'anneau M et considérons l'un d'eux. Il sera soumis à des répulsions exercées par :

1° Les  $(n - 1)$  autres électrons de l'anneau M ;

2° Les électrons des anneaux N, O, P ;

3° Les électrons  $n'$  des anneaux K et L.

Posons :

$$S_n = \frac{1}{4} \sum_1^{n-1} \text{coséc.} \frac{x\pi}{n}.$$

On démontre (1) que la répulsion des  $(n - 1)$  électrons de l'anneau M équivaut à une diminution de charge du noyau égale à  $S_n \epsilon$ .

Si les rayons des anneaux K, L, M..., croissent très rapidement, on peut considérer, sans très grande erreur, chacun d'eux comme confondu avec le centre du suivant.

Dans ces conditions, les répulsions exercées par les électrons des anneaux extérieurs N, O, P..., s'équilibrent. Quant à celles des électrons des anneaux K et L, elles équivalent à une réduction de la charge du noyau égale à  $n'\epsilon$ .

(1) Une circonférence de rayon  $r$  porte  $n$  électrons équidistants. Considérons l'un d'eux situé au point A (fig. 22), et un autre situé en un point B, tel que l'on ait

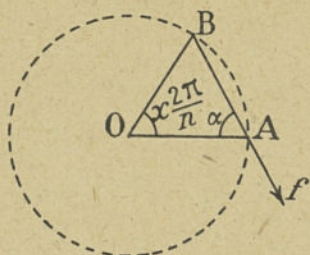


Fig. 22.

$$\widehat{BOA} = x \frac{2\pi}{n}.$$

La distance  $\rho$  de ces deux points est:

$$\rho = 2r \sin x \frac{\pi}{n}.$$

La force répulsive  $\varphi$  exercée par l'électron B sur l'électron A est :

$$\varphi = \frac{2,279 \cdot 10^{-19}}{4 r^2 \sin^2 x \frac{\pi}{n}}.$$

Elle est dirigée suivant BA et fait un angle  $\alpha$  avec la direction OA.

Nous avons

$$\alpha = \frac{1}{2} \left[ \pi - x \frac{2\pi}{n} \right],$$

d'où

$$\cos d = \sin x \frac{\pi}{n}.$$

La composante radiale de cette force est :

$$\varphi_1 = \varphi \cos \alpha = \frac{2,279 \cdot 10^{-19}}{r^2} \cdot \frac{1}{4 \sin x \frac{\pi}{n}} = \frac{2,279 \cdot 10^{-19}}{r^2} \cdot \frac{1}{4} \operatorname{cosec} x \frac{\pi}{n}.$$

Donc la somme  $\Phi$  des composantes radiales des forces répulsives exercées sur l'électron A par les  $(n-1)$  autres est :

$$\Phi = \frac{2,279}{r^2} \cdot 10^{-19} \cdot \frac{1}{4} \sum_{x=1}^{x=n-1} \operatorname{cosec} x \frac{\pi}{n},$$

d'où, en posant

$$\Gamma = 2,279 \cdot 10^{-19}, \quad S_n = \frac{1}{4} \sum_1^{n-1} \operatorname{cosec} x \frac{\pi}{n}, \quad f = \frac{\Gamma N}{r^2}, \quad \Phi = \frac{\Gamma}{r^2} S_n.$$

La force attractive exercée sur l'électron se réduit à :

$$f - \Phi = \frac{\Gamma}{r^2} \left[ N - S_n \right].$$



Nous devrions alors, pour les électrons de l'anneau M remplacer  $\Gamma$  par  $\frac{\Gamma}{N} [N - n' - S_n]$ .

Supposons, par exemple, qu'il y ait deux électrons sur l'anneau K et huit électrons sur chacun des anneaux  $\Gamma$  et M ; nous aurons :

$$S_2 = \frac{1}{4}, \quad S = 2,804.$$

Nous devions remplacer  $\Gamma$  par :

$$\Gamma' = \frac{\Gamma}{N} [N - 0,25] \text{ pour les électrons de l'anneau K ;}$$

$$\Gamma' = \frac{\Gamma}{N} [N - 4,804] \text{ pour ceux de l'anneau L}$$

$$\Gamma' = \frac{\Gamma}{N} [N - 12,804] \text{ pour ceux de l'anneau M.}$$

La valeur à attribuer à la constante  $\Gamma'$  pour les électrons de chacun des anneaux K, L, M, étant d'autant plus petite que le rang de l'anneau est plus élevé : lorsque nous écrirons que la force centrifuge exercée sur les électrons équilibre l'attraction résultante qu'ils subissent, nous trouverons que les rayons des anneaux K, L, M..., doivent croître bien plus vite que les nombres de la série :

$$1, 4, 9, 16, \dots \gamma^2.$$

Cela est d'accord avec l'hypothèse faite que ces rayons croissent très rapidement.

L'hypothèse de *Bohr* a permis, comme nous le verrons bientôt, d'expliquer beaucoup de phénomènes.

*Sommerfeld* a supposé que les électrons décrivaient des ellipses, dont le noyau occupait l'un des foyers, et cela a permis d'expliquer un plus grand nombre de phénomènes.

Toutefois, si les trajectoires des électrons libres d'un atome peuvent être des circonférences ou des ellipses qui en diffèrent peu et si tous les électrons d'un même anneau décrivent successivement la même trajectoire avec laquelle on peut, alors, identifier l'anneau, s'il en est même le plus souvent ainsi : n'oublions pas que ces trajectoires peuvent être quelconques et se réduire, par



exemple, à une ellipse tellement allongée que l'on puisse considérer l'électron comme animé d'un simple mouvement vibratoire suivant une droite.

Il n'est pas nécessaire, non plus, que toutes les trajectoires soient comprises dans un même plan, comme si l'atome avait un plan de l'écliptique, ni même qu'elles soient planes. En effet, alors que, dans les phénomènes astronomiques, toutes les masses s'attirent, dans ceux que nous considérons, les unes s'attirent et les autres se repoussent.

63. **Affinité chimique des atomes.** — A. *Électrons de valence.* — Les électrons de valence sont ceux du dernier des anneaux K, L, M..., qui entourent le noyau, et dont l'action est la plus forte.

Ils sont faiblement attirés par celui-ci et repoussés par les électrons de tous les autres anneaux. Ils sont donc mal liés à l'atome, et l'expérience montre qu'on peut faire varier leur nombre, en le diminuant jusqu'à ce qu'il soit nul ou en l'augmentant jusqu'à un certain maximum qu'il ne peut dépasser, sans que cela trouble le reste de l'atome et force ses autres électrons à se partager autrement entre les anneaux K, L, M... de rang inférieur.

Lorsque deux atomes sont en présence, l'un d'eux peut acquérir une charge positive en perdant un certain nombre de ses électrons de valence qui vont se porter sur l'autre, en lui communiquant une charge égale et de signe contraire. Alors les deux atomes sont liés par une force attractive, et leur réunion constitue une *molécule*.

L'échange d'électrons peut se faire entre plusieurs atomes, et il peut résulter de leur union une molécule d'une complication extrême.

Telle est la cause de l'affinité chimique.

Si un atome peut perdre  $n$  électrons de valence, on dit qu'il a  $n$  valences positives; s'il peut en gagner  $n'$ , on dit qu'il a  $n'$  valences négatives. L'étude des phénomènes chimiques montre que, pour les 22 premiers atomes de la classification de *Mendélejeff*, on a  $n + n' = 8$  [Règle d'*Abegg*].

En particulier, les valences positives d'un atome entrent en jeu dans ses combinaisons avec le chlore, et ses valences négatives dans ses combinaisons avec l'hydrogène.



Ainsi :

Le carbone a 4 valences positives, puisqu'il se combine avec le chlore pour former  $\text{CCl}^4$  ; il a 4 valences négatives, puisqu'il se combine avec l'hydrogène pour former  $\text{CH}^4$ . Donc l'atome de carbone, à l'état neutre, a 4 électrons de valence.

L'azote a 5 valences positives, puisqu'il se combine avec le chlore pour former  $\text{NCl}^5$ , et 3 valences négatives, puisqu'il se combine avec l'hydrogène pour former  $\text{NH}^3$ . Donc l'atome d'azote à l'état neutre a 5 électrons de valence.

Toutefois, seuls les 22 premiers atomes ont ainsi des valences positives et négatives. Les autres (atomes lourds) n'ont que des unes ou des autres.

B. *Atomes du groupe zéro.* — Dans la classification de Mendelejeff [Voy. le tableau précédent], les corps sont rangés par ordre de poids atomiques croissants. L'hydrogène est mis à part. Tous les corps faisant partie d'une même colonne verticale constituent un groupe et ont même nombre de valences positives. Ce nombre est égal au numéro du groupe.

Ceux du groupe zéro (gaz rares) ne se combinent avec aucun corps : ils retiennent donc encore très fortement les électrons les plus éloignés de leurs noyaux.

Ce groupe comprend d'abord l'hélium, dont l'atome n'a que 2 électrons et dont le noyau a une charge  $2 \epsilon$ .

Supposons qu'ils décrivent une même circonférence de rayon  $r$  ; leur répulsion doit les faire se tenir aux extrémités d'un même diamètre.

Alors la force attractive exercée sur chacun d'eux par le noyau est égale à  $\frac{2 \Gamma}{r^2}$  ; la force répulsive qui tend à les écarter est  $\frac{\Gamma}{4r^2}$ . Ils sont donc retenus par une force égale à  $\frac{7}{4} \frac{\Gamma}{r^2}$ .

Les rayons des circonférences qu'ils peuvent décrire sont donnés par la formule :

$$p = \frac{\chi^2 h^2}{4 \pi^2 \left(\frac{7}{4}\right) \Gamma m},$$

où l'on doit faire  $\chi$  successivement égal à 1, 2, 3... Pour une



même valeur de  $\gamma$ , la force qui les retient est  $\left(\frac{7}{4}\right)^3 = 5,35$  fois plus grande que celle qui retient l'électron de l'atome d'hydrogène auprès de son noyau.

Il n'est donc pas surprenant que des forces capables d'arracher son électron à l'atome d'hydrogène ne puissent en enlever un à l'atome d'hélium.

Mais les deux électrons de l'hélium, au lieu de demeurer aux extrémités d'un même diamètre, peuvent osciller autour d'elles en y étant rappelés par leur répulsion réciproque.

En superposant ainsi un mouvement pendulaire à leur mouvement de rotation, *Langmuir* a trouvé que les rayons des circonférences K, L, M, que pourraient décrire ces électrons ne seraient plus que les  $\frac{4}{5}$  des rayons  $r$  donnés par la formule précédente. Il a pu déterminer, dans ces conditions, le travail nécessaire pour arracher un de ses électrons à l'atome d'hélium, et il s'est trouvé égal au travail mesuré expérimentalement.

Les autres atomes du groupe zéro sont ceux du néon, de l'argon, du krypton, du xénon et du nitron, soit ceux des gaz rares. Leurs nombres atomiques sont les suivants : 10, 18, 36, 54 et 86.

Les rangs atomiques de ces atomes ont entre eux des relations numériques curieuses, signalées par *Rydberg*.

On a, en effet :

$$N_1 = 2 \quad N_2 = 2(1 + 2^2) = 10 \quad N_3 = 2(1 + 2^2 + 2^2) = 18.$$

$$N_4 = 2(1 + 2^2 + 2^2 + 3^2) = 36, \quad N_5 = 2(1 + 2^2 + 2^2 + 3^2 + 3^2) = 54.$$

$$N_6 = 2(1 + 2^2 + 2^2 + 3^2 + 3^2 + 4^2) = 86$$

Ces corps se distinguent nettement des autres par leur complète inertie chimique, leur basse température critique et la grandeur du travail nécessaire pour leur arracher un électron.

Enfin il résulte des travaux de De Broglie et Dauvillier que leurs divers électrons libres seraient répartis de la manière suivante sur les anneaux K, L, M...



NOMBRES atomiques.	ÉLÉMENTS.	ANNEAUX.					
		K	L	M	N	O	P
2	He	2					
10	Ne	2	8				
18	Ar	2	8	8			
36	Kr	2	8	18	8		
54	X	2	8	18	18	8	
86	Ne	2	8	18	18	32	8

Huit électrons doivent donc former un groupement particulièrement stable, résultat difficile à expliquer s'ils sont disposés sur une même circonférence en occupant les sommets d'un polygone régulier.

Cela a conduit *Lewis* et *Langmuir* à admettre qu'ils oscillaient suivant huit directions fixes coïncidant avec celles des diagonales d'un octaèdre. D'autre part, les assemblages d'atomes dans les cristaux paraissent exiger que certains électrons, servant d'agents de liaison, oscillent aussi suivant des directions fixes.

Cela est possible.

Si un électron décrirait une ellipse très allongée autour du noyau, tandis que la plupart des autres décriraient des circonférences autour de celui-ci, il traverserait leurs orbites comme une comète traverse celles des planètes et, lorsqu'il passerait dans le voisinage de l'un d'eux, il y aurait autant de chances pour que la répulsion qu'il subirait tendît à le rapprocher qu'à l'éloigner du noyau. Alors la charge du noyau ne serait plus diminuée, *pour lui*, de celle de tous les électrons intérieurs.

Il serait donc bien plus fortement relié au noyau que s'il tournait simplement autour de celui-ci à la périphérie de l'atome.

Mais pourquoi ce phénomène ne se produirait-il, pour les électrons de valence, que lorsqu'ils seraient au nombre de huit ?

C. *Constitution des atomes légers.* — D'après *Langmuir*, les atomes du groupe zéro sont les *atomes types* de la nature, et chacun des autres ne différerait de celui du groupe zéro, dont le rang atomique est le plus proche du sien, en lui étant inférieur, que par l'adjonction d'électrons de valence.

Alors les premiers éléments seraient constitués de la manière suivante :

NOMBRE atomique.	NUMÉRO du groupe.	NATURE de l'atome.	NOMBRE D'ÉLECTRONS DES SÉRIES.			
			K	L	M	N
1		H	1			
2	0	He	2			
3	1	Li	2	1		
4	2	Be	2	2		
5	3	B	2	3		
6	4	C	2	4		
7	5	N	2	5		
8	6	O	2	6		
9	7	F	2	7		
10	0	Ne	2	8		
11	1	Na	2	8	1	
12	2	Mg	2	8	2	
13	3	Al	2	8	3	
14	4	Si	2	8	4	
15	5	P	2	8	5	
16	6	S	2	8	6	
17	7	Cl	2	8	7	
18	0	Ar	2	8	8	
19	1	K	2	8	8	1
20	2	Ca	2	8	8	2

Mais, si le nombre de ces électrons augmente, la charge du noyau augmente aussi et, par suite, les attractions qu'il exerce sur les électrons des premières séries. Elles finissent par amener un effondrement de l'édifice.

Les électrons se répartissent autrement entre les séries K, L, M. Si un pareil effondrement se produit avant que le nombre atomique ait augmenté de 8, on ne retombera pas sur un atome du groupe zéro. C'est ainsi que, pour  $N = 26$ , on a l'atome du fer, au lieu de celui d'un nouveau gaz rare.

Ces effondrements doivent être d'autant plus fréquents que le nombre  $N$  atteint de plus grandes valeurs et le nombre d'électrons de la série la plus élevée ne redevient plus égal à 8, à partir de  $N = 18$  que pour  $N = 36$  ou 54, ou 68, ou 86.

Les atomes lourds n'ont, en général, que des valences positives ou négatives. D'après *Langmuir*, dans leurs réactions, ils perdent ou gagnent des électrons, suivant que leur nombre atomique est



plus voisin de celui du groupe zéro qui les précède ou de celui qui les suit, dans la classification de *Mendélejeff*. Ils tendent à modifier leur constitution de manière à la rapprocher de celle de l'atome du groupe zéro, qui diffère le moins d'eux.

### III. — RAYONNEMENT (THÉORIE DE BOHR).

64. Relation entre les déplacements de l'électron d'une orbite sur une autre et la fréquence de la radiation émise. — D'après ce que nous avons vu au chapitre III, si, à la suite d'un trouble subi par l'atome, un électron passe d'une orbite sur une autre, il perd ou gagne  $\nu h$  quanta suivant qu'il se rapproche ou s'éloigne du noyau.

S'il le perd, il émet en même temps une radiation monochromatique de fréquence  $\nu$  (hypothèse de *Plank*). S'il le gagne, c'est en absorbant une radiation semblable [hypothèse d'*Einstein*].

Si nous ne tenons pas compte des répulsions des électrons, l'énergie potentielle de l'électron est :

$$\frac{\Gamma}{z} = \frac{4\pi^2 \Gamma^2 m}{z^2 h^2}$$

Son énergie cinétique est :

$$\frac{m\Omega^2 r^2}{2} = \frac{2\pi^2 \Gamma^2 m}{z^2 h^2}$$

Lorsque  $z$  passe de la valeur  $z_1$  à la valeur  $z_2$ , la variation de l'énergie potentielle est :

$$\frac{4\pi^2 \Gamma^2 m}{h^2} \left[ \frac{1}{z_2^2} - \frac{1}{z_1^2} \right]$$

L'accroissement de l'énergie cinétique est seulement égal à la moitié de cette quantité. L'autre moitié est donc libérée, sert à produire une radiation de fréquence  $\nu$ , et nous devons avoir :

$$\frac{2\pi^2 \Gamma^2 m}{h^2} \left[ \frac{1}{z_2^2} - \frac{1}{z_1^2} \right] = \nu h.$$

d'où

$$\nu = \frac{2\pi^2 \Gamma^2 m}{h^3} \left[ \frac{1}{z_2^2} - \frac{1}{z_1^2} \right] \text{ (Bohr).}$$

La longueur d'onde  $\lambda$  correspondant à la fréquence  $\nu$  a pour expression :

$$\lambda = 925 \frac{\lambda_1^2 \lambda_2^2}{\lambda_1^2 - \lambda_2^2} \text{ U. A. (1)}$$

Faisons  $\lambda_1 = 1$  et  $\lambda_2$  successivement égale à 2, 3, 4.

Pour :

$$\begin{array}{ll} \lambda_1 = 2, & \lambda = 1\ 210 \text{ U. A.} \\ \lambda_2 = 3, & \lambda = 1\ 030 \text{ U. A.} \end{array}$$

Ces deux radiations existent dans le spectre de l'hydrogène. La seconde est à la limite extrême de l'ultra-violet, et nos spectroscopes ne nous permettent pas de déceler les autres.

Faisons  $\lambda_2 = 2$  et  $\lambda_1$  successivement égal à 2, 4, 5...

$$\nu = 3,294 \left[ \frac{1}{4} - \frac{1}{\lambda_1^2} \right] \cdot 10^{15}.$$

C'est la formule de Balmer.

Faisons enfin  $\lambda_2 = 3$  et  $\lambda_1$  successivement égal à 4, 5, 6... La plus petite des longueurs d'onde correspondante  $\lambda = 8\ 280$  U. A. est à la limite supérieure de l'infra-rouge. Or l'existence de cette série de radiations a été reconnue par *Paschen*.

L'accord entre la théorie de *Bohr* et l'expérience est très remarquable.

65. **Symbolisation des raies spectrales.** — Nous verrons plus tard que l'étude spectroscopique de la décharge électrique apporte des renseignements précieux sur l'état d'ionisation du milieu des gazeux et, par suite, sur les phénomènes électriques dont il est le siège.

Nous donnerons ici quelques indications sur les notations

(1) Nous exprimons les longueurs d'onde en *angströms* (U. A.).

Un angström vaut  $10^{-8}$  centimètres.

Le spectre infra-rouge s'étend de :

$$\lambda = 3\ 140\ 000 \text{ à } \lambda = 8\ 000 ;$$

Le spectre visible de :

$$\lambda = 8\ 000 \text{ à } \lambda = 3\ 900 ;$$

Le spectre dit ultra-violet de :

$$\lambda = 3\ 900 \text{ à } \lambda = 1\ 030.$$

Le spectre des rayons X vient ensuite.

La plus courte longueur d'onde obtenue, en excitant l'atome le plus lourd (uranium, N = 92) avec des rayons cathodiques est  $\lambda = 0,104$ , quantum 121 000 volts. Mais les rayons  $\lambda$  du radium ont fourni une longueur d'onde plus courte encore :

$$\lambda = 0,072. \text{ Quantum } 170\ 000 \text{ volts.}$$



communément employées pour désigner les différentes raies du spectre d'un gaz.

Bien avant les théories de Bohr, les spectroscopistes avaient rangé ces raies en série en s'appuyant sur certains caractères : structure et multiplicité des raies, facilité de leur production, décomposition par l'effet Zeeman, netteté, etc.

Nous savons aujourd'hui que les raies d'une même série correspondent au retour d'un électron, écarté à différentes distances du noyau, sur une même orbite qui caractérise la série.

Toute raie spectrale appartenant à une série sera, par conséquent, caractérisée par la différence de deux nombres, l'un constant pour tous les termes de la série et l'autre variable appelé *nombre courant*. Ces deux nombres représentent deux orbites ou, si l'on préfère, deux niveaux d'énergie de l'électron optique par rapport au reste de l'atome. Leur différence caractérise donc soit le passage de l'électron d'une orbite à une autre, soit la perte d'énergie subie par l'atome et qui est rayonnée sous forme de radiation monochromatique.

On a convenu de désigner les termes courants des différentes séries respectivement par les symboles *mp*, *md*, *ms*, *mb*, etc.

Les lettres *p*, *d*, *s*, *b*, rappellent les noms attribués aux séries lors de leur découverte : *p*, série principale, SP ; *d*, diffuse ou première série secondaire, ISS ; *s*, deuxième série secondaire IISS ; *b*, série de Bergmann (SB). La lettre *m* est un nombre entier qui peut varier de 1 à 8 dans le terme S, de 2 à 8 dans le terme *p*, etc. Ceci peut être résumé par le tableau suivant :

1 S	2 S	3 S	4 S	5 S	6 S
	2 <i>p</i>	3 <i>p</i>	4 <i>p</i>	5 <i>p</i>	6 <i>p</i>
		3 <i>d</i>	4 <i>d</i>	5 <i>d</i>	6 <i>d</i>
			4 <i>b</i>	5 <i>b</i>	6 <i>b</i>
				5 <i>x</i>	6 <i>x</i>
					6 <i>y</i>

En ce qui concerne le terme constant, il a les valeurs suivantes pour les quatre premières séries :

SP	1 S
I SS	2 <i>p</i>
II SS	2 <i>p</i>
SB	3 <i>d</i>

Les différentes raies de la série seront donc représentées de la manière suivante :

SP	$V = 1 S - mp$	$m = 2, 3, 4...$
I SS	$V = 2 p - md$	$m = 3, 4, 5...$
II SS	$V = 2 p - ms$	$m = 2, 3, 4...$
SB	$V = 3 d - mb$	$m = 4, 5, 6...$

En dehors de ces quatre séries, il existe, pour tous les éléments, de nombreuses autres raies ou séries obtenues par combinaison des premières. Par exemple, nous pourrions combiner, au lieu du terme  $1 s$ , le terme  $2 s$  avec les termes  $p$  ou au lieu du terme  $2 p$ , le terme  $3 p$  avec les termes  $d$ . Nous obtenons ainsi un deuxième type des séries principale et secondaire que nous pouvons représenter de la manière suivante :

SP	$V = 2 S - mp$	$m = 3, 4, 5...$
I SS	$V = 3 p - md$	$m = 4, 5, 6...$

On pourrait ainsi imaginer un nombre infini de combinaisons, mais Bohr a montré qu'elles n'étaient pas toutes également probables, que les transformations possibles d'un système atomique donné sont étroitement liées aux mouvements électroniques à l'intérieur du système (principe de correspondance).

### Bibliographie.

57. — WILSON, *Jahrb. d. Radioaktivität und Elektronik*, vol. X, p. 34 (1913).  
RUTHERFORD, *Phil. Mag.*, vol. XXI, p. 669, 1911.  
GEISER et MARSDEN, *Phil. Mag.*, vol. XXVIII, p. 604, 1913.
58. — A. SOMMERFELD, La constitution de l'atome et les raies spectrales, ch. II.  
MOSELEY, *Phil. Mag.*, décembre 1913, p. 1020, et avril 1914, p. 703.
59. — N. BOHR, *Phil. Mag.*, 1915, vol. I, p. 332, et 1915, vol. II, p. 394.
60. — A. SOMMERFELD, *loc. cit.*, p. 261.
62. — A. SOMMERFELD, *loc. cit.*, p. 288.
63. — LÉON BLOCH, Ionisation et résonance des gaz et des vapeurs, p. 79.
65. — A. SOMMERFELD, ch. VI.



## CHAPITRE V

### IONS GAZEUX

#### I. — ION.

66. **Définitions.** — Lorsqu'une molécule perd un électron libre, elle acquiert une charge positive, et on l'appelle ion positif.

L'électron libéré peut se fixer sur une autre molécule en lui communiquant une charge négative : on obtient ainsi un ion négatif.

Plusieurs molécules peuvent s'unir en n'ayant qu'un électron en plus ou en moins. Elles constituent alors des ions dont la charge est égale à  $\mp \varepsilon$ , mais dont la masse peut être quelconque, en demeurant toutefois supérieure à 3 700 fois celle de l'électron.

Enfin une molécule peut perdre ou acquérir plusieurs électrons et constituer un ion de charge  $\mp n\varepsilon$ .

#### 67. Figuration des ions.

— La figure 24 représente un ion négatif d'hydrogène. Il se compose de 2 protons et de 3 électrons. Son centre positif est celui de la molécule (fig. 23), mais autour de lui deux électrons diamétralement opposés sont sur un même anneau. Ils ne peuvent se trouver sur deux anneaux différents,

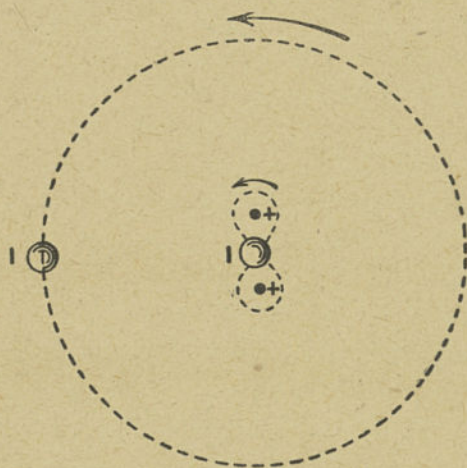


Fig. 23. — Schéma de la molécule d'hydrogène.

parce que, lorsqu'ils seraient en conjonction, la répulsion de l'électron de l'anneau intérieur sur celui de l'anneau extérieur l'emporterait sur l'attraction du centre positif, qui n'a qu'une charge élémentaire  $\epsilon$ .

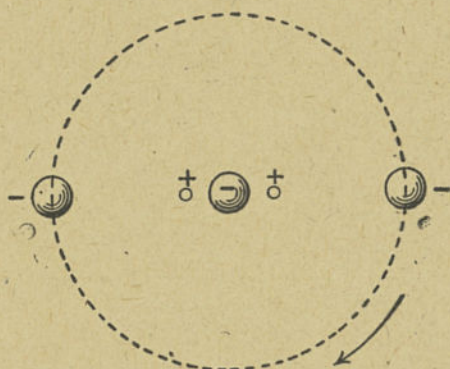


Fig. 24. — Schéma de l'atome d'hydrogène.

L'ion positif d'hydrogène se réduit au centre positif de la molécule (fig. 23).

En général, les ions ne différeront de la molécule que par l'adjonction ou l'enlèvement d'un électron à l'anneau extérieur de

l'atome qui joue le rôle de centre positif ou l'enlèvement d'un des ions qui tournent autour de lui.

## II. — IONISATION.

68. **Ionisation par la lumière.** — Le spectre d'un gaz incandescent ne comporte qu'un certain nombre de raies brillantes, alors que celui d'un corps solide incandescent est continu. Mais, si les rayons émis par le solide traversent un gaz froid, des raies noires apparaissent dans le spectre du solide à l'endroit des raies brillantes du gaz. Celui-ci absorbe donc, en leur prenant de l'énergie, les radiations de même longueur d'onde que celles qu'il émet lui-même, en perdant de l'énergie lorsqu'il est incandescent, et cette absorption se fait aussi par quanta.

Les rayons des circonférences décrites par les électrons augmentent alors de la quantité dont ils auraient diminué, pendant que les électrons auraient émis les mêmes radiations.

Si l'accroissement d'un de ces rayons est assez grand pour que l'électron gagne une région où l'attraction du reste de la molécule ou de l'ion dont il faisait partie soit compensée par celle d'autres molécules ou ions, il abandonne les premiers.

Si c'était une molécule, elle est transformée en ion.



Si c'était un ion, il redevient molécule.

Ce qui se passe est la réciproque de l'émission des radiations étudiée au chapitre précédent.

Considérons le cas de l'hydrogène. Si ses molécules avaient épuisé leur énergie potentielle en émettant des radiations, seules des radiations ayant une longueur d'onde égale à 916,5 U. A., dont le quantum serait égal à 13,42 volts pourraient les transformer en ions.

Elles appartiennent au spectre des rayons X. Les rayons ultra-violetés ne pourraient donc transformer des molécules d'hydrogène en ions, et c'est ce que l'expérience confirme.

*Franck* et *Herz* ont mesuré les quanta, exprimés en volts, nécessaires pour transformer en ions les molécules de différents gaz et ont trouvé les nombres suivants :

Gaz.	Hélium.	Néon.	Argon.	Hydrogène.	Oxygène.	Azote.
Quanta.....	20,5	16	12	11	9	7,5
$\lambda$ en U. A.....	603	773	1 026	1 121	1 271	1 648

Toutes ces radiations appartiennent soit au spectre des rayons X, soit à l'extrémité supérieure du spectre ultra-violet, sauf pour l'azote.

Comme on devait s'y attendre, le quantum relatif à l'hydrogène est plus petit que 13,42, mais il s'en rapproche assez pour que la grande majorité des molécules de ce gaz aient dû réduire leur énergie potentielle au minimum.

Les métaux sont bien plus faciles à ioniser que les gaz, et le quantum nécessaire est d'ordinaire inférieur à 5 volts.

Les rayons ultra-violetés doivent donc extraire des électrons des métaux dont ils éclairent la surface, et l'expérience le confirme. Cet effet est surtout sensible avec le zinc.

*Townsend* l'a vérifié avec un appareil semblable à celui de la figure 9 : les électrons arrachés à une cathode en zinc, par des rayons ultra-violetés, prenaient de la vitesse dans un champ électrique et pouvaient ensuite briser les molécules du gaz contenu dans l'appareil.

Comme l'a dit Jean Perrin, la lumière est la cause naturelle



de dissociation des atomes. Plus ses ondes sont courtes, plus voisins du centre de l'atome sont les électrons qu'elle en peut détacher. Mais les rayons émis par les corps incandescents ne peuvent agir que sur les électrons les plus éloignés de ce centre.

69. **Ionisation par choc.** — Les chocs subis par les molécules sont une autre cause d'ionisation.

Les chocs directs des corpuscules seront très rares, à cause de leur extrême petitesse ; mais ils pourront s'approcher suffisamment pour réagir les uns sur les autres, comme s'ils s'étaient choqués, grâce aux forces centrales qui s'exercent entre eux. Un corpuscule, passant dans le voisinage d'un autre, peut l'entraîner dans son sillage, malgré les attractions qu'il subit. Il y a alors un *simili-choc*, mais on dit plus simplement qu'il y a eu choc.

Il s'en produit constamment entre les molécules, par suite de leur agitation thermique, et il y a, dans chaque centimètre cube de gaz, un certain nombre d'ions, des deux signes ou d'électrons libérés par seconde. Ce nombre, très faible à la température ordinaire, croît rapidement lorsqu'elle s'élève, et cela explique le *pouvoir ionisant des flammes*.

Une cause d'ionisation par choc est le bombardement effectué par des rayons cathodiques ou par ceux qui émanent des corps radioactifs.

D'autres chocs peuvent être produits par les ions préexistants et surtout par les électrons ; s'ils peuvent acquérir de la force vive en se déplaçant dans un champ, celle-ci pourrait devenir très supérieure à celle due à l'agitation thermique.

C'est de beaucoup la cause d'ionisation la plus efficace, et nous verrons l'importance de son rôle, lorsque nous traiterons du passage de l'électricité à travers les gaz.

Toutes les autres causes ne produiront alors qu'un amorçage comparable, dans ses effets, à l'aimantation induite dans les inducteurs d'une dynamo par le magnétisme terrestre. Nous allons étudier maintenant les chocs entre les divers corpuscules.

A. IONS ET ÉLECTRONS. — Supposons qu'un électron passe à  $l$  centimètres d'un ion positif et que tout autre corpuscule en soit alors suffisamment éloigné pour que son action soit négligeable.

Soient  $v_1$ ,  $v_2$  et  $(v_1 - v_2)$  les composantes par rapport à un axe



quelconque des vitesses absolues de l'électron et de l'ion et de leur vitesse relative.

Si  $N$  électrons passent par seconde à la distance de  $l$  centimètres de l'ion, leur force vive moyenne dans leur mouvement relatif est :

$$\frac{1}{2N} \sum_0^N (\nu_1 - \nu_2)^2 = \frac{1}{2N} \left[ \sum_0^N \nu_1^2 + \sum_0^N \nu_2^2 + \sum_0^N \nu_1 \nu_2 \right].$$

Si nous désignons par  $W_1$  et  $W_2$  les vitesses efficaces des corpuscules à leur température  $T$ , nous avons  $W_1^2 = \sum_0^N \nu_1^2$  et

$$W_2^2 = \sum_0^N \nu_2^2.$$

Comme les vitesses  $\nu_1$  et  $\nu_2$  obéissent à la loi de répartition de Maxwell, à toute valeur de  $\nu_2$  doivent correspondre deux vitesses  $\nu_1$  égales et de signes contraires, et nous avons :

$$\sum_0^N \nu_1 \nu_2 = 0,$$

d'où

$$\frac{1}{N} \sum_0^N (\nu_1 - \nu_2)^2 = W_1^2 + W_2^2.$$

Soit  $m$  la masse de l'électron,  $M$  celle de l'ion.

Ils sont à la même température, donc

$$mW_1^2 = MW_2^2,$$

d'où

$$W_1 + W_2^2 = \frac{M+m}{M} W_1^2.$$

La masse  $m$  étant négligeable par rapport à la masse  $M$ , la force vive de l'électron dans son mouvement relatif est seulement égale à  $\frac{mW_1^2}{2}$ .

Si nous avons  $\frac{mW_1^2}{2} \cong \frac{2,275}{l} \cdot 10^{-19}$  ergs, l'électron décrit une

courbe fermée autour de l'ion positif, et celui-ci redevient une molécule.

Au contraire, si nous avons  $\frac{mW^2}{2} > \frac{2,275}{l} \cdot 10^{-19}$  ergs, l'électron, après s'être approché de l'ion positif, s'en éloigne indéfiniment. Faisons  $l = 10^{-6}$ . Cette distance sera grande par rapport aux dimensions de l'ion, mais généralement petite par rapport à la longueur du libre parcours des molécules. On pourra donc négliger l'action des autres molécules.

Les conditions précédentes deviennent :

$$\frac{mW^2}{2} \leq 2,275 \cdot 10^{-13}.$$

Si T est la température absolue de l'électron :

$$W = 1,902 \cdot 10^{-8} \sqrt{\frac{T}{m}} \text{ cm.-s.};$$

$$\frac{mW^2}{2} = 1,82 \cdot 10^{-16} T \text{ ergs.}$$

Tant que l'on a

$$1,82 \cdot 10^{-16} T < 2,275 \cdot 10^{-13} \text{ ou } T > 1\,250^0,$$

la recombinaison est la règle ; pour les températures supérieures, c'est l'exception.

En cas de recombinaison, la molécule ne prendra un état stable que si la force vive de l'électron abondant est égale à :

$$\frac{m\Omega^2 r^2}{2} = \frac{2\pi^2 m}{\chi^2 h^2},$$

le nombre  $\chi$  étant un entier choisi de manière que la force vive  $\frac{m\Omega^2 r^2}{2}$  soit aussi voisine que possible de celle de l'électron, tout en lui étant inférieure. La différence sera dissipée en chaleur.

B. ION POSITIF ET ION NÉGATIF. — La seule différence avec le cas précédent est que nous aurons  $m = M$ . Alors la force vive de l'ion positif, dans son mouvement par rapport à l'ion négatif, est



double, et, pour qu'il n'y ait pas recombinaison, il suffira d'avoir :

$$\frac{mW^2}{2} > 1,1375 \cdot 10^{-6} \text{ ergs,}$$

et la température absolue T correspondante est  $T = 625^\circ$ .

C. MOLÉCULE ET ÉLECTRON. — 1<sup>o</sup> *Formation d'un ion.* — Pour qu'un électron puisse transformer un atome d'hydrogène en ion, sans faire varier le nombre  $\chi$  (§ 60), il faut que sa force vive soit supérieure à

$$\frac{2,15}{\chi^2} \cdot 10^{-11} \text{ ergs,}$$

S'il ne dispose que de son agitation thermique, on devra avoir :

$$1,82 \cdot 10^{-16} T \geq \frac{2,15}{\chi^2} \cdot 10^{-12} \text{ ergs,}$$

ou

$$T \geq \frac{120\,000}{\chi^2}.$$

Cette condition ne sera remplie que pour des valeurs de  $\chi$  que l'on rencontrera rarement.

Mais, si  $\chi = 2$ , l'électron de l'atome pourra fournir le travail voulu en diminuant le diamètre de sa circonférence,  $\chi$  devenant égal à 1. L'énergie rendue disponible, au lieu d'être emportée par des radiations, sera employée en partie à communiquer la force vive voulue à l'électron abordeur, et le reste passera en chaleur.

Si cette manière de voir est exacte, seuls les atomes pour lesquels on aurait  $\chi > 1$  seraient susceptibles de se transformer spontanément en ions au contact d'un électron inerte.

Si l'on avait  $\chi = 1$ , l'ion abordeur devrait prendre d'abord son élan dans un champ.

Soit  $p$  l'intensité du champ en volts par centimètre ;

Soit  $l$  la longueur du chemin parcouru par l'électron dans ce champ.

Sa charge étant de  $1,4 \cdot 10^{-20}$  U. E. M., on devrait avoir :

$$1,4 \cdot 10^{-20} \cdot \Phi \cdot 10^8 l \geq 2,18 \cdot 10^{-12}.$$

$$\Phi l \geq 1,56.$$

Le travail nécessaire pour envoyer à l'infini l'électron libre de l'atome est  $\mathfrak{E} = \frac{1,764 \times 10^{-19}}{2r^2}$ , s'il décrit une circonférence de rayon  $r$ . Il doit être fourni par l'électron abordeur.

Supposons que celui-ci arrive de l'infini et y retourne en même temps que l'électron arraché à la molécule. Comme ils se repoussent, ils s'éloigneront aussi indéfiniment l'un de l'autre. L'énergie potentielle du premier, par rapport à l'axe central de la molécule et à son électron, nulle à l'origine, redeviendra encore nulle. Il n'aura donc à fournir que le travail  $\mathfrak{E}$ .

Comme nous n'avons affaire qu'à des simili-chocs et que les forces centrales sont conservatives, il n'en aura pas à perdre davantage.

Nous avons vu que l'on avait  $\mathfrak{E} = \frac{1,73}{\lambda^2} \cdot 10^{-18}$  joules.

Si une molécule a plusieurs électrons de libres, celui que l'on en détache pour la faire se transformer en ion positif est généralement le plus éloigné de son centre. Le travail nécessaire pour lui en enlever un second serait beaucoup plus grand, non seulement parce qu'il serait plus voisin du centre, mais parce que la charge positive du reste de la molécule serait double de celle de l'électron.

Il est peu probable que les causes d'ionisation décrites ci-dessus soient capables de le faire, à moins qu'il s'agisse des rayons  $\beta$  des corps radioactifs.

**70. Principales causes d'ionisation.** — Ce sont :

- 1° Les flammes ;
- 2° L'éclairage, surtout par les rayons X ;
- 3° Le bombardement par les corpuscules lancés par les corps radioactifs ;
- 4° Les chocs, surtout quand ils sont opérés par des ions ayant pris leur élan dans un champ.

Il y en a une infinité d'autres ; ainsi on peut ioniser de l'air sec en le faisant passer sur du phosphore. Tout ébranlement communiqué à des molécules augmente toujours le nombre des chocs qu'elles subissent par seconde et, par suite, le nombre d'ions et d'électrons libérés pendant le même temps.



En voici une dernière qui serait fort intéressante si on pouvait la rendre suffisamment énergétique.

Un électron en tournant engendre un courant électrique fermé le long de son orbite. S'il le faisait dans un champ magnétique de direction normale au plan de cette orbite, celle-ci augmenterait de diamètre. [Le phénomène de Zeemann a mis en évidence l'action du champ magnétique sur les électrons.] On espère ainsi dissocier l'atome et, dans ce but, on s'est efforcé de faire des électro-aimants de plus en plus puissants.

Les électrons ne tardant pas à se fixer sur des molécules à l'état neutre, en en faisant des ions, un gaz ne contient guère que des ions sensiblement de même masse. D'autres molécules peuvent se grouper autour d'eux. Cela arrive particulièrement lorsqu'on a ionisé de l'air en le faisant passer sur du phosphore.

Or il paraît résulter d'expériences de Sutherland que ces gros ions ne peuvent subsister qu'aux basses températures. Il est naturel, en effet, que des édifices aussi compliqués soient bientôt renversés dans un milieu très agité.

**71. Mesure du nombre d'ions produits par seconde dans une masse gazeuse.** — On dispose au sein de cette masse deux plateaux parallèles A et B (fig. 25). Le premier est relié à la terre par l'intermédiaire d'une pile P qui le maintient au potentiel  $V_1$ . Le second communique avec l'une des paires de quadrants d'un électromètre, dont l'autre est mise à la terre. Enfin son aiguille est maintenue au potentiel  $V_0$  par une seconde pile P' d'un grand nombre d'éléments dont le pôle libre est aussi mis à la terre. Soit V le potentiel du plateau B, mesuré par l'électromètre. Comme on le sait, la déviation  $\delta$  de l'électromètre est proportionnelle au produit  $V[2V_0 - V]$ . Mais on fait  $V_0$  très grand de manière à rendre V négligeable devant  $2V_0$ , et la déviation devient proportionnelle à  $V_0 V$ .

On met, pendant un instant, le plateau B à la terre, de façon à rendre nul le potentiel V, puis on l'isole. Alors, s'il se produit des ions dans la masse gazeuse comprise entre les plateaux, un courant va de l'un à l'autre, et, si l'on désigne par  $i$  son intensité à l'instant  $t$ , la déviation  $d$  mesure *fidt*. Connaissant les valeurs de cette intégrale en fonction du temps, il est facile de connaître

l'intensité  $i$  à un instant quelconque et, par suite, le nombre d'ions positifs et négatifs extraits en même temps du gaz.

On se sert d'un électromètre au lieu d'un galvanomètre à cause de l'extrême faiblesse du courant que ne saurait déceler ce dernier. L'électromètre a l'avantage de mesurer une somme d'effets qui devient appréciable au bout d'un certain temps.

Le même procédé permet de mesurer le nombre d'ions existant,

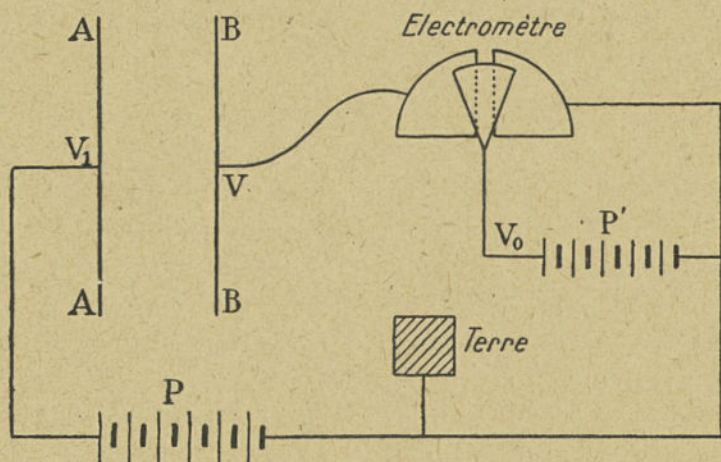


Fig. 25. — Mesure du nombre d'ions produits par seconde dans une masse gazeuse.

à un moment donné, dans une masse gazeuse. Mettons d'abord les deux plateaux à la terre puis isolons-les. Pendant un temps très court, portons le plateau A à un potentiel  $V_1$  très élevé; tous les ions négatifs se précipitent sur lui et les positifs sur le plateau B. Ramenons à 0 ce potentiel; la déviation indique le nombre total des ions des deux signes extraits du gaz.

Le temps de mise en charge du plateau A doit être très court pour que l'ionisation du gaz pendant ce temps soit négligeable; le potentiel  $V_1$  doit être très élevé pour que les ions les plus éloignés d'un des plateaux puissent le rejoindre pendant ce temps en acquérant une vitesse suffisante.

**72. Recombinaison des ions.** — Un gaz enfermé dans un vase clos, s'il n'était pas chargé au moment de la clôture du vase, contient toujours autant d'ions positifs que d'ions négatifs ou d'électrons. Soit  $n$  ce nombre.



Si la cause d'ionisation demeure constante, alors qu'aucun courant ne traverse le gaz, le nombre  $n$  croit d'abord, puis tend vers une limite, parce que l'agitation thermique rapproche des ions qui peuvent se recombinaison.

La loi d'action de masse de Guldberg et Waage établit que, si dans un milieu liquide ou gazeux deux espèces chimiques A et B réagissent l'une sur l'autre molécule à molécule, la vitesse de recombinaison est proportionnelle au produit des concentrations  $C_A$  et  $C_B$  (masses de A et B présentes par unité de volume).

La recombinaison des ions ne faisant intervenir qu'un ion de chaque espèce, nous pourrions assimiler les ions positifs et négatifs aux deux espèces chimiques A et B; la recombinaison sera proportionnelle aux nombre d'ions présents dans l'unité de volume ou encore aux quantités d'électricité positive et négative  $p$  et  $n$  y existant. La recombinaison fera disparaître par unité de temps des quantités égales d'électricité positive et d'électricité négative, et l'on a :

$$\frac{dp}{dt} = \frac{dn}{dt} = -\alpha pn.$$

$\alpha$  est le coefficient de recombinaison.

Dans le cas particulier où chaque élément de volume a une charge totale nulle, c'est-à-dire contient un nombre égal d'ions des deux signes  $p = n$  et

$$\frac{dn}{dt} = -\alpha n^2.$$

Si  $q$  est le nombre d'ions positifs et négatifs produits par seconde et par centimètre cube par la cause d'ionisation du gaz, on a pendant le temps  $dt$  :

$$dn = (q - \alpha n^2) dt,$$

d'où

$$n = \sqrt{\frac{q}{\alpha} \frac{e^{2\alpha qt} - 1}{e^{2\alpha qt} + 1}}.$$

Lorsque le temps croit, le nombre  $n$  tend vers la limite  $\sqrt{\frac{q}{\alpha}}$ .

Il s'en rapproche d'autant plus lentement que le nombre  $q$  est plus petit.

Le dispositif de la figure 25 permet de vérifier la formule précédente (Rutherford).

On met d'abord à la terre les deux plateaux, et on ionise le gaz compris entre eux avec des rayons X pendant un temps assez long pour que le régime s'établisse. On a alors :

$$q = \alpha n_0^2.$$

On supprime alors la source, on isole les plateaux et, au bout d'un temps  $t$ , on porte brusquement à un potentiel très élevé le plateau A, en ne l'y maintenant que pendant un temps très court comme tout à l'heure.

La déviation de l'électromètre nous fait connaître le nombre d'ions restant dans le gaz au bout du temps  $t$  après la suppression de la cause ionisante.

Celle-ci étant maintenue constante, on recommence la même opération autant de fois qu'il convient en faisant varier le temps  $t$ .

On constate que le nombre d'ions restant diminue avec le temps comme le veut la formule.

En éloignant l'ampoule productrice des rayons X dont l'action est inversement proportionnelle au carré de la distance, on a vérifié que le nombre  $n$  était proportionnel à  $\sqrt{q}$ .

En désignant maintenant par  $q$  la charge totale, exprimée en franklins, des ions de même signe, nous avons :

$$q = 4,2 \cdot 10^{-10} n \text{ franklins,}$$

et nous pouvons définir une nouvelle valeur  $\alpha'$  du coefficient de diffusion :

$$\frac{dq}{dt} = -\alpha' q^2,$$

et  $\alpha$  et  $\alpha'$  sont liés par la relation :

$$\alpha' = \frac{\alpha}{4,2} 10^{-10}.$$

Les coefficients  $\alpha$  et  $\alpha'$  sont fonction de la température T et de la pression du gaz.



Le tableau suivant fait connaître les valeurs du coefficient  $\alpha'$  à la température  $T = 288$  et pour une pression de 76 centimètres de mercure, les charges  $q$  étant mesurées en franklins :

Air .....	$\alpha' = 3\ 330$
Anhydride carbonique.....	$\alpha' = 3\ 490$
Hydrogène .....	$\alpha' = 2\ 980$
Oxygène .....	$\alpha' = 3\ 380$

Le tableau suivant montre la variation de  $\alpha'$  pour l'air à a pression de 76 en fonction de T.

T .....	94	205	285	337	373	428	451
$\alpha'$ .....	7 500	5 640	3 470	2 310	1 730	1 380	1 250

Le troisième tableau montre la variation de  $\alpha'$  pour l'air à la température  $T = 288$  en fonction de  $p$  mesuré en centimètres de mercure :

$p$ .....	1	2	5	10	15	25	45	76
$\alpha'$ .....	1 000	1 150	1 310	1 550	1 750	2 070	2 650	3 300

On remarquera avec quelle rapidité le coefficient  $\alpha'$  diminue lorsque la température s'élève. Cela vérifie le calcul fait plus haut lorsque nous avons traité du choc d'un ion avec un ion ou un électron.

*J.-J. Thomson* fait remarquer que les chocs qui provoquent les recombinaisons sont beaucoup plus nombreux entre ions qu'entre molécules du même gaz non ionisées, alors que leur grosseur devrait être la même.

Mais, comme nous l'avons dit au chapitre I, ces grosseurs sont purement fictives, et il n'y a pas de chocs mais seulement des simili-chocs, la trajectoire d'un corpuscule allant à la rencontre d'un autre variant brusquement quand il contourne celui-ci comme celle d'une comète passant à son périhélie.

Les ions se combinent très facilement pour une raison très simple.

Si un corpuscule de masse,  $m$ , allant à l'encontre d'un autre, est sollicité par une force  $f = -\frac{c}{r^2}$  et possède une vitesse  $v$  lorsqu'il est

à la distance  $r$  de l'autre, il décrira une ellipse autour du second si l'on a  $\frac{mr^2}{2} < \frac{c}{r}$  et s'en écartera indéfiniment si l'on a  $\frac{mr^2}{2} > \frac{c}{r}$ . Dans le premier cas, il y aura recombinaison, et non dans le second. Or, lorsque le premier corpuscule pénètre dans la sphère ayant le premier pour centre et un rayon égal au libre parcours des molécules, c'est-à-dire dans la région où il n'a plus qu'à obéir à l'attraction qu'il subit, sa vitesse  $v$  ne dépend que de la température du milieu et de la loi de répartition de Maxwell. Elle est la même que les molécules soient ionisées ou non. Mais la constante  $c$  est bien plus grande quand les molécules sont ionisées que quand elles ne le sont pas. Il est donc forcé que le nombre des corpuscules qui se mettent à décrire des ellipses autour de celui qui les attire soit bien plus grand dans le premier cas que dans le second.

**73. Diffusion des ions.** — Les ions positifs et négatifs produits dans une masse gazeuse constituent deux nouveaux gaz mélangés au premier, dont ils tendent à occuper tout le volume, en se diffusant, conformément à la loi de Dalton.

S'ils viennent alors buter contre une surface conductrice, ils lui abandonnent leurs charges, qui se neutralisent et refont des molécules. Il y a là une nouvelle cause de destruction des ions continuellement produits dans une masse gazeuse.

Si  $n$  est le nombre d'ions par centimètre cube le long d'un plan,  $\left[ n - \frac{dn}{dx} dx \right]$  le nombre d'ions par centimètre cube le long d'un plan parallèle au premier et distant de  $dx$  de celui-ci,  $\delta$  un coefficient dit coefficient de diffusion des ions : le nombre  $n_1$  des ions qui traversent, en une seconde, chaque centimètre carré du premier plan a pour expression :

$$n_1 = \delta_1 \frac{dn}{dx}.$$

Tout se passe comme si, en dehors de leur agitation thermique, tous les ions étaient animés d'un mouvement d'ensemble dont la projection de la vitesse sur la normale aux plans considérés serait :

$$V = \delta \frac{1}{n} \frac{dn}{dx};$$



et si  $u$  est la vitesse efficace des ions et  $\lambda$  leur chemin moyen, on a :

$$\delta = \frac{\lambda u}{3}.$$

Townsend a mesuré directement les coefficients de diffusion  $\delta_+$  et  $\delta_-$  des ions positifs et négatifs, en s'appuyant sur la remarque faite plus haut que la quantité d'ions qu'une surface conductrice plongée dans un gaz peut lui enlever dépend du coefficient de diffusion de ces ions.

Si on fait passer un gaz ionisé dans un tube métallique de diamètre assez faible pour que le nombre d'ions disparus par recombinaison soit petit vis-à-vis du nombre de ceux qui auront atteint la paroi, on pourra déduire du rapport de la charge électrique du gaz avant et après la sortie du tube la valeur du coefficient de diffusion des ions.

Le tableau ci-dessous fait connaître les valeurs des coefficients  $\delta_+$   $\delta_-$  et du rapport  $\frac{\delta_-}{\delta_+}$  pour un certain nombre de gaz à la température de 15° C. sous la pression atmosphérique.

GAZ.	$\delta_+$ .	$\delta_-$ .	$\frac{\delta_-}{\delta_+}$ .
Air .....	0,028	0,043	1,54
Azote .....	0,029	0,041	1,41
Anhydride carbonique .....	0,023	0,026	1,13
Hydrogène .....	0,123	0,190	1,54
Oxygène .....	0,026	0,039	1,58

Les coefficients  $\delta$  sont inversement proportionnels à la pression du gaz.

Les nombres d'ions recombinaison ou perdus par diffusion allant en augmentant avec leur nombre par centimètre cube, un état d'équilibre s'établit pour lequel leur nombre par centimètre cube demeure constant, si les causes d'ionisation demeurent les mêmes.

## III. — MOBILITÉ DES IONS

74. **Définition.** — Un ion d'hydrogène, composé d'une molécule et d'un électron, de masse 3 651 fois supérieure à celle de l'électron, partant du repos, à travers le vide, dans un champ de 1 volt par centimètre, acquerrait, après avoir parcouru un centimètre, une vitesse de 10 kilomètres par seconde environ.

S'il doit se déplacer dans une *atmosphère d'hydrogène*, en se frayant, à travers les autres molécules, un chemin long par rapport à son *libre parcours moyen*, il ne s'accélère plus. La vitesse est, à chaque instant, proportionnelle à l'intensité du champ et inversement proportionnelle à la pression du gaz. Si le champ est de 1 volt par centimètre et si le gaz est à la pression atmosphérique, elle est seulement de 7,95 centimètres par seconde. Cela tient à la grande viscosité du milieu et aux attractions et répulsions exercées par les ions entre eux. On appelle *coefficients de mobilité*  $K_+$  et  $K_-$  des ions positifs et négatifs les vitesses prises par eux dans un champ de 1 volt par centimètre lorsque le gaz a une pression déterminée.

75. **Mesure de la mobilité des ions positif (Zeleny).** — On fait passer un courant gazeux entre deux cylindres concentriques de rayons  $a$  et  $b$  maintenus à des potentiels  $V_1$  et  $V_0$ . Le gaz est ionisé

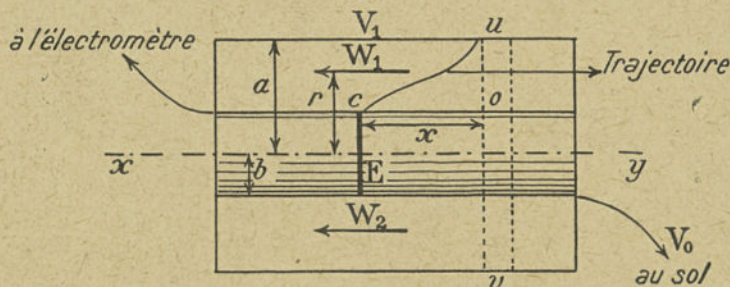


Fig. 26. — Expériences de Zeleny pour la mesure de la mobilité des ions.

par des rayons X qui traversent normalement les cylindres dans la région  $uv$  (fig. 26). Les ions produits sont entraînés :

1° Par les gaz qui se meuvent avec une vitesse  $W$  parallèlement à l'axe des cylindres, à la distance  $r$  de cet axe ;



2° Par la différence de potentiels  $V_1 - V_0$  maintenue entre eux, qui leur communique une vitesse  $w$  suivant les rayons communs aux deux cylindres. Cette dernière est proportionnelle à l'intensité  $I$  du champ. Nous pouvons écrire en désignant par  $K$  le coefficient de mobilité :  $w = KI$ .

L'intensité du champ en un point situé à la distance  $r$  de l'axe  $xy$  est une fonction de  $r$  définie par une formule classique, et nous aurons :

$$W = KI = \frac{K(V_1 - V_0)}{r \log_e \frac{a}{b}}.$$

L'équation de la trajectoire de l'ion est .

$$\frac{dx}{dt} = \frac{W}{w} = \frac{W r}{K[V_1 - V_0]} \log_e \frac{a}{b}.$$

La distance  $x_1 = oc$ , à laquelle l'ion parti du point  $u$  vient rencontrer le cylindre intérieur, est :

$$x_1 = \log_e \frac{a}{b} \frac{1}{K[V_1 - V_0]} \int_a^b W r dr$$

Or, désignons par  $W_0$  la vitesse moyenne du gaz, qui nous est connue par son débit. Nous avons :

$$\pi [a^2 - b^2] W_0 = 2 \pi \int_a^b W r dr,$$

d'où

$$K = \log_e \frac{a}{b} \frac{(a^2 - b^2) W_0}{2 (V_1 - V_0) x_1}.$$

Il suffit donc de déterminer expérimentalement le point  $x_1$ . Pour cela, on fait le cylindre intérieur en deux parties séparées par une rondelle d'ébonite. Celle de droite est reliée au sol, celle de gauche à une paire de quadrants d'un électromètre.

Cela fait, tant que la différence  $V_1 - V_0$  est suffisamment grande, aucun ion n'atteint la partie de gauche. On diminue alors

graduellement ( $V_1 - V_0$ ) jusqu'à ce que l'électromètre se charge.

Les ions négatifs sont plus mobiles que les ions positifs. Ce sont eux qui gagnent le plus rapidement le cylindre intérieur. Donc, si des rayons X ionisent le gaz comme ils produisent des ions de deux espèces, l'expérience précédente nous fait connaître le coefficient  $K_+$  des ions positifs.

76. Mesure de la mobilité des ions négatifs. — Pour mesurer le coefficient de mobilité  $K_-$ , il faut produire les ions en éclairant

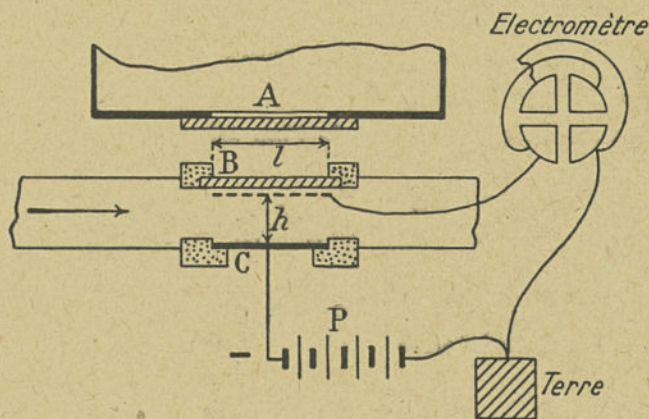


Fig. 27. — Mesure des vitesses des ions négatifs.

une surface métallique avec des rayons ultra-violet, ceux-ci étant incapables d'ioniser directement les gaz. La surface métallique émettra des électrons qui, en se combinant avec les molécules des gaz, produiront seulement des ions négatifs, à condition toutefois que le champ électrique soit très faible le long de la plaque métallique.

On se sert dans ce but de l'appareil représenté sur la figure 27. Une boîte A, pourvue d'une fenêtre B fermée par une plaque de quartz, contient une source de rayons ultra-violet.

BC est un tube rectangulaire. Dans sa partie centrale, on pratique une ouverture également rectangulaire, que l'on ferme avec une plaque de quartz B, sur laquelle est tracé un quadrillage argenté que l'on met en relation avec un électromètre. En face, on dispose une plaque de zinc C parallèle à la plaque de quartz B et ayant même dimension que son quadrillage.



Le tout est disposé devant la fenêtre A. On établit une différence de potentiel  $U$  entre le quadrillage et la plaque de zinc à l'aide d'une pile P dont le pôle libre est mis à la terre, et on lance un courant d'air dans le tube.

Soient  $l$  la longueur suivant l'axe du tube, du quadrillage et de la plaque de zinc et  $h$  leur distance.

La vitesse  $\omega$  prise par les ions normalement au tube est  $\omega = K - \frac{V}{H}$  et le temps  $t$  qu'ils mettent à franchir leur distance  $h$  est  $t = \frac{h^2}{K-V}$ .

Mais, si  $W$  est la vitesse du courant d'air, ils se déplaceront pendant le temps d'une longueur  $\lambda = \frac{Wh^2}{K-V}$ .

En réglant soit la vitesse du courant d'air, soit la différence de potentiel  $U$ , on rend la distance  $\lambda$  égale à la distance  $l$ , en faisant en sorte que l'électromètre cesse de se charger, mais que le moindre changement le fasse se recharger.

On a alors :

$$K_- = \frac{Wh^2}{Vl}$$

**77. Mesure directe des mobilités. Expériences de Langevin.** — Les mesures les plus précises sur les mobilités sont dues à Langevin. Elles reposent sur le principe suivant. Si, entre deux plaques métalliques parallèles AB et CD, on crée une ionisation à l'aide de rayons X dus à une seule décharge extrêmement courte d'une bobine, on peut suivre le déplacement ultérieur des ions libérés dans un champ électrique.

Si un champ  $x$  existe entre les deux lames, les ions positifs se déplaceront dans le sens du champ, vers AB par exemple, avec la vitesse d'ensemble  $K_+X$ , et les ions négatifs en sens inverse, avec la vitesse  $K_-X$ . L'ionisation étant pratiquement instantanée, il est facile de suivre le déplacement ultérieur des ions des deux signes produits dans le gaz, en renversant le champ  $X$ , un temps variable  $t$  après le passage de la radiation et en cherchant comment varie avec  $t$  la quantité totale d'électricité recueillie par AB.

Le tableau suivant fait connaître les valeurs des coefficients de mobilité pour quelques gaz à la pression atmosphérique :

GAZ.	K <sub>+</sub> .	K <sub>-</sub> .
	cm/sec.	cm/sec.
Argon.....	1,37	?
Azote.....	Valeur moyenne : 1,6	
Hélium.....	5,09	6,31
Hydrogène.....	6,70	7,95
Oxygène.....	1,36	1,80

L'ion négatif paraît se déplacer plus vite que l'ion positif. C'est que, probablement, son électron demeure libre un certain temps avant de se fixer sur une molécule et qu'alors, grâce à sa très faible masse, il circule beaucoup plus rapidement à travers les molécules que l'ion dont il fera ensuite partie. Or l'expérience ne nous fait connaître que la vitesse moyenne des électrons libres et des ions négatifs contenus dans un gaz.

78. **Influence de la pression sur la mobilité des ions.** — Elle a été étudiée par Langevin.

Voici comment varient les coefficients  $K_+$  et  $K_-$  dans l'air dans un champ de 1 volt par centimètre, avec la pression  $p$  de l'air exprimée en centimètres de mercure :

$p$ .	K <sub>+</sub> .	K <sub>-</sub> .	$\frac{pK_+}{76}$ .	$\frac{pK_-}{76}$ .
	cm/sec.	cm/sec.		
7,5	14,77	21,87	1,45	2,15
20,0	5,45	7,35	1,43	1,93
41,5	2,61	3,31	1,42	1,79
76,0	1,60	1,70	1,40	1,70
143,5	0,75	0,90	1,41	1,68

Pour l'ion positif, le produit  $pK_+$  demeure sensiblement constant, dans les limites de pressions indiquées. Pour l'ion négatif, le produit  $pK_-$  croît rapidement, dès que la pression tombe au-dessous de 20 millimètres de mercure.

Ceci est mis clairement en évidence par les courbes de la figure 28,



où l'on a porté en abscisses les pressions  $p$  et en ordonnées les produits  $pK_+$  et  $pK_-$ . Il est probable que le nombre d'électrons libres dans le gaz augmente à mesure que la pression diminue.

La mobilité des ions négatifs, plus grande que celle des ions positifs, a pour conséquence qu'un corps conducteur isolé à l'état

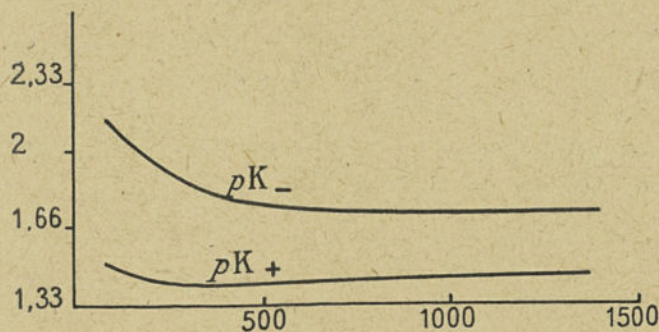


Fig. 28. — Variation de la mobilité des ions en fonction de la pression.

neutre, placé dans un gaz ionisé, prend une charge négative par rapport au gaz qui l'entoure, parce que les ions négatifs diffusent vers lui en plus grand nombre que les ions positifs.

79. **Relations entre le libre parcours, les mobilités et le coefficient de recombinaison.** — Langevin a établi ces relations par le procédé de la théorie cinétique des gaz.

Si  $\lambda$  est le libre parcours,  $u$  la vitesse moyenne d'agitation des ions et  $m$  sa masse, on démontre que l'on a :

$$K = \frac{\lambda e}{mu}$$

Nous avons obtenu précédemment pour le coefficient de diffusion l'expression :

$$\delta = \frac{\lambda u}{3}$$

Il en résulte que le rapport  $\frac{K}{\delta}$  est le même pour tous les ions et pour tous les gaz à la même température ; on a, en effet :

$$\frac{K}{\delta} = \frac{3e}{mu^2} = \frac{Me}{\omega},$$

M étant le nombre des molécules d'un gaz sous la pression  $\omega$ .  
A une même température, le rapport  $\frac{M}{\omega}$  est le même pour tous les gaz.

Le déplacement des ions dû à la mobilité est beaucoup plus grand que celui dû à la diffusion ; pour des champs de l'ordre de 100 volts par centimètre, il est 500 fois plus grand. Si on admet que chaque collision est suivie d'une recombinaison, on démontre que l'on a comme loi de recombinaison :

$$\frac{dp}{dt} = \frac{dn}{dt} = -4\pi(K_+ + K_-)pn,$$

$p$  et  $n$  étant comme précédemment les densités des deux électricités.

Mais, si seulement une fraction  $\varepsilon$  du nombre des collisions est suivie de recombinaison, on a :

$$\frac{dp}{dt} = \frac{dn}{dt} = -4\pi\varepsilon(K_+ + K_-)pn.$$

On retrouve la loi admise précédemment pour la recombinaison avec :

$$\alpha = 4\pi\varepsilon(K_+ + K_-).$$

*Langevin* a déduit de ses expériences la valeur de  $\varepsilon$ . Dans l'air sec, sous la pression atmosphérique, elle est voisine de 0,25, de sorte qu'il se produit environ une recombinaison sur quatre collisions.

Ce rapport  $\varepsilon$  doit aller en croissant et se rapprocher de l'unité quand la mobilité des ions diminue. Comme celle-ci varie en raison inverse de la pression du gaz,  $\varepsilon$  doit croître avec la pression. C'est ce que l'expérience montre :  $\varepsilon$  varie de 0,27 à 0,90 quand la pression passe de 1 à 5 atmosphères.



## IV. — GROSSEUR DES IONS.

80. **Attraction entre ions et molécules.** — Les centres portant des charges libres dans les gaz exercent une attraction électrostatique sur les molécules neutres voisines. On démontre (Langevin) que, si  $K'$  est le pouvoir inducteur spécifique du gaz,  $M$  le nombre des molécules par unité de volume, la force attractive exercée par un ion sur une molécule située à la distance  $r$  est :

$$f = \frac{K' - 1}{2 \pi M} \frac{e^2}{r^5}.$$

Le travail fourni par cette attraction quand la distance diminue depuis l'infini jusqu'à  $r$  :

$$W = \frac{K' - 1}{8 \pi M} \frac{e^2}{r^4}.$$

Comparons cette énergie  $W$  à l'énergie cinétique moyenne de la molécule :

$$\begin{aligned} \varpi &= \frac{1}{2} m u^2; \\ \frac{W}{\varpi} &= \frac{K' - 1}{12 \pi \varpi} \frac{e^2}{r^4}. \end{aligned}$$

$\varpi$  étant la pression du gaz.

Pour l'air  $k' = 1,0006$  pour  $\varpi = 10^6$ , d'où :

$$\frac{W}{\varpi} = \frac{4}{5} \times \frac{10^{-29}}{r^4}.$$

Or le diamètre d'une molécule est de l'ordre de  $\frac{1}{3} \times 10^{-7}$ , et si nous prenons ce nombre comme limite inférieure de la distance de la molécule au centre chargé :

$$\frac{W}{\varpi} = 6 \text{ environ.}$$

L'attraction du centre pour les molécules est donc assez grande pour maintenir en contact avec lui les molécules immédiatement voisines et d'autant plus énergiquement que le pouvoir inducteur de celles-ci est plus élevé.

Des mesures des coefficients de diffusion on déduit que, dans l'air comme dans les autres gaz, les agglomérations renferment moins de 10 molécules unies par l'attraction du centre électrisé.

D'une façon générale, plus grosse est la molécule, plus petit est le rapport de la grandeur de l'ion à celle de la molécule; pour de très grosses molécules, il est probable que l'ion et la molécule sont identiques. Le processus d'agrégation des molécules s'arrête plus vite à haute température; les ions sont plus simple dans ce cas.

81. **Électro-affinité.** — On avait admis tout d'abord que tout choc d'une molécule et d'un électron donnait lieu à un ion négatif. Il en résultait qu'il ne pouvait y avoir d'électrons libres dans les gaz. En fait, toutes les mesures de mobilité des ions négatifs ont été faites dans cette hypothèse. On ne tarda pas à se heurter à des phénomènes inexplicables; en particulier: tandis que la mobilité des ions positifs varie en raison inverse de la pression (Voy. plus haut), celle des ions négatifs est plus grande qu'il ne faudrait aux basses pressions, et tout se passe alors comme si le gaz contenait deux sortes de centres négatifs: des ions normaux et des électrons libres.

Des expériences de Franck et Haines ont depuis montré que, pour les gaz rares (argon, hélium), il était possible de déceler des électrons libres en très grand nombre jusque sous la pression atmosphérique, mais que la présence d'impuretés et surtout d'impuretés électro-négatives telles que l'oxygène entraînait leur disparition.

La nécessité est apparue de faire intervenir la nature chimique du gaz. J.-J. Thomson, qui l'avait pressentie, avait illustré le phénomène, sans l'expliquer, en acceptant que le choc d'un électron contre une molécule gazeuse n'entraînât pas à coup sûr la formation d'un ion négatif. Ce résultat serait seulement probable et le facteur de probabilité  $\frac{1}{n}$  serait une constante spécifique du gaz.



On pouvait déduire la valeur de  $n$  des expériences de Wahlin.

Gaz .....	$n$	Gaz .....	$n$ .
Azote.....	$\infty$	Air .....	$4,3 \cdot 10^4$
Hydrogène.....	$\infty$	Oxygène.....	$8,7 \cdot 10^3$
Oxyde de carbone ...	$1,6 \cdot 10^8$	Chlore.....	$< 2,1 \cdot 10^3$

Il résulte de ces nombres que la probabilité pour qu'un électron lent se transforme en ion négatif est pratiquement nulle dans l'hydrogène et dans l'azote; elle devient assez grande dans les gaz électro-négatifs comme l'oxygène et le chlore. En fait, on a constaté que dans l'air l'ion est exclusivement formé par des molécules d'oxygène; les molécules d'azote ne paraissent jouer aucun rôle dans la transformation des électrons libres en ions.

Le mot *électro-affinité* a été introduit pour exprimer cette plus ou moins grande facilité des atomes de se combiner à un électron pour donner un ion négatif.

L'examen de la configuration de l'édifice atomique suivant les conceptions de Bohr permet de se rendre compte, dans une certaine mesure, de ces différences.

L'atome de néon ou d'argon avec sa couche L de 8 électrons complètement fermée n'exerce à distance aucune attraction sur les électrons voisins.

Au contraire, les atomes de chlore ou de brome, dont la couche L ne contient que 7 électrons, tendent à construire l'édifice moléculaire le plus stable en fixant un électron libre.

**82. Intensité d'ionisation.** — L'expérience montre que, si intenses que soient les procédés d'ionisation employés, le nombre des ions formés est toujours très petit vis-à-vis du nombre total des molécules existantes.

On a déduit, par exemple, des expériences de condensation à la pression ordinaire que le nombre des ions formés est toujours inférieur à  $10^7$  par centimètre cube, alors que, d'après la théorie cinétique des gaz, le nombre de molécules par centimètre cube à cette pression est  $10^{19}$ , soit  $10^{12}$  fois plus.

La distance moyenne de deux ions est alors de l'ordre de  $10^{-2}$  centimètres, et à cette distance le champ produit par un ion est

extrêmement faible  $\frac{e}{r^2} = 2 \times 10^{-2}$  volts par centimètre.

## Bibliographie.

68. — FRANK et HERTZ, Ueber Kinetik von Elektronen und Ionen in Gasen (*Phys. Zeitschr.*, 1913, p. 1115 et 1916, p. 409 et 430).
72. — TOWNSEND, Electricity in Gases, ch. VI.  
E. RUTHERFORD, *Phil. Mag.*, 1905, p. 206.  
P. LANGEVIN, *Ann. de chim. et de phys.*, 1903, p. 433.  
P. LANGEVIN, *Comptes Rendus*, 1903, p. 177.  
R.-K. Mc CLUNG, *Phil. Mag.*, 1902, p. 283.
73. — TOWNSEND, Electricity in Gases, p. 74.  
P. LANGEVIN, *Ann. de chim. et de phys.*, 1905, p. 245.
74. — MARCEL LAPORTE, Recherches sur les mobilités des ions dans les gaz (*Bulletin de la Soc. Française de physique*, 18 février 1927).
75. — ZELENY, *Phil. Transac.*, 1900, p. 183.
77. — P. LANGEVIN, *C. R. A. S.*, 1902, p. 646 (*Annales de chimie et de physique*, 1903, p. 289).
81. — J. FRANK et R. POHL, *Deutsch. Phys. Gesellsch.*, 1907, p. 195 et 1910, p. 291 et p. 613.  
WAHLIN, Behavior of free electrons toward gas molecules (*Phys. Rev.*, 1922, p. 173); Motion of electrons in nitrogen (*Phys. Rev.*, 1924, p. 169).  
HAINES, Ionic mobilities in hydrogen (*Phil. Mag.*, 1912, p. 837 et 1915, p. 500).
-



## CHAPITRE VI

### POTENTIELS D'IONISATION ET POTENTIELS DE RÉSONANCE

#### I. — DÉFINITIONS.

83. **Atome excité et atome ionisé.** — Nous avons vu que, lorsqu'un électron ayant acquis une énergie  $eV$  après avoir franchi une différence de potentiel  $V$  rencontre un atome, il est capable si cette énergie  $eV$  dépasse une certaine valeur, soit de faire, sauter un électron optique de l'atome de son orbite normale sur une orbite plus éloignée du noyau et moins stable, soit d'arracher complètement cet électron de l'atome. Dans le premier cas, l'atome est resté électriquement neutre mais est passé de l'état normal à un état qui est dit *état d'excitation*; dans le second cas, l'atome est *ionisé* et constitue un ion positif.

L'expérience montre que l'état d'excitation est un état essentiellement transitoire et que l'atome revient très rapidement à son état normal en libérant sous forme de radiation lumineuse l'énergie qui lui avait été cédée au moment du choc par l'électron abordeur.

De même, quand l'ion positif capte un électron pour redevenir un atome normal, il émet des radiations correspondant soit au retour direct de l'électron depuis l'infini jusqu'à l'orbite normale, soit à cette neutralisation en plusieurs étapes, l'électron s'arrêtant successivement sur une série d'orbites de plus en plus stables.

84. **Potentiel de résonance et potentiel d'excitation.** — Nous appellerons *potentiel de résonance* la chute de potentiel  $V_r$  que



doit franchir l'électron primitivement au repos avant de pouvoir *exciter* par collision les atomes du gaz.

Nous appellerons *potentiel d'ionisation*  $V_i$  la différence de potentiels que doit franchir l'électron avant de pouvoir *ioniser* par collision les atomes du gaz.

L'expérience montre que les potentiels de résonance et d'ionisation sont parfaitement déterminés : pour une valeur aussi voisine que l'on veut, mais inférieure à  $V_n$ , l'excitation est rigoureusement nulle; il s'agit d'un phénomène discontinu. De même l'ionisation est rigoureusement nulle pour des potentiels inférieurs à  $V_i$ .

Nous nous limiterons à l'étude des potentiels d'ionisation correspondants aux chocs électroniques. Si on admet que les ions négatifs et positifs peuvent également donner lieu à des phénomènes d'ionisation par choc, on est amené à introduire des potentiels d'ionisation caractéristiques des ions; mais les résultats expérimentaux que l'on possède sur cette question manquent encore de netteté.

**85. Raies de résonance pure.** — Si l'électron optique a été projeté de son orbite normale sur l'orbite *immédiatement voisine*, au moment où l'état d'excitation cessera, il retombera nécessairement en une seule étape sur son orbite normale et, par conséquent, il ne pourra émettre qu'une radiation monochromatique.

Remarquons qu'à ce déplacement minimum de l'électron optique correspondra le plus petit des potentiels critiques (potentiels de résonance et d'ionisation).

Le phénomène de la résonance optique a été découvert par Wood sur la vapeur de mercure raréfiée.

La raie de résonance est la raie 2536 et le potentiel de résonance correspondant 4<sup>v</sup>,9.

Wood a constaté qu'il suffit d'exposer un ballon en quartz vidé et contenant de la vapeur de mercure très raréfiée à la radiation 2536 pour que le ballon devienne lui-même une source d'émission de la même radiation. La raie 2536 correspond au passage de l'orbite normale à l'orbite la plus voisine; elle ne peut être absorbée que si ce déplacement a lieu; mais réciproquement, d'après ce que nous avons dit plus haut, quand l'électron revient ensuite sur



l'orbite normale, il ne peut émettre que cette même raie. Ceci caractérise la résonance, et la raie 2536 est dite *raie de résonance*.

Ce phénomène a été également mis en évidence pour la vapeur de sodium (raies D), vapeur de césium (8493), pour l'hélium (10830). Quoique le phénomène de résonance n'ait pu être mis en évidence pour d'autres corps, on a pris l'habitude de regarder comme raies de résonance celles qui apparaissent isolément pour le potentiel critique le plus faible.

## II. — DÉTERMINATION DES POTENTIELS D'IONISATION ET DE RÉSONANCE.

86. **Méthode spectroscopique.** — La méthode consiste à observer le spectre d'un gaz dont les atomes sont excités par les électrons émis par un filament à l'incandescence et accélérés par des champs électriques croissants.

Sous le potentiel de résonance, on obtient la raie de résonance; sous les potentiels d'ionisation, les différentes raies correspondant au retour progressif de l'électron sur son orbite normale.

Une des principales difficultés de cette méthode est d'obtenir une intensité lumineuse suffisante, surtout quand on opère dans des gaz très raréfiés. Pour y parvenir, on peut concentrer la décharge à l'aide d'un champ magnétique extérieur dans une région étroite dont on projette l'image sur la fente du spectroscopie.

La figure 29 représente l'appareil utilisé par Horton et Davies, dans

lequel la décharge est maintenue entre le filament F et l'anode A.

87. **Méthode électrique.** — Elle consiste à observer comment

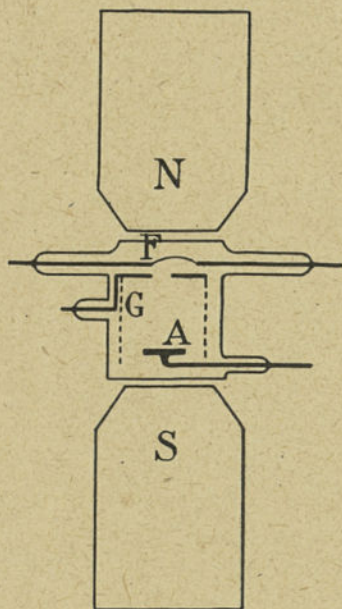


Fig. 29. — Méthode de mesure des potentiels d'ionisation (Horton et Davies).

varie le courant qui traverse un gaz exposé au bombardement d'une source d'électrons d'intensité constante, quand la différence de potentiel à laquelle est soumise le gaz varie.

On trace la courbe du courant obtenu. Chaque fois que la différence de potentiels atteint une valeur de potentiel d'ionisation, il y a production de nouveaux ions, et la courbe du courant présente un point anguleux.

Les potentiels de résonance, quoique ne correspondant pas à la production de centres électrisés, donnent cependant naissance à un accident sur la courbe : la conductibilité du gaz variant alors, non pas par changement du nombre des ions en mouvement, mais

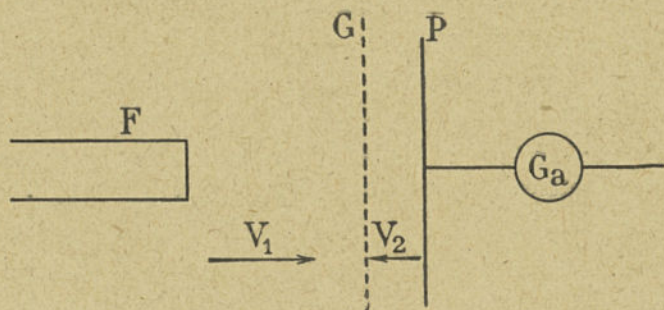


Fig. 30. — Mesure des potentiels d'ionisation par la méthode de Franck et Hertz.

par suite de la variation de leur mobilité due à leur perte de force vive.

On prend comme source d'électrons soit un filament incandescent, soit une plaque métallique exposée à des radiations ultraviolettes.

a. *Méthode de Franck et Hertz.* — L'appareil figure 30 comprend une source d'électrons F, une grille G et une plaque collectrice, dans le circuit de laquelle se trouve un galvanomètre Ga. Le potentiel variable  $V_1$  est établi entre le filament et la grille et entraîne les électrons vers la grille.

Entre la grille et la plaque P est établie une différence de potentiels fixe retardataire  $V_2$  et que l'on suppose plus petite que le potentiel d'ionisation à mesurer.

Tant que  $V_1$  est plus petit que  $V_2$ , aucun électron ne peut parvenir jusqu'à la plaque. A partir de  $V_1 = V_2$ , le galvanomètre



commence à enregistrer un courant d'électrons qui augmente en même temps que  $V_1$ .

Au moment où  $V_1$  atteint la valeur du potentiel d'ionisation,

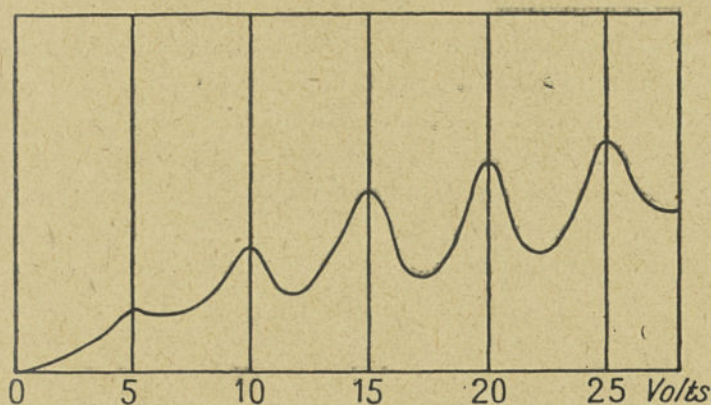


Fig. 31. — Mesure des potentiels d'ionisation.

la vitesse des électrons se trouve annulée au voisinage de G, et ils ne peuvent plus remonter le potentiel  $V_2$  pour atteindre la plaque : le courant mesuré au galvanomètre subit une brusque diminu-

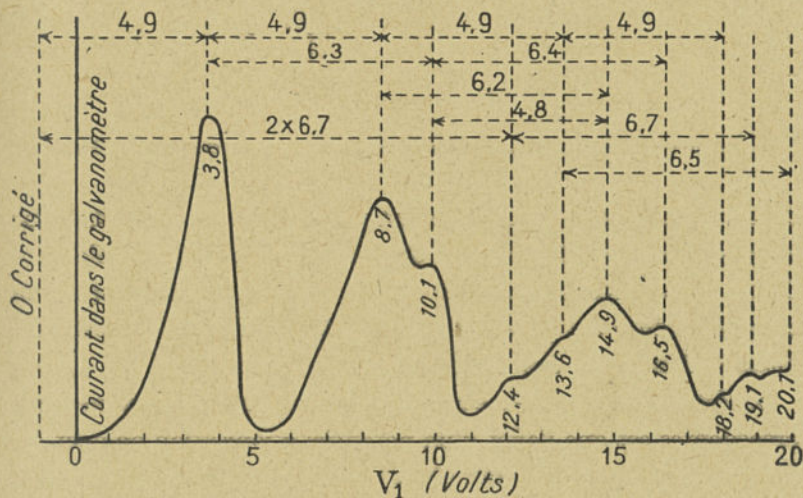


Fig. 32. — Répartition des potentiels d'ionisation de la vapeur de mercure.

tion. Puis, quand  $V_1$  continue à croître, la région d'ionisation se rapproche du filament ; les électrons arrivent sur la grille avec des

vitesses croissantes et atteignent de nouveau la plaque P. De nouvelles chutes brusques de courant seront enregistrées quand  $V_1$  prendra des valeurs égales à deux, trois, etc., fois la valeur du potentiel d'ionisation.

La courbe de courant a la forme représentée figure 31.

Supposons, au contraire, que  $V_2$  soit grand par rapport au potentiel à mesurer. Aucun électron ne peut atteindre la plaque; mais, quand  $V_1$  devient égal au potentiel d'ionisation, les ions positifs formés au voisinage de la grille atteignent la plaque, le galvanomètre enregistre un courant d'ions positifs. Chaque fois que la valeur de  $V_1$  passe par une valeur de potentiel d'ionisation, on

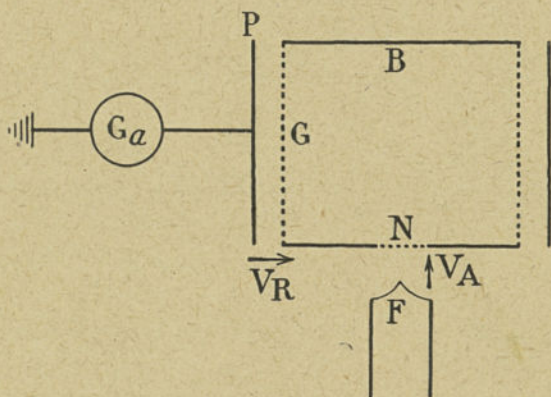


Fig. 33. — Mesure des potentiels de résonance par la méthode de Hertz.

observe un coude dans la courbe du courant enregistrée par le galvanomètre. On obtient des courbes telles que celle de la figure 32 relative à la vapeur de mercure. Sur cette courbe, une correction du 0 des potentiels a été faite pour tenir compte de la vitesse d'émission des électrons par le filament.

b. *Méthode de Hertz.*—Le reproche qu'on peut faire aux méthodes précédentes est que l'effet d'un potentiel d'ionisation ne peut être observé que superposé aux effets produits par les potentiels d'ionisation plus faibles. Nous décrirons deux méthodes récentes de Hertz, l'une pour la mesure des potentiels de résonance, l'autre pour la mesure des potentiels d'ionisation dans laquelle il s'est affranchi de cette difficulté.



Pour les potentiels de résonance, Hertz utilisa le dispositif de la figure 33. Les électrons émis par un filament F sont accélérés par le potentiel  $V_A$  existant entre le filament et un cylindre B, dans lequel ils pénètrent à travers la grille N. La surface latérale du cylindre est constituée par une grille G. Une plaque collectrice cylindrique P reliée au galvanomètre Ga enveloppe le tout. Entre G et P, on établit un potentiel retardateur  $V_r$ . On caractérise le potentiel de résonance par l'existence dans le gaz, à ce moment, d'électrons de vitesse nulle. Pour cela, on donne à  $V_r$  une valeur extrêmement faible 0,1 volt par exemple et qui n'est capable d'arrêter que les électrons de vitesse nulle ou du moins très faible (inférieure à 0,1 volt). La différence des courants recueillis entre G et P en

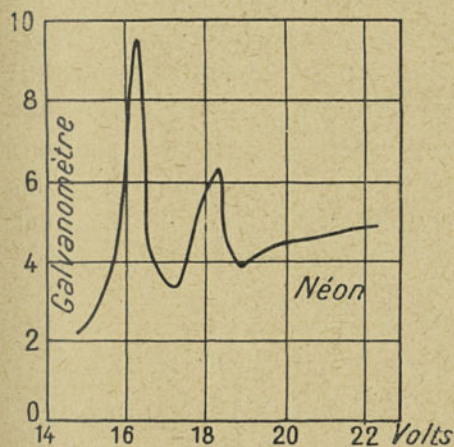


Fig. 34. — Répartition des potentiels de résonance du néon.

les électrons de vitesse nulle ou du moins très faible (inférieure à 0,1 volt). La différence des courants recueillis entre G et P en

est caractérisée par la présence d'un maximum dans la courbe du galvanomètre.

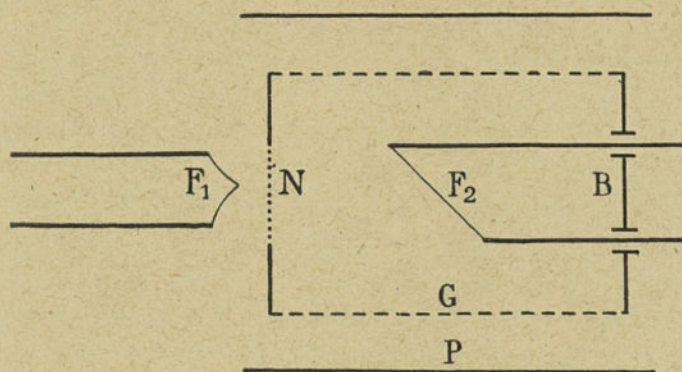


Fig. 35. — Mesure des potentiels d'ionisation par la méthode de Hertz.

l'absence et en présence de  $V_r$  donne une mesure du nombre de ces électrons. Cette différence passe par un maximum chaque fois

que le potentiel  $V_x$  passe par une valeur de potentiel critique.

On obtient des courbes telles que celles de la figure 34 relatives au néon.

Cette méthode est inutilisable pour les potentiels d'ionisation ; la suivante, au contraire, ne convient qu'à ceux-ci. Hertz utilise le dispositif de la figure 35, qui ne diffère du précédent que par la présence d'un second filament incandescent  $F_2$  dont le pôle positif est relié au cylindre RG. On établit entre le pôle négatif de  $F_2$  et la plaque P une différence de potentiel suffisante pour recueillir

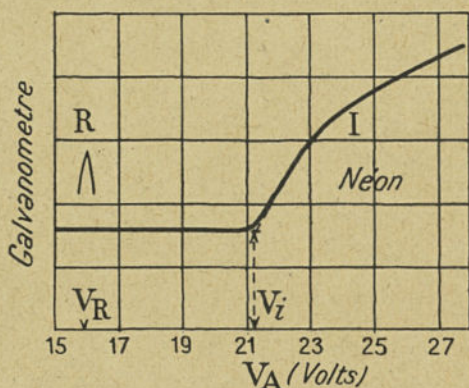


Fig. 36. — Mesure des potentiels d'ionisation par la méthode de Hertz.

le courant de saturation du filament  $F_2$ ; ce courant n'est plus alors limité que par la charge d'espace.

Aussitôt que le potentiel d'ionisation est atteint, les ions positifs formés neutralisent partiellement cette charge d'espace, et le courant recueilli augmente beaucoup.

Au contraire, le passage par le potentiel de résonance n'a pas d'influence sur le courant électronique ; comme le montre la courbe de la figure 36, qui est relative au néon, l'embryon de courbe R marque l'emplacement du potentiel de résonance.

88. **Méthode photoélectrique.** — Une autre méthode, utilisée en particulier par Franck et Einsporn, consiste à faire tomber les radiations produites au moment des chocs électroniques sur une électrode reliée à un galvanomètre et à mesurer le courant photoélectrique produit. La courbe du courant ne présentera des discontinuités que pour les valeurs du potentiel capables d'exciter une résonance.

89. **Application à un cas particulier : le mercure.** — A cause de la facilité avec laquelle il peut être obtenu à l'état de vapeur et très pur, le mercure a été particulièrement étudié. Nous donnerons pour illustrer les méthodes précédentes, quelques dé-



taills sur les potentiels de résonance et d'ionisation de ce corps.

Dans la notation de Bohr, la répartition des électrons sur les différentes orbites de l'atome de mercure est la suivante :

$$\begin{array}{c} 1_1 \mid 2_1 \cdot 2_2 \mid 3_1 \cdot 3_2 \cdot 3_3 \mid 4_1 \cdot 4_2 \cdot 4_3 \cdot 4_4 \mid 5_1 \cdot 5_2 \cdot 5_3 \cdot 5_4 \cdot 5_5 \mid 6_1 \\ 2 \mid 4 \quad 4 \mid 6 \quad 6 \quad 6 \mid 8 \quad 8 \quad 8 \quad 8 \mid 6 \quad 6 \quad 6 \mid 2. = 80. \end{array}$$

Il possède donc deux électrons de valence (bivalent).

Son spectre comporte deux systèmes de séries : un système de

N° DE référence.	POTENTIEL OBSERVÉ.	POTENTIEL calculé.	INTENSITÉ émise.	NOTATION de la raie.	LOI de la raie correspondante.	REMARQUE.
1	4,68	4,66	Forte.	1 S — 2 p <sub>3</sub>		
2	4,9	4,86	Forte.	1 S — 2 p <sub>2</sub>	2 557	
3	5,32	5,28-34	Faible.		2 338-13	Bande d'absorption moléculaire.
4	5,47	5,43	Faible.	1 S — 2 p <sub>1</sub>		
5	5,76	5,73	Forte.	2 p <sub>3</sub>		Ionisation de l'atome excité.
		5,77			2 140	Bande absorpt. moléc.
6	6,04		Faible.			λ = 2 043 calculé.
7	6,30		Faible.			λ = 1 959 calculé.
8	6,73	6,67	Moy.	1 S — 2 p	1 849,6	
9	7,12		Faible.			λ = 1 733 calculé.
10	7,46		Moy.			λ = 1 654 calculé.
11	7,73	7,69	Moy.	1 S — 2 s		
12	8,35		Faible.			λ = 1 447 calculé.
		8,58		1 S — 3 p <sub>2</sub>		
13	8,64		Faible.			
		8,58		1 S — 3 p <sub>3</sub>		
		8,79		1 S — 3 P		
14	8,86	,80-82	Moy.	1 S — 3 d <sub>1,2,3</sub>		
		8,80		1 S — 3 p <sub>1</sub>		
18	10,38	10,39	Moy.	1 S		Ionisation de l'atome normal.

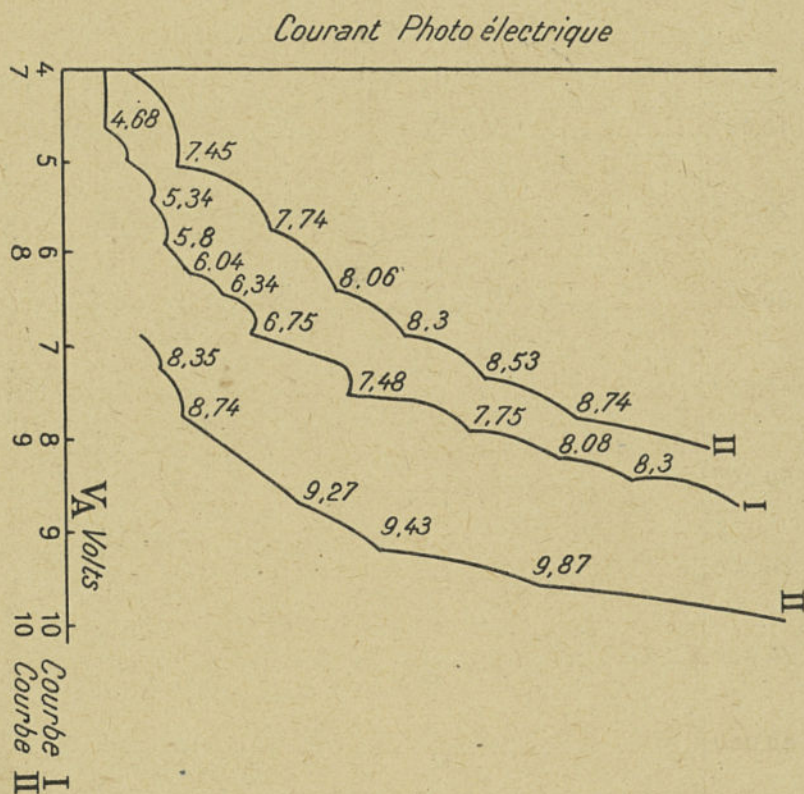
raies simples et un système de triplets. Le premier se désigne par des lettres majuscules : S, P ; le second, par des lettres minuscules :

p<sub>1</sub>, p<sub>2</sub>, p<sub>3</sub>.

Le tableau ci-dessus donne les potentiels critiques du mercure d'après les expériences de Franck et Einsporn et correspond aux courbes de courant de la figure 37 (méthode photo-électrique).

Enfin on a représenté sur le diagramme 38 les différents niveaux d'énergie que peut occuper l'électron, chaque niveau correspondant

à un terme des séries de raies du spectre. On a pris comme mesure des énergies les fréquences spectroscopiques qui leur correspondent d'après la relation d'Einstein :  $W = h\nu$ . Le niveau normal de l'électron est en bas du diagramme. Si on suppose que l'énergie de l'électron est nulle quand il est rejeté à l'infini, la valeur de



l'énergie correspondant au niveau normal donne la plus petite valeur du potentiel d'ionisation. Les lignes verticales terminées par des flèches indiquent les changements d'état possibles. Celles terminées par une flèche vers le haut correspondent à un gain d'énergie de l'atome ; celles terminées par une flèche dirigée vers le bas, à une perte.

Les orbites les plus rapprochées de l'orbite normale  $1S$  sont celles du triplet  $2p_1, 2p_2, 2p_3$ .



La raie 2536 de notation  $1S-2p_2$ , qui correspond au potentiel 4,86 volts, est une raie de résonance donnant lieu au phénomène de résonance très net que nous avons décrit précédemment. On ne s'explique pas encore aujourd'hui pourquoi les deux raies  $\lambda = 2\ 656$  de notation  $1S-2p_3$  et  $\lambda = 2\ 271$  de notation  $1S-2p_1$

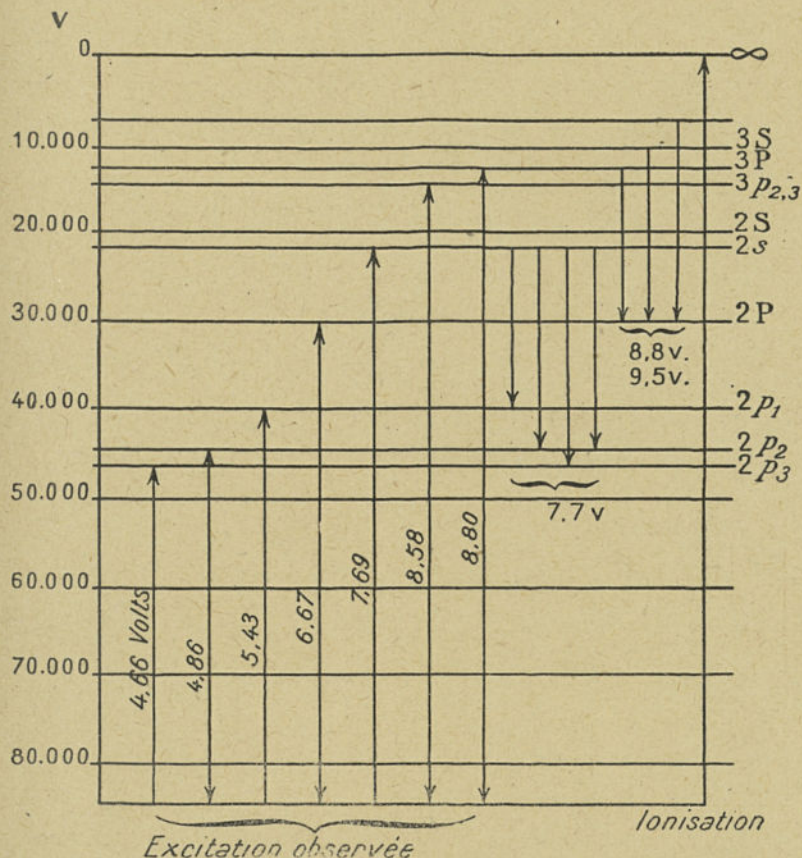


Fig. 38. — Potentiels d'ionisation et spectre de lignes du mercure.

correspondant aux deux potentiels 4,68 et 5,47 volts mis en évidence par Franck et Einsporn, n'ont jamais pu être constatées ni en émission, ni en absorption.

Le niveau suivant est le niveau  $2P$  : il lui correspond la raie  $\lambda = 1\ 849$  de notation  $1S-2P$ .

Le principe de sélection de Bohr interdisant à un électron écarté sur le niveau  $2P$  et revenant au niveau normal  $1S$ , de s'ar-

rêter au passage sur le niveau  $2p_2$ , la raie  $\lambda = 1849$  devrait être une raie de résonance pure; en réalité, l'expérience montre que, si l'on excite la vapeur de mercure par la radiation 1849, on a à la fois émission de la radiation 1849 et de la radiation 2536.

A la même série que la raie  $\lambda = 2536$  ( $1S - 2p_2$ ) appartiennent les raies  $\lambda = 1436$  ( $1S - 3p_2$ ) et la raie  $\lambda = 1308$  ( $1S - 4p_2$ ).

A la même série que la raie  $\lambda = 1849$  ( $1S - 2P$ ) appartiennent la raie  $\lambda = 1403$  ( $1S - 3P$ ) et la raie  $\lambda = 1269$  ( $1S - 4P$ ).

Le terme  $1S - 2s$  ne semble pas correspondre à une raie connue.

Deux potentiels 5,32 et 5,76 volts correspondent à deux bandes d'absorption observées et qui peuvent être attribuées à une molécule instable de mercure.

Le potentiel 5,7 volts a été considéré par Elridge comme correspondant à l'ionisation de l'atome de mercure déjà excité; enfin le potentiel 10,38 volts correspond à l'ionisation de l'atome normal de mercure et à l'apparition de tout le spectre d'arc.

Nous voyons donc que, sur les dix-huit potentiels critiques observés par Franck et Einsporn, il n'y en a plus que cinq qui demeurent inexpliqués.

#### 90. Potentiels d'ionisation des différents corps à l'état gazeux.

Hydrogène... 13,54	Mercure ..... 10,39	Soufre ..... 10,31
<i>Groupe I.</i>	<i>Groupe III.</i>	Sélénium .... 12,7
Lithium .... 5,368	Bore ..... 8	Chrome..... 6,74
Sodium ..... 5,116	Aluminium... 5,96	Molybdène ... 7,35
Potassium .. 4,321	Gallium ..... 5,97	<i>Groupe VII.</i>
Cuivre..... 7,691	Indium ..... 5,76	Iode ..... 10
Rubidium... 4,159	Thallium .... 6,08	Chlore ..... 13,2
Argent ..... 7,542	<i>Groupe IV.</i>	Brome..... 12,5
Cæsium..... 3,877	Plomb..... 7,39	<i>Groupe VIII.</i>
Or..... 9,198	<i>Groupe V.</i>	Fer ..... 7,4
<i>Groupe II.</i>	Azote ..... 10,8	<i>Groupe O.</i>
Magnésium.. 7,61	Bismuth ..... 8	Hélium ..... 24,5
Calcium .... 6,09	Antimoine .. 9	Néon ..... 21,5
Zinc..... 9,35	Arsenic ..... 11,5	Argon ..... 15,2
Strontium .. 5,67	<i>Groupe VI.</i>	Xénon..... 10,9
Cadmium ... 8,95	Oxygène ..... 13,56	Krypton .... 12,7
Baryum..... 5,19		

#### 91. Spectres d'arc de seconde espèce. — Certains corps, comme le



thallium, le néon, présentent deux spectres d'arc. On en donne l'explication suivante.

Pour le thallium, la répartition des électrons sur les différentes orbites de l'atome est :

$$\begin{array}{c}
 1_1 \mid 2_1 \cdot 2_2 \mid 3_1 \cdot 3_2 \cdot 3_3 \mid 4_1 \cdot 4_2 \cdot 4_3 \cdot 4_4 \mid 5_1 \cdot 5_2 \cdot 5_3 \cdot 5_4 \cdot 5_5 \mid 6_1 \cdot 6_2 \\
 2 \mid 4 \quad 4 \mid 6 \quad 6 \quad 6 \mid 8 \quad 8 \quad 8 \quad 8 \mid 6 \quad 6 \quad 6 \quad \quad \quad \mid 2 \quad 1 = 81
 \end{array}$$

Le spectre normal du thallium résulte du déplacement de l'électron de l'orbite  $6_2$ ; le potentiel d'ionisation correspondant est 6,04 volts.

Mais il peut arriver qu'un choc électronique agisse sur un des électrons de l'orbite  $6_1$ , très voisin de l'orbite  $6_2$ .

Nous aurons alors un spectre d'arc dit de seconde espèce avec un potentiel d'ionisation correspondant de 12,4 volts.

Pour le néon, la répartition des électrons est la suivante :

$$\begin{array}{c}
 1_1 \mid 2_1 \cdot 2_2 \\
 2 \mid 4 \quad 4 \mid = 10.
 \end{array}$$

Des 8 électrons de la couche extérieure, 4 circulent sur des orbites elliptiques  $2_1$ , et 4 sur des orbites circulaires  $2_2$ . Suivant qu'un choc électronique intéressera un électron des orbites  $2_1$  ou des orbites  $2_2$ , nous aurons émission de deux spectres d'arc différents, et nous constaterons l'existence de deux potentiels d'ionisation. Dans ce cas, la différence entre ces deux potentiels est très faible, 0,1 volt, de l'ordre des erreurs d'expérience, mais il lui correspond une différence de fréquence  $\Delta\nu = 782$ , qui peut être constatée entre toutes les raies homologues des deux spectres.

### III. — ACTION DES CHOCS ÉLECTRONIQUES SUR LES ATOMES DÉJÀ EXCITÉS OU IONISÉS.

#### 92. Action d'un choc électronique sur un atome déjà excité.

**Temps de relaxation.** — Nous avons vu qu'un électron écarté de son orbite normale  $1S$  jusqu'à l'orbite  $2 p_2$ , revenait immédiatement à sa position d'équilibre en émettant la raie de résonance



1S — 2  $p_2$ . Le temps qu'il met pour effectuer ce retour s'appelle *temps de relaxation*.

Wien s'est proposé de déterminer son ordre de grandeur dans le cas de la vapeur de mercure. Pour cela, il a produit dans un tube à vide des rayons canaux dont il étudie la propagation au delà de la cathode dans un espace où le champ électrique est nul. La luminosité, maximum au voisinage de la cathode, va en s'atténuant suivant une loi exponentielle dont on déduit le temps de relaxation cherché. On trouve pour  $t$  une valeur de l'ordre de  $10^{-8}$  seconde. Notons que ce temps n'a rien de commun avec le temps T que dure l'émission de la radiation de résonance, qui est beaucoup plus long. En effet, la radiation émise au moment du retour de l'électron sur son orbite normale est immédiatement absorbée par un atome voisin, qui l'emmagasine pendant un temps  $t$  et la transmet à son tour; ce phénomène de transmission dure jusqu'à ce que la radiation se soit échappée à travers la paroi du récipient qui enferme le gaz.

On peut se demander si, pendant ce temps  $t$ , si court, l'atome excité peut recevoir un second choc électronique susceptible de l'amener à un état d'excitation plus élevé ou même de l'ioniser. Rien ne s'y oppose, mais la probabilité est extrêmement faible, et, en pratique, dans les expériences usuelles, l'ionisation par chocs cumulatifs ne semble pas entrer en ligne de compte vis-à-vis de l'ionisation par choc unique.

**93. Action d'un choc électronique sur un atome ionisé. Spectres d'ordre supérieur.** — Pendant tout le temps qui s'écoule entre la formation d'un ion positif et sa recombinaison, celui-ci est dans un état stable assez comparable à celui de l'atome neutre. Sous l'effet d'un choc électronique, un second électron peut être soit écarté momentanément de sa position normale, soit arraché complètement à l'édifice atomique; nous pourrions donc mesurer des potentiels de résonance et d'ionisation de l'ion positif. Ces potentiels seront plus grands que ceux correspondants de l'atome neutre.

L'ion positif ionisé émettra un spectre d'arc qui est appelé *spectre d'ordre supérieur* ou *spectre d'étincelle* de l'atome neutre; ce spectre prend, en effet, naissance dans la décharge électrique sous forme



d'étincelle, où les différences de potentiel sont beaucoup plus élevées que celles qui suffisent à entretenir l'arc.

On doit s'attendre à ce que le spectre d'étincelle d'un corps de nombre atomique présente des analogies avec le spectre d'arc du corps de nombre atomique  $Z - 1$ , et c'est effectivement ce que l'examen de ces spectres confirme.

Par exemple, le spectre d'étincelle de l'hélium est identique, à celui de l'hydrogène, dont tous les termes auraient été multipliés par 4. Le premier potentiel de résonance de  $He+$  est 41 volts et le potentiel d'ionisation 54,2.

Une chute de potentiel de  $54,2 + 24,5 = 78,7$  volts sera donc nécessaire à l'électron pour réaliser la double ionisation par une seule collision. Ainsi Rau avait observé, dès 1914, que la raie d'étincelle  $\lambda = 4686$  était produite aux environs de 80 volts.

Pour les corps du groupe II, par exemple, on trouve les valeurs suivantes :

ÉLÉMENTS.	IONISATION atome normal 1S volts.	EXCITATION ion (1S-2p <sub>2</sub> ).	IONISATION ion 1s.	IONISATION et excitation 1S+1s-2 p <sub>2</sub>	DOUBLE ionisation 1S+1s.
Magnésium.....	7,61	4,4	14,97	12,01	22,58
Calcium .....	6,09	3,1	11,82	9,19	17,91
Zinc.....	9,35	6,1	18,21	15,45	27,56
Strontium .....	5,67	3	10,98	8,67	16,65
Cadmium.....	8,95	5,8	17,31	14,75	26,26
Baryum .....	5,19	2,7	9,96	7,89	15,15
Mercure .....	10,39	»	20	»	30
Radium .....	5 (?)	3,2	10,23	8,2	15 (?)

94. Spectres d'étincelle d'ordre supérieur. — Si les chutes de potentiel auxquelles sont soumis les électrons augmentent encore, ceux-ci peuvent extraire de l'atome 3, 4, etc., électrons, et on a production de *spectres d'étincelles d'ordre supérieur*. La détermination des potentiels de résonance et des potentiels correspondants devient très difficile, et on a peu de données sur ce sujet.

Paschen a reconnu le spectre de l'aluminium deux fois ionisé  $Al^{++}$  et Fowler celui du silicium trois fois ionisé  $Si^{+++}$ . Millikan a attribué une raie de l'ultra-violet au phosphore quatre fois

ionisé  $P^{+++}$ . Les potentiels d'ionisation correspondants sont les suivants :

Magnésium .....	+	14,97
Aluminium .....	++	28,32
Silicium .....	+++	44,95
Phosphore.....	++++	64

Déjardin a trouvé pour le mercure que quelques raies d'étincelles apparaissent à 20 volts, puis d'autres entre 30 et 45 volts, ce qui fait supposer que le spectre du mercure sous forte excitation contient des raies appartenant à diverses espèces d'ions.

Enfin Déjardin a donné pour les gaz rares les nombres suivants :

	Vr.	Vi.	Vi+.	Vi++.
Argon .....	11,5	15,2	34,0	70
Crypton .....	9,7	12,7	28,2	59
Xénon.....	8,9	10,9	24,2	51

95. **Spectres de rayons X.** — Si la chute de potentiel à laquelle sont soumis les électrons devient suffisante pour leur communiquer des vitesses de l'ordre de celles des rayons cathodiques, leur choc contre les atomes gazeux donnera naissance à toutes les radiations qui se trouvent rangées entre l'ultra-violet de Schumann et les rayons Röntgen proprement dits, mais, les potentiels correspondants variant entre quelques volts et quelques centaines de volts.

#### IV. — ABSORPTION DES RADIATIONS PAR LES ATOMES DÉJÀ EXCITÉS.

96. **Expériences de Füchtbauer.** — Nous avons vu, à propos des phénomènes de résonance pure, que l'atome normal, c'est-à-dire celui dont l'électron optique se trouve sur l'orbite normale 1 S, ne pouvait absorber que des radiations du type 1 S —  $m\alpha$ , c'est-à-dire de la série principale.



On démontre que, d'une manière analogue, un atome excité dont l'électron optique s'est trouvé transporté sur l'orbite  $2 p_2$  par exemple ne peut absorber que des radiations du type  $2 p_2 - mx$ , c'est-à-dire des séries secondaires.

Une expérience de Führtbauer prouve nettement ce phénomène. De la vapeur de mercure sous une pression de quelques millièmes de millimètre est enfermée dans un tube de quartz scellé. Celui-ci est placé suivant l'axe d'un second tube concentrique. Dans l'espace annulaire, on fait jaillir un arc dans la vapeur de mercure, très intense. Si on examine au spectroscopie le gaz contenu dans le tube central, on constate qu'il émet un spectre d'arc complet, quoique n'étant soumis à aucune excitation électrique. Ceci peut être expliqué de la manière suivante : parmi les raies de la série principale émises par l'arc de l'espace annulaire, quelques-unes, en particulier la raie 2 536, traversent la paroi de quartz; elles sont absorbées par les atomes neutres de la vapeur contenue dans le tube intérieur, les électrons optiques de ces atomes étant transportés sur l'orbite  $2 p_2$ . Pendant leur temps de relaxation, ces atomes excités deviennent alors capables d'absorber des radiations des séries secondaires émises par l'arc et qui ont traversé le tube de quartz.

Ces radiations sont de la forme  $[2 p_2 - mx]$ . Le terme  $mx$  doit être de l'une des quatre formes  $ms$ ,  $mS$ ,  $md$ ,  $mD$ ; il y a donc quatre orbites sur lesquelles l'électron d'un atome déjà excité peut être transporté par une excitation au deuxième degré.

97. **Ionisation cumulative.** — Les atomes deux fois excités deviennent alors capables d'absorber, pendant leur temps de relaxation, de nouvelles espèces de radiations, et ainsi de suite.

Le retour à l'état normal de ces atomes, qui ont ainsi atteint les types d'excitation les plus variés, donne lieu à l'émission d'un spectre analogue au spectre d'arc.

Si, comme nous l'avons vu plus haut, l'influence des chocs successifs est peu importante, il n'en est pas de même de l'influence combinée des chocs et du rayonnement de ce qu'on peut appeler l'*ionisation cumulative mixte*. Nous en verrons les conséquences quand nous aurons à étudier les arcs à bas voltage.



## V. — POTENTIELS CRITIQUES DES MOLÉCULES.

98. **Spectres de bandes.** — Si l'explication des potentiels critiques que révèle la méthode des chocs électroniques est relativement aisée quand il s'agit de gaz ou de vapeurs monoatomiques, comme le mercure ou les gaz rares, il n'en est pas de même dans le cas des gaz polyatomiques (azote, oxygène, hydrogène). Cela tient d'abord au fait que l'on n'a jusqu'ici aucun schéma satisfaisant de la constitution interne de la molécule, même dans le cas le plus simple, celui de la molécule d'hydrogène, et ensuite parce que le nombre des phénomènes différents auxquels peut correspondre un potentiel critique est beaucoup plus grand : résonance ou ionisation de la molécule, dissociation de la molécule en atomes neutres, ou en atomes, les uns excités, les autres ionisés, etc.

Il en résulte que l'étude des potentiels critiques des molécules en est encore à ses débuts.

Le spectre des molécules est formé de bandes ; toutes les fois que l'analyse spectroscopique mettra en évidence un spectre de cette nature, nous admettrons en conséquence qu'un phénomène intéressant la construction moléculaire est intervenu.

99. **Dissociation des molécules en atomes sous l'influence de la chaleur.** — Lorsque l'on veut reconnaître si un phénomène est d'origine atomique ou moléculaire, on procède de la manière suivante. On s'appuie sur le fait que les températures élevées provoquent la dissociation des molécules en atomes, et on étudie la variation du phénomène en fonction de la température. La proportion du nombre des atomes libérés au nombre des molécules allant en augmentant avec la température, si l'intensité du phénomène croît dans le même sens, c'est qu'il est d'origine atomique ; si elle décroît, c'est qu'il est d'origine moléculaire. C'est ainsi que l'hydrogène et l'azote ont été étudiés dans des fours à tungstène permettant d'élever la température jusqu'à 2 500°.

Lorsque, comme dans le cas du mercure, on constate la présence de bandes dans le spectre d'un gaz monoatomique, on doit les attribuer à la présence de molécules métastables.

100. **Ordre de grandeur des potentiels critiques des molécules.** — Nous n'insisterons pas davantage sur cette question, et nous donne-



rons, en terminant, l'ordre de grandeur des potentiels correspondant à la dissociation des molécules en atomes.

Langmuir a déterminé théoriquement que, dans le cas de l'hydrogène, ce travail de dissociation devait correspondre à un potentiel de 3,5 volts par molécule. Ce nombre n'a pu être déterminé expérimentalement directement, mais on a constaté entre 14,9 et 16,7 volts neuf potentiels critiques de l'hydrogène qui dépassent de 3,16 volts les potentiels de résonance d'ordre de 2 à 6 de l'hydrogène, et on peut admettre qu'ils correspondent à la dissociation de la molécule en atomes et à l'excitation de l'un de ceux-ci.

La molécule d'azote est particulièrement stable. Langmuir a établi que son potentiel de dissociation devait être supérieur à 10 volts ; pour l'oxygène, des considérations thermo-chimiques le fixent aux environs de 5 volts.

### Bibliographie.

83. — LÉON BLOCH, Ionisation et résonance des gaz et des vapeurs, Paris, 1925.  
COMPTON et MOHLER, Critical Potentials (*Bulletin of the National Research Council*, septembre 1924).
85. — WOOD, On selective reflexion, scattering and absorption by resonating gaz molecules (*Phil. Mag.*, 1912, p. 689, et 1917, p. 177).  
FRANCK et HERTZ, *Verh. d. d. phys. Ges.*, 1914, p. 512.
86. — HORTON and DAVIES, *Roy. Soc. Proc.*, 1922, p. 131.
87. — FRANCK et HERTZ, *Verh. d. d. phys. Ges.*, 1914, p. 10.  
HERTZ, *Zeits. f. Phys.*, 1923, p. 307.
88. — FRANCK et EINSPOHN, *Zeits. f. Phys.*, vol. II, p. 18, 1920.
89. — Le spectre du mercure au-dessous du potentiel d'ionisation (*Physical Review*, juin 1924).
- 91-92. — LÉON BLOCH, *loc. cit.*  
WIEN, *Ann. d. Physik*, vol. LX, p. 597-637 (1919) ; vol. LXVI, p. 229-236 (1922).  
DEMPSTER, *Astrophys. J.*, vol. LVII, p. 193 (1923).
93. — COMPTON, *Phys. Rev.*, vol. XX, p. 284-299 (1923), et vol. XXI, p. 207 (1923).  
*Phil. Mag.*, vol. XLIII, p. 531, 537 (1922).  
RAU, Excitation lumineuse par des rayons cathodiques lents (*Sitzb. Phys. Med. Ges. Wurzburg*, 1914, n° 2, p. 20).  
COMPTON et MOHLER, Critical potentials, *loc. cit.*
94. — DEJARDIN, *C. R.*, vol. CLXXVI, p. 894-897 (1923) ; vol. CLXXVIII, p. 1069-1071 (1924).
- 96-97. — FÜCHTBAUER, Ueber eine neue Art der Erzeugung von Spektrallinien durch Einstrahlung (*Phys. Zeits.*, vol. XXI, p. 635, 1920.)
99. — DUFFENDECK, Dissociation of hydrogen in a tungsten furnace and low-voltage arcs in the monatomic gases *Science*, t. LV, p. 210, 1922).  
OLMSTEAD, Critical potentials in hydrogen (*Phys. Rev.*, vol. XIX, p. 532, 1922 ; t. XX, p. 613, 1922 ; t. XXI, p. 476, 1923 ; t. XXII, p. 559, 1923).
100. — LANGMUIR, The dissociation of hydrogen in atoms (*Jour. Amer. Soc.*, t. XXXIV, p. 860, 1912 ; t. XXXVII, p. 451, 1915).





## DEUXIÈME PARTIE

---

### CHAPITRE PREMIER

#### PASSAGE DE L'ÉLECTRICITÉ A TRAVERS LE VIDE

##### I. — DÉFINITION DU VIDE.

Nous aurons vu qu'avec les pompes les plus perfectionnées le vide obtenu laissait subsister encore  $3.10^{-8}$  molécules par centimètre cube. Aussi, en parlant de vide, nous voulons seulement désigner un état de raréfaction tel que le nombre de molécules par centimètre cube, dans l'ampoule vidée, demeure toujours assez petit pour que leur présence ne se révèle par aucun effet appréciable.

101. **Formule de Richardson.** — *Atmosphère électronique entourant un conducteur.* — Les électrons, en passant d'une molécule à l'autre, dans un conducteur, subissent des attractions qui se contrarient successivement. On peut les considérer comme libres et constituant un gaz parfait monoatomique.

Le long de la surface du conducteur, leur force vive tend à les projeter à l'extérieur, mais ils ne peuvent s'en éloigner sans lui communiquer une charge positive, dont l'attraction les retient dans son voisinage immédiat.

Il y a donc, autour de tout conducteur à l'état neutre, une atmosphère d'électrons, dont la densité diminue avec la hauteur, suivant une loi que nous allons déterminer.

Soit AB (fig. 39) la surface du conducteur, supposée plane, et CD un plan parallèle situé à la distance  $x$  du plan AB, à l'extérieur du conducteur.

Désignons par :

$n_0$ , le nombre d'électrons, par centimètre cube, le long du plan AB;

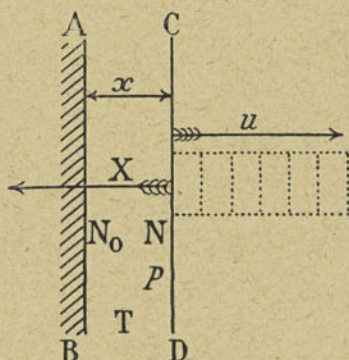


Fig. 39. — Démonstration de la formule de Richardson.

$n$ , le nombre d'électrons, par centimètre cube, le long du plan CD;

$X$ , la force attractive, dirigée vers la surface AB, subie par un électron situé à la distance  $x$  de cette surface.

$\tau = \int_0^x X dx$ , le travail nécessaire pour amener un électron du plan AB sur le plan CD ;

$p$ , la pression propre du gaz constitué par les électrons, le long du plan CD ;

$T$ , la température absolue du milieu, qui est aussi celle des électrons.

Une fois l'équilibre établi, nous avons :

$$\frac{dp}{dx} + nX = 0.$$

Mais, en désignant par  $K$  une constante [ $K = 1,21.10^{-16}$ ] :

$$p = KnT,$$

d'où

$$\frac{dp}{dx} = KT \frac{dn}{dx}, \quad \frac{dn}{n} = -\frac{1}{KT} X dx,$$

$$\log_e \frac{n}{n_0} = -\frac{1}{KT} \int_0^x X dx = -\frac{\tau}{KT},$$

$$n = n_0 e^{-\frac{\tau}{KT}}.$$

Lorsque la distance  $x$  croît de plus en plus, le travail  $\tau$  tend vers une limite  $\infty$  et le nombre  $n$  vers la limite

$$n_1 = n_0 e^{-\frac{\infty}{KT}}.$$



La température  $T$  étant partout la même, les vitesses des électrons passant en un point sont indépendantes de sa position.

Ne considérons que les composantes  $u$  de ces vitesses dirigées suivant la normale aux plans  $AB$  et  $CD$ , et supposons celui-ci assez éloigné du premier pour que le nombre d'électrons par centimètre cube soit égal à  $n_1$ .

Nous aurons à chaque instant, dans chaque centimètre cube,  $\frac{n_1}{2}$  électrons se rapprochant du plan  $AB$  et  $\frac{n_1}{2}$  électrons s'en éloignant. Leurs vitesses pourroient avoir toute valeur comprise entre 0 et l'infini.

Considérons un cylindre normal au plan  $CD$  (fig. 39), ayant 1 centimètre carré de section et supposons que chaque centimètre cube de ce cylindre contiennent  $dn$  électrons se déplaçant, dans le sens de la flèche, avec la vitesse  $u$ .

Une colonne longue de  $u$  centimètres, contenant  $udn$  des électrons considérés, franchira chaque centimètre cube du plan  $CD$  en une seconde.

Le nombre total  $D$  d'électrons franchissant chaque centimètre carré de ce plan, par seconde, en se rapprochant ou s'éloignant du plan  $AB$ , sera égal à :

$$D = \int_0^{\infty} udn.$$

D'après ce que nous avons vu plus haut :

$$\int_0^{\infty} udn = n_1 V_m \text{ et } V_m = \frac{4}{\sqrt{6\pi}} W,$$

d'où

$$D = \frac{4}{\sqrt{6\pi}} W n_1,$$

ou, puisque

$$\frac{1}{2} \mu W^2 = \alpha T \quad [\alpha = 124,77 \cdot 10^6],$$

$$D = n_1 \sqrt{\frac{16}{3\pi} \alpha \frac{T}{\mu}}.$$

Mais nous avons :

$$n_1 = n_0 e^{-\frac{\phi}{kT}},$$

d'où

$$D = \sqrt{\frac{16}{3\pi\mu}} n_0 e^{-\frac{\phi}{kT}} T^{\frac{1}{2}}.$$

Désignons par  $a$  et  $b$  deux constantes; nous pouvons dire : *une fois le régime établi, dès que l'on se sera suffisamment éloigné de la surface du conducteur, il y aura deux flux d'électrons normaux à celle-ci, débitant chacun, par seconde, un nombre d'électrons égal à :*

$$D = aT^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{b}{T}} \text{ [formule de Richardson].}$$

Pour chaque corps, les constantes  $a$  et  $b$  ont des valeurs différentes. Le tableau suivant les fait connaître pour un certain nombre d'entre eux.

A égalité de température, les oxydes de baryum et de calcium émettent beaucoup plus d'électrons que le platine et que le tungstène.

Un filament de platine recouvert d'oxyde de baryum, chauffé au rouge sombre, en émet davantage qu'un filament de platine porté à la température absolue  $T = 240^{\circ}$ .

Enfin, le sodium en émet encore plus, à une température inférieure à celle du rouge. Malheureusement, c'est un corps difficile à manier et à contenir (1).

NATURE DU CORPS.	$a$ .	$b$ .
Tungstène .....	$16,8 \cdot 10^{25}$	$5,25 \cdot 10^4$
Platine.....	$7,5 \cdot 10^{25}$	4,93 —
Carbone .....	$10^{34}$	9,80 —
Filament de Nernst .....	$3,5 \cdot 10^{24}$	4,41 —
Oxyde de baryum sur platine .....	$7,2 \cdot 10^{26}$	4,49 —
Oxyde de calcium sur platine.....	$4,5 \cdot 10^{26}$	4,50 —
Sodium .....	$10^{31}$	3,16 —

(1) Si on exprime le courant  $i$  de la formule de Richardson en ampères par centimètre carré, les valeurs des constantes deviennent :



Toutefois, les nombres du tableau précédent ne sont valables que si la surface du conducteur s'étend dans le vide tel que nous l'avons défini.

Si, par exemple, une couche d'ions positifs pouvait la recouvrir, le débit D serait augmenté dans une très forte proportion, parce qu'ils attireraient à eux les électrons sortis du conducteur en diminuant le travail T, nécessaire pour les sortir de sa zone d'influence.

Ainsi, pour le platine, l'exposant de la formule de *Richardson* est  $\frac{4,93}{T} \cdot 10^4$ .

Faisons  $T = 1\ 000$ , le débit D est proportionnel à  $e^{-49,3}$ . Supposons que le voisinage d'une couche d'ions positifs diminue de 25 p. 100 le travail  $\mathfrak{E}$  : l'exposant se réduit à 37. Le débit D est ainsi multiplié par  $e^{12,3} = 167\ 000$  ! Cette remarque est de *J.-J. Thomson*.

**102. Nombre d'électrons libres par centimètre cube dans les métaux et leurs oxydes. Pression de ces électrons.** — Nous avons :

$$a = \sqrt{\frac{16 \alpha}{3 \pi \mu}} n_0.$$

En unités C. G. S. :

$$\alpha = 124,77 \cdot 10^6.$$

$\mu$  est la masse de la molécule-gramme. Elle est  $68,5 \cdot 10^{22}$  fois plus grande que celle de l'électron, qui est de  $8,4 \cdot 10^{-28}$  grammes, d'où  $\mu = 5,52 \cdot 10^{-4}$  grammes.

Il en résulte  $n_0 = 1614 \cdot 10^{-9} a$ , où  $a = 6,195 \cdot 10^5 n_0$ .

*Richardson* a supposé le nombre  $n_0$  indépendant de la température. La vérification de sa formule justifie son hypothèse, qui l'a été aussi par d'autres considérations.

Le nombre d'électrons libres par centimètre cube, à la surface de la cathode, doit être le même que dans son intérieur.

Or, si un centimètre cube contient  $n_0$  molécules à la température absolue T, la pression  $p$  du fluide a pour expression :

NATURE DU CORPS.	a.	b.
Tungstène .....	$24,8 \cdot 10^6$	52 500
Molybdène .....	$22 \cdot 10^6$	50 000
Platine .....	$11,5 \cdot 10^6$	51 100
Carbone .....	$2,38 \cdot 10^6$	48 700
Thorium .....	$2 \cdot 10^6$	39 000
Nickel .....	$4,84 \cdot 10^6$	34 000
Sodium .....	$1,6 \cdot 10^{12}$	31 600

$$p = 1,21 \cdot 10^{-16} n_0 T \text{ baryes,}$$

d'où :

$$p = 1,95 \cdot 10^{-22} aT \text{ baryes.}$$

103. **Travail nécessaire pour transformer en ion positif une molécule d'un métal ou d'un de ses oxydes.** — Si l'on désigne par  $x$  un nombre compris entre 0 et 10, on peut poser  $b = x 10^4$ .

L'exposant  $b$  est égal à  $\frac{\mathfrak{E}}{K}$ , et nous avons  $K = 1,21 \cdot 10^{-16}$ , d'où

$$\mathfrak{E} = 1,21 x \cdot 10^{-12} \text{ ergs} = 1,21 x \cdot 10^{-19} \text{ joules.}$$

La charge de l'électron étant de  $1,4 \times 10^{-19}$  coulombs, le travail nécessaire pour arracher un électron à une molécule est égal à celui qu'il faudrait dépenser pour transporter sa charge d'un point où le potentiel est nul en un autre point où il serait égal à :

$$h = \frac{1,21}{1,4} x = 0,865 x \text{ volts}$$

Le travail nécessaire pour enlever à une molécule un électron décrivant, autour de son centre, une circonférence de rayon  $\frac{\sigma}{2}$  était de  $\frac{3,528 \cdot 10^{-8}}{\sigma}$  ergs.

Si le diamètre  $\sigma$  est celui de la molécule, le travail  $\mathfrak{E}$  nécessaire pour détacher l'électron est pour les corps suivants :

NATURE du corps.	$\sigma$ en c. m.	$\mathfrak{E}$ en ergs.	NATURE du corps.	$\sigma$ en c. m.	$\mathfrak{E}$ en ergs.
Argon . . . .	$3,23 \cdot 10^{-8}$	$10,9 \cdot 10^{-12}$	Hydrogène .	$2,38 \cdot 10^{-8}$	$14,8 \cdot 10^{-12}$
Azote . . . . .	3,27 —	10,8 —	Oxygène . . .	3,19 —	11,1 —
Hélium . . . . .	1,92 —	18,35 —	Air . . . . .	3,29 —	10,7 —

Il est intéressant de constater que les valeurs ainsi obtenues pour le travail  $\mathfrak{E}$  soient du même ordre de grandeur que celles déduites de la formule de *Richardson*, pour des corps différents.



Elles sont plus grandes, mais cela tient à ce que les gaz considérés sont plus difficiles à ioniser que les métaux, comme nous l'avons déjà vu.

104. **Nombre de volts dont un électron peut élever son potentiel en utilisant sa force vive.** — Les vitesses des électrons étant données par la formule de Maxwell, il est facile de déterminer quelle fraction  $z$  de leur nombre total serait capable de surmonter une différence de potentiels  $h$ .

Langmuir a effectué les calculs nécessaires et a trouvé les valeurs suivantes pour la fraction  $z$ , en supposant  $T = 2\ 400$ .

$z$ .	$h$ .	$z$ .	$h$ .
	Volts.		Volts.
0,9	0,022	0,1	0,48
0,75	0,059	0,01	0,95
0,50	0,143	0,001	1,42
0,25	0,290	0,00001	2,85

Étant donnée la rapidité avec laquelle  $z$  décroît lorsque la différence de potentiels  $p$  augmente, le nombre  $n_0z$  d'électrons, qui pourront surmonter la différence de potentiels de 5 volts environ, correspondant au travail qu'ils doivent fournir pour sortir de la zone d'influence du conducteur qui les émet, est extrêmement petit par rapport au nombre  $n_0$ . D'ailleurs, la formule de *Richardson* nous fait connaître cette proportion.

Pour le tungstène, par exemple, à la température  $T = 2\ 400$ , nous avons :

$$z = e^{-\frac{\phi}{kT}} = e^{-\frac{52,5}{2,4}} = e^{-21,8} = 7.10^{-10}.$$

Heureusement que le nombre  $n_0$  est grand.

105. **Influence de la température d'une électrode.** — En pratique, les électrons ne peuvent sortir d'une plaque conductrice froide. Ils peuvent le faire d'une plaque chaude, d'autant mieux que sa température est plus élevée.

S'ils viennent à tomber sur une plaque conductrice froide à

l'état neutre et isolée, ils restent à sa surface, en lui communiquant une charge négative.

Mais si, au même moment, on fait sortir d'autres électrons d'un conducteur relié à la plaque froide et dont l'extrémité sera incandescente, les électrons tombant sur la plaque froide y pénétreront pour aller rejoindre les ions positifs abandonnés par les premiers.

Autrement dit, une électrode froide ne laissera pas sortir ses électrons, mais sera toujours prête à en recevoir s'ils peuvent pénétrer en elle sans la charger.

## II. — PHOTOÉLECTRICITÉ.

106. **Nature du phénomène.** — Un autre procédé permettant d'extraire des électrons d'un métal consiste à l'exposer à des radiations lumineuses. On sait en quoi consiste en gros le phénomène : une surface métallique chargée négativement et exposée à des rayons ultra-violetes émet des électrons.

L'expérience montre que le phénomène est indépendant de la température du métal et que, par suite, l'énergie d'extraction des électrons ne peut être empruntée à l'énergie cinétique de ses molécules et doit provenir uniquement des radiations excitatrices.

Deux propriétés caractérisent cette émission d'électrons : *leur nombre*, qui mesure l'intensité du courant électronique résultant, et *leur vitesse* à la sortie du métal.

Le *nombre* des électrons émis est proportionnel à l'intensité de la lumière incidente et ne dépend pas de sa composition spectrale. Il dépend également de la nature du métal exposé à la lumière ; les métaux les plus favorables à ce point de vue sont les métaux alcalins et le zinc.

107. **Vitesse des électrons photoélectriques.** — Les premières expériences faites pour déterminer cette vitesse avaient montré que les électrons possédaient toutes sortes de vitesses réparties autour d'une vitesse moyenne et que cette dernière ne dépendait pas de l'intensité de la radiation incidente, mais croissait avec sa fréquence.

Einstein, en s'appuyant sur la théorie des quanta, a établi que



cette vitesse devait croître proportionnellement à la racine carrée de la fréquence.

L'énergie d'une radiation de fréquence  $\nu$  ne peut être cédée au métal que sous la forme de quanta  $h\nu$ .

Si, après que l'électron a été arraché à l'atome, aucun travail supplémentaire n'était nécessaire pour le faire sortir de la zone d'influence du métal, sa vitesse  $v_0$  serait donnée par la relation :

$$\frac{1}{2} m v_0^2 = h\nu.$$

Mais nous avons vu qu'un certain travail  $\mathfrak{E}$  était nécessaire pour écarter définitivement l'électron du métal ; il acquerra donc une vitesse  $v'_0$  telle que :

$$\frac{1}{2} m v_0'^2 = h\nu - \mathfrak{E}.$$

En réalité, après sa sortie du métal, l'électron est soumis à plusieurs causes de pertes d'énergie par choc, frottement et rayonnement qui viennent diminuer sa force vive et, par suite, sa vitesse. Ces causes n'agissant pas avec une intensité égale pour tous les électrons, nous constaterons que ceux-ci possèdent toutes sortes de vitesses inférieures à  $v'_0$ . Quelques-uns d'entre eux possèdent une vitesse maximum  $v'_0$ , et c'est celle-ci qui doit satisfaire à la relation d'Einstein.

**108. Expériences de Millikan pour la vérification de la relation d'Einstein.** — Beaucoup d'expériences ont été faites pour vérifier la relation d'Einstein ; nous ne parlerons que de celles de Millikan, qui sont les plus précises.

Millikan s'est d'abord proposé de vérifier l'existence d'une vitesse maximum. Il appliquait entre la surface photoélectrique et la plaque collectrice qui lui fait face un champ retardateur qui s'opposait au mouvement des électrons. Il faisait croître ce champ et mesurait pour chacune de ses valeurs le courant photoélectrique correspondant. Il constatait que le courant diminue avec le champ et s'annule pour une valeur déterminée  $V_0$  du champ. Comme on le voit sur la figure 40, la courbe du courant fait en ce

point un certain angle avec l'axe des ordonnées, ce qui indique l'existence d'une discontinuité du phénomène. On a évidemment pour cette valeur  $V_0$  :

$$eV_0 = \frac{1}{2}mv_0^2 = h\nu - \mathfrak{E}.$$

Millikan s'est ensuite proposé de mesurer la relation entre la

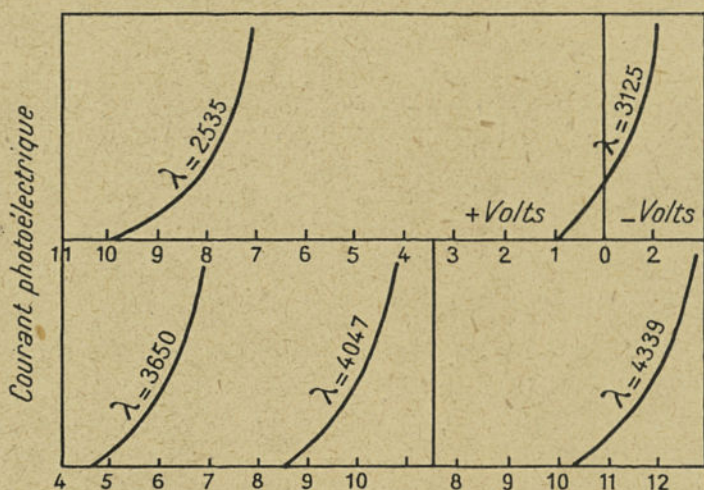


Fig. 40.

vitesse maximum et la fréquence. Il opérait avec une surface de lithium qu'il soumettait au rayonnement d'un puissant arc au mercure. A l'aide de filtres, il pouvait isoler une série de raies monochromatiques dont les longueurs d'onde variaient entre 2 536 et 5 461 Å. Il notait, pour chacune de ces longueurs d'onde, la tension d'apparition du phénomène photoélectrique (fig. 40). Si on construit la courbe des énergies correspondantes ( $eV_0$ ) en fonction de la fréquence, on obtient une droite (fig. 41), ce qui démontre l'exactitude de la formule d'Einstein. Cette droite a pour équation.

$$(eV_0) = h\nu + b.$$

De ces expériences on peut déduire la valeur de  $h$ ; Millikan



a trouvé  $h = 6,5710^{-27}$  ergs par seconde; cette valeur est considérée comme la plus exacte que nous possédions. Si on diminue la fréquence, la vitesse des électrons diminue, et on atteint une fréquence  $\nu_0$  pour laquelle les électrons sont émis sans vitesse.

Cette valeur  $\nu_0$  marque l'apparition du phénomène photoélectrique et a pour cette raison reçue le nom de *limite photoélectrique*. Elle varie avec la nature du métal excité et décroît quand le nombre atomique s'élève pour les corps d'une même famille.

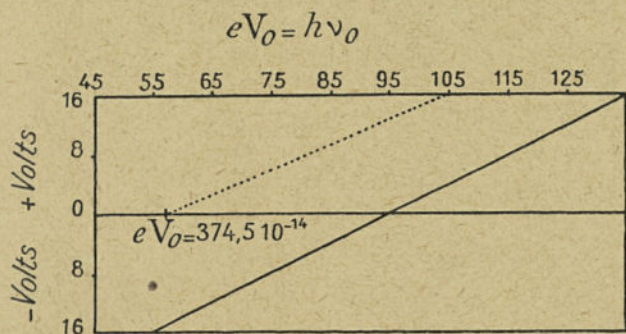


Fig. 41.

Pour cette valeur  $\nu_0$ , on a  $\nu'_0 = 0$ , et la formule d'Einstein se réduit à :

$$h\nu_0 = \mathfrak{E}, \quad \text{puisque} \quad eV_0 = 0.$$

Si on se reporte à la droite d'Einstein (fig. 41), on a pour  $eV_0 = 0$  :

$$h\nu_0 = -b = \mathfrak{E}.$$

L'abscisse à l'origine de la droite d'Einstein permet donc de déterminer la valeur de la fréquence limite photoélectrique, et la coïncidence des valeurs de  $\nu_0$  obtenues par deux méthodes différentes est une nouvelle preuve de l'exactitude de la relation d'Einstein.

La valeur de  $b$  (fig. 41) est  $374,5 \cdot 10^{-14}$  ( $\nu_0 = 57 \cdot 10^{13}$ ); par suite :

$$V_0 = \frac{374,5 \cdot 10^{-14}}{4,774 \cdot 10^{-10}} = 78 \cdot 10^{-4}, \text{ soit } 2,25 \text{ volts.}$$

On retrouve donc, par cette méthode, des potentiels d'ionisation de l'ordre de ceux que nous avons trouvés précédemment.

### III. — ÉMISSION D'IONS POSITIFS PAR LES CONDUCTEURS A HAUTE TEMPÉRATURE.

109. **Émission par les métaux.** — On sait, depuis très longtemps, qu'un métal chauffé au rouge sombre émet uniquement des charges positives, le phénomène pouvant être masqué à plus haute température par l'émission électronique.

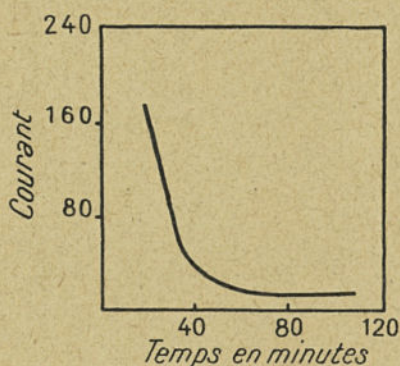


Fig. 42.

Quand on a voulu étudier avec précision ce phénomène, on s'est aperçu qu'il était fort irrégulier, en particulier qu'il décroissait avec le temps.

La figure 42, empruntée à Richardson, montre comme varie en fonction du temps le courant dû à l'émission de ces charges positives. Cette décroissance est, en outre, d'autant plus rapide que la température à laquelle on opère est plus élevée. Ces circonstances font que l'étude des lois qui

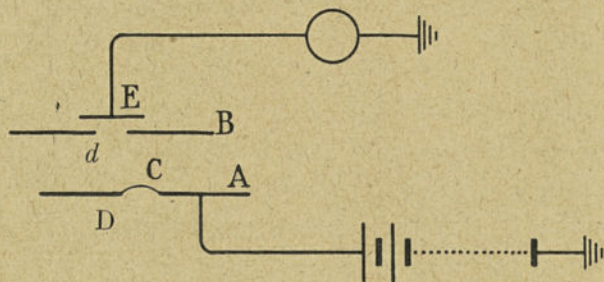


Fig. 43. — Expérience de Richardson.

régissent cette émission est fort difficile. Néanmoins, en opérant à assez basse température, pour que la variation de l'émission avec le temps ne soit pas trop rapide, on a pu constater qu'elle variait



avec la température suivant la loi de Richardson, le terme  $b$  étant seulement cinq fois plus petit que celui qui intervient pour l'émission électronique du même métal.

On s'est, en outre, efforcé de découvrir la nature et l'origine des charges émises, l'ensemble des observations donnant l'impression qu'elles sont dues à une impureté existant à la surface ou dans l'intérieur du métal et disparaissant à la suite d'un échauffement d'une certaine durée dans le vide. C'est ainsi qu'un fil métallique qui a été chauffé pendant longtemps dans une atmosphère de gaz raréfié ne donne plus naissance à aucune émission.

Richardson s'est proposé de mesurer le rapport  $\frac{e}{\mu}$  pour ces particules à l'aide du dispositif représenté sur la figure 43. La lame métallique  $c$  chauffée émet des ions positifs qui sont recueillis par une plaque métallique  $E$  à travers une fente  $d$  pratiquée dans un plateau  $B$ . On établit un champ électrique entre  $E$  et  $A$  et, en outre, un champ magnétique perpendiculaire au plan de la figure. En déplaçant  $d$ , on peut mesurer comment varie, avec la direction, la quantité de particules émises par  $c$  et qui sont soumises à un champ électrique et un champ magnétique connus. On peut en déduire la valeur de  $\frac{e}{\mu}$  pour ces ions.

L'expérience a montré que, quelle que soit la nature du métal chauffé, on trouvait pour la masse atomique de ces ions des valeurs très voisines, ce qui prouve que ces ions ne sont pas des ions de ce métal.

Les masses atomiques varient entre 39,1 et 40,2, ce qui a conduit à admettre que l'impureté commune à tous les corps essayés était un sel de potasse susceptible d'émettre des ions  $K^+$  dont la masse atomique est 39,1.

110. **Émission par les sels chauffés. — Rayons anodiques.** — Gehrcke et Reichenheim ont découvert des rayons constitués par des particules chargées positivement qui partent de l'anode. On les obtient en employant comme anode une plaque métallique que l'on peut porter au rouge par le passage d'un courant et dans laquelle on peut placer un sel métallique, de préférence un sel alcalin. On leur a donné le nom de *rayons anodiques*.



La détermination de  $\frac{e}{\mu}$  pour ces ions, qui permet d'obtenir leur masse atomique, montre que ce sont des atomes métalliques chargés et en général du métal du sel employé ; il peut y avoir exception si ce sel contient des impuretés très actives.

On peut admettre que les sels chauds se comportent comme des électrolytes fondus ; le courant à travers le tube est transporté par les ions provenant de leur dissociation. L'ion positif, qui est l'atome chargé du métal du sel, suivant le courant, arrive à la surface du sel et en est détaché.

Les rayons anodiques sont particulièrement intenses quand le récipient où on les produit contient quelques traces d'un gaz ayant une grande électro-affinité ; la rareté d'électrons libres augmente, en effet, pour une particule positive les chances d'échapper à la neutralisation.

Cette émission obéit à la loi de Richardson, la constante  $b$  étant de l'ordre de celle que nous avons rencontrée au chapitre précédent pour l'émission positive des métaux. Elle varie avec la température d'une manière qui apparaît encore actuellement comme très capricieuse.

#### IV. — INFLUENCE D'UN CHAMP ÉLECTRIQUE SUR L'ÉCOULEMENT DES ÉLECTRONS.

111. **Nécessité de soumettre des électrons à l'influence d'un champ pour leur faire franchir le vide.** — Disposons l'une au-dessous de l'autre deux électrodes planes A et B (fig. 44) à l'intérieur d'une ampoule C où le vide aura été poussé aussi loin que possible.

Relions les deux électrodes par un conducteur E et, par un procédé quelconque, portons l'électrode A à une haute température.

Quelques électrons sortant de l'électrode A, avec une très grande vitesse, pourront atteindre l'électrode B et revenir à leur point de départ, le long du conducteur E, en surmontant une résistance.

Nous aurons ainsi constitué une véritable pile thermoélectrique, mais d'une efficacité illusoire, comme il résulte des calculs de *Langmuir*.



Pour aider les électrons à franchir le vide, disposons, dans le circuit E, une source de force électromotrice que nous supposons constante, et transformons ainsi l'électrode A en *cathode* et l'électrode B en *anode*.

Le champ électrique développé entre elles accélérera le mouvement des électrons allant de la cathode à l'anode et ralentira les autres. Dans ces conditions, il sortira plus d'électrons de la cathode qu'il n'y en rentrera, et un courant continu traversera l'ampoule.

Le travail  $\mathfrak{E} = \int_0^x X dx$ , que l'électron doit fournir, pour se séparer de la molécule dont il faisait partie, atteint sa limite lorsque la distance  $x$  est devenue égale à  $l$ .

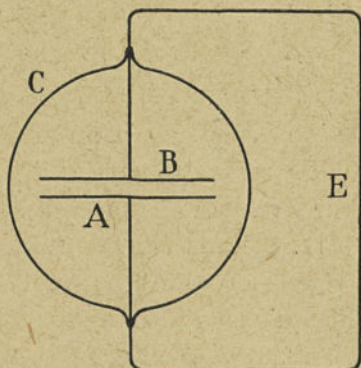


Fig. 44.

Cette longueur est extrêmement petite et, à moins de créer un champ d'au moins  $10^6$  volts par centimètre le long de la cathode, nous ne pouvons créer, dans l'atmosphère électronique, que des forces négligeables par rapport à celles dont elle est naturellement le siège (1).

Avec les champs usuels, nous ne pouvons influencer sur les phénomènes qui s'y manifestent. Nous pouvons seulement agir sur les électrons ayant franchi, d'eux-mêmes, la distance  $l$ , neutraliser l'effet des charges des parois de l'ampoule et de l'espace compris entre les électrodes et enfin attirer ces électrons vers l'anode.

(1) Millikan a essayé de vérifier expérimentalement s'il était possible d'expulser des électrons des métaux par des champs suffisamment intenses. Il a opéré sur un filament de  $0^{\text{m}},00123$  de diamètre placé suivant l'axe d'un cylindre de  $1^{\text{m}},6$  de diamètre; dans ces conditions, le champ radial à la surface du filament est égal à 228 fois la différence de potentiel entre le cylindre et le filament. Les courants d'électrons extraits du tungstène par des champs élevés croissent de  $10^{-12}$  à  $10^{-3}$  ampères quand le champ croît de 400 à 1 100 kv : cm. Le courant d'électrons semble émaner de certaines régions privilégiées de la cathode et diminue avec le temps. Un chauffage à haute température réduit également son intensité.

Ces phénomènes peuvent s'expliquer si on admet que les électrons sont extraits de petites aspérités de la surface qui s'aplanissent par suite du bombardement des ions positifs ou de l'élévation de température.



Supposons que l'on ait  $\frac{1}{KT} = 5.10^4$  et  $T = 3\ 000$ , ce qui est une température très élevée. Nous avons alors  $e^{\frac{1}{KT}} = 3,27.10^6$ .

La pression électronique  $p$  à la distance  $l$  de la cathode sera  $3,27.10^6$  fois plus petite qu'à sa surface. Le nombre d'électrons arrivant à cette distance sera aussi  $3,27.10^6$  fois plus petit qu'à la surface de la cathode.

Que nous rendions nulle la pression  $p$  et captions tous les électrons qui auront franchi la distance  $l$ , nous ne changerons évidemment rien aux phénomènes, à la surface de la cathode et, en particulier, au nombre d'électrons qui en sortiront par seconde, pour y rentrer presque tous.

112. **Courant de saturation.** — Mais nous pourrions exercer sur les électrons ayant franchi, d'eux-mêmes, la distance  $l$ , une succion telle qu'aucun d'eux ne puisse revenir en arrière.

Lorsque ce résultat sera obtenu, le courant aura acquis sa plus grande valeur possible, dite *courant de saturation*.

Pour une même nature de cathode, l'intensité  $I_s$  du courant de saturation, par centimètre carré, ne dépend que de sa température. Sa valeur est déduite de la formule de Richardson :

$$D = aTe^{\frac{1}{2} - \frac{b}{T}}.$$

Le tableau suivant, dressé par *Langmuir*, est relatif au tungstène (1).

(1) Pour déterminer les constantes  $a$  et  $b$  de la formule de Richardson, il suffit de mesurer les intensités  $i'_1$  et  $i'_2$  par centimètre carré des courants de saturation d'une cathode ayant une surface connue pour deux températures  $T_1$  et  $T_2$  que l'on mesurera, par exemple, à l'aide d'une pince thermoélectrique.

Des deux équations :

$$i'_1 = a T_1^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{b}{T_1}} \quad \text{et} \quad i'_2 = a T_2^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{b}{T_2}},$$

nous tirons en effet :

$$b = \frac{T_1 T_2}{T_1 - T_2} \log^e \frac{i'_1}{i'_2} \left( \frac{T_2}{T_1} \right)^{\frac{1}{2}}.$$

L'exposant  $b$  étant connu, l'une quelconque des deux équations précédentes nous ferait connaître  $a$ .

La constante  $a$  peut être évaluée en ampères-centimètre carré, en franklins centimètre carré-seconde en électrons-seconde. Les expérimentateurs feraient bien de se mettre d'accord sur le choix de l'unité, qu'ils oublient trop souvent de définir en publiant leurs nombres.



T abs.	I <sub>s</sub> .	T abs.	I <sub>s</sub> .
	Amp./cm <sup>2</sup> .		Amp./cm <sup>2</sup> .
1 500°	0,53. 10 <sup>-6</sup>	2 300°	0,1377 A
1 600°	5,42. 10 <sup>-6</sup>	2 400°	0,365
1 700°	37, 8. 10 <sup>-6</sup>	2 500°	0,891
1 800°	2,14. 10 <sup>-6</sup>	2 600°	2,044
1 900°	0,00103	2 700°	4,35
2 000°	0,00420	2 800°	8,33
2 100°	0,0151	2 900°	17,1
2 200°	0,0483	3 000°	31,7

L'exactitude de la formule de *Richardson* est remarquable. Voici, par exemple, un tableau dressé par *J.-J. Thomson* et qui résume des observations de *Wilson*. Il est relatif au platine.

TEMPÉRATURE en degrés C.	NOMBRES PROPORTIONNELS AUX ÉMISSIONS :	
	observées.	calculées.
1 375	15,7	14,9
1 408	34,3	33,3
1 442	74,6	71,8
1 476	152	153
1 510	323	318
1 545	638	645
1 580	1 280	1 285

**V. — DIFFÉRENCE DE POTENTIELS A MAINTENIR ENTRE LES ÉLECTRODES POUR QUE LE COURANT ACQUIÈRE UNE INTENSITÉ DÉTERMINÉE, MAIS AU PLUS ÉGALE A CELLE DU COURANT DE SATURATION.**

113. **Charge d'espace.** — Supposons maintenant les deux électrodes constituées par deux disques plats, de même surface, se projetant l'un sur l'autre. Ils sont suffisamment étendus et rapprochés pour que la charge des parois de l'ampoule ne puisse exercer aucune action sensible dans l'espace qui les sépare.

Il nous faut connaître comment varie l'intensité du courant d'électrons allant de la cathode à l'anode avec la différence de potentiels *Ve* maintenue entre les deux électrodes.

Ce qui caractérise ce problème, c'est que l'espace compris entre les deux électrodes est chargé par les électrons qui le franchissent.

Ceux-ci, allant en s'accéléralant, sont beaucoup plus écartés les uns des autres au voisinage de l'anode qu'à celui de la cathode, comme il est représenté sur la figure 45.

Leur nombre croit avec le débit et avec la distance  $L$  des électrodes.

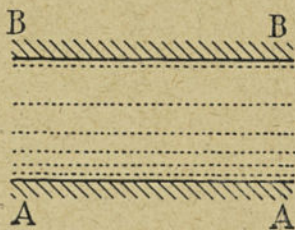


Fig. 45.

Ils repoussent les électrons sortant de la cathode et, lorsque leur nombre est suffisant, c'est-à-dire pour une certaine valeur du débit, ils empêchent celui-ci d'augmenter.

Ainsi, pour toute différence de potentiels  $V_e$ , le courant d'électrons a une autre limite que le courant de saturation et qui peut lui être inférieure.

114. **Théorie de Child.** — Considérons deux plans parallèles et indéfinis A et B (fig. 46) situés à la distance  $L$  l'un de l'autre. Nous n'aurons pas à nous préoccuper alors de la charge des parois.

Le potentiel est nul le long du plan A, qui sert de cathode, et égal à  $V_1$  le long du plan B, qui sert d'anode. Le courant d'électrons est permanent. Soit  $-e$  et  $m$  la charge et la masse d'un électron et  $N_0$  leur nombre par unité de volume, le long du plan A.

Considérons maintenant un plan C parallèle aux deux premiers et situé à la distance  $x$  du plan A.

Soit le long de ce plan :

$I$ , une quantité égale à l'intensité du courant à travers l'unité de surface du plan C, mais dirigée dans le sens de l'écoulement des électrons ;

Et le long de ce plan :

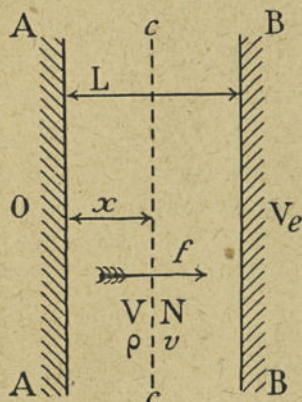


Fig. 46.



$V$ , le potentiel ;

$z$ , la densité électrique ;

$n$ , le nombre d'électrons par unité de volume ;

$v = \frac{dx}{dt}$ , la vitesse du mouvement de translation des positions

moyennes des électrons  $i$  normalement aux plans A, B et C.

La quantité  $I$  est constante, quelle que soit la distance  $x$ , d'où

$$I = n\varepsilon v = n_0\varepsilon v_0.$$

La force développée sur un électron est égale à  $\varepsilon \frac{dV}{dx}$  et dirigée dans le sens des  $x$  croissants, d'où

$$m \frac{dv}{dx} = \varepsilon \frac{dV}{dx}.$$

Nous avons  $v = \frac{dx}{dt}$ . Nous pourrions donc écrire :

$$v \frac{dv}{dt} = \frac{\varepsilon}{m} \frac{dV}{dx} \frac{dx}{dt}.$$

Pour  $x = 0$ , nous avons  $V = 0$ .

D'autre part, d'après ce que nous avons vu en établissant la formule de *Richardson* :

$$n = n_0 e^{-\frac{\varepsilon}{kT}},$$

ou, puisque  $n v = n_0 v_0$  :

$$v = v_0 e^{\frac{\varepsilon}{kT}}.$$

La valeur de cet exposant est très élevée, même lorsque la température  $T$  est très haute. Faisons, par exemple,  $T = 3000$ ; son ordre de grandeur est alors 15 et  $e^{15} = 3,27.10^6$ .

La valeur initiale de la vitesse  $v$  sera donc négligeable par rapport à celle qu'elle aura acquise en sortant de l'atmosphère électronique de la cathode A. Nous pouvons la considérer comme nulle.

Alors, nous tirons de la dernière équation :

M. LEBLANG. — La décharge électrique dans le vide et dans les gaz. 11

$$\frac{v^2}{2} = \frac{\varepsilon}{m} V, \quad v = \sqrt{\frac{2\varepsilon V}{m}}$$

Mais la densité  $p$  est égale à  $-n\varepsilon = \frac{-I}{v}$ , d'où

$$p = \frac{I}{v} = \frac{-I}{\sqrt{\frac{2\varepsilon V}{m}}}$$

Nous aurons d'autre part :

$$\frac{d^2V}{dx^2} = -4\pi p = \frac{4\pi I}{\sqrt{\frac{2\varepsilon V}{m}}}$$

équation que nous pouvons écrire :

$$\frac{dV}{dx} \frac{d^2V}{dx^2} = \frac{4\pi I}{\sqrt{\frac{2\varepsilon V}{m}}} \frac{dV}{dx}$$

d'où

$$\left(\frac{dV}{dx}\right)^2 - \left(\frac{dV}{dx}\right)_0^2 = 4\pi I \cdot 4 \sqrt{\frac{m}{2\varepsilon}} V^{\frac{1}{2}}$$

A l'intérieur du conducteur limité par le plan A, le potentiel est constamment nul ainsi que sa dérivée  $\frac{dV}{dx}$ .

Dès que nous en sortons, nous traversons une couche d'électricité positive constituée par les ions abandonnés par les électrons, puis, aussitôt après, une couche extrêmement mince, contenant la presque totalité de ces électrons. A la sortie de cette double couche, la dérivée est redevenue très sensiblement nulle.

N'ayant qu'une valeur négligeable à une distance également négligeable du plan A, nous pouvons la considérer comme nulle à l'origine, et l'équation se réduit à :

$$\left(\frac{dV}{dx}\right)^2 = -4\pi I \cdot 4 \sqrt{\frac{m}{2\varepsilon}} V^{\frac{1}{2}}$$



d'où

$$\frac{dV}{\frac{dx}{V^{\frac{1}{4}}}} = 2 \sqrt{4 \pi I \sqrt{\frac{m}{2 \varepsilon}}},$$

d'où

$$\frac{1}{3} V^{\frac{3}{4}} = \sqrt{\pi I \sqrt{\frac{m}{2 \varepsilon}}} x,$$

ou

$$V^{\frac{3}{2}} = 9 \pi I \sqrt{\frac{m}{2 \varepsilon}} x^2.$$

Si, dans cette expression, nous faisons  $x = L$ , nous devons faire en même temps  $V = V_1$ , et il vient :

$$I = \frac{1}{9 \pi} \sqrt{\frac{2 \varepsilon}{m}} \frac{V_1^{\frac{3}{2}}}{L^2} \text{ (formule de Child).}$$

Dans le système d'unités électrostatiques C. G. S., qu'il nous faut employer, puisque nous nous sommes servis des formules de l'électrostatique :

L'unité de différence de potentiels vaut 300 volts ;

L'unité d'intensité vaut  $\frac{1}{3 \cdot 10^9}$  ampère ;

Et le rapport  $\frac{\varepsilon}{m}$  est égal à  $5,31 \cdot 10^{17}$ .

Nous avons, dans le système électrostatique :

$$I = 365 \cdot 10^5 \frac{V_1^{\frac{3}{2}}}{L^2}.$$

Si nous exprimons  $I$  en ampères et  $V_1$  en volts, il vient :

$$I = 2,33 \cdot 10^{-6} \frac{V_1^{\frac{3}{2}}}{L^2} \text{ amp. cm}^2,$$

d'où le tableau suivant :

$V_1$ en volts.	$I$ en amp.-cm <sup>2</sup> .	$V_1$ en volts.	$I$ en amp./cm <sup>2</sup> .
100	0,00233	600	0,03451
200	0,00933	700	0,04206
300	0,01233	800	0,05274
400	0,01864	900	0,06291
500	0,02598	1 000	0,07308

A égalité de différence de potentiels, l'intensité du courant est donc inversement proportionnelle au carré de la distance des électrodes.

Elle est indépendante de leur nature et de leur température. Mais c'est une intensité *limite* ne pouvant être atteinte que si elle est inférieure à celle du courant de saturation de la cathode, et celle-ci dépend de la nature et de la température de la cathode.

Child a aussi étudié le cas où la cathode était constituée par un filament rectiligne et l'anode par un cylindre de rayon  $r$ . On a alors, par *unité de longueur* du filament :

$$I_1 = 14,65.10^{-6} \frac{V_1^{\frac{3}{2}}}{r} \text{ amp.-cm}^2.$$

#### VI. — PRINCIPE DES APPAREILS UTILISANT L'ÉMISSION ÉLECTRONIQUE D'UN FILAMENT DANS LE VIDE.

115. **Soupape à électrons.** — Une ampoule où un vide extrêmement poussé a été fait, contenant une anode maintenue froide et une cathode portée à une haute température, constitue une soupape électrique à électrons.

Un semblable appareil est représenté sur la figure 47. La cathode A est constituée par un filament qu'une pile P porte à l'incandescence. L'anode B est formée par un cylindre dont la surface de refroidissement est très grande.

Développons entre les deux électrodes une force électromotrice alternative : lorsqu'elle rendra l'anode positive par rapport à la cathode, celle-ci débitera les électrons nécessaires pour trans-



porter l'électricité à travers le tube. Lorsqu'elle rendra, au contraire, l'anode négative par rapport à la cathode, les électrons émis par cette dernière seront refoulés en elle par le champ, et l'anode ne pourra en fournir. Aucun courant ne pourra donc traverser le tube.

Celui-ci ne laissera donc passer le courant que dans un sens et se comportera comme une *soupape électrique*.

116. **Robinet électrique à électrons.** — De Forest a disposé, entre la cathode A et l'anode B d'une lampe semblable comme construction aux lampes à incandescence et où le vide aurait été poussé aux dernières limites, une grille C [fig. 48], à intervalles serrés, par rapport à ses dimensions, mais très larges par rapport au diamètre de ses barreaux, faite en un métal imperméable aux électrons à sa température, qui pourra être aussi celle de la cathode, si nous faisons, par exemple, la grille en tungstène ou en nickel et si nous recouvrons la cathode d'oxyde de baryum.

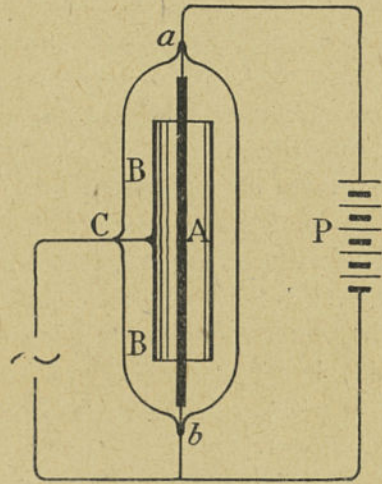


Fig. 47.

Sur la figure 48, nous avons supposé la cathode A constituée par un simple filament porté à l'incandescence par une source locale d'électricité P.

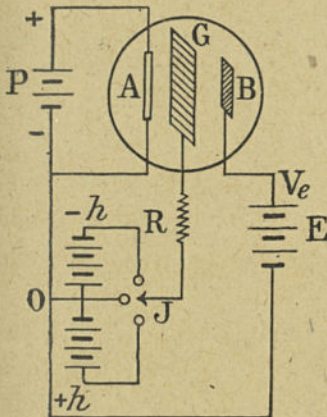


Fig. 48.

Supposons nul le potentiel de la cathode. Relions-la à l'anode [fig. 48], par l'intermédiaire d'une source d'électricité E maintenant l'anode au potentiel  $V_e$ , et à la grille par l'intermédiaire d'un commutateur J et de deux piles, comme il est représenté sur la figure, ce qui nous permet de rendre, à volonté, le potentiel



de la grille égal à  $+h$  ou à  $-h$ . Introduisons enfin une très forte résistance  $R$  dans le circuit aboutissant à la grille.

Rendons la grille positive par rapport à la cathode : les électrons n'en sont que mieux entraînés. Quelques-uns se rendent sur la grille, mais en nombre très limité, si la résistance  $R$  est suffisante. Le courant passant par la grille sera ainsi très petit, par rapport à celui passant par l'anode.

La grille ne pouvant laisser sortir ses électrons, à la température où elle est portée, nous pouvons l'amener à un potentiel  $-h$  aussi grand que nous voudrions, en valeur absolue, en ne dépensant qu'une quantité d'énergie infime pour la charger, grâce à la faiblesse de sa capacité. Nous pouvons ainsi attirer vers elle toutes les lignes de force émanant de l'anode et changer le sens de celles aboutissant à la cathode.

Dans ces conditions, les électrons sortant de la cathode sont refoulés par le champ, et aucun courant ne peut traverser la lampe.

Ainsi, lorsque la grille est rendue positive, elle favorise l'écoulement des électrons, et le courant fourni par la source de force électromotrice constante traverse la lampe.

Rendons-la négative, en tournant le commutateur : moyennant une dépense d'énergie pratiquement nulle, nous interceptons ce courant.

Nous disposons ainsi d'un *robinet électrique*, dont la manœuvre ne demande aucun travail appréciable.

Nous reviendrons avec détail sur les soupapes et robinets électriques dans la partie technique de ce livre.

### Bibliographie.

101. — EUGÈNE BLOCH, Les phénomènes thermoioniques, Paris, 1923.  
 RICHARDSON (W.), On the emission of electrons (from tungsten at high temperature) (*Phil. Mag.*, 1913, p. 345); The emission of electricity from hot bodies.  
 H.-A. WILSON, *Phil. Transac.*, vol. CCII, p. 243, 1903; vol. CCVIII, p. 247, 1903.  
 WEHNELT, *Ann. der Phys.*, vol. XIV, p. 425, 1904; *Phil. Mag.*, vol. X, p. 88, 1905.  
 FREDENHAGEN, *Verh. der deutschen phys. Gesellsch.*, vol. XIV, p. 386, 1912.  
 LANGMUIR, *Phys. Rev.*, vol. II, p. 450, 1913; *Phys. Zeitschr.*, vol. XV, p. 525, 1914; *Trans. Amer. electrot. Soc.*, p. 354, 1916.
108. — HERTZ, *Wied. Ann.*, vol. XXXI, p. 983, 1887.  
 J. ELSTER and G. GEITEL, *Wied. Ann.*, vol. XLIII, p. 225, 1891.



109. — RICHARDSON, *Phil. Mag.*, 6<sup>e</sup> série, t. IX, 1905, p. 407 ; 6<sup>e</sup> série, t. VIII, 1904, p. 400.
110. — GEHRCKE et REICHENHEIM, *Verh. der phys. Gesellsch.*, vol. VIII p. 559  
vol. IX, p. 76, 200-376 ; vol. X, p. 217.  
RICHARDSON, *Phil. Mag.*, vol. VI, p. 670.
112. — LANGMUIR, *Phys. Zeitschr.*, 1914.
113. — LANGMUIR, *Phys. Rev.*, vol. II, p. 458, 1913.
114. — J.-J. THOMSON, Passage de l'électricité à travers les gaz, p. 223.  
CHILD, *Phys. Rev.*, vol. XXXII, p. 498, mai 1911.
116. — GUTTON, La lampe à trois électrodes, Paris, 1923.
-

## CHAPITRE II

### PASSAGE DE L'ÉLECTRICITÉ A TRAVERS LES GAZ QUAND LA CATHODE DEMEURE FROIDE

#### I. — ACTION D'UN CHAMP ÉLECTRIQUE SUR UN GAZ IONISÉ.

117. Grande différence de l'intensité des phénomènes suivant que la cathode est maintenue froide ou incandescente. — Les phénomènes diffèrent complètement suivant que la cathode demeure froide ou est portée à l'incandescence, c'est-à-dire suivant que son courant de saturation est pratiquement nul ou très grand. Dans le premier cas, les ions positifs doivent lui arracher des électrons pour qu'un courant passe. Dans le second cas, les électrons émis par elle s'écouleront d'eux-mêmes sous l'influence du champ. Il en résulte que, dans le premier cas, des centaines de volts ne font passer que des milliampères, tandis que, dans le second, une douzaine de volts font passer des centaines d'ampères. Dans ce chapitre, nous supposerons que la cathode demeure froide.

118. Action d'un champ électrique sur les molécules et les ions. — Le noyau de chaque molécule est attiré vers la cathode et ses électrons libres vers l'anode. La force qui tend à les séparer est proportionnelle à l'intensité du champ.

Pour qu'il pût ioniser une molécule, le potentiel devrait varier de 10 à 20 volts suivant le gaz, le long du diamètre de la molécule, dont l'ordre de grandeur est de  $3 \cdot 10^{-8}$  centimètres. L'intensité du champ devrait donc être de  $3,3 \cdot 10^8$  à  $6,7 \cdot 10^8$  volts suivant les cas. Or, dans les plus grands vides que l'on ait pu obtenir jusqu'à



présent, on ne peut créer de champ d'intensité supérieure à  $10^6$  volts par centimètre.

Le champ ne peut donc être une cause directe d'ionisation, mais, si des ions existent, il peut leur faire prendre de la vitesse, les rendre capables de briser d'autres molécules et multiplier ainsi le nombre des ions.

Or le nombre des ions produits par seconde et par centimètre cube dans un gaz par l'agitation de ses molécules ou leur éclairage est toujours très petit, et nous ne saurions, pratiquement, faire passer un courant à travers un gaz, lorsque la cathode demeurerait froide, si le champ ne multipliait pas ce nombre par un très grand facteur.

Ce phénomène a donc une très grande importance.

Nous avons vu que deux cas très différents se présentaient :

*a.* Si la pression est basse, les ions s'accélèrent le long de leur libre parcours  $l$  dans un champ uniforme  $\Phi$  et acquièrent une énergie qui est proportionnelle à  $l$ .

Ce libre parcours est le même que celui des molécules du gaz, parce qu'il ne dépend pas des ions, mais seulement des molécules dont le nombre par centimètre cube est très supérieur au leur.

L'ion d'hydrogène, dont la masse est égale à  $2,92.10^{-24}$  grammes et la charge à  $1,4.10^{-19}$  coulombs, acquiert une force vive  $Z$  égale à  $1,4.10^{-19} \Phi l$  joules ou à  $1,4.10^{-12} \Phi l$  ergs avec une vitesse égale à  $9,8.10^5 \sqrt{\Phi l}$  centimètres par seconde.

A la pression atmosphérique et à  $0^\circ$ , nous avons pour l'hydrogène  $l = 16,3.10^{-6}$  centimètres.

Le parcours libre  $l$  étant inversement proportionnel à la pression, nous avons en exprimant la pression  $p$  en centimètres de mercure :

$$Z = 1,4.10^{-12} \Phi . 16,3 \times \frac{76}{p} 10^{-6},$$

ou

$$Z = 1,73.10^{-15} \frac{\Phi}{p}.$$

C'est dans ces conditions que la notion de potentiel d'ionisation est valable.



Le libre parcours moyen d'un électron par rapport aux molécules est quatre fois plus grand que celui des molécules les unes par rapport aux autres.

Un électron libre peut donc emmagasiner dans le même champ une force vive quatre fois plus grande qu'un ion.

b. Si la pression est plus élevée, ou plutôt si le rapport  $\frac{\Phi}{p}$  du champ à la pression est plus grand, l'ion, par suite de la viscosité du gaz, prend une vitesse constante qui est proportionnelle au champ. A 0° C. l'ion hydrogène prend une vitesse :

$$7,95 \frac{76}{p} \Phi,$$

et par suite une force vive :

$$Z' = 5,31 \cdot 10^{-19} \frac{\Phi^2}{p^2}.$$

C'est dans ces conditions que la notion de mobilité des ions est valable. Lorsque l'on tentera l'explication d'un phénomène, on devra toujours examiner si on peut se placer dans un de ces deux cas simples.

Les cas intermédiaires, les plus nombreux d'ailleurs, se refuseront, par leur complexité, à l'analyse mathématique.

Le champ oriente aussi les molécules d'un gaz. Elles s'alignent en files, suivant ses lignes de force, leurs électrons libres étant attirés vers l'anode et leurs noyaux vers la cathode.

119. **Charge d'espace.** — Les causes naturelles d'ionisation produisent dans la masse gazeuse un certain nombre d'ions par seconde. Ils se séparent sous l'influence du champ : les ions positifs vont se masser vers la cathode et les ions négatifs vers l'anode. *Mais, à leur tour, ils réagissent sur le champ dont l'intensité ne peut demeurer constante, entre les deux électrodes, car ils chargent l'espace compris entre elles.* Si l'atmosphère ne pouvait être renouvelée entre les électrodes et si aucun courant ne la traversait, les causes d'ionisation demeurant constantes, au bout d'un certain temps elle serait très pauvre en ions dans sa partie centrale et s'enrichirait progressivement en ions positifs ou en ions négatifs,



suivant que l'on s'approcherait de la cathode ou de l'anode.

Supposons les deux électrodes planes, parallèles, indéfinies et distantes de  $L$  centimètres l'une de l'autre. La cathode est maintenue au potentiel 0 et l'anode au potentiel  $V_1$  (fig. 49).

Un plan  $P_m$  partage en deux parties égales l'espace compris entre elles. Puisqu'il ne passe aucun courant, les charges positives se comportent, par rapport à la cathode, comme les négatives par

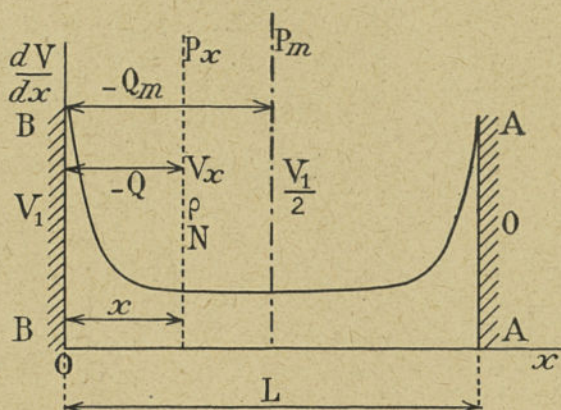


Fig. 49.

rapport à l'anode et sont symétriquement distribuées de part et d'autre du plan médian  $P_m$ .

Dans ces conditions, le potentiel  $y$  est égale à  $\frac{V_1}{2}$ . La charge  $y$  étant nulle, l'intensité du champ passe par un minimum. Entre ce plan et l'anode, il y a toujours un excès d'ions négatifs. Entre lui et la cathode, toujours un excès d'ions positifs.

$P_x$  est un plan parallèle au précédent passant à  $x$  centimètres de l'anode. Le long de lui :

$V_x$  est le potentiel,  $\rho$  la densité électrique et  $N$  le nombre d'ions positifs ou négatifs en excès par centimètre cube, le nombre  $N$  étant affecté du signe  $+$  si les ions positifs sont en excès et du signe  $-$  si ce sont les ions négatifs. Soit enfin :  $-Q$  le nombre total d'ions en excès compris entre lui et l'anode ;  $-Q_m$  le nombre total d'ions en excès compris entre l'anode et le plan médian ;  $+Q_m$  celui compris entre le plan et la cathode.

La charge d'un ion positif étant  $\epsilon$ , nous avons :

$$\frac{d^2V}{dx^2} = -4\pi\rho = -4\pi N\epsilon.$$

L'intensité du champ est  $-\left(\frac{dV}{dx}\right)$  le long de l'anode, d'où

$$-\frac{dV}{dx} = -\left(\frac{dV}{dx}\right)_a + 4\pi\epsilon \int_0^x N dx = -\left(\frac{dV}{dx}\right)_a - 4\pi\epsilon Q.$$

Le long du plan médian, elle sera minima et égale à :

$$-\left(\frac{dV}{dx}\right)_m = -\left(\frac{dV}{dx}\right)_a - 4\pi\epsilon Q_m.$$

La dérivée  $\left(\frac{dV}{dx}\right)_a$  étant négative, l'intensité du champ le long du plan médian sera égale à son intensité le long de l'anode

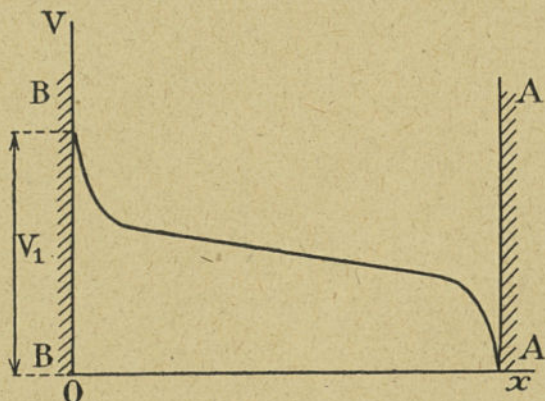


Fig. 50.

diminuée de  $4\pi\epsilon Q_m$ . Elle sera la même le long de la cathode que le long de l'anode (Voy. fig. 49).

Quant au potentiel, il variera, avec la distance  $x$ , comme il est représenté sur la figure 50.

La charge totale  $\epsilon Q_m$  dépend non seulement du nombre total d'ions séparés entre les deux électrodes et, par suite, de la distance de celles-ci, mais aussi du potentiel  $V_1$  qui les sépare.



Nous avons d'ailleurs :

$$V = V_1 + \left(\frac{dV}{dx}\right)_a x + 4\pi\varepsilon \int_0^x Q dx,$$

d'où

$$-\left(\frac{dV}{dx}\right)_a = \frac{V_1}{L} + \frac{8\pi\varepsilon}{L} \int_0^{\frac{L}{2}} Q dx.$$

L'intensité du champ, le long des électrodes, dépend donc non seulement du potentiel  $V_1$ , de la distance  $L$  et du nombre d'ions séparés, mais aussi de leur mode de distribution dans le gaz.

Il serait très difficile de déterminer, *a priori*, ce mode de distribution. Mais supposons, par exemple, qu'en appelant  $N_0$  le nombre d'ions en excès le long de l'anode, posant  $\lambda = \frac{L}{2}$  et désignant par  $m$  un nombre constant, l'on ait :

$$N = -N_0 \frac{e^{-\frac{m}{\lambda}(x-\lambda)} - e^{\frac{m}{\lambda}(x-\lambda)}}{e^m - e^{-m}}$$

Pour  $x = 0$ , nous avons  $N = N_0$  ; pour  $x = \lambda$ ,  $N = 0$  ; pour  $x = 2\lambda$ ,  $N = N_0$ , comme il convient.

$$-Q = \int_0^x N dx = \frac{\lambda}{m} N_0 \frac{e^{-\frac{m}{\lambda}(x-\lambda)} + e^{\frac{m}{\lambda}(x-\lambda)} - (e^m + e^{-m})}{e^m - e^{-m}},$$

$$\int_0^x Q dx = -\frac{\lambda^2}{m^2} N_0 \frac{-e^{-\frac{m}{\lambda}(x-\lambda)} + e^{\frac{m}{\lambda}(x-\lambda)} + e - e}{e^m - e^{-m}} + \frac{\lambda}{m} N_0 \frac{e^m + e^{-m}}{e^m - e^{-m}},$$

d'où

$$\int_0^{\lambda} Q dx = \frac{\lambda^2}{m^2} N_0 \left[ 1 + m \frac{e^m + e^{-m}}{e^m - e^{-m}} \right],$$

d'où

$$-\left(\frac{dV}{dx}\right)_a = \frac{V_1}{L} + 2\pi\varepsilon \frac{N_0 L}{m^2} \left[ 1 + m \frac{e^m + e^{-m}}{e^m - e^{-m}} \right].$$

La quantité  $m \frac{e^m + e^{-m}}{e^m - e^{-m}}$  tend vers l'infini, lorsque  $m$  tend vers 0.

L'intensité du champ, le long des électrodes, croîtrait donc de plus en plus lorsque le nombre  $m$  diminuerait.

Ceci suffit pour montrer que l'accumulation des ions, vers les électrodes, peut augmenter très considérablement l'intensité du champ le long d'elles, le potentiel  $V_1$  demeurant le même.

120. **Courant de saturation.** — La cathode émet toujours un certain nombre d'électrons par seconde, quelque petit qu'il soit.

Chacun d'eux ramène à l'état de molécule l'un des ions positifs qui la recouvrent. En même temps un des ions négatifs abandonne un électron à l'anode et redevient molécule, pendant que cet électron retourne à la cathode par le circuit extérieur.

Ainsi, à chaque électron sorti de la cathode correspond la destruction d'un ion positif et d'un ion négatif.

Pour que le phénomène se renouvelle indéfiniment, il faut que, pendant le même temps, les causes d'ionisation dissocient au moins une molécule.

Si les électrodes sont très rapprochées, il pourra être émis plus d'électrons par la cathode qu'il ne sera produit d'ions, pendant le même temps, entre les électrodes; les électrons en trop retourneront à la cathode, et l'intensité du courant sera limitée par le nombre d'ions produits par seconde.

Nous avons ainsi un nouveau *courant de saturation*.

121. **Potentiel explosif.** — Maintenant, les électrodes étant très écartées, augmentons graduellement le potentiel de l'anode. Le champ croît le long de la cathode, et il arrive un moment où les ions positifs abordent celle-ci avec assez de force vive pour lui arracher des électrons et redevenir molécules: la cathode ne limite plus le courant, qui devient égal au courant de saturation.

Il demeurera constant jusqu'à ce que chaque ion positif gagne assez de force vive, le potentiel de l'anode ayant crû suffisamment pour enlever 2 électrons à la cathode.

L'un d'eux se combinera avec l'ion positif, mais l'autre, demeuré libre, prendra son élan dans le champ, le long de son libre parcours, et deviendra capable de briser plusieurs molécules. L'ion positif disparu sera remplacé par plusieurs nouveaux, qui retour-



neront vers la cathode... pendant que les électrons libérateurs et libérés remonteront vers l'anode, sous l'action du champ, en entraînant avec eux des molécules, dont ils auront fait des ions.

L'espace compris entre les deux électrodes deviendra *auto-ioniseur*. Il s'illuminera, et l'intensité du courant augmentera brusquement.

Celle-ci croîtrait de plus en plus, si la force électrique demeurait constante le long de la cathode.

Mais le courant ne peut se propager jusqu'à l'anode sans qu'une portion de la différence de potentiel disponible ne soit employée autre part qu'aux environs immédiats de la cathode, et cette portion croît avec l'intensité du courant. La chute de potentiel, le long de la cathode, diminue donc à mesure que cette intensité augmente et, avec elle, la force vive des ions abordant la cathode et aussi celle des électrons qui la quittent. Un régime s'établit.

On appelle *potentiel explosif* le potentiel auquel il faut porter l'anode, la cathode étant au potentiel 0, pour que ces phénomènes se manifestent.

## II. — COURANTS PRODUITS DANS LES GAZ PAR SUITE DE L'IONISATION PAR CHOC ENTRE ÉLECTRODES CONSTITUÉES PAR DES PLAQUÉS PARALLÈLES.

122. **Courant produit entre deux plateaux parallèles quand les ions d'une seule espèce produisent l'ionisation par choc.** — Nous emprunterons à Townsend les méthodes de raisonnement permettant de déterminer théoriquement la valeur de ce courant. Supposons que le gaz entre les plateaux soit ionisé par un faisceau de rayons X. Des ions positifs et négatifs sont produits simultanément, et les résultats constatés entre deux électrodes parallèles planes ne permettent pas de décider quels sont ceux qui causent l'ionisation par choc; l'étude de la décharge entre électrodes dissymétriques montrera que, dans les champs faibles, les ions négatifs la provoquent les premiers. Si nous nous plaçons dans ce cas, il est facile de déterminer la valeur du courant à une distance  $x$  d'une électrode, le champ étant constant.



Soit à la distance  $x$ ,  $n_0$  le nombre d'ions négatifs produits par les rayons X ; s'il y en a d'autres produits par collision avec les molécules et si ces ions nouveaux possèdent les mêmes propriétés que ceux qui les ont produits, le nombre qui arrivera à l'électrode positive sera  $n_0 e^{\alpha x}$ ,  $\alpha$  étant le nombre d'ions créés par un ion par centimètre de parcours.

Si l'action du rayonnement X s'étend à tout l'espace compris entre les électrodes, le nombre total qui arrive à l'électrode est :

$$q = \int_0^a n_0 e^{\alpha x} dx = n_0 \frac{e^{\alpha a} - 1}{\alpha},$$

$a$  étant la distance entre les électrodes.

Le courant de saturation avant l'ionisation par choc était  $q_0 = n_0 a$ , par suite :

$$q = q_0 \frac{e^{\alpha a} - 1}{\alpha a},$$

ce qui permet de calculer  $\alpha$  par détermination expérimentale du rapport  $\frac{q}{q_0}$ .  $\alpha$  dépend du champ X et de la pression  $p$ . Quand le champ est faible, ce sont seulement les molécules rencontrées au terme des plus longs libres parcours qui peuvent être ionisées ; mais, quand le champ augmente, les vitesses augmentent et un plus grand nombre de molécules sont ionisées. Le courant tend vers un maximum qui correspond au moment où l'ionisation se produit à chaque collision. Quand le champ est constant,  $\alpha$  est nul pour de fortes pressions, parce que les libres parcours sont très courts.

Quand la pression décroît, le libre parcours augmente, et quelques-uns des électrons acquièrent une vitesse suffisante pour produire l'ionisation. Mais le nombre de molécules qui peuvent être rencontrées par un électron qui traverse un centimètre du gaz va en diminuant et, quand la pression est très basse, si chaque choc donne lieu à ionisation, le nombre des chocs est très petit et, par suite, le nombre d'ions produits est néanmoins faible.

Par conséquent, quand le champ est constant,  $\alpha$  commence



d'abord par croître quand la pression diminue, puis passe par un maximum et finalement décroît avec  $p$ . On a, par exemple, pour  $\alpha$  entre plaques écartées de  $0^{\text{cm}},53$  dans l'hydrogène,  $X$  étant mesuré en volts par centimètre et  $p$  en millimètres de mercure :

$X$ .	$p = 34$ .	$p = 23,5$ .	$p = 14,5$ .	$p = 9,5$ .
72	19,1	11	6,25	12,5
215				13,5
287				16,1
430				31,5
574		14	15,7	103
717			39,7	234
789	24,7	23,5	80,5	

Pour montrer que, lorsque le champ augmente, ce sont les ions négatifs qui produisent les premiers les phénomènes d'ionisation, on s'adresse à la décharge entre deux sphères concentriques, la sphère centrale étant de très petit diamètre. Le champ varie en sens inverse de la distance au centre du système. Par suite, lorsqu'on augmente le champ, l'ionisation se produit d'abord aux environs de la sphère intérieure. Quand la sphère extérieure est négative, tous les ions négatifs produits par le rayonnement traversent la région de champ intense avant d'atteindre l'électrode intérieure. Mais, quand la direction du champ est renversée, il n'y a plus que ceux formés au voisinage immédiat de la sphère intérieure qui traversent cette région. Si l'ionisation par choc est due aux ions négatifs, la conductibilité sera plus grande dans le premier cas : c'est ce que l'expérience montre.

**123. Courant produit entre deux plateaux parallèles quand les ions négatifs et les ions positifs provoquent l'ionisation par choc.** — Appliquons à ce cas les raisonnements du paragraphe précédent. Soit  $\alpha$  le nombre d'ions produits par un ion négatif en traversant 1 centimètre de gaz et  $\beta$  celui des ions produits par un ion positif. Soit  $p$  le nombre de paires d'ions des deux signes produits entre l'électrode négative et un plan parallèle à cette électrode et situé à une distance  $x$  ; et  $q$  le nombre d'ions produits entre ce plan et l'électrode positive dans la couche de gaz d'épaisseur  $a - x$ .

Supposons que nous disposions comme source d'ionisation d'un faisceau de lumière ultra-violette tombant sur la cathode, et soit  $n_0$  le nombre d'ions produits par ce rayonnement sur cette élec-

trode. Le nombre d'ions négatifs  $n$  qui atteignent l'électrode positive est :

$$n = n_0 + p + q.$$

Le nombre de paires d'ions produits entre les plans  $x$  et  $x + dx$  est :

$$dp = (n_0 + p) \alpha dx + q \beta dx.$$

Ou en remplaçant  $q$  par  $n - n_0 - p$  :

$$\frac{dp}{dx} = (n_0 + p) (\alpha - \beta) + n\beta.$$

On en déduit :

$$n_0 + p = A e^{(\alpha - \beta)x} - \frac{n\beta}{\alpha - \beta}.$$

Pour  $x = 0$ , on a  $p = 0$ , d'où

$$A = n_0 + \frac{n\beta}{\alpha - \beta}.$$

On a finalement :

$$n = n_0 \frac{(\alpha - \beta) e^{(\alpha - \beta)x}}{(\alpha - \beta) e^{(\alpha - \beta)x} - \frac{n\beta}{\alpha - \beta}}.$$

L'expérience montre l'exactitude de cette formule tant que la pression ne devient pas très basse.

Si on déduit de cette formule les valeurs de  $\alpha$  et de  $\beta$  correspondant à la même pression et au même champ, on constate que les valeurs de  $\alpha$  sont toujours supérieures à celles de  $\beta$ . Ainsi, même dans le cas de l'hélium, où les valeurs de  $\beta$  sont particulièrement grandes, on a encore :

$\frac{X}{p}$	$\frac{\alpha}{p}$	$\frac{\beta}{p}$
5	0,126	
10	0,27	
20	0,57	
38	1,03	0,0135
40	1,08	0,0164
80	1,83	0,040
120	2,1	0,070
200	2,37	0,165



Comme dans toutes ces expériences, l'ion négatif est à l'état électronique; le nombre de ses collisions avec les molécules est pour un même parcours dans le gaz quatre fois plus grand que celui d'un ion positif. Par suite, le libre parcours d'un électron dans un gaz à la pression  $p$  est le même que celui d'un ion positif à la pression  $\frac{p}{4}$ , et, si le champ est le même, l'énergie cinétique acquise sera la même dans les deux cas. Les pouvoirs ionisants des ions négatifs et des ions positifs pourront être comparés en mesurant la valeur de  $\alpha$  dans un gaz à la pression  $p$  avec celle de  $\beta$  à la pression  $\frac{p}{4}$ . Ainsi, dans le cas de l'hydrogène, on a :

$$\begin{array}{lll} X = 50 \text{ V} & p = 1 \text{ mm.} & \alpha = 0,35 \\ & p = 0,25 & \beta = 0,022 \end{array}$$

Donc l'ion négatif, dans ces conditions, est seize fois plus actif que l'ion positif. Le rapport des activités varie avec le champ. Pour  $x = 75 \text{ V}$ , il n'est plus que de 14. Mais il augmente avec la densité du gaz; ainsi, pour l'anhydride carbonique, on a :

$$\begin{array}{lll} X = 215 & p = 1 & \alpha = 3,2 \\ & p = 0,25 & \beta = 0,003 \end{array}$$

Le rapport des activités est alors 1 070.

124. **Courant produit entre deux plateaux parallèles quand les ions négatifs produisent l'ionisation par choc et quand les ions positifs qui atteignent la cathode en arrachent des ions négatifs.** — Soit  $\gamma N$  le nombre d'électrons arrachés à la cathode quand un nombre  $N$  d'ions positifs atteignent cette électrode.  $\gamma$  dépend de la vitesse de ces ions et, par suite, du rapport  $\frac{X}{p}$ .

Quand au début  $n_0$  électrons sont produits par la lumière sur l'électrode négative, nous avons vu que le nombre des ions correspondants qui atteignent l'anode est  $n_0 l^{\alpha}$ , c'est dire que le nombre de paires d'ions produits dans le gaz est  $n_0 (e^{\alpha} - 1)$ . A l'arrivée sur la cathode  $\gamma n_0 (e^{\alpha} - 1)$  électrons sont libérés, et, si ceux-ci se comportent comme les électrons dus à l'effet photoélectriques,

le nombre d'ions qui atteindra l'anode quand l'équilibre est établi sera :

$$n = n_0 e^{\alpha x} [1 + \gamma(e^{\alpha x} - 1) + \gamma^2(e^{2\alpha x} - 1)^2 + \dots]$$

$$= \frac{n_0 e^{\alpha x}}{1 - \gamma(e^{\alpha x} - 1)}.$$

En posant  $\gamma = \frac{\beta'}{\alpha - \beta}$ , on trouve une équation :

$$n = n_0 \frac{(\alpha - \beta') e^{\alpha x}}{\alpha - \beta' e^{\alpha x}},$$

analogue à celle obtenue au paragraphe précédent, de telle manière qu'il sera le plus souvent très difficile de décider si, dans les phénomènes que l'on observe, la production d'électrons qui est nécessaire au maintien du régime est due à l'action des ions positifs sur les molécules du gaz ou sur les molécules de la cathode. Pourtant il semble qu'on doive admettre qu'aux pressions qui dépassent celle correspondant au minimum de potentiel explosif, c'est l'action sur les molécules du gaz qui est prépondérante.

125. **Potentiel explosif.** — Quand la distance entre les électrodes est petite, le courant donné par la formule :

$$n = n_0 \frac{(\alpha - \beta) e^{(\alpha - \beta)a}}{\alpha - \beta e^{(\alpha - \beta)a}}$$

ne subsiste que tant que l'éclairage de la cathode produit les  $n_0$  électrons initiaux. Mais, quand  $a$  augmente, le dénominateur diminue, et  $n$  devient infini pour une valeur  $S$  de  $a$  donnée par l'équation :

$$\alpha = \beta e^{(\alpha - \beta)S},$$

d'où :

$$S = \frac{1}{\alpha - \beta} \log_e \left( \frac{\alpha}{\beta} \right).$$

Le courant continue à passer après que l'éclairement de la



cathode a cessé. Le potentiel correspondant dit potentiel explosif pour la distance S est SX.

Cette équation montre que le potentiel explosif  $V = SX$  ne dépend que du produit  $pS$ .

Nous avons, en effet, établi plus haut que  $\frac{\alpha}{p}$  et  $\frac{\beta}{p}$  étaient des fonctions de  $\frac{X}{p}$ .

On peut donc écrire :

$$pS = \frac{1}{f\left(\frac{X}{p}\right) - \varphi\left(\frac{X}{p}\right)} \log_e \frac{f\left(\frac{X}{p}\right)}{\varphi\left(\frac{X}{p}\right)},$$

ou

$$pS = \frac{1}{f\left(\frac{V}{pS}\right) - \varphi\left(\frac{V}{pS}\right)} \log_e \frac{f\left(\frac{V}{pS}\right)}{\varphi\left(\frac{V}{pS}\right)}.$$

Cette relation entre V et  $pS$  a été trouvée expérimentalement par Paschen.

### III. — POTENTIEL EXPLOSIF.

126. **Mesure du potentiel explosif.** — Il varie avec la distance des électrodes, leur nature, leur forme et la pression du gaz, mais est sensiblement le même, quel que soit le gaz.

Dans l'air, à la pression atmosphérique, lorsque les électrodes sont planes et distantes de plus de 0<sup>cm</sup>,2, il a pour expression, en désignant par L la distance des électrodes évaluée en centimètres :

$$V^c = 1\,500 + 29\,880 L \text{ volts.}$$

Lorsque la distance L tombe au-dessous d'une certaine limite inversement proportionnelle à la pression, dite *longueur d'étincelle critique* (environ 1/100 de millimètre, à la pression atmosphérique), il passe par un minimum et croît ensuite jusqu'à ce que la

distance  $L$  tombe au-dessous d'une autre limite (0,001 millimètre, à la pression atmosphérique). Puis il décroît très rapidement.

Si la distance  $L$  est constante et supérieure à 1 millimètre, le potentiel explosif diminue d'abord avec la pression, passe par un minimum et croît ensuite, lorsque la pression continue à décroître.

Les courbes de la figure 51 résument des expériences de Carr

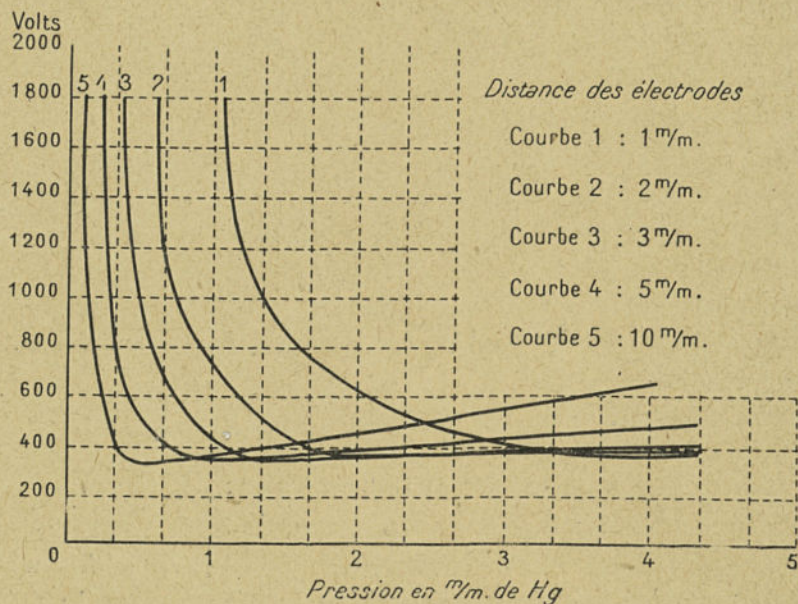


Fig. 51. — Variation du potentiel explosif dans l'air en fonction de la pression et de la distance des électrodes.

et montrent comment le potentiel explosif varie dans l'air avec la pression et la distance des électrodes.

On appelle *pression critique* la pression qui le rend minimum.

La distance  $L$  des électrodes étant donnée, la pression critique est proportionnelle au *libre parcours moyen* des molécules du gaz. D'autre part, elle est inversement proportionnelle à la distance  $L$ .

Le potentiel explosif *minimum* est indépendant de la distance des électrodes.

Enfin *Paschen* a établi que le potentiel explosif ne dépendait que du produit  $pL$  de la pression  $p$  du gaz par la distance  $L$  des



électrodes, c'est-à-dire du nombre de molécules susceptibles d'être ionisées comprises entre elles.

Autrement dit : *quand on applique une différence de potentiels donnée entre deux électrodes, le produit de la pression du gaz par la distance maxima des électrodes, pour laquelle cette différence de potentiels est encore explosive, est constant (loi de Paschen).*

Cette loi, vérifiée complètement, est très importante. Il suffit, en effet, de connaître les valeurs du potentiel explosif entre deux électrodes situées à une certaine distance l'une de l'autre, à toutes les pressions, pour en déduire la valeur de ce potentiel pour une distance et une pression quelconques.

Il en résulte aussi que la pression critique est inversement proportionnelle à la distance des électrodes, comme l'ont établi les expériences de Carr.

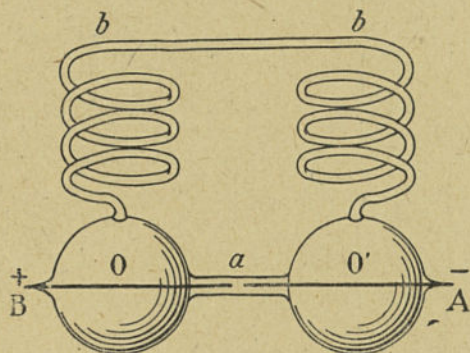


Fig. 52. — Expérience de Hittorf.

Un expérience célèbre de Hittorf met en évidence la nécessité de disposer d'une grande masse de gaz à ioniser pour que le potentiel explosif ait une valeur modérée.

Dans l'appareil représenté sur la figure 52, deux sphères O et O' étaient reliées à la fois par un tube *a* dirigé suivant leur diamètre commun et par un long tube en spirale *b*.

Deux tiges A et B, servant d'électrodes, traversaient chacune l'une des sphères et s'arrêtaient, dans le tube *a*, à 1 millimètre l'une de l'autre.

Dans ces conditions, la pression du gaz étant d'environ 1 millimètre, on élevait graduellement le potentiel de l'anode, la cathode étant maintenue au potentiel 0. On atteignait ainsi le potentiel explosif du circuit comprenant le tube en spirale, mais aussi les sphères, et ce tube s'illuminait. On pouvait ensuite continuer à élever le potentiel de l'anode ; l'intervalle compris entre les deux tiges, dans le tube *a*, demeurait toujours obscur,



C'est que, dans le premier cas, on disposait de tous les ions nés dans les sphères, pour déformer le champ, tandis qu'il ne pouvait en parvenir qu'un nombre infime entre les extrémités des tiges.

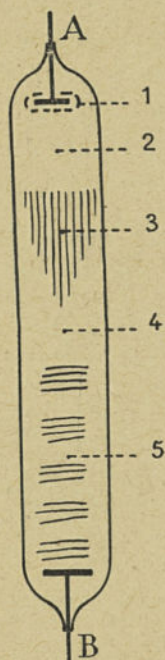


Fig. 53. — Décharge dans un tube à gaz raréfié.

127. Intérêt qu'il y a à étudier, dans les gaz raréfiés, les phénomènes qui accompagnent la décharge électrique. — Il est beaucoup plus facile d'observer le passage d'un courant à travers un gaz, entre électrodes éloignées qu'entre électrodes très rapprochées. D'après la loi de Paschen, le potentiel explosif sera le même avec des électrodes distantes de 100 millimètres, dans un gaz à la pression de 1 millimètre de mercure qu'entre ces deux électrodes distantes de 1/7,6 millimètre dans le même gaz, à la pression atmosphérique.

Or, s'il est facile de voir ce qui se passe sur une longueur de 100 millimètres, cela est pratiquement impossible sur une longueur de 1/7,6 millimètre.

Si on voulait faire passer le courant dans l'air, à la pression atmosphérique, entre des électrodes distantes de 100 millimètres, il faudrait porter le potentiel à près de 300 000 volts. Les expériences seraient fort dangereuses et entraîneraient une grande dépense d'énergie.

On a été ainsi conduit à étudier le passage de l'électricité dans les gaz raréfiés, que l'on enferme dans des tubes dits *tubes à vide*, tels que celui représenté sur la figure 53, munis à l'une de leurs extrémités d'une cathode A et à l'autre d'une anode B.

La pression du gaz enfermé dans le tube est généralement de 1 millimètre de mercure. A cette pression et à la température de 0° C., un centimètre cube de gaz contient encore  $132.10^{14}$  molécules.

#### IV. — RÉGIME DE DÉCHARGE ENTRE PLAQUES PARALLÈLES.

128. Condition pour qu'un courant d'ions produits par collision puisse se maintenir. — Quand un courant traverse le gaz, les ions



sont distribués inégalement entre les électrodes, et cette distribution irrégulière des charges d'électricité détruit l'uniformité du champ.

Les mobilités des ions  $u$  et  $v$ , leurs pouvoirs ionisants  $\alpha$  et  $\beta$  varient d'un point à un autre, et, si on écrit que, dans l'état de régime, les nombres d'électrons et d'ions  $n_1$  et  $n_2$  restent constants en tous les points du gaz, on trouve que  $\alpha$  et  $\beta$  doivent être liés par la relation :

$$\int_0^a \alpha e^{-\int_0^x (\beta - \alpha) dx} dx = 1,$$

pour qu'un courant constant puisse se maintenir dans le gaz.

129. **Distribution des ions dans le gaz.** — Les ions des deux signes sont produits par choc en quantités égales; mais, comme la mobilité des ions positifs est très petite vis-à-vis de celle des électrons, il y aura, dans l'espace compris entre les électrodes, toujours beaucoup plus d'ions positifs que d'ions négatifs. Comme tous les ions positifs doivent finalement atteindre la cathode, il y a excès de ces ions dans la région voisine de cette électrode.

Cet excès de charge positive a pour effet d'augmenter le champ au voisinage de la cathode et de le diminuer dans le reste de l'espace.

Si on appelle  $u$  la mobilité des électrons,  $n_1$  leur nombre par centimètre cube,  $v$  et  $n_2$  les mêmes quantités pour les ions positifs, le courant total  $i$  qui traverse le gaz est :

$$i = n_1 u + n_2 v.$$

Dans un tube contenant de l'hydrogène sous la pression de  $9^{\text{mm}},27$ , entre électrodes écartées de 8 millimètres, pour différents points situés à une distance  $x$  de la cathode, Townsend a montré que l'on avait :

$x :$	0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8
$\frac{n_2 v}{n_1 u} :$	$\infty$	143	50	22,7	11,1	5,3	2,0	0,83	0
$\frac{en_2 v}{i} :$	1	1	0,98	0,96	0,92	0,84	0,66	0,45	0



Puisque  $\nu$  est moindre que  $u$ , la charge positive excède la charge négative dans la plus grande partie de l'espace compris entre les électrodes, excepté aux environs immédiats de l'électrode positive.

130. **Concentration du champ au voisinage de la cathode.** — L'influence de la concentration du champ au voisinage de la cathode sur la différence de potentiel disruptive  $V$  entre deux électrodes parallèles  $A$  et  $B$  a été mise en évidence par Townsend. En disposant, au voisinage de la cathode  $A$ , une grille pouvant être portée à un potentiel positif  $V'$  par rapport à la cathode,  $V$  varie en fonction de  $V'$  de la manière suivante :

$V'$ .....	100	150	170	210	240
$V$ .....	700	680	640	600	550

Ainsi le potentiel explosif entre  $A$  et  $B$  est abaissé de 150 volts en concentrant le champ près de la cathode.

En outre, au fur et à mesure que le courant dans la décharge croît, l'accumulation d'ions positifs aux environs de la cathode augmente d'importance, le champ grandit dans cette région, et la différence de potentiel entre électrodes diminue. Ainsi :

1° La différence de potentiel nécessaire pour maintenir le courant dans la décharge une fois établie est inférieure au potentiel explosif ;

2° Cette différence de potentiel diminue quand le courant dans la décharge augmente.

131. **Chute de potentiel cathodique normale.** — Cette diminution de la différence de tension entre électrodes quand le courant augmente a une limite. Appelons  $a_0$  la distance explosive correspondant au potentiel explosif minimum  $V'$  pour la pression existante.

Supposons que la décharge soit établie sous une différence de potentiel plus grande que  $V'$ , entre deux électrodes séparées par une distance  $a$  plus grande que  $a_0$ . En un certain point entre les électrodes, situé à une distance  $y$  de la cathode, le potentiel est précisément égal à  $V'$ . Nous pouvons toujours supposer que le courant est assez petit pour que l'on ait  $y > a_0$ . Si le courant augmente,



le champ s'accroît au voisinage de la cathode et  $y$  se rapproche de  $a_0$ .

Quand  $y$  est devenu égal à  $a_0$ , un nouvel accroissement du courant tendrait à réduire l'épaisseur de la couche  $y$  dans laquelle les ions sont produits; mais la chute de potentiel nécessaire pour maintenir le courant dans une couche inférieure à  $a_0$  est plus grande que  $V'$ , de telle sorte que la tension nécessaire pour maintenir la décharge augmente avec le courant quand celui-ci dépasse une certaine valeur.

Townsend propose de donner à la chute de tension cathodique la qualification de normale quand elle est égale au potentiel explosif minimum pour une distance de la cathode égale à la distance explosive minimum.

**132. Formes de la décharge entre plaques parallèles.** — Quand on établit une décharge entre deux électrodes planes parallèles à l'aide d'une batterie d'accumulateurs dont la force électromotrice dépasse le potentiel explosif entre les plaques et qui est réunie à celles-ci par l'intermédiaire d'une grande résistance  $R$ , on observe deux types de décharge.

Dans le premier type de décharge, le courant remplit tout l'espace entre les électrodes, il demeure faible; la différence de potentiel entre plaques n'est que peu inférieure au potentiel explosif; le champ entre électrodes demeure sensiblement uniforme.

Si on augmente le courant en diminuant la résistance, on obtient une décharge caractérisée par une étroite bande lumineuse qui n'intéresse qu'une petite partie de la surface des électrodes. La différence de potentiel entre électrodes est très inférieure au potentiel explosif. La chute de potentiel cathodique atteint sa valeur normale dans la colonne lumineuse. Quand  $R$  diminue, la différence de potentiel reste sensiblement constante, mais le courant augmente et peut finir par remplir tout l'espace entre les électrodes.

## V. — DÉCHARGES ENTRE CYLINDRES COAXIAUX.

**133. Champ critique.** — Nous avons examiné jusqu'ici la décharge entre électrodes formées de plans parallèles entre les-



quelles le champ est uniforme. Quand les électrodes sont de forme quelconque, le champ prend lui-même des formes compliquées. Nous examinerons le cas où les électrodes sont deux cylindres coaxiaux; le champ n'est pas uniforme mais de révolution autour de l'axe commun et facile à calculer en chaque point de l'espace.

Si  $V$  est la différence de potentiel entre deux cylindres de diamètres  $A$  et  $a$ , le champ à la surface du cylindre intérieur est  $X = \frac{V}{a \log \frac{A}{a}}$ . On appelle *champ critique* la valeur  $X_1$  de  $X$

correspondant à l'apparition de la décharge.

Pour un cylindre intérieur donné,  $X_1$  est indépendant du diamètre du cylindre extérieur.

La différence de potentiel nécessaire pour produire la décharge diminue quand la pression diminue et passe par un minimum pour une certaine pression qui dépend du rayon du cylindre intérieur. Ce minimum est plus faible si le cylindre intérieur est cathode que s'il est anode.

Aux pressions supérieures au minimum, le potentiel  $V$  nécessaire pour produire une décharge à partir d'un cylindre intérieur positif est plus grand que si ce dernier est chargé négativement. La différence est d'autant plus grande que le diamètre du cylindre intérieur est plus petit. Quand ce diamètre augmente, les deux différences de potentiel tendent vers une même valeur, qui est le potentiel explosif entre électrodes planes présentant le même écartement.

Quand le courant augmente, la différence de potentiel entre les électrodes s'élève. En effet, l'espace entre les électrodes est rempli de charges électriques de même signe que le cylindre central, dont la quantité augmente en même temps que le courant; ces charges réduisent le champ au voisinage de ce cylindre et s'opposent, par conséquent, à la production des ions. Il est, par suite, nécessaire d'augmenter la différence de potentiel entre les électrodes, de telle manière que le champ au voisinage du cylindre intérieur demeure supérieur au champ critique.

134. **Effluve.** — Si la différence entre les rayons des cylindres est



grande par rapport au rayon du cylindre intérieur, on constate, lorsque la différence de potentiel dépasse une certaine valeur, l'apparition d'une lueur ou *effluve* autour du cylindre intérieur. L'effluve est pourpre quand le cylindre intérieur est chargé positivement et rouge quand il est chargé négativement. Les effluves négatives sont plus courtes que les positives, qu'on peut obtenir sur des épaisseurs de 10 à 15 centimètres.

Quand la distance entre les cylindres n'est pas très grande, il y a peu de différence entre le potentiel qui donne naissance à l'effluve et celui qui produit l'étincelle, et, si cette distance devient encore plus faible, l'étincelle passe avant que l'effluve soit apparue.

L'explication du phénomène est la suivante. Le champ est beaucoup plus grand au voisinage de la surface du cylindre intérieur que dans le reste de l'espace. L'ionisation par choc se produit dans cette région; les ions du même signe que le cylindre intérieur sont repoussés par lui vers le cylindre extérieur. Tant qu'ils traversent une région où le champ est suffisant pour leur communiquer l'énergie nécessaire à l'ionisation par choc, ils donnent lieu à des phénomènes d'ionisation dont l'effluve est une manifestation. Mais le champ décroît rapidement quand on s'éloigne du cylindre intérieur; les phénomènes d'ionisation et la luminosité disparaissent et, dans le reste de l'espace jusqu'à l'électrode extérieure, on a un courant dû à des ions d'un seul signe, du signe contraire à celui du cylindre intérieur.

#### VI. — PASSAGE DU COURANT DANS LES GAZ RARÉFIÉS CONTENUS DANS DES TUBES A VIDE.

135. **Conditions générales du phénomène.** — Les différents types de décharge dans un gaz raréfié peuvent être obtenus dans un tube cylindrique en faisant varier la pression. Cependant on ne peut pas négliger l'influence des parois du tube, et les résultats sont un peu différents de ceux obtenus entre deux plaques parallèles indéfinies. La différence de potentiel nécessaire pour obtenir un courant donné est plus grande dans un tube étroit que dans un tube large.



La différence de potentiel nécessaire pour amorcer une décharge dans un tube n'est pas très bien définie parce que des charges électriques déposées à la surface du verre peuvent modifier considérablement le champ électrique. Quand un courant continu traverse le tube, les charges électriques se distribuent de façon régulière, et la valeur de la différence de potentiel nécessaire pour maintenir un courant donné est parfaitement définie.

Ainsi pour maintenir un courant de  $10^{-2}$  ampères dans un tube cylindrique de 3 centimètres de diamètre entre des électrodes planes en aluminium distantes de  $S = 11,5$  centimètres, il faut :

$p$ (mm.) :	4	2,84	1,65	1,04	0,66	0,4	0,29	0,24	0,17	0,13
$pS$ :	46	32,7	19	12	7,6	4,6	3,3	2,8	2	1,5
$\varphi$ (volts) :	650	620	500	470	490	530	590	630	740	800

Quand une décharge éclate dans l'air entre deux électrodes planes indéfinies, le potentiel explosif minimum  $V$  est 340 volts, qui correspond à une valeur  $pS$  de 0,7. La tension  $\varphi$  nécessaire pour maintenir la décharge diminue avec la pression, passe par un minimum, puis ensuite augmente rapidement. Pour les grandes valeurs de  $pS$ ,  $\varphi$  est plus petit que  $V$  et, pour les petites valeurs,  $\varphi$  est plus grand. La valeur minimum de  $\varphi$  est un peu inférieure à 340 volts et est, par conséquent, très inférieure à la valeur minimum de  $\varphi$  dans un tube de verre.

136. **Aspect de la décharge.** — Prenons le tube de la figure 53 et portons son anode  $B$  à un potentiel  $V_1$  supérieur au potentiel explosif et tel que l'intensité du courant soit de l'ordre du milliampère, la pression dans le tube étant de 1 millimètre de mercure environ.

On voit en 1, sur la cathode, une tache lumineuse qui peut la recouvrir complètement si l'intensité du courant devient relativement grande. En 2, un espace obscur d'épaisseur constante, c'est l'espace obscur de Crookes ; en 3, une lueur dite lueur négative.

En 4, un autre espace obscur dit espace obscur de Faraday.

En 5, une colonne lumineuse, appelée colonne positive, s'étendant jusqu'à l'anode. Elle peut comporter des stries, comme il est indiqué sur la figure 53 ; celles-ci ont alors leur concavité tournée vers l'anode.



La figure 54 montre comment variait la force électrique, le long d'un tube dont les électrodes étaient distantes de 14 centimètres.

Pour mesurer cette force, Wilson se servait du tube représenté

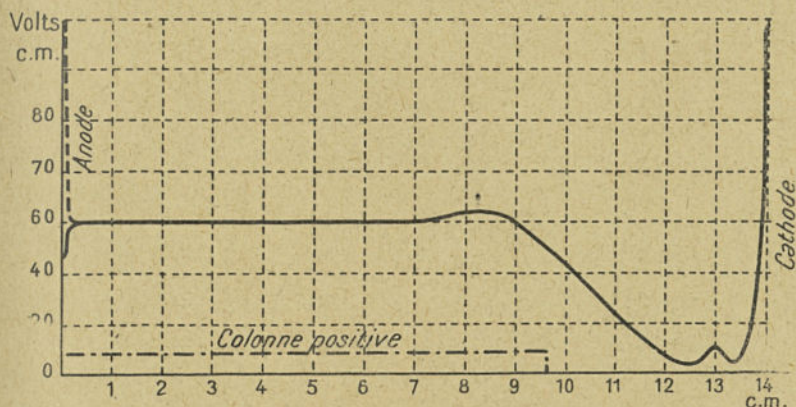


Fig. 54. — Variation de la force électrique dans un tube à vide parcouru par une décharge électrique.

sur la figure 55. A son intérieur se trouvaient deux électrodes mobiles A et B, maintenues écartées par des tiges de verre C. Les électrodes étaient ramenées dans la partie centrale du tube par deux légers ressorts R, R<sub>1</sub>, mais un morceau de fer *f* était relié à

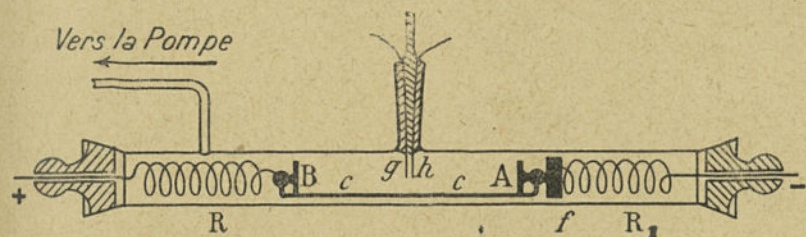


Fig. 55. — Expérience de Wilson.

l'une d'elles. En agissant sur lui, de l'extérieur, avec un aimant, on pouvait déplacer l'équipage à volonté.

Dans la partie centrale de celui-ci pénétraient deux conducteurs isolés *g* et *h*, très voisins, dont les autres extrémités aboutissaient à un électromètre.

Les conducteurs *g* et *h* doivent se mettre au même potentiel

que le milieu où ils pénètrent ; il suffit d'un courant infime pour charger l'électromètre, mais encore faut-il qu'il puisse passer et, pour cela, puisque les fils sont froids, que le milieu contienne des ions des deux signes. Cette condition n'est très probablement pas remplie aux abords de l'anode, où il ne doit y avoir que des ions négatifs, et c'est pourquoi la courbe de la figure 54 indique un accroissement de la force électrique, le long de l'anode, lorsqu'en partant d'elle on se dirige vers la cathode, alors qu'elle doit au contraire diminuer. L'électromètre n'a pu se charger dans cette région. En réalité, la force électrique, le long de l'anode, devait varier comme l'indique la ligne en traits interrompus de la figure 54.

En rapprochant les figures 54 et 55, on voit que la force électrique, très grande dans l'espace obscur de Crookes, diminue rapidement dans la lueur négative, passe par un minimum soit dans cette lueur, soit dans la partie contiguë de l'espace obscur de Faraday, puis augmente à mesure qu'on se rapproche de la colonne positive.

S'il n'y a pas de stries, la force est constante, tout le long de cette colonne, jusque dans le voisinage immédiat de l'anode.

S'il y a des stries, la courbe représentant les variations de la force électrique affecte la forme d'un sinusöide enveloppant l'horizontale de la figure 54.

La force électrique est égale à  $-\varepsilon \frac{dV}{dx}$ , et l'on a :

$$\frac{d^2V}{dx^2} = -4\pi\sigma.$$

Donc il y a un grand excès d'ions positifs dans l'espace obscur de Crookes. Dans la lueur négative, il y a à peu près autant d'ions positifs que d'ions négatifs. Dans l'espace obscur de Faraday, les ions négatifs dominent. Dans la colonne positive, s'il n'y a pas de stries, l'espace n'est pas chargé, sauf le long de l'anode, où il y a nécessairement une forte charge négative.

S'il y a des stries, chacune d'elles peut être considérée comme chargée positivement sur une de ses faces et négativement sur l'autre.

Quant aux variations du potentiel le long du tube, elles peuvent être représentées par la courbe de la figure 56.



Voici les principales remarques auxquelles donne lieu l'examen d'un tube à vide traversé par un courant continu, à l'état de régime.

1° La longueur de l'espace obscur de Crookes dépend de la nature du gaz, de sa pression et un peu de l'intensité du courant.

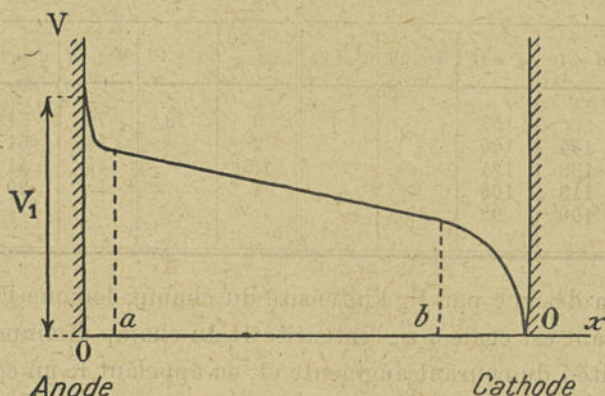


Fig. 56.

Sous la pression de 1 millimètre de mercure, elle est :

Dans l'azote de . . . . .	2 <sup>mm</sup> ,2	Dans l'oxygène de . . . . .	1 <sup>mm</sup> ,6
Dans l'hydrogène de .	3 <sup>mm</sup> ,8	Dans l'air de . . . . .	1 <sup>mm</sup> ,9

En faisant varier la pression dans l'air, on a trouvé les nombres suivants :

Pression.	Longueur.	Pression.	Longueur.
Millimètres de Hg.	Millimètres.	Millimètres de Hg.	Millimètres.
2,06	1,2	0,47	3,1
1,24	1,8	0,27	4,6
0,61	2,4	0,19	7,0

2° La longueur de l'espace obscur de Faraday croît avec l'intensité du courant, lorsque la pression est constante. Si l'intensité est constante, elle croît lorsque la pression diminue.

3° HERZ a étudié le champ électrique, le long de la colonne positive. En l'absence de stries, il est uniforme, mais dépend du diamètre du tube, de la nature et de la pression du gaz et de l'intensité du courant. Voici les résultats qu'il a obtenus avec un tube à azote.

$d$ , diamètre du tube en millimètres;  $p$ , pression du gaz en millimètres de mercure;  $H$ , intensité du champ en volts par centimètre. L'intensité du courant était de 1,2 milliampère.

VALEURS DE H POUR :					VALEURS DE H POUR :				
$p$	$d = 10$	$d = 15$	$d = 20$	$d = 25$	$p$	$d = 10$	$d = 15$	$d = 20$	$d = 25$
8		157			3	78	76	71	
7	144	140			2		55	51	49
6	133	124			1,5		44	41	37
5	118	108			1			30	27
4	100	92	89						

Si l'on désigne par  $H_0$  l'intensité du champ, lorsque l'intensité du courant est égale à  $i_0$ , l'intensité  $H$  du champ diminue lorsque l'intensité  $i$  du courant augmente et, en appelant  $K$  un coefficient fonction du diamètre du tube, l'on a :

$$H = H_0 + K(i_0 - i).$$

Voici les valeurs du coefficient  $K$  pour divers diamètres  $d$  du tube :

$d$	$K$	$d$	$K$
10	10	20	3,5
15	8,5	25	3,4

4° La chute de potentiel, le long de la cathode, dépend peu de l'intensité du courant, mais varie avec la nature de la cathode et celle du gaz, et est très sensiblement égale au potentiel explosif.

Elle est d'ailleurs considérable, comme le montrent les nombres suivants relevés entre la cathode et un point de l'espace obscur de Crookes.

GAZ PUR.	MÉTAL de la cathode.	CHUTE en volts.	GAZ PUR.	MÉTAL de la cathode.	CHUTE en volts.
Azote.	Aluminium.	207	Hydrogène.	Platine.	300
—	Platine.	230	Oxygène.	—	369
Hélium.	—	226	»	»	»
Hydrogène.	Aluminium.	168	Air.	—	350



5° La chute du potentiel, le long de l'anode, beaucoup plus faible que la précédente, varie très peu avec l'intensité du courant, davantage avec la nature du gaz, sa pression et la nature de l'anode, comme en témoignent les nombres suivants :

GAZ.	PRESSION du gaz en mm. de Hg.	CHUTE ANODIQUE EN VOLTS POUR UNE ANODE EN :						
		Platine	Argent	Or.	Cuivre	Fer.	Zinc.	Alumi- nium.
Hydrogène.....	1,73	18,0	18,4	20,1	18,9	22,1	20,4	»
— .....	1,70	18,4	18,8	19,5	19,7	18,5	20,2	20,1
— .....	1,50	17,3	17,7	20,7	20,0	»	19,1	19,7
Azote.....	1,39	18,8	19,1	21,1	19,7	19,7	19,6	22,2
— .....	1,37	18,5	18,6	19,9	19,0	19,4	18,5	21,9
Oxygène.....	1,20	22,2		24,3	23,2	23,8		23,9

6° D'après Spottiswoode et Warren de La Rue, il suffit de monter un condensateur en dérivation avec le tube pour faire apparaître des stries dans la colonne positive et, chaque fois qu'elles se manifestent, un courant alternatif se superpose au courant continu qui traverse le tube.

Le phénomène qui provoque l'apparition des stries serait donc analogue à celui connu sous le nom d'*arc chantant*. Elles se produisent aussi lorsque le tube contient un mélange de gaz.

7° La température, à l'intérieur d'un tube à vide, varie d'un point à l'autre, mais est toujours inférieure à 100° C.

8° Même quand le tube est alimenté par une batterie d'accumulateurs, le courant est régulièrement intermittent, comme on peut le constater à l'aide d'un miroir tournant. Bruninghaus propose d'attribuer ce phénomène inexpliqué jusqu'ici à une suite de bouffées d'ions qui partiraient de l'anode.

137. Ionisation de la cathode par le choc des ions positifs. — Aux pressions dépassant celle du minimum de potentiel explosif, l'action ionisante des ions positifs sur les molécules du gaz semble beaucoup plus importante que leur action ionisante sur celles de la cathode. Ainsi, dans l'effluve autour d'un conducteur positif, les ions positifs atteignent la cathode avec une vitesse insuffisante pour y causer aucun arrachement d'électron. D'autre part,



les potentiels explosifs sont indépendants de la nature des électrodes, ce qui rend peu probable l'intervention d'un flux d'électrons provenant de la cathode.

Mais, quand la pression diminue, le nombre d'électrons produits dans le gaz diminue par rapport au nombre de ceux qui proviennent de la cathode et finit par lui devenir inférieur. La chute de potentiel cathodique dépend alors de la nature du métal formant la cathode. Elle est particulièrement faible pour les métaux alcalins, ce qui montre que les métaux alcalins peuvent libérer des électrons sous des chocs d'ions positifs de plus faible vitesse que les métaux comme le zinc ou l'aluminium utilisés ordinairement.

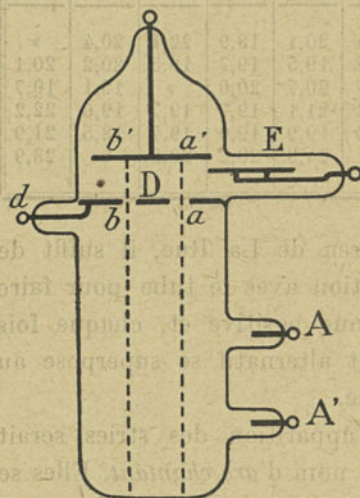


Fig. 57.

Quand la pression est de l'ordre du millième de millimètre de mercure, la colonne positive disparaît, et la lueur négative remplit tout le tube dont les parois prennent une brillante fluorescence verte.

Villard a montré expérimentalement que les électrons dont les trajectoires constituent les rayons cathodiques étaient émis seulement par les points de la cathode qui recevaient le choc d'ions positifs.

Un tube cylindrique de 50 millimètres de diamètre (fig. 57) est muni d'une cathode plane C de 48 millimètres de diamètre. A 15 millimètres devant celle-ci se trouve un diaphragme métallique D percé de deux ouvertures *a* et *b* et relié à un fil de platine *d* qui traverse la paroi du tube. E est une électrode mobile dans un sens ou dans l'autre par inclinaison du tube. En A et A' sont des électrodes fixes servant d'anodes. Lorsque le vide est élevé, deux faisceaux cathodiques se forment suivant les axes des trous *a* et *b*, le reste de la cathode n'émettant presque rien.

On ne peut dire que le faisceau cathodique a été diaphragmé par l'écran comme le serait un faisceau de lumière parallèle et que, puisque cet écran présente deux ouvertures, on a deux faisceaux.



S'il en était ainsi, l'émission ne serait pas modifiée par le diaphragme et on n'aurait pas deux points brillants sur la cathode en face des trous ; en outre, les faisceaux auraient la forme et le diamètre de ces trous, alors qu'ils sont beaucoup plus étroits.

Le phénomène s'explique en admettant que l'émission cathodique est alimentée par un afflux (*afflux cathodique*) d'ions positifs provenant de l'espace obscur. L'afflux cathodique venant des points situés au delà du diaphragme ne peut parvenir à la cathode qu'en passant par les trous *a* et *b* du diaphragme, ou plutôt par les centres de ces trous dont les bords le repoussent. De là, les deux points brillants observés sur la cathode, dont le reste de la surface n'est alimenté que par les points de l'espace sombre compris entre C et D.

L'émission des rayons cathodiques sous l'action des ions positifs n'est pas aisément explicable. En effet, les ions positifs, au moment où ils abordent la cathode, possèdent bien une énergie suffisante, mais ils la lui cèdent pour la plus grande partie sous forme de chaleur, et il semble que la portion restante ne soit plus suffisante. On peut alors supposer que l'ion arrivant sur la cathode y capture un électron et repasse à l'état d'atome neutre en émettant une radiation qui, à son tour, provoque sur la cathode une émission photoélectrique d'électrons lents.

138. **Phénomènes d'ionisation et de recombinaison dans la colonne positive.** — Les phénomènes qui se passent dans la colonne positive ne sont pas bien expliqués. La conductivité y est grande, ce qui prouve que les ions y sont nombreux ; le champ y est faible, ce qui prouve que les ions des deux signes s'y trouvent en quantités à peu près équivalentes. Ce champ est en général trop faible pour qu'il puisse y avoir ionisation par choc. Cependant les ions y disparaissent rapidement parce que leur recombinaison, favorisée par la faiblesse du champ, est intense, ainsi que le manifeste la luminosité qui remplit cette région, et aussi parce que de nombreux ions sont attirés par les parois du tube. Il est donc nécessaire qu'il y existe une cause de production d'ions.

L'hypothèse de Wilson que cette ionisation serait due à une radiation émise au moment de la recombinaison des ions positifs et négatifs semble la plus probable ; malheureusement, la valeur



du coefficient de recombinaison qu'il est alors nécessaire d'admettre est infiniment plus grande que celle qui a été obtenue par d'autres méthodes.

On peut considérer que tout se passe dans la colonne positive comme si la décharge y était alimentée par un fort courant d'électrons provenant de la région située entre l'extrémité de la colonne positive et la cathode. On peut montrer que les ions positifs qui sortent de la colonne positive vers la cathode sont en très petit nombre, c'est-à-dire que ceux qui atteignent la cathode viennent uniquement de la lueur négative. Pour cela, plaçons une électrode supplémentaire en un point P situé à l'extrémité de la colonne positive, et soit  $V_1$  le potentiel de ce point par rapport à la cathode A, celui de l'anode B étant V. Si l'électrode P est maintenue au potentiel  $V_1$  par une batterie insérée entre la cathode et P, le courant continue à passer entre A et P comme auparavant, mais aucun courant ne passe entre P et B. Comme l'électrode P n'émet pratiquement aucun ion positif, c'est qu'aucun flux important d'ions positifs provenant de l'anode ne traversait la section P quand l'électrode n'y était pas.

**139. Discontinuité de la décharge.** — Même quand le tube est alimenté par une batterie d'accumulateurs, le courant est régulièrement intermittent, comme on peut le constater à l'aide d'un miroir tournant.

Bruninghaus propose d'attribuer ce phénomène inexpliqué jusqu'ici à une suite de bouffées d'ions qui partiraient de l'anode. La présence d'une de ces bouffées entre les électrodes réduirait le champ autour de l'anode et arrêterait momentanément la production des ions. Celle-ci ne pourrait reprendre que quand la première bouffée aurait disparu dans la région cathodique.

**140. Essai de théorie de la décharge dans les tubes à gaz raréfiés.** — Les chocs déterminant les échanges d'énergie entre ions positifs, molécules de la cathode, électrons et molécules du gaz, bien qu'effectués entre corps parfaitement élastiques, font prendre aux électrons de violents mouvements vibratoires, qu'amortit le rayonnement.

Aussi le rendement final de ces échanges est-il très mauvais, si bien que la chute cathodique, qui pourrait n'être que de 5 à



20 volts, et ne sera pas supérieure lorsque la cathode sera incandescente, est comprise, suivant les cas, entre 168 et 369 volts.

Un grand dégagement d'énergie se fait dans son voisinage immédiat, et elle émet toutes sortes de radiations.

Les électrons traversent l'espace obscur de Crookes sans produire de nombreux chocs, et c'est pour cela qu'il est obscur.

En voici les raisons :

1<sup>o</sup> Une partie de cet espace est occupée par la région de libre parcours des électrons, qui est quatre fois plus étendue que celle du libre parcours des molécules et des ions.

2<sup>o</sup> Comme l'a fait remarquer J.-J. Thomson, ils vont alors très vite et sont d'autant moins dangereux pour les molécules qu'ils traversent.

Un exemple vulgaire le fera comprendre : une balle lancée par un fusil, à travers une vitre, y fait un trou rond paraissant découpé à l'emporte-pièce. La même balle lancée à la main brise la vitre.

Autrement dit, si le hasard ne met pas un ion positif ou un électron sur le chemin même de l'électron lancé, il passera à côté d'eux sans avoir le temps de les influencer.

Sa vitesse finit néanmoins par s'amortir et le fait complètement dans la lueur négative, où, après avoir brisé des molécules, il se combine avec l'une d'elles.

A la sortie de cette lueur, les ions négatifs s'accroissent à nouveau, sous l'influence du champ.

Ils atteignent la colonne positive, après avoir acquis une certaine vitesse, que la viscosité du milieu maintient constante.

Enfin les ions négatifs abordent l'anode.

Celle-ci est toujours prête à recevoir les électrons qu'on lui apporte, à condition qu'ils ne la chargent pas négativement, c'est-à-dire si la cathode, qui lui est reliée par le circuit extérieur, en perd autant, en même temps.

La force électrique pourrait donc être très petite, le long de l'anode. Il suffirait que les ions négatifs prissent assez de force vive, le long de leur dernier libre parcours, pour se briser eux-mêmes, au contact de l'anode, et lui abandonner leur électron et non celle nécessaire pour transformer une molécule en ion positif, qui est deux fois plus grande. Mais la force électrique, devant



l'anode, n'est pas déterminée par le travail à fournir à l'électron, le long de son dernier libre parcours, elle l'est par la distribution des charges positives et négatives contenues dans le tube (1).

L'expérience montre que l'intensité du champ est généralement au moins aussi grande le long de l'anode que le long de la

(1) Sauf le long de la colonne positive, qui demeure à l'état neutre, les électrons sortis de la cathode en se faulant entre ions et molécules, comme dans les espaces obscurs, chargent négativement l'espace.

Toute ionisation produisant des charges égales et de signes contraires, leur somme algébrique est nulle.

Donc la charge totale de l'espace compris entre les électrodes est négative.

Elle doit être compensée par une charge positive étalée à la surface des électrodes ou des conducteurs qui y aboutissent. Mais la capacité de ceux-ci étant négligeable, elle doit se trouver presque entière à la surface des électrodes.

Or les électrons, en abordant l'anode, ne peuvent la charger que négativement. Au contraire, en quittant la cathode, ils lui communiquent une charge positive, comme nous l'avons vu en établissant la formule de Richardson. Nous avons ainsi, à l'état de régime, un nombre d'ions positifs étalés à la surface de la cathode égal à celui des électrons libres dans le tube.

Considérons maintenant un tube de force allant de l'anode à la cathode. Comptons les distances  $s$  le long de son axe. Désignons par  $\sigma$  sa section droite,  $n\epsilon$  le nombre de charges positives en excès par centimètre cube,  $V$  le potentiel et  $\rho$  la densité électrique le long de ce tube, à la distance  $S$  de la cathode.

Nous avons :

$$\frac{d^2V}{ds^2} = -4\pi\rho \quad \text{et} \quad \rho = n\epsilon.$$

Soit  $q$  la charge totale contenue dans ce tube, entre l'anode et sa section droite  $\sigma$ . Nous aurons  $dq = \sigma n\epsilon ds$ , d'où :

$$\frac{d^2V}{dx^2} = -4\pi\frac{1}{\sigma}\frac{dq}{ds}.$$

Soit  $L$  la longueur totale du tube,  $I_a = -\left(\frac{dV}{ds}\right)_0$  et  $I_c = -\left(\frac{dV}{ds}\right)_L$  les intensités du champ le long de l'anode et de la cathode,  $q_m$  la charge totale contenue dans le tube. Nous avons :

$$I_a = I_c - 4\pi \int_0^L \frac{1}{\sigma} \frac{dq}{ds} ds.$$

Si, comme dans un cas précédent, les deux électrodes étaient planes, parallèles et indéfinies, la section  $\sigma$  serait constante et nous aurions :

$$I_a = I_c - 4\pi \frac{q_m}{\sigma}.$$

La charge  $q_m$  étant négative, l'intensité du champ serait plus grande le long de l'anode que le long de la cathode.

[S'il n'y avait pas d'ions dans le tube, c'est-à-dire si le courant passait à travers le vide, toutes les charges élémentaires  $dq$  étant négatives, nous aurions encore  $I_a > I_c$ .]

Mais, dans le cas général, comme nous ne connaissons pas les expressions des quantités  $\tau$  et  $q$  en fonction de la distance  $S$ , nous ne pouvons rien dire *a priori*, si ce n'est que l'intégrale ne dépend que de la répartition des charges dans l'espace et nullement du travail nécessaire pour briser une molécule ou un ion négatif.



cathode, et nous ne pouvons la rendre grande devant la cathode sans la rendre encore plus grande devant l'anode.

Les ions négatifs acquièrent donc une grande vitesse en abordant l'anode. Ils se brisent contre elle et perdent non seulement les électrons supplémentaires qui les chargeaient, mais aussi de leurs électrons constitutifs, en se transformant non en molécules, mais en ions positifs qui retournent vers la cathode.

En effet : *il est absolument nécessaire que, si un courant d'ions négatifs parcourt la colonne positive, un courant d'ions positifs la parcourt en sens inverse, la charge d'espace y étant constamment nulle.*

Alors, dans la lueur négative, chaque ion positif venant de la colonne positive absorbe deux électrons pour se transformer en ion négatif, tandis qu'une molécule arrivant de la cathode, dans cette lueur, n'abandonne qu'un électron pour se transformer en ion positif.

Il faut, d'ailleurs, que le nombre d'ions positifs descendant vers la cathode soit double du nombre d'ions négatifs allant vers l'anode, puisque, *si l'on ne tient pas compte des électrons libres*, le flux d'ions positifs constitue à lui seul le courant, tandis que le flux d'ions négatifs n'en constitue que la moitié, l'autre moitié l'étant par les ions positifs revenant de l'anode.

Quant aux électrons libres détachés de la cathode, chacun d'eux entraîne avec lui une molécule, dont il fait un ion négatif. Celui-ci abandonne deux électrons à l'anode, mais, redevenu ion positif, demeure à cet état, en retournant dans la lueur négative, jusqu'à ce qu'il y arrête au passage un électron libre venant de la cathode. A ce moment, la molécule primitive est reconstituée, et la cathode a perdu les deux électrons gagnés par l'anode.

De cette manière, l'ion négatif formé par le premier électron et l'ion positif formé dans l'anode augmentent l'intensité du courant, dans la colonne positive, de la même quantité que le passage des deux électrons libres l'augmente dans l'espace obscur de Crookes.

L'existence de deux courants séparés d'ions négatifs et d'ions positifs, celui-ci nécessaire si celui-là existe, ne nous paraît possible que si la colonne positive est courte, et l'intensité du courant électrique est petite.

Le long de la colonne positive, il y a autant d'ions positifs que de négatifs par centimètre cube. Leurs attractions et répulsions



respectives s'équilibrent donc, et nous n'avons plus affaire qu'aux attractions des courants.

Elles tendent à resserrer les lignes d'ions positifs et négatifs, suivies par le courant, jusqu'à ce que les différences de potentiels, alors développées le long d'une même section transversale du tube les empêchent de se serrer davantage.

Cet effet, faible tant que l'intensité du courant est petite, doit s'opposer à la production de courant d'ions, le long de la colonne positive, lorsque l'intensité du courant électrique devient grande.

Le mécanisme du transport des électrons serait alors le suivant :

A la sortie de l'espace obscur de Faraday, un ion négatif a acquis une force vive suffisante, non pour briser une molécule et en faire un ion positif, mais pour se briser lui-même contre une molécule, son électron en surplus prenant la place d'un de ceux de

la molécule, qui se porte lui-même sur une molécule voisine de la même file orientée suivant une ligne de force du champ, laquelle abandonne à son tour un électron qui va sur la molécule suivante... et ainsi de suite.

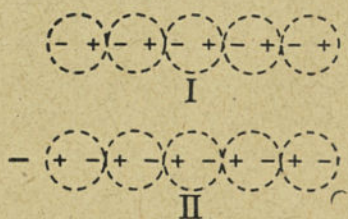


Fig. 58.

Les électrons peuvent ainsi se

transporter d'une molécule sur l'autre, le long de la colonne positive, jusqu'à l'anode.

En I (fig. 58) est figurée une file d'atomes polarisés par le champ. [Une file de molécules serait figurée par deux files parallèles semblables.] Les atomes sont représentés par des cercles en traits interrompus et les ions positifs et électrons détachables qu'ils contiennent par les signes + et —.

Si un électron perdu par un ion négatif vient heurter le premier atome de la file, le choc est transmis au second, puis au troisième... et ainsi de suite, et les échanges d'électrons se font comme il vient d'être dit.

Finalement, nous arrivons à l'état représenté en II sur la même figure. Le nombre d'atomes n'a pas varié, mais l'électron qui était à droite de la file est venu à sa gauche, et les atomes ont été retournés. Leur nouvelle position étant instable, ils reviennent immédiatement à l'ancienne.



Ce mode de transmission par chocs successifs est analogue à celui qu'on réalise dans l'expérience rappelée par la figure 59. Une série de boules suspendues par des fils sont disposées côte à côte. Si, après avoir soulevé la première, on la laisse retomber, c'est la dernière qui se soulève à son tour, comme si elle avait reçu directement le choc, alors que toutes les autres demeurent immobiles.

Nous pensons que le courant se propage, le long d'un conducteur métallique, par un mécanisme semblable.

Les transmissions par choc déterminent la production de mouvements vibratoires dans le milieu, d'où un rayonnement d'énergie, qui rend généralement la colonne lumineuse. Mais ces chocs se trans-

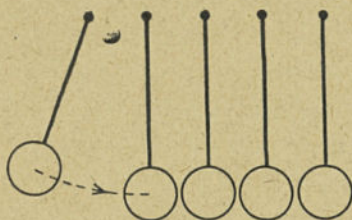


Fig. 59.

mettent dans un champ d'intensité constante et, chaque fois qu'un électron frappant une file déterminée à l'un de ses bouts détermine le départ d'un électron à l'autre bout, les choses se passent comme si l'électron avait parcouru la colonne tout entière, en rendant disponible un travail égal à sa charge multipliée par la chute de potentiel le long de la colonne.

C'est dans la colonne positive que le courant électrique prend son régime normal de passage à travers le gaz, et les électrons y seront transmis de la même manière, lorsque la cathode sera incandescente.

Les phénomènes dans les deux espaces obscurs et la lueur négative sont des phénomènes locaux, dont le rôle est d'extraire de la cathode les électrons nécessaires et de leur faire aborder la colonne positive avec une vitesse suffisante.

La colonne positive s'étend jusqu'à l'anode, qu'elle recouvre d'une couche d'électrons.

Nous avons vu que la force électrique  $F_e$  était au moins aussi grande, le long de l'anode, que le long de la cathode.

Les électrons pénétreront donc dans l'anode avec beaucoup de force vive, qui y sera inutilement perdue, et l'anode s'échauffera.

L'intensité du champ, quand on s'éloigne de l'anode, prend presque aussitôt une valeur constante, qu'elle conserve tout le



long de la colonne positive. La chute brusque de potentiel, le long de l'anode, peut être beaucoup moins grande que la chute brusque devant la cathode, mais la somme des chutes de potentiel le long de l'anode et de la colonne positive est toujours supérieure à la chute cathodique.

Un fait singulier est que le gradient du potentiel, le long de la colonne positive, diminue lorsque l'intensité du courant augmente.

Ainsi, d'après les expériences de Herz, avec un tube de 25 millimètres de diamètre contenant de l'azote à la pression de 1 millimètre de mercure, le gradient est de 27 volts par centimètre, alors que l'intensité du courant est 1,2 milliampère, soit une densité de courant de 0,245 milliampère par centimètre carré.

Si l'intensité du courant devient de 1 milliampère, le gradient  $H$  devient :

$$H = 31,08 - 3,4 i \text{ volts par centimètre.}$$

Cette formule n'est applicable que si la densité du courant n'est que de quelques milliampères. Mais la diminution du gradient devient fantastique lorsque la densité du courant devient de l'ordre de l'ampère par centimètre carré. Nous verrons, en effet, bientôt qu'elle n'est plus que de 1/10 de volt par centimètre, dans des tubes à vapeur de mercure où la pression est d'environ 2 millimètres de mercure.

On peut se l'expliquer comme il suit :

Les deux modes de transport d'électrons de la cathode à l'anode peuvent être utilisés simultanément.

Au moment de la mise en charge d'un tube, un courant d'ions négatifs ira frapper l'anode, et les ions reviendront en arrière, après être devenus positifs. C'est le premier mode de transport qui sera d'abord utilisé.

Ensuite, lorsque l'intensité du courant électrique augmentera et que les ions négatifs aborderont, de plus en plus nombreux, la colonne positive, un certain nombre, au lieu de passer entre les files, rencontreront leurs molécules de tête, qui échangeront successivement leurs électrons avec les molécules suivantes. En même temps, les ions positifs et négatifs seront rappelés, par des forces magnétiques plus intenses, vers le centre de la colonne, où ils se recombinaient.



Ainsi, graduellement, à mesure que l'intensité du courant augmentera, on passera du premier mode de transport au second.

Or, dans le premier cas, les molécules doivent franchir la colonne, dans les deux sens, en surmontant la viscosité du milieu. Dans le second, elles restent immobiles, et les chocs, peu violents, sont effectués entre molécules parfaitement élastiques.

Il n'est donc pas surprenant que le champ doive être beaucoup plus intense dans le premier cas que dans le second.

En résumé :

Si nous maintenons une différence de potentiels supérieure au potentiel explosif entre les électrodes d'un tube à vide, il n'y a d'abord aucun courant appréciable, mais les ions qui y sont naturellement produits s'accumulent près des électrodes, modifient la distribution du potentiel dans le tube et le font tomber brusquement le long des électrodes.

Une fois le champ devenu suffisant le long de la cathode, les ions positifs massés contre elle acquièrent assez de force vive, le long de leur dernier libre parcours, pour lui arracher, chacun, plus d'un électron.

A partir de ce moment, le tube est auto-ioniseur.

Les électrons libérés et non recombinaés remontent vers l'anode en s'élançant le long de leur libre parcours, vont d'abord trop vite pour faire grand mal aux molécules qu'ils rencontrent, puis, une fois leur vitesse suffisamment amortie, entrent en conflit avec elles dans la lueur négative.

Les ions positifs produits vont vers la cathode, les ions négatifs vers l'anode, en prenant de la vitesse dans l'espace obscur de Faraday.

Suivant l'intensité du courant électrique, ou ils traversent à vitesse constante la colonne positive, s'élançant contre l'anode le long de leur dernier libre parcours, s'y brisent en lui abandonnant deux électrons et se transforment en ions positifs qui reviennent en arrière, ou ils se brisent devant les premières molécules de la colonne positive, en leur abandonnant leurs électrons en surplus. Ils lui communiquent ainsi un ébranlement ; celui-ci se propage, de molécule en molécule, jusqu'à l'anode, où celles en contact avec elle lui abandonnent autant d'électrons que les premières en ont reçu.



## VII. — CONCLUSION.

141. **Effluve.** — Nous avons mis en évidence, dans le cas où la cathode demeure froide, deux types de décharges bien différents.

Dans le premier, la luminosité et les phénomènes d'ionisation sont limités au voisinage d'une des électrodes; le transport du courant dans le reste de l'espace est dû uniquement à des ions de signe contraire à celui de l'électrode. La différence de potentiel entre électrodes croît en même temps que le courant. *C'est l'effluve.*

142. **Étincelle.** — Dans le second, les phénomènes d'ionisation et les phénomènes lumineux s'étendent généralement à tout l'espace compris entre les électrodes.

La différence de potentiel décroît avec le courant, du moins tant que celui-ci ne dépasse pas une certaine valeur.

Le passage du courant est intermittent; la fréquence des interruptions est plus ou moins élevée.

Nous proposons d'appliquer, comme le propose aussi Darmais, le nom d'*étincelle* à ce mode de décharge, qu'il s'agisse de la décharge dans les tubes à vide comme de la décharge sous forme disruptive, à laquelle on a coutume de réserver plus particulièrement cette appellation.

## Bibliographie.

119. — J.-J. THOMSON, Passage de l'électricité à travers les gaz. TOWNSEND, *Electricity in gases.*
122. — TOWNSEND, *Philosophical Magazine*, t. I, 1901, p. 198.
123. — TOWNSEND, *Philosophical Magazine*, t. IV, 1903, p. 598.
126. — HITTORF, *Wied. Ann.*, t. XXI, 1884, p. 96.  
CARR, *Proc. Roy. Soc.*, t. LXXI, 1903, p. 374.  
PASCHEN, *Wied. Ann.*, t. XXXVII, 1889, p. 79.
128. — TOWNSEND, *Phil. Mag.*, vol. IX, p. 289, 1905; vol. II, p. 729, 1906.  
TOWNSEND, Passage de l'électricité à travers les gaz, p. 430.
- 129-132. — TOWNSEND, Passage de l'électricité à travers les gaz, p. 448.
133. — PEEK, Phénomènes diélectriques dans la technique des hautes tensions, p. 27.
136. — WILSON, *Phil. Mag.*, 5<sup>e</sup> série, t. XLIX, 1900, p. 505.  
HERTZ, *Wied. Ann.*, t. LIV, 1895, p. 246.  
EBERT, *Verhand. deutsch. physik. Ges.*, t. II, 1900, p. 99.  
HERTZ, *Wied. Ann.*, t. LIV, 1895, p. 244.  
WARBURG, *Wied. Ann.*, t. XL, 1890, p. 1.  
SKINNER, *Wied. Ann.*, t. LXVIII, 1899, p. 752; *Phil. Mag.*, 6<sup>e</sup> série, t. VIII, p. 387.  
DE LA RUE et MÜLLER, *Phil. Transac. Part.*, vol. I, 1878, p. 155.  
SPOTTISWOODE, *Phil. Trans. Part.*, vol. I, 1879, p. 205.
137. — P. VILLARD, Ions, électrons et corpuscules, p. 1012.
138. — H.-A. WILSON, *Phil. Mag.*, 5<sup>e</sup> série, t. XLIX, 1900, p. 505; *Proc. Camb. Phil. Soc.*, t. XI, 1902, p. 249-391.
139. — PERKINS, *C. R. A. S.*, mai 1909, p. 139.



## CHAPITRE III

### PASSAGE DE L'ÉLECTRICITÉ A TRAVERS LES GAZ, LORSQUE LA CATHODE EST MAINTENUE INCANDESCENTE

Les phénomènes changent radicalement parce que la cathode, au lieu de se faire arracher ses électrons, les laisse sortir en foule.

#### I. — CARACTÉRISTIQUES DE LA DÉCHARGE.

143. **Courant de saturation de la cathode.** — Elle a encore un courant de saturation, mais dont l'intensité est, à égalité de température, beaucoup plus grande que si la cathode était dans le vide.

C'est que l'exposant  $b$  de la formule de Richardson :

$$I = aT^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{b}{T}} \text{ amp.-cm}^2.$$

est proportionnel au travail  $\mathfrak{E}$  que les électrons doivent fournir, aux dépens de leur propre force vive pour sortir de la zone d'influence de la cathode.

Or des ions positifs ou au moins des molécules polarisées viennent la recouvrir et attirent à eux les électrons qui en sortent. Suivant la remarque de J.-J. Thomson, cela réduit le travail  $\mathfrak{E}$  et, par suite, l'exposant  $b$ .

L'intensité  $I$  se trouve ainsi multipliée par un très grand facteur. Lorsque la température  $T$  sera voisine de  $2\ 000^{\circ}$ , l'ordre de

grandeur de l'intensité  $I$  sera d'une centaine d'ampères par centimètre carré.

D'un autre point de vue :

Lorsque la cathode était dans le vide, non seulement l'intensité  $I$  était petite, mais il fallait développer, entre les deux électrodes, une grande différence de potentiels donnée par la formule de Child :

$$I = 2,33.10^{-6} \frac{V_1^{-3/2}}{L^2} \text{ amp.-cm}^2,$$

pour la faire débiter par la cathode.

C'est que les électrons allant à l'anode chargeaient négativement l'espace et refoulaient dans la cathode ceux qui en voulaient sortir.

Dans le cas actuel :

Ces électrons, au lieu d'avoir à gagner l'anode, n'ont à gagner que la tête de la colonne positive, qui est très voisine de la cathode. Le volume qu'ils occupent est très petit et, comme ils le traversent avec une très grande vitesse, le nombre des électrons libres en dehors de la cathode est très petit.

D'autre part, le même volume contient des ions positifs en bien plus grand nombre, dont la contre-partie (ions négatifs ou électrons) se retrouve seulement le long de l'anode.

La charge d'espace, devant la cathode, est donc positive, au lieu d'être négative. Elle facilite donc la sortie des électrons, au lieu de les refouler.

**144. Chute de potentiel cathodique.** — Les électrons sortis de la cathode doivent avoir assez de force vive, lorsqu'ils abordent la tête de la colonne positive, pour l'ébranler et lui faire abandonner des électrons à l'anode. Il faut qu'ils puissent prendre leur élan dans un champ.

1° *Examen d'un cas particulier.*

La colonne positive pourrait s'étendre jusqu'à la cathode, et ses molécules de tête en seraient à une distance égale à leur libre parcours moyen.

Si le champ, alors uniforme entre les deux électrodes, était assez intense pour que les électrons prissent la force vive voulue



le long de ce libre parcours, la présence d'aucun électron ne serait nécessaire pour renforcer le champ.

Le champ serait diminué, le long de la cathode, par les électrons qui en sortiraient, mais dans une très faible mesure, car ils ne demeureraient libres que pendant un temps extrêmement court, à cause de leur très grande vitesse.

Dans ce cas, il suffirait d'établir la différence de potentiels normale entre les deux électrodes pour déterminer le passage du courant. *Il n'y aurait pas à l'amorcer*, ce que nous devons faire généralement, comme nous le verrons tout à l'heure, et ce serait avantageux.

En retour, il n'y aurait pas de chute de potentiel cathodique et pas de bombardement qui puisse maintenir la cathode incandescente. Celle-ci devrait être constituée, par exemple, par un filament chauffé par un courant de pile.

Si l'on se sert à la fois d'ions et d'une cathode incandescente, c'est pour lui faire débiter un courant de grande intensité, et ce sera, d'ordinaire, un courant de faible tension. Ainsi le champ ne pourra-t-il guère être supérieur à 100 volts par centimètre.

Alors, bien que ce libre parcours des molécules de tête de la colonne positive soit proportionnel à la haute température de la cathode, on n'a pu remplir la condition voulue qu'avec des tubes plus ou moins vidés et contenant un gaz très facile à ioniser, néon ou argon. Le *tungar* de Langmuir en est un exemple. C'est une soupape électrique, dont nous parlerons dans la partie technique de ce livre.

2° *Cas général*. — Le champ devra encore être renforcé, le long de la cathode, par des ions positifs.

Ceux-ci étant continuellement absorbés par elle devront être renouvelés au fur et à mesure. Les électrons qu'elle émettra devront donc devenir capables d'ioniser des molécules du gaz.

Il y aura alors une chute de potentiel cathodique de  $V$  volts telle que le travail  $Ve$  soit au moins égal à celui absorbé par l'ionisation d'une molécule.

Il ne peut d'ailleurs être supérieur. La chute de potentiel  $V$  est ainsi bien déterminée et indépendante de l'intensité du courant.

#### 145. Rétrécissement de la veine fluide parcourue par le courant

M. LEBLANC. — La décharge électrique dans le vide et dans les gaz. 14



**aux abords de la cathode.** — Ce phénomène, peu sensible lorsque la cathode est froide, se manifeste vivement lorsqu'elle est incandescente, à cause de la grandeur de l'intensité du courant.

La colonne positive est précédée d'une lueur négative, où se fait l'ionisation.

Mais les molécules de cette lueur sont décomposées en électrons, qui partent vers l'anode avec les électrons ioniseurs, et en ions positifs qui se rendent vers la cathode, où ils redeviennent molécules.

Le vide tend à se faire dans la lueur négative, et les molécules brisées y sont continuellement remplacées par des molécules neuves venant de l'extérieur, en même temps que celles reformées

le long de la cathode s'écoulent le long de celle-ci.

Les molécules se déplacent alors, comme il est représenté sur la figure 60, tantôt à l'état de molécules, tantôt à l'état d'ions positifs. Elles engendrent un véritable anneau-tourbillon autour de l'axe de la veine fluide parcourue par le courant et exercent, contre elle, une pression latérale

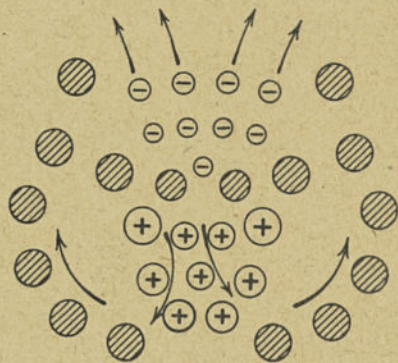


Fig. 60.

d'autant plus énergique que l'intensité du courant est plus grande et que leur chemin est plus courbé, c'est-à-dire que la lueur négative est plus voisine de la cathode.

Les filets de courant se serrent donc dans le voisinage immédiat de la cathode, comme on le constate avec l'arc ordinaire et surtout avec l'arc au mercure, dans une ampoule vidée, où la distance des électrodes rend l'observation beaucoup plus facile.

C'est un heureux résultat, car le bombardement de la cathode par les ions positifs, s'exerçant sur une surface très peu étendue, suffit pour entretenir l'incandescence de la cathode.

**146. Intensité du courant, par centimètre carré, à la surface de la cathode.** — La chute de potentiel cathodique  $V$  étant constante, si l'intensité du courant par centimètre carré est  $J$ , la quantité de



chaleur dégagée sur chaque centimètre carré de la surface de la cathode est  $VJ$ . D'autre part, la quantité de chaleur rayonnée par chaque centimètre carré porté à la température absolue  $T$ , est, en désignant par  $K$  une constante dépendant de la nature du corps constituant la cathode et du poli de sa surface :  $KT^4$  si elle est en charbon,  $KT^5$  si elle est en un métal parfaitement poli.

Lorsque le régime sera établi, on aura  $VJ = KT^4$ , par exemple.

Le champ ne faisant qu'appeler les électrons, l'intensité  $J$  sera celle du courant de saturation, et l'on aura :

$$VJ = aVT^2 e^{-\frac{b}{T}},$$

l'exposant  $b$  pouvant être une fonction de la température  $T$ .

Lorsque le régime sera établi, on devra avoir :

$$e^{-\frac{b}{T}} = \frac{K}{aV} T^{\frac{9}{2}}.$$

Cette condition pourra toujours être remplie, l'exposant  $b$  étant essentiellement positif. En effet, quand  $T$  variera de 0 à l'infini, le premier membre de l'équation variera de  $+\infty$  à 1 et le second de 0 à  $+\infty$ . Les deux courbes représentant les variations des deux membres en fonction de  $T$  se couperont toujours.

La température  $T$  ainsi déterminée, l'intensité  $J$  le sera. On voit immédiatement que le régime est stable.

**147. Nécessité d'un amorçage préalable dans le cas général. Manières de le déterminer.** — La cathode étant très perméable aux électrons, des ions positifs naturellement produits entre les deux électrodes ne peuvent s'accumuler devant elle, comme devant une cathode froide, car elle les absorberait à mesure qu'ils arriveraient.

S'il faut que l'espace soit chargé positivement, dans ses environs immédiats, il ne suffit plus, pour faire passer le courant, de la porter à l'incandescence, il faut encore déterminer un écoulement d'ions positifs entre les deux électrodes.

C'est ce en quoi consiste l'amorçage.

Le moyen le plus simple et le plus employé pour le déterminer



consiste à mettre momentanément les deux électrodes en court-circuit. Le dégagement de chaleur au point de contact porte celui-ci à l'incandescence, puis, quand on éloigne les deux électrodes au moment où elles sont à une distance égale à la longueur de l'espace de Crookes, toute la différence de potentiel développée entre les deux électrodes est exercée sur cet espace généralement très court. Elle n'a qu'à être de 12 à 14 volts, suivant les cas, pour que les électrons prennent assez de force vive, dans cet espace, pour ioniser le gaz (1).

Voici un autre procédé.

Supposons que la cathode ne doive être maintenue incandescente que par le bombardement des ions positifs. Elle sera froide au début.

Alors, élevons momentanément le potentiel de l'anode au point que la chaleur dégagée sur la cathode soit ou moins égale à celle qu'elle perd par conductibilité ou rayonnement. Elle s'échauffera de plus en plus, mais en étant constamment bombardée par des ions positifs. A mesure qu'elle s'échauffera, on abaissera le potentiel de l'anode, en l'amenant graduellement à sa valeur normale.

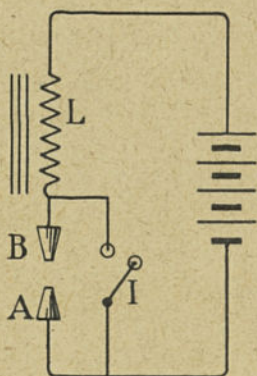


Fig. 61.

En pratique [Voy. fig. 61], on dispose une forte bobine de self-induction  $L$  dans le circuit reliant la cathode  $A$  à l'anode  $B$ . Un interrupteur  $I$  permet de relier les deux électrodes par un court-circuit.

Faisons-le. Un courant traverse la bobine et y emmagasine de l'énergie. Ouvrons l'interrupteur : un extra-courant, de même sens que le premier courant, continue à passer, soit entre les deux électrodes, soit le long d'une étincelle entre les deux touches de l'interrupteur. Si elle jaillit dans l'huile ou est vivement soufflée par un champ magnétique, le potentiel de l'anode  $B$  devient suffisamment élevé pour que l'amorçage se produise.

(1) La chute de potentiel anodique est toujours au moins égale à la chute de potentiel cathodique. Donc, si le potentiel de l'anode est de 12 volts, la chute de potentiel cathodique sera d'environ 5 volts. Si la cathode est en charbon, cette chute doit être beaucoup plus forte, et le potentiel de l'anode doit être au moins porté à 40 volts.



Cela fait, on peut mettre la bobine L en court-circuit, si sa présence ne demeure pas utile pour stabiliser le passage du courant.

Cette méthode est beaucoup moins employée que la précédente, à cause des surtensions qu'elle fait supporter aux appareils.

Malheureusement, la nature se charge de l'appliquer, alors que cela est parfaitement indésirable.

Lorsque le passage d'une onde de choc, une résonance d'harmonique ou un éclair déterminent le jaillissement d'une étincelle entre deux conducteurs voisins, étincelle inoffensive par elle-même, le passage du courant de surtension suffit d'ordinaire pour

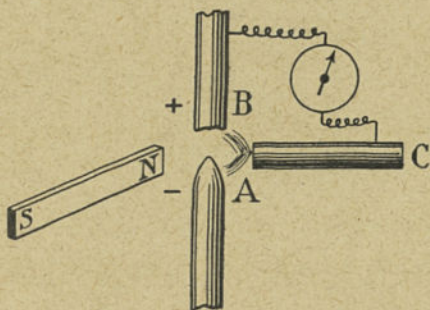


Fig. 62.

amener à l'incandescence le point qui sert de cathode, et un arc est amorcé entre les deux conducteurs. Il les met en court-circuit, consomme beaucoup d'énergie et l'emploie uniquement à détruire les appareils.

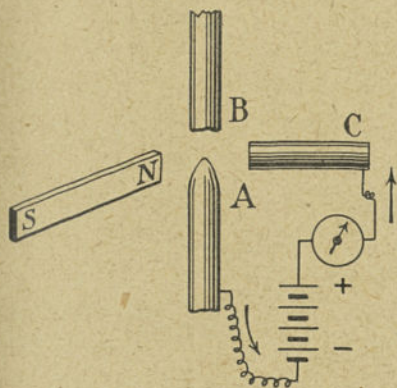


Fig. 63.

C'est ce qui rend les surtensions si dangereuses et oblige à munir d'appareils protecteurs les réseaux à basse et moyenne tensions, non protégés normalement par l'effet Corona pour empêcher les surtensions d'amorcer des arcs.

148. Rôle fondamental de la cathode — Fleming a mis en évidence le rôle fondamental de la cathode dans l'arc en montrant qu'une électrode était toujours prête à jouer le rôle d'anode dans un arc, mais qu'elle ne pouvait pas jouer le rôle de cathode sans avoir été préalablement amorcée (formation d'un point incandescent et d'une chute de potentiel cathodique destinée à l'entretenir).

Supposons qu'un arc soit établi entre deux électrodes A et B

(fig. 65). Disposons une troisième électrode C au voisinage de l'arc. Si celui-ci est déplacé vers C à l'aide d'un aimant, un ampèremètre placé entre C et A indiquera le passage d'un courant ; il ne subira au contraire aucune déviation s'il est placé entre C et B.

D'autre part (fig. 63), si nous plaçons entre l'électrode A (cathode) et C une batterie d'accumulateurs, nous constaterons entre A et C le passage d'un petit arc dans lequel C jouera le rôle d'anode.

Si nous plaçons la batterie entre B et C, aucun courant ne passera, l'électrode C se refusant à jouer le rôle de cathode, parce qu'elle n'a pas été préalablement amorcée.

## II. — CAS DU COURANT ALTERNATIF.

149. Tension d'amorçage de l'arc. — Si les deux électrodes sont portées à l'incandescence, elles sont toutes les deux perméables

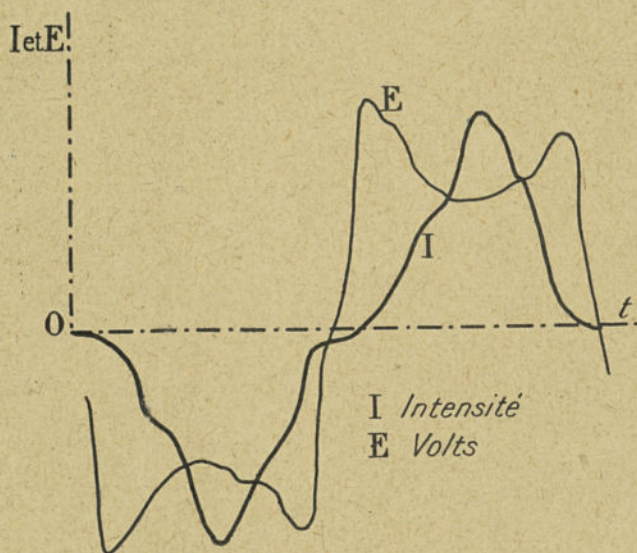


Fig. 64.

aux électrons. Mais, d'après ce que nous venons de dire, l'intensité du champ électrique doit avoir acquis une valeur déterminée le long de chacune d'elles pour qu'elle puisse fonctionner comme cathode. Il semble donc, au premier abord, qu'on ne puisse renverser le sens du courant sans procéder à un nouvel amorçage.



Or celui-ci se trouve actuellement déterminé de la manière suivante :

La figure 64 est un oscillogramme montrant comment varient en fonction du temps l'intensité dans un arc de 15 ampères efficaces (fréquence 50) long de 5 millimètres et la tension à ses bornes. Au moment du renversement du courant, son intensité demeure nulle pendant  $1/500$  de seconde environ, alors que la tension varie de 0 à 60 volts. Or cette tension tombe à 33 volts lorsque le courant atteint son intensité maxima, qui est de 33 ampères. Une véritable surtension dite *tension d'amorçage de l'arc* est nécessaire pour le réallumer. La couche d'ions positifs qui recouvrait la cathode a été absorbée par la cathode au moment où l'arc s'est éteint. Il faut donc qu'une nouvelle couche se forme, sous l'influence du champ, autour de la nouvelle cathode, avant que l'arc se rallume. Les ions positifs libres entre les deux électrodes n'ayant qu'un chemin très court à faire pour cela,  $2^{\text{mm}},5$  en moyenne, dans un milieu très chaud, sous l'influence d'un champ moyen de 120 volts par centimètre, auront le temps de le faire en  $1/500$  de seconde.

Or, nous avons vu que, dans un arc électrique, il y aurait un continuel transport de molécules de l'anode à la cathode, que ces molécules devaient être ionisées au départ par le bombardement de l'anode, mais que seuls leurs ions positifs s'écoulaient dans l'air, les électrons gagnant la cathode par le circuit extérieur.

Il y a donc constamment, entre les deux électrodes, des ions positifs *qui ne peuvent se recombinaer*, puisque les électrons correspondants ont été emmenés au loin. Le renversement de sens du champ les renvoie devant l'anode, où ils renforcent le champ jusqu'à ce qu'il ait atteint la valeur convenable. Alors l'arc devient auto-ioniseur et l'intensité du courant va en croissant.

150. **Mise en évidence du déplacement des ions positifs qui créeront la chute de potentiel cathodique.** — Le transport d'ions au moment de l'allumage a été mis en évidence par Blondel dans ses recherches sur l'arc alternatif exécutées dès 1891. Il projetait sur une pellicule entraînée par un tambour en rotation l'image d'un arc obtenu à travers une fente parallèle à l'axe des charbons. On constate que l'éclat de l'arc est le même dans toute sa hauteur



et que le commencement et la fin de chaque allumage se présentent sous forme de contours plus ou moins indécis, mais souvent un peu obliques et indiquant qu'il y a un temps appréciable entre l'instant où les molécules actiniques de carbone ont jailli d'un des crayons et celui où elles ont atteint l'autre. En produisant des extinctions et des allumages très rapprochés, on obtient une série de barres blanches et noires (fig. 65), alternativement inclinées, ce qui confirme l'idée que la vitesse des molécules n'est pas infinie ;



Fig. 65.

les lignes doivent être, en vertu de la vitesse d'entraînement de la couche sensible, inclinées suivant la règle de composition des vitesses. L'inclinaison étant de  $1/20$  et, d'autre part, la vitesse périphérique étant de  $8^m,30$ , la vitesse moléculaire est au moins de 160 mètres par seconde ; en tout cas, elle est de cet ordre de grandeur. On voit ainsi sur l'épreuve que le courant va toujours d'un crayon positif à un crayon négatif.

Il résulte nettement de ce qui précède qu'un courant de corpuscules, ions positifs de carbone, se dirige vers le crayon négatif, avant que l'arc se rallume.

### III. — ESSAI D'UNE THÉORIE DE L'ARC A COURANT CONTINU.

151. **Chutes de potentiel aux électrodes.** — Tant que l'intensité ne dépasse pas un certain taux avec des crayons de diamètre déterminé, l'anode se creuse (on dit qu'il se forme un *cratère*). La température s'élève à  $3\ 500^\circ$  d'après Violle, dans la partie centrale, qui se trouve protégée contre le refroidissement, tandis que celle de la cathode ne dépasse pas  $2\ 700^\circ$ .

Dans ces conditions, on observe une chute de potentiel de 30 volts environ le long de l'anode et seulement une de 10 volts le long de la cathode.

La chute de potentiel entre les deux électrodes est très faible ainsi que son décrement.



Si l'on fait croître l'intensité du courant au delà d'une certaine limite, avec les mêmes crayons, le cratère s'ébrèche, l'arc s'allonge et siffle. En même temps, la différence de potentiel entre les électrodes tombe de 40 volts à 10 volts.

Soit  $\lambda$  le libre parcours moyen des ions.

On peut expliquer ces phénomènes en admettant que la chute de potentiel, le long de chaque électrode, soit simplement due à la charge d'espace de la couche d'épaisseur  $\lambda$  qui la recouvre.

C'est en la traversant que les ions gagnent de la force vive.

Leur vitesse de translation, à l'entrée, sera petite par rapport à ce qu'elle sera à la sortie, et son carré sera négligeable devant celui de sa vitesse finale.

Le décrétement, le long de la colonne positive constituée par l'arc, est très faible, et cette colonne s'étend presque d'une électrode à l'autre. Nous pouvons le supposer nul devant sa valeur le long des électrodes.

**152. Application de la formule de Child.** — Dans ces conditions, la formule de Child est applicable, et si nous désignons par :

I, l'intensité du courant en ampères par centimètre carré ;

$\lambda$ , l'épaisseur de la couche considérée ;

M, la masse d'un électron ;

H, la chute de potentiel le long de cette couche.

$$I = \frac{1}{9\pi} \sqrt{\frac{2\varepsilon}{M}} \frac{H^2}{\lambda^2}.$$

Considérons d'abord le cas de l'arc sifflant. Le cratère est alors détruit, le carbone volatilisé brûle et nous pouvons admettre que ce soient des ions d'azote qui abordent les électrodes.

A la pression atmosphérique et à la température  $T = 273$ , nous avons  $\lambda = 8,61.10^{-6}$  centimètres. A la température absolue  $T = 3773$ , qui est celle de l'anode et à la même pression,  $\lambda$  devient 13,8 fois plus grand et égal à :

$$1,2. 10^{-4} \text{ centimètres.}$$

D'autre part, la masse moléculaire de l'azote, qui est aussi diatomique, est 14 fois plus grande que celle de l'hydrogène. La

masse de la molécule d'hydrogène étant 3 650 fois supérieure à celle de l'électron, la masse de la molécule d'azote sera 51 100 fois plus grande.

Or, quand nous avons déduit de la formule de Child, en exprimant  $V_1$  en volts :

$$I = 2,33.10^{-6} \frac{V_1^{\frac{3}{2}}}{\lambda^2} \text{ ampères par centimètre carré.}$$

Nous avons supposé qu'il s'agissait d'électrons. Nous devons donc diviser ce nombre d'ampères par  $\sqrt{511.00}$ . Il vient ainsi :

$$I = 1,03.10^{-8} \frac{H^{\frac{3}{2}}}{1,44.10^{-8}} = 0,715 H^{\frac{3}{2}} \text{ ampères par centimètre carré.}$$

Si l'on avait par exemple,  $H = 10$  volts, d'où  $H^{\frac{3}{2}} = 31,6$ , on devrait avoir  $I = 23,6$  ampères par centimètre carré.

On voit ainsi qu'il suffit d'une faible densité de courant pour déterminer une pareille chute de potentiels cathodique, et elle nous paraît être de l'ordre de grandeur voulue, car l'arc s'étale lorsqu'il siffle.

Dans les conditions normales, lorsqu'un cratère est formé, ce sont des ions de carbone qui viennent frapper les électrodes. L'atomicité de la molécule et son libre parcours ne sont pas connus. Il est vraisemblable, néanmoins, que le rapport  $\frac{I}{H^{\frac{3}{2}}}$  sera

du même ordre de grandeur que précédemment. S'il avait la même valeur et si la chute de potentiel anodique était de 30 volts, il suffirait que la densité de courant à la surface de l'anode fût de 109 ampères par centimètre carré.

#### IV. — ARCS A TRÈS BASSE TENSION.

153. **Rôle de l'ionisation cumulative mixte.** — On a constaté dans des gaz à une pression assez basse pour que la notion de potentiel d'ionisation soit valable que des arcs pouvaient être amorcés et maintenus pour des différences de potentiel inférieures



au potentiel d'ionisation et même au potentiel de résonance du gaz.

Ces essais ont eu lieu avec des cathodes incandescentes dans l'hélium et surtout dans les vapeurs métalliques mercure, sodium, potassium.

Compton a donné de ces phénomènes l'explication la plus probable, celle de l'ionisation des molécules du gaz par action cumulative de radiations.

Nous avons vu que l'ionisation cumulative par choc était très improbable, sinon la détermination des potentiels d'ionisation n'aurait plus aucun sens. Il y a au contraire des raisons de croire que, dans beaucoup de cas, un atome excité par choc peut recevoir un surcroît d'excitation par rayonnement.

Si  $V_1$  est le potentiel d'ionisation et  $V_r$  le potentiel de résonance, un atome excité par le choc d'un électron ayant franchi la différence de potentiel  $V_r$  peut être ensuite ionisé par un électron ayant franchi  $V_1 - V_r$ . Il est ainsi ionisé sans qu'aucun choc se soit produit sous la tension  $V_1$ .

Ceci exige :

$$V_1 - V_r \geq V_r,$$

ou

$$V_1 \geq 2 V_r.$$

Cette condition est réalisée pour le mercure pour lequel  $V_1 = 10,4$  volts et  $V_r = 4,8$  volts. Si, au contraire, on a  $V_1 \leq 2 V_r$ , l'arc éclate toujours sous la tension  $V_r$ , ce qui est le cas des gaz monoatomiques.

Une fois amorcé, l'arc peut subsister pendant un certain temps, même si le potentiel appliqué tombe au-dessous de  $V_r$ , pourvu qu'il demeure au moins égal à  $V_1 - V_r$ .

154. **Mécanisme de l'amorçage de l'arc.** — L'amorçage de l'arc se produit de la manière suivante : soit  $n_0$  le nombre d'électrons émis par le filament et  $P_0$  la proportion des molécules ionisées dans la zone active ;  $n_0 P_0$  est le nombre de molécules ionisées par seconde. Puisque les ions positifs se déplacent plus lentement que les électrons, chaque ion positif neutralise la charge en volume due



à  $4\sqrt{2} \times 1840 M$  électrons ( $M$ , poids atomique de l'ion), c'est-à-dire 242 électrons dans le cas de l'hydrogène, 343 dans celui de l'argon. On voit qu'une faible production d'ions positifs est suffisante pour réduire énormément la charge d'espace. Le courant électronique s'accroît dans le cas de l'hydrogène dans la proportion

$\frac{1}{1 - 242 P_0 \sqrt{M}}$ . Le courant est limité par la charge d'espace existant

autour de la cathode. Comme  $P_0$  augmente lorsqu'on élève la température du filament ou le potentiel appliqué, le courant augmente d'abord jusqu'à l'intensité du courant thermoionique de saturation, puis la charge d'espace négative est remplacée par une charge positive; la chute de potentiel se concentre près de la cathode; la température de celle-ci s'élève par bombardement par les ions positifs, ce qui accroît  $n_0$ , et, par conséquent,  $P_0$ ; il en résulte un accroissement accéléré du courant; on atteint bientôt un état instable, et l'arc éclate soudain.

Il semble qu'il convienne de faire toute réserve sur les expériences au cours desquelles certains expérimentateurs ont assuré avoir obtenu des arcs sous des potentiels inférieurs à  $V_r$  (arc au mercure sous 1,8 volt de Yao). Il semble qu'il doive se produire alors dans l'arc des oscillations dont la tension maximum dépasse toujours le plus petit potentiel critique du gaz (Bar, Laue et Meyer).

#### Bibliographie.

148. — FLEMING, *Philosophical Magazine*, juillet 1896; *Proc. Phys. Soc. Lond.*, 1896, p. 487.
- 149-150. — BLONDEL, *C. R. A. S.*, décembre 1898 et mai 1899; *la Lumière électrique*, 19 et 26 décembre 1891, 9 janvier 1892, septembre 1893; *Congrès pour l'avancement des sciences*, 1899.
151. — J. STARK, Zur Kenntniss der licht Bogens (*Ann. d. Phys.*, t. XII, 1903).  
CHILD, *The Physical Review*, vol. XX, 1905, p. 369; vol. XXIX, 1909, p. 361; vol. XXXII, 5 mai 1911.  
STARK, RETCHINSKY et STRAPOSCHNIKOFF, Recherches sur l'arc électrique (*Drude's Annalen*, déc. 1905).
153. — C. ECKART et T. COMPTON, Explanation of abnormal low voltage arc (*Nature*, 12 juillet 1924).  
T. COMPTON, *Physical Review*, octobre 1922.  
NEWMAN, *Philosophical Magazine*, mai 1925.  
BAR, LAUE et MEYER, *Zeits chir. f. Phys.*, vol. XX, p. 83, 1923.  
LANGMUIR, *Gen. Elec. Rev.*, p. 731, nov. 1923.



## TROISIÈME PARTIE

### CHAPITRE PREMIER

#### APPAREILS UTILISANT LA DÉCHARGE ÉLECTRONIQUE DANS LE VIDE

##### I. — KÉNOTRONS.

155. **Description.** — On désigne sous les noms de *kénotrons*, *valve* ou *soupape électronique*, *lampe à deux électrodes* ou *diode*, un appareil consistant en une ampoule en verre dans laquelle on a fait un vide aussi élevé que possible et contenant deux électrodes : d'une part, une cathode constituée par un filament de tungstène qui peut être porté à l'incandescence, de l'autre une anode constituée par une plaque métallique (fig. 66).

Le kénotron est utilisé au redressement du courant alternatif. Son principe est connu depuis longtemps, mais les difficultés rencontrées dans sa construction retardèrent longtemps ses applications aux hautes tensions. Le vide à l'intérieur de l'ampoule est de  $5.10^{-7}$  millimètres de mercure et doit se maintenir au cours du fonctionnement, sinon il apparaît une lueur bleue indice de phéno-

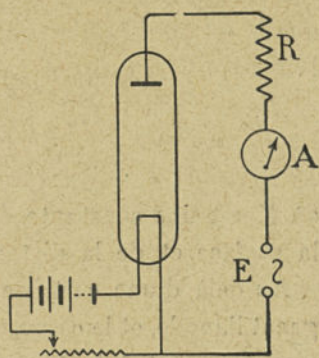


Fig. 66.

mènes d'ionisation dont l'intensité croît avec la tension appliquée. Les ions positifs formés viennent alors bombarder le filament, dont ils provoquent la désintégration et la rupture rapide. Des méthodes spéciales ont dû être développées pour priver les pièces métalliques et les parois de l'ampoule des gaz occlus qui se dégagent au cours du fonctionnement.

Si on place un kénotron en série avec une résistance  $R$  que nous choisirons comme circuit d'utilisation, aux bornes d'une source de courant alternatif de tension  $E$ , après avoir porté le filament à l'incandescence, le kénotron est parcouru par un courant d'électrons pendant les alternances dans lesquelles l'anode est à un potentiel supérieur au filament. Il ne laisse passer aucun courant pendant les alternances inverses : le champ électrique qui règne dans l'ampoule refoule dans le filament les électrons qui s'en échappent. L'appareil fonctionne donc comme une soupape électrique ou redresseur parfait. Un ampèremètre à courant continu placé dans le circuit prend une déviation moyenne indiquant qu'un courant traverse le kénotron de l'anode vers le filament.

156. **Intensité et forme du courant.** — Le nombre d'électrons qui s'échappent du filament peut être calculé par la formule de Richardson.

Soit  $V$  la différence de potentiel aux bornes du kénotron. Tant que  $V$  est trop faible pour que tous les électrons émis atteignent le filament, le courant  $i$  est lié à  $V$  par la relation :

$$i = KV^{\frac{3}{2}},$$

où  $K$  est une constante de l'ampoule dépendant de la forme, de la surface et de la distance des électrodes.

Au delà d'une certaine valeur de  $V$ , tous les électrons atteignent l'anode, et le courant  $i$  devient égal au courant de saturation correspondant à la température du filament; il demeure alors constant, si grand que soit  $V$ .

La figure 67 représente (courbe en pointillé) la variation de la tension alternative appliquée au kénotron et (courbe en trait plein) la variation du courant qui traverse l'appareil dans l'hypo-



thèse où  $V$  reste constamment inférieur à la valeur  $V_s$  qui permet d'atteindre le courant de saturation : c'est dans ces conditions que l'on se place dans la pratique.

La figure 68 représente la variation de  $V$  et  $i$  quand  $V$ , au cours

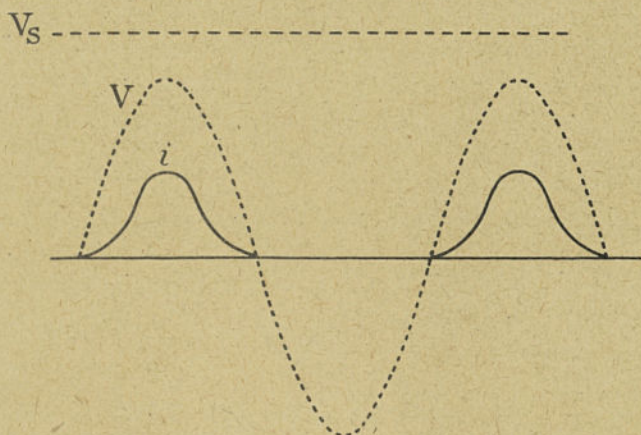


Fig. 67.

de sa variation, dépasse la valeur  $V_s$ ; la courbe qui représente  $i$  présente alors un palier horizontal correspondant au courant de saturation  $i_s$ .

157. Dimensionnement d'un kénotron. — On se donne la valeur

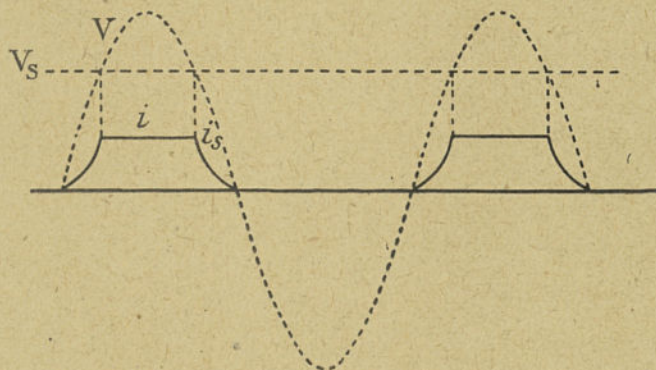


Fig. 68.

du courant à redresser et on détermine la forme et la distance des électrodes, de manière à réduire la chute de tension dans l'appareil et empêcher leur déformation sous l'influence des attractions électrostatiques.

Le courant que peut débiter un kénotron ne dépend que de la surface du filament et de sa température. De cette dernière dépend la durée de la vie du filament, dont la vaporisation croît très vite avec la température.

Dans les kénotrons destinés à redresser des courants de 100 milliampères et plus, on utilise des filaments de 1 à 3 dixièmes de millimètre, qui durent 3 000 heures, en émettant 70 milliampères par centimètre de longueur. Ces renseignements ainsi que le tableau ci-dessous sont dus à Dusham.

DIAM. DU FILAMENT en millimètres.	TEMPÉRATURE POUR laquelle la vie du filament dépasse 2 000 h.	ÉMISSION PAR CM. de long. Milliampères.	WATTS NÉCESSAIRES pour chauffer le filament par cm. de longueur.
0,125	2 475	30	3,1
0,175	2 500	50	4,6
0,250	2 550	100	7,2
0,375	2 575	200	11,3

La chute de tension  $V$  dans le kénotron est donnée par la relation :

$$i = KV^{\frac{3}{2}}$$

$K$  dépend de la forme des électrodes. Pour un filament disposé suivant l'axe d'une anode cylindrique, on a :

$$i = \frac{2\sqrt{2}}{9} \sqrt{\frac{e}{m}} \frac{V^{\frac{3}{2}}}{r},$$

ou en exprimant  $i$  en milliampères,  $\varphi$  en volts,  $r$  en centimètres :

$$i = \frac{14,6}{r} V^{\frac{3}{2}} 10^{-3}$$

Pour deux plaques de tungstène séparées par une distance  $x$  :

$$i = 2,32 \times 10^{-3} \frac{V^{\frac{3}{2}}}{x^2}$$



Pour les kénotrons usuels,  $h$  varie entre  $5 \times 10^{-3}$  et  $250 \cdot 10^{-3}$ . Si  $K$  prend par exemple la valeur  $100 \cdot 10^{-3}$  pour un redresseur débitant 100 milliampères, la chute de tension correspondante est de 100 volts.

Pendant l'alternance dans laquelle le kénotron débite, la différence de tension entre ses électrodes n'est que de 100 volts, mais, pendant l'autre alternance, elle est égale à la force électromotrice de la source alternative, c'est-à-dire qu'elle peut être alors de l'ordre de 10 000 ou 100 000 volts. Comme les attractions entre conducteurs sont proportionnelles au carré de leur différence de potentiel, il peut se produire sur le filament des effets vibratoires capables de le briser. On doit donc rechercher des constructions spéciales susceptibles d'éviter ces accidents.

158. **Rendement des kénotrons.** — Les pertes d'énergie dans le kénotron sont de deux sortes : celle nécessaire pour porter le filament à l'incandescence, celle résultant de la chute de tension à l'intérieur de l'appareil. Les électrons acquièrent, en traversant cette chute de tension, une certaine force vive avec laquelle ils heurtent l'anode en l'échauffant. Le courant nécessaire pour le chauffage du filament varie entre 2 et 10 ampères sous une tension d'une dizaine de volts. La dépense d'énergie pour le chauffage est donc d'une centaine de watts. Si la tension redressée est de 10 000 volts, la chute de tension ne représente qu'une perte de 1 p. 100 ; pour une tension redressée de 100 000 volts, que 1 p. 1 000. Le rendement des kénotrons pour ces hautes tensions est toujours très élevé, de l'ordre de 99 p. 100.

L'anode doit avoir une surface suffisante pour que sa température ne s'élève pas jusqu'à un point où elle commencerait à émettre des électrons en quantité appréciable ; l'appareil cesserait alors d'être un redresseur parfait.

Langmuir a donné, en 1912, la formule qui fixe en watts par centimètre carré l'énergie radiée par une surface de tungstène portée à la température  $T$  :

$$W = 12,54 \left( \frac{T}{1703} \right)^{4,74}.$$

On en déduit les nombres suivants :

M. LEBLANC. — La décharge électrique dans le vide et dans les gaz. 15

T absolue.	W.	$i =$ courant thermoionique en milliampères par cm <sup>2</sup> .
1 000	0,96	$1,2 \times 10^{-11}$
1 500	6,9	$6 \times 10^{-4}$
1 800	16,4	0,3
2 000	26,9	4,2
2 500	77,5	890

En donnant à l'anode une surface de un centimètre carré par 10 watts d'énergie à dissiper, elle atteindra une température de 1 600°, pour laquelle l'émission thermoionique ne dépasse pas 0,02 milliampère par centimètre carré.

159. **Danger d'un court-circuit dans un kénotron.** — La formule  $i \times KV^2$  peut s'écrire :

$$i = K [E - iR]^2.$$

Si on diminue R,  $i$  croît jusqu'à ce qu'il atteigne la valeur du courant de saturation. Si R continue à diminuer,  $i$  reste constant, et la formule ci-dessus cesse d'être applicable. Toute la portion de la force électromotrice E qui n'est plus absorbée par la résistance doit se reporter aux bornes du kénotron ; la quantité de chaleur que doit dissiper l'anode augmente, et celle-ci peut être détériorée ou fondue. C'est ce qui se produit en cas d'un court-circuit accidentel entre les bornes de la résistance R. Il y a là un danger très sérieux contre lequel on doit se protéger à l'aide d'un dispositif mettant le kénotron hors circuit dès que la tension à ses bornes atteint une valeur dangereuse.

## II. — AMPOULES A RAYONS X A CATHODE INCANDESCENTE.

160. **Notions sommaires sur la nature et l'origine des rayons X.** — Quand, dans une ampoule où un vide parfait a été réalisé, des électrons animés d'une très grande vitesse viennent heurter l'anode, il se produit les phénomènes suivants. Au moment du choc, les électrons perdent beaucoup de leur vitesse ; cette brusque variation de vitesse crée un rayonnement dont l'intensité est propor-



tionnelle à la différence des vitesses avant et après le choc. Les électrons pénètrent ensuite dans l'anode et en ionisent les atomes. A cause de leur grande énergie, ils sont capables d'arracher des électrons aux niveaux K et L les plus voisins du noyau. Ces électrons reviennent à leur position normale avec émission d'une émission monochromatique caractéristique des atomes qui constituent la cathode. On a donc affaire à deux sortes de rayonnements : le premier, qui ne dépend que de la vitesse des électrons, c'est-à-dire de la différence de potentiel aux bornes de l'ampoule, a reçu le nom de rayonnement d'impulsion ; il est constitué par une infinité de radiations de longueurs d'onde différentes et donne lieu à un spectre continu. Le second donne lieu à un spectre de raies caractéristique des atomes qui constituent l'anode ; pour pouvoir exciter une raie de ce spectre, l'électron doit posséder une certaine force vive minimum, c'est-à-dire avoir parcouru au moins une certaine différence de potentiel (potentiel d'ionisation).

Pour l'un et l'autre de ces rayonnements, les fréquences sont 10 000 fois plus grandes que celles des radiations visibles ; il a fallu pour les séparer utiliser la réfraction à travers des réseaux cristallins (découverte de Laue).

Ces radiations, dont les fréquences varient entre  $3.10^{17}$  et  $3.10^{19}$ , constituent les rayons X découverts par Röntgen. Leurs courtes longueurs d'onde les rendent très pénétrants, d'où leurs emplois pratiques très importants, sur lesquels nous ne pouvons ici insister. On a coutume de parler de la *dureté* des rayons X ; cette qualité correspond à la *couleur* des radiations visibles. Une grande dureté signifie donc une grande fréquence ou une petite longueur d'onde ; une faible dureté (on dit dans ce cas que les rayons sont *mous*) signifie une petite fréquence ou une grande longueur d'onde.

*Spectre continu.* — Si on examine les spectres continus émis quand on donne diverses valeurs à la différence de potentiels aux bornes du tube, on constate qu'ils sont limités brusquement du côté des hautes fréquences à une radiation de fréquence  $\nu_0$  qui est liée au potentiel d'excitation par la relation :

$$\nu_0 = \frac{eV}{h}$$



Les potentiels d'excitation des rayons X sont très élevés : à la fréquence  $3 \cdot 10^{17}$  correspond un quantum de 1 240 volts à la fréquence  $3 \cdot 10^{19}$  un quantum de 124 000 volts.

La répartition de l'énergie entre les diverses longueurs d'onde

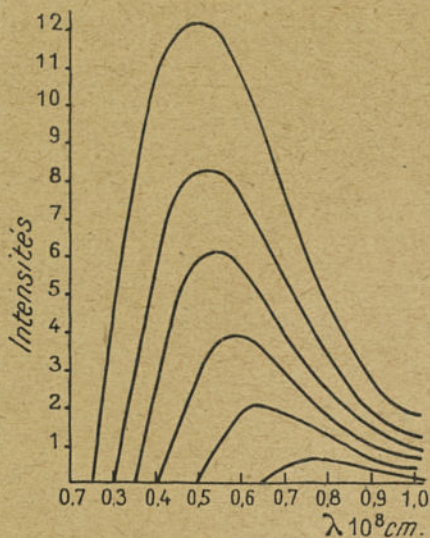


Fig. 69.

du spectre continu est donnée par les courbes de la figure 69. Le potentiel de l'ordonnée maxima se déplace vers les hautes fréquences quand le potentiel augmente, et l'énergie totale émise, c'est-à-dire l'aire de la courbe, croît à peu près proportionnellement au carré de  $V$ .

*Spectres de raies.* — Le spectre de raies comprend plusieurs séries correspondant au déplacement d'un électron des niveaux K, L, M...

Pour exciter un rayonnement L, par exemple, l'électron devra posséder une force vive inférieure à celle nécessaire pour exciter un rayonnement K.

Quand on élève le potentiel du tube, toutes les raies K apparaissent ensemble pour une même valeur bien déterminée du potentiel et, si on continue à élever le potentiel au delà de cette valeur, l'intensité des lignes croît rapidement sans que leurs intensités relatives soient sensiblement modifiées.

Cette valeur critique du potentiel est liée par la relation des quanta avec une fréquence pour laquelle la courbe d'absorption du corps considéré présente une discontinuité.

Les spectres de rayons X de tous les corps ont la même constitution ; ils correspondent à une discontinuité pour le niveau K, trois pour le niveau L, etc. Quand on passe d'un corps à un autre, la racine carrée des fréquences correspondant aux niveaux K, L, varie proportionnellement au nombre atomique (loi de Moseley).

*Rayons X secondaires.* — Quand des rayons X viennent frapper



la matière, ils se diffusent en partie et donnent, en outre, naissance à un rayonnement composé de deux parties, l'un de nature périodique (rayons X secondaires), l'autre de nature corpusculaire (rayons  $\beta$  secondaires). La fréquence des rayons X secondaires est inférieure à celle des rayons primaires qui les ont produits.

161. **Ampoules à cathode incandescente type Coolidge.** — Dans les tubes à rayons X, les électrons ont des trajectoires normales à la cathode, quelle que soit la position de l'anode. Sur le trajet des rayons cathodiques, on place un obstacle solide (*anticathode*) qui diffuse une partie des électrons reçus ( $\frac{1}{5}$  environ) et absorbe les autres en émettant des rayons X. Les électrons diffusés atteignent les parois de verre de l'ampoule, qu'ils chauffent et auxquelles ils communiquent une vive fluorescence.

L'anticathode peut être utilisée comme anode.

Les tubes de Coolidge possèdent comme source d'électrons à la cathode un filament de tungstène enroulé sous forme d'une spirale légèrement conique, de manière à augmenter la distance entre les spires. Ce filament a un diamètre de 0,225 millimètre. Un courant de 4,5 ampères (sous une dizaine de volts) porte sa température à 2 530°, pour laquelle il émet 80 milliampères par centimètre. Le courant serait d'environ 500 milliampères pour sa longueur totale, s'il était à la même température, mais les sorties de courant refroidissent largement le filament, et seule la spirale moyenne contribue en réalité à l'émission d'électrons.

Afin de diminuer l'usure du filament par la vaporisation à haute température, Langmuir a proposé d'employer des filaments de tungstène renfermant 1 à 2 p. 100 de thorine. Lorsqu'on porte un filament de tungstène thorié à l'incandescence, du thorium diffuse dans la masse du filament et, avant de s'évaporer, forme à la surface de celui-ci un film très émissif. Pour éviter l'évaporation de ce film, la température ne doit pas dépasser 1 800°; l'émission thermoionique est alors 130 000 fois plus grande que celle du tungstène pur.

Langmuir a également étudié l'émission du tungstène recouvert d'un film de césium; à 900° K, un tel filament



est capable d'émettre 0,3 ampère par centimètre carré.

Pour obtenir de bonnes images avec un tube à rayons X, il est nécessaire que l'anticathode fonctionne comme une source sensiblement ponctuelle, c'est-à-dire qu'il y ait formation sur l'anticathode d'un foyer des rayons cathodiques émis par le filament. Dans ce but, on concentre les trajectoires des électrons en plaçant le filament à l'intérieur d'un tube métallique réuni à la cathode. Les électrons diffusés par l'anticathode chargent négativement toute la surface interne du ballon et s'opposent partiellement au passage des électrons.

Le type de tube Coolidge connu sous le nom de *Standard* possède un ballon de 18 centimètres et a une longueur totale de 60 centimètres. L'anticathode est en tungstène; la distance des électrodes est de 25 millimètres. Ce tube peut supporter une tension de 125 000 volts (étincelle de 25 centimètres dans l'air). Spécialement vidé et plongé dans l'huile, il peut supporter 240 000 volts (étincelle de 40 centimètres). Enfin Coolidge a décrit un tube du même genre, mais long de 80 centimètres (distance des électrodes, 50 millimètres), qui peut supporter 300 000 volts.

Notons que, si le foyer sur l'anticathode est porté à une température trop élevée (au-dessus de 2 000° C.), il émet à son tour des électrons qui, non arrêtés par une anticathode, viennent frapper la paroi de l'ampoule et la percent.

Coolidge a, en outre, créé un tube dit à *radiateur*, semblable au précédent, à cela près que l'anticathode, au lieu de se refroidir par rayonnement, le fait par conduction dans une barre de cuivre qui traverse la paroi de l'ampoule et sur l'extrémité extérieure de laquelle sont soudées des ailettes de radiateur. L'anticathode est constituée par une pastille de tungstène enrobé dans du quartz. Le diamètre du ballon est de 9<sup>cm</sup>,5. Ce tube se construit en deux modèles. Le premier a un foyer d'environ 3 millimètres de diamètre et peut supporter 10 milliampères en moyenne sous 65 kilovolts pendant une minute ou 5 milliampères en régime permanent. Le second a un foyer de 5 millimètres et peut supporter pendant vingt secondes une intensité de 20 milliampères.



L'évacuation de ces tubes s'est montrée très difficile par suite de l'impossibilité de porter l'anticathode, qui contient du cuivre, à une température suffisante pour la débarrasser des gaz occlus.

Coolidge a montré que, si on alimentait ce tube sous une tension alternative jusqu'au point de porter l'anticathode à l'incandescence, on n'observait pas de passage d'un courant en sens inverse du sens normal (onde inverse), comme cela se produirait avec un tube Standard (fig. 72). On admet que l'émission d'électrons par l'anticathode est gênée par de l'oxygène dégagé par cette électrode.

Les figures 70 à 73 représentent des modèles d'ampoules Coolidge actuels des Établissements Gaiffe, Gallot et Pilon. La figure 70 représente le type A construit pour fonctionner dans l'air et donner 3 milliampères sous 200 kilovolts maximum.

L'anticathode est constituée par une masse de tungstène montée sur une longue tige-support de molybdène.

La cathode est fixée sur un long support en verre.

La figure 71 représente le type VA construit spécialement pour être utilisé dans une cuve à huile ; il serait mis immédiatement hors service dans l'air.

L'immersion dans l'huile présente de nombreux avantages. La distance pour laquelle jaillit l'étincelle dans l'huile est, pour une tension maximum donnée, beaucoup plus grande que dans l'air ; il en résulte que le tube peut être construit plus court, ou que, pour une même longueur, il pourra supporter des tensions plus élevées ; les effluves et les aigrettes sont complètement évitées. L'encombrement de l'ampoule est plus faible et, par suite, il est plus facile de réaliser un système de protection efficace.

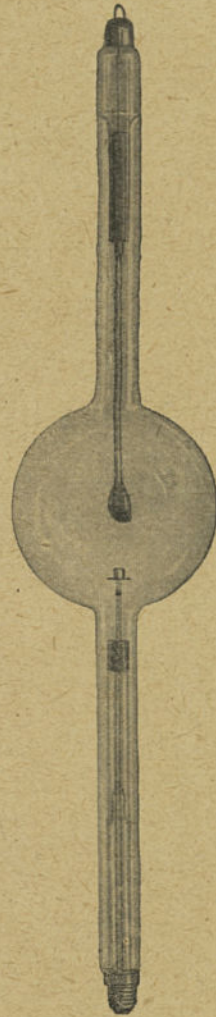


Fig. 70.

Les dépôts de poussière et d'humidité sur le verre, qui peuvent avoir quelquefois des conséquences désastreuses pour l'ampoule,

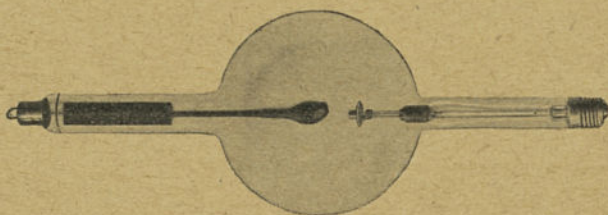


Fig. 71.

sont ainsi évités. Enfin il est facile de réaliser le refroidissement de l'huile par une circulation d'eau.

L'ampoule VA peut supporter en régime continu une intensité

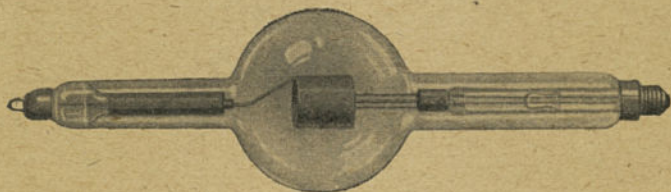


Fig. 72.

moyenne de 4 milliampères sous 200 000 volts.

La figure 73 représente le *type à radiateur*. Comme nous l'avons indiqué précédemment, à cause de la grande dyssymétrie de leurs électrodes, ces ampoules peuvent s'employer sans soupapes sur



Fig. 73.

une source de courant alternatif. A cause de la grande capacité calorifique de son anticathode, cette ampoule peut supporter en régime instantané des puissances beaucoup plus grandes que d'autres ampoules faites pour supporter des régimes continus plus élevés.

Un de ces modèles d'ampoules peut supporter 100 milliampères



pendant une seconde, sur courant redressé sous une tension maximum de 90 000 volts. En courant alternatif, l'intensité ne doit pas dépasser 30 milliampères sous une tension maximum de 80 000 volts ; au delà de cette tension, l'onde inverse passe.

**162. Tube de Lilliefeld à cathode incandescente.** — La figure 74 représente un tube de Lilliefeld. La cathode en aluminium de forme concave est portée par un tube de verre V ; l'anticathode A est en platine et est portée par un tube creux D communiquant avec une ampoule E remplie d'eau, que la chaleur dégagée sur l'anticathode porte à l'ébullition.

La source d'électrons est constituée par le filament B et la cathode V. On crée entre B et V une différence de potentiel constante ou variable de quelques milliers de volts. Enfin en S se trouve une sonde destinée à faciliter le passage de la décharge aux régimes élevés ; à cet effet, elle doit être portée à un potentiel positif par rapport au filament ; ceci est réalisé en la réunissant à l'anode par l'intermédiaire d'une résistance de plusieurs centaines de milliers d'ohms. Elle joue un rôle analogue à celui de la grille d'une triode.

L'intensité des rayons cathodiques émis et leur vitesse sont deux grandeurs indépendantes dans ce tube aussi bien que dans le tube Coolidge.

Ces tubes peuvent supporter pendant un temps court des débits de l'ordre de 100 milliampères. Les tubes actuels ne permettent pas de dépasser une tension de 150 000 volts et, pour cette tension, supportent une puissance de 1 kilowatt.

Dans ses expériences, Lilliefeld avait trouvé des résultats met-

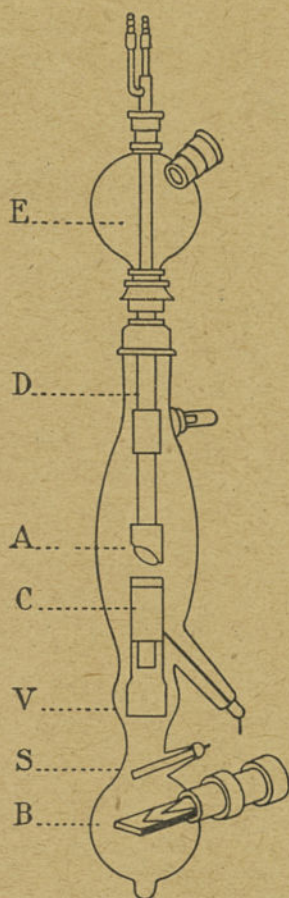


Fig. 74.

tant en doute l'exactitude de l'exposant  $\frac{3}{2}$  de la formule de Langmuir  $I = V_{\frac{3}{2}}$ , qui lie dans une décharge purement électronique le courant et la différence de potentiel. Langmuir avait attribué cette divergence au fait que les tubes expérimentaux de Lillienfeld étaient mal vidés. Lillienfeld reprit ses expériences dans des conditions ne laissant aucun doute sur ce point et trouva des exposants 1,72, 1,86 et 2. Langmuir a établi depuis que la loi de décharge avec l'exposant  $\frac{3}{2}$  n'est valable que quand la distance des électrodes est petite vis-à-vis de leur distance aux parois de l'ampoule. Sinon le phénomène est compliqué par l'émission d'électrons secondaires, et la conductibilité peut être accrue jusqu'à donner lieu à la loi  $I = V^2$ .

163. **Tube à cathode en pointe de Lillienfeld.** — Lillienfeld a construit un tube dans lequel la source d'électrons est une pointe de tungstène placée très près de l'anticathode (0,2 à 2 millimètres). Le courant électronique dépend dans ce type d'ampoule de la tension appliquée. Il dépend aussi du rayon de courbure de l'extrémité de la pointe, de sorte que l'on peut imaginer un tube muni de plusieurs pointes plus ou moins effilées, dont on utiliserait l'une ou l'autre suivant la dureté des rayons que l'on voudrait obtenir.

Un tel tube permettrait d'obtenir une décharge stable de 5 milliampères moyen sous 400 kilowatts maximum.

164. **Forme de la décharge électrique dans un tube Coolidge.** — Cette forme est identique à celle que nous avons indiquée pour le kénotron. Si on l'alimente par une tension sinusoïdale, il s'allume pour une tension basse et, comme la tension de saturation est rapidement dépassée, l'intensité émise est pratiquement constante pendant toute la durée de l'onde de tension. Il en résulte que des électrons émis possèdent toute une gamme de vitesse et que les rayons X correspondants sont très hétérogènes.

Pour éviter cet inconvénient, on doit l'alimenter sous tension constante. Les redresseurs mécaniques synchrones (contacts tournants) améliorent la décharge en réduisant la partie utilisée



de l'onde de tension à une région voisine de la crête ; mais le tube ne fonctionnant que pendant de courts intervalles, pour disposer de la même intensité moyenne on doit augmenter le chauffage du filament ; l'anticathode fonctionne également dans de mauvaises conditions au point de vue échauffement.

Il est tout à fait préférable d'alimenter le tube par une tension constante, produite par le redressement, à l'aide d'une batterie de kénotrons, de la tension alternative sinusoïdale d'un transformateur.

### III. — LAMPES A TROIS ÉLECTRODES.

165. **Généralités.** — Les lampes à trois électrodes étant spécialement étudiées dans un autre ouvrage de cette Encyclopédie, nous n'insisterons ici que sur les particularités de leur fonctionnement, qui constituent une confirmation particulière des principes généraux que nous avons énoncés. On sait que, dès 1904, Fleming avait utilisé une lampe à deux électrodes appelée audion, fonctionnant, comme le kénotron, que nous avons précédemment décrit, pour le redressement des courants alternatifs de haute fréquence en télégraphie sans fil.

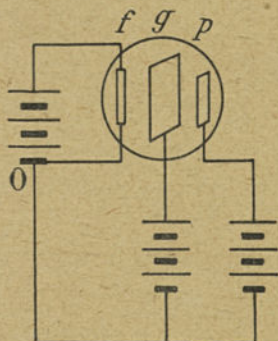


Fig. 75.

En ajoutant une troisième électrode appelée grille permettant de contrôler le courant émis par le filament, de Forest a constitué, vers 1913, la lampe à trois électrodes, utilisée aujourd'hui comme relais, comme redresseur et comme producteur de courant alternatif de haute fréquence.

Le montage général d'une lampe à trois électrodes est représenté sur la figure 75. Le circuit de chauffage du filament, celui de la grille et celui de l'anode ou plaque ont un point commun O qui correspond à l'extrémité négative du filament et que l'on a pour habitude de prendre comme origine des potentiels.

Le rôle de la grille est le suivant. Quand elle est portée à un

potentiel inférieur à celui du filament, elle repousse les électrons

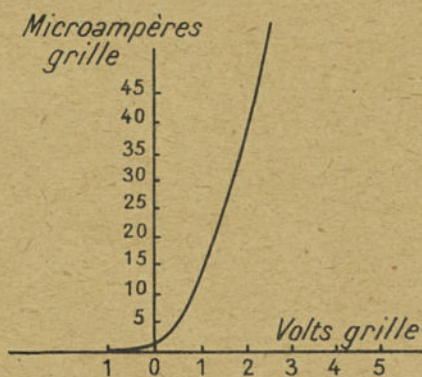


Fig. 76.

qui tendent à s'en échapper et empêche l'établissement d'un courant entre plaque et filament. Quand le potentiel de la grille est voisin de celui du filament, quelques électrons commencent à la traverser et à atteindre la plaque. Enfin, quand le potentiel de la grille dépasse celui du filament, le courant dans le circuit plaque continue à croître jusqu'à ce qu'il atteigne le courant de saturation du filament. Le courant de grille est toujours faible, quelques microampères. Quand la tension de plaque reste constante, la caractéristique de l'espace filament-grille a la forme représentée sur le figure 76. Comme la capacité de la grille est, d'autre part, très petite, il faut très peu d'énergie pour modifier la tension de la grille. La variation du potentiel de la plaque influe peu sur la forme des caractéristiques de grille; le courant de grille diminue pour les très faibles tensions de grille, tandis qu'il augmente lorsque la tension de grille est grande. On peut définir ici une résistance apparente  $r_g$  de l'espace filament-grille comme étant à chaque instant égale à  $\frac{du}{di}$ , limite du rapport d'une variation du potentiel de grille à la variation du courant de grille qu'elle entraîne. Cette résistance est variable avec les différents types de lampes et, pour une lampe donnée, aux différents points de sa caractéristique.

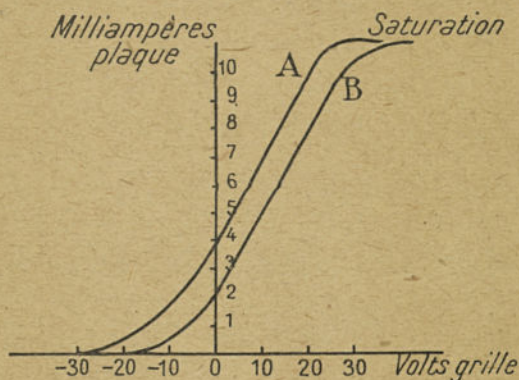


Fig. 77.

faibles tensions de grille, tandis qu'il augmente lorsque la tension de grille est grande. On peut définir ici une résistance apparente  $r_g$  de l'espace filament-grille comme étant à chaque instant égale à  $\frac{du}{di}$ , limite du rapport d'une variation du potentiel de grille à la variation du courant de grille qu'elle entraîne. Cette résistance est variable avec les différents types de lampes et, pour une lampe donnée, aux différents points de sa caractéristique.



Pour les petites lampes de réception de T. S. F., elle est de l'ordre de quelques dizaines de milliers d'ohms dans la région d'utilisation de la caractéristique.

Si, maintenant la tension de plaque constante, on étudie la façon dont varie le courant dans la plaque en fonction de la tension sur la grille, on obtient la courbe de la figure 77, qui met en évidence le rôle de la grille tel que nous l'avons énoncé précédemment. Si on augmente la tension sur la plaque, cette caractéristique se déplace vers la gauche; par exemple, la courbe A a été tracée pour une tension de 220 volts sur la grille, la courbe B pour une tension de 160 volts.

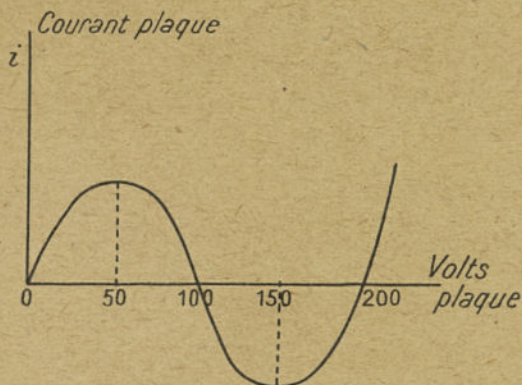


Fig. 78.

Le courant de saturation reste le même et est atteint pour une valeur plus faible de la tension grille quand la tension plaque est plus élevée.

Les lampes dont nous venons de donner les caractéristiques ont des pressions de l'ordre de  $10^{-8}$  millimètres de mercure. Comme la plaque et la grille ne sont jamais portées à une température suffisante pour émettre des électrons, la décharge que l'on a à y considérer est entièrement due au flux d'électrons émis par le filament, qui n'est accru par aucun phénomène d'ionisation. Si le vide y est insuffisant, ce dernier intervient et les courants de grille et de plaques deviennent plus grands. La lampe constitue un relais plus sensible mais aussi plus capricieux, dont les propriétés varient constamment; en fait, on n'emploie dans la pratique que des lampes avec un vide aussi parfait que possible.

**166. Dynatron.** — La dynatron est une lampe à trois électrodes dans laquelle on établit entre la grille et le filament une différence de potentiel élevée et constante, par exemple 300 volts, et aux bornes de la plaque une faible différence de potentiel.

Si on trace dans ces conditions la caractéristique du courant dans la plaque en fonction de la tension sur la plaque, on obtient une courbe à allure sinusoïdale, le courant passant par un maximum pour une valeur de 50 volts, s'annulant pour 100 volts et changeant de signe pour passer par une valeur minimum pour 150 volts. On admet que le bombardement électronique de la plaque par les électrons du filament, accélérés par la tension élevée, produit une émission secondaire de la plaque donnant lieu à un courant électronique de la plaque vers la grille.

167. **Magnétron.** — Au lieu d'agir sur les trajectoires des électrons par une électrode intérieure, la grille, on peut se proposer d'utiliser à cet effet un champ magnétique produit à l'extérieur de l'ampoule. Dans le magnétron, le filament est disposé suivant l'axe de la plaque, qui est cylindrique : le champ magnétique est parallèle au filament ; il tend à faire décrire aux électrons des trajectoires circulaires qui, lorsque le champ est suffisant, ne rejoignent plus la plaque.

#### Bibliographie.

155. — IV. LANGMUIR, Les tubes à électrons ayant des cathodes chaudes.  
 160. — MAURICE DE BROGLIE, Les rayons X.  
 161. — A. DAUVILLIER, La technique des rayons X.  
     W.-D. COOLIDGE, *Phys. Rev.*, p. 409 (déc. 1913) ; *Gen. Elect. Rev.*, p. 56 (janvier 1918).  
 162. — KONIGLSACHS, *Ges. Wiss. Leipzig. Math. Kl.*, t. LXVI, p. 576 (1914).  
 165. — FLEMING, The thermionic valve and its developments in radiotelegraphy and telephony, Londres 1919.  
     DE FOREST, *Transactions American Institute of Electrical Engin.*, vol. XXV, p. 735-1906 ; *Journ. of Franklin Institute*, t. CXC, p. 1, 1920.  
     GUTTON, La lampe à trois électrodes, Paris, 1923.  
 166. — HULL, *R. G. É.*, t. IV, p. 993, 1918.  
     HULL, *R. G. É.*, t. IV, p. 993, 1918. ; *Ann. des P. T. T.*, p. 403, 918.  
 167. — HULL, *Jour. of the am. Inst. of Elect. Eng.*, septembre 1921 ; *Ann. des P. T. T.*, p. 502, 1922.



## CHAPITRE II

### APPAREILS UTILISANT LA DÉCHARGE ÉLECTRIQUE DANS LES GAZ RARÉFIÉS

#### I. — GÉNÉRALITÉS.

168. **Caractère de la décharge électrique dans ces appareils.** — Dans ces tubes, la pression varie entre 10 millimètres et  $0^{\text{mm}},01$ , limite d'apparition des rayons cathodiques. La décharge est caractérisée par l'existence d'une chute de tension cathodique élevée nécessaire pour procurer aux ions positifs une vitesse suffisante pour produire des électrons à la surface de la cathode. Cette chute cathodique étant de plusieurs centaines de volts (200 à 400 volts), ces tubes exigent pour leur alimentation des générateurs capables de donner des tensions de plusieurs milliers de volts.

La décharge y est discontinue; un téléphone placé dans ce circuit résonne en permanence; le phénomène est surtout sensible au voisinage du potentiel explosif et avec des mélanges de gaz.

Villard a montré, par exemple, que l'émission des rayons cathodiques dans une ampoule à gaz était toujours discontinue, même avec une source absolument continue.

Le phénomène est analogue à celui de l'arc autochantant observé par Blondel.

169. **Absorption des gaz dans la décharge électrique.** — Lorsqu'on fait passer une décharge électrique dans un gaz raréfié,

la pression diminue d'une manière continue, on dit que le tube *durcit*. La pression peut même devenir assez basse pour que la décharge cesse de passer. Nous verrons plus loin que, dans la plupart des appareils utilisant la décharge électrique dans les gaz raréfiés, des dispositifs particuliers ont dû être imaginés pour conserver à cette pression une valeur constante.

Quoique ce phénomène soit connu et étudié depuis longtemps, on n'est pas encore très bien fixé sur son origine. Dans le cas où l'ampoule ne contient pas de filament incandescent, l'absorption semble due surtout à l'action de la paroi; on n'a pas trouvé d'autre

explication que de l'attribuer à une combinaison chimique entre le gaz disparu et le verre. La rapidité de la disparition dépend, en effet, de la nature du gaz et de la composition du verre.

Un chauffage ultérieur de la paroi ne libère qu'une portion très faible de la quantité de gaz disparue.

Le phénomène de l'absorption des gaz en présence d'un filament incandescent a été particulièrement étudié dans les laboratoires de la *General Electric Co* en Amérique, en vue de son application

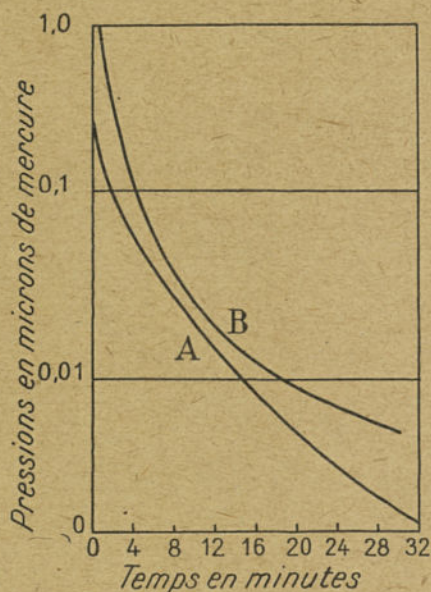


Fig. 79.

à un but pratique, celui de l'amélioration du vide des ampoules à incandescence dans le vide après leur pompage. Au sortir de la pompe, le vide des lampes est médiocre, de l'ordre de 1 μ; Dusham et Huthsteiner ont constaté qu'après un quart d'heure de marche avec un léger survoltage le vide atteignait 0,01. Les deux courbes de la figure 79 représentent la variation du vide en partant d'un vide initial de 1 μ (courbe A) ou de 5 μ (courbe B). Au début de ce traitement, l'ampoule se remplit d'une lueur bleue signe que le gaz restant a été ionisé par les électrons produits par



le filament et accélérés dans le champ électrique existant entre les extrémités du filament.

Norman Campbell a étudié systématiquement le phénomène et considère que la disparition du gaz se produit surtout pendant la période où la lueur est visible. On facilite la disparition en déposant soit sur le filament, soit sur les baguettes de verre qui le soutiennent, du phosphore blanc ou des mélanges de sels volatils. Le phosphore ou les sels sont partiellement volatilisés et vont se condenser sur les parois. On peut imaginer que les molécules gazeuses sont simplement emprisonnées mécaniquement dans ce dépôt solide. A la température ordinaire, le gaz peut être considéré comme absorbé d'une manière permanente. Si l'on chauffe la paroi, on peut observer un certain dégagement réversible ou non, sur lequel il est impossible, à l'heure actuelle, de dire rien de précis.

170. **Désintégration cathodique.** — Le choc des ions positifs qui viennent frapper la cathode en arrache mécaniquement des parcelles métalliques chargées négativement (elles obéissent à l'aimant), qui vont se déposer sur les parois de l'ampoule ou sur un obstacle solide disposé au voisinage de la cathode.

On ne considère pas qu'elles interviennent dans le phénomène de la décharge.

La désintégration de la cathode est d'autant plus considérable que les ions positifs possèdent plus d'énergie, c'est-à-dire que la pression est plus basse et qu'ils sont plus lourds. Les molécules lourdes d'argon et de mercure sont particulièrement dangereuses ; dans un tube à vapeur de mercure, une cathode métallique solide est presque instantanément détruite.

Crookes, qui avait remarqué le phénomène, a constaté que l'intensité de la pulvérisation variait avec la nature du métal : pour une pression de 50 baryes, il a trouvé pour les poids arrachés à la cathode les nombres relatifs suivants :

Pd .....	100	Cu .....	37
Au .....	92	Cd .....	31
Ag .....	76	Ni .....	10
Pb .....	69	Ir .....	10
Sn .....	52	Fe .....	5
Zn + Cu .....	47	Al .....	0
Pt .....	40	Mg .....	0

M. LEBLANC. — La décharge électrique dans le vide et dans les gaz. 16



Le tungstène se pulvérise très fortement et le tantale très peu. Granquist a montré que cet ordre ne se conservait pas exactement quand la pression variait.

Ce phénomène est très important, parce qu'il peut amener une usure très rapide des filaments incandescents dans les appareils utilisant la décharge électronique dans le vide, si ce vide n'est pas parfait. D'autre part, dans les tubes à gaz raréfié, le dépôt métallique correspondant qui se forme sur les parois absorbe d'énormes quantités de ce gaz et rend le tube rapidement inutilisable.

On utilise ce phénomène dans des tubes à la pression des ampoules à rayons X pour recouvrir d'une très mince couche du métal de la cathode des lames de verre et de quartz. On peut ainsi obtenir des dépôts transparents et conducteurs que l'on utilise en optique ou dont on constitue des résistances électriques très élevées que l'on conserve dans des tubes scellés où on a fait le vide.

## II. — AMPOULES A RAYONS X A GAZ OU A AFFLUX CATHODIQUE.

171. **Aspect de la décharge.** — Nous avons décrit les ampoules à rayons X à cathode incandescente en premier lieu parce qu'elles correspondent à un fonctionnement électrique plus simple, mais, en réalité, les premières ampoules connues furent du type dit à gaz, dans lequel la pression est de l'ordre de 10 baryes. A cette pression, l'aspect du tube est le suivant : la couche lumineuse, immédiatement en contact avec la cathode, après avoir enveloppé complètement celle-ci, ne couvre plus maintenant que quelques millimètres carrés de sa surface; l'espace obscur occupe presque toute l'ampoule, et la lueur négative, après avoir pris une extension considérable, refoulant devant elle la lueur positive, n'occupe plus maintenant que la région avoisinant l'anode.

La distribution du potentiel est devenue très simple ; il existe au voisinage de la cathode un champ très intense auquel correspond une chute de tension cathodique considérable qui absorbe la presque totalité de la différence de potentiel appliquée au tube. Le champ est presque nul dans le reste de l'ampoule.



Les rayons cathodiques sont formés par des électrons arrachés à la cathode par l'*afflux* des ions positifs qui viennent la frapper et qui acquièrent ensuite des vitesses considérables en traversant la chute de tension cathodique. Les ions positifs ne semblent pas produits en grande quantité par les rayons cathodiques primaires, à cause de leur très grande vitesse, mais plutôt par les rayons cathodiques secondaires émanant de l'anticathode ou des parois de l'ampoule.

172. **Choix de la cathode.** — Les électrons sont arrachés à la cathode par le choc des ions positifs ; on doit donc s'attendre à ce que la production d'un faisceau de rayons cathodiques d'une intensité donnée exige une dépense d'énergie à la cathode d'autant plus grande que celle-ci sera constituée d'un métal plus électro-positif. C'est ce que l'expérience confirme. Coolidge a remarqué que, sur une cathode de tungstène, la quantité d'énergie nécessaire pour extraire les électrons était aussi grande que celle dépensée à l'anticathode. Une cathode d'aluminium de même dimension, au contraire, ne s'échauffait pas, car elle peut émettre quatre ou cinq électrons lents par chocs d'un ion positif rapide.

Avec les cathodes en aluminium qui sont généralement adoptées, la puissance dépensée à la cathode n'est en général que 20 p. 100 de la puissance totale consommée dans l'ampoule. Cette énergie est proportionnelle à l'intensité du courant et à la chute cathodique.

Elle peut élever la température de la cathode jusqu'à son point de fusion et, pour l'éviter, on doit refroidir la cathode soit par un courant d'air ou d'eau, soit par l'ébullition d'eau contenue dans une ampoule communiquant, par un tube, avec la cathode creuse.

Les rayons cathodiques sont émis normalement à la surface de la cathode. Aux pressions relativement élevées où l'afflux recouvre toute la cathode, la forme du faisceau cathodique dépend de la forme de cette électrode, et, si elle est par exemple concave, elle donne un faisceau conique, au sommet duquel on doit placer l'anticathode. Aux basses pressions, où la portion de la cathode intéressée par l'afflux se réduit presque à un point, le faisceau de rayons cathodiques devient filiforme, et la position de l'anticathode dans ce faisceau n'est plus très importante.

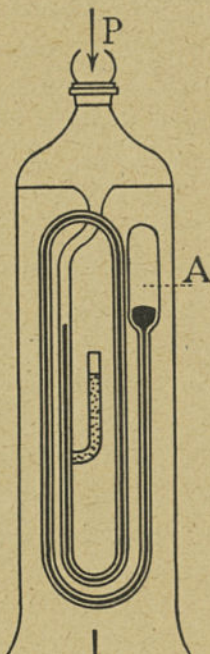


173. **Choix du gaz.** — Nous avons vu précédemment qu'il y avait intérêt à éviter les gaz monoatomiques comme le mercure, qui causent une désintégration rapide de la cathode.

Il y a, d'autre part, avantage à choisir les gaz qui, pour une pression donnée, donnent lieu à la plus grande chute de tension cathodique et, par conséquent, produisent les rayons X les plus durs. D'après Siegbahn, les gaz se rangent dans l'ordre suivant :

Dureté.	Pressions en baryes.					
	H <sup>2</sup> .	He.	O <sup>2</sup> .	Air.	CO.	A.
Faible .....	21	38	7	12	7	12
Moyenne.....	11	22	5	6	5	7
Grande.....	7	11	4	4	4	4

174. **Régulateurs de pression.** — La pression diminue peu à peu dans le tube par suite de son fonctionnement, et les rayons X produits deviennent de plus en plus *durs*. Il est nécessaire, pour maintenir la pression constante, d'introduire du gaz dans le tube. Crookes s'était contenté de chauffer la paroi de l'ampoule ou une substance capable de dégager des gaz et intentionnellement laissée à l'intérieur.



Ampoule  
Fig. 80.

Le premier régulateur pratique fut l'*osmo-régulateur de Villard*. Il se compose d'un petit tube de platine ou de palladium (longueur 60 millimètres, diamètre 1 à 2 millimètres, épaisseur de paroi 0<sup>mm</sup>,1) fermé à un bout et soudé à son autre extrémité dans un tube de verre porté par l'ampoule. Si on chauffe l'extrémité libre dans une flamme de gaz, l'hydrogène contenu dans cette flamme diffuse à travers la paroi portée au rouge, proportionnellement à la différence de pression d'hydrogène dans la flamme et à l'intérieur de l'ampoule. Aucun autre gaz que l'hydrogène ne jouit de cette propriété.

H. Bauer a construit un autre régulateur, dont le principe est



analogue à celui des soupapes de Moore, que nous décrirons plus loin. Ce modèle de régulateur est représenté sur la figure 83. Un tube capillaire rempli de mercure est terminé d'un côté par une ampoule remplie d'air A et débouche de l'autre côté à la pression atmosphérique. Sur le tube capillaire est branché un tube fermé par un bouchon de porcelaine poreuse et débouchant dans l'am-

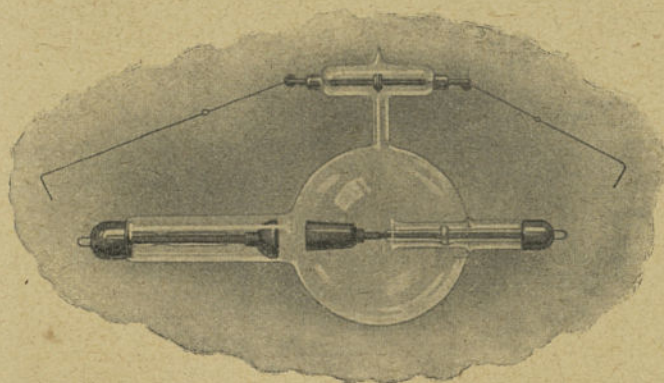


Fig. 81.

poule. En injectant de l'air à l'aide d'une poire en caoutchouc branchée en P, on refoule le mercure dans l'ampoule A et on permet à quelques bulles de gaz de pénétrer dans le tube à travers le bouchon de porcelaine. Ces régulateurs sont connus sous le nom de *régulateurs par soupape à air*.

Les *régulateurs à étincelles* (fig. 81) comprennent, dans un tube latéral soudé sur l'ampoule, deux électrodes en forme de petits pistons. Entre ces électrodes, on place sur un support d'amiante une poudre susceptible de dégager facilement des gaz par échauffement (oxydes de manganèse). En reliant les deux électrodes d'une part à la cathode de l'autre à l'anticathode, on fait passer entre elles des étincelles produisant cet échauffement.

175. **Les modèles actuels d'ampoules à gaz.** — Le refroidissement des anticathodes des tubes à gaz ne peut s'effectuer par rayonnement : les alternatives d'échauffement et de refroidissement d'une grande masse métallique à l'intérieur de l'ampoule donneraient lieu à des dégagements et à des absorptions de gaz amenant des variations de la pression qui troubleraient son

fonctionnement. L'anticathode doit être creuse et refroidie par courant d'air ou d'eau ou par ébullition d'eau. Elle est générale-

ment constituée par une pastille de tungstène enchâssée dans un tube de cuivre épais. Ces anticathodes sont protégées par un tube de verre pour éviter le fonctionnement de l'ampoule en inversé et l'émission par cette électrode de rayons cathodiques qui risqueraient d'aller percer l'ampoule dans le voisinage de la cathode.

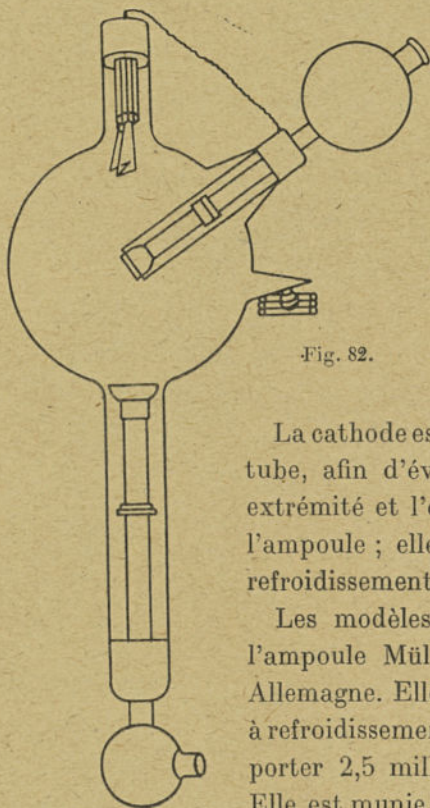


Fig. 82.

La cathode est située à l'extrémité d'un long tube, afin d'éviter les amorçages entre son extrémité et l'entrée de son conducteur dans l'ampoule ; elle peut être massive ou creuse à refroidissement par eau.

Les modèles actuels les plus connus sont l'ampoule Müller (fig. 82), très répandue en Allemagne. Elle est à cathode et anticathode à refroidissement par ébullition ; elle peut supporter 2,5 milliampères sous 200 kilovolts. Elle est munie d'un osmo-régulateur à fonction-

nement automatique et d'une anode constituée par un filament que l'on porte à l'incandescence pour parfaire le vide au cours du pompage.

Le type de OM,1 des établissements Gaiffe, Gallot et Pilon, représenté sur la figure 86, permet d'obtenir 2 ou 3 milliampères pour la radioscopie, 10 ou 20 milliampères pour la radiographie rapide et même 50 ou 60 milliampères et plus pour les grands instantanés. Son anticathode est à refroidissement par eau. Cette eau est contenue dans un récipient métallique noirci qui dissipe beaucoup de chaleur par rayonnement, de sorte que l'eau y est rarement portée à l'ébullition. L'ampoule est munie d'un régulateur par étincelle.



176. **Forme de la décharge électrique dans une ampoule à gaz.** — Alors que les tubes à cathode à incandescence doivent être de préférence alimentés à tension constante, le fonctionnement des tubes à gaz est, au contraire, peu satisfaisant dans ces conditions, l'amorçage est difficile et le fonctionnement irrégulier. On a intérêt à les alimenter avec un contact tournant. Dans ces

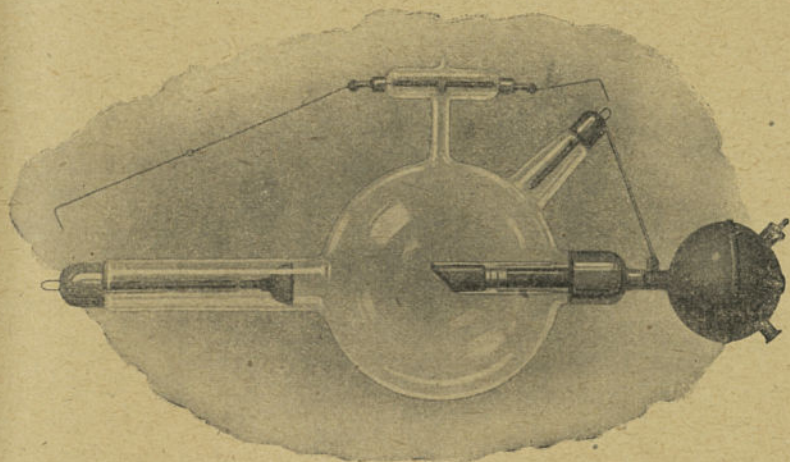


Fig. 83.

conditions, la décharge n'a lieu que pour la crête de la tension, et les rayons cathodiques produits sont homogènes.

### III. — SOUPAPES CATHODIQUES.

177. **Soupape de Villard.** — Villard a le premier montré très nettement qu'il n'y avait émission de rayons cathodiques qu'aux points où l'afflux d'ions positifs provenant des diverses régions de l'espace obscur venait frapper la cathode. Si on considère un tube tel que celui de la figure 84, dans lequel une des électrodes C est de grande surface et éloignée des parois, l'autre A de petite surface et entourée par une tubulure de verre étroite, l'intensité du faisceau cathodique est beaucoup plus grande quand l'électrode C est choisie comme cathode, parce qu'elle est librement exposée à l'arrivée de l'*afflux*. Ce tube constituera une soupape électrique qui pourra être utilisée à protéger les ampoules à

rayons X contre le passage de l'onde inverse. Le gaz résiduel est de l'hydrogène sous une pression de quelques dizaines de baryes, qui est maintenue constante à l'aide d'un osmo-régulateur. La chute

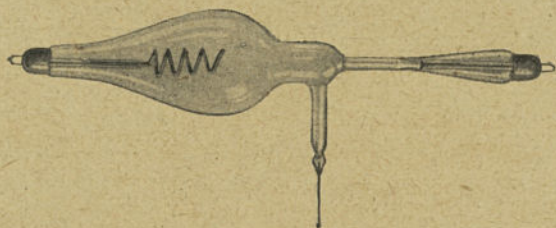


Fig. 84.

de potentiel interne est de l'ordre de 1 000 volts, et le courant ne peut dépasser 20 ou 30 milliampères sans risquer d'amener une fusion de la cathode. Cette soupape résiste difficilement à une tension inverse dépassant 50 kilovolts.

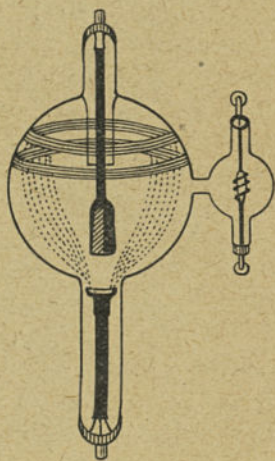


Fig. 85.

**178. Soupapes de Koch** (fig. 85). — Cette soupape est construite comme un tube à rayons X. Mais la cathode d'aluminium habituelle de ces tubes joue ici le rôle d'anode, et l'anticathode celui de cathode. Cette dernière électrode est creusée en forme d'entonnoir et très rapprochée de l'anode, de manière à protéger celle-ci contre l'afflux des ions positifs. Cette soupape est munie d'un auto-régulateur à gaz et peut être utilisée avec les ampoules à gaz intensives.

**179. Soupapes à électrodes dyssymétriques pour basse tension.** — On a proposé, pour réaliser le redressement du courant alternatif, d'utiliser entre électrodes dyssymétriques soit la décharge disruptive (entre pointe et plaque), soit l'effet corona (entre fil métallique et cylindre concentrique).

On a pu en particulier, par ce dernier procédé, redresser 30 milliampères pour des tensions extrêmement élevées. Mais le rendement est médiocre,



On peut appliquer ce procédé aux basses tensions à l'aide d'ampoules dont les deux électrodes sont différentes de forme et de dimension et remplies d'un gaz rare.

La soupape représentée sur la figure 86 peut supporter un courant de 0,2 ampère. Elle peut être utilisée sur tout réseau de 110 à 250 volts. On intercale en série avec elle une résistance destinée à limiter le courant et dont la valeur dépend de la tension du réseau et de l'utilisation envisagée. La durée d'une telle soupape dépasse un millier d'heures.

#### IV. — JAUGE A IONISATION.

180. **Description.** — Si, dans une ampoule non complètement privée de gaz, un filament émet des électrons, ceux-ci acquièrent une certaine vitesse qui, pour un champ donné, dépend de la pression. Quand cette vitesse dépasse une certaine valeur  $u$  telle que  $\frac{1}{2} mu^2 > Ve$ , où  $V$  est le potentiel d'ionisation du gaz, ces électrons ionisent les molécules du gaz. Si on recueille les ions produits sur une électrode collectrice, on conçoit qu'on puisse de la valeur du courant d'ionisation déduire la pression, si l'appareil a été préalablement étalonné.

Dusham et Found ont décrit une jauge d'ionisation dans laquelle le courant d'ionisation varie proportionnellement à la pression, ce qui facilite cet étalonnement. Elle comprend un filament enroulé en double spirale sur un diamètre de 2<sup>mm</sup>,25 ; il est enveloppé d'une grille constituée par un filament enroulé en double spirale sur un diamètre de 3<sup>mm</sup>,65 ; enfin le tout est placé à l'intérieur d'un cylindre de 12 millimètres de diamètre.

Ces électrodes peuvent être utilisées de deux manières diffé-

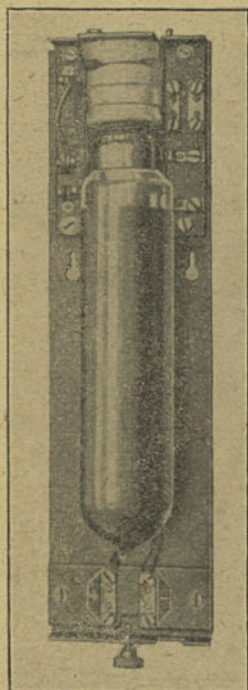


Fig. 86. — Soupape à électrodes dyssymétriques pour basse tension.



rentes : le filament central étant à l'incandescence, le filament extérieur est porté à une tension de 125 à 250 volts ; le courant d'électrons est de 0,5 à 20 milliampères. Le cylindre collecteur d'ions positifs est porté à un potentiel négatif par rapport à l'extrémité négative du filament incandescent.

Cette disposition est dite à *collecteur externe*.

On peut prendre comme source d'électrons le filament extérieur ; comme électrode accélératrice, le cylindre extérieur et, comme électrode collectrice, le filament intérieur.

Cette disposition est dite à *collecteur interne*.

On constate que l'influence de la tension de l'électrode collectrice est peu importante ; elle a été fixée à — 22 volts.

181. **Fonctionnement.** — La pression étant constante (1,85 barye d'argon pur), le courant électronique étant constant, le courant d'ionisation est d'abord nul jusqu'à ce que le potentiel de la grille atteigne 30 volts ; il augmente rapidement, puis ensuite lentement, jusqu'à ce que ce potentiel atteigne 250 volts.

Le potentiel de la grille étant maintenu constant, on constate que le courant d'ionisation varie proportionnellement au courant de chauffage quand celui-ci varie de 0 à 10 milliampères avec le montage à collecteur externe, et de 0 à 20 milliampères avec le montage à collecteur interne ; mais, dans ce dernier cas, le courant d'ionisation est trois fois plus petit, c'est-à-dire que la sensibilité est trois fois plus petite.

On choisira donc pour l'étalonnage les trois valeurs suivantes : potentiel de grille + 250 volts — potentiel de la plaque collectrice — 22 volts — courant électronique maximum 20 milliampères.

Le courant d'ionisation reste proportionnel à la pression jusqu'à une valeur de celle-ci d'autant plus basse que le courant électronique est plus grand. On devra donc diminuer le courant électronique pour la mesure des très basses pressions ; on ne dépassera pas, par exemple, 0,5 milliampère pour les pressions de 1 à 50 baryes.

Dans ces conditions, 1 microampère pour le courant d'ionisation correspond à 0,7 barye d'argon.

Dusham estime que, par extrapolation, sa jauge pourrait être



utilisée jusqu'à environ  $10^{-4}$  baryes. L'inconvénient de cette jauge est que, pour un même courant électronique, les mêmes tensions sur les électrodes et la même pression, le courant ionique varie avec la nature du gaz. On trouve que, pour un très grand nombre de gaz, il est proportionnel au nombre d'électrons présents dans la molécule (2 pour  $H^2$ , 16 pour  $O^2$ , 80 pour Hg, 10 pour  $H^2O$ ). Cette loi n'est pas générale, et il est préférable soit d'étalonner la jauge pour le gaz que l'on veut étudier, soit de considérer ses indications comme empiriques et donnant seulement une indication relative du vide d'un appareil donné.

## V. — CELLULES PHOTOÉLECTRIQUES.

182. **Description et usages.** — Une cellule photoélectrique est un instrument qui permet de mesurer l'intensité d'une radiation lumineuse par l'intensité du courant d'électrons qu'elle provoque par son action sur une surface métallique.

Nous avons vu que le phénomène dépendait de la longueur d'onde des radiations incidentes et que, sur les métaux tels que le zinc, par exemple, il n'était appréciable que pour les radiations ultra-violettes.

Mais, si on utilise comme surface photoélectrique un métal alcalin ou alcalino-terreux (potassium, rubidium par exemple), au phénomène photoélectrique normal dont nous venons de parler s'en superpose un autre ayant son maximum dans le spectre visible vers  $0,45$ , et c'est l'effet cumulatif des deux phénomènes que l'on observe.

Les cellules photoélectriques ont la forme d'une ampoule à incandescence. Sur la paroi intérieure, on a déposé par condensation une couche peu épaisse d'un métal alcalin ou alcalino-terreux, généralement du potassium.

Par chauffage au chalumeau, on a empêché le métal de se déposer dans une certaine région, de manière à ménager une fenêtre par laquelle la lumière peut pénétrer à l'intérieur de l'ampoule et venir exciter la paroi opposée.

Dans le milieu de l'ampoule, se trouve une électrode en forme

d'anneau ; des conducteurs traversant le verre permettent de réunir aux deux pôles d'une batterie, d'une part, la couche de potassium (cathode), d'autre part, l'électrode en forme d'anneau (anode) (fig. 87).

On augmente la sensibilité de la cellule en y introduisant des traces d'un gaz inerte tel que l'argon ; l'anode recueille non seulement les électrons dus à l'effet photoélectrique, mais, en outre, ceux qu'ils ont produits en ionisant par choc les molécules du gaz.

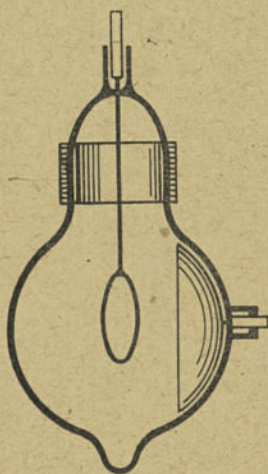


Fig. 87.

Les courants émis par les cellules photoélectriques sont néanmoins très faibles ; le plein soleil donne seulement quelques microampères ; aussi, dans la mesure des éclairagements faibles, est-il souvent nécessaire d'amplifier les courants produits par un amplificateur à lampes, avant de les mesurer. L'intensité du courant photoélectrique est proportionnelle au flux de lumière reçu par la surface de potassium.

D'autre part, les variations du courant suivent instantanément celles de l'intensité lumineuses. Les cellules photoélectriques de la Société de recherches et de perfectionnements industriels donnent un courant de  $6 \times 10^{-11}$  ampères pour un potentiel accélérateur de 150 volts avec un flux lumineux de  $10^{-4}$  lumen. Grâce à ces précieuses propriétés, la cellule photoélectrique, d'abord uniquement utilisée pour des mesures astronomiques, semble maintenant recevoir des applications industrielles : photométrie, sensitométrie, mesure relative des éclairages, etc.

## VI. — L'ÉCLAIRAGE PAR TUBES OU AMPOULES A GAZ RARÉFIÉS.

183. **La lumière Moore.** — A la fin du siècle dernier, un Américain, M. F. Moore, avait étudié la possibilité d'utiliser les tubes de Gessler à l'éclairage industriel. Pour diminuer l'importance de la



chute de tension aux électrodes par rapport à la tension totale aux bornes du tube, il employait des tubes de très grande longueur (12 mètres à 50 mètres).

Ces tubes, formés de tronçons de 2<sup>m</sup>,60 de longueur et de 44 millimètres de diamètre, devaient être soudés sur place. La difficulté de cette opération ainsi que le faible rendement lumineux de ces tubes furent cause qu'ils ne donnèrent lieu qu'à un petit nombre d'applications.

Moore avait dû vaincre une difficulté que nous avons signalée d'une façon générale précédemment; le vide des tubes s'accroissait en fonctionnement.

Comme la pression initiale du tube est voisine de 0,1 millimètre, son durcissement causait d'abord une augmentation de l'intensité.

Pour maintenir la pression constante, Moore avait dû réaliser une soupape automatique, commandée par cette variation d'intensité qui as-

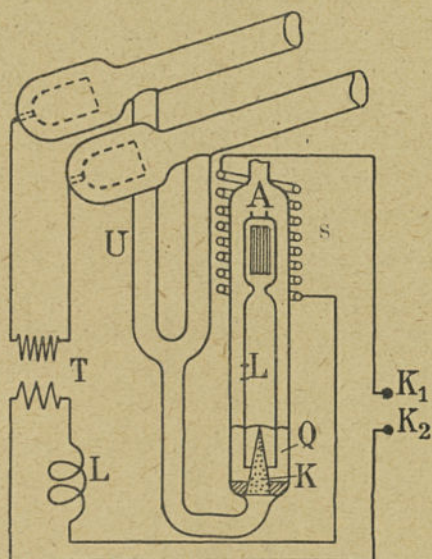


Fig. 88.

surait dans le tube la rentrée des quantités de gaz nécessaires.

La figure 88 représente cette soupape. Le gaz provenant de l'appareil générateur arrive par le tube R. A la partie inférieure de R est soudé un noyau conique de charbon poreux K noyé sous le mercure Q sur lequel flotte un autre tube de verre pourvu de deux accessoires : un trou L qui permet au gaz aspiré en L d'arriver au charbon K et un noyau A constitué par un faisceau de fil de fer et logé dans le haut du tube. On remarque autour de R les spires d'un solénoïde S traversé constamment par le courant primaire alternatif, pris aux bornes K<sub>1</sub>, K<sub>2</sub>. Si, par suite du fonctionnement, la raréfaction est poussée trop loin, la conductivité du tube Moore devient trop grande; le courant augmente dans le tube et dans le solénoïde, de sorte que le noyau A se trouve

soulevé : son ascension fait baisser le niveau du mercure Q, qui découvre plus ou moins la pointe du charbon K. Quand la pression est remontée, le noyau du solénoïde retombe. Le mercure recouvre de nouveau le charbon, et l'accès du gaz est arrêté. Le tube respire

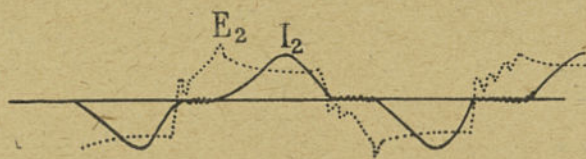


Fig. 89.

ainsi au moins deux fois par minute en introduisant chaque fois un dixième de la quantité de

gaz présente dans le tube, ce qui correspond à une absorption extraordinairement rapide.

Les gaz employés sont l'azote, qui donne une lumière rose avec une dépense de 1,7 watt par bougie décimale et qui est produit par le passage de l'air sur un bâton de phosphore et l'anhydride carbonique, qui donne une lumière blanche très voisine de celle du jour avec une dépense de 2 watts par bougie décimale et qui est produit par l'action de l'acide chlorhydrique sur le carbonate de chaux.

Pour un tube à azote de 37<sup>m</sup>,50, l'intensité est de 0,274 ampère et la tension aux bornes 12 800 volts. La consommation primaire est de 3 300 watts avec un facteur de

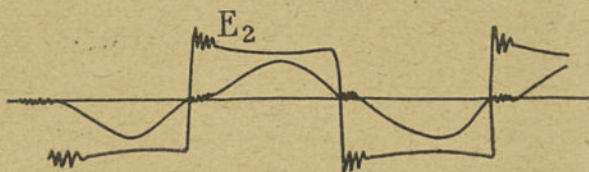


Fig. 90.

puissance de 0,65. Le facteur de puissance secondaire est de 0,7 à 0,8; il correspond à une déformation des courbes, car la tension et le courant secondaire sont toujours en phase. Les courbes de tension et de courant relevées à l'oscillographe sont représentées sur la figure 89 dans le cas où la self-induction est faible. On remarque le traînage du courant secondaire sur l'axe des  $x$  à l'époque du renversement de l'alternance ; il y a extinction à chaque inversion du courant, et le réallumage ne se produit que pour une valeur déjà élevée de la tension secondaire. Cette période d'extinction est plus courte pour la valeur normale de



la self (fig. 90) et peut être faite aussi petite que l'on veut en augmentant encore cette valeur.

**184. Tubes au néon de Georges Claude.** — Georges Claude, que la distillation fractionnée de l'air liquide dans le but de séparer l'oxygène de l'azote mettait en possession de quantités importantes de néon, se proposa très tôt de l'utiliser à l'éclairage. Deux raisons lui faisaient espérer le succès : le spectre du néon possède des raies très intenses dans le spectre visible, de nombreuses raies éclatantes dans le rouge et le jaune et trois belles lignes vertes, mais rien dans le bleu et le violet, et, en outre, on savait déjà que le néon semblait offrir un passage facile à la décharge électrique. Bouty, en particulier, avait trouvé que sa cohésion diélectrique était très faible.

Néanmoins, en construisant des tubes analogues aux tubes Moore mais remplis de néon, G. Claude eut à vaincre deux très sérieuses difficultés. D'abord, les tubes au néon ne sont très lumineux que si le gaz y est très pur, et il fallut inventer une méthode de purification basée sur l'absorption du charbon de bois à la température de l'air liquide. Ensuite, comme dans tous les tubes de cette espèce, la pression diminuait pendant le fonctionnement. L'adjonction au tube d'une soupape du genre de celles de Moore était impossible à cause du prix du gaz et de la nécessité de le purifier.

G. Claude, qui avait débuté avec des électrodes de cuivre de dimension assez réduite, s'aperçut que, sous l'effet de la haute température à laquelle elles étaient portées, elles donnaient lieu à un phénomène de vaporisation métallique et que le tube à leurs alentours se recouvrait d'un dépôt miroitant. Il vérifia que c'était la production de ce dépôt qui donnait lieu à la disparition du gaz et qu'il disparaissait en donnant aux électrodes une assez grande surface, au moins un décimètre carré par ampère.

La chute de potentiel aux électrodes, quand celles-ci sont en cuivre, est relativement peu élevée, environ 150 volts, ce qui permet d'obtenir des rendements acceptables avec des tubes de 5 mètres ou 6 mètres de long. Avec des tubes de 45 millimètres de diamètre et un courant de 1 ampère, la variation du potentiel dans la colonne lumineuse est d'environ 100 volts par mètre.



Le voltage par mètre est inversement proportionnel au diamètre du tube.

Actuellement, on construit deux types de tubes, l'un d'un diamètre de 30 millimètres au régime de 0,3 ampère, l'autre du diamètre de 10 millimètres au régime de 0,025 ampère, l'un et l'autre ayant des longueurs comprises entre 3 mètres et 8 mètres suivant les cas.

Ces tubes ne peuvent fonctionner que sur courant alternatif ; le facteur de puissance est de 0,7 pour les gros tubes et de 0,5 pour les petits.

La pression intérieure du gaz est d'environ 2 millimètres.

La détermination de la puissance lumineuse du tube est très difficile, d'abord à cause de la forme de la source lumineuse qu'il constitue et ensuite parce que la couleur de sa lumière est extrêmement différente de celle des sources étalons de comparaison. On peut l'évaluer approximativement à 180 bougies par mètre pour les tubes de 45 millimètres au régime de 1 ampère. Le rendement lumineux, à cause de la chute de tension aux électrodes, dépend de la longueur du tube ; pour un tube infiniment long, le rendement limite serait 2,2 bougies décimales par watt.

Pour un tube de 5 mètres, on trouve 1,1 bougie décimale par watt ; pour un tube de 36 mètres, 1,66 bougie décimale par watt.

Claude, pour fournir au néon les radiations lumineuses qui lui manquent, s'était proposé de les emprunter au mercure en mélangeant les deux gaz dans un même tube. Mais il constata ce qu'avait remarqué avant lui Cooper Hewitt, que le courant semble toujours transporté par un seul des gaz présents, qui seul, par suite, produit la lumière. Claude a cependant réussi à construire des tubes dans lesquels certaines parties donnent le spectre du néon, tandis que les plus chaudes donnent celui du mercure.

185. **Les petites ampoules au néon.** — On construit de petites ampoules au néon de la forme et de la dimension des lampes à incandescence, dans lesquelles les électrodes sont assez rapprochées pour que la colonne positive ait disparu et que seule la lueur cathodique répandue à la surface de la cathode soit visible.

Par suite, quand ces ampoules fonctionnent sur courant continu, une seule des électrodes est lumineuse, la cathode ; sur courant



alternatif, elles sont l'une et l'autre lumineuses. Ces lampes peuvent fonctionner directement sur les réseaux alternatifs à 110 volts et 220 volts, et leur consommation est extrêmement faible. Certaines ne consomment qu'un centième de watt, mais leur intensité lumineuse est aussi très petite, et elles ne peuvent être utilisées que pour certaines applications de publicité et comme lampes veilleuses ou de signalisation.

On a reconnu que, pour permettre à la décharge de passer avec une aussi faible différence de potentiel, il était nécessaire d'utiliser soit des électrodes en magnésium, soit des électrodes en fer recouvert de magnésium. Le magnésium étant très sensible à la désintégration cathodique, la densité de courant à la surface de l'électrode doit être mainte-

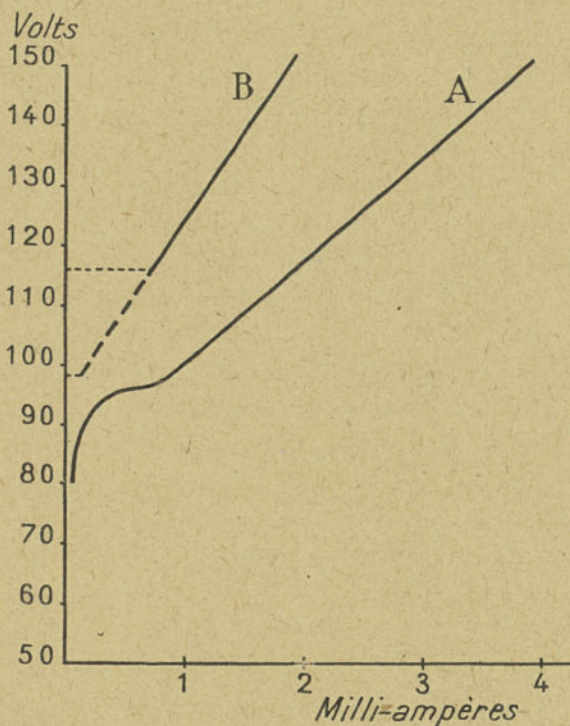


Fig. 94.

nue très faible. La tension aux bornes de la lampe tendant à diminuer quand le courant qui la traverse s'élève, il est nécessaire de mettre en série avec elle une résistance; celle-ci, de l'ordre de 15 000 ohms pour une lampe destinée à un réseau alternatif de 120 volts, est logée dans le culot de la lampe.

La courbe A de la figure 94 représente la caractéristique de la lampe sur courant alternatif. La luminosité débute à 80 volts pour un courant de  $2 \cdot 10^{-5}$  ampères. A 90 volts, le courant est  $1,8 \cdot 10^{-4}$  ampères, et la lueur négative recouvre toute la surface



des électrodes ; la tension croît ensuite proportionnellement au courant ; à 142 volts, le courant est de  $3,3 \cdot 10^{-3}$  ampères.

La courbe B de la même figure représente la caractéristique de la même lampe sur courant continu.

La luminosité apparaît à 106 volts, et, pour  $3,5 \cdot 10^{-3}$  ampères, la tension est constamment proportionnelle au courant. Si on diminue la tension, la lueur ne disparaît qu'à 98 volts.

La pression intérieure du gaz est d'environ 30 millimètres.

## VII. — DÉCHARGE ÉLECTRIQUE SANS ÉLECTRODES.

186. **Ionisation spontanée des gaz.** — Pour expliquer beaucoup de faits expérimentaux, on doit admettre que les gaz contiennent toujours des ions des deux signes qui y sont produits par une cause qui nous est encore inconnue. Des expériences de Wilson ont montré qu'il existait des centres de condensation même dans l'air complètement privé de poussières et en l'absence de toute cause visible d'ionisation. On sait, depuis Coulomb, qu'un corps électrisé placé dans l'air perd peu à peu sa charge ; Elster et Geitel ont montré que cette déperdition était moindre dans l'air atmosphérique humide que quand le temps est beau et clair ; qu'elle est plus grande aux hautes qu'aux faibles altitudes.

On admet qu'à la température et à la pression ordinaires il se produit par centimètre cube 30 ions des deux signes par seconde. Il est possible qu'ils soient dus à la radiation ultra-pénétrante, qui fait l'objet des études actuelles de Millikan.

187. **Expériences de Bouty sur les limites de l'état diélectrique des gaz.** — Le gaz à étudier est placé dans un ballon plat que l'on insère sans qu'il les touche entre les plateaux d'un condensateur de grande surface. Si le champ est insuffisant, la capacité électrique du condensateur ne sera pas altérée par la présence du ballon. Si, au contraire, le champ est suffisant, le ballon agira comme un conducteur quelconque, comme s'il était, par exemple, rempli de mercure, et il en résultera un grand accroissement de la capacité électrique égal par exemple à 50 p. 100. Il n'y a pas d'intermédiaire entre ces deux états. Pour réaliser une mesure, on augmente peu à peu la différence de potentiel entre les plateaux du condensateur ;



les quelques ions spontanément produits dans le gaz du ballon obéissent au champ, mais leur nombre très faible est limité par les recombinaisons, et on ne constate rien.

Pour une certaine valeur de la différence de tension, la capacité croît très brusquement, et une lueur apparaît dans le gaz du ballon. Le champ  $y$  est devenu assez grand pour que les quelques ions qui se déplaçaient dans le champ acquièrent une vitesse suffisante pour provoquer l'ionisation du gaz; le nombre des ions augmente alors très rapidement, et ils vont recouvrir les parois du flacon parallèles aux plaques du condensateur, détruisant le champ à l'intérieur du ballon.

Si on décharge le condensateur, il arrive quelquefois que ces deux couches d'ions de signes opposés créent un champ suffisant pour donner lieu à une nouvelle décharge; sinon les parois du flacon restent chargées.

Bouty a donné le nom de champ critique à la valeur du champ qui détermine le passage de la décharge.

Si on désigne par  $y$  ce champ critique exprimé en volts par centimètre carré et par  $p$  la pression exprimée en centimètres de mercure, à partir d'une pression de quelques centimètres de mercure, on a :

$$y = a + bp.$$

Le coefficient  $b$ , remarquablement constant dans toutes les expériences relatives à un même gaz, représente l'accroissement du champ critique pour un accroissement de 1 centimètre dans la pression du gaz. Bouty a donné à ce coefficient le nom de *cohésion diélectrique*. On trouvera ci-dessous les valeurs de la cohésion diélectrique pour différents gaz ou vapeurs à la température de 17° :

Néon .....	5,6
Hélium .....	18,3
Argon .....	39
Vapeur de mercure.....	354
Hydrogène .....	205
Vapeur d'eau .....	394
Air.....	419
Azote .....	465

188. **Les tubes au néon détecteurs de champ électrique.** — Si on enferme du néon dans un tube sous une pression de 20 à 30 centimètres de mercure, avec quelques gouttelettes de mercure, il suffit d'agiter le tube pour que l'électrisation du verre par le frottement des globules de mercure suffise à provoquer une décharge lumineuse dans le gaz.

J. Dewar avait réalisé, dès la découverte de ce gaz, des tubes au néon sans électrodes qui s'illuminent spontanément si on les place au voisinage des ventres dans un champ d'interférence d'ondes hertziennes.

On les utilise aujourd'hui pour reconnaître si un conducteur de courant alternatif est sous tension ou non, le tube sans électrodes tenu à la main s'illuminant dans le champ alternatif qui existe entre le conducteur et la terre.

189. **Expériences de J.-J. Thomson.** — La décharge sans électrodes est l'objet des recherches de J.-J. Thomson, qui utilise un matériel opératoire comprenant deux bouteilles de Leyde, dont les armatures internes sont jointes aux bornes d'un éclateur, tandis que les armatures externes sont réunies entre elles par l'intermédiaire d'un solénoïde. A l'intérieur de ce dernier, on place l'ampoule sans électrodes contenant le gaz raréfié. On constate que, pour une certaine longueur d'étincelle, il existe une pression la plus favorable qui ne dépend pas de la dimension de l'ampoule, mais de la fréquence.

Les effets lumineux s'atténuent au centre de l'ampoule, qui peut même présenter un noyau central obscur.

Le phénomène lumineux ne cesse pas en même temps que la décharge, et ce phénomène de phosphorescence présente des particularités très curieuses. Il a été étudié par J.-J. Thomson dans  $\text{NO}$ ,  $\text{NO}^2$ ,  $\text{SO}^2$ ,  $\text{C}^2\text{H}^2$  ; il ne se produit pas dans l'hélium pur, mais est très brillant dans l'hélium contenant quelques traces d'azote. D'ailleurs, la présence d'impuretés en augmente l'éclat, et J.-J. Thomson s'est demandé s'il se produirait dans des gaz absolument purs. D'autres corps, au contraire, comme le tungstène, peuvent jouer le rôle de catalyseurs négatifs et empêcher la phosphorescence. Elle peut, suivant les circonstances, présenter des aspects très différents pour un même gaz, par exemple dans  $\text{SO}^2$



elle peut être bleue et s'éteindre très rapidement ou être jaune et durer une minute.

Pour que celle-ci se produise, il faut que la pression ait une valeur bien déterminée; si on touche la paroi du ballon avec un tampon imbibé d'air liquide, par exemple, bien que la diminution de pression qui en résulte soit très faible, la phosphorescence diminue rapidement.

J.-J. Thomson donne de ces faits l'explication suivante: avant la décharge, à la suite d'échanges d'énergie, quelques atomes ont atteint un certain état d'excitation, dans lequel leur affinité chimique est accrue. Ils peuvent alors former des composés endothermiques, analogues à l'ozone, qui ne sont pas très stables. Des collisions avec les molécules du gaz peuvent ensuite fournir un apport d'énergie supplémentaire suffisant pour rompre l'équilibre de ces composés et leur permettre de revenir à une forme stable en dégageant une certaine quantité d'énergie; ce dégagement d'énergie se manifeste par la phosphorescence.

J.-J. Thomson a montré, par ailleurs, l'existence d'un rayonnement très absorbable dans les gaz raréfiés parcourus par des décharges électriques. La décharge sans électrodes par induction de courants de haute fréquence est en particulier une source abondante de radiations de cette espèce.

### VIII. — OSCILLOGRAPHES CATHODIQUES.

190. **Oscillographe Western.** — Dans les tubes de Braun connus depuis longtemps, on utilisait la déviation d'un faisceau de rayons cathodiques produits par une très haute tension (10 000 à 50 000 volts) dans une ampoule contenant un gaz sous faible pression (0<sup>mm</sup>,001 de mercure).

Dans l'oscillographe Western, le flux d'électrons est produit par une cathode de Wehnelt, et une différence de potentiel de 300 volts entre électrodes communique aux électrons une accélération suffisante pour produire une vive fluorescence sur l'écran.

L'ampoule est en forme de poire allongée (fig. 92), terminée à la partie la plus étroite par une douille. L'extrémité élargie, légèrement concave, porte l'écran formé par parties égales de



tungstate de calcium et de silicate de zinc, dont on observe la fluorescence par transparence.

Les électrons produits par un filament  $f$  traversent une ouverture percée dans un écran situé à un millimètre  $s$  (fig. 93), puis un tube de platine mince de 1 centimètre de longueur et de 1 millimètre de diamètre. Cet ensemble, qui a reçu le nom de *canon à électrons*, est destiné à donner un flux d'électrons à trajectoires parallèles.

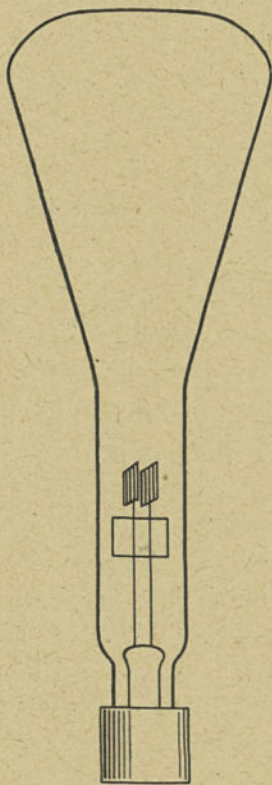


Fig. 92.

Ce flux passe entre deux paires de plaques  $p$ , ou *défecteurs*, entre lesquelles on établira les différences de potentiels dont on veut observer les variations. Dans chacune de ces paires de plaques, l'une est portée au potentiel de l'anode. Après avoir traversé les déflecteurs, les électrons du faisceau s'écarteraient légèrement les uns des autres par suite de leurs répulsions mutuelles, et le résultat serait un élargissement de la section du faisceau par l'écran et, par suite, une définition moins précise des courbes produites. L'expérience a montré qu'on pouvait prévenir cet élargissement du faisceau en introduisant dans l'ampoule un gaz, de l'argon, sous très

basse pression, 5 à 10 microns. L'action du gaz est due à la différence des mobilités des électrons et des ions positifs dus à l'ionisation du gaz par le mécanisme suivant.

Lorsque les électrons du faisceau rencontrent une molécule du gaz et l'ionisent, l'électron incident et l'électron secondaire quittent le faisceau, tandis que l'ion positif plus lourd et qui n'acquiert dans le choc que peu de vitesse ne s'en éloigne pas. Les ions positifs s'accumulent le long du faisceau, et leur nombre peut y dépasser celui des électrons. En même temps, les électrons dispersés à l'entour créent autour du faisceau une charge d'espace qui tend à empêcher les électrons d'en sortir. Le rapport du nombre



des électrons et des ions dans le faisceau est indépendant du courant, mais le nombre total des ions positifs qui y est contenu augmente avec le courant, et on constate, en effet, que le spot devient plus petit quand on augmente le courant de chauffage. Enfin, le phénomène doit être plus marqué avec des ions lourds et à faible vitesse comme ceux de mercure, d'argon, d'azote qu'avec des ions légers comme l'hydrogène, l'hélium ; c'est ce que l'on constate, et c'est pourquoi on a choisi l'argon, gaz inerte, qui, d'autre part, n'attaque pas les électrodes.

L'introduction de traces de gaz a l'inconvénient de causer l'usure du filament et particulièrement la destruction de la couche active par choc des ions positifs.

Pour ralentir cette usure, on place les électrodes dans une cavité entourée de verre de tous côtés et dont le volume ne dépasse pas 1 centimètre cube. Les chemins qu'y peuvent parcourir les électrons sont trop courts pour qu'ils puissent y atteindre des vitesses suffisantes pour donner lieu à des phénomènes d'ionisation.

La présence du gaz a, d'autre part, l'avantage d'éviter les phénomènes de charge des parois et de l'écran. La sensibilité de l'appareil est mesurée par le déplacement du spot sur l'écran ; pour une différence de potentiel de 1 volt entre plaques, celui-ci est d'environ 1 millimètre. Le faisceau peut être aussi dévié par un champ magnétique extérieur ; deux bobines de 4 centimètres de diamètre placées à hauteur des déflecteurs produisent un déplacement d'environ 1 millimètre pour un ampère-tour des bobines.

191. **Oscillographe A. Dufour.** — C'est un tube de Braun comme l'oscillographe Western, mais, comme dans les ampoules à rayons X à gaz, le flux cathodique y est produit par l'afflux des ions positifs sur la cathode, sous l'influence d'une très haute différence de potentiels entre électrodes. Cette haute tension est fournie par un transformateur

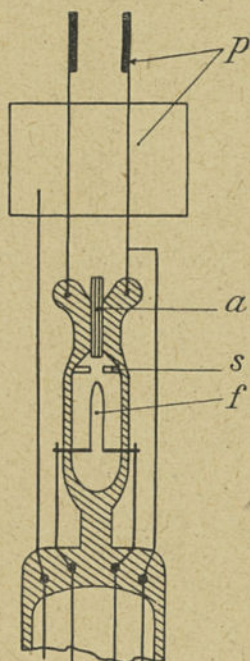


Fig. 93.

pouvant donner au secondaire 10 à 15 milliampères sous 60 000 volts. Celle-ci est redressée par un système de deux soupapes.

Le faisceau cathodique émis par une cathode plane est transformé en pinceau filiforme par la traversée d'un tube à diaphragme. Il vient frapper un écran fluorescent que l'on peut examiner de l'extérieur. Cet écran peut être escamoté, et le faisceau cathodique vient alors tomber sur une pellicule sensible qui peut être déroulée par un mécanisme commandé de l'extérieur par action magnétique.

L'appareil est constitué par une cloche en bronze étanche, munie d'un couvercle amovible qui permet le remplacement de la pellicule sensible. L'appareil est con-

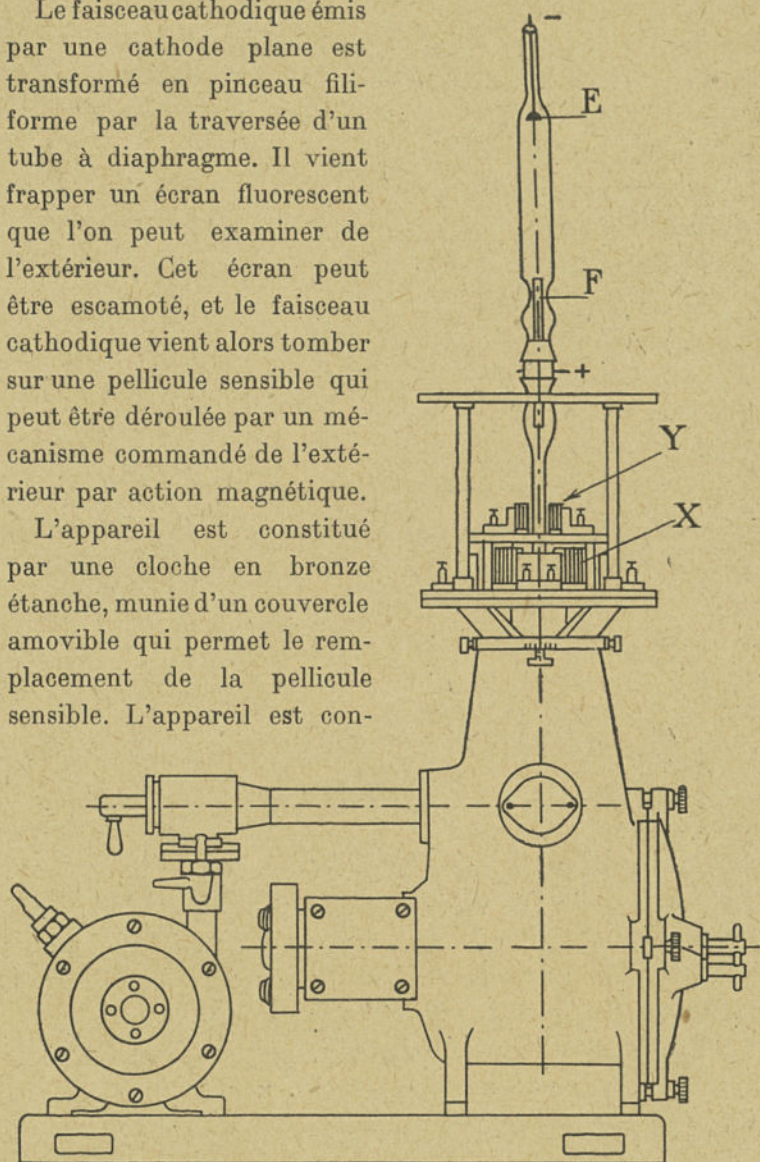


Fig. 94.

stamment branché sur un groupe de pompes entraîné par un moteur électrique (fig. 94). Le phénomène à étudier agit sur le fais-



ceau cathodique à la sortie du tube à diaphragme. Pour l'obtention d'une courbe de courant, on fait circuler ce courant dans un solénoïde d'axe perpendiculaire au faisceau cathodique; pour l'étude d'une courbe de tension, on établit la différence de potentiels entre les armatures d'un condensateur. Celui-ci doit être extérieur au tube à cause de la conductibilité du gaz intérieur.

L'oscillographe est utilisé de manière différente suivant la fréquence du phénomène à étudier.

Pour des basses fréquences comprises entre 0 et 2 000, le faisceau cathodique est seulement soumis à l'action du phénomène étudié; la pellicule photographique se déplace d'un mouvement uniforme dans une direction perpendiculaire au déplacement du spot. Ce mouvement lui est communiqué de l'extérieur par influence magnétique. Pour éviter la superposition des tracés correspondants aux différents tours du cylindre, on s'arrange, à l'aide d'un *disjoncteur automatique*, pour n'illuminer le tube que pendant un seul tour du cylindre enregistreur. Pour les fréquences moyennes comprises entre 500 et quelques centaines de mille par seconde, on ajoute au dispositif précédent une oscillation de grande amplitude du faisceau, afin d'augmenter la vitesse linéaire de la tache cathodique.

A cet effet, on fait passer dans les bobines Y un courant alternatif d'une fréquence réglable au gré de l'opérateur et pouvant aller jusqu'à 1 000 ou 1 500. Ces bobines communiquent à la tache cathodique une grande oscillation parallèle à l'axe de rotation du cylindre. Le phénomène étudié fait effectuer à la tache cathodique une oscillation perpendiculaire à l'axe du cylindre et de faible amplitude.

On obtiendra ainsi, pendant le tour utile de la pellicule photographique, un enregistrement étalé sur toute la longueur des génératrices.

Pour les hautes fréquences de quelques millions à un milliard, il devient inutile de communiquer un déplacement à la pellicule; en effet, pour étaler sur 1 centimètre de long la période d'un tracé de fréquence de 1 000 000, il faudrait que la tache cathodique ait par rapport à la pellicule une vitesse relative de 10 kilomètres par seconde.



On communique à la tache cathodique un mouvement de grande amplitude, dit de *balayage*, perpendiculaire à l'axe du cylindre, de part et d'autre de la position moyenne de repos, à l'aide de deux champs magnétiques auxiliaires. La rapidité du balayage dépend de la rapidité de coupure du courant continu qui crée ces champs auxiliaires.

La vitesse de la tache cathodique croissant avec la fréquence, pour avoir sur la plaque une impression égale, il faut fournir au tube une tension électrique d'autant plus élevée : de 20 000 à 30 000 volts et 4 à 6 milli pour les basses et moyennes fréquences, il faut aller jusqu'à 10 à 15 milli sous 60 000 volts pour les hautes fréquences.

La sensibilité exprimée en longueur de déviation sur la plaque est d'environ 1 millimètre pour un champ d'un ampère-tour. Au point de vue électrostatique, un champ de 10 volts entre les deux plateaux d'un condensateur de 8 centimètres de hauteur de plaque et de 0<sup>cm</sup>,5 d'écartement produit également une déviation de un millimètre du faisceau cathodique.

L'expérience montre que le tracé d'une période de fréquence de l'ordre de 10<sup>6</sup>, étalé sur 1 centimètre de longueur, donne une impression suffisante sur la plaque ; sur chaque millimètre carré du tracé, il arrive environ dans ces conditions  $7 \times 10^9$  électrons. Le tracé est encore visible avec un nombre mille fois plus petit de points d'impact correspondant à une fréquence de 10<sup>8</sup>. Les traits tracés sont nets parce que, dans l'intervalle très petit pendant lequel on utilise les électrons émis par la cathode, la tension de cette dernière n'a pas le temps de varier. Par suite, tous les électrons émis ont la même vitesse et se comportent de la même façon dans les champs qu'ils ont à traverser. Ceux-ci ne donnent ainsi lieu à aucune dispersion du faisceau cathodique.

#### IX. — RAYONS D'ÉLECTRICITÉ POSITIVE.

192. **Rayons canaux de Goldstein.** — Goldstein constata en 1886 que si, dans un tube à rayons cathodiques, on utilise une cathode percée de trous, on observe l'existence derrière celle-ci de faisceaux lumineux faiblement divergents se propageant en



sens inverse des rayons cathodiques ; il leur donna le nom de *rayons canaux*. Leur coloration dépend de la nature du gaz laissé dans le tube. Depuis, il a été reconnu que ces rayons sont constitués par un courant de particules transportant des charges positives, et J.-J. Thomson a proposé de leur donner le nom de *rayons positifs*.

Les rayons positifs provoquent des phénomènes de phosphorescence, par exemple sur un écran de silicate de zinc, ce qui permet d'observer leurs points d'impact ; ils impressionnent la plaque photographique.

On peut mettre en évidence leur propagation rectiligne par le même procédé que pour les rayons cathodiques, en interposant sur leur passage un objet qui porte ombre sur un écran.

193. **Action des champs électrique et magnétique sur les rayons positifs.** — Comme on avait prouvé que les rayons cathodiques étaient constitués par des particules électrisées négativement en étudiant leurs déviations sous l'influence de champs magnétique et électrique, on songea à appliquer cette méthode à l'étude des rayons positifs. Cependant, pendant longtemps, on ne réussit à observer aucune action du champ magnétique.

Ceci est dû à ce qu'elle est à peine 2 p. 100 de celle présentée par les rayons cathodiques dans les mêmes conditions, à la même distance de la cathode. En 1898, Wien, avec des champs magnétiques très intenses, réussit à mettre cette déviation en évidence. Ces expériences prouvèrent l'existence de particules positives pour lesquelles le rapport  $\frac{e}{m}$  variait d'une manière continue de 0 à 10 000, ce qui était contraire à tout ce que permettait d'attendre la théorie moléculaire des gaz ; les masses que l'on peut rencontrer dans ceux-ci varient, en effet, par sauts brusques, dont la plus petite valeur correspond à la masse de l'atome d'hydrogène.

J.-J. Thomson mit en évidence que ce résultat provenait d'erreurs d'expériences causées par des phénomènes d'ionisation dus à un vide insuffisant, et reprit ces essais.

La figure 98 représente le dispositif utilisé par J.-J. Thomson.

La cathode K est percée d'un trou dans lequel est fixé solidement un tube F, de diamètre intérieur très petit, afin de donner

naissance sur l'écran a une tache bien définie. M et N sont les pôles de l'électro-aimant; P<sub>1</sub> et P<sub>2</sub>, les plaques destinées à produire le

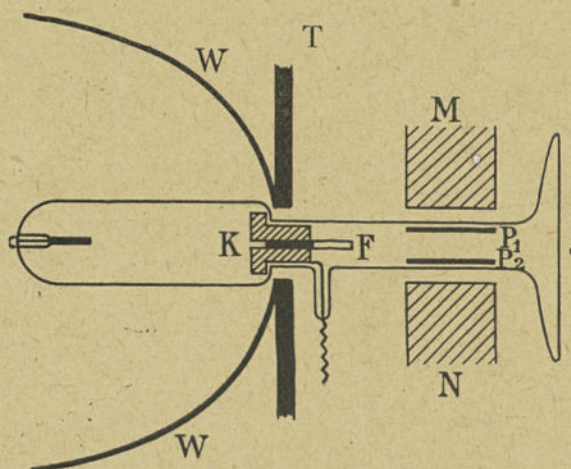


Fig. 95.

champ électrostatique;  $t$  et  $W$  sont des écrans de fer doux protégeant le tube contre le champ de l'électro-aimant.

Sous l'influence des deux champs, la tache ronde provoquée sur l'écran par le choc des rayons

positifs est étalée sous forme d'une bande rectiligne. Ceci montre que les vitesses des différentes particules sont les mêmes et que les

valeurs de  $\frac{e}{m}$  diffèrent de l'une à l'autre. On obtient dans le cas



Fig. 96.



Fig. 97.

d'un tube à hydrogène deux lignes focales la valeur de  $\frac{e}{m}$  pour la portion la plus déviée de la première bande est  $10^4$ , pour celle de la seconde  $5 \times 10^3$ . Ces valeurs correspondent à l'atome et à la molécule d'hydrogène (fig. 96). Si le tube renferme de l'hélium (fig. 97), on a trois bandes dont les portions les plus déviées correspondent à l'atome, à la molécule d'hydrogène et à l'atome d'hélium  $\left(\frac{e}{m} = 2,5.10^3\right)$ .

Lorsqu'on diminue la pression, les phénomènes d'ionisation que nous avons signalés plus haut diminuent d'intensité; les lignes lumineuses projetées sur l'écran se raccourcissent et se réduisent



à deux courtes paraboles reliées à la tache de déviation nulle par des lignes très faiblement lumineuses.

194. **Analyse chimique des gaz par les rayons positifs.** — L'étude d'un cliché substitué à l'écran dans l'expérience précédente permet de déterminer les différents types d'atomes et de molécules existant dans le tube à décharge. Chacun d'eux donne lieu à une parabole distincte correspondant à une valeur de  $\frac{e}{m}$  que nous savons déterminer. La valeur de  $e$  est la charge de l'électron ou un de ses multiples d'un ordre que nous pouvons déterminer. Ayant obtenu  $e$ , de  $\frac{e}{m}$  nous pouvons déduire  $m$  pour toutes les particules constituant les rayons positifs et qui ne sont autres que les atomes et les molécules existant dans le tube. Nous pouvons donc analyser un gaz en en faisant pénétrer une très petite quantité dans un tube à décharge et prenant une photographie des déviations des rayons positifs.

Cette méthode est plus sensible que l'analyse spectrale.

On a pu mettre en évidence très facilement l'hélium contenu dans un centimètre cube d'air (soit  $3 \times 10^{-6}$  centimètres cubes), bien que celui-ci ne constituât que 1 p. 100 des gaz mélangés dans le tube. Le volume total du gaz renfermé dans le tube ramené à la pression atmosphérique n'aurait occupé qu'un volume de  $0^{\text{cm}^3},01$ .

195. **Origine des rayons positifs.** — On peut déterminer le lieu de formation des rayons positifs au moyen d'un écran de mica recouvert d'une couche de chlorure de lithium fondu qui prend une phosphorescence rouge foncé sous le choc des particules positives et une phosphorescence bleu d'acier sous celui des rayons cathodiques. En le déplaçant à partir de la cathode, on constate que beaucoup de rayons positifs proviennent de la limite entre l'espace sombre et la lueur négative.

Lorsque la cathode est continue, le champ électrique est concentré dans son voisinage, et les ions positifs acquièrent la plus grande partie de leur énergie dans le voisinage immédiat de la cathode; il en résulte qu'ils abordent celle-ci avec sensiblement la même vitesse.

Si la cathode est creuse, la situation ne reste pas la même. Il y a



généralement une luminosité dans la partie creuse indiquant qu'il s'y fait des recombinaisons d'électrons et d'ions positifs; il y a probablement dans cette partie creuse une abondance d'électrons pour permettre la neutralisation des particules positives qui viennent la frapper. La chute de potentiel sera beaucoup moins brusque, et le champ électrique extérieur sera beaucoup plus intense qu'au voisinage d'une cathode pleine. La région où existera cette force électrique intense s'étendra jusqu'à une distance de la cathode comparable au diamètre du trou qui y est ménagé. Les ions positifs produits en différents points de cette région atteindront la cathode avec des quantités variables d'énergie cinétique; il en résultera des variations considérables de vitesse pour les rayons positifs traversant la cathode, ce qui est une caractéristique des faisceaux de rayons positifs.

#### Bibliographie.

168. — DUBOIS, Sur le potentiel disruptif dans les gaz raréfiés (*Communication à la Soc. française de physique*, 20 juin 1924).
169. — L. DUNOYER, La technique du vide, Paris, 1924.  
DUSHAM, *Gen. Elect. Rev.*, t. XXXIV, 1921, p. 676.  
CAMPBELL, *Phil. Mag.*, t. XL, nov. 1920, p. 585; t. LXI, mai 1921, p. 685; t. XLII, août 1921, p. 227; t. LXIII, 1922, p. 914.  
SODDY et MACKENSI, *Journal Röntg. Soc.*, t. IV, p. 46 (1908).
170. — CROOKES, *Proc. Roy. Soc.*, t. I, 1891, p. 88.  
GRANQUIST, *Öfversigt. Kgl. Vetensk. Akad. Forh.*, Stockholm, 1898, p. 709.
171. — A. DAUVILLIER, La technique des rayons X.  
VILLARD, Les rayons cathodiques (collection *Scientia*).
172. — COOLIDGE, *Phys. Rev.*, t. II, p. 409, 1913.
173. — SIEGRAHN, *Spektroskopie der Röntgenstrahlen*, p. 257.
174. — VILLARD, *C. R. A. S.*, 1898, p. 1413.  
H. BAUER, *Jour. Röntgen Society* (1907).  
MUTSCHELLER, *Arch. Elect. Med.*, 1920, p. 325.
177. — VILLARD, *Arch. Elect. Med.*, 1899, p. 181.
181. — DUSHAM et FOUND, *Phys. Rev.*, 1921, p. 7.  
DUNOYER, La technique du vide, Paris, 1924.
182. — JOUAUST, Les cellules photoélectriques (*Bulletin S. F. E.*, octobre 1926).
183. — HYDE et WOODWELL, *Transactions of the illuminating engineering Society*, t. IV, nov. 1909.  
W. WEDDING, *Electrotechnische Zeitschrift*, 19 et 26 mai 1910.  
B. K., *Revue électrique*, 30 août 1907.  
MOORE, *Proceeding of. Am. Inst. el. Eng.*, avril 1907.
184. — G. CLAUDE, *Bulletin de la Société internationale des électriciens*, 3<sup>e</sup> série, t. I, n<sup>o</sup> 9, 1911.
185. — MOORE et PORTER, *Transactions of the illuminating Engineering Society*, février 1926.
186. — ELSTER and H. GEITEL, *Phys. Zeitschr.*, vol. I, p. 41, 1899; *Phys. Zeitschr.*, vol. II, p. 560, 1901; vol. III, p. 574, 1902.  
H. GEITEL, *Phys. Zeitschr.*, vol. II, p. 116, 1900.



- C. T. R. WILSON, *Proc. Camb. Phil. Soc.*, vol. II, p. 32, 1900 ; *Proc. Roy. Soc.*, vol. LXVIII, p. 151, 1901.
- E. RUTHERFORD et L. COOKE, *American Phys. Soc.*, déc. 1902.
187. — BOUTY, *Journal de physique*, 4<sup>e</sup> série, t. III, 1904, p. 12, 489 et 593.
189. — J.-J. THOMSON, Conférence du 3 juin 1927 à la *Société française des électriciens* ; *Phil. Mag.* 1925, p. 761 ; *Phil. Mag.*, 1926, p. 674-701.
191. — A. DUFOUR, Cours professé à l'École supérieure d'électricité. Section de radiotélégraphie.
192. — GOLDSTEIN, *Phil. Mag.*, vol. XVI, p. 392, 1908.
193. — J.-J. THOMSON, Les rayons d'électricité positive et leur application aux analyses chimiques, 1921.
-

## CHAPITRE III

### L'ARC ÉLECTRIQUE

#### A. — L'ARC A COURANT CONTINU.

##### I. — GÉNÉRALITÉS.

196. **Rappel des caractéristiques du phénomène de l'arc électrique.** — Le phénomène de l'arc électrique a été découvert au commencement du XIX<sup>e</sup> siècle par Davy, qui l'obtenait entre deux charbons horizontaux, qu'il séparait après les avoir réunis chacun à l'un des extrémités d'une batterie de piles. Davy disposait d'une pile de 2 000 éléments pouvant fournir une tension de 2 000 volts environ, avec laquelle il obtint un arc de 11 centimètres de longueur entre deux charbons de bois ; mais l'usure des charbons fut complète en quelques minutes. Mais c'est M. Blondel qui le premier reconnut que ce qui caractérise l'arc électrique, c'est l'incandescence de la cathode. Si on empêche la cathode de prendre cette température élevée, l'arc ne s'amorce pas ou ne se maintient pas. C'est ainsi qu'on ne peut pas le faire jaillir d'une cathode tournant de façon à être constamment refroidie, ni d'une cathode formée d'un électrolyte de température basse comme le sulfate de zinc. L'anode joue dans l'arc un rôle tout à fait secondaire : l'arc peut-être maintenu, qu'elle soit froide ou chaude ; quand elle est portée à une haute température, elle peut émettre des vapeurs, et une partie de celles-ci peuvent être constituées par des ions positifs. En général, la quantité de vapeur émise est beaucoup plus considérable qu'il n'est nécessaire pour assurer le



passage du courant, et elle gêne le mouvement des particules ionisées.

La haute température des gaz et des vapeurs qui séparent les deux électrodes semble, d'autre part, une condition essentielle de l'existence de l'arc.

197. **Stabilité de l'arc. Condition de Blondel.** — Lorsque la pression dépasse 0<sup>mm</sup>,1 de mercure, l'intensité du courant dans la décharge électrique diminue quand la différence de potentiel aux bornes s'élève. Il en résulte qu'on ne peut maintenir une intensité  $I$  finie qu'en plaçant en série avec la décharge une résistance dans laquelle la chute de tension  $RI$  croît avec  $I$ .

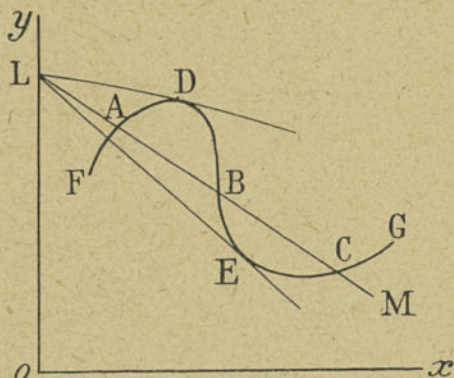


Fig. 98.

Plaçons-nous dans ce cas et traçons une courbe ayant pour abscisses le courant dans l'arc et pour ordonnées la différence de potentiel entre les électrodes. Cette courbe est dite *caractéristique de l'arc*. Soit, par exemple, la caractéristique A, B, C (fig. 98).

Soit  $E_0 = OL$ , la force électromotrice de la source,  $E$  la différence de potentiel entre les électrodes.

Soit  $E = f(I)$  l'équation de la caractéristique. On a à chaque instant :

$$f(I) = E_0 - RI.$$

Par le point  $L$  faisons passer la droite  $LM$  d'équation  $y = E_0 - RI$ . Les points  $A, B, C$ , où elle coupe la caractéristique, représentent les régimes possibles d'arc pour les valeurs choisies  $E_0$  et  $R$ .

Blondel a fait le premier remarquer que, pour avoir un régime stable en l'un de ces points, il faut que chaque augmentation accidentelle  $\delta I$  du courant provoque dans le circuit une variation de la chute de potentiel totale telle qu'elle s'oppose à l'augmentation de  $\delta I$ .

Il faut donc que  $R \geq I + \frac{dE}{di} \geq i$  soit positif, c'est-à-dire  $R + \frac{dE}{dI}$  positif. Or  $R$  est une quantité essentiellement positive. Donc tant que  $\frac{dE}{dI}$  sera positif, c'est-à-dire dans les portions ascendantes de la courbe caractéristique, la somme sera positive, et le phénomène sera apparemment stable. C'est le cas des points A et C.

Si  $\frac{dE}{dI}$  est négatif, pour que  $R + \frac{dE}{dI}$  soit négatif, il faut, en outre, que  $\frac{dE}{dI}$  soit plus grand en valeur absolue que  $R$ , c'est-à-dire que la tangente à la caractéristique fasse avec l'axe des  $x$  un angle plus grand que celui de la droite LM, c'est le cas du point B.

Pour la caractéristique représentée sur la figure, les seuls points pouvant donner lieu à un régime instable sont ceux appartenant à la branche de courbe DE.

On augmente le nombre de ceux qui peuvent donner lieu à un régime stable en augmentant  $E_0$  et par suite corrélativement  $R$ .

Si on représente la caractéristique  $E = IR$  d'une résistance ohmique, on a évidemment à chaque instant  $R = \frac{dE}{dI}$ . Dans le

cas d'une caractéristique quelconque où  $\frac{dE}{dI}$  n'est plus constant, on a pris l'habitude de désigner encore cette dérivée par le nom de résistance. Il ne faut chercher là aucune analogie physique, mais simplement une analogie mathématique entre deux quantités qui jouent dans les équations de caractéristique un rôle analogue; c'est ainsi que l'on est amené à parler de la *résistance négative de l'arc*.

198. **Action d'un courant gazeux sur l'arc.** — Si on dirige un courant d'air sur l'arc perpendiculairement à sa direction, il se courbe; la trajectoire des ions, qui subissent un entraînement mécanique, se trouve allongée. Un arc horizontal se courbe vers le haut sous l'influence d'un courant de gaz chauds qu'il provoque lui-même (de là l'origine du mot arc).

Si le courant d'air est suffisamment violent, les ions positifs peuvent ne plus rejoindre la cathode et l'arc s'éteint: on dit qu'il



est soufflé. Le courant d'air agit également en refroidissant la cathode.

199. **Action d'un champ magnétique sur l'arc.** — Un ion de charge  $e$ , se déplaçant avec la vitesse  $V$  dans un champ magnétique  $H$ , est soumis à la même force qu'un courant d'intensité  $eV$ , c'est-à-dire à une force  $HeV \sin \theta$ ,  $\theta$  étant l'angle de  $H$  et de  $V$ .

Dans l'arc, les ions sont soumis à un champ électrique et à un champ magnétique. Nous avons déterminé, au premier chapitre de ce livre, la trajectoire prise par l'ion pour quelques valeurs particulières de ces champs.

Dans l'arc, le champ électrique est loin d'être uniforme ; il est concentré suivant la droite qui réunit les électrodes. Si le champ magnétique est perpendiculaire à cette direction, il peut empêcher les ions de rejoindre les électrodes, il agit comme un courant d'air en soufflant l'arc. Si le champ est moins puissant, il peut simplement courber l'arc ou déplacer ses points de départ sur les électrodes. Si le champ magnétique est parallèle à la droite qui joint les électrodes, l'arc tourne autour de cette droite.

200. **Amorçage de l'arc.** — La différence de potentiel sous laquelle on fait fonctionner un arc est en général insuffisante pour déterminer son amorçage spontané au début du phénomène ; il faut le provoquer artificiellement.

Le procédé le plus communément adopté consiste à amener les deux électrodes au contact, puis à les séparer.

Au cours de cette opération, le contact entre les deux électrodes devient de plus en plus défectueux, et, au moment de la séparation, certaines aspérités de la surface se trouvent portées à l'incandescence ; elles deviennent source d'électrons. Par suite de la faible distance des électrodes, le champ entre elles est alors très grand, et l'arc s'amorce facilement parce que les électrons d'une part, les ions positifs de l'autre, peuvent y prendre les vitesses nécessaires pour provoquer les phénomènes d'ionisation et l'échauffement de la cathode.

Un autre procédé utilisé particulièrement dans le cas des tubes à mercure consiste à faire passer une étincelle sous l'influence d'une surtension momentanée dépassant le potentiel explosif entre les électrodes. Si cette étincelle est assez nourrie, c'est-à-dire

si elle produit un nombre suffisant d'ions pour que la chute de ceux-ci sur la cathode réussisse à porter un point de celle-ci à l'incandescence, l'arc s'amorce et subsiste, à condition, bien entendu, que les caractéristiques électriques du circuit soient compatibles avec ses conditions de stabilité.

## II. — ARC ENTRE CHARBONS.

201. Formule de Mr. Ayrton. — L'arc entre charbons fut

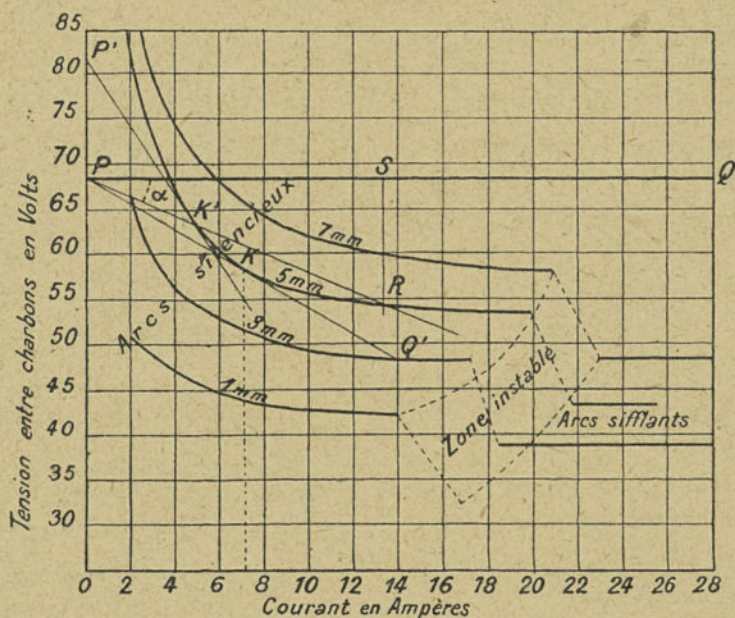


Fig. 99.

le premier utilisé pour son application à l'éclairage. Nous citerons les travaux de Mr. Ayrton, qui permirent, en dehors de toute explication physique de la décharge électrique, d'établir les lois qui régissent le phénomène de l'arc.

Les courbes de la figure 99 représentent les caractéristiques obtenues avec deux charbons homogènes pour différents écartements entre les charbons. Chacune de ces courbes présente deux portions distinctes correspondant à deux régimes différents. Pour



les courants faibles, la tension entre charbons  $E$  diminue quand  $I$  augmente, d'abord rapidement puis lentement :  $\frac{dE}{dI}$  est d'autant plus grand que  $I$ , est plus faible et l'écartement  $l$  plus grand. L'arc est silencieux.

Pour les courants élevés, l'arc commence à siffler (le sifflement semble commencer lorsque le cratère anodique qui croit en même temps que le courant déborde sur la face latérale du charbon).  $E$  devient alors indépendant de  $I$ . Entre ces deux régimes, il existe une région d'instabilité pour laquelle l'arc est tantôt silencieux, tantôt sifflant et semble passer d'un régime à l'autre de manière capricieuse.

Le courant maximum pour lequel l'arc demeure silencieux croît avec  $l$ .

Quand  $I$  est constant,  $E$  croît proportionnellement à  $l$ .

Mr. Ayrton a cherché à rassembler tous ces résultats en une formule unique et a proposé la relation universellement adoptée :

$$E = a + bl + \frac{c + dl}{i}.$$

$a, b, c$  et  $d$  sont des constantes dépendant des charbons employés.

Pour un arc de très petite longueur et une très grande intensité,  $E$  tend vers  $a$ , qui représenterait ainsi la force électromotrice minimum au-dessous de laquelle il ne serait pas possible d'entretenir l'arc. Pour des charbons homogènes, M. Ayrton a trouvé  $a = 39$  volts.

Nous pouvons appliquer à ces caractéristiques la condition de stabilité que nous avons donnée au paragraphe précédent. Représentons par  $OP$  la force électromotrice du générateur. Pour un point de fonctionnement  $R$ , la chute de tension dans la résistance est  $SR$ , et la valeur de la résistance est  $R = \frac{RS}{PS} = \text{tg } \theta$ .

Si nous augmentons la résistance  $R$ , ce qui revient à faire tourner la droite  $PR$  autour de  $P$  dans le sens négatif, le courant dans l'arc diminuera. Quand la droite  $PR$  sera devenue tangente à la courbe suivant  $PK$ , l'abscisse du point  $K$  nous donnera la

cratère était constante et qu'elle correspondait à la température valeur minimum du courant pour lequel l'arc de 5 millimètres peut subsister pour une force électromotrice donnée OP.

Le seul moyen d'obtenir une plus petite intensité telle que celle correspondant au point K' sera de prendre une force électromotrice plus grande OP' permettant une plus grande valeur de la résistance.

Au fur et à mesure que le courant minimum que l'on veut obtenir diminue, la valeur de la force électromotrice nécessaire croît avec une extrême rapidité.

Le meilleur rendement électrique de l'arc est obtenu quand le rapport de la quantité d'énergie dépensée dans l'arc à celle fournie par le générateur est aussi grand que possible.

Il est d'autant plus grand que l'arc est plus court, que l'intensité est plus grande et que la force électromotrice et la résistance sont plus proches des plus petites valeurs pour lesquelles l'arc peut être maintenu allumé.

202. **L'arc entre charbons source de lumière.** — Jusqu'à il y a une dizaine d'années, l'arc était la source de lumière la plus communément employée dans l'éclairage public et industriel. La lampe à incandescence à atmosphère gazeuse l'a presque complètement supplanté dans ces applications ; aussi l'étude de l'arc à ce point de vue n'a-t-elle plus guère aujourd'hui qu'un intérêt historique. Nous résumerons rapidement la question.

Dans le phénomène physique qui produit l'arc électrique, l'anode joue, comme nous l'avons vu, un rôle secondaire ; mais la chute de tension anodique étant beaucoup plus grande que la chute cathodique, l'anode est portée à une température beaucoup plus élevée que la cathode. Son éclat est en moyenne de 200 bougies par millimètre carré. Dans l'arc entre charbons homogènes, le cratère anodique porté à l'incandescence joue le rôle prépondérant pour l'émission de la lumière.

La surface de ce cratère est proportionnelle au courant tant que l'arc est silencieux (loi d'Andrews). Pour les arcs de très grande intensité (projecteurs), elle croît un peu plus vite ; on a :

$$S = 0,2 i_2^3.$$

Violle avait cru autrefois constater que la température du



d'ébullition du carbone sous la pression atmosphérique. Il l'avait fixée à 3 500°. On sait aujourd'hui que la température n'est pas constante d'un point à l'autre du cratère.

**203. Rendement lumineux.** — Le rendement lumineux est le rapport entre la puissance lumineuse de l'arc et l'énergie électrique fournie par le générateur. Il est le produit de deux facteurs : le rendement électrique de l'arc que nous avons étudié précédemment et le rendement spécifique lumineux de l'arc seul. Ces deux facteurs ne passent généralement pas par leur maximum pour le même régime de l'arc. Nous avons trouvé que le meilleur rendement électrique correspondait à un arc électrique extrêmement court, mais dans ces conditions le rendement lumineux spécifique est très mauvais, parce que le charbon négatif arrête une grande partie de la lumière du cratère.

L'expérience montre que le rendement lumineux global passe par un minimum pour une longueur d'arc de 2 millimètres, puis par un maximum pour une longueur de 4 millimètres.

Il passe également par un maximum pour une certaine valeur de la différence de potentiel entre charbons, qui varie entre 40 et 55 volts suivant la nature des charbons. Il croît avec l'intensité : les gros arcs ont un meilleur rendement que les petits. Il augmente quand on diminue le diamètre des charbons pour une intensité donnée.

L'introduction d'un charbon à âme imprégnée de sel métallique fixe le cratère et produit une diminution de la chute de potentiel à la cathode et, dans la colonne de vapeur, elle augmente donc le rendement électrique de l'arc. Malheureusement, cet avantage est compensé par le fait que les charbons à âme ont un rendement lumineux inférieur à celui des charbons homogènes ; l'éclat du cratère peut descendre jusqu'à 120 bougies par millimètre carré.

Le rendement lumineux de l'arc entre charbons homogènes à l'air libre est d'environ 25 lumens par watt ou de 2 bougies hémisphériques inférieures par watt.

**204. Usure des charbons. Transport de matière dans l'arc. Arc en vase clos.** — On constate dans les arcs entre charbons que l'anode se creuse en forme de cratère, tandis que la cathode se recouvre de nodosités. On en avait conclu que le fait essentiel



dans l'arc était le transport de matière du pôle positif au pôle négatif et que, comme dans l'électrolyse, le transport d'un poids donné de matière correspondait au passage d'une quantité déterminée d'électricité. Il n'en est rien, les deux charbons s'usent par combustion dans l'air; le charbon positif s'use plus vite parce qu'il est plus chaud.

L'usure des charbons est rapide et conduit au très grave inconvénient pratique d'obliger à leur renouvellement fréquent.

Pour s'affranchir de cette sujétion, on enferme les charbons dans un globe (*arc en vase clos*), où on laisse pénétrer juste la quantité d'air nécessaire pour brûler la petite quantité de vapeur de carbone dégagée par les électrodes et l'empêcher d'aller se condenser sur la paroi du globe sous forme d'un dépôt opaque. Une paire de charbons qui dure huit à dix heures à l'air libre peut durer cent cinquante à deux cents heures en vase clos.

On obtient, par exemple, les vitesses de combustion suivantes à l'heure pour un arc assez long de 10 ampères :

	A l'air.	En vase clos.
	$\frac{m}{s}$	$\frac{m}{s}$
Charbon + .....	47	2,84
Charbon — .....	18,7	0,62

Dans l'arc en vase clos, le charbon négatif ne se taille pas en pointe; on doit donc augmenter l'écartement pour dégager le cratère; cette obligation diminue le rendement de l'arc à vase clos, qui n'est que les deux tiers de celui à l'air libre.

205. **Arc à flamme.** — Dans les arcs entre charbons homogènes que nous venons de considérer, la colonne de vapeurs incandescentes qui joint les deux électrodes ne participe que pour une fraction insignifiante au pouvoir éclairant de l'arc. Les travaux de Bremer (1898) puis de Blondel (1907) permirent de réaliser des arcs à très grand écartement entre électrodes dans lesquelles l'arc proprement dit est la source principale de lumière. Les électrodes sont composées d'une pâte homogène de graphite et de sels métalliques enveloppée d'un cylindre de charbon non scorifiable.

Il n'y a plus sur le charbon positif de cratère, mais seulement



une petite tache dont l'éclat n'est pas supérieur à celui de l'arc. Le charbon négatif a à peu près l'aspect du positif. Blondel conseille de minéraliser seulement l'anode, parce qu'elle est l'électrode la plus chaude, et de la placer à la partie inférieure.

La conductibilité de l'arc croit très vite d'abord avec la minéralisation, passe par un maximum puis décroît ensuite lentement, une fois que la quantité de vapeur ionisée suffisante pour assurer le passage du courant est produite; toute minéralisation supplémentaire produit des vapeurs inertes dont les molécules gênent le libre parcours des ions.

Les caractéristiques des arcs à flamme ont des formes analogues à celles des arcs entre charbons homogènes.

Les sels employés à la minéralisation sont ceux des métaux alcalino-terreux (baryum, calcium, strontium); un des plus employés est le fluorure de calcium.

L'usure des électrodes croît avec la minéralisation; pour la réduire, on a cherché à mettre l'arc en vase clos, mais les produits de combustion ne sont pas seulement des gaz comme pour l'arc entre charbons; les sels d'imprégnation volatilisés dans l'arc vont se condenser sur la paroi froide du globe, où ils forment un film opaque. On a résolu cette difficulté en disposant autour de l'arc trois chambres à différentes températures; dans la chambre moyenne, la température reste élevée, et il n'y a pas de dépôt sur le globe; les parties les plus lourdes des fumées vont se déposer dans le globe inférieur; les parties les plus légères, dans la chambre supérieure.

Ce type de lampe, qui avait reçu, avant la mise sur le marché des lampes à incandescences à atmosphère, des applications extrêmement importantes, particulièrement pour l'éclairage public, est le seul qui soit encore employé aujourd'hui.

La durée des charbons atteint en moyenne une centaine d'heures. Cette lampe peut fonctionner sur courant continu ou sur courant alternatif; dans le premier cas, elle consomme 0,25 watt par bougie hémisphérique inférieure, ce qui correspond à un flux de 39,5 lumen par watt; dans le second cas, elle consomme 0,30 watt par bougie hémisphérique inférieure.

## 206. L'arc dans les projecteurs. Arcs de grande intensité. —

Dans les projecteurs modernes, la source de lumière est un arc placé dans l'axe du système optique, le charbon positif tourné vers l'extérieur et le charbon négatif disposé de manière à cacher le moins possible le cratère positif, qui émet pratiquement toute la lumière utile. Les projecteurs sont des sources très puissantes, donnant jusqu'à 10<sup>6</sup> bougies et utilisant des courants de 25 à 250 ampères. La portée du projecteur dépend de l'éclat du cratère; on s'est donc attaché à rendre celui-ci aussi grand que possible. Si  $e$  est l'éclat moyen du cratère,  $S$  l'aire totale de la surface éclairante, le flux total théorique émis par ce cratère est  $\Phi = \pi Se$ , et le rendement de l'arc est  $\rho = \frac{\Phi}{W}$ ,  $W$  représentant l'énergie électrique dépensée dans l'arc.

Le flux utile se rapproche d'autant plus du flux théorique que le charbon négatif est de plus petit diamètre; d'après J. Rey, le rapport  $\frac{\rho}{\Phi}$  du flux utile au flux produit, mesuré dans un angle solide de 90°, varie de 0,84 à 0,92 p. 100, suivant que l'on emploie des gros ou des petits négatifs.

Nous empruntons au même auteur les valeurs suivantes du rendement, qui montrent que les gros arcs ont un rendement inférieur à celui des petits :

50 ampères.	60 volts...	$\rho = 21,31$
100 —	68 — ...	$\rho = 19,49$
150 —	75 — ...	$\rho = 18,93$
250 —	80 — ...	$\rho = 18,55$

Le diamètre du cratère positif est indépendant du charbon négatif, mais varie avec l'intensité et le diamètre  $D$  du charbon positif suivant la loi :

$$\delta = a \sqrt{DI},$$

où  $a$  est une constante.

Pour des valeurs de  $D$  variant de 6 à 44 millimètres et des



courants  $I$  variant de 6 à 200 ampères, Rey a trouvé  $a = 0,344$ , ce qui entraîne :

$$S = 0,093 DI.$$

La détermination de l'éclat du cratère est délicate. Il n'est pas constant, il est toujours un peu moindre dans la portion centrale qui correspond à la mèche, et aussi sur les bords, où l'éclat baisse rapidement.

L'éclat intrinsèque dépend du diamètre du charbon, de l'intensité et du voltage suivant une loi empirique (J. Rey) que l'on peut représenter par la formule :

$$e = \alpha \frac{E}{D} + \frac{\beta}{DI}.$$

L'expérience montre que l'éclat du cratère décroît en passant des petits arcs aux gros arcs (densité de 0,13 à 0,15 ampère par millimètre carré pour les charbons à bas voltage, 0,21 à 0,22 ampère par millimètre carré pour les charbons à haut voltage). Comme les charbons sont généralement calculés pour la même densité, on peut dire qu'à égale densité de courant l'éclat intrinsèque diminue avec l'intensité quand on passe des petits calibres aux gros calibres.

L'expérience donne pour les constantes de la formule précédente :

Pour les petits arcs jusqu'à 40 ampères :

$$\alpha = 67,6, \quad \beta = -7\,500.$$

Pour les gros arcs de 50 à 250 ampères.

$$\alpha = 61,8, \quad \beta = 33\,300.$$

On a, en particulier, le tableau suivant pour les arcs à haut voltage et petits négatifs :

I Ampères.	E Volts.	D Millim.	DIAMÈTRE cratère.	SURFACE cratère:	MOYEN de bougies par $\frac{m^2}{m^2}$ .	$\Phi$ lumens.
25	55	12	6	27,9	285	25 000
40	58	15	8,4	55,8	249	43 700
60	62	19	11,6	106	231	76 940
70	65	20	12,9	130	225	91 940
80	66	22	14,4	164	204	105 140
110	69	25	18	256	183	146 740
130	72	28	20,8	339	169	178 840
150	75	30	23,1	418	162	212 940
175	77	32	25,7	521	154	252 940
200	78	35	28,8	651	143	281 540

Peu avant 1914, Beck, avec des charbons rotatifs, en augmentant le courant et limitant l'agrandissement du cratère en protégeant le charbon positif contre l'oxydation par une atmosphère de vapeur d'alcool, était arrivé à réaliser un arc stable de 150 ampères avec un charbon positif de 16 millimètres et un négatif de 11 millimètres. On réalise ainsi une densité quintuple de la densité usuelle, ce qui lui a permis d'atteindre un éclat de 400 à 500 bougies par millimètre carré.

Enfin, on s'est efforcé d'appliquer l'arc flamme au projecteur.

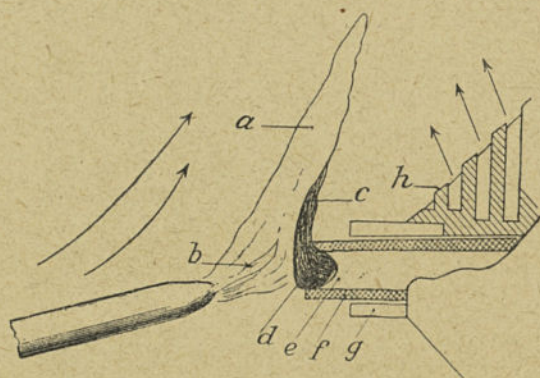


Fig. 100.

Les premiers essais n'avaient pas été satisfaisants, parce que la flamme donnait lieu à un faisceau secondaire à large dispersion qui enveloppait le faisceau primaire dû au cratère et rendait l'observation des plus difficiles.

Mais, en utilisant des charbons susceptibles de supporter de très grandes densités de courant, on a rencontré le phénomène suivant (effet Beck). Il se forme sur le charbon positif un cratère très profond. Les gaz émanant du charbon positif sont emprisonnés



dans ce cratère par la flamme qui s'échappe du charbon négatif. On a ainsi obtenu des éclats de 500 bougies par millimètre carré.

L'arc Sperry (fig. 100) est basé sur ce phénomène.

La combustion des charbons est extrêmement rapide ; un charbon positif de 16 millimètres pour courant de 150 ampères brûle en moyenne de 18 centimètres par heure.

Le D<sup>r</sup> Gelhoff a relaté récemment des expériences exécutées en Allemagne dans lesquelles des éclats de 1 125 bougies décimales par millimètre carré auraient été obtenus avec des charbons de 16 millimètres munis d'une mèche de 8 millimètres fortement minéralisée.

Le négatif est de 14 millimètres de diamètre ; il était cuivré et muni d'une mèche de 3 millimètres de diamètre. L'essai a été exécuté avec un courant de 200 ampères et une tension moyenne de 82 volts environ. La combustion atteignait 80 centimètres par heure pour le positif et 8 centimètres pour le négatif.

D'après Rey et Marsat, ces brillances seraient trop élevées, l'erreur provenant de la non-élimination de l'influence de la flamme, qui représente 36 p. 100 de la valeur photométrique totale et d'une mauvaise définition de la surface du cratère. Avec des charbons positifs de 16, à mèche de 8 et des négatifs de 11 à mèche de 3, et une densité de courant de 0,75 ampère par millimètre carré, ils ont observé une vitesse de combustion de 140 à 173 millimètres pour le positif et de 55 à 77 millimètres pour le négatif, suivant la provenance des charbons. L'éclat diminuait du centre vers les bords et était en moyenne de 300 bougies décimales par millimètre carré. La moyenne des valeurs maxima était, dans les zones centrales, 558 bougies décimales par millimètre carré. Le flux total n'est plus que de 9,5 lumens par watt au lieu de 22 avec les charbons à faible densité de courant.

En opérant à 200 ampères, l'éclat moyen atteint 458 et l'éclat maximum 837 bougies décimales par millimètre carré.

### III. — ARCS ENTRE ÉLECTRODES MÉTALLIQUES.

207. **Caractéristiques et limites de stabilité.** — Guye et Zebrikoff ont étudié l'arc entre électrodes métalliques et ont

établi quel'équation type de Mrs. Ayrton était susceptible de représenter les caractéristiques de ces arcs. Les formules suivantes sont valables pour des électrodes de 16 millimètres de diamètre, des longueurs d'arc comprises entre 0 et 2 millimètres, atteignant exceptionnellement 4 millimètres, et des courants variant de 2 à 18 ampères.

$$\text{Or : } e = 20,82 + 4,62 l + \frac{12,17 + 20,97 l}{i}$$

$$\text{Platine : } e = 24,29 + 4,80 l + \frac{20,33}{i}$$

$$\text{Argent : } e = 14,19 + 3,64 l + \frac{11,36 + 19,01 l}{i}$$

$$\text{Cuivre : } e = 21,38 + 3,03 l + \frac{10,69 + 15,24 l}{i}$$

$$\text{Nickel : } e = 17,14 + 3,89 l + \frac{17,48 l}{i}$$

$$\text{Fer : } e = 15,73 + 2,52 l + \frac{9,44 + 15,02 l}{i}$$

Les caractéristiques de l'arc entre métaux ayant la même forme que celles entre charbons homogènes, les conditions de stabilité restent les mêmes.

A une force électromotrice donnée correspondra pour chaque écart entre les électrodes une intensité limite minimum au-dessous de laquelle l'arc ne tiendra pas allumé.

Ainsi, Stark a trouvé entre des électrodes en cuivre de 3 millimètres de diamètre pour une force électromotrice de 130 volts :

Écart. %	Courant minimum limite. Ampères.
0,6	0,64
1,2	0,71
1,8	0,78
2,4	0,86
3	0,95

Il est beaucoup plus difficile de maintenir un arc entre électrodes métalliques qu'entre électrodes en charbon à cause de la meilleure conductibilité calorifique de ces dernières, qui entraîne un refroidissement trop grand de la tache incandescente de la cathode source des électrons. Il faut, pour un écart donné, un plus grand



courant, c'est-à-dire un plus grand afflux d'ions, et pour un courant donné une plus grande différence de potentiel, c'est-à-dire une plus grande force vive de chacun de ces ions. Toutes choses égales d'ailleurs, les courants limites sont d'autant plus grands que les électrodes sont faites d'un métal meilleur conducteur, mais il s'introduit aussi des phénomènes d'oxydation des électrodes. On trouve, par exemple, les résultats comparatifs suivants :

Métal des électrodes.	Courant limite.	
	Écart 1 %, 8.	Écart 3 mm.
Cuivre.....	0,45	0,42
Aluminium.....	0,57	0,45
Fer .....	0,73	0,65
Platine.....	1,50	
Charbon .....	0,013	0,015

Étant donnée l'importance des arcs entre électrodes de cuivre, en électrotechnique, nous donnons ci-dessous le tableau complet des différences de potentiel relevées par Guye et Zebrikoff pour diverses valeurs du courant et de l'écart entre électrodes de 16 millimètres de diamètre.

$I:$	0	1	2	3	4
	$\frac{m}{m}$	$\frac{m}{m}$	$\frac{m}{m}$	$\frac{m}{m}$	$\frac{m}{m}$
I					
2 amp.		35,55	45,83		
3 —		33,21	40,85	47,00	
4 —		31,04	37,90	43,53	48,10
5 —		30,29	36,42	41,66	45,78
6 —		29,22	35,52	40,09	43,81
7 —		28,67	34,65	39,14	42,08
8 —		27,89	32,94	37,66	41,20
9 —		27,32	32,47	36,62	40,08
10 —	22,14	27,18	32,17	35,85	39,25
11 —		26,60	31,50	35,14	38,30
12 —	21,88	26,14	31,20	34,54	38,09
13 —		25,85	30,90	34,12	37,80
14 —	21,54	26,14	30,40	34,07	
15 —		25,78	30,08		
16 —	21,58				
17 —					
18 —	21,56				
19 —		25,99	29,98		
20 —	21,44				

208. **Arcs de très petite longueur. Caractéristique d'arc de longueur zéro.** — Ives s'est proposé d'examiner, en vue de l'amélioration des ruptures de contact dans des relais téléphoniques, ce que devenait l'équation caractéristique de l'arc quand l'écart entre électrodes  $l$  tend vers zéro.

Ces expériences n'ont été faites malheureusement que pour des courants de l'ordre de un ampère. Si on opère à courant constant, l'équation de Mrs. Ayrton montre que  $e$  tend vers  $\alpha + \frac{\beta}{i}$  quand  $l$  tend vers 0. En réalité, l'expérience apprend que cette équation est en défaut pour les très petites valeurs de  $l$ , la tension croissant plus vite qu'elle ne l'indique; néanmoins, on trouve que  $e$  tend vers une limite différente de zéro.

Si on porte sur une courbe ces valeurs limites de  $e$  correspondant à une série de valeurs de  $i$ , on obtient ce qu'on est convenu d'appeler la *caractéristique d'arc de longueur zéro*.

Si nous appelons  $i_k$  la valeur du courant qui traverse un contact,  $e_k$  la tension à ses bornes,  $E$  la force électromotrice et  $R$  la résistance en série avec le contact, on a :

$$e_k = E - Ri_k.$$

La relation entre  $e_k$  et  $i_k$  est représentée par une droite.

Si cette ligne coupe la caractéristique de longueur zéro, il s'amorcera au moment de la rupture du contact un arc stable. Si les électrodes continuent à s'écarter, l'arc subsistera tant que sa condition de stabilité sera vérifiée.

L'expérience montre que, pour chaque valeur de courant initial  $i_{ko} = \frac{E}{R}$ , il y a une valeur minimum de  $E$  au-dessous de laquelle on ne coupe pas la caractéristique et pour laquelle on n'a pas d'arc. Mais alors, si le contact continuant à s'ouvrir, la tension entre électrodes dépasse 300 volts, il jaillit entre elles une étincelle disruptive dans l'air. Dans le cas où l'on coupe un circuit possédant de la self-induction, on atteint généralement cette valeur de 300 volts.

En outre, pour chaque espèce d'électrode, il existe un courant minimum au-dessous duquel il n'est pas possible d'amorcer



un arc, quelle que soit la tension dont on dispose.

Les caractéristiques d'arc de longueur zéro sont donc limitées à un courant minimum (0,4 pour l'or, 0,7 ampère pour le platine); au-dessous de ce courant, la décharge passe dans l'air dès que la tension disponible dépasse 300 volts. Ce fait n'a pas été observé entre contacts entre charbon.

Guye a obtenu les différences de potentiel correspondant aux arcs de longueur zéro entre électrodes de cuivre de la manière suivante : après avoir disposé les électrodes très près l'une de l'autre (un quart de millimètre environ), on établissait l'arc.

Par le fonctionnement prolongé de l'arc, il se produit une protubérance sur l'électrode positive, qui a pour effet de diminuer peu à peu la distance des électrodes jusqu'au contact. On prenait pour force électromotrice de distance zéro celle correspondant à l'instant facile à observer où le court-circuit se produit.

209. **Arc à magnétite.** — Les arcs entre électrodes métalliques ne sont pas employés pour l'éclairage. On pourrait cependant ranger dans cette catégorie les lampes à arc à électrodes en magnétite, qui ont été autrefois très employées aux États-Unis, où il existe encore des installations importantes pour l'éclairage des villes. L'électrode négative inférieure est formée d'un tube de fer rempli d'un mélange de 60 p. 100 de magnétite  $\text{Fe}^2\text{O}^3$ , de 27 p. 100 de  $\text{TiO}^2$  et de 13 p. 100 de minerai de fer chromé  $\text{FeCrO}^4$  et d'une anode creuse en cuivre ou en laiton formant cheminée et qui ne s'altère pas. La magnétite, assez facilement fusible, permet, quoique employée à la cathode, la formation d'un arc long. Ces arcs sont établis pour un courant de 6 ampères et présentent, pour une longueur de 15 millimètres, une différence de potentiel d'environ 60 volts.

Ils ne fonctionnent que sur courant continu et sont généralement montés en longues séries de 75 sur un redresseur à mercure à intensité constante.

210. **Arc entre électrodes de tungstène.** — On utilise pour la projection des arcs entre électrodes de tungstène en vase clos dans une atmosphère de gaz inerte. Le haut point de fusion du tungstène permet de porter l'anode à une très haute température, donnant un éclat très élevé.

M. LEBLANC. — La décharge électrique dans le vide et dans les gaz. 19



L'arc se trouvant dans une enceinte fermée, des artifices spéciaux doivent être utilisés pour provoquer son amorçage.

*Lampe Pointolite.* — La cathode est une spirale de tungstène et l'anode est une bille de tungstène fondu, dans une atmosphère d'argon. La spirale étant portée à l'incandescence, un arc jaillit entre les électrodes. Aussitôt qu'il est amorcé, on peut supprimer

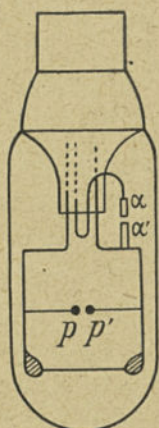


Fig. 101.

le chauffage de la spirale, que le passage de l'arc suffit à maintenir à l'incandescence.

Ce mode d'allumage ne convient que pour les lampes de faible puissance; pour de grandes intensités, la spirale s'use très rapidement par le choc des ions positifs. On ajoute alors une troisième électrode constituée par une plaque de tungstène. L'arc est, comme précédemment, allumé entre le filament comme cathode et la bille comme anode. La troisième électrode ne pourra être amorcée que comme anode. Aussitôt que la bille est à une température suffisante pour émettre des électrons, la plaque de tungstène est portée à une tension supérieure à la

bille, et un nouvel arc définitif s'établit entre la bille comme cathode et la plaque comme anode.

Dans la lampe de 1 000 bougies, le courant dans la spirale est de 7 ampères, le premier arc consomme 3,5 ampères et le second arc 8 ampères.

*Lampe Philips.* — Dans la lampe Philips représentée sur la figure 101, l'arc jaillit entre deux petites sphères de tungstène  $p$  et  $p'$  de 1<sup>mm</sup>,5, distantes de 4 millimètre environ. L'ampoule est remplie d'un gaz monoatomique. Dans le culot de la lampe se trouve une résistance fixe de 75 ohms, qui est constamment en série avec l'arc.

Pour réaliser l'allumage, on dispose deux électrodes supplémentaires en magnésium  $\alpha$  et  $\alpha'$ , en dérivation aux bornes des électrodes  $p$  et  $p'$ , par l'intermédiaire d'une résistance fixe de 6 000 ohms placée dans le queuzot. Si on place cette lampe sur un réseau à courant alternatif à 220 volts, il jaillit entre les électrodes  $\alpha$  et  $\alpha'$  une décharge analogue à celle que nous avons rencontrée dans les ampoules à néon à basse tension. Les ions provenant de cette



décharge se répandent dans l'ampoule; quelques-uns parviennent dans le champ qui existe entre les électrodes  $p$  et  $p'$ ; ils y prennent des vitesses suffisantes pour ioniser les atomes du gaz, et il jaillit entre  $p$  et  $p'$  une décharge qui prend le régime d'arc aussitôt que les électrodes sont portées à une température suffisante pour émettre des électrons. A ce moment, la tension entre les bornes  $p$  et  $p'$  tombe à 26 volts et la décharge entre les électrodes  $\alpha$  et  $\alpha'$  s'arrête. Le courant dans la lampe en régime est d'environ 2 ampères.

Cette lampe est peu économique, car, si la consommation spécifique dans l'arc est seulement de 0,81 watt-bougie décimale, la consommation totale est environ 7 watts par bougie décimale; elle n'est donc utilisable que dans les cas où l'on a besoin d'une source presque ponctuelle, de grand éclat et donnant une lumière très blanche.

241. **Arc Garbarini.** — L'arc Garbarini comprend un charbon horizontal positif. L'électrode négative est formée d'un tore en cuivre, au centre duquel débouche le charbon. Pour combattre l'échauffement du métal, on fait passer un courant d'eau à l'intérieur de l'anneau.

Extérieurement à l'anneau, un enroulement parcouru par le courant électrique passant dans l'arc produit un champ magnétique qui fait tourner l'arc à une vitesse comprise entre 500 et 3 000 tours par minute, imperceptible à l'œil. Ce mouvement rend l'éclat du cratère uniforme et réalise l'usure égale du charbon sur toute sa tranche.

Cette disposition ingénieuse supprime entièrement l'occultation de la lumière du cratère positif par le négatif.

Dans des modèles récents, la circulation d'eau, qui avait l'inconvénient de mettre un pôle à la masse, a été supprimée et remplacée par un système de refroidissement par air. La durée de la cathode a pu être portée à une centaine d'heures.

La réalisation de cet arc constitue apparemment une exception au principe admis que l'arc comporte obligatoirement une cathode incandescente. Pour ne pas renoncer à cette théorie, qui semble appuyée sur des bases très solides, il semble nécessaire d'admettre qu'il suffit qu'une surface très petite de la cathode soit portée à



l'incandescence pour que l'arc subsiste, la température moyenne de la cathode n'intervenant pas.

Blondel estime que l'existence de ce point incandescent ne peut être admis à cause du mouvement de déplacement extrêmement rapide de la base de l'arc et cherche à rendre compte du phénomène, en admettant qu'il se dépose constamment sur l'anneau de cuivre une couche extrêmement mince de carbone qui peut être facilement portée à l'incandescence malgré la température basse de son support.

**212. Fours électriques à arc.** — On a depuis longtemps utilisé la chaleur de l'arc pour provoquer dans un four la fusion de matériaux difficilement fusibles, l'arc jaillissant entre deux électrodes de graphite au voisinage du corps à chauffer ou étant établi entre une électrode de graphite et le corps à chauffer, qui est généralement choisi comme anode.

Nous ne saurions insister ici sur les différentes applications des fours électriques à arc et sur les diverses méthodes utilisées dont l'ensemble constitue une industrie extrêmement importante, alimentée en majeure partie par de l'énergie électrique d'origine hydraulique. Nous signalerons seulement que, en réalité, la plupart des fours électriques marchent à une tension très réduite 20, 30 ou 40 volts insuffisante pour maintenir un arc amorcé [particulièrement en courant alternatif]. Si le creuset constitue une des électrodes, l'autre électrode plongeant dans le corps à traiter qui est maintenu à l'état liquide par la chaleur dégagée par effet Joule, on a la *marche dite à résistance*. Si la matière est introduite dans le creuset non fondue, les deux électrodes se trouvent réunies par des corps solides entre lesquels les contacts sont plus ou moins bons; il peut se produire entre eux une série de petits arcs fonctionnant en parallèle ou en série. On a dans ce cas la *marche à arc*; la tension est alors un peu plus élevée que précédemment.

Les fours électriques fonctionnent sur courant continu ou sur courant alternatif; dans le premier cas, à l'effet thermique dû au passage du courant peuvent s'ajouter des phénomènes d'électrolyse.

**213. Soudure électrique par arc.** — La soudure électrique par arc est une technique spéciale, dans les détails de laquelle nous ne



pouvons pas entrer ; nous en donnerons seulement le principe.

On peut simplement utiliser la chaleur d'un arc jaillissant entre une électrode en graphite et la pièce à souder, en y faisant fondre soit une baguette de soudure, soit des morceaux de soudure disposés à la surface de la pièce, par exemple, dans le fond d'une cavité qu'il s'agit de boucher. L'électrode est, par exemple, un crayon de graphite de 12<sup>mm</sup>,5 à 20 millimètres de diamètre, dans lequel on fait passer des courants de 250 à 400 ampères. L'arc doit être maintenu à une longueur moyenne : avec des arcs très longs, le métal s'oxyde ; avec des arcs très courts, il se carbure.

Un second procédé consiste à prendre comme électrode la baguette de soudure elle-même. La soudure peut être effectuée en courant continu ou en courant alternatif.

La seule difficulté, dans ce dernier cas, est que, sur les réseaux triphasés, on admet difficilement l'installation sur une seule phase d'un aussi gros consommateur de courant qu'un poste de soudure électrique. On est ainsi conduit à utiliser un groupe redresseur.

En courant continu, la baguette joue le rôle de cathode ; on doit disposer d'une tension de 60 volts jusqu'à 600 ampères et de 75 volts pour des arcs plus puissants.

Nous avons vu précédemment que l'on ne pouvait pas admettre que la matière de la baguette de soudure puisse être transportée par le courant sur la pièce à souder, d'autant plus que ce transport aurait lieu ici en sens inverse du sens généralement observé.

Des expériences récentes semblent montrer que le métal déposé pendant la soudure est transporté sous forme de gouttelettes minuscules provenant d'un champignon qui se forme à l'extrémité de l'électrode.

Cette projection de métal serait due à l'expulsion de gaz qui se développent sous l'influence de la haute température de l'électrode, probablement d'oxyde de carbone. Les particules atteignent la pièce à souder sous forme liquide ; si celle-ci est solide, elles ricochent (accumulation de poudre de fer dans l'atelier de soudure) ou s'étalent en collant seulement à la pièce (mauvaise soudure) ; mais, si la pièce est elle-même en fusion, le métal de l'électrode s'y mêle intimement.

Le poids de métal déposé est d'environ 290 grammes par kilo-



watt pour un arc de 20 volts. Si toute l'énergie dépensée dans l'arc était utilisée à fondre l'électrode, le poids de métal déposé serait environ dix fois plus grand.

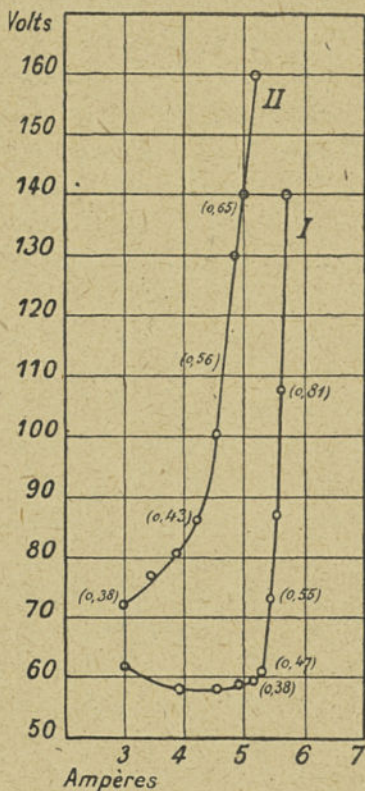


Fig. 102.

#### IV. — ARC A VAPEUR DE MERCURE.

214. Généralités. — L'arc à vapeur de mercure peut être obtenu dans la vapeur de mercure pure entre électrodes de mercure ; il présente donc une forme d'arc particulièrement simple, qui, à ce titre, a donné lieu à de très nombreuses études.

On peut faire varier en outre avec beaucoup de facilité la température des électrodes, leur distance, la pression du milieu ambiant.

L'arc à mercure est caractérisé par une cathode en mercure ; il est toujours produit dans une enceinte

close complètement privée d'air ; exceptionnellement dans une atmosphère d'argon (redresseur argonal).

La pression intérieure dépend, toutes choses égales d'ailleurs, de la température moyenne de la cathode. La quantité de chaleur dégagée à la cathode est proportionnelle au produit du courant par la chute de tension cathodique. Il en résulte que la pression interne dépend du courant qui traverse l'arc et que, par suite, si on trace une caractéristique d'arc à mercure sans maintenir artificiellement la cathode à température constante, on obtient une caractéristique dont chacun des points correspond à une pression différente du milieu et qui, par suite, n'a pas la forme ordinaire des caractéristiques d'arc à courant continu (fig. 102).

La courbe II est obtenue avec le même arc que la courbe I,



mais en gênant son refroidissement par rayonnement ; les mêmes pressions (chiffres entre parenthèses) sont alors obtenues pour des valeurs plus faibles du courant.

215. **Chute de tension aux électrodes.** — On voit, à la surface de la cathode, une tache très brillante, qui s'y déplace très rapidement et d'une manière capricieuse ; elle pénètre dans le mercure de quelques millimètres, ce qui est l'indice d'une surpression due à l'arc. La température de cette plage est très élevée ; un fil de platine peut y être fondu. On peut, si l'intensité n'est pas trop élevée, l'immobiliser, soit à l'aide d'une pointe (en tungstène par exemple) qui vient affleurer la surface du mercure, soit à l'aide d'un champ magnétique. A cette immobilisation correspond une légère diminution de la chute de tension cathodique et de la quantité de mercure vaporisé.

La surface du cratère est d'environ 1 millimètre carré par ampère ; le reste de la surface de la cathode ne participe au passage du courant que dans une très faible mesure.

D'après Stark, à basse pression, la chute cathodique est de 5,27 volts, l'intensité variant de 2 à 50 ampères.

Dans les mêmes conditions et la lueur anodique recouvrant l'anode, la chute anodique est, pour une anode froide :

7 à 7,4 volts pour une anode en mercure.

6,1 à 6,3 volts pour une anode en fer.

4,7 volts pour une anode en graphite.

Si l'anode est chaude, la chute anodique est plus grande ; on a par exemple :

Anode en graphite  
 Au rouge clair 12,4 à 11,1  
 Au rouge sombre 4,7

Anode en fer.  
 Au jaune 13,6 à 11,1 volts.  
 Au rouge sombre 6,6 —

La température moyenne de l'anode dépend de sa surface totale et de ses conditions de refroidissement, mais Wills a trouvé qu'au point de sortie immédiat du courant la température locale de l'anode ne s'abaissait jamais au-dessous de 600° dans un arc en régime permanent.

216. **Colonne positive.** — Au-dessus de la tache brillante



de la cathode se trouve l'espace sombre cathodique dont la longueur diminue lorsque la pression de la vapeur augmente et lorsque le diamètre des tubes et l'intensité diminuent ; au-dessus commence la colonne lumineuse positive, qui s'étend jusqu'au voisinage immédiat de l'anode.

L'arc à mercure utilisé pour l'éclairage est contenu dans un long tube de verre terminé à ses deux extrémités par deux renflements qui contiennent les électrodes.

La chute de potentiel  $U$  par centimètre de longueur de la colonne lumineuse dépend du diamètre  $D$  du tube, de la tension de vapeur  $P$  et de l'intensité du courant  $I$ .

*a.* Si  $D$  et  $I$  sont constants,  $U$  croît avec  $P$  à peu près proportionnellement.  $U$  varie de 0,5 volt environ pour une pression de 2 millimètres (tubes d'éclairage en verre) à 20 volts environ pour une pression de une atmosphère (lampes à vapeur de mercure en quartz).

*b.* Pour  $D$  et  $P$  constants,  $U$  diminue quand  $I$  augmente ; la courbe analogue à une hyperbole équilatère ayant les axes de coordonnée comme asymptotes, a l'aspect habituel des caractéristiques d'arc à courant continu.

*c.* Pour  $P$  et  $I$  constants,  $U$  diminue quand  $D$  augmente.  $U$  est inversement proportionnel au diamètre et non à la section ; ce résultat est dû à l'influence des parois, qui donnent lieu à des phénomènes d'absorption d'ions.

**217. Rendement lumineux de l'arc à vapeur de mercure. Arc à haute pression.** — Si on trace la courbe représentant le rendement spécifique lumineux d'une lampe à vapeur de mercure en fonction de la pression de vapeur, on constate qu'il passe par un maximum pour une pression d'environ 2 millimètres de mercure.

L'existence de ce maximum est due à ce que, pour un arc d'intensité donnée, l'intensité lumineuse d'une part mais aussi la différence de tension entre électrodes d'autre part croissent avec la densité de vapeur.

Dans les lampes en verre, les surfaces de refroidissement sont dimensionnées de manière que la pression intérieure se maintienne aux environs de 2 millimètres.

Si on augmente la pression (en augmentant la puissance élec-



trique consommée dans la lampe), le rendement lumineux décroît; la température de la lampe s'élève jusqu'à déterminer la fusion de l'enveloppe en verre. Si on remplace le verre par du quartz, on peut pousser plus loin l'expérience; le rendement lumineux, après être passé par un minimum recommence à croître pour atteindre des valeurs très supérieures à celles que l'on peut obtenir avec des lampes en verre.

218. **Description des modèles industriels de lampes à vapeur de mercure.** — Les lampes en verre ont la forme représentée sur la figure 103. Un long tube de verre, dont le diamètre varie de 25 millimètres pour l'intensité de 3,5 ampères à 55 millimètres pour l'intensité de 15 ampères, est terminé d'une part par une ampoule,

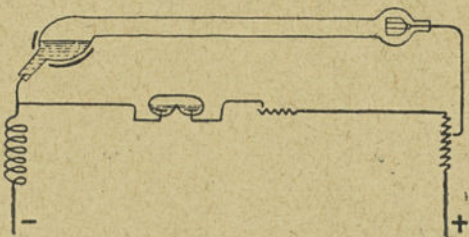


Fig. 103.

appelée chambre de condensation, dimensionnée de manière à maintenir la pression aux environs de 2 millimètres; elle contient du mercure et constitue la cathode. A l'autre extrémité du tube, dans un léger renflement sphérique, se trouve une clochette en tôle de fer qui constitue l'anode. Le courant est amené aux électrodes à travers le verre par des conducteurs en platine ou l'un de ses substituts (dumet, platinite) si le tube est en verre à base de plomb, en molybdène si le tube est en verre dur de Schott.

La chute de tension totale aux électrodes est de 12 volts; celle dans la colonne lumineuse est de 0,5 volt par centimètre (tubes de 3,5 ampères).

La longueur du tube se trouve ainsi déterminée pour la tension du secteur dont on dispose, si on tient compte, d'autre part, que 30 p. 100 de la tension totale doivent être consommés dans une résistance placée en série avec l'arc pour lui assurer la stabilité nécessaire. Pour les tubes de faible ampérage, il faut, en outre, placer en série avec l'arc une bobine de self-induction.

L'allumage se fait en amenant momentanément les électrodes en contact. En inclinant le tube lentement à la main ou par l'intermédiaire d'un électro-aimant, on fait couler un filet de mercure



qui court-circuite momentanément les deux électrodes. On redresse le tube, le filet de mercure se rompt; un arc jaillit qui s'étend peu à peu d'une électrode à l'autre. On utilise le plus souvent maintenant l'allumage par étincelle, que nous avons décrit précédemment (fig. 99).

La consommation de l'arc à mercure à basse pression est d'environ 0,45 watt par bougie; malheureusement son spectre est entièrement privé de rayons rouges, et les changements de coloration des objets exposés à sa lumière sont une difficulté sé-

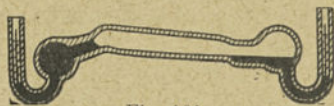


Fig. 104.

rieuse à son utilisation à l'éclairage. Néanmoins, à cause de la très grande diffusion de sa lumière et la très longue durée des tubes, ses applications sont en voie d'accroissement aux États-Unis. L'abondance des radiations de courte longueur d'onde que contient son spectre en fait, en revanche, la source lumineuse la plus efficace pour le tirage des négatifs photographiques ou la reproduction des dessins industriels.

Il peut être construit pour courant continu ou pour courant alternatif; dans ce dernier cas, il possède deux anodes et fonctionne comme un redresseur monophasé; le courant qui traverse le tube est du courant redressé de direction constante.

L'arc à vapeur de mercure en quartz à haute pression a le plus souvent la forme de la figure 104.

Il possède deux électrodes en mercure; pour assurer le refroidissement, les réservoirs polaires sont entourés d'ailettes en aluminium. L'anode étant plus chaude que la cathode, le mercure tend à venir s'accumuler dans cette dernière. Pour compenser cette migration, la cathode est munie d'un tube étranglé à parois épaisses; au fur et à mesure que le mercure s'y accumule, la surface libre s'éloigne de la région refroidie du réservoir polaire; sa température s'élève et la vaporisation devient plus intense.

Le quartz, étant transparent aux rayons ultra-violets, cet arc ne peut être employé sans danger pour l'éclairage qu'entouré d'un globe de verre. La consommation est d'environ 0,25 watt par bougie lorsque la pression intérieure est d'environ une atmosphère.

L'arc à vapeur de mercure en quartz constitue la source la plus



commode de radiations ultra-violettes et a reçu, à cet titre, des applications en électrothérapie et en photochimie.

**219. Lampes à mercure à atmosphère gazeuse. — Lampes à amalgame.** — De petites quantités de gaz suffisent à empêcher le fonctionnement des arcs à vapeur de mercure à basse pression; quand il existe des traces de gaz, elles se réfugient au voisinage des électrodes, où elles donnent une coloration rose.

Il n'en est plus de même des lampes à haute pression. H. George a réalisé des lampes contenant une atmosphère de gaz neutre (argon ou néon). Ces gaz sont utilisés pour faciliter l'amorçage de la lampe, mais, une fois celle-ci en régime, ils sont chassés par la vapeur de mercure de la région où s'étend l'arc.

On a cherché à compléter le spectre du mercure en mélangeant à celui-ci du cadmium, mais l'amalgame en se solidifiant adhère au quartz, et sa contraction cause invariablement le bris de l'enveloppe. On a proposé d'éviter cet accident en ajoutant du gallium, mais la construction d'une telle lampe est fort difficile.

Küch avait autrefois réalisé un arc d'un spectre très riche en constituant les électrodes d'un mélange de 60 p. 100 de mercure, 20 p. 100 de plomb, 20 p. 100 de bismuth. On pouvait encore ajouter des traces de zinc, cadmium, thallium ou antimoine.

## B. — L'ARC A COURANT ALTERNATIF

### V. — ARC A COURANT ALTERNATIF ENTRE ÉLECTRODES MÉTALLIQUES.

**220. Arc à vapeur de mercure à haute tension à courant alternatif.** — Nous avons donné précédemment (II<sup>e</sup> partie, chapitre III) les conditions auxquelles doit satisfaire un arc à courant alternatif en régime stable. Darmois et Maurice Leblanc ont vérifié leur existence sur l'arc à vapeur de mercure alternatif que l'on peut obtenir pour des pressions supérieures à 1 centimètre, si la différence de potentiel entre électrodes dépasse 600 volts efficaces. L'allumage nécessite, en outre, un échauffement préalable des électrodes.

Si on relève la tension aux bornes de l'arc (fig. 108), on constate

à chaque demi-période une durée d'extinction d'une [durée d'environ 1/1 000 de seconde. A chaque réallumage correspond

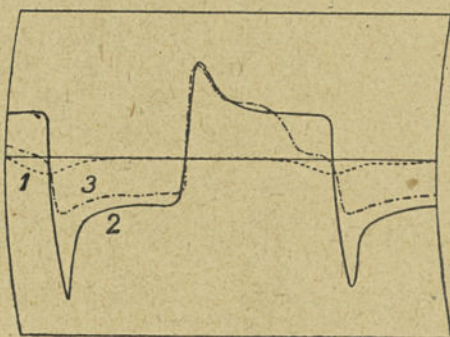


Fig. 105.

une pointe de tension ; si celle-ci dépasse la tension d'alimentation de l'arc, il est évident que celui-ci ne peut subsister que si une forte self-induction destinée à fournir l'appoint nécessaire est placée en série avec lui. On a vérifié que cette pointe provenait d'une augmentation mo-

mentanée de la chute cathodique et qu'elle était d'autant plus importante que le refroidissement de la cathode était plus intense, par exemple, que sa surface était plus grande. Ces pointes diminuent d'importance quand l'intensité augmente, c'est-à-dire quand la quantité de chaleur dégagée aux électrodes croît.

**221. Arc à courant alternatif entre électrodes métalliques.** — Le refroidissement d'électrodes de dimension donnée est d'autant plus rapide que l'intensité qui traverse l'arc est plus petite. Pour que l'arc se rallume, il faut que la tension entre électrodes croisse plus rapidement, c'est-à-dire que la tension d'alimentation de l'arc soit d'autant plus grande.

Pour le cuivre dans l'air sec, Guye et Monasch donnent les nombres suivants pour diverses valeurs de l'écart  $e$  entre électrodes et pour de faibles valeurs de l'intensité.

P.	E.			
	I = 0,03.	0,04	0,05.	0,06 ampère.
$\frac{m}{cm}$	Volts.	Volts.	Volts.	Volts.
3,2	800	700	665	615
3,8	875	775	710	665
4,9		875	800	760
8,2	1 300	1 190	1 100	1 060
9,7	1 475	1 340		1 200
10,5	1 540	1 425	1 350	1 300



Les phénomènes sont analogues avec les autres métaux. Avec certains cependant, tels que le laiton, l'acier, le bronze phosphoreux, le bronze d'aluminium et surtout le zinc, il est tellement difficile de maintenir un arc stable que l'on avait cru, pendant longtemps, que cela était tout à fait impossible, et ces métaux avaient reçu le nom de métaux anti-arcs ; on sait aujourd'hui que c'est seulement une question de tension suffisante entre électrodes et que ces difficultés proviennent de la formation d'un oxyde qui recouvre les électrodes d'une couche peu conductrice.

Différents expérimentateurs ont tenté de tracer des caractéristiques d'arc à courant alternatif entre électrodes métalliques ; ils ont obtenu des résultats très discordants. Les travaux de Guye et Monasch ont montré qu'il fallait attribuer ces différences à ce que, dans ces divers essais, le rapport des durées de fonctionnement et d'extinction de l'arc n'étaient pas les mêmes. D'une part, la tension à circuit ouvert entre électrodes était différente et, d'autre part, les électrodes étaient plus ou moins chaudes. Ils ont établi qu'en disposant d'une énorme réserve de tension à circuit ouvert (20 000 volts dans leurs expériences) et en utilisant des électrodes au voisinage de leur point de fusion, la différence de potentiel tend vers une limite inférieure, approximativement la même, quelle que soit la nature du métal des électrodes, à condition qu'il soit peu volatil. Dans ce dernier cas, en effet, c'est le milieu atmosphérique ionisé qui sert de véhicule au courant. Comme la différence de potentiel dans l'arc proprement dit, dans les arcs longs et peu intenses, constitue la plus grande partie de la différence de potentiel entre électrodes, on conçoit que celle-ci soit indépendante de la nature des électrodes.

Dans le cas où les vapeurs métalliques dégagées sont assez abondantes pour modifier la composition de l'atmosphère gazeuse entre électrodes, la différence de potentiel est alors plus petite que dans l'air.

On trouve, par exemple, à la pression de 60 centimètres pour un courant de 0,1 ampère et un écart de 3 millimètres :

Platine.	Argent.	Cuivre.	Fer.	Aluminium.	Zinc.	Magnésium.
472	477	479	477	455-500	290	242 volts.

Ces tensions limites décroissent avec la pression, puis passent par un minimum.

Pour une intensité de 0,1 ampère et un écart de 3 millimètres, on trouve les valeurs suivantes :

Pression : 42,1 — 21 — 14,8 — 8,5 — 5,5 — 3,1 — 2,1 — cm.-mercure.

Tension limite : 466 — 420 — 406 — 392 — 387 — 392 — 395 volts.

Enfin ces tensions limites varient linéairement en fonction de l'écart, comme on peut le voir sur les chiffres du tableau suivant relevés à la pression de 71 centimètres :

<i>d.</i>	<i>I</i> = 0,05.	0,06.	0,07.	0,08.
	Volts.	Volts.	Volts.	Volts.
1 mm.	495	461	446	434
2 —	564	529	514	496
3 —	627	599	572	560
4 —	713	678	644	611
5 —		760	714	690

#### VI. — ARC A COURANT ALTERNATIF ENTRE CHARBONS.

222. **Expériences de Blondel.** — Les études sur l'arc alternatif entre charbons de Jamin, en 1868, qui montra l'existence des

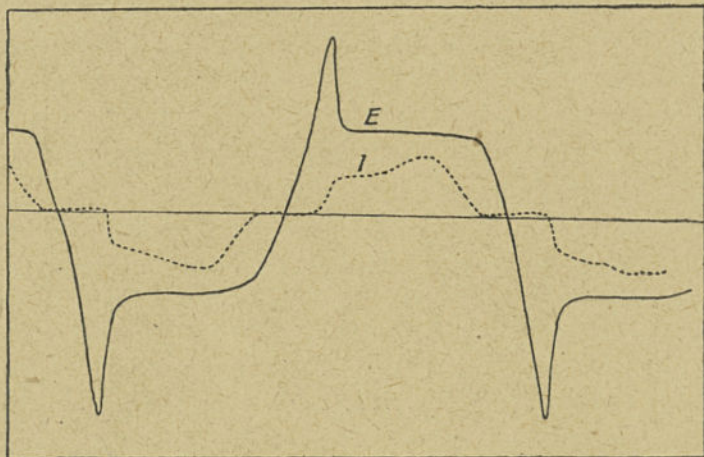


Fig. 106.

périodes d'extinction et de Blondel en 1891, qui, à l'aide de son



oscillographe nouvellement créé, mit en évidence les pointes de tension au réallumage, permirent d'expliquer le fonctionnement de l'arc à courant alternatif.

Les figures 106 et 107 de Blondel, qui représentent les courbes d'intensité et de différence de potentiel entre électrodes sur circuit non inductif, puis sur circuit très inductif, ont le même aspect que les courbes obtenues avec l'arc à mercure; mais les périodes

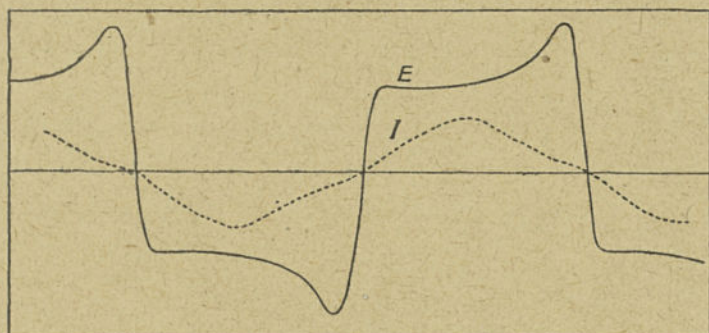


Fig. 107.

d'extinction peuvent être beaucoup plus longues. Leur durée peut varier de 0 jusqu'à environ le quart de la période, selon les valeurs de l'intensité, de l'écart, de la self-induction en série avec l'arc. Elle décroît quand la self-induction augmente, et augmente en même temps que l'écart.

Il a été possible de maintenir un arc de moins de 10 ampères et de 4 millimètre sans self-induction. Il est beaucoup plus difficile de maintenir des arcs longs que des arcs courts; le minimum de courant est de 12 ampères pour 3 millimètres et de 8 ampères pour 2 millimètres par exemple, pour une même valeur de la self-induction. L'arc cesse d'être stable quand la durée de la période d'extinction de l'arc est à peu près égale à celle de la période d'allumage. Les deux charbons ont le même aspect; ils présentent un éclat très vif pendant le temps où ils jouent le rôle d'anode, mais cet éclat diminue quand ils sont cathode et pendant les périodes d'extinction, de sorte que leur éclat moyen est très inférieur à celui de l'anode d'un arc à courant continu. Pour cette raison, l'arc à courant alternatif ne peut pas être employé avec succès dans les projecteurs, et, quelles que soient les complications

qu'entraîne l'emploi du courant continu, on y est obligé. En revanche, pour l'éclairage public, par exemple, l'arc à courant alternatif convient parfaitement bien. On incline généralement l'un vers l'autre en forme de V les deux charbons, dont le rôle est maintenant identique. Le rendement spécifique de l'arc à courant alternatif lui-même est un peu inférieur à celui de l'arc à courant continu, mais cette infériorité est compensée en partie par le remplacement de la résistance en série avec l'arc continu par une bobine de self dans laquelle la consommation d'énergie est moins grande.

223. **Caractéristiques statique et dynamique de l'arc. — Hystérésis.**  
— On peut se proposer de tracer, comme nous l'avons fait pour

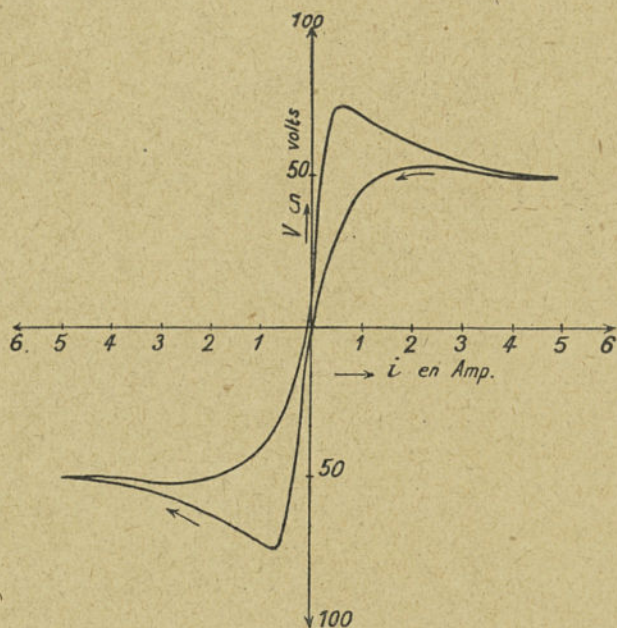


Fig. 108. — Caractéristique dynamique de l'arc en courant alternatif relevée au tube de Braun.

l'arc à courant continu, une caractéristique qui donne pour chaque valeur du courant efficace dans l'arc en régime la différence de tension efficace entre électrodes correspondantes. Cette caractéristique est dite caractéristique statique, et chacun de ces points correspond à un régime différent pour l'arc.



On peut se proposer aussi de tracer une caractéristique qui donne pour chaque valeur instantanée du courant la tension instantanée entre électrodes correspondante. On peut la déduire de deux oscillogrammes donnant la variation de la tension et de l'intensité en fonction du temps, ou la faire tracer par un tube de Braun. C'est la caractéristique dynamique qui a la forme d'une courbe d'aimantation (fig. 108); c'est pourquoi l'on parle quelquefois d'*hystérésis de l'arc*.

La différence de tension entre électrodes est plus grande quand l'intensité croît que quand elle décroît; ceci est dû au fait que l'arc alternatif est le siège d'un phénomène thermique irréversible; le milieu extérieur ne rend pas à la cathode quand elle tend à se refroidir la chaleur qu'elle lui avait cédée alors qu'elle s'échauffait.

**224. Facteur de puissance de l'arc alternatif.** — Bien que dans l'arc alternatif il n'y ait pas de déphasage du courant par rapport à la tension et qu'on ne puisse pas parler de  $\cos \varphi$ , la puissance dépensée dans l'arc n'est cependant pas égale au produit de l'intensité efficace par la tension efficace. Pour l'obtenir, il faut multiplier ce produit par un nombre qui est le *facteur de puissance de l'arc* et dont l'introduction est due à la forme non sinusoïdale des courbes de courant et de tension.

## VII. — APPLICATIONS DIVERSES DE L'ARC ALTERNATIF.

**225. Action chimique produite dans les gaz par l'étincelle ou l'arc électrique.** — On utilise souvent l'étincelle électrique pour déterminer la combinaison de deux gaz lorsque cette réaction donne lieu à un dégagement de chaleur. L'effet de l'étincelle semble être uniquement d'ordre thermique. Elle porte à une température élevée un petit volume de gaz qui se trouve sur son parcours et y amorce la réaction en surmontant les résistances passives qui s'opposaient à son déclenchement. La réaction se propage ensuite de proche en proche.

L'étincelle ou l'arc électrique peuvent donner lieu également à des réactions endothermiques, en fournissant l'énergie nécessaire. Il faut cependant que les produits de la réaction soient écartés, au fur et à mesure de leur production, loin du lieu où se produit



la décharge électrique, afin qu'ils ne puissent donner lieu, sous son influence, à la réaction inverse de celle qui les a formés.

La plus importante des applications de ce procédé est la combinaison de l'oxygène et de l'azote de l'air pour donner des composés nitrés.

Dans le procédé de Birkland et Eyde, on utilise un arc placé dans un champ magnétique agissant à 90° des lignes de force électriques. L'arc établi s'allonge sous l'effet du champ magnétique, et la différence de potentiel entre ses extrémités croît ; il arrive un moment où elle est suffisante pour déterminer l'amorçage d'un second arc ; celui-ci shunte le premier, qui s'éteint. Plusieurs centaines d'arc prennent ainsi naissance par seconde et donnent à l'œil l'impression d'un disque qui peut atteindre 1<sup>m</sup>,80 de diamètre. En courant continu avec un champ magnétique continu, on a un demi-disque qui paraît d'ailleurs excentré par rapport à l'intervalle entre les électrodes, parce que le point d'impact se déplace plus vite sur l'électrode négative que sur la positive.

Avec le courant alternatif on a un disque complet.

On emploie des arcs de 5 000 volts à 50 périodes d'une puissance de 50 kilowatts et pouvant donner 900 kilogrammes de produit par kilowatt-an.

On peut obtenir des températures de l'ordre de 3500°, pour lesquelles le rendement énergétique peut atteindre 5 p. 100. Les produits de la combinaison sont entraînés rapidement loin des points à température élevée par l'action du champ magnétique.

226. **Production d'oscillations de haute fréquence au moyen d'un arc. Arc chantant.** — Duddell a montré pour la première fois que, si on disposait un circuit comprenant une self et une capacité aux bornes d'un arc à courant continu, l'arc émettait un son de hauteur constante pour certaines valeurs de cette self et de cette capacité. Blondel a mis nettement en évidence par des recherches oscillographiques que le circuit dérivé est alors le siège d'un courant oscillatoire qui se superpose dans l'arc au courant continu normal. Ce phénomène est dû à la résistance négative de l'arc.

Les variations du courant dans l'arc produisent des variations de la pression du milieu ambiant, et celles-ci, dans certaines condi-



tions, donnent lieu à un son dont la fréquence est la même que celle du courant oscillant.

On a cherché à utiliser le circuit oscillant placé en dérivation aux bornes de l'arc comme source d'oscillations de haute fréquence. Avec des électrodes en charbon dans l'air, on n'a pas pu dépasser la fréquence de  $10^5$  pour une très faible puissance. Poulsen a réussi, en modifiant les conditions dans lesquelles l'arc est émis, à atteindre les fréquences utilisées en T. S. F. avec des puissances élevées. Pour faire comprendre les conditions qui doivent être imposées à l'arc, nous examinerons le fonctionnement de l'ensemble dans

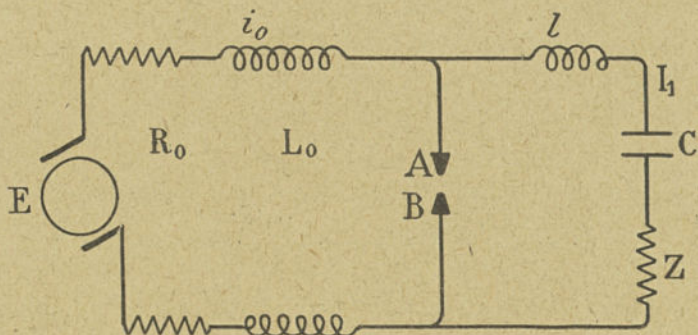


Fig. 109.

le cas le plus fréquent, celui de la production d'ondes non amorties.

La figure 109 représente l'ensemble des circuits. La source électrique continue  $E$  et les bobines de self  $L_0$  constituent une source de courant d'intensité constante  $i_0$ . Le circuit oscillant est constitué par la résistance  $z$ , le condensateur  $c$ , la self-induction  $l$ .

Considérons la caractéristique statique de l'arc  $AB$  (fig. 110) et soit  $M$  le point de fonctionnement considéré de l'arc correspondant au courant  $i_0$ . Lorsque le circuit oscillant fonctionne, au courant  $i_0$  se superpose dans l'arc un courant alternatif  $I_1 \sin \omega t$ , et le point de fonctionnement de l'arc se déplace autour du point  $M$ , de  $c$  à  $d$  par exemple. A cause de l'hystérésis de l'arc, le point de fonctionnement décrit la courbe  $cnm$ .

Comme le point  $d$  dépasse dans sa course le point  $T$ , point de contact de la tangente menée du point  $D$  à la caractéristique et qui représente le point limite de stabilité de l'arc pour la force électro-





bons, si l'arc n'existait pas ; le réallumage est facilité par la température élevée des électrodes et l'ionisation du milieu qui les sépare.

Sur la figure 111, la courbe (1) représente la variation du courant et la courbe (2) la variation de la tension entre charbons en fonction du temps.

La période se compose de deux intervalles  $T_1$  et  $T_2$  ; dans la première, l'arc brûle ; le courant dans le condensateur est une portion de sinusoïde ; la différence de potentiel aux bornes de l'arc est sensiblement constante et égale à  $V_b$ . Pendant la portion  $T_2$ , l'arc est éteint, le courant dans le condensateur est continu et égal à  $-i_0$  ; la tension aux bornes de l'arc est sensiblement égale à celle aux bornes du condensateur ; elle s'élève jusqu'à la tension d'allumage  $V_r$  pour retomber brusquement à la valeur  $V_b$ . C'est l'arc qui détermine la valeur de  $T_2$ .

L'amplitude de la variation de l'intensité du courant et la fréquence varient si l'allumage de l'arc ne se produit pas pour la même valeur de  $V_r$  ; c'est en général le cas dès qu'il se produit la moindre modification aux bornes de l'arc.

Deux résultats sont importants à obtenir : constance de la fréquence, grande énergie d'oscillations.

La fréquence demeurera constante si le rallumage se produit toujours pour la même valeur de  $V_r$ . L'énergie d'oscillation sera d'autant plus grande que le condensateur renfermera plus d'énergie, c'est-à-dire que  $V_r$  sera plus grand.

Un premier moyen consisterait à augmenter  $T_1$  ; mais l'expérience montre qu'il vaut mieux ne pas trop allonger  $T_1$ , mais faire croître très rapidement la tension d'amorçage aussitôt que l'extinction s'est produite.

Pour cela, il faut éviter que les électrodes soient portées à l'incandescence, particulièrement l'anode, qui, en émettant, grâce à sa température, des électrons, pourrait donner lieu à un allumage en sens inverse.

L'anode sera faite en cuivre et refroidie soit par courant d'air, soit par circulation d'eau, ou munies d'ailette. On plongera les électrodes dans un gaz bon conducteur : hydrogène ou plus simplement gaz d'éclairage. On pourra faire tourner les électrodes



de façon que la décharge se produise entre des points relativement froids.

Enfin, on enlèvera tout le gaz ionisé en utilisant un champ magnétique qui agira sur l'arc et le chassera de l'espace entre les électrodes où l'arc devra se réamorcer par la suite.

On a essayé également d'appliquer l'arc à vapeur de mercure à la production des oscillations de haute fréquence; *a priori* il semblait devoir donner lieu plus facilement à un phénomène régulier. En pratique, on n'est arrivé à aucun résultat intéressant. Il faut probablement attribuer cet échec aux variations de pression intérieures dues à des dégagements et à des absorptions de gaz par les parois.

227. **L'arc dans l'hydrogène et la soudure par la flamme d'hydrogène atomique.** — Langmuir a publié très récemment les résultats obtenus en utilisant pour la soudure autogène la chaleur dégagée par la combinaison des atomes d'hydrogènes qui reforment des molécules. Deux problèmes principaux se posent dans la technique de la soudure par l'arc électrique : augmenter la vitesse de soudure d'une part, améliorer la ductilité du métal de la soudure d'autre part. La diminution de cette ductilité semble due à l'introduction de nitrites et d'oxydes dans le métal fondu, qui proviennent de l'action de l'azote et de l'oxygène de l'air à haute température. On a donc été conduit à essayer de souder dans une atmosphère privée de ces deux gaz.

Quand un filament de tungstène est porté à l'incandescence dans le vide, la quantité d'énergie dissipée par rayonnement est proportionnelle à la puissance 4,7 de sa température absolue  $T$ . Dans un gaz tel que l'argon, l'azote ou la vapeur de mercure, à la perte par rayonnement s'ajoute une perte d'énergie par convection et conduction, qui est proportionnelle à la puissance 1,9 de  $T$ , la loi se vérifiant jusqu'à 3 660° K, température de fusion du tungstène. Dans l'hydrogène, la loi de la puissance 1,9 se vérifie jusqu'à 1 700° K, mais au delà la perte d'énergie est beaucoup plus rapide. Ainsi, entre 2 600° et 3 400° dans l'hydrogène à la pression atmosphérique, elle croît comme la puissance 5 et à la pression de 50 millimètres de mercure comme la puissance 6. L'énorme conductibilité calorifique de l'hydro-



gène aux hautes températures (à 3 400° K, elle est environ 23 fois celle de l'azote) serait due à l'emprunt d'une grande quantité d'énergie au filament qui produirait la dissociation des molécules d'hydrogène en leurs atomes, et à sa libération par la recombinaison des atomes qui ont diffusé à grande distance du filament.

On a déterminé le degré de dissociation de l'hydrogène à différentes températures, et en appelant  $x$  le rapport du nombre des molécules dissociées au nombre total des molécules préalablement existantes, on a :

T en degrés K.	$x$ .
300	$2,56 \times 10^{-34}$
1 000	$3,71 \times 10^{-9}$
2 000	$1,22 \times 10^{-3}$
2 400	$1,04 \times 10^{-2}$
2 700	$3,48 \times 10^{-2}$
3 600	0,361

Dans le but d'obtenir le spectre de Balmer de l'hydrogène non mélangé à son spectre secondaire, Wood avait utilisé un arc de 20 ampères dans de l'hydrogène humide à la pression de 0<sup>mm</sup>,5, à l'intérieur d'un tube de moyen diamètre. Il avait constaté que des pièces de tungstène placées sur le trajet de l'arc se trouvaient portées à l'incandescence, alors que des pièces de verre ou de tungstène dans les mêmes conditions ne paraissaient pas chauffées par la décharge. En desséchant l'hydrogène, le spectre de Balmer disparaissait, et le phénomène de l'échauffement du tungstène cessait.

Wood admet que l'effet de l'humidité est d'empêcher l'action catalytique des surfaces de verre sèches, qui autrement auraient ramené l'hydrogène à l'état d'hydrogène moléculaire. Quand l'hydrogène est humide, il est presque entièrement atomique, et il diffuse vers le tungstène, qui par action catalytique s'échauffe; ceci se produit même si le tungstène est placé dans une tubulure à environ 4 centimètres de la décharge. Les parois du tube s'échauffent très peu si l'hydrogène est humide et très énergiquement s'il est sec.

Mackay et Ferguson étudièrent en 1916 l'arc dans l'hydrogène à la pression atmosphérique et remarquèrent la grande chute de



tension entre électrodes et la faible section de l'arc. Un arc de 10 ampères, à courant continu, de 7 millimètres de longueur, se présente sous la forme d'une raie rouge très étroite de 9<sup>mm</sup>,5 de diamètre, le long de laquelle la chute de tension est de 150 volts par centimètre, c'est-à-dire 15 fois plus que dans l'azote ou l'argon. La conduction et la convection sont incapables d'expliquer cette dissipation d'énergie de l'ordre de 1500 watts par centimètre de longueur d'arc ; la dissociation permet d'expliquer son transport jusqu'à 3 millimètres de l'arc et sa cession aux électrodes, qui sont des pièces massives de tungstène de 15 millimètres de diamètre.

Pour utiliser ce phénomène, on se sert d'un arc entre électrodes de tungstène inclinées l'une par rapport à l'autre d'un angle convenable, de manière qu'elles viendraient en contact en un point où jaillit un courant d'hydrogène.

L'hydrogène atomique est soufflé dans une direction bien déterminée et peut être amené au contact du métal à souder. Le jet d'hydrogène sert aussi à baigner toutes les parties chauffées et à les protéger de l'action de l'oxygène et de l'azote. En courant continu, on doit disposer d'une tension de 250 volts. Le courant alternatif convient mieux, et son rendement est d'ailleurs meilleur parce que l'on peut remplacer la résistance en série avec l'arc par une réactance. Une tension de 350 à 400 volts à vide donne un bon amorçage ; la tension entre électrodes est d'environ 80 volts et reste à peu près constante, le courant variant de 20 à 70 ampères. La consommation d'hydrogène est d'environ un mètre cube par heure, et une pression de 100 grammes est suffisante. L'usure des électrodes est très faible, environ 0<sup>cm</sup>,04 pour 50 centimètres de soudure.

La température de la flamme qu'on peut déduire des chaleurs de combinaison est de 9 200° K contre 7 000° K pour la flamme oxyacétylénique et 2 700° K pour la flamme oxhydrique. Ces températures ne sont jamais atteintes, car les produits de la combustion sont en grande partie dissociés ; mais la température de la flamme d'hydrogène atomique dépasse 4000° K, tandis qu'elle est inférieure à 3 750° pour la flamme oxyacétylénique et à 3 370° pour la flamme oxhydrique. Elle peut céder de l'énergie à une surface au taux de 450 watts par centimètre carré, ce qui dépasse



d'environ 25 p. 100 la quantité d'énergie radiée par une surface de tungstène à son point de fusion (3 660° K).

### Bibliographie.

196. — MAURICE LEBLANC, L'arc électrique, 1922.  
 201. — MISS AYRTON, The Electric Arc, imprimé en 1902 par *The Electrician*, Londres.  
 206. — BLONDEL, Théorie des projecteurs électriques. *Industrie électrique*, 25 nov. et 10 déc. 1893.  
 JEAN REY, Sur la portée des projecteurs de lumière électrique, Paris, 1915.  
 207. — GUYE et ZEBRIKOFF, Sur la différence de potentiel de l'arc à courant continu entre électrodes métalliques (*Archives des sciences physiques et naturelles*, juillet 1914).  
 208. — HERBERT IVES, Minimal length arc characteristics (*Journal of the Franklin Institute*, octobre 1924).  
 209. — STEINMETZ, The Magnetite Arc lamp (*Electrical World*, 21 mars 1904).  
 M. DYOTT, L'arc à magnétite (*Electrical World*, 25 avril 1908).  
 FLEMING, Sur les lampes à magnétite (*Éclairage électrique*, 24 sept. 1904).  
 210. — GIMINGHAM et MULLARD, La lampe pointolite (*The Journal of the Institution of electrical Engineers*, 1<sup>er</sup> décembre 1915).  
 PÉCHEUX, Fonctionnement et propriétés de la lampe à arc au tungstène (*Revue générale de l'électricité*, 16 octobre 1926).  
 211. — GARBARINI, *Bulletin officiel de la Direction des Recherches scientifiques et industrielles et des inventions*, janvier 1925.  
 214. — STARK, RETCHINSKY et SHAPOSCHNIKOFF, *Drude's Annalen*, déc. 1905.  
 216. — P. WILLS, The Conduction of electricity in Mercury vapor (*Phys. Rev.*, 1904).  
 MAURICE LEBLANC, *Société française de physique*, Pâques, 1905.  
 COOPER HEWITT, *Electrical World*, 1902.  
 WEINTRAUB, *Philosophical Magazine*, 1902.  
 218. — KUCH et RETCHINSKY, Mesures faites sur l'arc au mercure, fonctionnant avec une forte pression de mercure (*Drude's Annalen*, 1906).  
 219. — WOLFKE, Nouvelle lampe à vapeur métallique (*E. T. Z.*, 5 nov. 1912).  
 BATES, *Scientific papers of the Bureau of standards*, n° 371.  
 LOWY et ABRAN, *Transac. Faraday Soc.*, vol. X, p. 103, 1914.  
 SAND, *Proc. Phys. Soc.*, London, vol. XXVI, p. 217, 1914 ; vol. XXVIII, p. 94, 1915-1916.  
 220. — E. DARMOIS et MAURICE LEBLANC, *Société internationale des électriciens*, 4<sup>er</sup> avril 1914.  
 221. — GUYE et BRON, Différence de potentiel et stabilité de l'arc alternatif entre métaux (*Archives des sciences physiques et naturelles*, mai et juin 1908).  
 GUYE et MONASCH, Recherches sur l'arc alternatif de très faible intensité entre électrodes métalliques (*Éclairage électrique*, 28 février 1903).  
 222. — BLONDEL, *La Lumière électrique*, 19 et 26 déc. 1891, 9 janvier 1892, septembre 1893 ; *C. R. A. S.*, décembre 1898 et mai 1899.  
 226. — ZEENEK, Précis de télégraphie sans fil, 1911.  
 227. — LANGMUIR, *General Electric Review*, 1926.

## CHAPITRE IV

### L'ARC REDRESSEUR DE COURANT

#### I. — EXPÉRIENCES METTANT EN ÉVIDENCE LA POSSIBILITÉ DE REDRESSER UN COURANT ALTERNATIF A L'AIDE D'UN ARC ÉLECTRIQUE.

228. **Expériences de Jamin et Maneuvrier.** — Nous avons vu que, si on fait jaillir un arc alternatif entre deux électrodes non identiques, la période d'extinction est plus longue pendant l'alternance pour laquelle l'électrode qui se maintient la plus froide est cathode. L'intensité moyenne du courant dans l'arc pendant cette alternance est plus petite, et, si on place un ampèremètre polarisé dans le circuit de l'arc, il indique qu'un courant constant en direction y circule de l'électrode froide vers l'électrode chaude. D'autre part, la différence de potentiel entre les électrodes est plus grande pendant la période d'extinction parce qu'elle est alors égale à la tension d'alimentation que lorsque l'arc est allumé. Sa valeur moyenne est plus grande pendant la même alternance et, par suite, un voltmètre polarisé indique que l'électrode froide est à un potentiel supérieur à l'électrode chaude.

Jamin et Maneuvrier avaient observé ce phénomène dès 1882 entre une pointe (électrode chaude) et une plaque de charbon, puis entre une électrode de charbon (électrode chaude) et un bain de mercure, et avaient même proposé de l'utiliser au redressement du courant alternatif. Une proposition semblable fut faite par Blondel pour l'arc charbon-cuivre et par Eichberg et Kallir pour l'arc charbon-fer.

Dans ces exemples, le redressement du courant est imparfait ;



il passe un courant important dans le sens inverse, la soupape fuit. Ainsi, dans l'expérience d'Eichberg et Kallir, on relevait les chiffres suivants :

Intensité totale dans l'arc (ampèremètre thermique) . . . . .	4,95 ampères.
Intensité du courant du fer vers le charbon (amp. polarisé)..	2,8 —
Différence de potentiel aux bornes de l'arc (volt thermique)..	104 volts.
Différence de potentiel du charbon vers le fer (volt polarisé).	31,5 —

229. **Expériences de Dunoyer et Toulon.** — Dunoyer et Toulon ont repris récemment ces expériences sur l'arc entre électrodes dyssymétriques et ont confirmé que le caractère essentiel de l'arc polarisé était l'existence d'une électrode froide qui ne peut fonctionner que comme anode.

Ils opéraient entre une électrode creuse en cuivre ou en charbon refroidie par un courant d'eau  $An$  et

une électrode en charbon  $C$ . Ces arcs polarisés sont très instables, et, pour obtenir un fonctionnement d'une certaine durée, il est nécessaire d'entretenir l'arc. On dispose à cet effet une troisième électrode (anode auxiliaire)  $Ea$ , et on fait jaillir entre elles et la cathode de l'arc principal un arc auxiliaire stable, qui n'a d'autre but que d'entretenir sur la cathode une tache cathodique qui soit une source continue d'ions (source équivalente au filament incandescent du kénotron) [fig. 112].

Il a été ainsi possible d'obtenir une intensité moyenne de courant redressé de 90 ampères sous 96 volts, soit une puissance d'environ 8 kilowatts avec une consommation de 200 à 300 watts dans l'arc d'entretien.

En observant le fonctionnement sous des tensions alternatives croissantes, on constate que le redressement est presque parfait tant qu'on n'atteint pas une tension de l'ordre de 800 volts; la tension moyenne aux bornes de l'arc se maintient de l'ordre de 20 volts. Mais à 800 volts l'arc s'allonge, le régime devient très

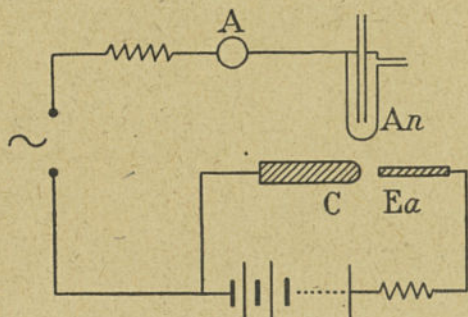


Fig. 112.



instable, la chute de tension apparente dans l'arc atteint 150 à 200 volts ; le phénomène de redressement cesse d'être parfait.

On peut redresser un courant alternatif polyphasé en disposant autour d'une cathode centrale entretenue un nombre d'anodes refroidies égal au nombre des phases du courant à redresser.

## II. — TUNGAR. — RECTIGON

230. **Choix du gaz et de sa pression.** — Le kénotron que nous avons décrit ne peut être utilisé au redressement des courants alternatifs de basse tension à cause de la chute de tension de plusieurs centaines de volts entre ses électrodes. Cette chute de tension est due à la charge négative de l'espace rempli d'électrons, qui tendent à refouler dans le filament ceux qui cherchent à s'en échapper. Si on introduit dans l'ampoule quelques traces de gaz, dont les atomes peuvent être ionisés par choc, la présence des ions positifs réduit énormément la charge d'espace et, par suite, diminue la chute de tension nécessaire pour faire passer un courant donné. Ces traces de gaz peuvent malheureusement agir sur l'émission du filament ; l'oxygène la réduit considérablement ; mais des gaz rares tels que l'argon ne semblent pas avoir d'influence.

Quand la pression est peu élevée, les ions positifs acquièrent une grande vitesse et abordent le filament avec une grande force vive et la détruisent rapidement.

À plus haute pression, depuis 50 baryes jusqu'à quelques millimètres, la vitesse des ions a diminué, mais leur nombre a augmenté, de sorte que la destruction du filament est encore plus rapide. En outre, la présence de certaines impuretés susceptibles de former avec la cathode des composés volatils joue un rôle important. Néanmoins, l'expérience montre qu'une atmosphère d'argon d'une pression de 3 à 8 centimètres permet d'obtenir une durée de filament d'environ huit cents heures.

231. **Description.** — On a pu réaliser ainsi, sous le nom de *tungar* et de *rectigon*, des redresseurs pour basse tension dans lesquels la chute de tension varie de 4 à 8 volts, l'énergie consommée pour le chauffage du filament étant d'environ 40 watts (fig. 113).



La cathode est en tungstène ou en graphite. Comme nous l'avons dit, la présence d'impuretés même en très petite quantité peut augmenter la vitesse de désintégration du filament ; on introduit dans l'ampoule certaines substances susceptibles de les absorber au fur et à mesure de leur dégagement. On utilise généralement le calcium sous forme d'une bague qui entoure l'anode ; les parois de l'ampoule sont alors recouvertes d'un dépôt gris, qui n'est pas l'indice d'un mauvais état de l'ampoule.

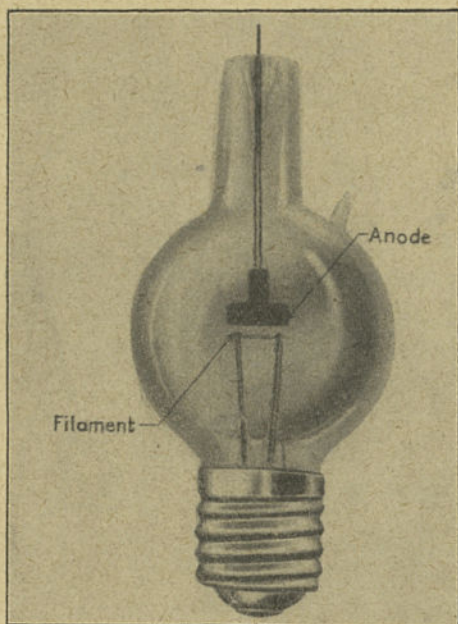


Fig. 113.

Pour prolonger la vie de l'ampoule, on peut la munir d'une seconde cathode constituée pour une tige de tungstène, étranglée au voisinage de son extrémité en forme de goutte ; le filament ne sert plus que pour l'amorçage. L'extrémité de la deuxième cathode est portée à l'incandescence par le choc des ions positifs, son refroidissement étant réduit par son étranglement. Cette deuxième cathode fonctionne d'abord comme anode par rapport au filament, jusqu'à ce qu'elle soit portée à une température suffisante pour émettre des électrons ; le circuit du filament est alors supprimé. D'ailleurs, quand le gaz est absolument pur, le filament peut servir à la fois sans inconvénient comme cathode d'allumage et comme cathode de fonctionnement. Si la pureté du gaz est insuffisante, au contraire, l'arc tend à se localiser sur certaines spires du filament qui sont rapidement détruites. L'économie qui résulte de la suppression du courant de chauffage est compensée par l'augmentation de la chute de tension nécessitée par une plus difficile extraction des électrons du filament,



En outre, si le courant tombe au-dessous d'une certaine valeur, l'appareil risque de se désamorcer, de sorte qu'on juge en pratique plus simple de conserver le chauffage du filament.

Ces appareils ne possèdent, en général, qu'une anode et ne redressent qu'une alternance du courant alternatif; il en résulte que leur facteur de puissance est très bas, de l'ordre de 0,5. Cela n'a, le plus souvent, que peu d'inconvénients, car il s'agit d'appareils de petite puissance. S'il est nécessaire, on peut soit utiliser un redresseur à une cathode et à deux anodes, soit placer deux appareils monoanodiques en parallèle, chacun redressant une alternance différente du courant alternatif; on atteint alors des facteurs de puissance de l'ordre de 0,8.

### III. — LE REDRESSEUR A VAPEUR DE MERCURE.

232. **Redresseur monoanodique.** — Le redresseur à vapeur de mercure est un redresseur à cathode entretenue à l'incandescence. Considérons, par exemple, le redresseur monoanodique représenté sur la figure 114. C est

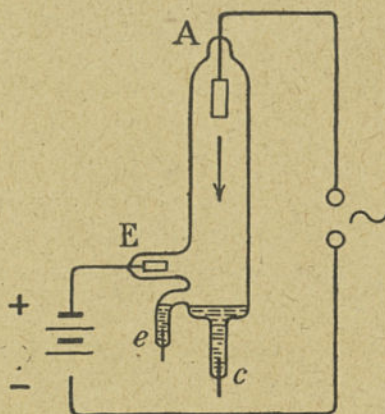


Fig. 114. — Redresseur à mercure monoanodique.

la cathode en mercure, A l'anode principale, E une anode auxiliaire. Entre C et E, on établit un arc continu constant, dit arc d'entretien ou d'excitation, qui crée sur le mercure une tache cathodique, source permanente d'électrons. Cet arc auxiliaire peut être amorcé en inclinant le redresseur et amenant l'électrode E au contact du mercure.

Si l'électrode E est trop loin du mercure, on amorce l'arc à l'aide d'une seconde anode auxiliaire *e*, située au voisinage immédiat du mercure et qui est ensuite mise hors circuit.

Si on relie les électrodes A et C aux bornes d'une distribution alternative, le redresseur n'est traversé par le courant que pendant les alternances, pour lesquelles C peut jouer le rôle de cathode,



Pendant l'alternance inverse, il ne passe qu'un courant très faible d'une fraction de milliampère; le redressement est presque parfait.

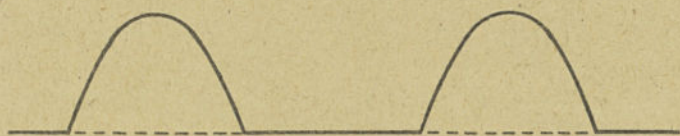


Fig. 115.

La chute de tension, qui dépend de l'écartement des électrodes et de l'intensité, n'est que de 15 à 25 volts. Pendant l'alternance inverse, le redresseur, si la pression de vapeur n'est pas trop élevée, peut supporter une tension de plusieurs centaines ou plusieurs milliers de volts entre ses électrodes, sans qu'il se produise une décharge.

Le courant redressé a la forme représentée sur la figure 115.

Si on supprime l'arc d'entretien, le redresseur se désamorce instantanément.

233. **Redresseur bianodique.** — Pour redresser les deux alternances du courant, on place deux soupapes avec une cathode commune dans un même récipient. Le montage est celui de la figure 116.

Les deux anodes sont réunies aux extrémités du secondaire d'un transformateur, dont le milieu constitue le point neutre de la distribution à courant continu.

Le courant redressé a la forme de la figure 117.

Si on place une self S dans le circuit continu, où elle jouera

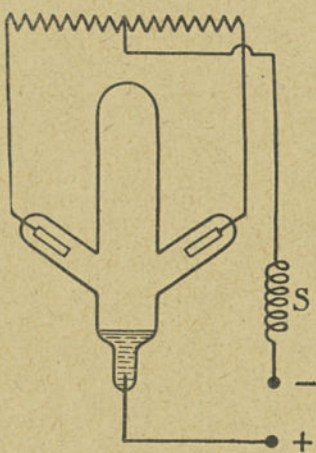


Fig. 116.—Redresseur à mercure bianodique.

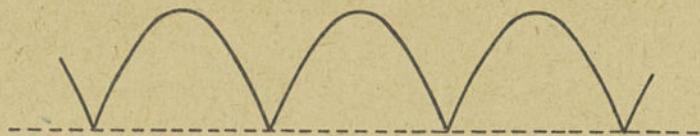


Fig. 117.

en quelque sorte le rôle d'un volant, la durée d'allumage de chacune des anodes dépasse une demi-période, et, pendant un certain

temps, elles fonctionnent toutes deux simultanément. Le courant dans la cathode ne s'annule plus, et on peut supprimer l'arc d'entretien sans que le redresseur se désamorce.

Le courant redressé est d'autant moins ondulé que la self S est plus puissante.

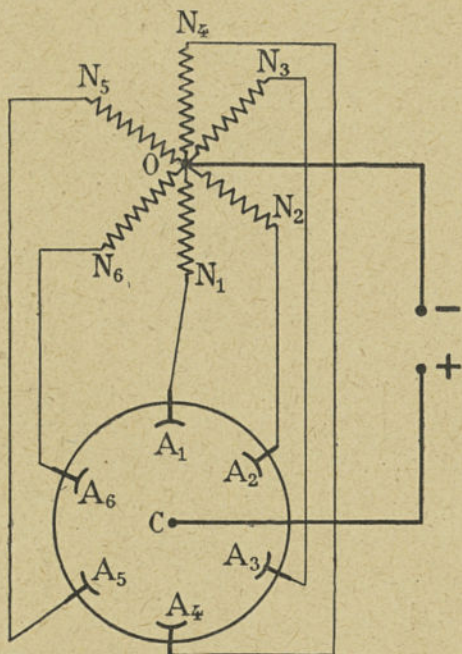


Fig. 118. — Redresseur à mercure polyanodique.

234. **Redresseur polyanodique.** — A mesure que le nombre des phases du courant à redresser augmente, l'ondulation relative du courant continu diminue. Chacune des anodes A du redresseur est réunie à l'extrémité d'une phase N du secondaire en étoile d'un transformateur ; le point neutre de l'étoile O est le pôle négatif de la distribution continue ; la cathode C de l'ampoule, le pôle positif (fig. 118).

On utilise généralement un redresseur hexaphasé, les six anodes appartenant

à une même ampoule ou à deux ampoules à trois anodes fonctionnant en parallèle.

Une seule anode fonctionne à la fois, celle dont la tension est momentanément supérieure à celle de toutes

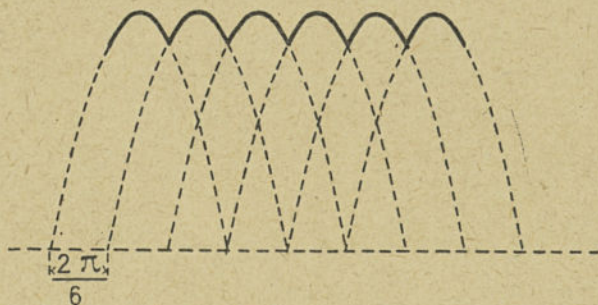


Fig. 119.

les autres. Si on suppose qu'une nouvelle anode s'allume dès que



sa tension par rapport à la cathode devient égale à celle de l'anode déjà en débit, c'est-à-dire égale à la chute de tension dans l'arc, la tension redressée (différence de potentiel aux bornes du circuit d'utilisation continue  $E_c$ , augmentée de la chute de tension  $\epsilon$  dans l'arc) peut être représentée par une succession de sommets de sinusoides (fig. 119).

On admet ainsi implicitement que la différence de tension nécessaire pour déterminer l'amorçage de la nouvelle anode (tension d'amorçage) n'est pas supérieure à la différence de tension entre électrodes en régime. Or, nous avons vu, en étudiant l'arc à courant alternatif entre électrodes en charbon ou en mercure, que cette tension d'amorçage est en général supérieure à la tension de régime. Il peut en être ainsi dans le cas du redresseur à

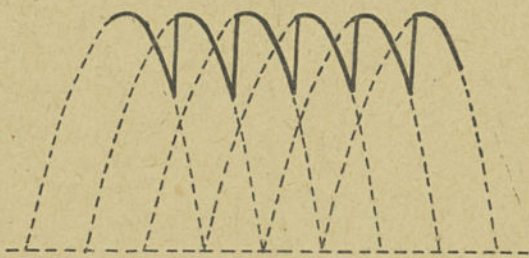


Fig. 120.

mercure, si les bras d'anodes sont longs et étroits (cas des ampoules pour production des hautes tensions continues); la tension redressée est alors représentée par la courbe de la figure 120. L'ondulation de la tension redressée s'en trouve augmentée; on s'efforcera d'éviter ce défaut en donnant aux bras d'anodes d'ampoules des formes convenables.

235. **Relation entre la tension moyenne redressée à vide et la tension alternative secondaire entre neutre et phase.** — La tension du courant redressé  $V = E_c + \epsilon$  est à chaque instant égale à la différence de potentiel entre le point neutre et l'extrémité de la phase qui débite. Chaque anode débite, à tour de rôle, pendant un temps  $\frac{T}{n}$  ( $T$  période du courant alternatif d'alimentation,  $n$  nombre des anodes).

Un voltmètre à courant continu aux bornes du circuit d'utilisation mesurera la valeur moyenne de la tension de phase pendant cet intervalle  $\frac{T}{n}$ , diminuée de la chute de tension dans l'arc.

On aura donc :

$$V = E_c + \varepsilon = \frac{n}{2\pi} \int_{\pi - \frac{\pi}{n}}^{\pi + \frac{\pi}{n}} V_M \cos \alpha \, d\alpha,$$

d'où :

$$E_c + \varepsilon = \frac{n}{\pi} V_a \sqrt{2} \sin \frac{\pi}{n}.$$

Appliquons cette formule aux cas usuels pour lesquels :  
 $n = 2, 3, 4, 6, 12$  :

$$n = 2 \quad V_a = \frac{E_c + \varepsilon}{0,932} = 1,07 (E_c + \varepsilon);$$

$$n = 3 \quad V_a = \frac{E_c + \varepsilon}{1,169} = 0,85 (E_c + \varepsilon);$$

$$n = 4 \quad V_a = \frac{E_c + \varepsilon}{1,273} = 0,785 (E_c + \varepsilon);$$

$$n = 6 \quad V_a = \frac{E_c + \varepsilon}{1,35} = 0,74 (E_c + \varepsilon);$$

$$n = 12 \quad V_a = \frac{E_c + \varepsilon}{1,4} = 0,715 (E_c + \varepsilon).$$

$\varepsilon$  varie de 15 à 25 V, suivant la dimension du redresseur. Ces formules ne s'appliquent qu'à vide. En charge, les selfs de fuite du secondaire du transformateur et l'influence de bobines de self, placées dans le circuit des anodes ou de la cathode, obligent à les modifier, comme nous le verrons plus loin.

### 236. Décomposition de la tension redressée en série de Fourier.

— Comme toute fonction périodique la tension redressée ( $E_r + \varepsilon$ ) peut être décomposée en une somme de fonctions sinusoidales, dont la fréquence est un multiple entier de celle de la fonction considérée. La tension redressée est une fonction de fréquence fondamentale  $nf$ , si  $f$  est la fréquence du courant alternatif initial.

Proposons-nous de le mettre sous la forme :

$$(E_r + \varepsilon) = y = A_0 + A_1 \sin \omega t + A_2 \sin 2 \omega t + \dots + A_p \sin p \omega t \\ + B_1 \cos \omega t + B_2 \cos 2 \omega t + \dots + B_p \cos p \omega t.$$

Or, l'on sait que l'on a d'une façon générale :



$$A_p = \frac{2}{T} \int_0^T y \sin p \omega t dt ; \quad (1)$$

$$B_p = \frac{2}{T} \int_0^T y \cos p \omega t dt ; \quad (2)$$

$$A_0 = \frac{1}{T} \int_0^T y dt, \quad (3)$$

où  $\omega$  représente la pulsation correspondant à la fréquence  $nf$ .

Comme au paragraphe précédent, la fonction à développer  $y$  peut être représentée par :

$$y = V_M \cos \alpha \text{ de } \pi - \frac{\pi}{n} \text{ à } \pi + \frac{\pi}{n},$$

ou par :

$$y = V_M \cos \frac{\omega}{n} t \text{ de } -\frac{T}{2} \text{ à } +\frac{T}{2}.$$

( $T$  et  $\omega$  correspondent à la fréquence  $nf$ .)

Portant ces valeurs dans les équations (3), (2) et (1), on en tire :

$$A_0 = \frac{1}{T} \int_{-\frac{T}{2}}^{+\frac{T}{2}} V_M \cos \frac{\omega}{n} t dt = \frac{n}{\pi} V_M \sin \frac{\pi}{n}.$$

Nous retrouvons pour  $A_0$  la valeur trouvée au paragraphe précédent comme valeur moyenne redressée, résultat d'ailleurs évident.

La relation (2) s'écrit :

$$B_p = \frac{2}{T} \int_{-\frac{T}{2}}^{+\frac{T}{2}} V_M \cos \frac{\omega t}{n} \cos p \omega t dt,$$

$$B_p = \frac{2 V_M}{T} \int_{-\frac{T}{2}}^{+\frac{T}{2}} \frac{1}{2} \frac{\cos \left( p + \frac{1}{n} \right) \omega t dt}{p + \frac{1}{n}} + \frac{1}{2} \frac{\cos \left( p - \frac{1}{n} \right) \omega t dt}{p - \frac{1}{n}}$$

$$= \frac{-2 V_M}{p^2 n^2 - 1} \frac{n}{p} \cos p \pi \sin \frac{\pi}{n}.$$

On a finalement ;

$$p \text{ impair} \quad B_p = \frac{2}{p^2 n^2 - 1} \frac{V_M}{\pi} n \sin \frac{\pi}{n};$$

$$p \text{ pair} \quad B_p = \frac{-2}{p^2 n^2 - 1} \frac{V_M}{\pi} n \sin \frac{\pi}{n}.$$

Par la même méthode, on trouve  $A_p = 0$ , ce qui peut être d'ailleurs prévu *a priori*.

On peut donc écrire :

$$E_r + \varepsilon = \frac{V_M n}{\pi} \sin \frac{\pi}{n} \left[ 1 - (-1)^p \times 2 \sum_{p=1}^{p-\infty} \frac{\cos np \omega t}{p^2 n^2 - 1} \right].$$

Nous appellerons ondulation de l'harmonique de rang  $p$  le rapport  $\frac{B_p}{A_0}$ ; il est égal à  $-\frac{(-1)^p \times 2}{p^2 n^2 - 1}$ .

Appliquons ce développement aux cas usuels, pour lesquels  $n = 2, 3, 4, 6$  ou  $12$  :

$$\begin{aligned} n = 2 \quad E_r + \varepsilon &= V_M (0,637 - 0,424 \cos 2 \omega t + 0,0848 \cos 4 \omega t - 0,0364 \cos 6 \omega t + \dots) \\ n = 3 \quad &= V_M (0,827 - 0,207 \cos 3 \omega t + 0,0472 \cos 6 \omega t - 0,0207 \cos 9 \omega t + \dots) \\ &= 4 \quad = V_M (0,90 - 0,12 \cos 4 \omega t + 0,0185 \cos 8 \omega t - 0,0126 \cos 12 \omega t + \dots) \\ &= 6 \quad = V_M (0,955 - 0,0546 \cos 6 \omega t + 0,01335 \cos 12 \omega t - 0,0059 \cos 18 \omega t + \dots) \\ &= 12 \quad = V_M (0,989 - 0,014 \cos 12 \omega t + 0,0034 \cos 24 \omega t + 0,0015 \cos 36 \omega t + \dots) \end{aligned}$$

Ce qui peut s'écrire en mettant en évidence la tension moyenne continue  $E_c$  :

$$\begin{aligned} n = 2 \quad E_r + \varepsilon &= (E_c + \varepsilon) (1 - 0,665 \cos 2 \omega t + 0,133 \cos 4 \omega t - \dots) \\ n = 3 \quad &= (E_c + \varepsilon) (1 - 0,25 \cos 3 \omega t + 0,057 \cos 6 \omega t - \dots) \\ &= 4 \quad = (E_c + \varepsilon) (1 - 0,13 \cos 4 \omega t + 0,02 \cos 8 \omega t - \dots) \\ &= 6 \quad = (E_c + \varepsilon) (1 - 0,057 \cos 6 \omega t + 0,0014 \cos 12 \omega t - \dots) \\ &= 12 \quad = (E_c + \varepsilon) (1 - 0,014 \cos 12 \omega t + 0,0034 \cos 24 \omega t - \dots) \end{aligned}$$

Un voltmètre à courant continu mesurera  $A_0$ .

Un voltmètre à courant alternatif mesurera la valeur efficace du courant redressé, soit :

$$\sqrt{A_0^2 + B_1^2 + B_2^2 + \dots + B_p^2}$$

Ces deux quantités sont dans le rapport de 1 à 1,22 pour  $n = 2$ ; de 1 à 1,035 pour  $n = 3$ . Pour les valeurs de  $n$  plus élevées, la diffé-



rence entre les deux lectures est de l'ordre de la précision des appareils de mesure industriels.

237. **Self de cathode.** — En courant monophasé et triphasé, l'ondulation du courant redressé est trop grande pour les usages industriels. On l'atténue en plaçant dans le circuit de la cathode une bobine de self, qui agit d'une manière analogue à celle d'un volant sur un mouvement alternatif en mécanique. On démontre que, si on s'impose une limite supérieure de l'oscillation, on doit utiliser une self de réactance  $\omega \lambda$  telle que :

$$\omega \lambda I_c^2 = a E_c I_c,$$

où  $E_c$  et  $I_c$  sont respectivement la tension et le courant continu et ont une constante que l'on prend généralement comme égale à 1,5 en monophasé et 0,5 en triphasé.

En hexaphasé, l'ondulation du courant est assez faible pour que l'emploi d'une self de cathode soit considéré comme superflu.

On n'a recours à un montage dodécaphasé que dans des cas très particuliers, comme par exemple pour les redresseurs destinés à l'alimentation des circuits de plaque des lampes d'émission en T. S. F. Il y a lieu de remarquer qu'on ne retire, au point de vue de l'ondulation du courant, tout le bénéfice de la complication de ce montage que si le réseau d'alimentation remplit certaines conditions. Il faut que les tensions de phase du réseau soient bien équilibrées, sinon il s'introduit dans la tension redressée une nouvelle harmonique de fréquence triple de la fréquence fondamentale du réseau d'alimentation. Enfin, si la forme de la courbe de la tension d'alimentation est plus pointue qu'une sinusoïde, ce qui est un cas très fréquent, l'ondulation du courant redressé s'en trouve très augmentée.

La self de cathode agit en retardant l'extinction de chaque anode au delà du moment où l'anode suivante commence à débiter ; l'angle de phase qui correspond à cette période de débit simultané est appelé *angle de recouvrement*.

238. **Courant anodique.** — Les  $n$  anodes débitant pendant une durée égale le courant moyen  $I_{a_m}$  qui traverse chacune d'elles est égal à  $\frac{I_c}{n}$ .



La valeur efficace  $I_{ae}$  du même courant est :

$$I_{ae} = \frac{I_{ce}}{\sqrt{n}},$$

où  $I_{ce}$  est la valeur efficace du courant redressé.

Comme en pratique  $I_c$  et  $I_{ce}$  sont presque égaux, on a :

$$I_{am} = \frac{I_{ae}}{\sqrt{n}}.$$

Cette relation a une signification importante.

La puissance continue est proportionnelle à  $I_c$  et, par conséquent, à  $I_{am}$  ; mais la puissance du secondaire du transformateur, qui alimente le redresseur, est proportionnelle à  $I_{ae}$ . Il en résulte que la puissance du secondaire est plus grande que la puissance continue, et d'autant plus que  $n$  est plus grand.

239. **Mise en parallèle des redresseurs.** — La puissance maximum unitaire d'un redresseur est fréquemment inférieure à la puissance totale que l'on désire obtenir, principalement dans le cas des appareils à ampoules de verre ; on doit alors en faire fonctionner plusieurs en parallèle.

La chute de tension aux bornes des arcs électriques décroît quand l'intensité qui les traverse augmente ; il en résulte qu'ils ne peuvent, sans dispositions spéciales, fonctionner en parallèle, l'un d'eux ne tardant pas à prendre tout le débit aux dépens des autres. On doit placer en série avec chacun d'eux un organe accessoire dans lequel la chute de tension augmente avec le courant ; on utilise généralement des bobines de self placées dans les circuits d'anodes ; il suffit que la chute de tension dans celles-ci soit d'une dizaine de volts à pleine charge. Si les redresseurs en parallèle sont alimentés par des transformateurs séparés, les fuites magnétiques de ces derniers agissent comme selfs d'anodes et rendent celles-ci inutiles. Enfin, on peut utiliser deux secondaires distincts d'un même transformateur.

C'est en particulier ce montage dit *double hexaphasé* qui est utilisé par la Société Brown Boveri, pour l'alimentation de ses redresseurs à 12 anodes, fonctionnant deux par deux en phase.



## 240. Transformateur d'alimentation. Facteur de puissance.

**Chute de tension.** — Les phases du secondaire du transformateur débitent sur le redresseur proprement dit des courants qui ne sont pas sinusoïdaux; on devra donc définir un facteur de puissance secondaire  $K_2$ , rapport de la puissance réelle par phase à la puissance apparente réelle correspondante.

On peut obtenir les valeurs instantanées des courants primaires, connaissant les valeurs instantanées des courants secondaires, en tenant compte des ampères-tours magnétisants. Les courants primaires obtenus ne sont pas sinusoïdaux, et on doit aussi définir un facteur de puissance primaire  $K_1$ , le seul important pour l'exploitant.

En supposant une inductance infinie dans le circuit continu, ce qui donne des résultats voisins de ceux de la pratique, on trouve pour  $K_1$  et  $K_2$  les valeurs suivantes :

	MONOPHASÉ.	TRIPHASÉ.	TÉTRAPHASÉ.	HEXAPHASÉ.
$K_1$	0,902	0,828	0,90	0,956
$K_2$	0,636	0,659	0,636	0,550

Ces valeurs ne tiennent pas compte du courant à vide du transformateur, qui entraîne une diminution d'environ 4 à 5 p. 100 des valeurs théoriques. Dans le cas d'un redresseur hexaphasé dont le primaire du transformateur est monté en triangle et le secondaire en étoile, on peut ainsi compter en pratique sur un facteur de puissance de 0,93 à 0,90. Nous verrons un peu plus loin comment des montages spéciaux permettent de l'améliorer.

La puissance apparente  $P$  du transformateur dépasse la puissance continue  $P_c$ . En y comprenant la puissance dépensée dans l'arc, on a :

$$P_c = \frac{1}{2} (K_1 + K_2) P.$$

Dans le cas du redresseur hexaphasé :

$$P = 1,33 P_c.$$

On démontre que la chute de tension d'un redresseur due à l'influence de son transformateur d'alimentation est plus grande que la chute de tension que donne ce transformateur en débit sinusoïdal et que, par suite, la construction des transformateurs destinée à l'alimentation des redresseurs demande des soins particuliers.

En assimilant le transformateur imparfait à un transformateur parfait ayant en série une résistance  $R_2$  et une réactance  $\omega N_2$ , et en appelant  $I_2$  le courant de phase et  $U_2$  la tension de phase efficace secondaire, on démontre que la chute de tension relative continue  $\frac{\Delta U_c}{U_c}$  est égale :

$$\text{Monophasé : } \frac{\Delta U_c}{U_c} = 1,84 \frac{R_2 I_2}{U_2} + 0,584 \omega \frac{N_2 I_2}{U_2}.$$

$$\text{Triphasé : } \frac{\Delta U_c}{U_c} = 1,62 \frac{R_2 I_2}{U_2} + 0,78 \omega \frac{N_2 I_2}{U_2}.$$

$$\text{Tétraphasé : } \frac{\Delta U_c}{U_c} = 1,84 \frac{R_2 I_2}{U_2} + 1,17 \omega \frac{N_2 I_2}{U_2}.$$

$$\text{Hexaphasé : } \frac{\Delta U_c}{U_c} = 2,3 \frac{R_2 I_2}{U_2} + 2,2 \omega \frac{N_2 I_2}{U_2}.$$

Par exemple, pour un transformateur de construction normale donnant en débit sinusoïdal, une chute de tension de 2 p. 100 pour  $\cos \varphi = 1$  et 3,7 p. 100 pour  $\cos \varphi = 0,8$  on a :

$$\frac{R_2 I_2}{U_2} = 2 \text{ p. } 100 \quad \frac{\omega N_2 I_2}{U_2} = 3,5 \text{ p. } 100.$$

Ce transformateur utilisé à l'alimentation d'un redresseur donnerait :

$$\frac{\Delta U_c}{U_c} = 5,7 \text{ p. } 100 \text{ en monophasé.}$$

6 p. 100 en triphasé.

7,8 p. 100 en tétraphasé.

12,3 p. 100 en hexaphasé.

Cette chute de tension, sensiblement proportionnelle au débit de l'appareil et dont l'importance va en croissant avec le nombre



de phases du redresseur, est extrêmement gênante en pratique ; on s'est efforcé de l'éviter par différents artifices.

241. **Bobine d'absorption.** — Un premier procédé pour diminuer cette chute de tension consiste à décomposer l'enroulement secondaire hexaphasé du transformateur d'alimentation en deux moitiés triphasées et de réunir les deux points neutres par une bobine spéciale dite *bobine d'absorption*, comme il est représenté sur la figure 121. Cette bobine comprend une carcasse de transformateur monophasé, sur chacune des colonnes de laquelle se trouve un enroulement placé dans le circuit d'un des points neutres.

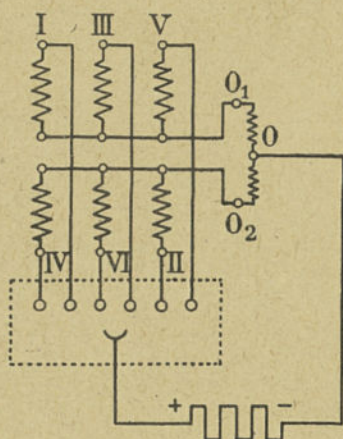


Fig. 121.

Nous avons vu que le courant ne passait pas brusquement d'une anode à la suivante, pendant une certaine période dite *d'empiètement*, qui se mesure en degrés ; les deux anodes débitent en parallèle proportionnellement à leurs tensions respectives. La tension diminuant dans l'une et augmentant dans l'autre, la charge passe graduellement de la première à la seconde anode.

Pendant cette période, la tension d'anode est égale à la moyenne arithmétique des tensions instantanées dans les deux phases en débit simultané. Il en résulte une chute de tension continue  $\Delta U$ , telle que :

$$\Delta U_c = \omega N_2 \frac{I_c}{t},$$

où  $\omega N_2$  est l'inductance de fuite par phase ;

$t$ , la durée de débit d'une anode, égale à  $\frac{2\pi}{n}$  quand il n'y a pas d'empiètement ;

$I_c$  l'intensité du courant continu, qui est également la valeur maximum du courant d'anode.

La chute de tension dans l'arc étant sensiblement indépendante du débit, les deux anodes en débit simultané se trouvent au même

potentiel par rapport à la cathode. On peut, en conséquence, les considérer comme en court-circuit pendant la période d'empiètement, et il devient possible de représenter le passage de la charge d'une anode à l'autre par l'introduction d'un courant de court-circuit du transformateur qui prendrait naissance au moment de

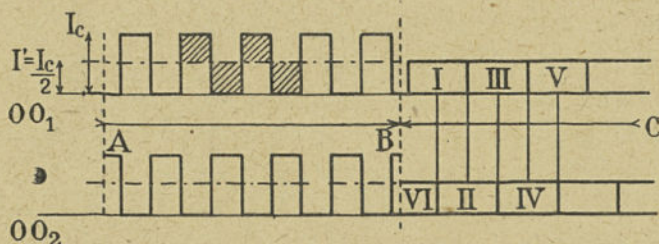


Fig. 122. — Schéma de la variation du courant circulant dans les conducteurs  $00_1$  et  $00_2$  de liaison des deux points neutres.

De A à B, fonctionnement sans bobine d'absorption; B à C, fonctionnement avec bobine d'absorption.

l'empiètement et circulerait de la phase à tension croissante à la phase précédente, où la tension décroît.

Si l'on parvenait à prolonger l'empiètement d'une quantité suffisante pour que non seulement deux, mais encore trois anodes puissent débiter en même temps, la valeur de  $I_c$  qu'il faudrait introduire dans l'équation qui donne  $\Delta U_c$  serait plus petite et  $\Delta U_c$  aussi; c'est ce que permet de réaliser la bobine d'absorption.

Si l'on se reporte à la figure 121, on voit que le courant redressé circulera tantôt dans la branche  $00_1$ , tantôt dans la branche  $00_2$ . Il peut être considéré comme la résultante de deux courants fictifs; l'un continu  $I'_c = \frac{I_c}{2}$ , l'autre alternatif, d'amplitude égale aussi à  $\frac{I_c}{2}$ . Ce courant alternatif ne participe nullement au débit du redresseur; il ne circule qu'entre le point O et les anodes en passant par le transformateur (Voy. fig. 122).

L'insertion de la bobine d'absorption entre  $O_1$  et  $O_1$  réduit notablement ce courant alternatif formé d'harmoniques de rang 3 et multiple de 3 par rapport au courant fondamental du réseau (elle absorbe ces harmoniques). La partie de courant non



arrêtée par la bobine et qui sert à la magnétiser est négligeable vis-à-vis de la composante continue, qui seule pratiquement subsiste.

Le courant maximum d'anode se trouve réduit de moitié ; la durée du débit de chaque anode est doublée ; pour ces deux raisons,  $\Delta U_c$  est quatre fois plus faible que lorsqu'il n'y a pas de bobine.

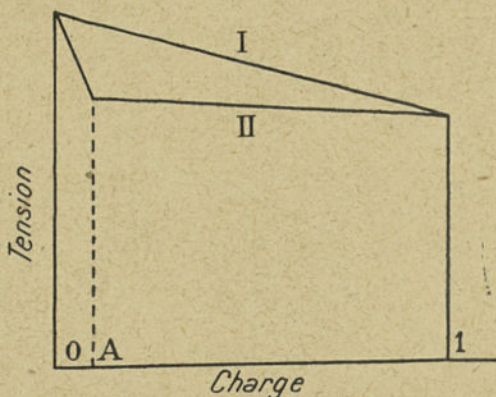


Fig. 123. — Caractéristique d'un redresseur muni d'une bobine d'absorption.

L'empîement croît avec la charge jusqu'à une certaine valeur  $I_{cg}$  dite *intensité critique* ; la tension correspondante  $E_{cg}$  est dite *tension critique* ; elle est égale à  $\frac{\sqrt{3}}{2}$  de la tension redressée à vide.

L'intensité critique est choisie généralement égale à 2 p. 100 du courant de pleine charge ; elle est liée à la dimension de la bobine d'absorption par la relation :

$$I_{cg} = \frac{V_a \cdot \sqrt{2} (2 - \sqrt{3})}{\omega L} = 0,38 \frac{V_a}{\omega L},$$

où  $V_a$  est la valeur efficace de la tension de phase au secondaire du transformateur et  $\omega L$  l'inductance propre de la bobine. La chute de tension dans la bobine est  $0,47 V_a$  et sa puissance apparente  $0,235$  de la puissance continue ; elle est absorbée sous une fréquence triple de celle du réseau d'alimentation.

La caractéristique externe du groupe redresseur transformateur a alors l'allure de la courbe II de la figure 123. Entre la charge critique et la pleine charge, la chute de tension est faible et ne dépasse pas 4 à 5 p. 100.

242. **Couplage en polygone. Couplage en fourche.** — Certains modes de couplage des enroulements secondaires du transformateur

permettent de diminuer la chute de tension continue sans avoir recours à la bobine d'absorption. Nous citerons le *couplage en polygone* (fig. 124), avec lequel on obtient une réactance de court-circuit entre deux sommets voisins (extrémités de deux phases consécutives) trois fois moindre qu'avec le couplage triangle-

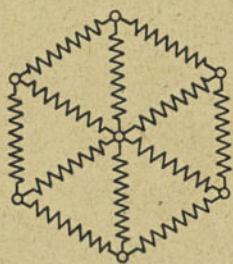
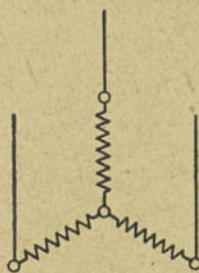
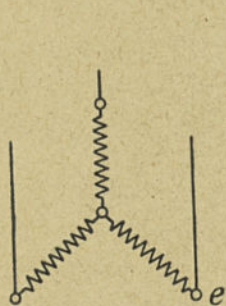


Fig. 124. — Couplage du secondaire du transformateur en polygone.

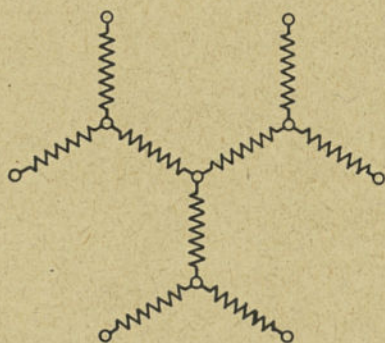


Fig. 125. Couplage en fourches du secondaire du transformateur.

étoile, tout en réduisant de 10 p. 100 la puissance apparente du transformateur.

Le couplage en fourches (fig. 125) permet également de réaliser une faible chute de tension en charge, mais exige une quantité de cuivre tout aussi élevée que le couplage triangle-étoile.

**243. Limites du redressement. Allumages en retour.** — Si on demande à un redresseur d'une certaine dimension de redresser pour un courant de valeur donnée, des tensions de plus en plus élevées il arrive un moment où l'on atteint la limite de la capacité de redressement de l'appareil ; il se produit alors un arc en retour soit entre une anode normale, jouant alors



le rôle de cathode et le mercure, soit entre deux anodes.

Les causes qui facilitent ces arcs en retour sont multiples :

a. Température trop élevée des anodes leur permettant d'émettre en abondance des électrons ;

b. Pression trop élevée de la vapeur de mercure ;

c. Présence de gaz étrangers au voisinage des anodes ;

d. Chute de gouttelettes de mercure condensé sur les anodes ;

e. Action des rayons ultra-

violets émis par l'arc sur les anodes, lorsqu'elles sont portées à un potentiel négatif, pouvant donner lieu à une émission d'électrons.

Parmi ces causes, la plus importante est l'élévation de pression provenant d'une surcharge de l'ampoule. Pour chaque débit, il y a une tension du courant redressé qu'on ne doit pas dépasser si on ne veut pas risquer un allumage en retour. Si on trace une courbe I donnant cette tension limite pour chaque valeur du débit (fig. 126), on divise le plan en deux régions, l'une correspondant aux régimes offrant toute sécurité, l'autre à des régimes pour lesquels des accidents sont possibles. Si, pour chaque débit, on calcule la puissance correspondant à la tension limite, on obtient la courbe II.

La puissance correspondant au point A est la puissance maxima qu'on puisse retirer du redresseur.

244. **Chute de tension dans l'arc. Rendement. Refroidissement artificiel.** — La chaleur dégagée dans l'arc est proportionnelle au produit du courant débité par la chute de tension moyenne dans l'appareil. L'expérience montre que cette chute de tension est sensiblement constante, indépendante du débit. Elle est la somme de trois chutes de tension partielles : la chute cathodique pratiquement constante, la chute de tension dans l'arc qui diminue avec l'intensité et la chute de tension anodique qui

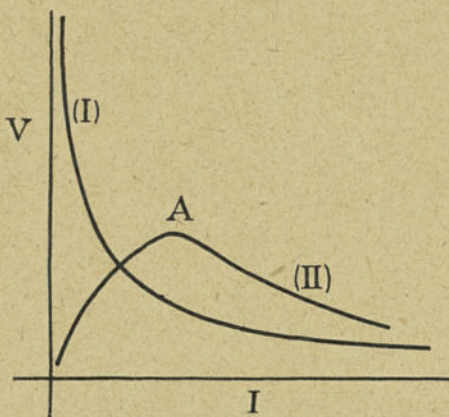


Fig. 126.



croît avec le débit par suite de l'élévation de température de l'électrode.

Cette chute de tension dans l'arc ne peut être exactement déterminée que par un relevé oscillographique; mais on se contente ordinairement de la considérer comme le quotient de la puissance consommée dans l'arc mesurée au wattmètre par le courant moyen qui traverse l'appareil.

La constance de cette chute de tension entraîne deux conséquences importantes: 1<sup>o</sup> le rendement du redresseur proprement dit est indépendant de la charge; 2<sup>o</sup> il croît en même temps que la tension du courant redressé.

La pression de vapeur intérieure dépend, d'une part, de la quantité de chaleur dégagée; d'autre part, de la superficie des surfaces de condensation offertes à la vapeur de mercure et de leurs conditions de refroidissement.

On peut diminuer cette pression et, par suite, augmenter la puissance qui peut être tirée du redresseur en le soumettant à un refroidissement artificiel. En le plaçant dans le courant d'air d'un ventilateur, on double la puissance qu'on en peut tirer.

On a essayé d'augmenter encore cette puissance en plaçant l'ampoule de redresseur dans l'huile, et on a réussi à la doubler encore; mais il s'introduit d'autres difficultés qui ont empêché ce procédé d'être appliqué industriellement.

**245. Description des redresseurs à ampoule de verre.** — Les redresseurs sont construits en verre pyrex, et l'entrée du courant s'y fait par l'intermédiaire de barreaux de tungstène soudés dans le verre. Ils sont construits à deux, trois ou six anodes principales en graphite. Ils comportent, en outre, deux anodes auxiliaires utilisées pour un circuit auxiliaire destiné à maintenir la tache cathodique lorsque le débit s'annule dans le circuit principal; en outre, une troisième anode auxiliaire est utilisée pour l'amorçage.

Ils ont la forme générale représentée sur la figure 127; la chambre de condensation est conique, de manière à offrir la plus grande surface possible à l'action du ventilateur.

Les plus grands modèles d'ampoules actuellement construits peuvent avec refroidissement artificiel débiter 400 ampères sous



220 volts, soit 88 kilowatts; à 500 volts on peut en obtenir 300 ampères, ce qui correspond à une puissance plus grande 150 kilowatts. Enfin à des tensions continues beaucoup plus élevées, de l'ordre de celles nécessaires pour l'alimentation des lampes de télégraphie sans fil, à 10 000 volts, on peut tirer 50 kilowatts d'une ampoule qui à 250 volts ne pourrait donner que 20 kilowatts.

Le vide dans ces ampoules est aussi élevé que possible. On prive par un traitement approprié les électrodes et les parois des gaz occlus qu'ils pourraient dégager ensuite en fonctionnement. Lorsque l'ampoule ne présente aucune fuite, le vide a tendance à s'améliorer en fonctionnement, et la durée des ampoules est très longue.

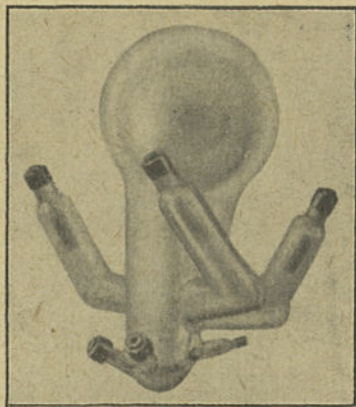


Fig. 127.

246. **Redresseur métallique à vapeur de mercure.** — Pour les grandes puissances, on substitue au redresseur en verre un redresseur à enveloppe métallique (fig. 128). Il se compose d'une cuve à double enveloppe, dans laquelle circule l'eau de refroidissement. Le joint entre la cuve et son couvercle est fait d'amiante pressée recouverte de mercure.

Les électrodes principales et les électrodes auxiliaires sont constituées par des pièces en acier cylindriques et soigneusement polies, qui sont vissées sur des tiges servant à amener le courant.

La tige d'anode est isolée du couvercle par un isolateur en porcelaine; entre la tige et l'isolateur et entre ce dernier et le couvercle, se trouvent placés deux joints amiante-mercure.

Au milieu du couvercle est soudé un cylindre plus étroit, qui sert de chambre de condensation.

La cathode en mercure se trouve dans un récipient isolé de la cuve; au-dessus d'elle, se trouve un entonnoir en tôle, qui sert à diriger l'arc vers les anodes.

La mise en marche se fait à l'aide d'une tige d'acier, qu'un

solénoïde fait plonger momentanément dans le mercure de la cathode.

Le vide qui doit être réalisé dans le redresseur est de l'ordre de  $0^{\text{mm}},001$  de mercure; il ne

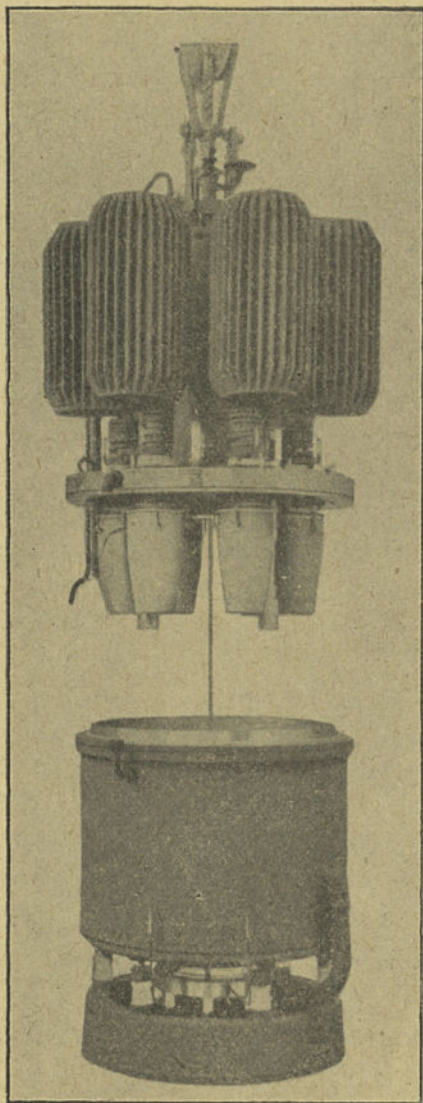


Fig. 128. — Redresseur métallique, système Brown-Boveri, type GRZ 56, 3000 A (ouvert).

avec les mêmes appareils, obtenir des tensions continues plus élevées, on doit corrélativement diminuer le débit de l'appareil.

peut pas être établi une fois pour toutes, comme dans le redresseur en verre. Sur une canalisation reliée à la cuve sont branchées en permanence en série une pompe à huile à vide préparatoire et une pompe à mercure. Sur la même canalisation est branché un manomètre constitué par un filament incandescent traversé par un courant constant bien déterminé. Le refroidissement de ce filament, sa température et aussi sa résistance dépendent de la pression résiduelle ambiante. Ce manomètre peut mettre automatiquement en fonctionnement les pompes quand le vide intérieur tombe au-dessous d'une certaine valeur, ce qui pourrait causer des allumages en retour.

La Société Brown-Boveri construit des redresseurs pouvant débiter 2 000 ampères sous la tension de 850 volts.

Comme dans les redresseurs en verre, si l'on veut,



La tension maximum que l'on a atteinte est de 6 000 volts pour une puissance de 2 000 kilowatts.

247. **Redresseur à mercure à atmosphère d'argon.** — On construit en Allemagne des redresseurs à vapeur de mercure analogues à ceux que nous venons de décrire, mais remplis d'une atmosphère d'argon pur sous une pression d'un dixième de millimètre de mercure. Ils sont connus sous le nom d'*Argonal*. Le mercure est remplacé par un amalgame de potassium et de sodium d'une composition telle qu'il demeure fluide à la température ambiante. On a tous les avantages d'un redresseur à potassium ou sodium pur sans avoir les inconvénients de l'attaque de la paroi de verre par ces métaux alcalins; l'appareil peut être fait en verre de Thuringe. L'adjonction de ces métaux alcalins abaisse énormément, par rapport à un redresseur à cathode de mercure pur, la valeur minima du courant au-dessous duquel l'appareil ne peut plus tenir amorcé d'une façon stable. Par exemple, pour une certaine dimension de redresseur, ce courant passe de 2 ampères à 0,25 ampère.

L'allumage est beaucoup plus facile; sous la pression de 0<sup>mm</sup>,1, il suffit d'établir une tension de 300 volts entre une anode auxiliaire d'allumage et la cathode pour faire jaillir une étincelle qui amorce une tache cathodique. Cette tension peut être obtenue facilement par la décharge d'une bobine de self ou simplement par un transformateur en phase avec une des anodes principales. Le courant d'amorçage nécessaire est de 50 milliampères; il est interrompu une fois obtenu l'allumage des anodes principales.

La facilité de l'allumage permet de munir le redresseur de bras d'anode plus longs et plus étroits, ce qui rend les allumages en retour plus difficiles. L'argon a une conductibilité calorifique environ dix fois plus grande que celle de la vapeur de mercure, ce qui facilite l'évacuation de la chaleur de l'arc. L'extinction à tour de rôle des anodes ne s'y produit pas d'une manière aussi brusque que dans la vapeur de mercure.

La chute de tension dans l'arc est seulement un peu plus élevée que celle que l'on observe dans la vapeur de mercure pure, ce qui prouve que l'argon ne gêne pas le passage du courant. Ceci est dû



à ce que les chocs entre les atomes d'argon et les ions de mercure sont parfaitement élastiques ; mais la moindre impureté susceptible de donner lieu à des chocs non élastiques trouble le fonctionnement en augmentant la chute de tension.

La décharge peut être maintenue pour des courants très faibles : ainsi, sur un type d'ampoule construit pour redresser normalement 3 ampères sous 120 volts, on a relevé les chiffres suivants :

Courant. Amp.	Chute de tension dans l'arc. Volts.	Forme de la décharge.
0,01	21	Effluve instable.
0,02	23	—
0,03	25	—
0,055 à 0,060	22	Arc.
1	18	—
3	14	—
8	15	—

Mais, malheureusement, la construction de ces ampoules est très difficile et leur durée très irrégulière.

#### IV. — APPAREILS A MILIEU IONISÉ MUNIS DE GRILLE.

248. **Généralités.** — Les applications très importantes auxquelles avait donné lieu le réglage du courant d'électrons, à l'aide d'une électrode auxiliaire appelée grille, dans les appareils utilisant la décharge électronique pure, incitèrent à rechercher si des effets analogues de contrôle ne pourraient pas être obtenus dans des appareils à décharge ionisée. En cas de succès, on pouvait espérer réaliser des appareils beaucoup plus puissants : le courant d'ions d'un arc pouvant être beaucoup plus grand que le courant d'électrons émis par un filament incandescent.

Dès 1915, Maurice Leblanc chercha à réaliser et à appliquer des triodes à vapeur de mercure ; les résultats obtenus, d'apparence complexe et capricieuse, restèrent longtemps obscurs. Des travaux de Langmuir sur les électrodes collectrices dans la vapeur de mercure, des expériences récentes de Touly, collaborateur de Maurice Leblanc, permettent aujourd'hui de comprendre le fonctionnement d'une grille plongée dans un gaz ou une vapeur ionisée.



249. **Travaux de Langmuir.** — Ces travaux ont permis de dégager la notion de gaine. Quand une électrode auxiliaire, ou *collecteur*, chargée négativement, est placée sur le chemin de la décharge dans un milieu ionisé, elle repousse les électrons de son voisinage, mais recueille les ions positifs. Elle s'entoure ainsi d'une *gaine* ou région d'ions positifs qui contient une charge d'espace d'ions positifs, mais pas d'électrons libres.

Toute la chute de potentiel entre le gaz ionisé et le collecteur se concentre dans la gaine, la charge d'espace positive des ions de la gaine étant capable de neutraliser l'effet de la charge négative de l'électrode, de telle façon que le champ du collecteur ne s'étende pas en dehors de la gaine.

Le nombre des ions absorbés par le collecteur est, par suite, limité au nombre de ceux qui atteignent les contours extérieurs de la gaine par suite de leur mouvement propre. Ce nombre mesure la densité du courant d'ions positifs dans le gaz.

Pour neutraliser l'action à distance du collecteur porté à une tension donnée, il est nécessaire qu'il soit entouré par un nombre déterminé d'ions positifs ; l'épaisseur de la gaine sera donc d'autant plus grande que la tension de l'électrode dans le gaz sera plus grande et la densité d'ionisation plus faible.

De manière analogue, une électrode de petite dimension positivement chargée s'entoure d'une gaine d'électrons, et le courant qu'elle recueille est limité à celui dû aux électrons qui atteignent la surface de la gaine, et, par suite, il mesure la densité du courant d'électrons dans le gaz ionisé. A cause de leur plus grande mobilité, les densités des courants d'électrons dans les gaz ionisés sont des centaines de fois plus grandes que celles des courants d'ions positifs.

On ne peut élever indéfiniment la tension positive sur le collecteur, car, pour une certaine valeur de celle-ci, l'ionisation par choc commence dans la gaine, et les ions positifs produits dans la gaine y neutralisent la charge d'espace et permettent au courant dans le collecteur d'augmenter indéfiniment sans nouvelle augmentation de la tension.

D'autre part, les courants d'électrons qui se précipitent vers le collecteur positif dérobent des électrons indispensables à la



décharge, avec ce résultat que le potentiel de l'espace environnant s'élève en proportion de celui de l'électrode.

Si le collecteur est à un potentiel légèrement négatif par rapport à l'espace, les électrons peuvent encore atteindre l'électrode s'ils ont des vitesses suffisantes pour vaincre le champ retardateur qu'ils rencontrent dans la gaine d'ions positifs. Si le collecteur est à un potentiel plus petit, les électrons de faible vitesse ne peuvent plus atteindre le collecteur, tandis que ceux de grande vitesse le peuvent encore. La caractéristique volt-ampère d'un collecteur donne, par suite, des indications quant à la distribution des vitesses des électrons ou des ions dans le gaz.

250. **Recherches de Maurice Leblanc et Touly.** — Ces essais ont été faits sur des redresseurs à mercure monoanodiques ou polyanodiques à cathode excitée. L'anode solide était logée dans un tube soudé sur la chambre de condensation destinée à maintenir la pression intérieure à une valeur convenable; la grille constituée par une plaque de tôle mince percée de trous circulaires était placée dans le tube d'anode, qu'elle obstruait aussi exactement que possible.

Un de ces appareils est représenté sur la figure 129.

Le but cherché était de déterminer à volonté l'allumage ou l'extinction d'un arc continu ou alternatif entre l'anode principale A et la cathode C, en agissant sur la tension de la grille G.

Pour comprendre facilement le mode d'action de la grille, nous rappellerons brièvement par quel processus se produit l'amorçage de l'arc entre une anode froide A et une cathode entretenue C.

Aussitôt qu'une différence de potentiel est établie entre l'anode A et la cathode C, des électrons pris à l'arc auxiliaire d'entretien se dirigent vers l'anode. Nous avons vu qu'il se créait entre C et A une charge d'espace, que le champ cessait d'être uniforme, qu'il devenait plus faible au voisinage de C et plus grand près de A. Cette charge d'espace tend à s'opposer au départ des électrons de l'arc d'entretien, et il s'établit un équilibre, le courant entre A et C étant relié à la tension V par la relation  $i = V^2$ .

Si on continue à augmenter la tension sur l'anode, il arrive



un moment où le champ est assez grand au voisinage de cette électrode pour qu'il puisse y avoir ionisation par choc. Les ions produits se déplacent vers la cathode en réduisant la charge d'espace qui limitait l'afflux des électrons; le courant augmente et on atteint le régime d'arc.

On se rend compte que plus l'accumulation des électrons pourra se faire facilement au voisinage de l'anode, moins on aura besoin d'une tension élevée sur cette électrode.

Dans le cas du redresseur de la figure 129, les lignes de force qui joignent la cathode à l'anode sortent de l'enveloppe; les premiers électrons attirés par l'anode viennent, et cela d'autant mieux que le vide intérieur est meilleur, se coller au verre. Ils repoussent les électrons qui cherchent à atteindre l'anode; la charge d'espace s'établit plus difficilement, et l'amorçage de l'arc correspond à une tension plus élevée sur l'anode. Il peut même ne plus se produire du tout de charge d'espace, le champ entre cathode et anode restant constant. Dans ce cas il ne peut plus se produire d'ionisation par choc et, par suite, d'arc que si le champ est suffisant pour que l'électron puisse acquérir, le long d'un de ses libres parcours, l'énergie suffisante pour produire cette ionisation, ce qui exige des tensions très élevées sur l'anode.

Des expériences de Touly semblent mettre nettement en évidence qu'aux basses tensions sur l'anode la formation de la charge d'espace est indispensable pour permettre l'amorçage de l'arc.

On comprend maintenant clairement comment la grille portée à un potentiel négatif pourra empêcher l'amorçage de l'arc; elle repousse les électrons qui viennent de l'arc d'entretien et empêche toute charge d'espace de s'établir au voisinage de l'anode. Par exemple, avec un redresseur tel que celui de la figure, on peut, avec une tension de  $-40$  volts sur la grille, empêcher indéfiniment l'amorçage d'un arc sur l'anode portée à la tension de  $2\ 000$  volts. La grille négative ne capte que quelques ions et n'est

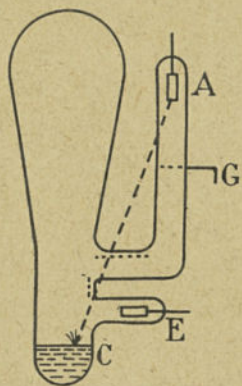


Fig. 129.



traversée que par un courant de quelques microampères.

Mais, si un arc continu est établi entre A et C, il est impossible de l'arrêter en portant la grille à un potentiel négatif ; en effet, elle est placée dans la colonne positive où les ions positifs existent en abondance ; elle s'entoure d'une gaine d'ions positifs, et son influence ne s'étend pas au delà de cette gaine. Comme nous l'avons vu précédemment, cette gaine est d'autant plus épaisse que la tension sur la grille est plus élevée et la densité d'ionisation plus faible. Le courant de grille est limité au nombre d'ions positifs qui abordent la surface extérieure de la gaine.

On pourrait croire qu'il suffit d'élever le potentiel de la grille pour obtenir des gaines fermant complètement les trous de la grille et interrompre l'arc ; malheureusement, l'expérience montre que l'arc se concentre alors dans quelques trous de la grille ; ce phénomène peut d'ailleurs s'expliquer par une certaine instabilité dans l'existence de la gaine.

Si on ne peut interrompre un arc continu, on peut, en revanche, interrompre un arc alternatif parce qu'il se coupe de lui-même à chaque demi-période et qu'on peut empêcher son rétablissement. L'interruption se produit donc au maximum une demi-période après le moment où l'on a porté la grille à un potentiel négatif. Il faut cependant que, au moment où la tension de l'anode redevient positive, la densité d'ionisation au voisinage de la grille soit devenue assez faible pour que la gaine en remplisse tous les trous.

L'ionisation qui résulte du passage de l'arc mettant un temps fini pour disparaître après la suppression de l'arc, l'action de la grille ne pourra se produire que si la fréquence du courant alternatif ne dépasse pas une certaine valeur d'ailleurs, élevée, et d'autant plus élevée que la tension sur la grille est plus haute et la température intérieure du redresseur plus faible.

**251. Transformation statique du courant continu en courant alternatif par le « robinet électrique » de Maurice Leblanc.** — Le but final que se proposait Maurice Leblanc était la réalisation d'un appareil statique transformant le courant continu en courant alternatif sinusoidal, d'une manière analogue à la transformation inverse réalisée par le redresseur à vapeur de mercure.



Cette opération peut être faite sans difficulté avec des lampes triodes. Le montage de la figure 130, par exemple, permet d'obtenir

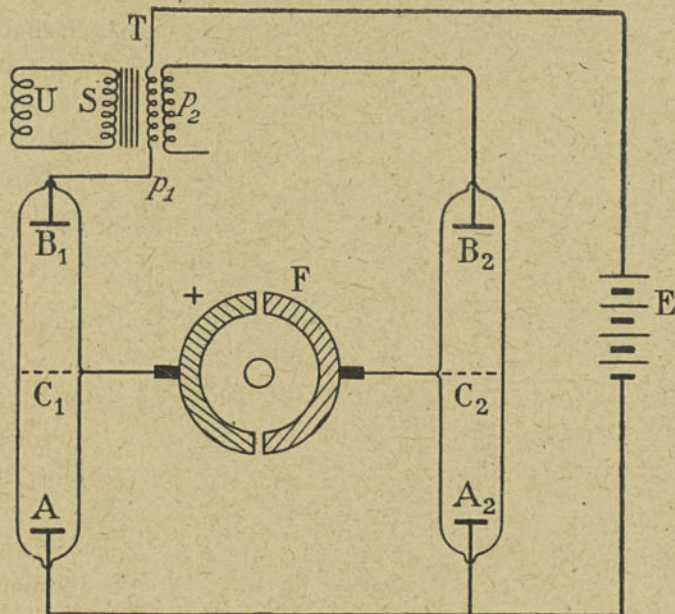


Fig. 130.

un courant dont l'intensité varie avec le temps, comme le représente la ligne brisée de la figure 131, et cela de la manière suivante :

le circuit d'utilisation alternatif  $U$  est alimenté par le secondaire  $S$  d'un transformateur  $T$  muni de deux circuits primaires identiques  $p_1$  et  $p_2$ .

L'entrée du circuit  $p_1$  communique avec l'anode  $B_1$  d'une lampe triode et le point de sortie du circuit  $p_2$

avec l'anode  $B_2$  d'une seconde lampe identique. Le point de sortie du circuit  $p_1$  et le point d'entrée du circuit  $p_2$  sont reliés à la borne positive de la source de force électromotrice continue  $E$ .

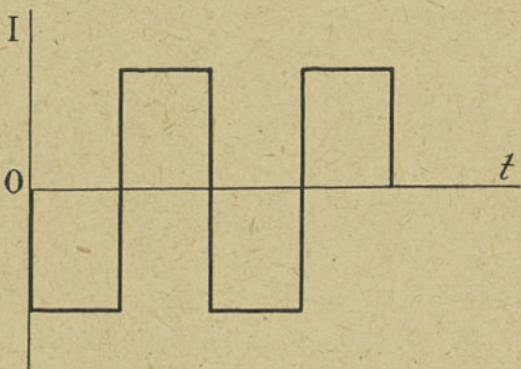


Fig. 131.

La borne négative est reliée aux cathodes des lampes mises en parallèle. (Par raison de simplification, les circuits de chauffage des triodes ne sont pas représentés.)

Un même commutateur F fait varier le potentiel des deux grilles, mais il rend l'une positive quand l'autre est négative, et réciproquement. De cette manière, le courant fourni par la source E passe successivement dans les circuits  $p_1$  et  $p_2$  mais jamais dans les deux à la fois. Par suite de l'interversion de leurs points d'entrée et de sortie, les choses se passent comme s'il n'y avait qu'un seul circuit primaire successivement parcouru par des courants de sens contraire, et l'intensité du courant envoyé dans le circuit d'utilisation varie comme le représente la figure 131.

Mais, dans l'industrie, on a besoin de forces électromotrices et de courants de forme sinusoïdale.

Remarquons d'abord qu'il suffit d'introduire une bobine de self-induction dans le circuit contenant la force électromotrice E pour que le potentiel H aux bornes de l'appareil de la figure puisse varier suivant une loi quelconque imposée par le réseau, alors l'intensité doit varier comme il est représenté sur la figure.

N'ayant plus à nous préoccuper de la force électromotrice aux bornes du réseau, proposons-nous de transformer les courants fournis par la source E, par exemple en deux courants d'intensité sensiblement sinusoïdale, dont les variations soient déphasées de  $90^\circ$ .

En groupant des appareils tels que celui de la figure 130 et montant leurs commutateurs sur un même arbre et en les décalant successivement, nous pourrions leur faire produire des courants de phases différentes, par exemple six courants successivement déphasés de  $30^\circ$ .

En faisant passer ces courants dans des enroulements de nombres de spires convenables, placés sur deux noyaux de transformateur, on peut obtenir que le nombre d'ampères-tours développés autour de chaque noyau varie suivant une loi d'autant plus proche de la loi sinusoïdale qu'on augmente le nombre des courants déphasés. Maurice Leblanc, au début de sa carrière, avait déjà réalisé des enroulements semblables dans ses transformateurs de fréquence et de tension dits *panchahuteurs*.



Si on superpose ensuite à chaque noyau un circuit secondaire chargé de desservir un pont du réseau, ce circuit sera parcouru lui-même par un courant dont les variations seront sensiblement sinusoïdales.

Le commutateur n'aura à commuter que des courants d'intensité extrêmement petite, sous une tension peu élevée; sa vitesse de rotation déterminera la fréquence des courants alternatifs produits.

Mais les lampes triodes ne permettent pas d'obtenir, dans ces conditions, des puissances industrielles. Pour arriver à ces puissances, Maurice Leblanc voulait remplacer les lampes triodes par des soupapes à ions munies de grilles, auxquelles il avait donné le nom de *robinets électriques*.

Les difficultés rencontrées dans le fonctionnement de ces appareils, que nous avons signalées plus haut, n'ont pas permis la réalisation industrielle de ce procédé.

252. **Recherches de Dunoyer et Toulon.** — Dunoyer et Toulon ont cherché à réaliser les phénomènes obtenus à l'aide de grilles intérieures, de construction toujours assez difficile, en utilisant des enveloppes métalliques disposées autour du tube qui contient la colonne positive de l'arc. Ils ont donné à ces conducteurs le nom de *gaines*.

Ces gaines agissent de la manière suivante: supposons que, l'arc n'étant pas allumé, la gaine soit portée à un potentiel inférieur à celui de la cathode. Elle crée un champ retardateur qui empêche les électrons de l'arc d'entretien de se diriger vers l'anode; la charge d'espace ne peut s'établir, ni l'arc s'amorcer. Il y a cependant une différence fondamentale entre l'action de la grille intérieure et celle de la gaine extérieure. La première empêche indéfiniment l'amorçage de l'arc, la seconde ne fait que le retarder; en effet, les ions positifs très nombreux contenus dans l'arc d'entretien viennent se fixer sur la surface interne de la paroi, en face de la gaine, et détruisent le champ antagoniste qui s'opposait au mouvement des électrons de la cathode vers l'anode; l'arc s'amorce.

Ainsi on ne peut empêcher un arc continu de s'amorcer. Dans le cas d'un arc alternatif, si le retard à l'allumage est supérieur à une demi-période, ce qui peut être obtenu avec une tension suffisante



sur la grille et une densité d'ionisation pas trop élevée, l'arc ne s'amorce pas.

La gaine extérieure de même que la grille intérieure est sans action sur un arc continu déjà établi, les ions positifs annulant immédiatement son action en venant se coller sur la paroi de verre face à la gaine.

L'action de la gaine ne peut prendre naissance que lorsque l'ionisation due au passage de l'arc a disparu ; elle n'est donc efficace que jusqu'à une certaine fréquence, limite maximum. Cette limite est moins élevée que dans le cas d'une grille intérieure qui, en absorbant des ions, accélère la disparition de l'ionisation.

En portant la gaine à un potentiel positif, en la reliant à l'anode par exemple, on facilite l'établissement de la charge d'espace, et on abaisse ainsi la tension d'amorçage de l'arc.

Ainsi, en portant la gaine à une tension en phase avec celle de l'anode, on provoque l'amorçage de l'arc ; on l'empêche au contraire en la portant à une tension en opposition de phase. Si la phase de la tension de gaine est légèrement en retard sur celle de l'anode, l'amorçage de l'arc ne se produit plus quand la tension d'anode dépasse la chute de tension dans l'arc, mais au moment où le potentiel de la gaine est devenu positif. Il en résulte que la durée de fonctionnement de l'anode devient inférieure à une demi-période et que la valeur moyenne du courant débité par cette anode diminue avec le retard de phase de la tension de gaine. Dunoyer et Toulon utilisent ce phénomène au réglage du courant redressé débité par un redresseurs à mercure.

#### Bibliographie.

228. — JAMIN et MANEUVRIER, *C. R. A. S.*, 1882, p. 1615.  
 LICHTBERG et KALLIR, *Sitzungsber. der K. Akad.*, Vienne, 31 mars 1898.  
 BLONDEL, *C. R. A. S.*, 20 mars 1899.  
 GUNTHER, SCHULZE, Ueber die elektrische Ventilwirkung der Metalle Zink, Kadmium Silber und Kupfer (*E. T. Z.*, 1909, S. 62).
229. — L. DUNOYER et TOULON, Sur la polarité de l'arc électrique (*J. de physique et le radium*, n° 6, 1922).
230. — STANLEYMEIKLE, The hot cathode argon gas filled rectifier. (*General Electric Review*, avril 1916).  
 E. RUSSEL, The tungar rectifier (*General Electric Review*, vol. XX, p. 209).
232. — STEINMETZ, Constant current arc rectifier (*Proc. Am. Inst. Elect. Eng.*, 1905, vol. XXIV).  
 G. W. MULLER, *Quecksilberdampf. Gleichrichter*, Berlin, 1924.  
 K. E. MULLER, *Der Quecksilberdampf Gleichrichter*, Berlin, 1925.  
 GUNTHER SCHULZE, *Elektrische Gleichrichter und Ventile*, Munich, 1924.



236. — DEMONTVIGNIER, Méthode générale de calcul des redresseurs à vapeur de mercure (*R. G. É.*, 22 mars 1924).
239. — DEMONTVIGNIER, Quelques propriétés des redresseurs à vapeur de mercure (*R. G. É.*, 27 septembre 1924).
241. — DEMONTVIGNIER, Étude théorique du redresseur hexaphasé (*Bulletin de la Société française des électriciens*, 2 juillet 1924).
242. — GUNTHER SCHULZ, Messung der Rückstromes im Hg Gleichrichter (*E. T. Z.*, 1909 et 1910).  
PRINCE and VODGE, Principles of Mercury arc rectifier and their circuits, New-York, 1927.
246. — X., Le redresseur à vapeur de mercure pour grands débits (*Revue Brown Boveri et Cie*, mai, juin, juillet, août, septembre 1919, juin 1925, décembre 1926, mai, juin 1927).
249. — IRVING LANGMUIR, Positive ions current in the positive column of the mercury arc (*General Electric Review*, nov. 23) ; Étude de la décharge électrique dans les gaz à basse pression (*General Electric Review*, juillet 24).
250. — MAURICE LEBLANC, Sur les lampes à trois électrodes où le courant est traversé par des ions et leur application (*C. R. A. S.*, 17 juillet 1922).  
TOULY, Contribution à l'étude des phénomènes dans un relais à arc (*R. G. É.*, 12 mars 1927).
251. — MAURICE LEBLANC, Du passage de l'électricité à travers les gaz au point de vue industriel (*Bulletin de la Société belge des ingénieurs et industriels*, 1921, n° 3).  
GIROZ, La transformation statique du courant continu en courant alternatif (*Bulletin de la Soc. française des électriciens*, octobre 1926).
252. — DUNOYER et TOULON, Sur une propriété remarquable de la colonne positive de l'arc au mercure (*Le Journal de physique et le Radium*, septembre-octobre 1924).
-

## CHAPITRE V

### LA DÉCHARGE ÉLECTRIQUE DANS L'AIR A LA PRESSION ATMOSPHÉRIQUE

La décharge électrique dans l'air à la pression atmosphérique présente une importance toute particulière en électrotechnique ; c'est pourquoi nous avons jugé utile de lui consacrer un chapitre particulier, bien que ses manifestations ne diffèrent point des phénomènes étudiés dans les chapitres précédents.

Elle se présente sous des formes très différentes : aigrette, effluves, couronnes, étincelle en chenille, étincelle ramifiée, arc, etc., entre lesquelles, jusqu'à ces dernières années, on n'avait pas établi de démarcation bien nette. La question est aujourd'hui considérablement éclaircie.

#### I. — AIGRETTE. — EFFLUVE. — EFFET CORONA OU DE COURONNE.

253. **Décharge par les pointes.** — Considérons une électrode en forme de pointe effilée placée devant un plan indéfini et supposons que l'on établisse une différence de potentiel continue entre les deux.

Le champ entre les deux électrodes est très loin d'être uniforme ; il est beaucoup plus grand dans le voisinage de la pointe que dans le reste de l'espace, et cela d'autant plus que la pointe est plus aiguë.



Si on fait croître la différence de potentiel, il se produit d'abord une décharge obscure alimentée par les ions produits spontanément au voisinage de la pointe ; les ions de signe contraire à celui de la pointe sont attirés par elle ; les ions de même signe se dirigent vers l'autre électrode. La décharge n'est due qu'à des ions d'une seule espèce.

Si la différence de potentiels continue à croître, il arrive un moment où le champ au voisinage de la pointe est suffisant pour qu'y commence l'ionisation par choc. Cette valeur critique est plus faible quand la pointe est négative que quand elle est positive ; elle est sensiblement indépendante de la distance de la pointe au plan, tout au moins quand cette distance est suffisamment grande. Pour les faibles distances, le potentiel minimum croît avec la distance.

La valeur de ce potentiel minimum variant avec l'acuité de la pointe, on ne peut considérer les valeurs ci-dessous que comme des valeurs comparatives obtenues avec une même pointe :

Pression en centimètres de mercure.	Pointe.	
	-	+
76	2 140	3 760
70	2 135	3 755
60	2 105	3 705
50	2 035	3 585
40	1 905	3 350
30	1 690	2 970
20	1 360	2 390
10	910	1 580

Quand la tension critique est atteinte, un phénomène lumineux apparaît à l'extrémité de la pointe. Si on observe la décharge entre deux pointes, on a ionisation et phénomène lumineux aux environs des deux pointes, une aigrette à l'extrémité de la pointe positive, une petite boule lumineuse à l'extrémité de la pointe négative.

Si on mesure le courant, on constate qu'il croît avec la différence de potentiel. Sa variation est assez bien représentée par la formule de Warburg :

$$i = aV (V - M),$$



où  $M$  est le potentiel **minimum** correspondant au déclenchement de l'ionisation par choc.

Le courant, pour une différence de potentiels donnée, croît quand la pression diminue.

254. **Vent électrique.** — Les ions en mouvement sous l'influence du champ électrique transmettent une partie de leur énergie à l'air dans lequel ils se meuvent et l'entraînent dans leur déplacement. Il en résulte des courants d'air partant de la pointe qui constituent ce qu'on appelle le vent électrique. La réaction tend à repousser la pointe en arrière. Arrhénius a mesuré cette réaction, qui est environ deux fois plus grande quand la pointe est positive à cause de la plus grande masse des ions positifs repoussés.

255. **Décharge entre deux cylindres coaxiaux.** — L'étude mathématique de la décharge entre deux pointes est très difficile, parce qu'on ne sait comment définir la forme de la pointe. Nous étudierons un cas présentant les mêmes caractères physiques, mais qui, pour des raisons de symétrie, se prête mieux au calcul, celui de la décharge entre deux cylindres coaxiaux.

Soient deux cylindres concentriques de rayons  $r$  et  $R$  et soit  $V$  la différence de potentiel entre les deux.

On démontre que le champ ou gradient de potentiel  $g$  en un point quelconque situé à une distance  $x$  de l'axe commun est :

$$g = \frac{V}{x \log_e \frac{R}{r}} \text{ KV/cm.}$$

Le champ est maximum à la surface du cylindre intérieur pour les points de laquelle  $x = r$  :

$$g_m = \frac{V}{Z \log_e \frac{R}{r}} \text{ KV/cm.}$$

Supposons que  $V$  atteigne une valeur telle que la valeur  $g_m$  soit supérieure à la valeur  $g_0$  qui correspond à l'ionisation par choc (environ 30 kilovolts par centimètre dans l'air à la température ordinaire et la pression atmosphérique). Le cylindre intérieur se trouve entouré d'une atmosphère ionisée.



Tout se passe comme s'il avait augmenté de diamètre. Pour savoir si le phénomène peut s'étendre plus loin, nous devons examiner comment varie  $g_m$  quand  $r$  croît.

Pour cela posons  $\frac{1}{g_m} = y$  et calculons  $\frac{dy}{dr}$  :

$$\frac{dy}{dx} = \frac{1}{V} (\log_e R - \log_e r - 1).$$

Cette dérivée s'annule pour :

$$\log \frac{R}{r} = 1.$$

ou

$$\frac{R}{r} = e.$$

Par conséquent  $\frac{1}{g_m}$  est maximum ou  $g_m$  minimum quand  $\frac{R}{r} = e$ .

Plusieurs cas peuvent se présenter :

a.  $\frac{R}{r} > e$ . — A mesure que l'ionisation accroît la dimension du cylindre intérieur, la valeur  $g_m$  à la surface de celui-ci va en diminuant. Si  $g_m$  devient inférieure à  $g_0$  avant que l'on ait atteint la distance pour laquelle  $\frac{R}{r} = e$ , l'ionisation s'arrête, et le phénomène se trouve limité dans un cylindre concentrique aux deux premiers. Si, au contraire, on atteint cette distance avant que  $g_m$  devienne inférieure à  $g_0$ ,  $g_m$  recommence à croître à la surface du cylindre de gaz ionisé, et la décharge s'étend jusqu'au cylindre extérieur.

b. Si  $\frac{R}{r} < e$  : aussitôt que  $g_m$  atteint la valeur  $g_0$  à la surface du cylindre intérieur, le phénomène s'étend immédiatement jusqu'au cylindre extérieur.

On donne le nom d'*effet couronne* ou *corona* à ce phénomène

limité à une certaine distance du cylindre intérieur. Nous voyons, dès à présent, pourquoi il ne se produit pas si les deux cylindres sont assez rapprochés pour que  $\frac{R}{r} < e$ .

De ce qui précède il doit résulter que l'effet couronne apparaît quand le champ à la surface du cylindre intérieur atteint la valeur  $g_0$  quel que soit l'espacement des deux cylindres et le diamètre du cylindre intérieur.

Or l'expérience montre que, si le phénomène ne dépend pas effectivement de l'écart des deux cylindres, il dépend au contraire du diamètre du cylindre intérieur et que l'air est en apparence plus rigide à la surface des petits conducteurs qu'à celle des gros. Ce phénomène est connu depuis longtemps, et Peek l'a traduit mathématiquement par la formule suivante. L'effet couronne apparaît quand le champ atteint la valeur  $g_0$  non pas à la surface du conducteur intérieur, mais à une distance de celle-ci égale à  $0,301 \sqrt{r}$  centimètre.

L'explication donnée par Peek du phénomène ne nous a pas paru compréhensible. On peut qualitativement l'expliquer, il nous semble, de la manière suivante. Pour acquérir le pouvoir d'ioniser par choc, un électron, qui part de la surface du conducteur intérieur, doit au cours de son libre parcours acquérir une certaine énergie. Ce n'est donc pas seulement la valeur du champ au point de départ qui intervient, mais sa valeur aux divers points de ce libre parcours.

Le libre parcours de l'électron ne dépend que de la densité du gaz. Le champ décroissant très rapidement quand le cylindre intérieur est de faible diamètre, il est bien évident que le champ initial devra avoir une valeur d'autant plus grande que le conducteur intérieur aura un diamètre plus faible.

256. **Précipitation électrique des poussières.** — La décharge électrique entre fil et cylindre coaxiaux a reçu une application industrielle importante : celle de la précipitation électrique des poussières. Elle est généralement connue sous le nom de procédé Cottrell.

Si une fine particule se trouve à proximité d'un ion, celui-ci est attiré par influence et cède sa charge à la particule, qui peut



alors obéir à un champ électrique. Mais, si le milieu contient des ions des deux signes en nombre égal, la particule ne tarde pas à rencontrer un ion de signe contraire à la charge qu'elle a acquise et à être ramenée à l'état neutre. Il est donc nécessaire d'utiliser un milieu contenant des ions d'un seul signe, ce qui est le cas de l'espace compris entre fil et cylindre, qui ne contient que des ions de même signe que le fil central. La particule sera alors entraînée vers le cylindre, sur lequel elle se déposera en lui abandonnant sa charge.

Ce procédé est utilisé pour débarrasser certains gaz, résultant d'une fabrication industrielle, des poussières qu'ils contiennent, qu'elles soient utiles et, par suite, à récupérer, ou simplement dangereuses à abandonner dans l'atmosphère et, par suite, à arrêter.

Le gaz à purifier traverse avec une certaine vitesse une série de cylindres montés en parallèle; les particules entraînées par le courant d'air et se déplaçant sous l'action du champ prennent, sous l'influence de ces deux forces, une vitesse résultante qui leur fait atteindre le cylindre d'autant plus rapidement que le champ est plus grand.

Le débit en poussières de l'appareil croît donc en même temps que la différence de potentiel entre électrodes. Au contraire, la quantité d'électricité qui traverse l'appareil est indépendante de la quantité de poussière captée.

Les poussières accumulées sur le cylindre en sont détachées par frappe à intervalles réguliers; elles peuvent glisser le long du cylindre malgré le courant de gaz, parce que sa vitesse est très faible en cette région.

La différence de potentiel entre électrodes est maintenue au-dessous de leur potentiel explosif; elle est généralement comprise entre 50 000 et 100 000 volts; le débit est relativement faible, 0,1 ampère pour une installation de moyenne importance. Le courant utilisé est du courant redressé, fourni généralement par une batterie de kénotrons.

Le procédé est plus efficace quand le fil est relié au pôle négatif, le pôle positif et le cylindre étant alors reliés à la terre.

**257. Décharge entre deux conducteurs parallèles et semblables. —**

M. LEBLANC. — La décharge électrique dans le vide et dans les gaz. 23



Si  $r$  est le rayon des conducteurs parallèles,  $S$  la distance de leurs axes et  $V_n$  la différence de potentiel entre un des conducteurs et le plan neutre, perpendiculaire au plan qui contient les axes des conducteurs et à égale distance de ceux-ci. Le gradient en un point situé dans le plan des axes et à la distance  $x$  de la surface d'un des conducteurs est :

$$g = \frac{V_n \sqrt{S^2 - 4r^2}}{\left[ (r+x)(S-2r) - x^2 \right] \log_e \left[ \frac{S}{2r} + \sqrt{\left(\frac{S}{2r}\right)^2 - 1} \right]} \text{ KV/cm.}$$

Le gradient est maximum à la surface d'un conducteur pour  $x = 0$ . Quand  $\frac{S}{r}$  est grand, on a :

$$g_m = \frac{V_n}{r \log_e \frac{S}{r}}$$

258. **Expériences de Peek sur l'effet de couronne.** — Peek a exécuté un grand nombre d'expériences pour vérifier les différentes circonstances de l'effet couronne entre fils parallèles.

Il a constaté que :

a. Le champ déterminant l'apparition de l'effet de couronne était indépendant de la distance entre conducteurs. Entre deux conducteurs parallèles polis en cuivre de 0,0343 centimètre de diamètre,  $g_m$  restait constant à 1 p. 100 près : 99 kilovolts par centimètre maximum quand  $S$  variait de 2<sup>cm</sup>,54 à 106<sup>cm</sup>,8.

b. Ce champ croissait quand le rayon des conducteurs diminuait. Il passait de 41 kilovolts par centimètre maximum à 116 quand le diamètre diminuait de 0<sup>cm</sup>,928 à 0<sup>cm</sup>,0196.

c. Les phénomènes précédents étaient vérifiés même pour des conducteurs de plus de 8 centimètres de diamètre et des tensions dépassant un million de volts.

d. Le gradient  $g_m$  déterminant l'apparition de l'effet de couronne était proportionnel à la densité de l'air. Si on appelle  $S$  le rapport de la densité de l'air dans les conditions expérimentales considérées à la densité de l'air à 25° sous 76 centimètres de mercure, l'expérience vérifie que l'on a :



$$g_m = 31 \delta \left( 1 + \frac{0,308}{\sqrt{\delta r}} \right) \text{KV/cm.}$$

pour des cylindres concentriques et

$$g_m = 30 \delta \left( 1 + \frac{0,304}{\sqrt{\delta^2}} \right) \text{KV/cm.}$$

pour des fils parallèles.

e. L'apparition de l'effet de couronne visible est un phénomène parfaitement régulier, qui se reproduit toujours pour la même différence de potentiel et peut servir de mesure à celle-ci.

f. La rigidité véritable de l'air est probablement de 31 kilovolts par centimètre dans le champ symétrique obtenu entre deux cylindres concentriques. Dans le champ non symétrique entre fils parallèles, elle s'abaisse à 30, et l'effet est encore plus marqué entre sphères, où cette valeur s'abaisse jusqu'à 27,2.

g. Pour des fréquences industrielles de 25 à 60, l'influence de la fréquence est très faible et peut être négligée.

Une mesure faite à 30 000 périodes donna une valeur légèrement inférieure à celle à 60 périodes.

259. **Perte d'énergie due à l'effet de couronne.** — A cause du faible facteur de puissance et de la haute tension, les mesures des pertes dues à l'effet de couronne sont difficiles.

Si on désigne par  $p$  la perte dans la ligne en kilowatts et par  $e$  la demi-tension entre fils en kilovolts, on trouve :

$$p = c^2 (V - V_0)^2,$$

où  $c$  et  $V_0$  sont des constantes pour une disposition des fils, une fréquence et une longueur de ligne données.

On trouve, par exemple, pour deux fils de cuivre étirés de 0<sup>cm</sup>,328 de diamètre, d'une longueur de 29 050 centimètres, d'un espacement de 183 centimètres, à la température 1<sup>o</sup>,5 C. et à la pression de 76 centimètres :

$$V : 70 \text{ — } 90,5 \text{ — } 101,3 \text{ — } 109 \text{ — } 141,5 \text{ — } 180 \text{ — } 200 \text{ — KV.}$$

$$p : 0,06 \text{ — } 0,26 \text{ — } 0,96 \text{ — } 1,43 \text{ — } 3,51 \text{ — } 7,04 \text{ — } 9,52 \text{ — KW.}$$

La perte varie presque directement avec la fréquence; on peut écrire :

$$p = af (V - V_0)^2,$$

où la constante  $V_0$  paraît indépendante de la fréquence.

Ainsi, pour un fil de diamètre  $0^{\text{cm}},064$ , un espacement de 61 centimètres, une longueur de 8 150 centimètres et  $\delta = 1$ , on trouve :

Fréquence.	$c^2$ par kilomètre.	$V_0$ .
30	0,0052	9,5
40	0,0061	9,5
60	0,0078	9,5
75	0,0092	9,5
90	0,0107	9,5
120	0,0134	9,5

On en déduit  $p = a (f + 25)$ . Il semble donc que tout se passe comme si l'on avait superposition d'une perte constante et d'une perte proportionnelle à la fréquence. En faisant tendre  $f$  vers 0, la valeur de  $p$  ne tend pas vers la valeur que l'on trouve en courant continu; Watson a montré que celle-ci était beaucoup plus grande.

La valeur de  $c^2$  à fréquence constante dépend du rapport  $\frac{s}{r}$  de l'espacement au rayon du conducteur. L'expérience donne entre ces quantités la relation :

$$c^2 = 20\,500 \sqrt{r/s} \times 10^{-5}$$

par kilomètre de conducteur total, à  $25^\circ$ , à la pression de 76 centimètres et à la fréquence 60.

Et on obtient finalement pour la perte de puissance en kilowatts par kilomètre de conducteur à  $25^\circ$  C., à la pression de 76 centimètres :

$$p = 241 (f + 25) \sqrt{\frac{r}{s}} (V - V_0)^2 10^{-5}.$$

$p$  varie proportionnellement à  $\frac{1}{\delta}$ .

La constante  $V_0$ , que l'on nomme généralement tension critique



disruptive, est liée à la constante  $g_0$ , que nous avons définie précédemment par la relation :

$$g_m = \frac{V_0}{r \log_e \frac{s}{r}}$$

Pour les dimensions pratiques des câbles, aux espacements ordinaires la valeur de  $g_0$  est de 25,7 kilovolts par centimètre maximum.

La valeur de  $r$  choisie est, pour des câbles à sept brins, le rayon extérieur ; par suite, la valeur de  $g_m$  n'est pas celle que l'on trouve avec des fils. Pour des fils dont les diamètres varient de 0<sup>cm</sup>,168 à 0<sup>cm</sup>,928 et les espacements de 90 à 600 centimètres, on trouve  $g_m = 29$  kilovolts par centimètre maximum.

II. — DÉCHARGE DISRUPTIVE. — ÉTINGELLE. — ARC.

260. **Passage de l'effet de couronne à l'étincelle.** — L'effet de couronne étant établi, si on continue à augmenter la tension, il jaillit entre deux points des conducteurs une étincelle. Mais, si les fils sont très rapprochés, si le rapport  $\frac{s}{r}$  est inférieur à une certaine valeur critique, l'étincelle jaillit avant que l'effet de couronne s'établisse, et on ne peut l'observer.

On a, par exemple, pour deux fils de 0<sup>cm</sup>,825 de diamètre, à la fréquence 60, à la température 25° C. et la pression 76 :

ESPACEMENT s. cm.	TENSION MAXIMUM ENTRE FILS.		GRADIENT SUPERFICIEL MAXIMUM.	
	Couronne.	Étincelle.	Couronne.	Étincelle.
	KV.	KV.	KV.	KV.
cm.				
2,54		43,8		41,4
5,08		75,8		43,2
10,16	112	113,4	44	44,6
15,24	127,2	134	45,1	48,9
20,32	135,4	165,6	44	53,7
25,40	141,4	198,4	43,1	60,4
30,48	148	234	42,9	67,9
40,64	158,8	298	42,9	80,5
60,96	174		42,9	

Ces résultats sont illustrés par les figures 132 et 133, qui représentent en fonction des espacements les variations des

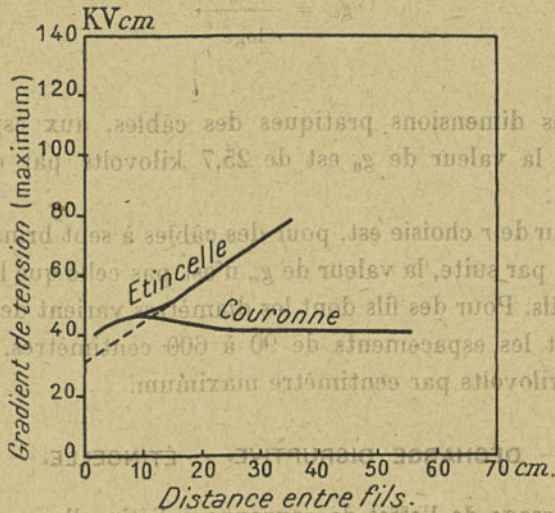


Fig. 132.

tensions d'effet de couronne et de décharge disruptive d'une part,

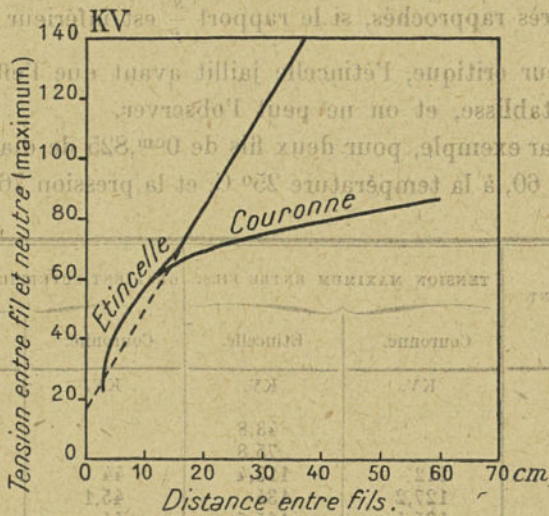


Fig. 133.

des gradients superficiels d'autre part. Ces deux dernières fonctions sont représentées sensiblement par des droites, celle du



gradient disruptif rencontrant l'axe des  $g$  au point  $g = 30$ .

Quand les espacements et les diamètres des conducteurs varient dans de grandes limites, la valeur critique  $\frac{s}{r}$  correspondant au passage de l'effet de couronne à l'étincelle reste sensiblement constante et égale à 30.

261. **Retard à l'étincelle.** — On appelle distance explosive la plus grande différence de potentiel que l'on puisse appliquer aux électrodes durant un temps indéfini sans provoquer le passage d'une étincelle. Cependant, si on applique une différence de potentiel peu supérieure à celle-ci, on constate que l'étincelle ne passe pas toujours immédiatement. Si elle n'est appliquée que pendant un temps très court, l'air peut supporter une différence de potentiel supérieure au potentiel disruptif : c'est, par exemple, le cas avec un générateur, qui, comme une bobine d'induction, produit un potentiel à variations rapides.

Ce retard peut atteindre plusieurs minutes. Warburg a constaté que, dans l'obscurité, on pouvait atteindre des retards de  $10^{-3}$  seconde pour des différences de potentiel égales à quatre ou cinq fois le potentiel explosif.

Ce phénomène avait été observé bien avant que fût connue la théorie des ions, et Hertz avait remarqué sans l'expliquer que ce retard était diminué si on exposait l'intervalle explosif à la lumière ultra-violette, et Wiedeman que, si on protégeait l'électrode négative contre cet éclaircissement, il ne produisait plus aucun effet.

Nous savons aujourd'hui que ce temps est nécessaire pour constituer, aux environs de la cathode, une accumulation d'ions positifs suffisante pour déterminer un champ dans lequel les électrons acquerront une énergie suffisante pour provoquer l'ionisation par choc. Cette accumulation sera d'autant plus rapide que l'espace explosif contiendra plus d'ions. La lumière ultra-violette agit en arrachant des électrons à la cathode.

De même, on constate que, si on provoque dans un court intervalle de temps le passage de deux étincelles, le passage de la seconde est facilité par les ions demeurés après celui de la première.

262. **Potentiel explosif entre pointes.** — Le potentiel explosif, quoique n'étant pas aussi bien déterminé que le potentiel de cou-



ronne, l'est cependant assez pour que, dans beaucoup d'essais industriels, l'éclateur puisse être utilisé à la mesure des hauts potentiels. La précision que l'on peut espérer est de l'ordre de 2 à 3 p. 100. Il donne naturellement les tensions de crête. Pour les tensions jusqu'à 70 kilowatts, on utilise la décharge entre pointes d'aiguilles. Au delà, l'éclateur à aiguilles donne des résultats instables par suite de la présence des décharges en aigrettes et des effluves en couronnes qui précèdent l'arc. En outre, il est nécessaire de changer les aiguilles après chaque décharge.

Pour  $\delta = 1$  entre aiguilles de 9<sup>mm</sup>,3 de diamètre, on obtient les tensions disruptives suivantes :

KV efficaces,	cm.	KV efficaces.	cm.
10	1,19	40	6,10
15	1,84	45	7,50
20	2,54	50	9,00
25	3,30	60	11,80
30	4,10	70	14,90
35	5,10	80	18,00

L'expérience montre que le potentiel disruptif est plus petit dans l'air humide que dans l'air sec ; il est probable que les lueurs de l'effet couronne produisent des centres de condensation donnant lieu à un brouillard qui augmente le diamètre des conducteurs.

**263. Potentiel explosif entre plans indéfinis.** — Si nous désignons par  $p$  la pression en millimètres de mercure et par  $S$  la distance des plans en centimètre, on a très sensiblement :

$$V = 39 p S + 1700,$$

quand le produit  $pS$  dépasse 100.

Pour  $p = 760$ , on a :

$$V = 29\ 640 S + 1\ 700.$$

Abraham et Villard ont donné les valeurs suivantes :

$S =$	$V =$
1 centimètre .....	31 300 volts.
2 centimètres.....	56 800 —
4 — .....	108 600 —
6 — .....	134 500 —
8 — .....	212 200 —
10 — .....	264 000 —
12 — .....	315 800 —



264. **Potentiel explosif entre sphères.** — Tant que l'espacement n'est pas supérieur au diamètre des sphères, on n'obtient pas l'effet couronne ; en pratique, on peut aller jusqu'à un espacement égal à trois fois le diamètre des sphères sans le voir apparaître. Pour des mesures de précision, on doit opérer dans ces conditions, ce qui oblige, pour les tensions élevées, à employer des sphères de grand diamètre.

On trouve, comme dans le cas des fils, que le gradient superficiel disruptif augmente quand le rayon de la sphère diminue. Pour une sphère de grosseur donnée, il est pratiquement constant, indépendant de l'intervalle pour des valeurs de celui-ci comprises entre  $0,54 \sqrt{R}$  et  $2R$ .

Le gradient (maximum) moyen entre ces limites est :

$$g_m = 27,2 \left( 1 + \frac{0,54}{\sqrt{R}} \right) \text{ KV/cm.}$$

Le gradient augmente graduellement au-dessus de  $3R$  ; ceci semble dû surtout à l'influence des objets environnants, qui produisent une meilleure distribution du champ. Cet accroissement n'est pas important quand les deux sphères sont isolées, le milieu du transformateur étant réuni à la terre. Il n'en est pas de même si une des sphères est réunie à la terre.

*Tensions disruptives efficaces en kilovolts.*

DIA- MÈTRES.	6,25 CM.		12,5 CM.		25 CM.		50 CM.		
	Isolées.	Au sol.	Isolées.	Au sol.	Isolées.	Au sol.	Isolées.	Au sol.	
Espacement c/m.	0,25	»	»	6,5	6,5	»	»	»	»
	0,50	12	12	12	12	11	11	»	»
	1	22,5	22,5	22	22	22	22	»	»
	2	41	41	41	41	42	42	40	40
	5	81	73	91	89	96	94	»	»
	10	110	93	151	135	171	166	189	185
	15	»	»	188	160	230	220	»	»
	20	»	»	213	174	278	254	335	320
	»	»	»						
	»	»	»						

Peek a obtenu à très haute tension les valeurs suivantes entre sphères de 75 centimètres ( $\delta = 1$ ) :



Espacement. cm.	Sphères isolées KV efficaces.	Une sphère à la terre KV efficaces.
20	360	360
30	490	490
40	615	595
50	715	665
60	795	725
70	870	870
80	920	»
90	970	»
100	1 010	»

265. **Décharges entre électrodes très rapprochées.** — Quand la distance explosive n'est pas très petite, le potentiel explosif passe par un minimum, correspond à une certaine pression définie, et il semble que le potentiel minimum qui puisse être obtenu n'est jamais inférieur à 300 volts, quelles que soient les conditions dans lesquelles on opère.

Dans l'air le potentiel minimum est de 340 volts entre plaques et 310 volts entre cylindres. Dans le premier cas, le potentiel minimum est obtenu pour une valeur du produit  $pS$  égale à 0,7 ( $p$  pression en millimètres de mercure et  $S$  espacement en centimètres).

Par suite, la distance explosive dans l'air correspondant au potentiel minimum est environ  $10^{-3}$  centimètre.

Au-dessous de cette distance de  $10^{-4}$  centimètres, les expériences deviennent difficiles.

Néanmoins Earhart, en 1901, a fait des essais sur des longueurs d'étincelles de l'ordre de  $5 \times 10^{-5}$  centimètres. Elles mettent en évidence que le potentiel passe par un maximum quand la distance explosive devient inférieure à  $3 \times 10^{-4}$  centimètres; ensuite il diminue et semble lui devenir proportionnel. La plus petite différence de potentiel observée fut 32 volts pour une distance explosive de  $3 \times 10^{-5}$  centimètres.

Kinsley, en 1905, a fait des essais dans lesquels la distance explosive était de  $3 \times 10^{-7}$  centimètres, et le potentiel explosif de 1 volt seulement. Les phénomènes d'ionisation ne permettent plus d'expliquer le mécanisme de la décharge à ces courtes distances; elle semble d'ailleurs changer de caractère quand le champ entre les plaques atteint  $10^6$  volts-centimètre. Or, si l'on admet que, dans les



métaux, le libre parcours moyen d'un électron est de l'ordre de  $10^{-7}$  centimètres, on trouve qu'un champ de  $10^6$  volts par centimètre est susceptible d'arracher un électron à une surface conductrice, malgré l'attraction de cette dernière. Par conséquent, pour ces champs intenses, l'attraction exercée par le champ extérieur devient capable de faire sortir les électrons du métal et de permettre le passage d'électricité négative d'une électrode à l'autre.

Cette conclusion paraît raisonnable. Ces résultats ont été mis en doute par Almy (1908), qui a montré qu'il était difficile d'éviter le contact entre électrodes à ces très courtes distances, à cause de l'attraction électrostatique qui devient énorme même avec de très petites différences de potentiel. Avec de très petites sphères maintenues solidement et que l'attraction électrostatique ne pouvait amener au contact, il n'a pu obtenir de décharges au-dessous de 340 volts même pour des distances de une demi à dix longueurs d'onde de lumière visible ( $2.10^{-4}$  à  $5.10^{-3}$  millimètres).

266. **Potentiels explosifs sous haute pression.** — Si on tient compte de ce que les gaz étudiés ne suivent pas exactement la loi de Mariotte, c'est-à-dire si on exprime  $V$  non pas en fonction de  $pd$ , mais en fonction de  $md$ ,  $m$  étant la masse du gaz contenue dans l'unité de volume, on trouve que la loi de Paschen est assez bien vérifiée aux pressions élevées.

Guye a opéré pour des tensions jusqu'à 40 000 volts et des pressions jusqu'à 50 atmosphères.

Il a trouvé :

$V$  étant exprimé en volts ;

$d$ , en millimètres ;

$p$ , en mètres de mercure :

$p$ .	$d$ .	$pd$ .	$V$ .
40	0,34	13,6	27 500
25	0,54	13,5	24 000
16,7	0,80	13,36	23 100
11,3	1,11	12,54	21 950
5,6	2,24	12,54	21 750



## III. — ARCS DANS L'APPAREILLAGE ÉLECTRIQUE.

267. **Généralités.** — A l'ouverture d'un contact, les conditions électriques rendent presque toujours possible l'amorçage d'un arc dans l'air entre les deux pièces métalliques qui se séparent. Cet arc produit une altération des surfaces métalliques, particulièrement à son extrémité cathodique, d'autant plus profonde qu'il subsiste plus longtemps et que le courant qui le traverse est plus grand.

On s'efforce donc, dans les interrupteurs, contacteurs et disjoncteurs de réaliser des conditions telles que l'arc de rupture ne puisse persister longtemps, et on utilisera à cet effet dans l'appareillage électrique toutes les ressources que l'étude théorique du fonctionnement de l'arc peut suggérer : refroidissement des électrodes, augmentation de leur capacité calorifique, allongement rapide de l'arc, soufflage par l'air comprimé ou soufflage magnétique, obstacles solides placés sur le trajet de l'arc et l'obligeant à s'allonger pour les contourner, substitution au moment de la rupture aux contacts assurant normalement le passage du courant de contacts auxiliaires supportant mieux l'action de l'arc (paretincelles).

268. **Commutation.** — La commutation est l'ensemble des phénomènes qui accompagnent la mise en court-circuit par un balai de deux lames consécutives d'une dynamo à courant continu réunies aux extrémités d'une même section de l'induit. Au moment de la rupture du court-circuit, il se produit entre le balai et la lame qu'il quitte un arc plus ou moins important qui abîme le collecteur et le balai et dont on doit donc s'efforcer de réduire l'importance.

Pour réduire l'énergie mise en jeu dans cet arc, on diminue le flux magnétique embrassé par la section de l'induit qui vient d'être mise en court-circuit. L'introduction des pôles de commutation a apporté un grand progrès dans la commutation en régime normal ; mais leur action n'est plus aussi efficace en cas de surcharge rapide ou de court-circuit à cause des phénomènes de saturation magnétique et aussi de l'influence des constantes de temps des différents circuits qui font que le flux n'a plus la phase voulue.

Signalons, à propos de la commutation, que Gratzmuller s'est



fait le défenseur d'une théorie d'après laquelle le passage du courant entre un balai et son collecteur et, d'une façon plus générale, entre deux surfaces métalliques en contact, se ferait par l'intermédiaire d'une série de petits arcs en parallèle, les points de contact entre les deux surfaces solides étant trop peu nombreux pour qu'on puisse raisonnablement leur attribuer le passage du courant. Ceci expliquerait que l'énergie dépensée dans une résistance de contact n'est pas proportionnelle à  $I^2$ , comme ce serait le cas pour une résistance ohmique, mais simplement à  $I$ , comme si une force contre-électromotrice constante devait être surmontée. Celle-ci ne serait autre que la chute de tension cathodique d'un arc réduit à sa lueur négative.

A vrai dire, la faiblesse de la différence de potentiel entre balai et lame, le fait qu'elle est à peu près la même pour le balai positif et le balai négatif ne sont pas en faveur de cette hypothèse.

269. « Flash » des dynamos à courant continu à haute tension. — On appelle *flash* un arc qui peut s'amorcer sur une dynamo ou une commutatrice à haute tension entre deux balais de polarités différentes, ou entre un balai et le bâti de la machine si un des pôles est à la terre, ce qui est le cas des génératrices alimentant les réseaux de traction. Cet accident est causé par une surcharge ou un court-circuit et a son origine dans un grand accroissement des étincelles aux balais, causé précisément par l'augmentation de l'intensité qui les traverse.

La très forte production de vapeur ionisée qui en résulte permet l'établissement d'un arc qui subsiste entre un balai et une lame. Cet arc finit, par suite de la rotation du collecteur, par atteindre le balai de polarité différente le plus voisin.

Si le courant est interrompu après le début du court-circuit dans un temps inférieur à celui mis par une lame pour passer d'un balai au suivant, le *flash* ne s'amorce pas ; on a donc été conduit, pour l'éviter, à utiliser des disjoncteurs ultra-rapides.

En outre, de ces dispositifs de protection extérieurs à la machine, on peut également chercher à gêner sur celle-ci l'établissement des arcs destructeurs :

Une boîte constituée de matériaux ininflammables entoure chaque groupe de balais ; l'espace libre entre la boîte et le collec-



teur est très étroit (fig. 134). A l'extrémité de la boîte, vers laquelle se dirigent les lames après avoir franchi le balai, est placée une pièce en forme de V ininflammable et ayant une bonne conductibilité calorifique. L'angle de ce V est dirigé vers le balai, et il s'étend presque au contact du collecteur.

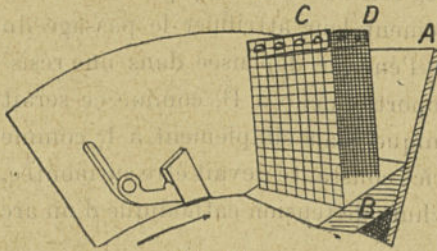


Fig. 134.

Deux écrans de toile métallique, l'un à grosses mailles, l'autre à mailles serrées, séparés par une distance de 2 ou 3 centimètres, s'étendent radialement au-dessus de cette pièce.

Le bec de cette dernière, qui demeure à proximité immédiate du collecteur, en arrache l'arc et le force à passer à travers les toiles métalliques qui donnent libre passage aux gaz ionisés de l'arc en les refroidissant. D'autres écrans empêchent l'arc de s'échapper sur le bord du collecteur et d'atteindre la masse de la machine.

L'expérience montre que, si ces dispositifs de protection ne sont pas efficaces en cas de court-circuit, ils préviennent du moins le *flash* en cas de grande surcharge.

#### Bibliographie.

253. — TAMM, *Ann. der Phys.*, t. VI, 1901, p. 259.  
 WARBURG, *Wied. Ann.*, t. LXVII, 1899, p. 69.  
 254. — ARRHENIUS, *Wied. Ann.*, t. LXIII, 1897, p. 305.  
 255. — F.-W. PECK, Phénomènes diélectriques dans la technique des hautes tensions.  
 256. — SAGET, La précipitation électrique des poussières. Son application à la purification des gaz (*Bulletin S. F. E.*, février 1922).  
 261. — WARBURG, *Wied. Ann.*, t. LIX, 1896, p. 1 ; t. LXII, 1897, p. 385.  
 HERTZ, *Wied. Ann.*, t. XXXI, 1887, p. 983.  
 WIEDEMANN et EBERT, *Wied. Ann.*, t. XXXIII, 1888, p. 241.  
 262. — F.-W. PECK, Phénomènes diélectriques dans la technique des hautes tensions.  
 263. — ABRAHAM et VILLARD, *C. R. A. S.*, 1911.  
 265. — GARR, *Proc. Roy. Soc.*, t. LXXI, 1903, p. 374.  
 EARHART, *Phil. Mag.*, 6<sup>e</sup> série, t. I, 1901, p. 147.  
 KINSLEY, *Phil. Mag.*, 6<sup>e</sup> série, t. IX, 1905, p. 692.  
 PATTERSON, *Phil. Mag.*, vol. VI, p. 643, 1902.  
 HERBERT IVES, *Journal of the Franklin Institute*, oct. 1924.  
 266. — GUYE et STANCIU, Décharge disruptive dans les gaz comprimés (*Archives des sciences physiques et naturelles*, février 1917).  
 268. — SIEDECK, Sur le fonctionnement des balais en charbon (*E. T. Z.*, 15 nov. 1906).  
 MAUDUIT, La cumulation dans les dynamos à courant continu, 1912.  
 GRATZMULLER, *Société internationale des électriciens*, 8 janvier 1913.



# TABLE DES MATIÈRES

## AVANT-PROPOS

## PREMIÈRE PARTIE

### ÉTUDE DES CORPUSCULES

#### CHAPITRE PREMIER

##### Notions préliminaires.

- I. *Rappel de quelques propriétés des forces centrales*..... 7
1. Un point matériel attiré ou repoussé par un point fixe, suivant la droite qui les joint, décrit une trajectoire située dans un plan passant par le point fixe 7. — 2. Principe des aires, 8. — 3. Trajectoire d'un mobile attiré ou repoussé par un point fixe en raison inverse du carré de la distance, 9. — 4. Cas de deux corps électrisés en présence l'un de l'autre, 11.
- II. *Rappel de quelques définitions et formules de la théorie cinétique des gaz*..... 13
5. Atome. Masse atomique. Molécule. Atomicité. Masse moléculaire. Molécule-gramme. Nombre d'Avogadro. Valence. Radicaux. Loi d'Avogadro généralisée par Van t'Hoff, 13. — 6. Détermination du nombre d'Avogadro, 15. — 7. Loi de Maxwell, 18. — 8. Valeur de la vitesse efficace  $W$  en fonction de la température absolue  $T$  du gaz, 18. — 9. Loi de Mariotte, 19. — 10. Nombre de molécules  $n$  par centimètre cube, 19. — 11. Vitesse efficace  $W$ , 19. — 12. Énergie  $\tau$  d'une molécule-gramme, 20. — 13. Nombre moyen  $\nu$  de chocs subis par une molécule en une seconde, 20. — 14. Libre parcours moyen  $l$  d'une molécule, 22. — 15. Coefficient de viscosité d'un gaz, 22. — 16. Coefficient de diffusion d'un gaz, 23.
- III. *Mouvement d'un corpuscule électrisé dans des champs électriques et magnétiques superposés*..... 24
17. Cas général. Les champs sont quelconques, 24. — 18. Le champ magnétique est nul et le champ électrique constant, 26. — 19. Le champ électrique est nul et le champ magnétique constant, 27. — 20. Les deux champs sont uniformes et ont leurs directions perpendiculaires, 29. — 21. Les deux champs sont uniformes et ont leurs directions parallèles, 30. — 22. Le champ magnétique est uniforme et dirigé suivant l'axe des  $z$ ,

mais le potentiel électrique au point  $xyz$  est fonction de la distance de ce point à l'axe des  $z$ , 31.

## CHAPITRE II

## Constitution atomique de l'électricité.

I. <i>La constitution atomique de l'électricité est une conséquence nécessaire de celle de la matière</i> .....	33
23. Électron, 33.	
II. <i>Corpuscules cathodiques</i> .....	34
24. Expériences de Crookes, 34. — 25. Expériences de Jean Perrin, 37.	
III. <i>Détermination de la vitesse <math>v</math> d'un corpuscule et du rapport <math>\frac{e}{m}</math> de sa charge à sa masse</i> .....	39
26. Expériences de J.-J. Thomson, 39. — 27. Détermination du rapport $\frac{e}{m}$ pour les corpuscules d'origine photoélectrique, 41. — 28. Détermination du rapport $\frac{e}{m}$ pour les corpuscules $\beta$ émis par les corps radioactifs, 42.	
IV. <i>Corpuscules positifs</i> .....	44
29. Rayons $\alpha$ des corps radioactifs, 44. — 30. Rayons canaux de Goldstein, 45.	
V. <i>Détermination de la charge <math>e</math> des corpuscules négatifs</i> .....	46
31. Ions positifs et ions négatifs, 46. — 32. Expériences de J.-J. Thomson, 47. — 33. Expériences de Millikan, 51.	
VI. <i>Détermination de la charge des rayons <math>\alpha</math> des corps radioactifs</i> .....	53
34. Méthode du dénombrement des particules, 53. — 35. Nature de ces particules, 53.	
VII. <i>Conclusion</i> .....	55
36. Certitude de l'existence de l'électron, 55. — 37. L'unité d'électricité positive : le proton, 55.	

## CHAPITRE III

## Électrons.

I. <i>Énergie emmagasinée dans ces corpuscules. Leurs dimensions</i> .....	57
38. Énergie acquise par un électron dans un champ électrique, 57. — 39. Dimension de l'électron et du proton, 58.	
II. <i>Électrons ou protons au repos ou animés d'une vitesse constante dans l'éther</i> ...	59
40. Électrons ou protons au repos dans l'éther. Champ électrique, 59. — 41. Électron ou proton se déplaçant avec une vitesse constante dans l'éther. Champ magnétique, 60. — 42. Sillage, 62. — 43. Masses tangentielle et transversale, 63. — 44. Relation fondamentale entre les champs électrique et magnétique, 64.	



III. <i>Mouvement accéléré des corpuscules électrisés. Rayonnement</i> .....	65
45. Cas où la théorie électromagnétique de Maxwell cesse de s'appliquer, 65. — 46. Onde électromagnétique, 66. — 47. Onde d'accélération, 66. — 48. Rayonnement, 67. — 49. Électrons à l'état stationnaire, 69.	
IV. <i>Théorie des quanta</i> .....	69
50. Action, 69. — 51. Principe de la moindre action, 70. — 52. Nouveaux principes d'action, 70. — 53. Quanta. Leur expression habituelle, 73. — 54. Rayonnements, 73. — 55. Retour à la théorie de l'émission, 73.	
V. <i>Magnéton</i> .....	74
56. Un électron décrivant une circonférence équivaut à un aimant, 74.	

## CHAPITRE IV

## Atomes.

I. <i>Constitution de l'atome</i> .....	77
57. Conceptions modernes de la constitution de l'atome, 77. — 58. Relation entre la charge du noyau d'un atome et son rang atomique, 81.	
II. <i>Électrons libres de l'atome</i> .....	82
59. Séries et anneaux K, L, M..., 82. — 60. Électron de l'atome d'hydrogène, 82. — 61. Électrons d'un atome de nombre atomique N, 84. — 62. Trajectoires des électrons, 85. — 63. Affinité chimique des atomes, 88.	
III. <i>Rayonnement (théorie de Bohr)</i> .....	93
64. Relation entre les déplacements de l'électron d'une orbite sur une autre et la fréquence de la radiation émise, 93. — 65. Symbolisation des raies spectrales, 94.	

## CHAPITRE V

## Ions gazeux.

I. <i>Ion</i> .....	97
66. Définitions, 97. — 67. Figuration des ions, 97.	
II. <i>Ionisation</i> .....	98
68. Ionisation par la lumière, 98. — 69. Ionisation par choc, 100. — 70. Principales causes d'ionisation, 104. — 71. Mesure du nombre d'ions produits par seconde dans une masse gazeuse, 105. — 72. Recombinaison des ions, 106. — 73. Diffusion des ions, 110.	
III. <i>Mobilité des ions</i> .....	112
74. Définition, 112. — 75. Mesure de la mobilité des ions positifs, 112. — 76. Mesure de la mobilité des ions négatifs, 114. — 77. Mesure directe des mobilités. Expériences de Langevin, 115. — 78. Influence de la pression sur la mobilité des ions, 116. — 79. Relations entre le libre parcours, les mobilités et le coefficient de recombinaison, 117.	
IV. <i>Grosueur des ions</i> .....	119
80. Attraction entre ions et molécule, 119. — 81. Electro-affinité, 120. — 82. Intensité d'ionisation, 121.	
M. LEBLANC. — La décharge électrique dans le vide et dans les gaz.	24

## CHAPITRE VI

## Potentiels d'ionisation et potentiels de résonance.

I. Définitions.....	122
83. Atome excité et atome ionisé, 122. — 84. Potentiel de résonance et potentiel d'ionisation, 122. — 85. Raies de résonance pure, 124.	
II. Détermination des potentiels d'ionisation et de résonance.....	125
86. Méthode spectroscopique, 125. — 87. Méthode électrique, 125. — 88. Méthode photoélectrique, 130. — 89. Application à un cas particulier : le mercure, 130. — 90. Potentiels d'ionisation des différents corps à l'état gazeux, 134. — 91. Spectres d'arc de seconde espèce, 134.	
III. Action des chocs électroniques sur les atomes déjà excités ou ionisés.....	135
92. Action d'un choc électronique sur un atome déjà excité. Temps de relaxation, 135. — 93. Action d'un choc électronique sur un atome déjà ionisé. Spectres d'ordre supérieur, 136. — 94. Spectres d'étincelle d'ordre supérieur, 137. — 95. Spectres de rayons X, 138.	
IV. Absorption des radiations par les atomes déjà excités.....	138
96. Expériences de Füchtbauer, 138. — 97. Ionisation cumulative, 139.	
V. Potentiels critiques des molécules.....	140
98. Spectres de bandes, 140. — 99. Dissociation des molécules en atomes sous l'influence de la chaleur, 140. — 100. Ordre de grandeur des potentiels critiques des molécules, 140.	

## DEUXIÈME PARTIE

## PASSAGE DE L'ÉLECTRICITÉ A TRAVERS LE VIDE OU LE GAZ

## CHAPITRE PREMIER

## Passage de l'électricité à travers le vide.

I. Définition du vide.....	143
101. Formule de Richardson, 143. — 102. Nombre d'électrons libres par centimètre cube dans les métaux. Pression de ces électrons, 147. — 103. Travail nécessaire pour transformer en ion positif une molécule d'un métal ou d'un de ses oxydes, 148. — 104. Nombre de volts dont un électron peut élever son potentiel en utilisant sa force vive, 149. — 105. Influence de la température d'une électrode, 149.	
II. Photoélectricité.....	150
106. Nature du phénomène, 150. — 107. Vitesse des électrons photoélectriques, 150. — 108. Expériences de Millikan pour la vérification de la relation d'Einstein, 151.	
III. Émission d'ions positifs par les corps conducteurs à haute température.....	154
109. Émission par les métaux, 154. — 110. Émission par les sels chauffés. Rayons anodiques, 155.	



IV. <i>Influence d'un champ électrique sur l'écoulement des électrons</i> .....	156
110. Nécessité de soumettre les électrons à l'influence d'un champ pour leur faire franchir le vide, 156. — 112. Courant de saturation, 158.	
V. <i>Différence de potentiels à maintenir entre les électrodes pour que le courant acquière une intensité déterminée, mais au plus égale à celle du courant de saturation</i> .....	159
113. Charge d'espace, 159. — 114. Théorie de Child, 160.	
VI. <i>Principe des appareils utilisant l'émission électronique d'un filament dans le vide</i> .....	164
115. Soupape à électrons, 164. — 116. Robinet électrique à électrons, 165.	

## CHAPITRE II

**Passage de l'électricité à travers les gaz quand la cathode demeure froide.**

I. <i>Action d'un champ électrique sur un gaz ionisé</i> .....	168
117. Grande différence de l'intensité des phénomènes suivant que la cathode est maintenue froide ou incandescente, 168. — 118. Action d'un champ électrique sur les molécules et les ions, 168. — 119. Charge d'espace, 170. — 120. Courant de saturation, 174. — 121. Potentiel explosif, 174.	
II. <i>Courants produits dans les gaz par suite de l'ionisation par choc entre électrodes constituées par des plaques parallèles</i> .....	175
122. Courant produit entre deux plateaux parallèles quand les ions d'une seule espèce produisent l'ionisation par choc, 175. — 123. Courant produit entre deux plateaux parallèles quand les ions négatifs et les ions positifs provoquent l'ionisation par choc, 179. — 124. Courant produit entre deux plateaux parallèles quand les ions négatifs produisent l'ionisation par choc et quand les ions positifs qui atteignent la cathode en arrachent des ions négatifs, 179. — 125. Potentiel explosif, 180.	
III. <i>Potentiel explosif</i> .....	181
126. Mesure du potentiel explosif, 181. — 127. Intérêt qu'il y a à étudier dans les gaz raréfiés les phénomènes qui accompagnent la décharge électrique, 184.	
IV. <i>Régimes de décharge entre plaques parallèles</i> .....	184
128. Condition pour qu'un courant d'ions produits par collision puisse se maintenir, 184. — 129. Distribution des ions dans le gaz, 185. — 130. Concentration du champ au voisinage de la cathode, 186. — 131. Chute de potentiel cathodique normale, 186. — 132. Formes de la décharge entre plaques parallèles, 187.	
V. <i>Décharges entre cylindres coaxiaux</i> .....	187
133. Champ critique, 187. — 134. Effluve, 188.	
VI. <i>Passage du courant dans les gaz raréfiés contenus dans des tubes à vide</i> .....	189
135. Conditions générales du phénomène, 189. — 136. Aspect de la décharge, 190. — 137. Ionisation de la cathode par le choc des ions positifs, 195. — 138. Phénomènes d'ionisation et de recombinaison dans la colonne positive, 197. — 139. Discontinuité de la décharge, 198. — 140. Essai de théorie de la décharge dans les tubes à gaz raréfiés, 198.	
VII. <i>Conclusion</i> .....	206
141. Effluve, 206. — 142. Étincelle, 206.	



## CHAPITRE III

**Passage de l'électricité à travers les gaz quand la cathode est maintenue à l'incandescence.**

I. <i>Caractéristiques de la décharge</i> .....	207
143. Courant de saturation de la cathode, 207. — 144. Chute de potentiel cathodique, 208. — 145. Rétrécissement de la veine fluide parcourue par le courant aux abords de la cathode, 209. — 146. Intensité du courant par centimètre carré à la surface de la cathode, 210. — 147. Nécessité d'un amorçage préalable dans le cas général. Manières de le déterminer, 211.	
II. <i>Cas du courant alternatif</i> .....	214
148. Rôle fondamental de la cathode, 213. — 149. Tension d'amorçage de l'arc, 214. — 150. Mise en évidence du déplacement des ions positifs qui créeront la chute de potentiel cathodique, 215.	
III. <i>Essai d'une théorie de l'arc à courant continu</i> .....	216
151. Chutes de potentiel aux électrodes, 216. — 152. Application de la formule de Child, 217.	
IV. <i>Arcs à très basse tension</i> .....	218
153. Rôle de l'ionisation cumulative mixte, 218. — 154. Mécanisme de l'amorçage de l'arc, 219.	

## TROISIÈME PARTIE

## CHAPITRE PREMIER

**Appareils utilisant la décharge électronique dans le vide.**

I. <i>Kénotrons</i> .....	219
155. Description, 221. — 156. Intensité et forme du courant, 222. — 157. Dimensionnement d'un kénotron, 223. — 158. Rendement des kénotrons, 225. — 159. Danger d'un court-circuit dans un kénotron, 226.	
II. <i>Ampoules à rayons X à cathode incandescente</i> .....	226
160. Notions sommaires sur la nature et l'origine des rayons X, 226. — 161. Ampoules à cathode incandescente, type Coolidge, 229. — 162. Tube de Lillienfeld à cathode incandescente, 233. — 163. Tube à cathode en pointe de Lillienfeld, 234. — 164. Forme de la décharge électrique dans un tube Coolidge, 234.	
III. <i>Lampes à trois électrodes</i> .....	235
165. Généralités, 235. — 166. Dynatron, 237. — 167. Magnétron, 238.	

## CHAPITRE II

**Appareils utilisant la décharge électrique dans les gaz raréfiés.**

I. <i>Généralités</i> .....	239
168. Caractère de la décharge électrique dans ces appareils, 239. — 169.	



Absorption des gaz dans la décharge électrique, 239. — 170. Désintégration cathodique, 241.	
II. <i>Ampoules à rayons X à gaz ou à afflux cathodique</i> .....	242
171. Aspect de la décharge, 242. — 172. Choix de la cathode, 243. — 173. Choix du gaz, 244. — 174. Régulateurs de pression, 244. — 175. Les modèles actuels d'ampoules à gaz, 245. — 176. Forme de la décharge électrique dans une ampoule à gaz, 247.	
III. <i>Soupapes cathodiques</i> .....	247
177. Soupape de Villard, 247. — 178. Soupape de Koch, 248. — 179. Soupapes à électrodes dyssymétriques pour basse tension, 248.	
IV. <i>Jauge à ionisation</i> .....	249
180. Description, 249. — 181. Fonctionnement, 250.	
V. <i>Cellules photoélectriques</i> .....	251
182. Description et usages, 251.	
VI. <i>L'éclairage par tubes ou ampoules à gaz raréfiés</i> .....	252
183. La lumière Moore, 252. — 184. Tubes au néon de George Claude, 255. — 185. Les petites ampoules au néon, 256.	
VII. <i>Décharge électrique sans électrodes</i> .....	258
186. Ionisation spontanée des gaz, 258. — 187. Expériences de Bouty sur les limites de l'état diélectrique des gaz, 258. — 188. Les tubes au néon détecteurs de champ électrique, 260. — 189. Expériences de J.-J. Thomson, 260.	
VIII. <i>Oscillographes cathodiques</i> .....	261
190. Oscillographe Western, 261. — 191. Oscillographe Dufour, 263.	
IX. <i>Rayons d'électricité positive</i> .....	266
192. Rayons canaux de Goldstein, 266. — 193. Action des champs électrique et magnétique sur les rayons positifs, 267. — 194. Analyse chimique des gaz par les rayons positifs, 269. — 195. Origine des rayons positifs, 269.	

## CHAPITRE III

## L'arc électrique.

A. — L'ARC A COURANT CONTINU.....	272
I. <i>Généralités</i> .....	272
196. Rappel des caractéristiques physiques du phénomène de l'arc électrique, 272. — 197. Stabilité de l'arc. Condition de Blondel, 273. — 198. Action d'un courant gazeux sur l'arc, 274. — 199. Action d'un champ magnétique sur l'arc, 275. — 200. Amorçage de l'arc, 275.	
II. <i>Arc entre charbons</i> .....	276
201. Formule de Mr. Ayrton, 276. — 202. L'arc entre charbons source de lumière, 278. — 203. Rendement lumineux, 279. — 204. Usure des charbons. Transport de matière dans l'arc. Arc en vase clos, 279. — 205. Arc à flamme, 280. — 206. L'arc dans les projecteurs. Arc de grande intensité, 282.	
III. <i>Arc entre électrodes métalliques</i> .....	285
207. Caractéristiques et limites de stabilité, 285. — 208. Arcs de très petite longueur. Caractéristique d'arc de longueur zéro, 288. — 209. Arc	



	magnétite, 289. — 210. Arc entre électrodes de tungstène, 289. — 211. Arc Garbarini, 291. — 212. Fours électriques à arc, 292. — 213. Soudure électrique par arc, 292.	
IV.	<i>Arc à vapeur de mercure</i> .....	294
	214. Généralités, 294. — 215. Chute de tension aux électrodes, 295. — 216. Colonne positive, 295. — 217. Rendement lumineux de l'arc à vapeur de mercure. Arc à haute pression, 296. — 218. Description des modèles industriels de lampes à vapeur de mercure, 297. — 219. Lampes à mercure à atmosphère gazeuse. Lampes à amalgame, 299.	
B.	L'ARC A COURANT ALTERNATIF.....	299
V.	<i>L'arc à courant alternatif entre électrodes métalliques</i> .....	299
	220. Arc à vapeur de mercure à haute tension à courant alternatif, 299. — 221. Arc à courant alternatif entre électrodes métalliques, 300.	
VI.	<i>L'arc à courant alternatif entre charbons</i> .....	302
	222. Expériences de Blondel, 302. — 223. Caractéristique statique et dynamique de l'arc. Hystérésis, 304. — 224. Facteur de puissance de l'arc alternatif, 305.	
VII.	<i>Applications diverses de l'arc alternatif</i> .....	305
	225. Action chimique produite dans les gaz par l'étincelle ou l'arc électrique, 305. — 226. Production d'oscillations de haute fréquence au moyen d'un arc. Arc chantant, 306. — 227. L'arc dans l'hydrogène et la soudure par la flamme d'hydrogène atomique, 310.	

## CHAPITRE IV

## L'arc redresseur de courant.

I.	<i>Expériences mettant en évidence la possibilité de redresser un courant alternatif à l'aide d'un arc électrique</i> .....	314
	228. Expériences de Jamin et Maneuvrier, 314. — 229. Expériences de Dunoyer et Toulon, 315.	
II.	<i>Tungar. Rectigon</i> .....	316
	230. Choix du gaz et de sa pression, 316. — 231. Description, 316.	
III.	<i>Le redresseur à vapeur de mercure</i> .....	318
	232. Redresseur monoanodique, 318. — 233. Redresseur bianodique, 319. — 234. Redresseur polyanodique, 320. — 235. Relation entre la tension moyenne redressée à vide et la tension alternative secondaire entre neutre et phase, 321. — 236. Décomposition de la tension redressée en série de Fourier, 322. — 237. Self de cathode, 325. — 238. Courant anodique, 325. — 239. Mise en parallèle des redresseurs, 326. — 240. Transformateur d'alimentation. Facteur de puissance. Chute de tension, 327. — 241. Bobine d'absorption, 329. — 242. Couplage en polygone. Couplage en fougère, 331. — 243. Limites du redressement. Allumages en retour, 332. — 244. Chute de tension dans l'arc. Rendement. Refroidissement artificiel, 333. — 245. Description des redresseurs à ampoules de verre, 334. — 246. Redresseur métallique à vapeur de mercure, 335. — 247. Redresseur à mercure à atmosphère d'argon, 337.	
IV.	<i>Appareils à milieu ionisé munis de grille</i> .....	338
	248. Généralités, 338. — 249. Travaux de Langmuir, 339. — 250. Recherches	



de Maurice Leblanc et Touly, 340. — 251. Transformation statique du courant continu en courant alternatif par le « robinet électrique » de Maurice Leblanc, 342. — 252. Recherches de Dunoyer et Toulon, 345.

## CHAPITRE V

## La décharge électrique dans l'air à la pression atmosphérique.

I. <i>Aigrette. Effluve. Effet corona ou de couronne</i> .....	348
253. Décharge par les pointes, 348. — 254. Vent électrique, 350. — 255. Décharge entre deux cylindres coaxiaux, 350. — 256. Précipitation électrique des poussières, 352. — 257. Décharge entre deux conducteurs parallèles et semblables, 353. — 258. Expériences de Peek sur l'effet de couronne, 354. — 259. Perte d'énergie due à l'effet de couronne, 355.	
II. <i>Décharge disruptive. Étincelle. Arc</i> .....	357
260. Passage de l'effet de couronne à l'étincelle, 357. — 261. Retard à l'étincelle, 359. — 262. Potentiel explosif entre pointes, 359. — 263. Potentiel explosif entre plans indéfinis, 360. — 264. Potentiel explosif entre sphères, 361. — 265. Décharges entre électrodes très rapprochées, 362. — 266. Potentiels explosifs sous haute pression, 363.	
III. <i>Arcs dans l'appareillage électrique</i> .....	364
267. Généralités, 364. — 268. Commutation, 364. — 269. <i>Flash</i> des dynamos à courant continu haute tension, 365.	

---

6577-29. — CORBEIL IMPRIMERIE CRÉTÉ.

---



# Encyclopédie d'Électricité Industrielle

PUBLIÉE SOUS LA DIRECTION DE

**M. A. BLONDEL**

MEMBRE DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES, PROFESSEUR A L'ÉCOLE NATIONALE DES PONTS ET CHAUSSÉES  
PRÉSIDENT D'HONNEUR DE LA SOCIÉTÉ DES ÉLECTRICIENS

**35 volumes in-8 (16 × 23,5) de 300 à 600 pages avec figures.**

Sous le patronage de l'Union des Syndicats de l'Électricité,  
de la Société Française des Électriciens, du Syndicat professionnel  
des Ingénieurs électriciens français.

**CHAQUE VOLUME SE VEND SÉPARÉMENT DE 70 à 150 fr. ENVIRON**

On sait combien s'est développé rapidement la technique de l'Électricité industrielle en moins d'un demi-siècle. Son évolution n'est sans doute pas encore terminée, mais les principaux types de machines et leurs grandes applications sont déjà suffisamment stabilisés pour qu'on puisse dresser un tableau d'ensemble de la grande industrie électrique, de ses principes et de son adaptation à la solution d'autres problèmes industriels.

Tel est l'objet de l'Encyclopédie d'Électricité industrielle, dont nous avons entrepris la publication sous la direction de M. André Blondel, que ses recherches dans les domaines les plus variés de l'Électricité, depuis les phénomènes de l'induction, l'enregistrement et l'analyse des courants alternatifs jusqu'à l'éclairage, à la traction électrique et à la télégraphie sans fil, nous ont paru qualifier particulièrement pour organiser et guider cette publication.

L'Encyclopédie comprendra environ 35 volumes consacrés chacun à une spécialité bien définie, mais qui s'enchaîneront suivant un ordre logique et d'après un plan uniforme.

Chaque ouvrage est confié à un véritable spécialiste, ou à un groupe de spécialistes, qualifié par des recherches antérieures et par une pratique professionnelle; un grand nombre d'entre eux appartiennent aux corps professoraux de l'École supérieure d'Électricité, de l'École municipale de physique et chimie de la Ville de Paris, des Instituts électrotechniques des Universités, du personnel directeur des plus grandes entreprises industrielles. C'est dire que, tout en restant parfaitement accessible au grand public, grâce à la clarté de l'exposition, l'Encyclopédie offrira le même niveau que celui de l'enseignement des Instituts électrotechniques et réalisera autant que possible l'alliance si désirable de la science et de la pratique.

D'après les indications de M. Blondel, nous exposons, ci-après, la liste des ouvrages et des auteurs de l'Encyclopédie d'Électricité industrielle.

## PRINCIPES GÉNÉRAUX

### I. — *Connaissances de l'Électricité théorique nécessaires à l'étude de l'Électrotechnique.*

Étant données les transformations profondes qu'a subies la physique dans ces vingt dernières années, il a paru nécessaire de faire appel pour cet ouvrage au concours d'un savant professeur de l'Université dont les travaux d'enseignement aient été associés à ces progrès, et qui puisse donner aux ingénieurs électriciens de nouvelles directives fondées sur l'électricité moderne. M. BLANC, professeur à l'Université et à l'Institut Electrotechnique de Caen, a bien voulu se charger de cette tâche difficile.

### II. — *Matériaux et organes élémentaires de l'Électrotechnique. — Rhéostats. — Self-condensateurs. — Electro-aimants.*

M. JOUAUST, chef de travaux à l'École supérieure d'Électricité, ingénieur attaché à l'Établissement central de la radio-télégraphie militaire, s'est depuis longtemps distingué par ses recherches et ses publications sur les propriétés électriques et magnétiques des matériaux employés dans la construction des machines et par les applications à la télégraphie sans fil; il fera profiter l'Encyclopédie de son expérience et d'une importante documentation.

### III. — *Unités, mesures et compteurs électriques.*

Cet ouvrage fondamental en deux volumes constituera une mise au point du cours remarquable professé depuis de longues années à l'École supérieure d'Électricité par M. CHAUMAT, sous-directeur honoraire de cette École et professeur au Conservatoire des Arts et Métiers; ce dernier s'est adjoint, pour cette publication, M. LANGE, chef de travaux à l'École supérieure d'Électricité.

## TECHNIQUE DES COURANTS CONTINUS

### IV. — *Piles primaires et accumulateurs.*

Ce sujet a été complètement renouvelé dans ces dernières années par M. FERY, docteur ès sciences, professeur à l'École de physique et chimie, à qui l'on doit d'importantes recherches sur les piles et accumulateurs; avec le concours de M. CHENEVEAU, docteur ès sciences, chargé de cours à la Faculté des Sciences de Paris, il exposera à l'état actuel de la technique de la production de l'électricité par transformations chimiques.

### V. — *Machines à courant continu (Dynamos et moteurs).*

Pendant de longues années nous avons été tributaires, pour la théorie et la construction de ces machines, des spécialistes allemands: M. MAUDUIT, professeur à la Faculté des Sciences et à l'Institut électrotechnique de Nancy, a récemment modifié les théories existantes et donné à l'étude de la dynamo à courant continu une nouvelle base; il exposera dans ce volume le résultat de ses recherches et des méthodes de calcul claires et simples qu'il en a déduites.



### VI. — Méthodes générales d'étude des courants alternatifs.

M. BLONDEL, le directeur de l'Encyclopédie, exposera dans cet ouvrage différentes méthodes qu'il a créées pour l'étude expérimentale des courants alternatifs et y donnera un exposé synthétique et critique de toutes les méthodes générales de calcul dont peut avoir besoin l'ingénieur pour mettre en équations et traiter aisément n'importe quel problème relatif aux courants alternatifs.

Cet ouvrage servira d'introduction à l'étude du matériel et des transmissions à courants alternatifs.

### VII. — Machines synchrones et asynchrones à courants alternatifs (Générateurs et Moteurs).

La rédaction de cet ouvrage en deux volumes est confiée à M. BETHENOD, ingénieur conseil de diverses sociétés, bien connu par ses nombreuses recherches et inventions et à M. ROTH, ingénieur en chef à la Société Alsacienne de Constructions mécaniques, qui s'est signalé depuis longtemps par d'importantes études théoriques sur le fonctionnement des différentes machines à courants alternatifs et par une haute valeur professionnelle comme constructeur.

### VIII. — Transformateurs statiques et rotatifs.

M. ROUGE ancien élève de l'Ecole Polytechnique, ingénieur en chef des services électriques des Etablissements Schneider et C<sup>ie</sup>, qui s'est depuis longtemps spécialisé dans la construction et qui a créé autrefois un très intéressant système de permutateur rotatif, M. BUNET, ingénieur conseil, qui s'est signalé dans la construction et les exploitations électriques et qui a une remarquable expérience de ces appareils, exposeront la technique la plus moderne des transformateurs fixes et tournants.

### IX. — Machines à collecteur, à courants alternatifs.

Peu de sujets ont donné lieu à autant d'inventions intéressantes depuis trente ans que ces machines qui comprennent les moteurs et génératrices à collecteurs à courants alternatifs simples et polyphasés.

M. LATOUR, maître de conférences à l'Ecole supérieure d'électricité, Ingénieur conseil de plusieurs sociétés, à qui l'on doit des inventions capitales dans le domaine des machines à collecteurs, et M. OTS-CHEVALIER, ingénieur à la Société des ateliers de constructions du Nord et de l'Est, qui a publié d'importantes contributions à la théorie des moteurs asynchrones, apportent à cet ouvrage la collaboration de leurs travaux et de leurs recherches.

## TECHNIQUE DES BUREAUX DE DESSIN ET ATELIERS

### X. — Construction et usinage du matériel électrique.

Il a paru bon de réunir dans un volume spécial toutes les questions communes à la construction des différentes machines tournantes, tant au point de vue des calculs mécaniques et du projet de ces machines dans les bureaux de dessin, qu'au point de vue de leur usinage dans les ateliers de constructions, et du calcul et de la réglementation des conditions d'échauffement.

Cet ouvrage de synthèse, dont il n'existe encore aucun équivalent, sera rédigé avec une haute compétence par M. de PISTOYE, ingénieur en chef des services électriques de la Société Bréguet, professeur à l'Ecole supérieure d'électricité, dont l'enseignement remarqué traite déjà une partie de ce sujet.

### XI. — Essais des machines électriques.

M. GUILBERT, sous-directeur de l'Ecole supérieure d'électricité, professeur adjoint au Conservatoire national des Arts et Métiers, qui a bien voulu entreprendre la rédaction de cet ouvrage, s'est depuis longtemps fait connaître de tous les électriciens par son enseignement à l'Ecole pratique d'Électricité industrielle, puis à l'Ecole supérieure d'électricité et par ses importantes recherches personnelles sur le calcul, la construction et les essais du matériel électrique. Cet ouvrage reproduit avec plus de développement ses cours de l'Ecole supérieure d'électricité et du Conservatoire des Arts et Métiers.

## TECHNIQUE DES INSTALLATIONS

### XII. — Appareillage électrique.

C'est aussi l'enseignement de l'Ecole supérieure d'électricité qui fait le fond de l'ouvrage que M. COURTOIS, directeur de la Société industrielle des téléphones, maître de conférences à l'Ecole supérieure d'électricité, consacrera à cette techn. que, dont les progrès sont constants et variés, et qui intervient dans toutes les installations électriques.

### XIII. — Centrales électriques.

La production de l'électricité tend de plus en plus à se concentrer dans de grandes usines utilisant comme force motrice, soit des moteurs thermiques, soit des moteurs hydrauliques. L'installation de ces usines centrales, leur exploitation et la tarification de leur économie générale seront traitées dans un même volume par deux auteurs particulièrement qualifiés par une longue expérience professionnelle à la tête d'importantes sociétés de construction et d'exploitation. M. DROUIN, directeur des services techniques de la Compagnie générale d'électricité, maître de conférences à l'Ecole supérieure d'électricité et M. DUVAL, directeur général des services électriques de la Société générale d'entreprises, maître de conférences à l'Ecole supérieure d'électricité, traiteront respectivement dans cet ouvrage les matières qu'ils professent dans leurs cours de l'Ecole supérieure d'électricité sur les centrales thermo-électriques et hydro-électriques respectivement, avec une haute maîtrise de ces sujets.

## TECHNIQUE DES DISTRIBUTIONS

### XIV. — Transmissions et distributions de l'énergie.

L'étude théorique des transmissions, qui n'a pas encore jusqu'ici été traitée d'une manière satisfaisante, et la technique française, est absolument nécessaire pour



quiconque veut dresser un projet de distribution urbaine ou régionale, ou de grand transport d'énergie ou d'alimentation de réseaux de traction, M. THIELEMANS, *ingénieur à la Compagnie Thomson-Houston*, ancien élève de l'École Polytechnique et de l'École supérieure d'électricité qui s'est spécialisé dans ces questions par des recherches originales sur les calculs des transports d'énergie, rédige cet ouvrage en tenant compte des progrès les plus récents réalisés en Europe et surtout en Amérique.

**XV. — Canalisations aériennes.**

Une fois établies la théorie et l'économie des transmissions électriques dans l'ouvrage précédent, M. LACABE-PLASTEIG, *ingénieur E. S. E. et directeur de la Société générale d'électrification* exposera avec une compétence toute spéciale, acquise au cours de plusieurs entreprises, les procédés d'exécution des lignes aériennes destinées aux transports et distributions d'énergie et à l'alimentation des chemins de fer électriques.

**XVI. — Câbles et réseaux souterrains.**

Dans un ouvrage symétrique du précédent, M. DELON, *directeur technique de la Compagnie générale des câbles de Lyon, maître de conférences à l'École supérieure d'électricité*, à qui l'on doit d'intéressants progrès dans la construction et l'expérimentation, exposera les principes et les procédés de fabrication des câbles à placer dans le sol ou sous l'eau, leur calcul pratique et leur utilisation pour la distribution ; cet ouvrage constituera un développement des conférences que l'auteur professe avec succès sur ce sujet à l'École supérieure d'électricité.

**TECHNIQUE DES RÉGIMES ANORMAUX OU DANGEREUX**

**XVII. — Oscillations électro-mécaniques et régimes troublés et dangereux.**

Les nombreux accidents ou incidents survenus dans l'exploitation des usines et de distributions d'énergie ont mis en évidence, surtout dans ces dernières années, la complexité des phénomènes oscillatoires d'ordre mécanique ou électrique qui peuvent prendre naissance soit par l'accouplement de machines, soit par les mises en marche brusques, les ouvertures et fermetures de circuits, les mises en court-circuit, ou les mises à la terre, etc... Ces questions, extrêmement complexes, demandent une analyse pénétrante et une compréhension parfaite de tous les phénomènes physiques. M. BOUCHEROT, *professeur à l'École de physique et chimie, maître de conférences à l'École supérieure d'électricité*, qui s'est distingué au cours de sa carrière d'ingénieur-conseil et d'inventeur par de remarquables travaux sur ces questions, résumera dans ce volume le résultat de ses recherches et de sa haute expérience.

**XVIII. — Dangers et réglementation des Courants électriques.**

À côté de leur rôle utile, les courants électriques donnent lieu à différents dangers pour les personnes et les choses, ce que les Américains appellent des « nuisances », qui vont depuis l'électrocution des personnes et l'incendie des immeubles par la foudre ou les courants dérivés jusqu'à l'électrolyse des conduites souterraines par les courants vagabonds et à la perturbation des transmissions télégraphiques ou téléphoniques ; la réglementation administrative des courants industriels dans les usines et sur la voie publique a pour but d'éviter ces inconvénients ou de les réduire au minimum. M. de NERVILLE, *ancien ingénieur en chef des Télégraphes, ancien directeur du Laboratoire central d'électricité, professeur-adjoint à l'École des Ponts et Chaussées*, et M. RUAT, *ingénieur des Postes et Télégraphes*, qui se sont spécialisés depuis plusieurs années, par des expertises et par l'enseignement à l'École supérieure des télégraphes dans l'étude de ces questions, en font dans le présent ouvrage un exposé d'ensemble très intéressant.

**TRACTION ÉLECTRIQUE**

La technique des tramways électriques ayant atteint un stade beaucoup plus avancé que celle de la traction électrique sur chemins de fer dont les applications ne font que commencer et sont appelées à prendre un grand développement, on a séparé dans l'Encyclopédie ces deux sujets et on a prévu en outre un ouvrage plus spécialisé dans la construction du matériel et de l'appareillage spéciaux à la traction électrique, de façon à laisser plus de place dans les premiers volumes aux questions d'ordre général.

**XIX. — Les tramways électriques et métropolitains.**

Ce sujet sera traité avec une compétence particulière par M. GUÉRY, *ingénieur E. S. E., directeur technique des services électriques de l'Omniium Lyonnais de chemin de fer et de tramways*, qui s'est spécialisé depuis plusieurs années dans les études de tramways et de métropolitain et qui a dirigé pendant la guerre l'exploitation de plusieurs réseaux de tramways.

**XX. — Les chemins de fer électriques.**

M. BACHELLERY, *ingénieur en chef adjoint à la direction des chemins de fer du Midi, ingénieur au corps des Mines*, qui a été chargé depuis plusieurs années de diriger les travaux de transformations de la traction mécanique des chemins de fer du Midi en traction électrique sur plusieurs lignes et qui a accompli plusieurs missions aux Etats-Unis pour étudier dans ce pays les progrès de la traction électrique traitera les applications de l'électricité à la traction des grandes lignes d'après l'expérience qu'il a ainsi acquise.

**XXI. — Matériel de traction électrique (moteurs, appareillage, etc.)**

M. BACHELLERY et M. GRATZMULLER, *ingénieur E. S. E., ingénieur en chef du service de la traction électrique à la Société Alsacienne de constructions mécaniques*, qui s'est spécialisé depuis longtemps déjà dans l'étude des moteurs et accessoires spéciaux à la traction à courant continu ou alternatif, développeront dans cet ouvrage les points de vue les plus modernes sur la construction de ce matériel en s'inspirant notamment des leçons de la construction américaine.

**ÉCLAIRAGE ÉLECTRIQUE**

**XXII. — Lampes électriques et leurs applications à l'éclairage.**

M. LAPORTE, *ingénieur civil des Mines, sous-directeur du Laboratoire central d'électricité*, qui s'est fait connaître des spécialistes par d'importantes publications sur la photométrie et les lampes



électriques, exposera avec une haute compétence les principes de l'éclairage, la construction et les progrès récents des lampes électriques et les meilleures méthodes pour leur utilisation dans l'éclairage public, l'éclairage des usines et ateliers, etc...

### APPLICATIONS DIVERSES DE L'ÉLECTRICITÉ

#### XXIII. — Applications mécaniques de l'Électricité aux mines, usines et ateliers.

M. BOY DE LA TOUR, *ingénieur conseil, ancien chef du service électrique de la C<sup>o</sup> de Fives-Lille*, depuis longtemps connu par ses publications sur les moteurs électriques, et M. HACAULT, *ingénieur à la Société électro-mécanique*, à qui l'on doit d'intéressantes études sur les treuils d'extraction dans les mines, consacreront à l'exposé des applications mécaniques diverses de l'électricité leur compétence théorique et pratique et le résultat de leur expérience.

#### XXIV. — Applications de l'Électricité à la marine.

Aucun ouvrage n'a été publié en France sur ces questions dont l'importance va constamment en croissant. M. RICAUD, *ingénieur principal de la Marine*, attaché au service technique central du Ministère de la Marine, a bien voulu se charger d'exposer ce sujet avec sa compétence professionnelle, et de faire connaître au public français les derniers progrès réalisés par les marines française et étrangères.

#### XXV. — Applications de l'Électricité à l'automobilisme et l'aviation.

M. BAUDOT, *ingénieur conseil de la Faculté des Sciences de Paris* et M. ANDRÉ, *ingénieur à la Société de constructions électriques de Paris-Rhône*, exposeront dans ce volume les applications fort intéressantes de l'électricité qui n'ont pas encore fait l'objet de publications d'ensemble et pour lesquelles ils ont acquis une expérience professionnelle importante avant et pendant la guerre.

#### XXVI. — L'Électricité dans les gaz et les redresseurs à mercure.

M. Maurice LEBLANC, *membre de l'Institut*, inventeur célèbre dans les différents domaines de l'électricité, qui s'est spécialisé depuis quelque temps dans l'étude des redresseurs à mercure et de l'électricité dans les gaz, a bien voulu consentir à exposer sous une forme didactique les principes de cette technique et les résultats de ses importantes recherches personnelles, notamment pour le redressement des courants alternatifs en vue de leur application à la distribution du courant continu.

#### XXVII. — Applications de l'Électricité aux travaux publics et à l'agriculture.

Étant donnée la diminution de la main-d'œuvre après la guerre, particulièrement en France, et l'augmentation du prix de cette main-d'œuvre, il devient de plus en plus nécessaire d'employer la force motrice électrique sur les chantiers de travaux publics. Le halage électrique des bateaux le pompage électrique sont également à l'ordre du jour. Enfin, les applications de l'électricité dans les fermes et pour la motoculture sont appelées à prendre un développement croissant avec le développement des distributions d'énergie. M. TUMERELLE, *ingénieur en chef des Ponts et Chaussées, ingénieur des services électriques de M.M. Schneider et C<sup>o</sup>*, qui a publié dans ces dernières années d'intéressants travaux sur la traction électrique et les applications des moteurs polyphasés, a bien voulu se charger d'étudier et de présenter dans un ouvrage didactique entièrement nouveau ces sujets qui n'ont encore été étudiés que d'une manière fort incomplète et dont l'intérêt est cependant capital pour le prompt relèvement économique de notre pays.

### TECHNIQUE DES COMMUNICATIONS A DISTANCE

Dans ces dernières années d'importants progrès ont été réalisés dans le domaine de la télégraphie et de la téléphonie. De nouvelles méthodes ont été créées et la télégraphie et la téléphonie sans fil ont avancé à pas de géant pendant la guerre. Une large place a donc dû être faite à l'exposé de ces progrès ; c'est pourquoi quatre volumes leur sont consacrés dans l'Encyclopédie.

#### XXVIII. — Transmissions télégraphiques et téléphoniques.

M. RAVUT, *ingénieur des Postes et Télégraphes, ingénieur de la Société industrielle des téléphones* spécialiste distingué et expérimenté de la télégraphie et de la téléphonie, exposera la théorie générale des lignes ; l'augmentation de la portée ; les méthodes nouvelles de transmission par courants alternatifs de fréquences variées.

#### XXIX. — Appareils et installations télégraphiques.

#### XXX. — Installations et exploitations téléphoniques.

M. N..., *ingénieur des télégraphes*, attaché au service central des recherches techniques des postes et télégraphes, fera connaître dans ce volume avec une compétence professionnelle très appréciée, tout ce qui concerne l'utilisation du téléphone, du microphone, les connexions, la commutation, etc., et donnera une large place à l'exposé des systèmes automatiques.

#### XXXI. — Télégraphie et téléphonie sans fil.

M. GUTTON, *professeur à la Faculté des Sciences de Nancy, maître de conférences à l'École supérieure d'électricité*, qui, sous la haute direction du général Ferrié, a été chargé pendant la guerre de toutes les études relatives à l'emploi de ces lampes pour l'émission et la réception, fera profiter les lecteurs de son exceptionnelle compétence pour exposer une vue d'ensemble de la téléphonie et de la télégraphie sans fil dans leurs manifestations les plus modernes. Il aura comme collaborateurs plusieurs ingénieurs spécialisés dans l'étude et l'exécution des grands postes émetteurs de télégraphie sans fil.

### ÉPILOGUE

#### XXXII. — Evolution de l'Électrotechnique depuis ses origines.

M. Paul JANET, *membre de l'Institut, directeur de l'École supérieure d'électricité et du Laboratoire central d'électricité, professeur à la Faculté des Sciences de Paris*, exposera dans ce volume ses vues personnelles sur les cinquante années d'enseignement sur l'électricité industrielle.



# LA SCIENCE MODERNE

Revue mensuelle illustrée (80 pages)

PARAISANT EN FRANCE, EN BELGIQUE, EN SUISSE ET AU CANADA

**QUELQUES COLLABORATEURS :** Bigourdan, Blondel, Bouvier, Georges Claude, Cuénot, Jumelle, Laubeuf, de Launay, Lecomte, Lecornu, de l'Académie des Sciences, Bois (Professeur au Muséum), Boutaric (Professeur à la Faculté des Sciences de Dijon), Cheneveau (Professeur à l'Ecole de Physique et de Chimie industrielles), Godard (Professeur à l'Ecole nationale des Ponts et Chaussées), Guillet (Directeur de l'Ecole Centrale), Lumière, de l'Académie de Médecine, Manquat (Professeur à l'Institut Catholique d'Angers), Matignon (Professeur au Collège de France), Olmer (Professeur à l'Institut Catholique), Reynaud-Bonin (Directeur des services téléphoniques de Paris), Roule (Professeur au Muséum), Seigle (Professeur à l'Ecole de la Métallurgie et des Mines de Nancy).

## PRIX DE L'ABONNEMENT

<b>UN AN</b>	<b>SIX MOIS</b>
France : 50 fr. — Etranger : 90 fr.	France : 26 fr. — Etranger : 46 fr.
<b>PRIX DU NUMÉRO : France, 5 fr.; Étranger, 7 fr. 50</b>	

La Bibliographie Industrielle et Technique (248 pages). Frais de port : France, 1 fr. — Etranger, 2 fr

## Encyclopédie de Chimie Industrielle

PUBLIÉE SOUS LA DIRECTION de M. C. MATIGNON

Membre de l'Institut, Professeur au Collège de France

Secrétaire général: M. NICOLARDOT

- |  |  |
|--|--|
| <p><b>Conservation de la Viande et du Poisson</b>, par C. BIDAULT, vétérinaire principal de l'Armée, directeur du Laboratoire de microbiologie de l'inspection générale des subsistances. Préface de M. LECLAINCHE, membre de l'Institut. 1927, 1 volume grand in-8 de 520 pages, avec 55 figures. — Relié, 92 fr. Broché..... 80 fr.</p> <p><b>Les Matières plastiques et les Soies artificielles</b>, par MM. CLÉMENT et RIVIÈRE, ingénieurs E. P. C. I. 1924, 1 volume grand in-8 de 528 pages, avec 98 figures. — Cartonné, 102 fr. Broché..... 90 fr.</p> <p><b>Les Vernis</b>, par Ch. COFFIGNIER, lauréat de la Société chimique de Paris. 1921, 1 vol. gr. in-8 de 640 pages, avec 29 figures. — Relié, 87 fr. Broché..... 75 fr.</p> <p><b>Les Couleurs et Peintures</b>, par Ch. COFFIGNIER. 1924, 1 volume grand in-8 de 762 pages, avec 114 figures. — Cartonné, 107 fr. Broché. 95 fr.</p> <p><b>Petite Industrie chimique (Industrie des Métaux)</b>, par E. HACKSPILL, professeur à la Faculté des Sciences de Strasbourg, et Remy-GENNETÉ, ingénieur-chimiste. 1926, 1 volume grand in-8 de 834 pages, avec 124 figures. — Relié, 112 fr. Broché..... 100 fr.</p> <p><b>Les Parfums. Chimie et Industrie</b>, par Paul JEAN-CARD, ingénieur des Arts et Manufactures. 1927, 1 volume grand in-8 de 387 pages, avec 39 figures. — Relié, 92 fr. Broché..... 80 fr.</p> <p><b>Fabrication industrielle de la Porcelaine</b>, par Marc LARCHEVÈQUE, ingénieur des Arts et Manufactures, 2 volumes grand in-8 :</p> <p>I. <b>Matières premières utilisées et leurs traitements</b>. 1928, 1 volume grand in-8 de 480 pages, avec 194 figures. — Relié, 92 fr. Broché. 80 fr.</p> | <p>II. <b>Cuisson et Décoration</b>. 1929, 1 volume grand in-8 de 372 pages, avec 101 figures. — Relié, 82 fr. Broché..... 70 fr.</p> <p><b>Blanchiment, Teinture, Impression et Apprêts</b>, par M. P. LEDERLIN, administrateur-directeur des usines de Thaon. 1923, 1 volume grand in-8 de 543 pages, avec 145 figures et 2 planches coloriées. — Relié, 97 fr. Broché..... 85 fr.</p> <p><b>Matières colorantes, l'Indigo et ses Dérivés</b>, par M. MARTINET, professeur à la Faculté des Sciences de Besançon. 1926, 1 volume grand in-8 de 834 pages, avec 124 figures et une planche d'échantillons. — Relié, 112 fr. Broché. 100 fr.</p> <p><b>Chimie des Colloïdes et applications industrielles</b>, par Louis MEUNIER, professeur de chimie industrielle à la Faculté des Sciences de Lyon. 1924, 1 volume grand in-8 de 336 pages. — Relié, 62 fr. Broché..... 50 fr.</p> <p><b>Les Procédés modernes de fabrication de l'Acide sulfurique</b>, par PIERRON, ingénieur E. P. C. I. 1928, 1 volume grand in-8 de 944 pages, avec 200 figures. — Relié, 162 fr. Broché.. 150 fr.</p> <p><b>Les Eaux usées</b>, par M. ROLANTS, chef de service à l'Institut Pasteur de Lille. 1925, 1 volume grand in-8 de 744 pages, avec 93 figures. — Relié, 102 fr. Broché..... 90 fr.</p> <p><b>Résines et Térébenthines. Les Industries dérivées</b>, par M. VÈZES, professeur à la Faculté des Sciences de Bordeaux, directeur-fondateur de l'Institut du Pin à Bordeaux, et DUPONT, directeur technique de l'Institut du Pin. 1924, 1 volume grand in-8 de 656 pages, avec 113 figures. — Relié, 102 fr. Broché..... 90 fr.</p> <p><b>Les Métaux précieux</b>, par J. VOISIN, ingénieur-chimiste. Préface de H. HANRIOT, directeur des essais à la Monnaie de Paris. 1922, 1 volume grand in-8 de 264 pages, avec 88 figures. — Relié, 57 fr. Broché..... 45 fr.</p> |
|--|--|



## Encyclopédie Minière et Métallurgique

PUBLIÉE SOUS LA DIRECTION de M. Léon GUILLET

Membre de l'Institut, Directeur de l'École centrale des Arts et Manufactures,  
Professeur au Conservatoire national des Arts et Métiers

- Métallurgie du Cuivre et Alliages du Cuivre**, par MM. ALTMAYER et Léon GUILLET, professeurs à l'École centrale des Arts et Manufactures. 1925, 1 volume grand in-8 de 714 pages, avec 246 figures. — Relié, 102 fr. Broché..... 90 fr.
- Le Travail des Métaux aux Machines-Outils**, par M. J. ANDROUIN, ingénieur-conseil A. et M. 1929, 1 vol. gr. in-8 de 500 pages, avec 300 fig.
- Fabrication de l'Acier au four Martin**, par M. BARBEROT, directeur des usines de Sainte-Marie et Gragny, de Saint-Dizier. 1923, 1 volume grand in-8 de 543 pages, avec 160 figures. — Relié, 82 fr. Broché..... 70 fr.
- L'Or et l'Argent**, par M. A. BORDEAUX, ingénieur civil des Mines. 1926, 1 volume grand in-8 de 597 pages, avec 62 figures. — Relié, 97 fr. Broché..... 85 fr.
- Les Combustibles dans l'Industrie moderne**, par A. BERTHELOT, ingénieur-conseil. 1923, 1 volume grand in-8 de 656 pages, avec 183 figures. — Relié, 102 fr. Broché..... 90 fr.
- Fonction commerciale des Usines métallurgiques**, par M. CARLIOZ, ingénieur des Arts et Manufactures, professeur à l'École des Hautes-Études commerciales. 1924, 1 volume grand in-8 de 455 pages. — Relié, 82 fr. Broché..... 70 fr.
- Electro-Sidérurgie**, par M. CLAUSEL DE COUSBERGUES, ancien directeur des Hauts Fourneaux aux Forges d'Allevard. 1923, 1 volume grand in-8 de 416 pages, avec 150 figures. — Relié, 82 fr. Broché..... 70 fr.
- La Fabrication des Ferro-Alliages, Fontes électriques et Métaux spéciaux**, par M. COUTAGNE, ancien élève de l'École Polytechnique. 1925, 1 volume grand in-8 de 650 pages, avec 76 figures. — Cartonné, 107 fr. Broché..... 95 fr.
- Le Radium et les radio-éléments**, par M. Maurice CURIE, docteur ès sciences. Préface de Mme Pierre CURIE, professeur à la Faculté des Sciences de Paris. 1925, 1 volume grand in-8 de 354 pages, avec 96 figures. — Relié, 72 fr. Broché..... 60 fr.
- Métallurgies du Plomb, du Nickel et du Cobalt**, par MM. FOURMONT, professeur adjoint à l'École Centrale, et GUILLET, directeur de l'École Centrale. 1926, 1 volume grand in-8 de 492 pages, avec 288 figures et 2 planches. — Relié, 107 fr. Broché..... 95 fr.
- Traité de Métallurgie générale**, par Léon GUILLET, professeur à l'École Centrale et au Conservatoire des Arts et Métiers. 1921, 1 volume grand in-8 de 528 pages, avec 335 figures. — Relié, 82 fr. Broché..... 70 fr.
- Dépôts métalliques directs et indirects**, par M. GASNIER, ingénieur-chimiste I. C. P. 1927, 1 volume grand in-8 de 460 pages, avec 121 figures. — Relié, 82 fr. Broché..... 70 fr.
- Forgeage et Laminage**, par M. Léon GEUZE, ingénieur des Mines. 1922, 1 volume grand in-8 de 362 p., avec 229 fig. — Relié, 67 fr. Broché. 55 fr.

## Encyclopédie de Mécanique appliquée

PUBLIÉE SOUS LA DIRECTION de M. Léon LECORNU

Membre de l'Institut, Professeur à l'École Polytechnique et à l'École des Mines

- Horlogerie**, par M. ANDRADE, correspondant de l'Institut, professeur à la Faculté de Besançon. 1924, 1 volume grand in-8 de 582 pages, avec 190 figures. — Relié, 102 fr. Broché... 90 fr.
- Les Véhicules automobiles**, par M. BOYER-GUILLOIN, chef de service principal au Laboratoire d'essais du Conservatoire des Arts et Métiers. Préface de M. Ed. SAUVAGE, professeur au Conservatoire National des Arts et Métiers. 1926, 1 volume grand in-8 de 377 pages, avec 248 figures. — Relié, 87 fr. Broché..... 75 fr.
- Ventilateurs et Compresseurs**, par M. GRUSSARD, ingénieur en chef des Mines. 1926, 1 volume grand in-8 de 414 pages, avec 172 figures. — Relié, 87 fr. Broché..... 75 fr.
- Théorie du Navire**, par M. DOYÈRE, ingénieur général du Génie maritime. 1927, 1 volume grand in-8 de 666 pages, avec 342 figures. — Relié, 102 fr. Broché..... 90 fr.
- Moteurs à combustion interne**, par Paul DUMAÑOIS, ingénieur du Génie maritime, professeur à l'École supérieure d'Aéronautique et de Mécanique. 1924, 1 volume grand in-8 de 517 pages, avec 196 figures. — Relié, 92 fr. Broché. 80 fr.
- Balistique intérieure**, par le général GOSSOT, ancien inspecteur de l'artillerie, et M. LIOUVILLE, ingénieur en chef des poudres. 1922, 1 volume grand in-8 de 447 pages et tableaux. — Relié, 82 fr. Broché..... 70 fr.
- Les Mécanismes**, par M. HARTMANN, chef de travaux pratiques de mécanique à l'École Polytechnique. 1925, 1 volume grand in-8 de 452 pages, avec 388 figures. — Relié, 92 fr. Broché. 80 fr.
- Sous-Marins, Torpilles et Mines**, par M. LAUBEUF, membre de l'Institut, président de la Société des Ingénieurs civils, ancien ingénieur en chef de la Marine, et STROH, ingénieur principal de la Marine. 1923, 1 volume grand in-8 de 810 pages, avec 343 figures et 10 planches de plans. — Relié, 112 fr. Broché..... 100 fr.
- Voitures et Wagons, Matériel, Freinage, Éclairage, Chauffage**, par J. NETTER, sous-directeur au Ministère des Travaux Publics. 1927, 1 volume grand in-8 de 602 pages, avec 484 figures. — Relié, 92 fr. Broché..... 80 fr.
- Turbines à vapeur**, par M. POINCEPOT, professeur à l'École du Génie maritime. 1922, 1 volume grand in-8 de 340 pages, avec 181 figures et un diagramme h-t-exte. — Relié, 72 fr. Broché. 60 fr.
- Turbines hydrauliques**, par A. RATEAU, membre de l'Académie des Sciences; D. EYDOUX, directeur des Etudes à l'École Polytechnique, professeur à l'École Nationale des Ponts et Chaussées; M. GABRIEL, directeur général des ateliers Neyret-Beylier et Piccard-Pictet. 1926, 1 volume grand in-8 de 692 pages, avec 178 figures. — Relié souple, 102 fr. Broché..... 90 fr.
- Dynamique des Solides**, par M. RÉVELLE, répétiteur à l'École Polytechnique. 1923, 1 volume grand in-8 de 506 pages, avec 185 figures. — Relié, 77 fr. Broché..... 65 fr.
- Production et Condensation de la Vapeur**, par M. SAUVAGE, professeur au Conservatoire des Arts et Métiers. 1923, 1 volume grand in-8 de 361 pages, avec 303 figures. — Relié, 72 fr. Broché..... 60 fr.



# Encyclopédie du Génie civil et des Travaux Publics

PUBLIÉE SOUS LA DIRECTION de M. MESNAGER

Membre de l'Institut, Inspecteur général des Ponts et Chaussées

- Les Chemins de fer urbains parisiens, par M. BIETTE, inspecteur général des Ponts et Chaussées. 1928, 1 volume grand in-8 de 525 pages, avec 248 figures. — Relié, 102 fr. Broché... 90 fr.
- Hydraulique générale et appliquée, par D. EYDOUX, professeur à l'École des Ponts et Chaussées... 1921, 1 volume grand in-8 de 510 pages, avec 214 figures. — Relié, 82 fr. Broché... 70 fr.
- Hydraulique industrielle et Usines hydrauliques, par D. EYDOUX. 1921, 1 volume grand in-8 de 538 pages, avec 312 figures. Relié, 82 fr. Broché... 70 fr.
- Résistance des Matériaux, analytique et graphique, par M. Bertrand de FONTVIOLANT, professeur à l'École Centrale des Arts et Manufactures. 2 volumes grand in-8 :
- I. Théories générales, poutres droites isostatiques et hyperstatiques. 1924, 1 vol. gr. in-8 de 580 p., avec 168 fig. — Relié, 92 fr. Broché... 80 fr.
- II. Systèmes en treillis, Arcs isostatiques et hyperstatiques. Portiques à une travée et portiques continus. 1927, 1 vol. gr. in-8 de 728 p., avec 201 fig. — Relié, 112 fr. Broché... 100 fr.
- Ponts en maçonnerie, par M. GAY, ingénieur des chemins de fer P.-L.-M. 1925, 1 volume grand in-8 de 704 pages, avec 522 figures. — Relié, 112 fr. Broché... 100 fr.
- Ponts et Combles métalliques, par M. GODARD, professeur à l'École Nationale des Ponts et Chaussées. 1924, 1 volume grand in-8 de 664 pages, avec 506 figures. — Relié, 102 fr. Broché... 90 fr.
- Navigation intérieure, par MM. JACQUINOT et GALIOT, inspecteurs généraux des Ponts et Chaussées. 2 volumes grand in-8 :
- I. Canaux. 1923, 1 volume grand in-8 de 600 pages, avec 244 figures. — Relié, 92 fr. Broché... 80 fr.
- II. Le Réseau navigable français. 1927, 1 volume grand in-8 de 464 pages, avec 38 figures. — Relié, 82 fr. Broché... 70 fr.
- Travaux maritimes. La Mer et les Côtes, par MM. DE JOLY, inspecteur général des Ponts et Chaussées, et LAROCHE, professeur à l'École des Ponts et Chaussées. 1923, 1 vol. gr. in-8 de 480 p., avec 196 fig. Relié, 82 fr. Broché... 70 fr.
- Traité de Géologie et de Minéralogie, appliquées à l'art de l'ingénieur par L. DE LAUNAY, professeur à l'École nationale des Ponts et Chaussées et à l'École nationale des Mines. 1922, 1 volume grand in-8 de 418 pages, avec 288 figures. — Relié, 82 fr. Broché... 70 fr.
- Les Chaussées modernes, par P.-C. LE GAVRIAN, ingénieur en chef des Ponts et Chaussées, professeur à l'École nationale des Ponts et Chaussées. 1922, 1 volume grand in-8 de 431 pages, avec 87 figures. — Relié, 82 fr. Broché... 70 fr.
- Matériaux de Construction. Les Pierres, par M. MESNAGER, inspecteur général des Ponts et Chaussées, professeur au Conservatoire national des Arts et Métiers. 1923, 1 vol. gr. in-8 de 514 p., av. 110 fig. — Relié, 87 fr. Broché... 75 fr.
- Chemins de fer d'intérêt local. Tramways, Services publics, Automobiles. par M. Louis VASSEUR, ingénieur en chef des Ponts et Chaussées. 2 volumes grand in-8 :
- I. Législation et Réglementation. 1923, 1 volume grand in-8 de 729 pages. — Relié, 92 fr. Broché... 80 fr.
- II. Construction et Exploitation. 1926, 1 volume grand in-8 de 784 pages, avec 332 figures. — Relié, 122 fr. Broché... 110 fr.

# Encyclopédie d'Electricité Industrielle

PUBLIÉE SOUS LA DIRECTION de M. André BLONDEL

Membre de l'Institut

- Traction électrique et Chemins de fer électriques, par M. BACHELLERY, ingénieur en chef à la direction des Chemins de fer du Midi. 1925, 1 volume grand in-8 de 445 pages, avec 224 figures. — Relié, 87 fr. Broché... 75 fr.
- Transformateurs statiques, par P. BUNET, ingénieur-conseil. 1923, 1 volume grand in-8 de 632 pages, avec 456 figures. — Relié, 102 fr. Broché... 90 fr.
- Centrales électriques, par F. DROUIN, directeur technique aux distributions d'énergie de la Compagnie Générale d'Electricité. 1928, 1 volume grand in-8 de 602 pages, avec 242 figures. — Relié, 97 fr. Broché... 85 fr.
- Usines hydroélectriques, par Ch.-L. DUVAL, maître de conférences à l'École supérieure d'Electricité, suivi de Réglage des Groupes électrogènes, par J.-L. ROUTIN, maître de conférences à l'École supérieure d'Electricité. 1925, 1 volume grand in-8 de 512 pages, avec 317 figures. — Relié, 97 fr. Broché... 85 fr.
- Piles primaires et Accumulateurs, par MM. FÉRY, professeur à l'École de Physique et de Chimie, CHENYVRAU et PAILLARD, chargés de cours à la Faculté des Sciences de Paris. 1925, 1 volume grand in-8 de 684 pages, avec 290 figures. — Relié, 102 fr. Broché... 90 fr.
- Radiotechnique générale, par C. GUTTON, professeur à la Faculté des Sciences de Nancy. 1926, 1 volume grand in-8 de 572 pages, avec 304 figures. — Relié, 137 fr. Broché... 125 fr.
- Essais de Machines électriques, par M. GUILBERT, sous-directeur de l'École supérieure d'Electricité. 1922, 1 volume grand in-8 de 560 pages, avec 264 figures. — Relié, 92 fr. Broché... 80 fr.
- Applications de l'Electricité aux Mines, par M. HACAULT, ingénieur E. S. E. 1929, 1 volume grand in-8 de 592 pages, avec 250 fig. 90 fr.
- La Décharge électrique dans le vide, par Maurice LEBLANC, membre de l'Institut, et Maurice LEBLANC fils. 1929, 1 volume grand in-8 de 500 pages, avec 150 figures.
- Appareils et Installations télégraphiques, par E. MONTORIOL, professeur à l'École supérieure des Postes et Télégraphes. Préface de M. BLONDEL, membre de l'Institut. 1921, 1 vol. gr. in-8 de 625 p., avec 449 fig. — Rel. 92 fr. Br. 80 fr.
- Protection contre les effets nuisibles de l'Electricité, par DE NERVILLE et HARDY, ingénieurs des télégraphes. 1923, 1 vol. gr. in-8 de 860 p., avec 279 fig. — Relié, 137 fr. Broché, 125 fr.
- Etude mécanique et Usage des Machines électriques, par M. DE PISTOYE, ingénieur en chef des usines Bréguet, professeur à l'École supérieure d'Electricité. 1924, 1 volume grand in-8 de 839 pages, avec 802 figures et planches. — Relié, 112 fr. Broché... 100 fr.
- Appareils et Installations téléphoniques, par M. REYNAUD BONIN, professeur à l'École supérieure des Postes, Télégraphes et Téléphones. 1923, 1 volume grand in-8 de 487 pages, avec 292 figures. — Relié, 87 fr. Broché... 75 fr.



## BIBLIOTHÈQUE PROFESSIONNELLE

PUBLIÉE SOUS LA DIRECTION DE M. René DHOMMÉE,

Inspecteur général de l'Enseignement technique

## I. — MANUELS DE L'ALIMENTATION

Boulangerie, pâtisserie .....	28 »	Meunerie.....	19 »
Biscuiterie .....	19 »	Conserves de fruits et de légumes .....	22 »
Boucherie .....	19 »	Sucrerie .....	19 »
Brasserie .....	22 »	Distillerie, liqueurs .....	19 »
Épicerie .....	22 »	Vins, cidres, poirés, eaux gazeuses .....	22 »
Crèmerie (Lait, beurre, fromage).....	19 »		

## II. — MANUELS DU BATIMENT ET DES TRAVAUX PUBLICS

Ciment, ciment armé .....	28 »	Peinture en bâtiment, vitrerie .....	19 »
Fumisterie .....	25 »	Travaux publics (2 vol. . Chaque .....	22 »
Maçonnerie, ravalement .....	19 »	Peinture en décors, filage, lettres .....	19 »
Menuiserie, parquetage, treillage .....	19 »	Serrurerie, fer forgé.....	22 »
Arpentage, métrage et vérification .....	22 »	Taille des pierres .....	22 »
Pavage, carrelage, mosaïque .....	22 »		

## III. — MANUELS DES INDUSTRIES TEXTILES, DU VÊTEMENT ET DE LA MODE

Filature .....	22 »	Coiffure.....	22 »
Tissage (3 vol.).....	72 »	Coupe, confection pour femmes .....	19 »
Rubannerie, passementerie, lacet .....	22 »	Dentelle et broderie à la main .....	22 »
Modes .....	22 »	Fourrures, pelletterie .....	18 »

## IV. — MANUELS DES INDUSTRIES D'ART

Boutonnerie, peignes .....	19 »	Dessin industriel.....	
Bronze d'art, ciselure .....	19 »	Jouets.....	19 »

## V. — MANUELS DES INDUSTRIES DU PAPIER ET DU LIVRE

Commis papetier.....	22 »	Reliure.....	22 »
Photographie .....	16 »		

## VI. — MANUELS DES INDUSTRIES DU BOIS ET DE L'AMEUBLEMENT

Charron-forgeron.....	25 »	Sculpture sur bois.....	19 »
Industrie du liège .....	19 »	Tonnellerie .....	19 »
Tapissier-décorateur.....	25 »	Vannerie.....	22 »
Tournage du bois .....	19 »		

## VII. — MANUELS DES INDUSTRIES CHIMIQUES, CÉRAMIQUE, etc.

Briques, tuiles, produits réfractaires .....	22 »	Droguerie, herboristerie.....	
Faiences .....	22 »	Industrie du gaz, appareillage .....	19 »
Couleurs et vernis.....	19 »	Parfumerie.....	19 »
Peintures et enduits .....	19 »	Teinturerie, apprêtage (3 vol. . Chaque .....	25 »
Encres, cirages, colles .....	22 »	Artificier .....	22 »
Fabrication des produits chimiques .....	22 »		

## VIII. — MANUELS DES CURS ET PEAUX, DU CAOUTCHOUC

Caoutchouc, gutta-percha, gomme factice .....	19 »	Cordonnerie .....	22 »
Ganerie .....	22 »	Tonnage, mégisserie, corroyage .....	25 »

## IX. — MANUELS DE MÉCANIQUE

Ajustage .....	19 »	Chaudronnerie .....	25 »
Automobiles (2 vol.) : a) Construction, différents types : 19 » ; b) Conduite, entretien .....	25 »	Chemins de fer (2 vol.). Chaque.....	28 »
Machines (2 vol.) : a) Description : 28 » ; b) Conduite, entretien, montage .....	19 »	Cycles, motocyclettes.....	22 »
		Constructions aéronautiques.....	19 »
		Mécanicien frigoriste.....	19 »

## X. — MANUELS D'ÉLECTRICITÉ

Electrolyse, fours électriques .....	22 »	Construction de réseaux d'énergie .....	19 »
Installations électriques particulières .....	19 »	Télégraphie, téléphonie.....	19 »
Installations électriques industrielles (2 vol. . 38 «		T. S. F. ....	19 »
Traction électrique, moteurs électriques .....	28 »	Appareils de mesures électriques .....	19 »
Stations centrales, transport d'énergie .....	19 »		

## XI. — MANUELS DES MINES ET DE LA MÉTALLURGIE

Carrières, ardoisières, plâtrières .....	22 »	Forgeage .....	22 »
Fabriques d'aiguilles, épingles, plumes .....	19 »	Fonderie .....	25 »
Ferblanterie .....	19 »	Maréchalerie .....	19 »
Forgeron .....	25 »	Mineur.....	22 »
Prospection .....	28 »	Modèlerie .....	22 »

## XII. — MANUELS DES PROFESSIONS COMMERCIALES

Assurances.....	28 »	Vente et représentation commerciale .....	20 »
Organisation commerciale moderne.....	19 »	Publicité commerciale.....	19 »
Banque.....	20 »	Transports (voie de terre, fer, eau, air).....	22 »