

ÉLECTRICITÉ

Etude sur la commutation

par Pierre COMBE, Ingénieur à la Société Alsthom.

On appelle commutation, dans une dynamo à courant continu, l'ensemble des phénomènes qui se produisent pendant l'inversion du courant dans les spires de l'induit en court-circuit sous les balais.

Les éléments qui agissent sur ces phénomènes, et déterminent en fin de compte, la bonne ou la mauvaise marche de la dynamo peuvent se diviser en trois classes principales :

- a) Eléments électro-magnétiques,
- b) Propriétés physiques et chimiques des charbons,
- c) Eléments mécaniques.

Bien que l'étude de chacune de ces catégories puisse se faire séparément, il est très difficile dans la pratique d'attribuer un défaut à tel élément plutôt qu'à tel autre. Pour démêler l'enchevêtrement de leur action, et déterminer le remède propre à chaque cas, il faut alors recourir à la longue expérience et à la patiente perspicacité d'un spécialiste.

A) ÉTUDE DES ÉLÉMENTS ÉLECTRO-MAGNÉTIQUES

Réaction d'induit. Self induction. — Avant d'aborder l'étude de la commutation proprement dite, il convient de déterminer avec certitude ce qu'il faut entendre par réaction d'induit et self de commutation. C'est, en effet, un point capital de la théorie de la dynamo à courant continu.

1^o *Induit tournant dans l'air.* — Pour un induit tournant dans l'air, ou même dans une carcasse feuilletée, mais dont l'entrefer est régulier, la réaction d'induit n'existe pas. Le courant continu qui passe dans ses conducteurs ne peut pas créer de f. e. m. dans ces mêmes conducteurs ou dans leurs voisins, car ils ne peuvent pas couper leur propre flux. Seule, l'inversion du courant dans les spires en court-circuit, peut donner une certaine f. e. m. dans les autres spires de l'induit. On peut donc affirmer, dans ce cas, que la self de commutation existe seule.

2^o *Induit dans une carcasse quelconque feuilletée.* — Lorsque l'induit se trouve dans une carcasse à pôles saillants, le problème devient plus complexe. Si la commutation s'effectue régulièrement et compense à chaque instant le déplacement des conducteurs de l'induit, tout se passe comme si le champ de réaction d'induit était stable et réellement coupé par les conducteurs qui le produisent. Mais, à cause de l'allure inévitablement irrégulière de la commutation, le champ de l'induit subit, à chaque passage d'encoche, une oscillation autour d'une position moyenne.

Pour suivre exactement ces oscillations, pour analyser leur action sur les conducteurs de l'induit, il suffit de diviser virtuellement en trois parties la f. e. m. induite dans ces conducteurs.

$$e = e_1 + e_2 + e_3$$

La f. e. m., e_1 représente la f. e. m. qui serait créée dans une spire de l'induit par son déplacement, $v dt$, dans le champ de réaction moyen, supposé fixe (fig. 1).

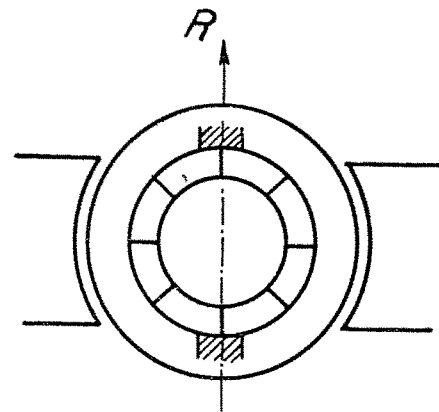


FIG. 1. — Position initiale. — R, axe de la réaction d'induit. Le champ de réaction produit la f. e. m. $e_1 = 2 B l v$.

La f. e. m., e_2 , est la plus complexe (fig. 2). Pendant le déplacement $v dt$ de l'induit, supposons que la commutation ne soit pas intervenue, les ampères fils qui se trouvent sur la périphérie

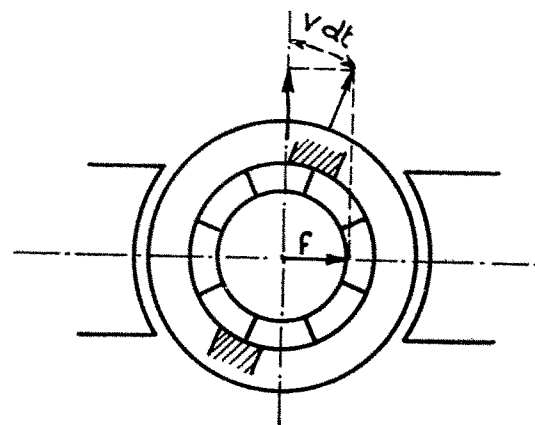


FIG. 2. — Les balais sont supposés se déplacer avec l'induit. Dans cette hypothèse, il se produit la f. e. m. e_2 due au champ transversal f .

de l'induit n'ont pas changé de répartition, mais se sont déplacés par rapport à la carcasse. La réluctance du circuit magnétique emprunté par leur flux a varié et ce flux s'est augmenté ou diminué d'une certaine quantité $d\Phi$. Pour une spire quelconque de l'induit, la f. e. m. e_2 sera donc égale au quotient de la variation de flux embrassée par la spire, par le temps dt du déplacement.

soit :

$$e_2 = - \frac{d\Phi}{dt}$$

Cette f. e. m. est évidemment opposée à celle de la réaction d'induit, c'est-à-dire à e_1 , mais elle ne lui est pas égale.

Pendant le même temps dt , la commutation ramène le champ dans la position primitive en inversant le courant dans les spires

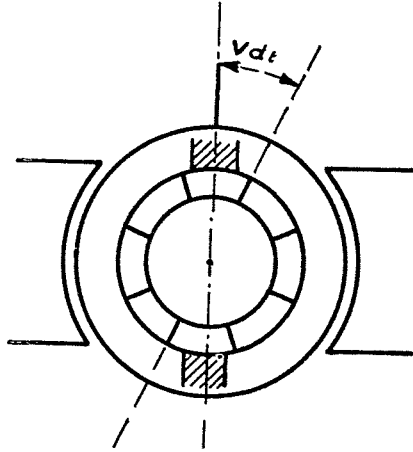


FIG. 3. — Les balais revenant en arrière, la commutation se produit. On obtient alors la f. e. m. e_3 .

commutées, et cette inversion donne, par mutuelle induction avec les spires voisines (fig. 3):

$$e_3 = - \sum M \frac{di}{dt}$$

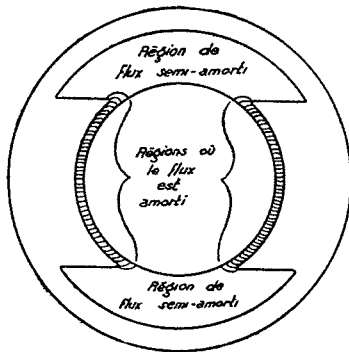


FIG. 4. — Dynamo sans pôles de commutation.

Pour une spire quelconque, l'équation de la f. e. m. induite dans ce cas est donc :

$$e = \sum B l v - \frac{d\Phi}{dt} - \sum M \frac{di}{dt} \quad (1)$$

Dans le calcul de M , comme dans celui de $d\Phi$ doit entrer la totalité du flux produit par l'induit ou par la spire commutée. Enfin, pour la spire commutée, l'équation devient :

$$e = \sum B l v - \frac{d\Phi}{dt} - \sum M \frac{di}{dt} - L \frac{di}{dt} \quad (2)$$

Cette équation permet l'étude de toutes les fluctuations, mais si on fait la moyenne de chacun de ses termes, on arrive à une équation beaucoup plus simple :

$$e = \sum B l v \text{ pour les spires ordinaires} \quad (3)$$

$$e = \sum B l v - l \frac{di}{dt} \text{ pour la spire commutée} \quad (4)$$

où l représente uniquement la self de fuite d'encoche de la spire.

3° *Induit dans une carcasse quelconque amortie.* — Si l'on place, sur les pôles feuilletés de la dynamo précédente, un enroulement inducteur ouvert et que l'on relie les deux extrémités de cet enroulement au bifilaire d'un oscillographe, on enregistre une f. e. m. alternative dont la fréquence est égale à celle des oscillations du flux de réaction d'induit.

Les figures 1, 2, et 3 montrent, en effet, que le fait de passer de la position 1 à la position 2, correspond à l'adjonction d'une f. e. m. en quadrature avec la réaction d'induit et dont le circuit magnétique coïncide, par conséquent, avec celui des pôles principaux. Ainsi, chaque déplacement du champ de l'induit crée, dans les pôles principaux, un flux dont la valeur et le sens dépendent de l'importance et du sens du déplacement.

Supposons maintenant que les pôles feuilletés soient remplacés par des pôles massifs, munis d'amortisseurs. Toute variation de flux aussi rapide que celle qui nous occupe ne peut plus se produire, ou, tout au moins, se trouve amortie dans de très grandes proportions. La force magnéto-motrice de l'induit subit quand même des oscillations, mais le flux, qu'elle produit dans l'entrefer, sous les pôles principaux, est stable (fig. 4 et 5).

Pour cette région de l'induit, il n'y a plus de self de commutation. Seule, la réaction d'induit stabilisée peut agir.

Pour la zone interpolaire, le champ produit par les conducteurs qui sont hors de l'influence des pôles principaux, subit toujours les fluctuations de la commutation, mais il existe une portion du flux de réaction d'induit complètement stabilisée :

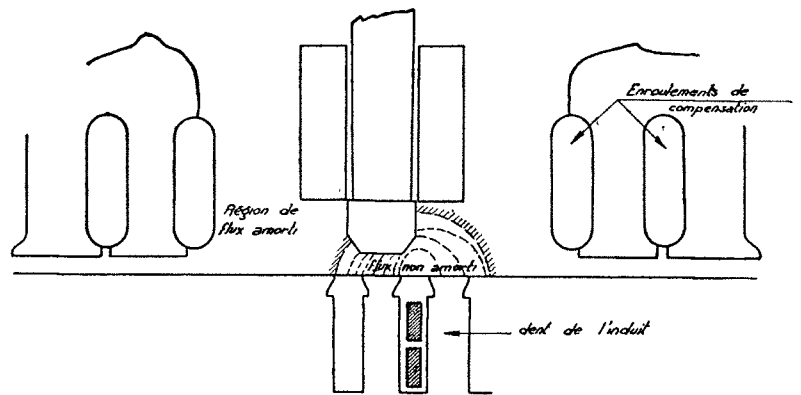


FIG. 5. — Dynamo avec pôles de commutation et enroulements de compensation.

c'est le flux d'épanouissement des pôles principaux. La délimitation du flux stabilisé et de celui qui continue à n'être soumis qu'à la commutation est extrêmement délicate, surtout lorsque la dynamo est munie de pôles auxiliaires plus ou moins amortis.

Pratiquement, on ne s'éloigne pas beaucoup de la vérité en supposant que tout le flux de réaction d'induit est amorti sur toute la longueur du fer de l'induit. Le flux de commutation, celui qui doit servir au calcul de la self, est alors réduit : 1° au flux de fuite des encoches qui n'emprunte pas le fer de la carcasse ; 2° au flux des têtes de bobines.

Grâce à cette simplification, la f. e. m. créée dans une spire de l'induit, quand cet induit tourne dans une carcasse amortie, et qu'il est parcouru par un certain courant, devient :

$$e = \sum B l v - \sum M \frac{di}{dt} \quad (5)$$

Mais B correspond uniquement au flux stabilisé, amorti, qui existe dans l'entrefer ; tandis que M ne comprend que le flux réellement variable, qui ne rencontre pas de circuits amortisseurs.

De même, pour la spire commutée, on obtient :

$$e = \Sigma B l v - \Sigma M \frac{di}{dt} - L \frac{di}{dt} \quad (6)$$

A condition de faire pour L les mêmes restrictions que pour M.

Ces restrictions sont capitales, car, en les négligeant, on compte deux fois les mêmes flux quant à leur effet.

Cette division est évidemment artificielle, le phénomène est plus complexe dans la réalité. Pour se rapprocher du point de vue physique, il faut ne considérer que le flux variable, comme dans le cas de la carcasse feuilletée, mais en introduisant l'amortissement sous la forme d'enroulements secondaires en court-circuit, produisant les mêmes effets.

Ce problème général serait intéressant à traiter dans le cas

- 3° Un nombre de lames égal au nombre d'encoches ;
- 4° Une seule spire par section ;
- 5° L'enroulement est imbriqué ouvert, à pas diamétral.

Le schéma ci-dessous (fig. 6) montre l'enroulement de cet induit, et l'on peut voir, pour la spire, *a, b, c, d, e, f, g*, par exemple, que les deux conducteurs *bc* et *ef* de cette spire sont dans des positions analogues, l'un sous le pôle N, l'autre sous le pôle S. Si la dynamo est parfaitement symétrique, la f. e. m. induite par déplacement dans le conducteur, *bc* est égale et opposée à celle induite dans le conducteur *ef*, de sorte que la f. e. m. induite dans la spire, quand elle se déplace dans un champ B, est égale à

$$e = 2 B l v 10^{-8} \quad (7)$$

B étant exprimé en Gauss

v — la vitesse de déplacement des conducteurs en centimètres par seconde

l — la longueur utile du conducteur en centimètres.

Nous remarquons encore que, dans la même encoche, le conducteur de dessus et le conducteur de dessous appartiennent à deux spires qui se trouvent, au même instant, dans des conditions identiques de commutation, l'une par rapport au balai +, l'autre par rapport au balai — ; autrement dit, leur commutation est absolument simultanée. A cause de l'hypothèse de symétrie parfaite, on peut dire que, pour ces deux spires, la variation *di* est la même dans l'une que dans l'autre. Tout ceci simplifie grandement l'équation de la commutation.

On peut admettre, à cause de la grande fréquence des courants de commutation que, la carcasse est totalement amortie et que le flux des têtes de bobines est négligeable.

Dans ces conditions, la self de la spire commutée comprend uniquement le flux de fuite des encoches dans lesquelles se trouvent ses conducteurs, puisque dans le calcul de l'induction dans l'entrefer, on tient compte, par la réaction d'induit, de tout le flux sortant de l'induit et du flux de fuite des têtes des bobines. A cause de cela, l'induction mutuelle entre deux spires voisines

est nulle, puisque le flux de la spire commutée, passant dans la spire voisine, est supposé amorti. Au contraire, l'induction mutuelle entre deux conducteurs situés dans une même encoche est très grande (fig. 5).

Pour les spires qui se trouvent entre les balais, la f.e.m. induite est donnée simplement par :

$$e = 2 B l v \quad (8)$$

B est ici l'induction réelle dans l'entrefer, résultante de l'action des ampères tours inducteurs, des ampères tours induits et des ampères tours de compensation. Cette f. e. m. apparaît entre lames voisines du collecteur et il est possible de la mesurer, par un procédé quelconque.

Dans la limite des hypothèses ci-dessus, cette formule est exacte tant que la spire considérée n'est pas en court-circuit sous le balai. Mais, dès que l'arête du balai vient toucher le bord de la lame la plus en retard de la spire, la f. e. m. (*e*) produit dans celle-ci un courant de circulation dont la valeur et la variation instantanée satisfont à la loi ci-dessous :

$$2 B l v - M \frac{di_1}{dt} - M \frac{di_2}{dt} - L \frac{di}{dt} + r(I - i) = e_1 - e_2 \quad (9)$$

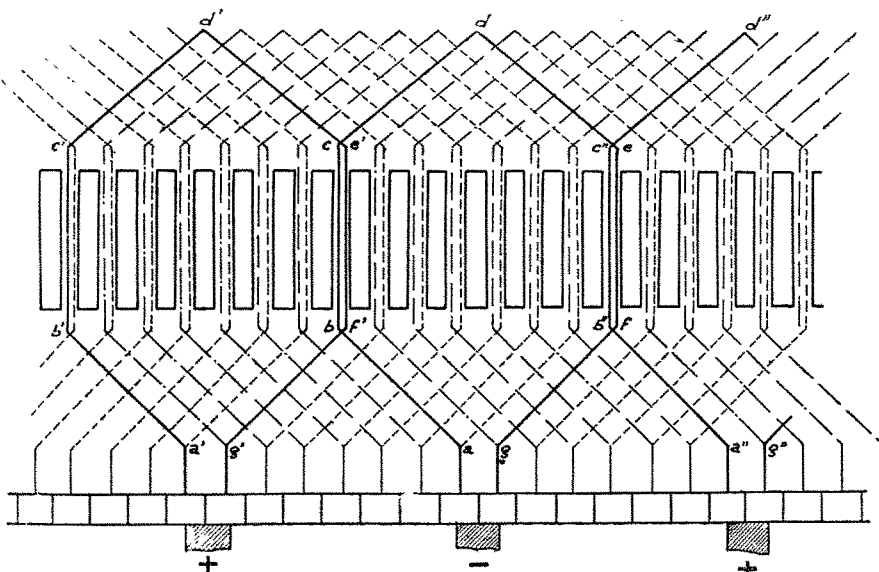


FIG. 6. — Schéma de l'enroulement étudié.

de dynamo sans pôles de commutation ; nous pensons qu'il pourrait déceler la raison de l'écart constaté par tous les auteurs entre les résultats de la pratique et les prévisions de la théorie pour ce genre de dynamo.

Pour les dynamos à pôles auxiliaires, excepté le cas d'un très mauvais réglage, les oscillations de la réaction d'induit sont moins grandes et la décomposition proposée se trouve suffisamment exacte.

Etude graphique de la commutation.

Etablissement des formules. — La dynamo que nous avons choisie pour l'étude graphique de la commutation est la plus simple qui puisse se présenter dans la pratique. La carcasse peut être munie ou non d'enroulement compensateur ; elle comporte, en tout cas, des pôles de commutation. L'induit, au contraire, est bien spécial et présente les particularités suivantes :

- 1° Un nombre de voies d'enroulement égal au nombre de pôles ;
- 2° Un nombre d'encoches pair par paire de pôles ;

En général, le terme $2Blv$ est favorable à l'établissement d'un courant i inverse du courant I , passant dans la spire avant la commutation. De même, tant que $i < I$ la chute de tension ohmique dans la spire est favorable à cette inversion, mais elle agit en sens inverse dès que $I > i$ (fig. 7).

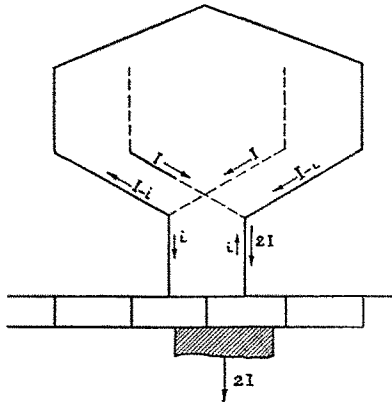


FIG. 7.

e_1 et e_2 représentent les chutes de tension au contact entre le charbon et chacune des lames. Provisoirement, nous supposons que leur différence est nulle, car la chute de tension au contact suit des lois, encore mal connues, dont nous nous occuperons séparément.

Ainsi, l'équation que nous allons étudier graphiquement se réduit à :

$$2Blv - M \frac{di_1}{dt} - M \frac{di_2}{dt} - L \frac{di}{dt} + r(I - i) = 0 \quad (10)$$

où les coefficients M se rapportent uniquement à l'induction mutuelle de deux conducteurs situés dans la même encoche. Mais nous avons vu que, dans l'hypothèse d'une dynamo rigoureusement symétrique, les termes

$$\frac{di_1}{dt}, \frac{di_2}{dt} \text{ et } \frac{di}{dt}$$

sont égaux entre eux.

On peut écrire :

$$2Blv - (L + 2M) \frac{di}{dt} + r(I - i) = 0 \quad (11)$$

Enfin, dans l'unique but de simplifier nos démonstrations, nous négligerons le terme de la chute ohmique dont l'intérêt n'est pas considérable et dont il est facile de se représenter l'effet.

Traduction graphique des formules. — Les divers articles que M. Lehmann a donnés dans la *Revue générale d'Electricité*, au sujet du tracé des champs magnétiques, démontrent suffisamment la possibilité de déterminer graphiquement l'induction B en chaque point de l'entrefer d'une dynamo en charge. Nous pensons qu'il est inutile de développer ici la méthode employée, et nous renvoyons le lecteur à ces articles.

On détermine donc le champ magnétique dans l'entrefer d'une dynamo en charge par la méthode de M. Lehmann. Ensuite, à l'aide de ce tracé, on calcule l'induction B en chaque point de la périphérie de l'induit.

En portant, en abscisse, le nombre d'encoches de l'induit, en prenant une encoche déterminée pour origine, et, en or-

donnée, l'induction B correspondant à chacune de ces encoches, on obtient la courbe de la répartition du champ de l'entrefer.

Pour toute la partie de l'induit qui se trouve entre les balais, cette courbe représente également, à l'échelle près, la f. e. m. induite dans la spire, ou la d. d. p. entre lames voisines du collecteur

$$e = 2Blv.$$

Considérons la spire (1A2) (fig. 8), dont la lame 1 ne touche

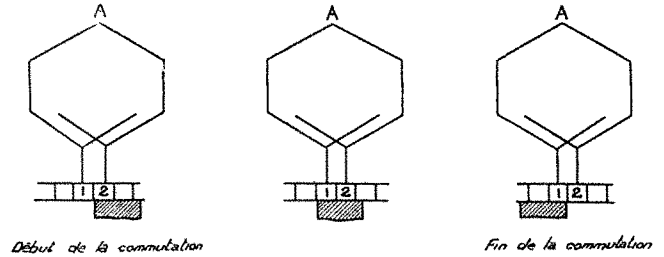


FIG. 8.

pas encore le balai. A cause des hypothèses que nous venons de faire, l'induction mutuelle de cette spire avec sa voisine, qui est en commutation, est nulle. La d. d. p. entre les lames 1 et 2 est donc égale simplement à

$$e = 2Blv.$$

Mais la lame 1 avance, touche le balai, ferme le circuit de la spire. La d. d. p. entre les lames 1 et 2 tombe à zéro et il s'établit aussitôt, dans la spire, une variation de courant satisfaisant l'équation.

$$2Blv - (L + 2M) \frac{di}{dt} = 0 \quad (12)$$

En effet, en même temps que, sous le balai considéré, la spire (1A2) est mise en court-circuit, sous les deux balais voisins de signe contraire, les spires (1B2) et 1'B'2' entrent en commutation. L'induction mutuelle entre leur conducteur occupant la même encoche que l'un de ceux de la spire étudiée, et cette spire est égale à M et leur variation de courant est la même que celle dont la spire (1A2) est le siège.

L'équation ci-dessus subsiste tant que la lame 2 touche le balai. Au moment où la lame 2 quitte l'arête de sortie du charbon, la d. d. p. entre lames 1 et 2 reprend la valeur $e = 2Blv$.

Sur le graphique étudié (fig. 9), on peut dire, par conséquent :

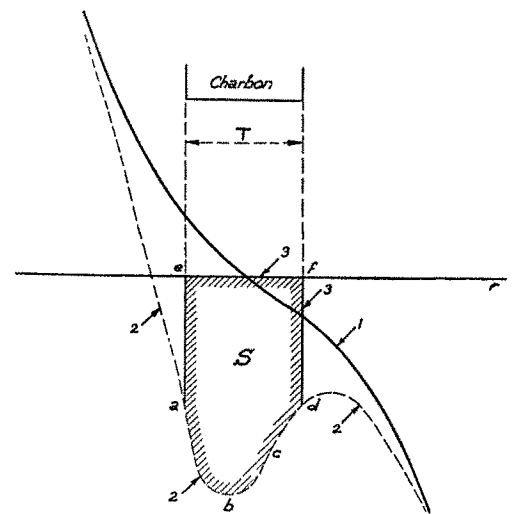


FIG. 9.

1. Courbe de différence de potentiel entre lames à vide.
2. — de la force électromotrice induite par le champ existant dans l'entrefer en charge : $e_1 = 2Blv$.
3. Courbe de la d. d. p. entre lames en charge dans l'hypothèse d'une chute de tension nulle aux balais.

1° La courbe *a b c d* représente la valeur de l'induction *B* en chaque point de l'entrefer.

2° La courbe *a e f d* représente la valeur de la *d d p* entre lames du collecteur (à l'échelle des ordonnées près).

La différence entre ces deux courbes, la surface qu'elles enveloppent, représente une quantité physique remarquable que nous allons déterminer.

Signification de la surface b c f e. — Supposons que l'induit tourne, à vide, dans un champ identique à celui que nous avons tracé pour la marche en charge. La courbe de la *d. d. p.* entre lames est alors sur tout le collecteur égale à $e = 2 B l v$.

Pour obtenir la courbe de la *d d p* en charge, il suffit de retrancher sous le balai le terme

$$\left((L + 2 M) \frac{di}{dt} \right)$$

en chaque point.

La valeur de la surface *b c e f* ainsi dessinée peut donc s'écrire :

$$\int_0^T (L + 2 M) \frac{di}{dt} dt = S \quad (13)$$

où *T* représente le temps de passage d'un point du collecteur sous le balai

donc

$$S = [(L + 2 M) i]_{-1}^{+1} \quad (14)$$

En supposant que $2 I$ est égal au courant débité par une rangée de balais

$$S = 2 I (L + 2 M) \quad (15)$$

La surface *S* représente, par conséquent, le double du flux inversé dans la spire, pendant le temps de commutation.

Or, pour une dynamo déterminée, ce flux est exactement proportionnel au courant débité, soit : $2 p I$. En supposant ce courant *I* invariable, il faut absolument que l'on ait :

$$S = 2 I (L + 2 M) = \int_0^T 2 B l v dt - u dt \quad (16)$$

en appelant *u* la *d. d. p.* entre lames voisines du collecteur sous le balai.

L'équation ci-dessus est une nécessité physique. Nous allons étudier les phénomènes qui se produisent quand elle n'est pas satisfaite.

Effet de la mauvaise commutation. — Nous conservons tout d'abord l'hypothèse d'une chute de tension aux balais indépendante de la densité du courant. Dans ces conditions, la *d. d. p.* entre lames sous le balai est nulle et l'équation ci-dessus devient :

$$2 I (L + 2 M) = \int_0^T 2 B l v dt \quad (17)$$

Supposons que les pôles de commutation soient mal réglés et que leur flux n'arrive pas à compenser totalement la self de commutation. Au moment où la lame va quitter le balai, on a encore :

$$2 I (L + 2 M) > \int_0^T 2 B l v dt \quad (18)$$

ou bien :

$$2 I (L + 2 M) = \int_0^T 2 B l v dt + A \quad (19)$$

A représente la surface résiduelle, qu'un phénomène physique quelconque doit compenser (fig. 10).

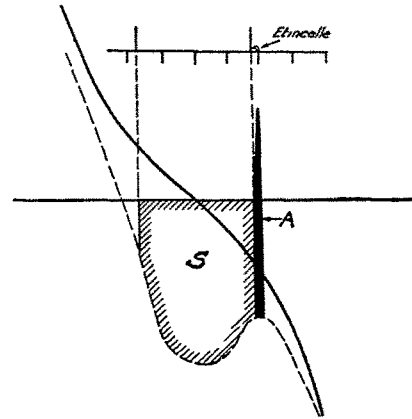


FIG. 10.

En effet, dès que la lame quitte le balai, une étincelle jaillit entre les points qui se trouvaient en contact, donnant ainsi double compensation :

1° Parce que le temps de commutation est prolongé d'une durée égale à celle de l'étincelle :

2° Parce que la résistance supplémentaire de l'étincelle donne à *u* une valeur positive qui peut être très importante et facilitée, par conséquent, la fin de la commutation.

La condition satisfaite peut s'écrire alors :

$$2 I (L + 2 M) = \int_0^T 2 B l v dt + \int_T^{T+\Delta t} 2 B l v dt + u dt \quad (20)$$

Plus la surface *A* est grande, plus l'étincelle aux balais est forte, plus elle est noyée.

Supposons au contraire que, vers la fin de la commutation, on obtienne .

$$2 I (L + 2 M) < \int_0^T 2 B l v dt \quad (21)$$

La surface *A* est alors négative ; il se produit encore une étincelle pour compenser cet écart, mais le courant qui la produit est inverse du courant normal et la *d. d. p.* *u* qui apparaît entre lames est négative (fig. 11).

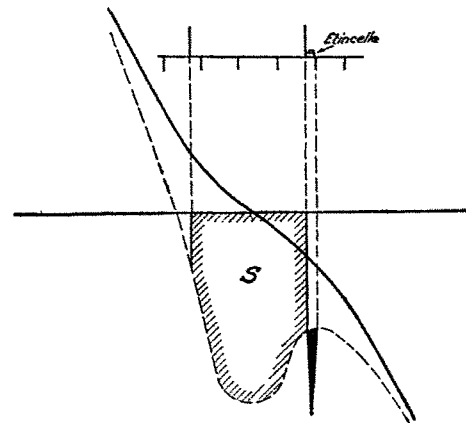


FIG. 11.

De toute façon, lorsque l'étincelle s'éteint, on a obligatoirement :

$$2 I (L + 2 M) = \int_0^T 2 B l v dt + \int_T^{T+\Delta t} 2 B l v dt - u dt$$

Etude du courant dans la spire. — Reprenons l'équation (12).

$$2 B l v - (L + 2 M) \frac{di}{dt} = 0$$

(pendant le temps de commutation).

Cette équation peut s'écrire :

$$2 B l v dt = (L + 2 M) di$$

Soit, en intégrant :

$$\int_0^T 2 B l v dt = (L + 2 M) i + C \quad (22)$$

Pour déterminer la constante, il suffit d'écrire qu'au temps $t = 0$, le courant i égale $-I$, courant dans une voie d'enroulement.

$$\int_0^0 2 B l v dt = - (L + 2 M) I + C = 0$$

ou

$$C = + (L + 2 M) I \quad (23)$$

Portons cette valeur dans (22) et calculons la valeur du courant dans la spire

$$i = \int_0^t \frac{2 B l v dt}{2 M + L} - I \quad (24)$$

La traduction graphique de cette équation (fig. 12), n'offre aucune difficulté. Il suffit en effet de tracer la courbe intégrale de la surface S , en prenant pour point de départ de la courbe le point

$$i = -I \quad \text{et} \quad t = 0$$

Tous ceux qui se sont occupés de commutation connaissent l'allure de cette courbe : à mesure que le temps t augmente, le courant i se rapproche de zéro, puis devient positif. Vers la fin de la commutation, il faut, pour ne pas avoir d'étincelles aux balais, que le courant i soit égal à $+I$. A cette condition, l'équation (17) est satisfaite. S'il y a sous-commutation (équations-18 et 19), le courant i n'a pas encore atteint la valeur I quand la lame quitte le balai. La différence $(I - i)$ passe par étincelle.

Dans le cas de l'équation (21) il y a sur-commutation ; la courbe intégrale de la surface S atteint l'ordonnée I avant le temps $t = T$. Au moment où la lame quitte le balai, il y aura donc encore une étincelle pour permettre au courant de la spire de prendre la valeur définitive I du courant de la voie d'enroulement.

Etude du courant dans une lame.— Soient 1, 2, 3, 4 les lames qui se trouvent sous le balai à l'instant considéré.

Soient : J_1, J_2, J_3, J_4 , le courant qu'elles conduisent au balai et i_1, i_2, i_3 , le courant dans les spires en commutation.

Dans l'étude qui précède, nous avons appris à déterminer graphiquement les variations du courant i dans la spire. En régime permanent, on peut admettre, à moins d'un défaut grave dans l'induit, (rupture de fil, mauvaise soudure ou court-circuit accidentel) que les variations de i_2 suivent les mêmes lois que celles de i_1 , mais se trouvent simplement décalées du temps de déplacement d'une lame.

D'après l'équation (24), nous avons :

$$i = \int_0^t \frac{2 B l v}{2 M + L} dt - I$$

Nous savons que le temps T de commutation est égal au temps pendant lequel une spire reste en court-circuit. Si le

balai couvre N lames (N peut être fractionnaire) et si l'épaisseur des micas est négligeable, on peut écrire que, pendant ce temps T , un point du collecteur parcourt Na cm, en appelant (a) l'épaisseur d'une lame. On peut d'ailleurs se passer de cette grandeur et dire, simplement, que ce point a parcouru N lames. Pendant un temps t quelconque, ce point décrira un arc de n lames, soit

$$n = \frac{N}{T} t$$

Prenons la dérivée :

$$dn = \frac{N}{T} dt$$

L'équation (24) peut donc s'écrire

$$i = \frac{N}{T} \int_0^n \frac{2 B l v}{2 M + L} dn - I \quad (24)$$

Cette équation peut, par exemple, représenter i_1 . Pour représenter i_2 sans changer l'origine des abscisses, qui est celle du temps, ou celle des lames du collecteur, il faut écrire :

$$i_2 = \frac{N}{T} \int_0^{n+1} \frac{2 B l v}{2 M + L} dn - I \quad (25)$$

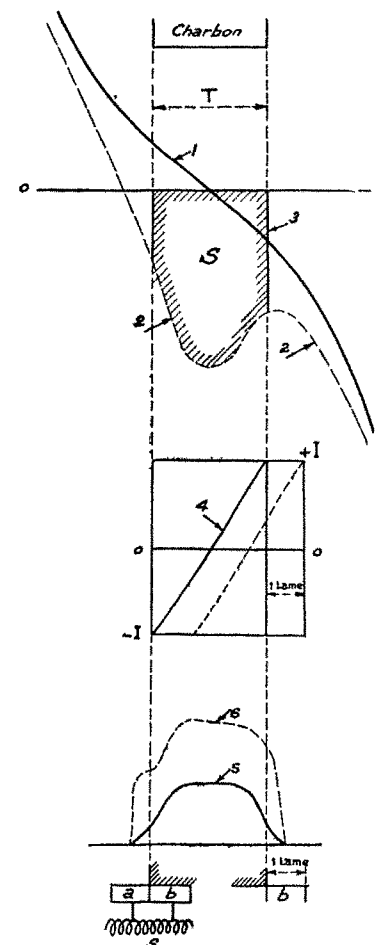


FIG. 12.

1. Courbe de la d. d. p. entre lames à vide.
2. Courbe de la f. e. m. induite dans la spire s par le champ B dans l'entrefer en charge.
3. Courbe de la d. d. p. entre lames en charge.

1. Variation du courant dans la spire s pendant la commutation.

5. Variation du courant passant dans la lame a .

6. Variation de la densité du courant sous le balai au contact avec la lame a .

Or, la loi de Kirschhoff appliquée à la dérivation J_2 , nous donne :

$$J_2 = i_1 - i_2 = \frac{N}{T} \int_{n+1}^n \frac{2 B l v}{2 M + L} dn \quad (26)$$

Nous pouvons d'ailleurs, pour plus de commodité, changer le signe conventionnel de \mathcal{J}_2 et écrire :

$$\mathcal{J}_2 = \frac{N}{T} \int_n^{n+1} \frac{2 B l v}{2 M + L} d n \quad (27)$$

Nous avons déjà vu que l'intégrale du deuxième terme de l'équation (26), prise entre les limites 0 et N, représente la surface S, comprise entre la courbe de la f. e. m. induite dans la spire par le champ existant dans l'entrefer et la courbe de la d. d. p. entre lames sous le balai (réduite à la courbe $e = o$ dans l'hypothèse admise).

Il est facile de voir que l'intégrale prise entre les limites n et $n + 1$ représente une tranche de cette surface, limitée par des parallèles à l'axe des ordonnées tracées depuis les points n et $n + 1$ de l'axe des abscisses.

Ceci permet de tracer par points la courbe des variations de \mathcal{J} (fig. 10 et 11).

Au début de la commutation, lorsque la lame s'engage sous le balai, le courant \mathcal{J}_1 suit exactement les mêmes variations que le courant i_1 , puisque l'on a :

$$\mathcal{J}_1 = i_1 - I \quad \text{ou} \quad \frac{d\mathcal{J}_1}{dt} = \frac{di_1}{dt}$$

Lorsque la lame suivante entre, elle-même, en commutation, il faut, pour suivre les variations de \mathcal{J}_1 , se servir de l'équation (26). Cependant, comme l'on a déjà tracé la courbe du courant i dans la spire, il est bien inutile de reprendre ce travail pour calculer \mathcal{J} . Il suffit, en effet, de remarquer que \mathcal{J} peut-être repré-

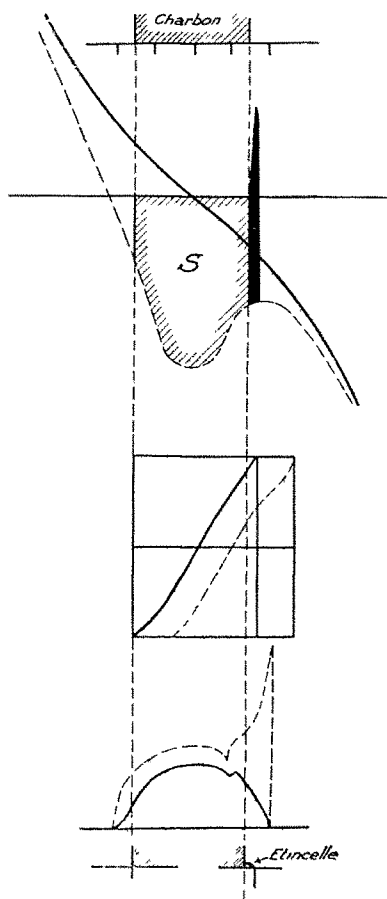


FIG. 13.

senté par la différence d'ordonnée des deux courbes de i décalées d'une lame, l'une par rapport à l'autre. On obtient ainsi immédiatement la courbe de \mathcal{J} pendant tout le temps où la lame est en contact avec le balai.

La figure ci-contre montre que le courant \mathcal{J} , qui est nul au temps o , croît progressivement, à mesure que la lame s'engage sous le balai, passe par un maximum et s'annule quand la lame quitte le balai. Dans ces conditions, la commutation est bonne, puisque, le courant coupé, quand la lame quitte le balai, est nul.

Cas de la sous-commutation (fig. 13). — Lorsque le flux des pôles de commutation n'est pas suffisant pour compenser la self, la valeur du courant i dans la spire, à la fin de la commutation, n'a pas encore atteint la valeur I du courant dans la voie d'enroulement. La différence $I - i$ est coupée par l'étincelle, et le courant dans la spire monte brusquement à la valeur I .

La déformation de la courbe de i se répercute sur la courbe de \mathcal{J} . Au moment où l'étincelle se produit sur la lame précédente, le courant \mathcal{J} présente une pointe aiguë. Au moment où la lame considérée quitte l'arête du balai, un courant résiduel passe encore de la lame au balai et se trouve coupé avec étincelle, lorsque ce contact est rompu.

Cas de la sur-commutation. — La troisième figure (fig. 14),

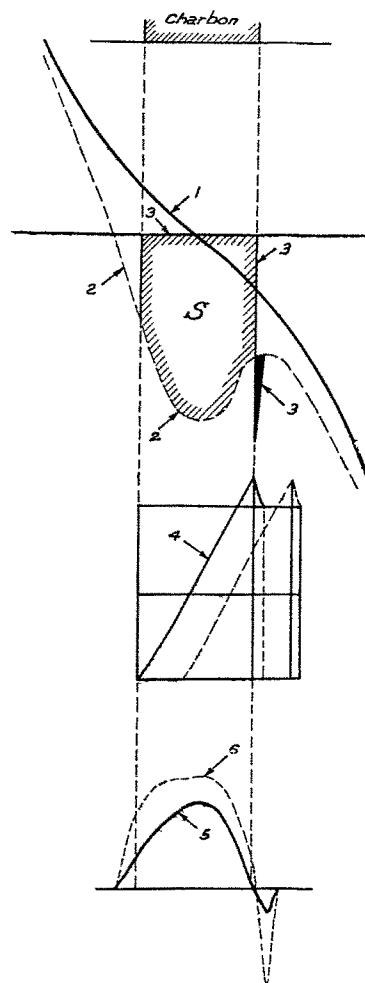


FIG. 14.

se rapporte, au contraire, au cas de la sur-commutation. Le courant \mathcal{J} s'annule avant la rupture du contact de la lame et du balai, il s'inverse, atteint un minimum et se trouve finalement coupé par une étincelle.

Densité du courant en un point du collecteur. — Il est bien difficile de parler de densité de courant pour un contact, surtout lorsqu'il s'agit, comme pour les dynamos, d'un contact entre deux surfaces mobiles l'une par rapport à l'autre. Même avec un collecteur bien rôdé, et des charbons parfaitement stables, on ne peut pas affirmer que le courant se répartit régulièrement sur toute la surface en contact. L'intuition, à défaut d'expé-

rience sérieuse, nous avertit, au contraire, qu'il y a toujours certains points plus favorisés absorbant la plus grande partie du courant. Aussi, ne faut-il pas attacher trop d'importance à ce que l'on appelle habituellement la densité de courant sous le balai en un point du collecteur.

Cette densité purement conventionnelle, se détermine facilement quand on connaît \mathcal{J} sur toute la largeur du balai. Sachant que les lames ont une longueur D et une largeur E , on peut écrire, pour les lames complètement engagées sous le balai :

$$\omega = \frac{\mathcal{J}}{E \times D}$$

ampères par centimètre carré.

Pour les lames dont une fraction seulement de la largeur, soit $\frac{E}{p}$, est engagée sous le balai, cette densité devient :

$$\omega = \frac{\mathcal{J} p}{E \times D}$$

Enfin, au début de la commutation, de même que vers la fin, l'application de cette équation devenant délicate, on peut remarquer que : depuis le temps 0 jusqu'au temps dt , la surface de lame engagée a été $V_1 dt$, en appelant V_1 la vitesse périphérique du collecteur.

Le courant \mathcal{J} , pendant ce temps, a passé de 0 à $\mathcal{J}d$. La densité de courant est donc égale à

$$\omega = \frac{d\mathcal{J}}{D V_1 dt} = \frac{1}{D V_1} \frac{d\mathcal{J}}{dt}$$

Cette équation montre que la variation du courant \mathcal{J} au moment où la lame entre en contact avec le charbon, joue un rôle assez important, au point de vue de la densité de courant.

Nous avons vu plus haut que :

$$\frac{d\mathcal{J}}{dt} = \frac{di}{dt} = \frac{2 B l v}{2 M + L}$$

On peut donc écrire :

$$\omega = \frac{1}{D V_1} \frac{2 B l v}{2 M + L}$$

B) PROPRIÉTÉS PHYSIQUES ET CHIMIQUES DU CHARBON

En abordant l'étude des propriétés physiques et chimiques des charbons, dans leur rapport avec la commutation, on arrive au point le plus mystérieux de ce phénomène. Les éléments électromagnétiques, et même les éléments mécaniques se prêtent à des calculs dont l'exactitude peut se vérifier. Ici, la précision n'existe plus, et de tous les auteurs qui se sont occupés de la question, aucun ne peut se flatter d'avoir trouvé les lois qui règlent le passage du courant sous le balai.

On sait bien que les divers facteurs dont il convient de tenir compte sont :

- Chute de tension entre le collecteur et le balai ;
- Densité du courant en un point du contact ;

Pression du charbon sur le collecteur ;

Vitesse de déplacement des surfaces en contact, l'une par rapport à l'autre.

Mais il est pratiquement difficile, pour une qualité de charbon bien déterminée, d'obtenir des résultats d'expérience permettant de lier ces divers facteurs par des courbes. Souvent ces résultats diffèrent d'une expérience à l'autre, à cause d'influences secondaires plus ou moins bien définies, et ce sont les moyennes qui servent à établir les courbes.

Encore faut-il remarquer que ces essais sont effectués sur des bagues ou sur des collecteurs d'essai où l'on peut admettre que la densité du courant en un point du balai est constante.

Cette condition est loin d'être réalisée dans le fonctionnement d'un collecteur de dynamo. L'étude précédente nous montre, au contraire, que la densité du courant en un point du balai varie continuellement, oscille avec une fréquence égale à celle du passage des lames, entre deux valeurs qui peuvent être très différentes et même de signes contraires. Est-il possible d'admettre que la chute de tension au contact suit alors les mêmes lois que celles trouvées dans les essais de bagues (même avec du courant alternatif) ?

D'autre part, en dépit d'un roudage parfait du collecteur et des balais, deux lames consécutives ne portent jamais sur les mêmes points du balai et cela rend bien illusoire l'étude mathématique de la chute de tension en fonction de la densité du courant.

Pourtant, quand il s'agit de comparer différentes qualités de charbons, il est utile de connaître la loi de variation de la chute de tension au contact en fonction de la densité du courant et, lorsque les conditions de fonctionnement des dynamos ne sont pas trop mauvaises, on peut se servir de cette loi pour prédéterminer approximativement la courbe de commutation.

Pour cette raison, nous étudierons l'influence de la chute de tension au contact sur le réglage de la commutation.

Mais cette propriété du charbon n'est pas, à notre avis, la plus importante ; celle qu'il possède de couper un courant avec un minimum d'étincelles est bien plus précieuse et, malheureusement peu étudiée.

Chute de tension au contact. — Nous donnons dans les figures 15 et 16, la courbe de la chute de tension au contact en fonction de

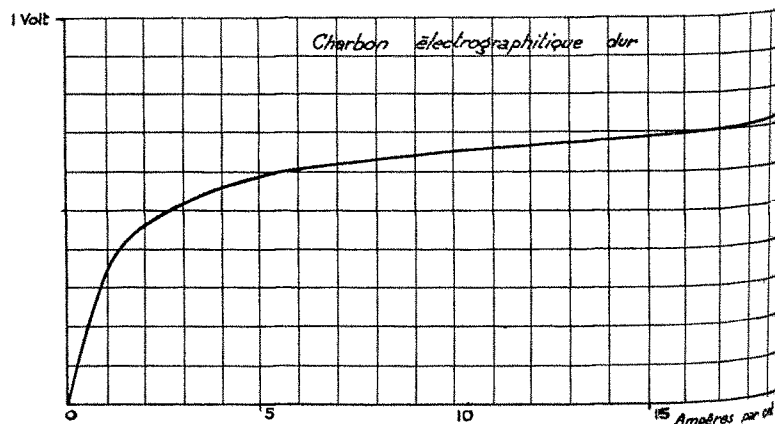


FIG. 15.

la densité de courant pour deux qualités différentes de charbon. La figure 15 correspond à un charbon électrographique, la figure 16 à un charbon graphitique tendre.

Utilisons cette dernière courbe pour déterminer la courbe de commutation d'une dynamo.

On peut considérer comme première approximation la courbe qui serait tracée dans l'hypothèse d'une chute de tension au contact égale à zéro, comme nous l'avons fait jusqu'à présent. Elle sert, en effet, à déterminer la densité de courant approximative conduite par un point du balai à l'instant considéré. En prenant pour ce même point la moyenne de toutes ces densités pendant le temps de déplacement d'une lame, on obtient la densité moyenne approximative.

Connaissant la densité de courant au contact lame balai, en un moment quelconque, on peut, en se basant sur la courbe de la figure 16, qui lie la chute de tension au contact à la densité

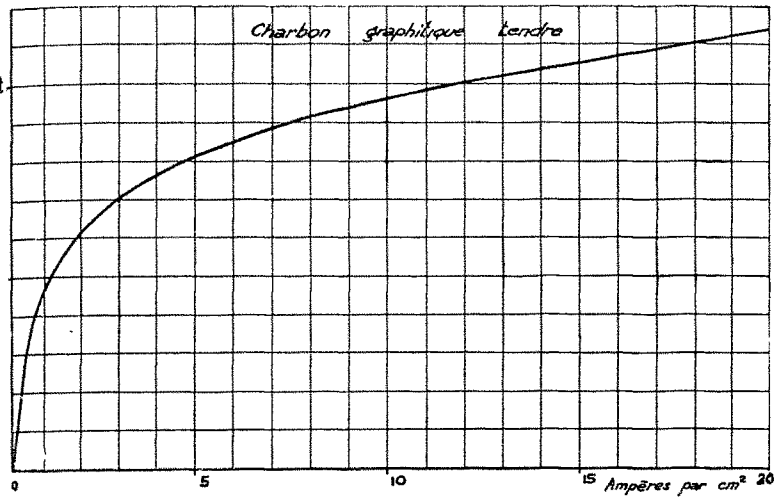


FIG. 16.

du courant, trouver la courbe de potentiel du collecteur. Nous pensons qu'il est inutile d'insister sur la façon de tirer de cette dernière la courbe de la d. d. p. entre lames du collecteur.

A titre d'exemple, nous donnons sur la figure 17, les diverses courbes se rapportant à une même dynamo : courbes n° 1, dans le cas de pôles de commutation exacts, n° 2 dans le cas de pôles de commutation trop faibles, n° 3 dans le cas de pôles de commutation trop forts.

Ces trois courbes étant tracées dans l'hypothèse d'un même courant débité, il faut que nous obtenions pour chacune d'elles :

$$\int_0^T 2 B l v dt - \int_0^T u dt = 2 (L + 2 M) I \quad u = e_1 - e_2 \quad (28)$$

Pour ne pas avoir d'étincelles à la sortie.

Si nous comparons les courbes n° 1 et n° 2 entre elles, nous voyons en effet que le premier terme du premier membre de l'équation (28) plus petit dans le deuxième cas, se trouve compensé par la diminution de u vers la sortie du balai.

Il en est de même quand on compare les courbes n° 1 et n° 3 si l'on a :

$$\int_0^T 2 B_3 l v dt - \int_0^T 2 B_1 l v dt = A \quad (29)$$

on a également :

$$\int_0^T u_3 dt - \int_0^T u_1 dt = A \quad (30)$$

Par conséquent, la chute de tension au contact donne une certaine marge pour le réglage des dynamos. Cette marge est plus ou moins importante suivant la qualité des charbons employés.

En effet, si l'on remplace la qualité graphique tendre de la figure 16, par la qualité électrographique de la figure 15,

on constate que la marge de réglage est moins grande. Mais ceci est une marge théorique, nous allons voir qu'elle est pratiquement modifiée par une autre propriété des charbons.

Propriétés de coupure de charbons. — La marge de réglage due à la chute de tension au contact est, en général, assez faible dans les dynamos modernes, et la limite de A est atteinte lorsque, pour satisfaire l'équation (28), il faut donner à e_1 ou e_2 des valeurs qui dépassent nettement la chute de tension maximum au contact de la lame et du balai.

La densité du courant devient alors très grande vers la sortie du balai ; en certains points de prédilection, le courant passe en très grande quantité par arcs ou étincelles, et ces étincelles se prolongent jusqu'au moment où l'équation (28) se trouve satisfaite.

Dans cette période, on ne peut plus parler de chute de tension au contact. La chute de tension suit alors les lois de l'arc électrique, et varie en fonction de la longueur de cet arc et de l'intensité du courant qu'il conduit. Lorsque la différence de réglage,

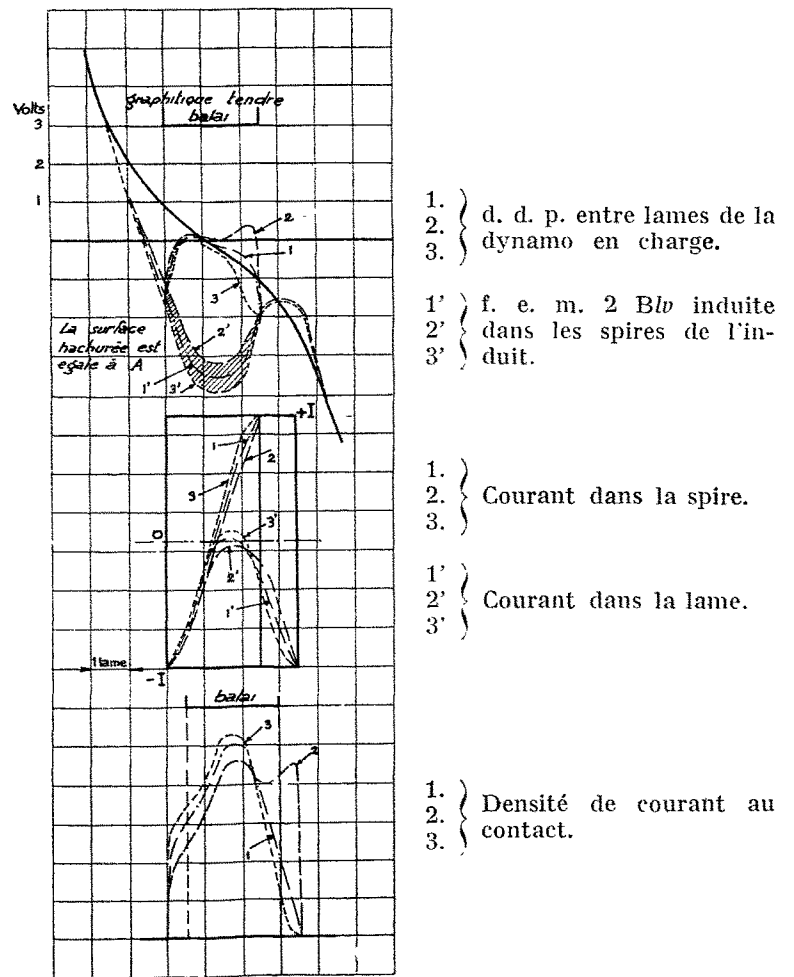


FIG. 17.

compensée par l'étincelle, est faible et ne demande qu'un temps supplémentaire, très court, la commutation peut paraître noire si le courant coupé ne dépasse pas la capacité de rupture du charbon.

Cette capacité de rupture assure, par conséquent, une autre marge de réglage, soit en plus, soit en moins, dont la valeur dépend de la structure du charbon et de qualités encore mal définies.

Si la différence de réglage est un peu plus importante, le résidu de courant ne peut plus être coupé par le charbon, sans

étincelles. Il se produit alors aux divers points de la rangée de charbon, où la lame quitte le balai, de petites étincelles blanches ou jaunes que l'on appelle « picotements ». La durée de ces étincelles est faible, c'est la seule raison pour laquelle leur marche en parallèle est stable. Le courant qu'elles conduisent n'a pas le temps de se déplacer.

Si l'écart de réglage augmente encore, les petites étincelles du début ne suffisent plus à le compenser, la durée, la puissance de chacune d'elles augmentent, et ce sont alors de véritables petits arcs fonctionnant en parallèle. Or, ce fonctionnement est instable, il va donc se produire une augmentation rapide de certains de ces arcs aux dépens de leurs voisins.

C'est la seconde allure du phénomène, ce sont les perles, étincelles bleues, très éclairantes, qui apparaissent en certains points seulement parmi les picotements. (Ces picotements précèdent les perles à chaque passage de lame et s'éteignent quand les perles sont formées.) Elles sont très nourries, presque aussi grosses que leur longueur et paraissent rondes, c'est pourquoi nous les désignons par « perles ».

Enfin, pour un très mauvais réglage, ou après une marche défectueuse prolongée (ce qui revient au même), la durée de

ces perles est telle que leur marche en parallèle ne peut plus subsister. Elles disparaissent alors pour laisser la place à un arc unique (à chaque passage de lame) dont la puissance est quelquefois très grande et les effets très nuisibles au collecteur et aux charbons. La détérioration rapide de ces derniers, certaines actions électro-magnétiques, font que cet arc est d'une mobilité extrême. Il se déplace sur toute la rangée de charbons, portant au rouge les points où il séjourne un petit instant. On observe d'ailleurs très souvent que cet arc ne se produit que sur une rangée, il passe ensuite à la suivante de même polarité et fait le tour complet du collecteur en un temps assez long (une ou deux heures).

La description du phénomène de production des étincelles, donnée ci-dessus, explique pourquoi les génératrices à fortes intensités où le nombre de charbons est très grand, sont plus délicates que les dynamos, plus faibles, où l'intensité totale est conduite par quelques charbons seulement. La puissance de l'étincelle dépend, en effet, du courant total de la dynamo et non pas du courant passant dans un seul charbon de cette dynamo.

(A suivre)

Les avantages et l'intérêt de la traction à courant continu haute tension

Le réseau départemental du Jura

La question de la traction par courant continu, ou plutôt ce qu'on est convenu d'appeler « à tension élevée », c'est-à-dire de 1.500 à 3.000 volts, est éminemment intéressante, encore beaucoup plus, peut-être, pour les chemins de fer départementaux ou — qu'on nous excuse d'employer ce vocable, secondaires [il n'entre dans ce terme aucun sens péjoratif, qu'on en soit sûr] — que pour les grands réseaux. Le courant continu est, en effet, un instrument si souple et si précieux qu'on ne saurait y renoncer que lorsque la chose est absolument nécessaire. Une tension de 1.500 à 3.000 volts, telle qu'on l'utilise aujourd'hui, assure un champ d'action tellement large, qu'aucun réseau secondaire ou départemental ne pourrait, *à priori*, rejeter comme insuffisante une telle solution.

Nous en parlons ici avec quelque orgueil régional, puisque — croyons-nous — c'est dans le Dauphiné que sont apparues les premières applications, en France, de la traction par courant continu à tension élevée, d'abord sur la ligne de tramways de Grenoble à Chapareillan, d'une longueur de 45 kilomètres, et qui fonctionne depuis 1901 avec une réelle perfection technique, à 1.200 volts, sur deux ponts (deux fils aériens à ± 600 V., et mise du milieu de l'équipement à la terre). La deuxième application, réellement capitale, de la traction électrique, a été l'emploi du courant continu à 2.400 volts sur deux ponts aériens, entre St-Georges-de-Commiers et La Mure, par l'Administration des Chemins de fer de l'Etat, exploitant cette ligne. C'est seulement, croyons-nous encore, en 1911, qu'en Amérique a été utilisé le courant à 2.400 volts sur le tronçon de Butte à Anaconda, tronçon qui constitue un embranchement de la célèbre ligne des Montagnes-Rocheuses, et qui sert à l'exploitation des non moins fameuses mines de cuivre d'Anaconda.

En France, le chemin de fer de St-Georges-de-Commiers à La Mure doit être prolongé, toujours à 2.400 volts, mais avec

un seul pont, c'est-à-dire avec la tension totale entre fil aérien et terre, depuis La Mure jusqu'à Gap.

Le réseau départemental étudié ci-après, pour être plus tard venu, n'en est pas moins intéressant ; une description fort détaillée en a été donnée par M. Robin dans la *Revue générale d'Electricité*, tome XCV, du 25 septembre 1929. Nous extrayons de cette copieuse étude, en même temps que d'un certain nombre de documents fournis sur la question, l'exposé qui suit.

CONSTITUTION ET ROLE DU RÉSEAU RÉGIONS DESSERVIES

Cette installation, bien que de proportions modestes, est extrêmement intéressante, car elle comporte des dispositifs inédits.

Elle comprend d'abord deux lignes à profils et à tracés assez accidentés, savoir : les tronçons de Champagnole à Faucines-le-Bas et de Sirod à Boujailles.

La première ligne est raccordée d'une part à Champagnole, avec la ligne d'Andelot, Morez, La Cluse, des chemins de fer P.-L.-M., et, d'autre part, à Faucines, avec la ligne Clairvaux-Faucines de la Compagnie des chemins de fer vicinaux et celle des Chemins de fer du Doubs. Longueur de la ligne : 24 kilomètres.

La deuxième ligne du réseau a une longueur de 30 kilomètres. Partant de Sirod, elle aboutit à Boujailles, localité située non loin de Frasnès, sur la ligne P.-L.-M. de Paris à Vallorbe et Lausanne.

Quand la décision de l'« électrification » des deux lignes susvisées a été prise, le département du Jura exploitait déjà la ligne électrique de La Cluse-Morez à courant continu à 2.200 volts,