

ÉLECTRONIQUE APPLIQUÉE

Huitième Section de la Société des Radioélectriciens
Association des Ingénieurs Électroniciens

L'ONDE ÉLECTRIQUE

35^e ANNÉE. N° 335

FÉVRIER 1955

PRIX : 250 FRANCS

REVUE DE LA SOCIÉTÉ DES RADIOÉLECTRICIENS
EDITIONS CHIRON, 40, RUE DE SEINE, PARIS - 6^e



LE RADAR DE
NAVIGATION MARITIME
DES LABORATOIRES DERVREUX

LIRE DANS CE NUMERO

Enregistrement magnétique et machines à calculer, F. RAYMOND — Apprentissage avec thyristors, P. BONNET — Coefficient de transfert d'essai, F. RAYMOND — Réponse et loi de Hall, LAPLUSSE — Ondes électromagnétiques polarisées, H. BOUTIN — Mesure de phase pour guidage, J. ZACKHEIM — Polymères à découpage réversible, R. LILAND — Correction systématique de fréquence, J. CATZAC —

Au service de la
RADIODIFFUSION
FRANÇAISE
depuis 27 années



MICROPHONE
A RUBAN
 TYPE
42-B

MELODIUM

M. 51

296, RUE LECOURBE - PARIS XV^e - TÉL. : LEC 50-80 (3 lignes)

L'ONDE ÉLECTRIQUE

Revue Mensuelle publiée par la Société des Radioélectriciens
avec le concours du Centre National de la Recherche Scientifique

ABONNEMENT D'UN AN

FRANCE 2500 F

ÉTRANGER 2800 »

ÉDITIONS CHIRON

40, Rue de Seine — PARIS (6^e)

C. C. P. PARIS 53-35

Prix du

numéro :

250 francs

Vol. XXXV

FÉVRIER 1955

Numéro 335

SOMMAIRE

	Pages
Considérations sur l'enregistrement magnétique dans le domaine des machines à calculer	F.H. RAYMOND..... 83
Étude du comportement dynamique des asservissements comportant des thyristors	P. BOISNET..... 97
Sur la réalisation d'un coefficient de transfert donné ou les montages d'amplificateurs à réaction.....	F.H. RAYMOND..... 103
Bases théoriques de la mesure de la résistivité et de la constante de Hall par la méthode des pointes.....	J. LAPLUME..... 113
Ondes électromagnétiques polarisées elliptiques et circulaires	M. BOUX..... 126
Utilisation de la mesure de phases dans un système de guidage et de localisation des mobiles.....	J. ZAKHREM..... 137
Multiplieurs à découpage temporel	MADAME LILAMAND..... 142
Correcteur automatique de fréquence pour émetteur de télécommunications sur ondes centimétriques	J. CAYZAC..... 151
La modulation d'espace d'impulsions.....	G. N. POTIER..... 159
Circuit déclencheur ferorésonnant parallèle à réaction.....	J. G. SANTERMAS..... 163
	M. R. VIDAL..... 165
Vie de la Société — Assemblée Générale du 22 janvier 1955	174

Sur la couverture :

Le Radar de Marine RMD 30 des Laboratoires Dervaux spécialement conçu pour les navires de faible et de moyen tonnage. — Laboratoires Dervaux 6, rue Jules-Simon — Boulogne-sur-Seine (Seine).

Les opinions émises dans les articles ou comptes rendus publiés dans L'Onde Electrique n'engagent que leurs auteurs.

SOCIÉTÉ DES RADIOÉLECTRICIENS

BUTS ET AVANTAGES OFFERTS

La Société des Radioélectriciens, fondée en 1921 sous le titre « Société des Amis de la T.S.F. » a pour buts (art. 1 des statuts) :

1^o De contribuer à l'avancement de la Radiotélégraphie théorique et appliquée, ainsi qu'à celui des Sciences et Industries qui s'y rattachent ;

2^o D'établir et d'entretenir entre ses membres des relations suivies et des liens de solidarité.

Les avantages qu'elle offre à ses membres sont les suivants :

1^o Service gratuit de la revue mensuelle *L'Onde Electrique* ;

2^o Réunions mensuelles, avec conférences, discussions et expériences sur tous les sujets d'actualité technique ;

3^o Visites de diverses installations radioélectriques : stations d'émission et de réception, postes de navires et d'avions, laboratoires, radiophares, expositions, studios, etc ;

4^o Renseignements divers (joindre un timbre pour la réponse).

COTISATIONS

1^o Membres titulaires, particuliers 1 600 F

— sociétés ou collectivités 10 000 F. } au gré
25 000 F. } de la société
ou 50 000 F. } ou collectivité

2^o Membres titulaires, âgés de moins de vingt-cinq ans, en cours d'études en France..... 800 F

Les membres de ces deux catégories, résidant à l'étranger, doivent verser en plus un supplément pour frais postaux de 400 F.

3^o Membres à vie :

Les particuliers, membres titulaires peuvent racheter leur cotisation annuelle par un versement unique égal à dix fois le montant de cette cotisation soit 16 000 F.

4^o Membres donateurs :

Seront inscrits en qualité de donateurs, les membres qui feront don à la Société, en plus de leur cotisation, d'une somme d'au moins 5 000 F

5^o Membres bienfaiteurs :

Auront droit au titre de « Bienfaiteurs », les membres qui auront pris l'engagement de verser pendant cinq années consécutives, pour favoriser les études ou publications techniques ou scientifiques de la Société, une subvention d'au moins 15 000 F

Adressez la correspondance administrative et technique, et effectuez le versement des cotisations au Secrétariat de la Société des Radioélectriciens

SOCIÉTÉ DES RADIOÉLECTRICIENS

10, Avenue Pierre-Larousse, Malakoff (Seine)

Tél. ALÉSIA 04-16 — Compte de chèques postaux Paris 697-38

CHANGEMENTS D'ADRESSE : Joindre 20 francs à toute demande

2 NOUVEAUX OSCILLOSCOPES à rayon cathodique

avec tiroirs préamplificateurs interchangeables

Quelle facilité!



Les oscilloscopes du type 530, tels les 531 et 535, sont conçus pour permettre avec un seul appareil toutes les opérations obtenues précédemment avec plusieurs oscilloscopes différents, cela grâce à l'emploi de préamplificateurs à tiroirs.

Ces oscilloscopes du type 530 ont une base de temps de 0,02 micro-seconde/cm à 12 sec/cm avec déclenchement amélioré, amplification de sortie, ligne à retard et circuits étalonnés.

Tout oscilloscope du type 530 combiné avec l'un des tiroirs préamplificateurs du type 53 donne un oscilloscope complet, semblable et même meilleur à celui conçu pour un genre de travail bien déterminé.

Les spécifications des oscilloscopes du type 530 et celles des préamplificateurs du type 53 permettent de déterminer à l'avance les travaux qui pourront être effectués avec tel ou tel tiroir préamplificateur.

Le prix de l'oscilloscope complet avec son jeu de tiroirs est bien inférieur à la somme des prix des différents oscilloscopes qu'il représente.



Tektronix
PORTLAND, OREGON (U.S.A.)

= *Qualité inégalée*

OSCILLOSCOPES	BASE DE TEMPS BALAYAGE HORIZONTAL	PRÉCISION DE BALAYAGE	TUBE CATHODIQUE	
531	0,02 mic/sec/cm — 12 sec/cm	3 %	T51 P2 A Potentiel accél. — 10 kv.	
535	0,02 — — 12 —	3 %	T51 P2 A — — —	
Avec TIROIRS PRÉAMPLIFICATEURS	CARACTÉRISTIQUES	TEMPS DE MONTÉE en microsec.	DÉFLEXION VERTICALE	
53 A	Wide-Bande DC	0,035	Bande passante	Sensibilité en V/cm
53 B	Wide-Band High-Gain	0,035	DC à 10 Mc/s	0,05-50
53 C	Dual-Trace	0,04	DC à 10 Mc/s	0,05-50
53 D	Differential High-Gain	0,04	5 c/s à 8 Mc/s	0,005-0,05
53 E	Low-Level Differential	(basse fréquence)	DC à 8,5 Mc/s	0,05-20 et 50
53 G	Differential Wide-Band	(basse fréquence)	DC à 350 kc/s à 1 mv/cm accrue jusqu'à 2 Mc/s à partir de 50 mv/cm	0,001-125
		0,035	005 c/s à 60 kc/s	0,00005-0,01
			DC à 10 Mc/s	0,05-20 et 50

EN AMÉRIQUE: TOUS RENSEIGNEMENTS AUPRÈS DE MAURICE I. PARISIER & Co. ELECTRONICS AND INDUSTRIAL ENGINEERING, 1860 BROADWAY, NEW-YORK 23, N. Y.



DÉPOSITAIRE EXCLUSIF EN FRANCE ET DANS L'UNION FRANÇAISE
RELATIONS TECHNIQUES INTERCONTINENTALES



145, AVENUE MALAKOFF * PARIS-16* - TÉLÉPHONE: PASsy 08-36 KLÉber 54-82

CONSIDÉRATIONS SUR L'ENREGISTREMENT MAGNÉTIQUE DANS LE DOMAINE DES MACHINES A CALCULER*

PAR

F. H. RAYMOND

Directeur de la Société d'Electronique et d'Automatisme

1. — INTRODUCTION.

L'idée d'utiliser l'enregistrement magnétique pour constituer la mémoire d'une machine à calculer date de plusieurs années.

L'apparition de techniques diverses nouvelles permettant la réalisation des organes de mémoire a modifié les conditions d'emploi de l'enregistrement magnétique dans le domaine des machines à calculer, mais lui a donné une importance indiscutable à ce jour.

En effet, on considérait que la recherche de l'optimum pour un tambour magnétique devait coïncider avec le meilleur prix de revient compatible avec le plus petit temps d'accès (on appelle temps d'accès la durée d'attente pour recueillir une information sur une piste du tambour lorsqu'on définit son emplacement). Déjà des méthodes de programmation, associées à une répartition des adresses des emplacements de mémoires sur une piste, permettent de s'affranchir des conditions trop strictes relatives au temps d'accès des pistes d'un tambour magnétique, mais leur usage ne peut être optimum dans tous les programmes qu'aura à accomplir une calculatrice numérique universelle.

Cette méthode est utilisée sous une forme simple, en particulier dans la machine C.U.B.A. (1) dans laquelle le pas des adresses dans l'ordre naturel peut être programmé (ce fonctionnement est appelé « stroboscopie programmée »).

La possibilité d'utiliser une armoire à accès direct relativement importante (possibilité déjà offerte par les tubes cathodiques de mémoires type Williams, par exemple) conduit à rechercher l'accélération ou le non ralentissement d'une machine à calculer dans une organisation convenable du transfert des informations des pistes du tambour magnétique

à cette mémoire auxiliaire. C'est ainsi que dans le calculateur C. A. B. 2022, le temps d'accès du tambour joue un rôle secondaire, une mémoire à accès direct de 128 mots, formée de matrices de tores en ferrite, permet l'utilisation optimum des instructions de la machine et de son organe de calcul.

Cet exposé a pour objet de mettre en évidence les conditions caractéristiques de l'enregistrement magnétique dans le domaine des machines à calculer. Les informations à mémoriser sont de nature binaire, le mode d'enregistrement magnétique étant par essence un mode d'enregistrement série, une transformation du mode de représentation des informations binaires est donc nécessaire si on désire que la substitution d'une information à une autre s'effectue sans aucune incidence sur la sécurité de fonctionnement du dispositif; en particulier, l'effacement se réalise automatiquement lorsqu'on écrit une information différente de celle qui était enregistrée dans un même emplacement.

Nous justifierons plus tard le choix de la modulation de phase.

Les études conduites à la S.E.A., compte tenu des observations qui précèdent, ont eu comme objectif de rechercher une solution voisine de l'optimum d'un tambour magnétique, en mettant en jeu les paramètres suivants :

— instabilité mécanique du tambour (liée à son inertie, donc à la vitesse linéique de la couche d'enregistrement),

— le minimum de tubes électroniques nécessaires pour les opérations de commutation.

A dire vrai, nous considérons que la réalisation actuelle du tambour C.A.B. (2), dont quatre exemplaires sont en cours ou d'expérimentation ou de terminaison (2), constitue un pas vers une solution

(*) Communication présentée au Congrès sur les Procédés d'Enregistrement (Paris avril 1954).

(1) Calculatrice Universelle Binaire de l'Armement, en cours d'installation au Laboratoire Central de l'Armement au Fort de Montrouge.

(1) Calculatrice Arithmétique Binaire, universelle.

(2) Cette réalisation simultanée de quatre tambours devant permettre de mieux définir les caractéristiques mécaniques.

plus évoluée dans laquelle le problème de commutation sera résolu, à notre avis, de manière plus logique, la solution actuelle étant une première étape conditionnée d'ailleurs par les matériaux magnétiques disponibles en France au début de cette entreprise.

Bien entendu, si le temps d'accès à une piste joue maintenant un rôle secondaire, ceci n'est vrai que dans les limites qu'il n'est pas possible de fixer ici lorsqu'on sépare le tambour de l'organisation d'ensemble d'une calculatrice.

2. — ASPECT PHYSIQUE DE L'ENREGISTREMENT MAGNÉTIQUE.

Délaissant la modulation de position qui fut évoquée il y a quelques années, on dispose, à priori, de deux méthodes pour magnétiser une couche sensible recouvrant ou formant la surface extérieure d'un cylindre tournant autour de son axe.

Dans le premier procédé (fig. 1) le flux de fuite de la tête magnétise le milieu, les lignes de force sont parallèles à l'axe du tambour.

Dans le second procédé (fig. 2), au contraire, les lignes de force sont dirigées dans le sens de la vitesse relative du tambour par rapport à la tête.

Dans la première méthode, il est évident que l'épaisseur de la tête ne peut dépasser l'emplacement réservé à une unité d'information sur une piste. En conséquence, la section du flux sera petite et sa reluctance élevée, ce qui fait préférer la seconde méthode.

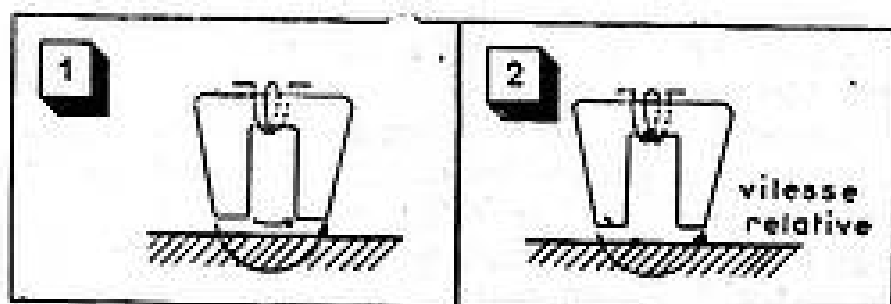


FIG. 1. — Coupe Diamétrale.

FIG. 2. — Coupe perpendiculaire à l'axe du tambour.

Considérons figure 3 l'extrémité d'une tête d'enregistrement au voisinage du milieu magnétique d'inscription.

On a tracé sur la figure la forme des lignes de force, dont la densité va rapidement en décroissant à partir de l'entrefer de la tête. Si on considère, par exemple, la surface extérieure de la couche magnétique, le module du champ suit la loi du type de celle indiquée figure 4.

Si on considère le déplacement de la tête devant le support, suivant une translation parallèle à ce dernier, de vitesse V_0 , du fait du cycle d'hystérésis et des cycles de recul caractérisant le milieu d'enregistrement, l'intensité d'aimantation en un point est une fonctionnelle qui peut s'écrire :

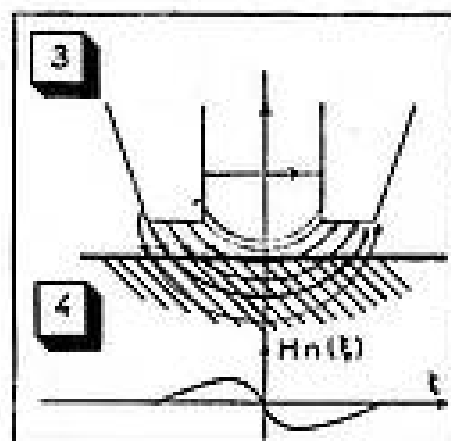
$$\vec{I}(x, t) = \vec{F} \left\{ f(\tau) \frac{\tau - t}{\tau - \infty} H(x - V_0 \tau) \right\}$$

ou $f(t)$ est la loi des ampères/tours dans la bobine de la tête en fonction du temps t .

Il est évident qu'une théorie convenable de l'enregistrement magnétique devrait être basée sur l'étude des propriétés mathématiques de cette fonctionnelle et de ses dérivées (dérivées au sens de la théorie des fonctionnelles).

FIG. 3.

FIG. 4.



Cette remarque nous conduit à manifester une certaine méfiance à l'égard des procédés de calculs mathématiques (ceux utilisant en particulier un principe de réciprocité valable en théorie linéaire) pour déterminer le rapport des signaux entre la lecture et l'inscription. Ce n'est pas notre propos de discuter la validité des calculs habituellement effectués dans le cas de l'enregistrement sonore.

Dans le cas qui nous intéresse, recherchant le maximum d'hérédité des phénomènes — le mot hérédité étant bien, dans ce cas, synonyme de mémoire — nous abandonnons l'idée d'effectuer des calculs mathématiques, du moins pour l'instant et nous nous contenterons dans cette étude de considérations physiques.

On ouvrira ici une parenthèse visant l'enregistrement des informations, en général.

Nous pensons, toutes les fois que l'on sera conduit à augmenter la densité d'informations par unité de surfaces et à augmenter le spectre de fréquence de ces informations, qu'à côté des procédés classiques d'enregistrement, le procédé consistant à coder préalablement le signal (c'est-à-dire à le transformer en signaux discrets en numération binaire ou analogue), à l'enregistrer sous cette forme et à le décoder après lecture, devrait constituer une solution capable de supporter la concurrence avec des procédés plus coutumiers en ayant l'avantage d'avoir recours, pour chaque fonction, à une technique bien adaptée.

Nous imaginons donc que l'enregistrement magnétique tel qu'il se développe pour les machines à calculer sera appelé à contribuer à la résolution de bien d'autres problèmes.

2.1. — Mécanisme d'écriture.

Nous nous proposons tout d'abord d'inscrire une succession récurrente d'impulsions ; on suppose que les moyens techniques sont mis en œuvre pour que la loi des ampères/tours $f(t)$ soit elle-même une succession d'impulsions : plus précisément la force

magnétomotrice dans la tête d'inscription est, T désignant la période de récurrence, égale à M durant $\frac{T}{2}$ puis prend brusquement la valeur $-M$ durant la demi-période $\frac{T}{2}$ suivante et ainsi de suite.

La distribution des lignes de force est donc invariable durant chaque demi-période, leur sens bascule d'une demi-période à la suivante.

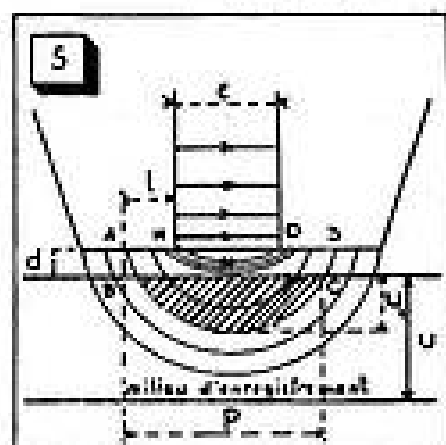


FIG. 5.

Considérons l'un de ces états, le milieu d'enregistrement étant pris à l'état désaimanté (pour la simplicité de l'exposé). Très grossièrement sont tracées sur la figure 5, ci-dessus, les lignes de force créées par la tête. Soit H_0 le champ de saturation. Supposons que soient réalisées les conditions d'alimentation de la tête de manière que le champ à l'intérieur d'une ligne de force $A B C D$ soit égal ou supérieur à H_0 . Ce domaine est borné du côté tête par une ligne de force $M N O$.

L'énergie à dépenser pour réaliser ce spectre est pour l'instant secondaire, elle croît évidemment avec d , distance tête-tambour, sans qu'une loi simple de dépendance par rapport à d soit établie, le flux de fuite considéré dépendant de la forme de la tête (laquelle étant relativement petite ne permet pas d'être réalisée suivant un dessin rigoureux, en particulier lorsqu'il est fait usage de ferrites).

Dans le domaine considéré à l'instant, hachuré sur la figure, le milieu est saturé, nous dirons aimanté. On doit obtenir ce résultat sans saturer les becs de la tête ce qui aurait pour effet d'augmenter d donc d'allonger les lignes de fuite. Néanmoins, ceci peut être compatible avec le résultat désiré lorsque, ce qui est le cas pratique, la tête se sature par des valeurs du champ supérieures à celle qui sature le milieu d'enregistrement.

Supprimons la force magnétomotrice dans la tête. Si le milieu est assimilable à un aimant parfait, le domaine $(B C N)$ reste aimanté avec l'intensité $\vec{I}_r$ (I_r : aimantation rémanante).

On remarque immédiatement que l'épaisseur du milieu d'enregistrement n'a pas besoin d'être supérieure à l'épaisseur du domaine saturé u_c .

Le champ créé par le milieu ainsi aimanté est celui que créent la densité volumique de charge magnétique égale à $\text{div } \vec{I}$ et la densité superficielle $-I_n$ (I_n composante normale de I). Comme $\vec{I}$ est constant en module (hypothèse précédente); $\text{div } \vec{I} = 0$ dans tout le domaine saturé. Sur la surface intérieure

$B C$ la divergence conduit, (un calcul simple le confirme) en fait, à définir une densité égale à $-I_n$, or BC coïncide avec une ligne de force, donc le champ créé par le milieu est équivalent à celui créé par la densité $\sigma = -I_n$ sur la face extérieure BNC du milieu. La loi de distribution de σ en fonction de l'abscisse ξ sur BNC ($\xi = 0$ sur l'axe de symétrie) est donc déterminée par l'inclinaison des lignes de force au passage dans le milieu.

Il semblerait que l'épaisseur du milieu puisse prendre n'importe quelle valeur.

En réalité, si elle est inférieure à u_c , des charges superficielles apparaissent sur la face intérieure du milieu (vers l'axe du tambour) de signes opposés à celles qui sont apparues sur la face tournée vers la tête. Ceci aura pour effet de diminuer le champ créé par le milieu ainsi aimanté vers la tête. Si on prend $u \gg u_c$ l'aimantation, sans saturation, du domaine extérieur à celui considéré plus haut absorbera une certaine énergie qu'il faudra fournir à la tête, il n'est donc pas souhaitable d'avoir une épaisseur de milieu d'enregistrement supérieure, ou très supérieure à l'épaisseur critique u_c .

L'aspect physique approximatif des lignes de force, mais non foncièrement inexact, représenté fig. 5, conduit à la densité superficielle $\sigma(\xi)$ de la fig. 6 et la distance des maxima σ_m est voisine de p (avec $p = \varepsilon + 2l$)

ε et l ayant les significations portées sur la figure 5. Déplaçons la tête de $dx = V_0 dt$ de la droite vers la gauche sur nos figures.

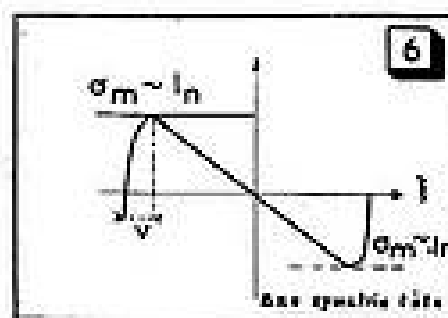


FIG. 6.

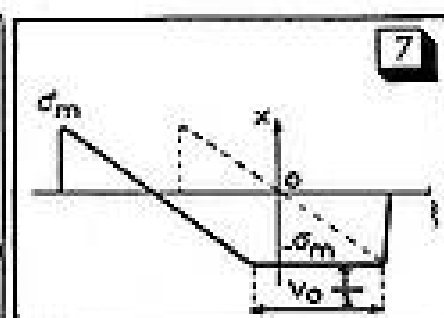


FIG. 7.

On voit que la limite de la zone saturée, se déplace de dx dans le même sens.

Pour ce qui intéresse le champ qui sera créé par l'aimantation du milieu, la densité superficielle est celle qu'on obtient en déplaçant vers la droite la courbe de la figure 6. A la fin d'une demi-période la densité est celle de la figure 7, les régions ayant été saturées le restent lorsqu'elles sont atteintes par des lignes de force situées à l'arrière (par rapport au sens du mouvement) dont le champ est inférieur au champ coercitif, or il en est ainsi le champ décroissant de manière monotone de part et d'autre de l'axe de symétrie de la tête (fig. 5.)

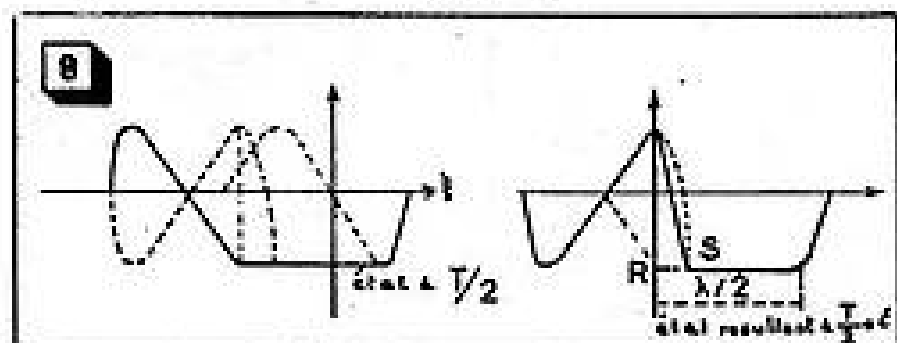


FIG. 8.

Les conditions d'alimentation de la tête étant supposées idéalement remplies à $\frac{T}{2}$ on inverse la courbe $\sigma(\xi)$ d'où le résultat présenté figure 8.

L'état intermédiaire $R'S$ est assez difficile à définir, du moins pouvons-nous affirmer qu'il existe. La répétition du phénomène conduit au diagramme de la figure 9.

On réalise donc au pas $\lambda = V_0 T$, des pôles de densité $\pm \sigma_m$ et de longueur $\frac{\lambda}{2} = V$, V est difficile à apprécier : cette quantité dépend des cycles d'hystérésis du matériau recouvrant le tambour et de la forme des becs de la tête. Par ailleurs, si l'inversion de la force magnétomotrice dure un temps $\tau \ll \frac{T}{2}$ alors V est augmentée d'au moins τV_0 .

En réalité, l'effet du champ démagnétisant tend à accroître les fronts donc la longueur V est sous la dépendance de la matière du milieu de manière d'autant moins importante que le champ coercitif de ce milieu est grand.

D'après l'analyse qui précède, les dimensions de la tête n'interviennent pas directement sur le mode d'enregistrement. La densité d'information définie ici par $\delta = 1/\lambda$ est donc indépendante des dimensions et de la forme de la tête : celles-ci n'interviennent qu'en raison de la lecture si cette fonction est réalisée

d'où la condition :

$$p + V \sim V + V_0 \tau$$

$$\text{où } p \cong \varepsilon + 2l \cong V_0 \tau$$

On peut encore écrire :

$$\frac{p}{\lambda} = \frac{\tau}{T}$$

La quantité p sera désignée ci-après *entrefer équivalent*. Sa valeur dépendant de l , on notera que cette quantité dépend beaucoup de la forme de l'entrefer, si les dièdres de l'entrefer, tournés vers le milieu d'enregistrement, ne sont pas parfaitement réalisés, il en résulte une augmentation de l .

Des mesures effectuées à la S.E.A. sur des têtes en ferrites indiquent que $p = 1,2 \varepsilon$ environ.

Il est clair que, toutes choses égales par ailleurs, le rapport $\frac{p}{\varepsilon}$ croît lorsque d diminue, de sorte que le dimensionnement optimum d'une tête en vue de réaliser une densité δ donnée est affaire d'expériences guidées par le calcul du spectre (ce dernier calcul est en cours à la S.E.A.).

On notera, en outre, que l'on peut admettre à l'extrême limite que $\frac{\tau}{T} = \frac{1}{4}$, de sorte que $p = \frac{\lambda}{4}$, la répartition de σ devenant presque sinusoïdale, la loi temporelle des ampères-tours étant plus voisine d'une loi harmonique que d'une série de créneaux rectangulaires.

Un second mode d'utilisation de l'enregistrement magnétique consiste à remarquer que nous n'avons jamais à modifier le contenu d'un seul emplacement élémentaire de mémoire, mais un groupe de tels emplacements contigus. De sorte que la perturbation examinée ci-dessus ne peut jouer que d'un groupe au suivant : confondant dans notre langage le contenant et le contenu, nous dirons que nous plaçons entre *deux mots* (binaires) consécutifs un emplacement de mémoire de 1 digit : dans ces conditions, nous pouvons prendre comme base de dimensionnement la relation : $p \leq \lambda$. On prend, en général, $p < \lambda$ afin que la variation de $\bar{\sigma}$ lors de la rotation du tambour et en fonction de la dilatation des éléments du montage mécanique ne puissent modifier p dans un sens risquant d'inverser l'inégalité considérée.

2.2. — Mécanisme de lecture (Fig. 11).

Supposons une tête, à priori différente, placée devant le milieu aimanté et se déplaçant, par rapport à lui, à la vitesse V_0 .

Supposons que la répartition $\sigma(\xi)$ soit sinusoïdale : ceci est très voisin de la réalité si $p \sim \frac{\lambda}{4}$ et si $p < \lambda$

avec un espace entre mots et, dans ce cas, si la loi des ampères-tours est sinusoïdale. D'ailleurs, si utile, nous reviendrons sur cette hypothèse.

On peut calculer assez aisément le champ créé par $\sigma(\xi)$ dans l'entrefer d'épaisseur d . Sa composante normale à mm' (le milieu bordant cet entrefer,

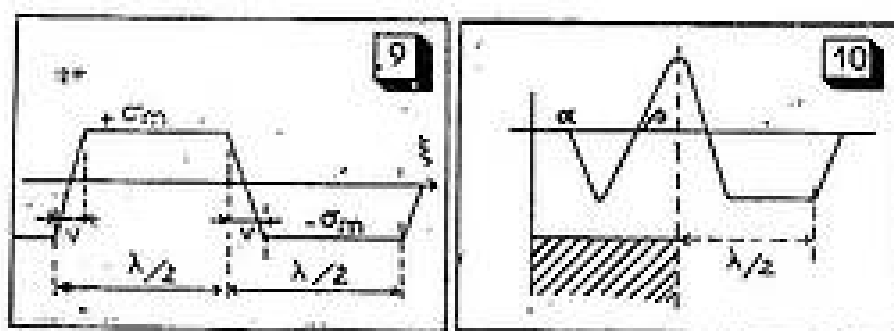


FIG. 9.

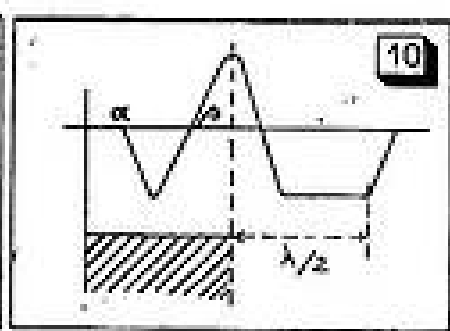


FIG. 10.

avec la même tête ou s'il est prévu une tête de lecture distincte de celle d'écriture, la densité σ_m croît avec $1/d$ puisque lorsque d décroît, l'inclinaison α des lignes de force au passage dans le milieu diminue de sorte que $\sigma_m = I_n = I_{\max} \sin \alpha$ croît avec α . Mais un second phénomène intervient, caractéristique du domaine d'application considéré ici. Si on considère en effet un certain nombre d'emplacements réservés à des informations binaires, il est nécessaire que le remplacement d'une information par une autre dans un seul de ces emplacements soit réalisé sans détruire ou perturber les informations contenues dans les cases voisines.

Pour examiner cette question, il n'est plus possible de supposer le milieu à l'état disons vierge. Puisque c'est la « queue » du spectre (vu en densité σ superficielle) de fuite qui définit l'aimantation, l'ensemble du spectre, plus précisément la longueur $\alpha\beta$ de celui-ci peut perturber la zone en aval (fig. 10). Il est donc nécessaire que $\alpha\beta$ soit aussi petit que possible. L'optimum semble être que $\alpha\beta$ soit égal à :

$$V + V_0 \tau \text{ or } \alpha\beta = p + V$$

côté tête étant supposé à perméabilité infinie) est :

$$Hy = \sigma_m e^{-\frac{2\pi d}{\lambda}} \cos \frac{2\pi \xi}{\lambda}$$

avec $\xi = V_0 t + \xi_0$ et lorsque $\sigma(\xi) = \sigma_m \cos \frac{2\pi \xi}{\lambda}$.

Les droites xx' , yy' sont des axes de symétrie. Le flux traversant un segment de longueur Δ est, par un calcul facile :

$$\Phi = \frac{\lambda}{2\pi} e^{-\frac{2\pi d}{\lambda}} \sin \frac{\pi \Delta}{\lambda} \cos 2\pi f t$$

puisque la fréquence f est donnée par $f = V_0 / \lambda$ (et en prenant arbitrairement une phase $\xi_0 = 0$).

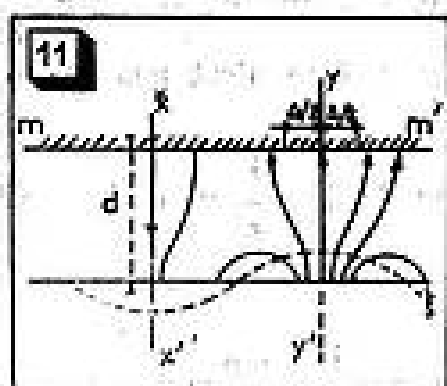


FIG. 11.

Bien qu'il serait nécessaire de perfectionner ces calculs pour tenir compte de l'entrefer de la tête, ε , on peut préciser (des expériences en cours ont pour objet de déterminer cette influence) que tout le temps que :

$\frac{\varepsilon}{d}$ et $\frac{\varepsilon}{\lambda}$ sont assez petits les résultats élémentaires ci-dessus donnent une vue qualitative suffisamment instructive pour être appliquée à la discussion de quelques résultats expérimentaux (fig. 12).

On pourra introduire, ainsi que cela est coutumier en électrotechnique, lorsque $\varepsilon \neq 0$, un coefficient d'Hopkinson β et écrire par conséquent :

$$\Phi = \frac{\lambda}{2\pi} \beta e^{-\frac{2\pi d}{\lambda}} \sin \frac{\pi \Delta}{\lambda} \cos \pi f t$$

Le module de cette fonction harmonique en t sera

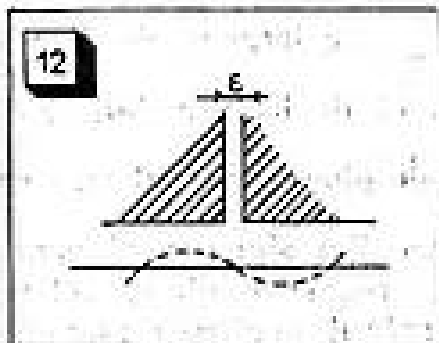


FIG. 12.

désigné, par la suite, Φ_M flux maximum capté par un pôle de la tête.

Nous allons examiner, dans le même esprit, le mécanisme de lecture en considérant trois cas typiques suivant l'importance relative de λ .

Cas λ très grand :

Le flux par pôle qu'il est possible de conduire à travers la tête est une fraction du flux par pôle mesuré sur la surface d'enregistrement (fig. 13).

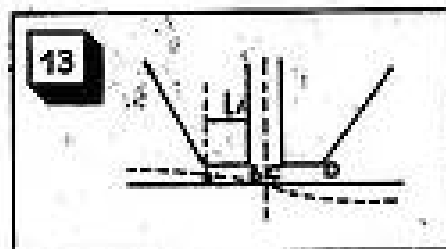


FIG. 13.

On ne commet pas une erreur en écrivant que c'est une fraction $\frac{l_1}{\lambda}$ de celui-ci, car l_1 est assez difficile

à définir avec précision, la notion de grande longueur d'onde étant précisément en rapport avec la forme de la tête : on entre dans cette hypothèse dès que la longueur d'onde λ est supérieure à la partie $ABCD$ parallèle à la surface aimantée, de la tête.

Ce cas n'a pas été examiné car il conduit à des densités trop faibles pour être intéressantes.

Passons au deuxième cas typique.

Cas λ moyen :

Désignons par D l'axe des pôles de la tête (fig. 14).

Dans la position de la figure les pôles du milieu aimanté créent des flux égaux maxima et de signes

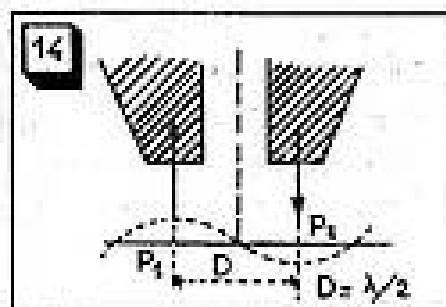


FIG. 14.

contraires, d'autant plus voisins du maximum théorique mentionné plus haut que d/ε est grand. On peut écrire que le flux utile est la différence des flux des deux pôles P_1 et P_2 , d'où la relation immédiate :

$$\Phi = k \left(\frac{d}{\varepsilon} \right) \Phi_M \cdot e^{-\frac{2\pi d}{\lambda}} \sin \frac{\pi D}{\lambda} \cos \frac{2\pi V_0 t}{\lambda}$$

obtenue en comparant deux flux périodiques en t déphasés entre eux de $\frac{2\pi D}{\lambda}$.

La figure 14 correspond au cas $D = \frac{\lambda}{2}$ à $t = 0$, et la figure 15 au cas $D = \lambda$ où $\Phi = 0$. Φ_M a, ici, la signification évidente suivante, d'après ce qui

précède (l'effet de Δ disparaissant, du moins pour simplifier les choses) :

$$\Phi_M = \beta \cdot \frac{\lambda}{2\pi} e^{-\frac{2\pi d}{\lambda}}.$$

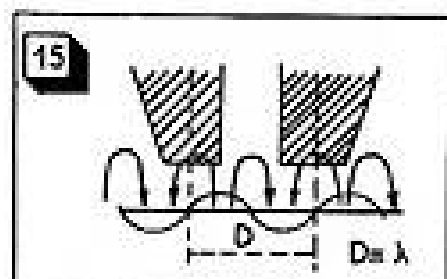


FIG. 15.

Cas λ petit (fig. 16 a et b).

Nous aurons affaire à ce cas si $\varepsilon > \lambda/2$.

La déformation des lignes de force qu'entraîne le trou de longueur ε modifie la manière dont la tête capte le flux, ou une partie de ce flux, produit par deux pôles consécutifs sur le milieu aimanté. L'entrefer ε (plus précisément un entrefer fictif légèrement supérieur à ε en raison de l'épanouissement des lignes de force aux alentours des dièdres O_1 et O_2) joue à l'égard du mécanisme de captation du flux un rôle analogue à D du cas précédent.

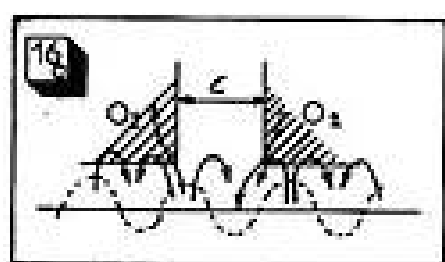


FIG. 16 a.

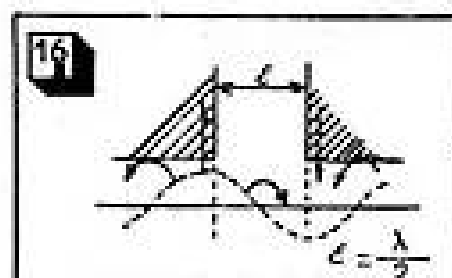


FIG. 16 b.

On dira que nous sommes placés dans le cas λ petit si l'effet de l'entrefer l'emporte sur les effets considérés jusqu'à présent.

Il est évident que la limite inférieure $\lambda = \varepsilon$ n'a qu'une valeur théorique ; de manière très grossière le flux maximum capté par un pôle de la tête est :

$$\Phi_M \frac{\frac{\lambda}{2} - \frac{\varepsilon}{2}}{\frac{\lambda}{2}} = \Phi_M \left(1 - \frac{\varepsilon}{\lambda}\right)$$

Φ_M ayant la même signification que précédemment.

Une loi plus exacte devrait s'exprimer comme suit :

$$\Phi = \Phi_M f \left(1 - \frac{\varepsilon}{\lambda}\right)$$

f étant une fonction décroissante avec l'argument $1 - \frac{\varepsilon}{\lambda}$.

Une étude plus précise, actuellement en cours, a pour objet de déterminer le rapport $\frac{\varepsilon}{d}$ au-dessus duquel l'effet analysé ici devient prépondérant.

La récapitulation des résultats précédents se fera en introduisant un certain nombre de spires sur le circuit magnétique reliant entre eux les deux bords de l'entrefer examiné jusqu'à présent, la force électromotrice produite étant, au signe près, égale à $\frac{d\Phi}{dt}$.

Nous ferons une première discussion en supposant que la fréquence des signaux est constante et égale à f . Le paramètre, lié à V_e , sera la densité δ d'informations par piste.

L'amplitude de la force électromotrice est :

$$E = \beta \frac{\lambda}{2\pi} e^{-\frac{2\pi d}{\lambda}} G \left(\frac{\pi D}{\lambda}, \frac{\pi \Delta}{\lambda} \right) \cos 2\pi f$$

où $G = \sin \frac{\pi D}{\lambda}$ dans le cas λ moyen et $G = \sin \frac{\pi \Delta}{\lambda}$ si la longueur des becs de la tête n'est pas grande devant λ et ε .

En discutant en fonction de $\delta = \frac{1}{\lambda}$ et à $f = C^u$ on a donc, cas λ moyen :

$$E(\delta) = \frac{1}{\delta} e^{-2\pi d\delta} \cdot G(\pi D \delta) \sim \frac{1}{\delta} e^{-2\pi d\delta} \sin \pi D \delta$$

à des constantes multiplications près (sauf qu'en toute rigueur le coefficient d'Hopkinson β est fonction de δ , nous pensons d'après ce qu'on a vu, dans le cas λ moyen qu'on peut supposer β indépendant de δ).

La courbe représentative est donnée sur la planche I pour trois valeurs typiques du rapport $\frac{d}{D} \left(\frac{1}{10}, \frac{1}{2}, 1 \right)$.

Mode d'inscription des informations.

Nous avons étudié jusqu'à présent l'enregistrement et la lecture d'un signal périodique de fréquence f . L'enregistrement dans une longueur d'onde λ d'une information binaire signifie que l'onde considérée doit être modulée : une modulation d'amplitude, de fréquence (ou de phase) est donc applicable avec cette remarque que chaque période du porteur contenant une information, la fréquence la plus grande de celles-ci est $\frac{f}{2}$. La largeur de bande du dispositif d'inscription et de lecture doit donc être de $\frac{f}{2}$. En modulation de phase par tout ou rien

nous aurons donc la présence d'un signal à fréquence instantanée f ou $f/2$ (la fréquence étant définie comme la dérivée, à 2π près de la phase du signal).

Le dimensionnement optimum, ou le choix de la densité est donc déterminé en traçant les courbes à f et $f/2$ (représentées planches II, III et IV pour les valeurs $\frac{d}{D}$ prises comme exemple pour tracer les courbes of = I τ de la planche I) et en associant à la

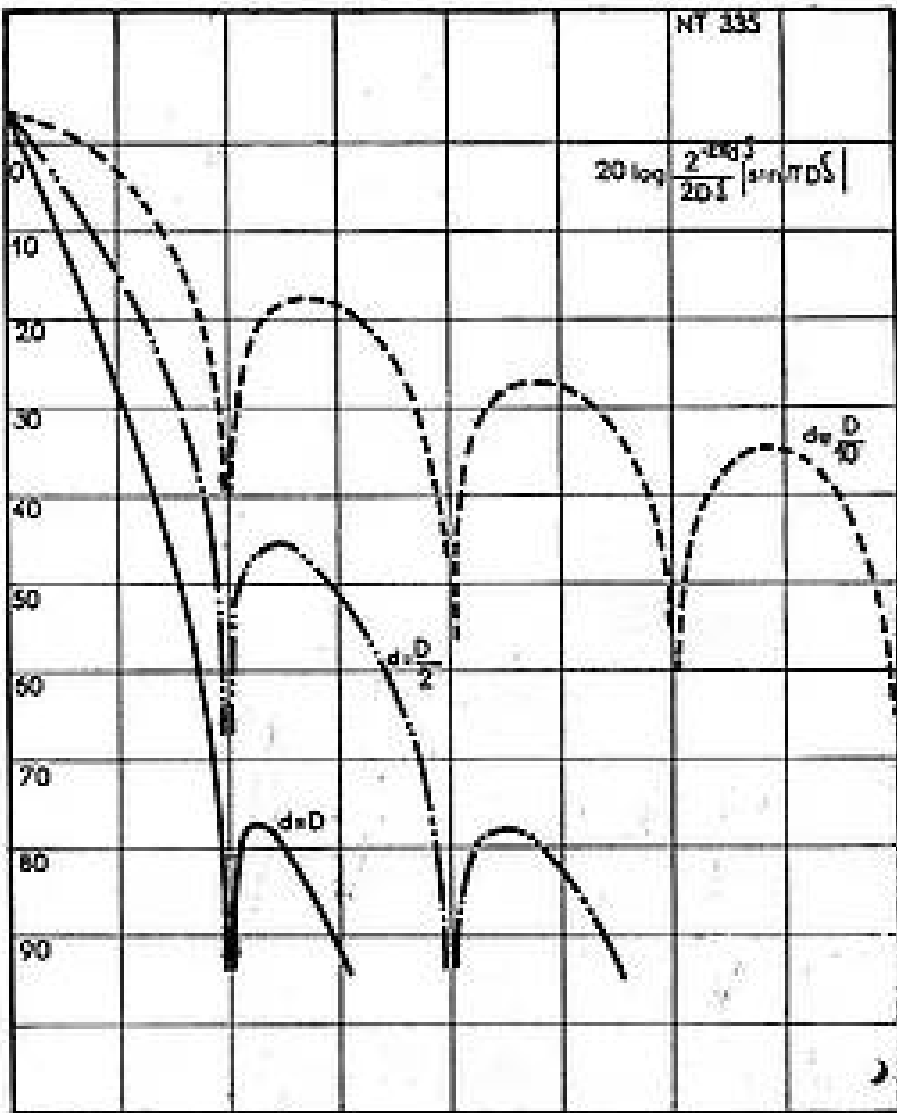


FIG. 17

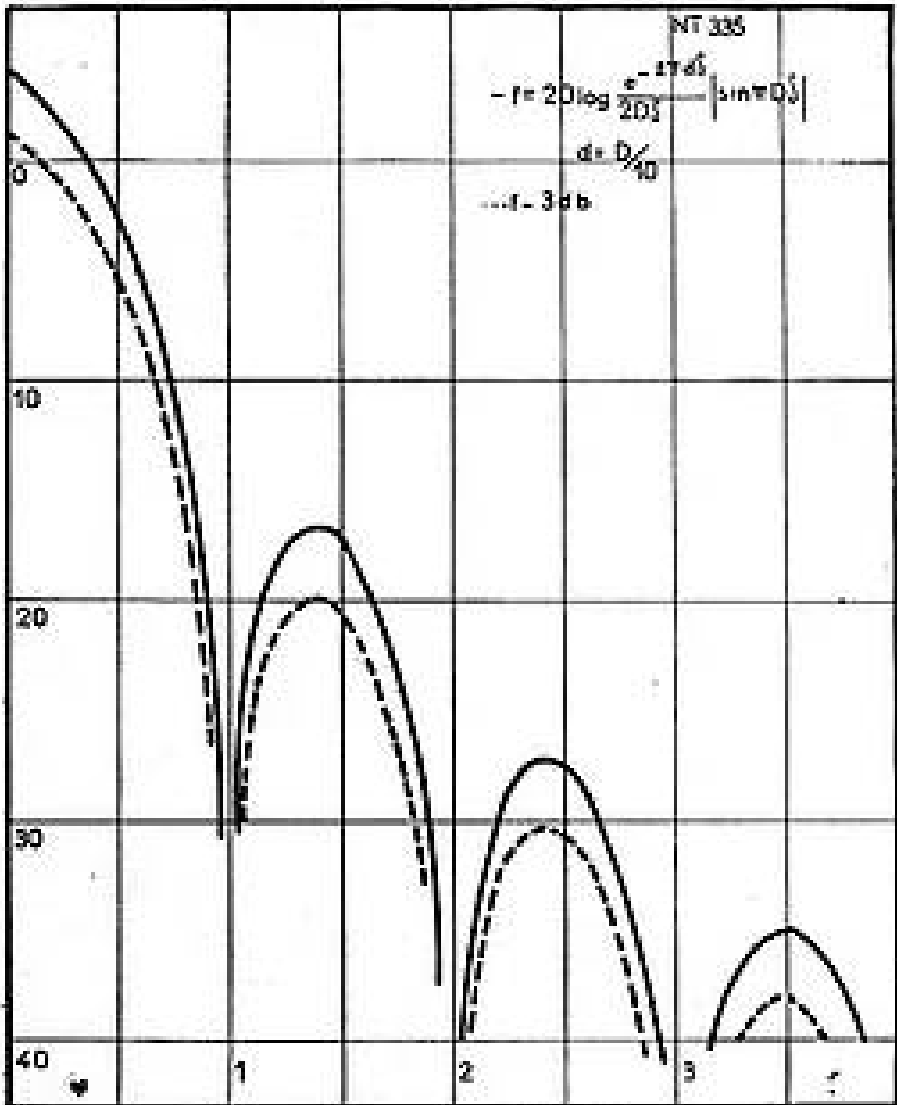


FIG. 18

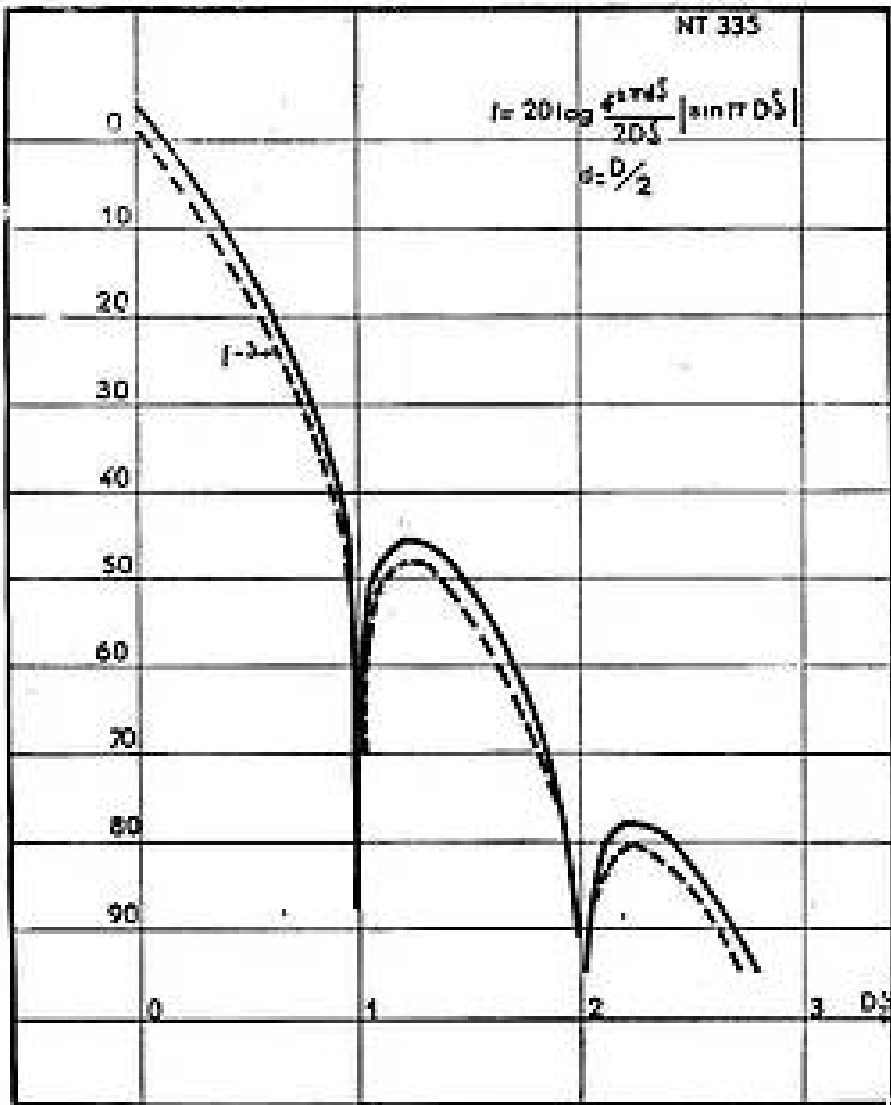


FIG. 19

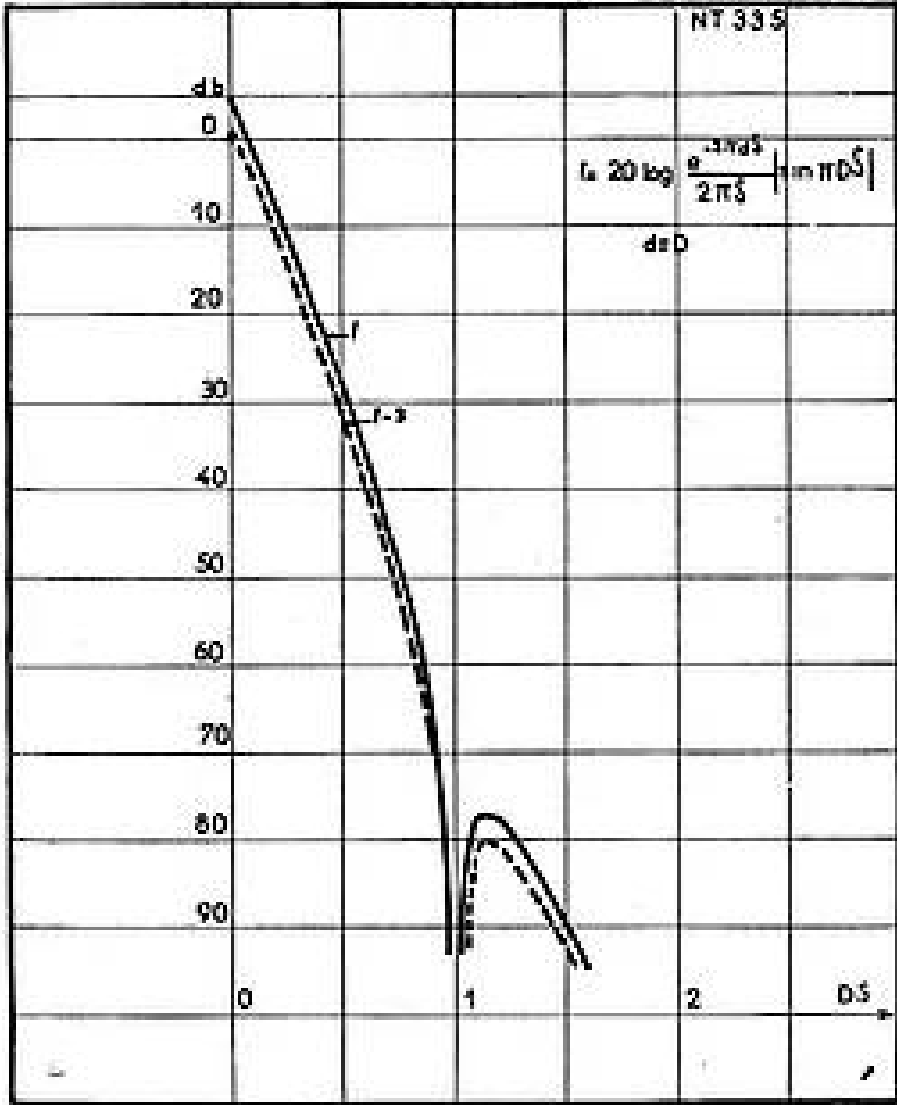


FIG. 20

fréquence f la densité δ , à $f/2$ la densité $\delta/2$. Le choix revient à avoir un signal ayant la même valeur aux deux extrémités de l'intervalle ($\delta/2$, δ) choisi en faisant intervenir, d'une part les courbes précédentes et, d'autre part, les caractéristiques du transformateur associé à la tête de lecture.

Cette discussion fera l'objet d'une autre publication.

Pour terminer cette communication, les deux photographies ci-dessous représentent, l'une (fig. 18)

le tambour isolé d'une capacité d'environ 200 000 digits (1) répartie en 64 pistes, l'autre le sous-ensemble d'une machine universelle type C.A.B. (2).

La commutation à l'écriture est réalisée par des matrices de tores, à cycle magnétique rectangulaire (partie haute de gauche).

(1) Capacité qui sera doublée.

(2) Calculateur Arithmétique Binaire.

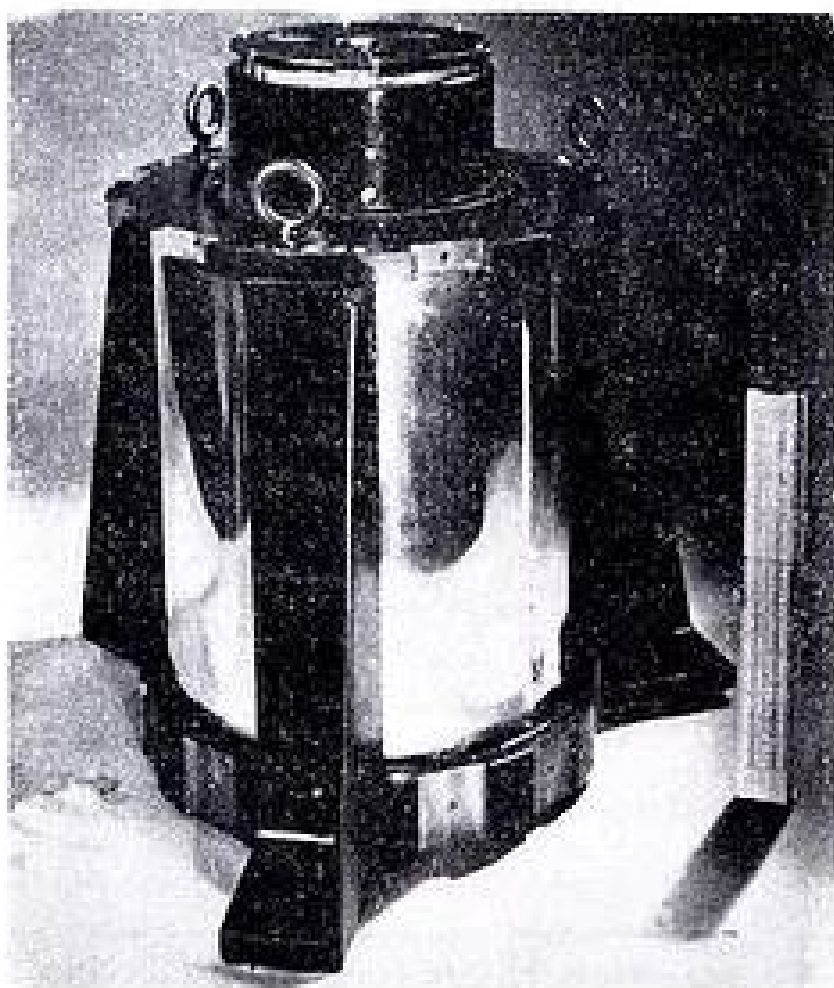


FIG. 18

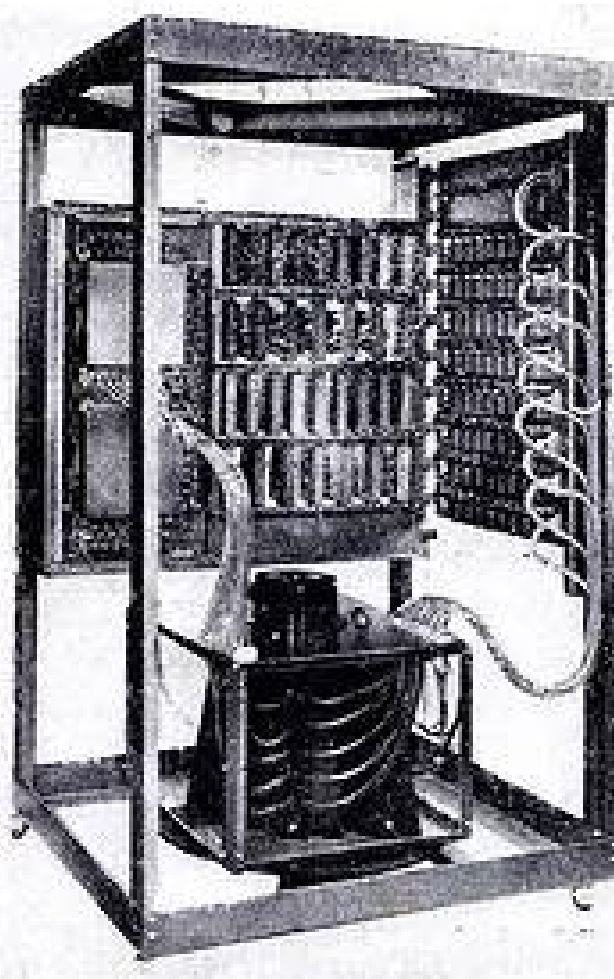


FIG. 19

LIGNES à RETARD...

Ag. PUBLICITEC - DOMENACH

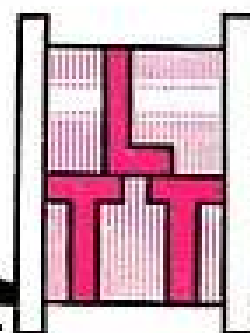
**TYPE CPE
1000/10**
●
**CABLES
DE LIAISON
POUR
RADARS
CALCULATEURS
ÉLECTRONIQUES
ETC...**

CARACTÉRISTIQUES ÉLECTRIQUES

Impédance caractéristique ohms.....	1.000 ± 50
Affaiblissements - décibels par mètre.....	à 1 MHz 0,18
—	à 2 MHz 0,30
—	à 5 MHz 0,46
—	à 10 MHz 0,70
—	à 30 MHz 1,30
Retard micro-sec. par mètre...	0,12
Puissance maximum watts	100
Tension d'essai continue.. volts	15.000

*

Câbles de caractéristiques
différentes étudiés sur demande.



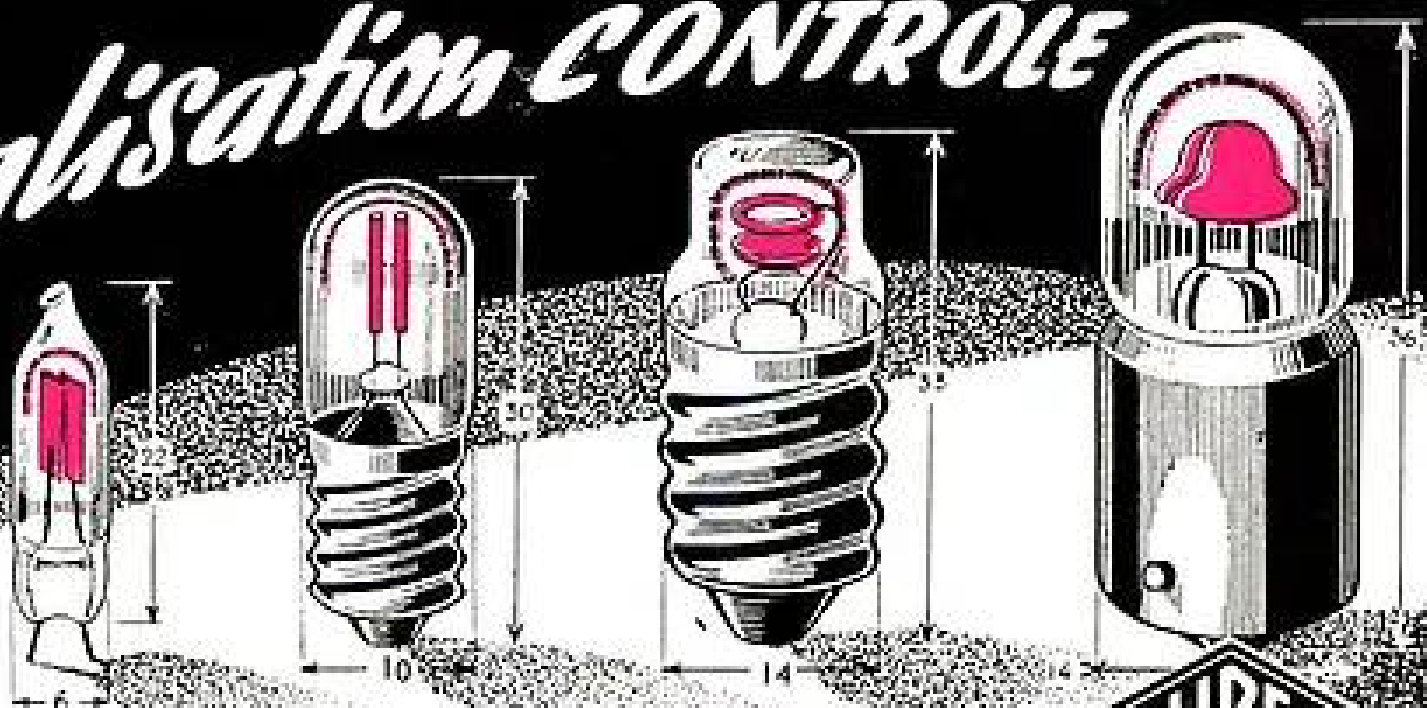
PARIS

LIGNES TÉLÉGRAPHIQUES & TÉLÉPHONIQUES

89 RUE DE LA FAISANDERIE - PARIS-16 - TÉLÉPHONE :

TR0. 12.71 - 12.85 - 45.50

Signalisation CONTRÔLE



NÉON L.I.R.E.

LABORATOIRE INDUSTRIEL
ET DE RECHERCHES ÉLECTRONIQUES
14, RUE PIERRE BROSOLETTÉ - CHATILLON-SI-BAGNEUX (SEINE)

TÉLÉPHONE : ALÉSIA 21-06

DEMANDEZ
notre documentation
complète

Agence DOMENACH

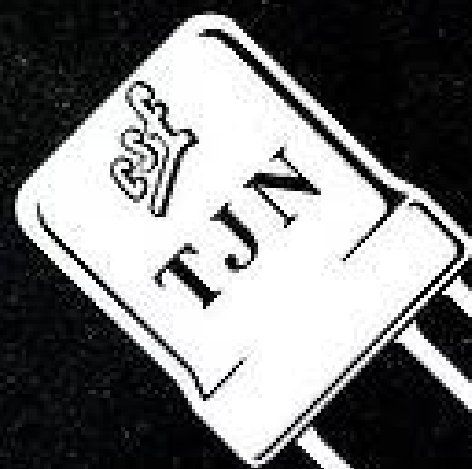
DANS LE CADRE DE SES TRAVAUX
SUR LES SEMI-CONDUCTEURS



LE DÉPARTEMENT DE RECHERCHES PHYSICO-CHIMIQUES

présente les

TRIODES GERMANIUM



A JONCTION PNP

TYPES TJN 1 - TJN 1B - TJN 2 - TJN 2B

*Triodes destinées à des montages amplificateurs ou
oscillateurs fonctionnant à des fréquences pouvant
atteindre quelques centaines de kilocycles*

COMPAGNIE GÉNÉRALE DE T. S. F.
DÉPARTEMENT DE RECHERCHES PHYSICO-CHIMIQUES

PUTEAUX - 12, RUE DE LA RÉPUBLIQUE, LON. 28-86



*...Monsieur Édouard Belin
se mit à la disposition
de ses auditeurs
et de ses auditrices
pour leur montrer en
détail le mécanisme
de son appareil.....*

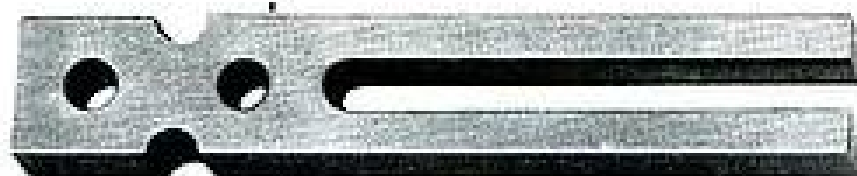


LES ÉTABLISSEMENTS
ÉDOUARD BELIN

296, AVENUE NAPOLEON BONAPARTE - RUEIL-MALMAISON - MAL. 05-54 - WAG. 93-63

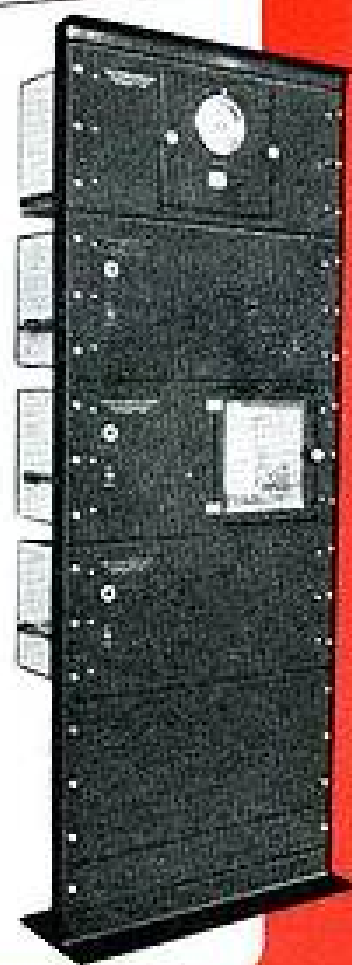
Tous les oscillateurs stabilisés

DU
DIAPASON **10^{-4}**

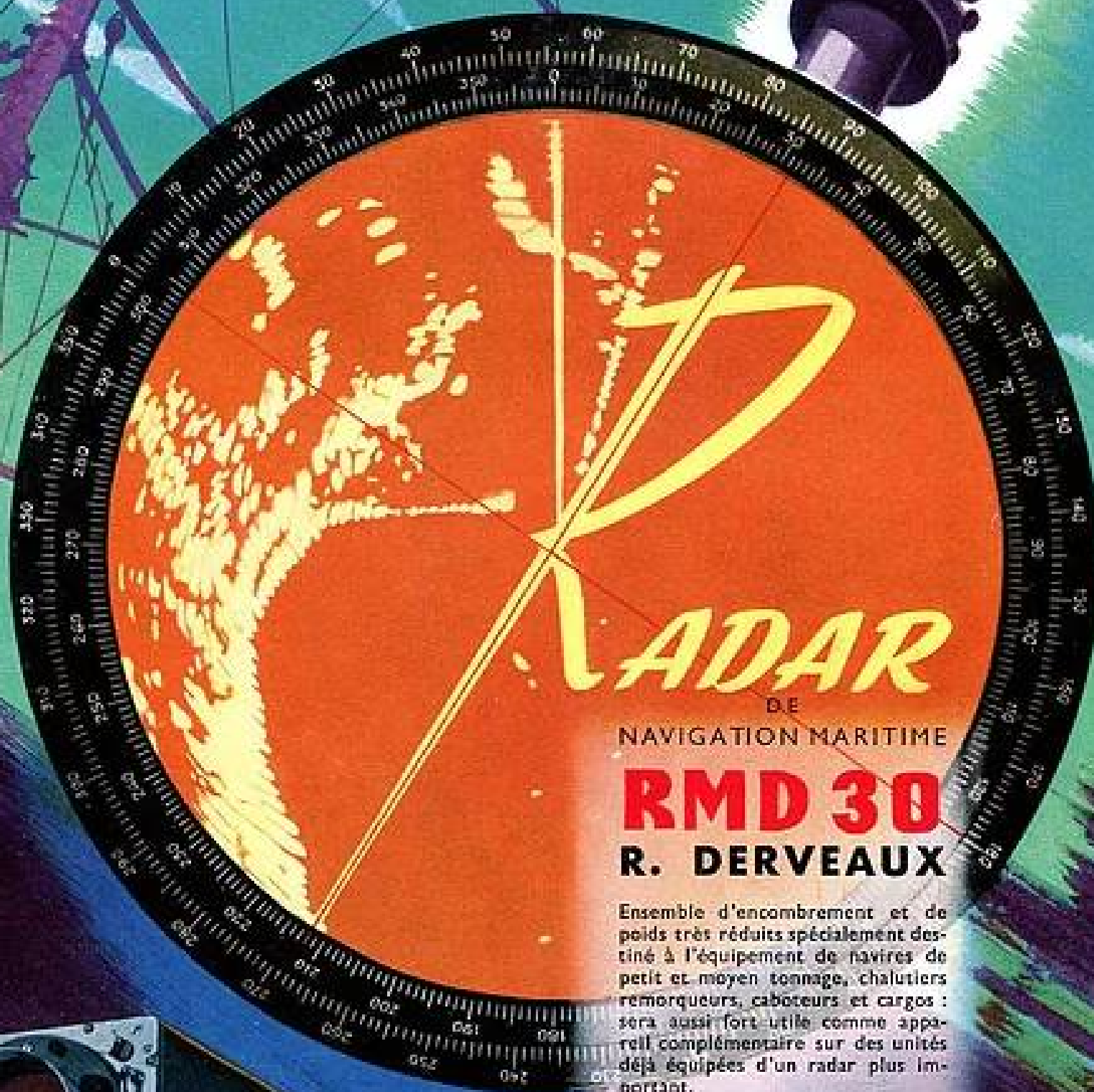


A L'HORLOGE A QUARTZ

10^{-8}



POUR NAVIRES DE PETIT ET MOYEN TONNAGE



NAVIGATION MARITIME

RMD 30
R. DERVEAUX

Ensemble d'encombrement et de poids très réduits spécialement destiné à l'équipement de navires de petit et moyen tonnage, chalutiers remorqueurs, caboteurs et cargos : sera aussi fort utile comme appareil complémentaire sur des unités déjà équipées d'un radar plus important.

Se compose essentiellement de deux éléments :

- Un bloc émetteur-récepteur-antenne
- Un indicateur

La liaison étant assurée par un unique câble.



LABORATOIRES R.

DERVEAUX

ÉTUDE DU COMPORTEMENT DYNAMIQUE DES ASSERVISSEMENTS COMPORTANT DES THYRATRONS

PAR

P. BONNET

*Ingénieur Militaire de 1^{re} classe des Fabrications
d'Armements*

Les thyratrons constituent, dans les servomécanismes, des organes de puissance souples, légers et dénués pratiquement de constante de temps, tout au moins lorsqu'ils sont excités par une porteuse à fréquence suffisamment élevée. Cependant leur emploi s'accompagne souvent de l'impression qu'on ne sait pas très bien où l'on va, car leur étude par le calcul est délicate, et ce pour les raisons suivantes : ils ne sont pas linéaires, présentent plusieurs modes de fonctionnement, selon que la conduction est continue ou discontinue, et font apparaître dans certains cas une sorte de contre-réaction à discriminateur non-linéaire.

On est finalement souvent amené à procéder à une mise au point très empirique.

Le but de la présente communication n'est pas d'élucider complètement le problème du calcul des asservissements à thyratrons, qui est très compliqué, mais d'exposer quelques idées qui permettront peut-être de faire avancer la question.

Dans une première partie, nous étudierons le cas où la non-linéarité n'est pas trop accentuée, et où l'on peut légitimement considérer qu'autour d'une vitesse moyenne les accroissements des différentes variables suivent des lois linéaires. Ceci nous conduira à des schémas équivalents pour les deux modes de fonctionnement, continu et discontinu.

Dans la seconde partie, nous aborderons le problème plus général où on ne peut pas linéariser. C'est par exemple le cas d'un moteur à deux sens de marche alimenté par deux groupes de thyratrons débitant en sens inverses, si l'on ménage un seuil autour du point zéro pour éviter que les deux groupes débitent en même temps l'un dans l'autre.

On montrera qu'une étude complète de ce cas — qui peut d'ailleurs s'appliquer à d'autres systèmes de commande non-linéaires que les thyratrons — est soluble par une méthode graphique de principe relativement simple, mais que l'établissement des

graphiques nécessite un travail important, et particulier à chaque cas.

En conséquence, cette méthode ne semble pas à conseiller pour les servomécanismes de petite puissance, pour lesquels il semble plus rapide de procéder à la mise au point expérimentale. Mais il est possible qu'elle puisse rendre des services dans le cas d'asservissements importants.

I. — COMPORTEMENT DYNAMIQUE D'UN MOTEUR ALIMENTÉ PAR THYRATRONS, AUTOUR D'UNE VITESSE MOYENNE (1).

Nous partirons du schéma classique de l'étage de puissance représenté sur la figure 1. Le moteur *M*

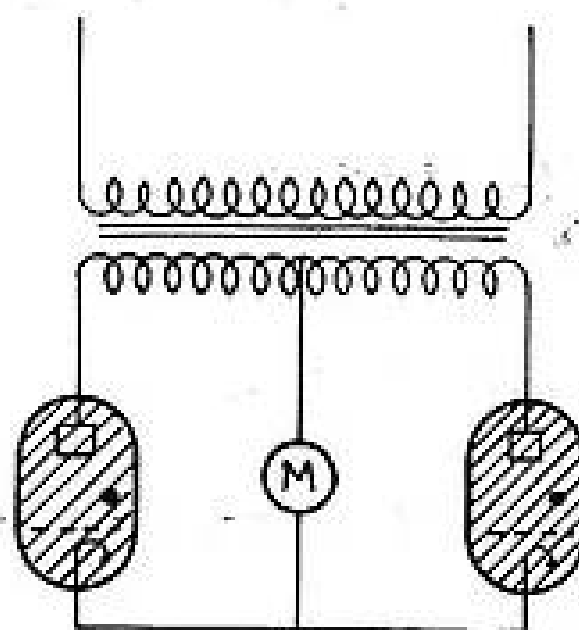


FIG. 1

est un moteur à excitation séparée dont l'induit est alimenté par les thyratrons.

(1) Voir KP Pouchilowsky : *Electronic Motor Control*,
Industrial reference book,
John Wiley et Sons Inc. New York.

Les notations employées sont les suivantes :

E_e : f.e.m. efficace appliquée par chaque moitié du secondaire du transformateur.

e_e : f.e.m. du moteur.

Ω : vitesse du moteur.

$$K_e = \frac{e_e}{\Omega}$$

$$a = \frac{e_e}{\sqrt{2} E_e}$$

L, R : self et résistance d'induit.

i : courant instantané d'induit.

I : courant moyen d'induit.

ω : pulsation du courant.

$$x = \omega t.$$

x_a : angle d'allumage des thyratrons.

x_e : angle d'extinction des thyratrons.

$$\theta = A \operatorname{ctg} \frac{L \omega}{R}$$

$$E = I R$$

$$e = i R$$

$$\bar{E} = \frac{IR}{\sqrt{2} E_e}$$

On néglige la chute de tension dans les thyratrons.

L'équation donnant le courant instantané i est évidemment :

$$iR + e_e + L \frac{di}{dt} = \sqrt{2} E_e \sin \omega t$$

soit :

$$(1) \quad iR + e_e + L \omega \frac{di}{dx} = \sqrt{2} E_e \sin x$$

1) Régime de conduction discontinue.

En régime de conduction discontinue, les deux thyratrons sont éteints en même temps pendant un

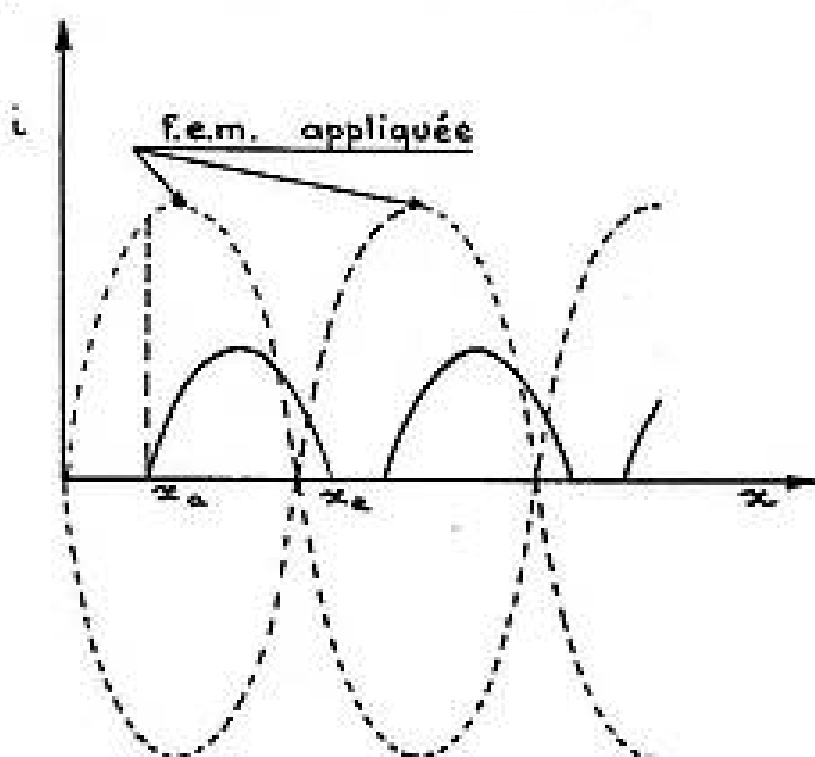


FIG. 2

certain laps de temps. Le courant a la forme indiquée sur la figure 2. Chaque thyatron conduit indé-

pendamment de l'autre et chaque impulsion de courant est indépendante des précédentes.

Si l'on intègre l'équation 1 en supposant que le thyatron commence à conduire pour $x = x_a$, on obtient l'équation du courant instantané i sous la forme :

$$(2) \quad Ri = \sqrt{2} E_e \cos \theta [\sin (x - \theta) - e^{-\frac{x-x_a}{\theta}} \sin (x_a - \theta)] - e_e \left(1 - e^{-\frac{x-x_a}{\theta}} \right)$$

L'angle d'extinction x_e est déterminé en faisant $i = 0$ pour $x = x_e$. En intégrant Ri entre les limites x_a et x_e , et compte tenu du fait que x_e est déterminé de la façon ci-dessus indiquée, on trouve :

$$\int_{x_a}^{x_e} Ri dx = \sqrt{2} E_e (\cos x_a - \cos x_e) - e_e (x_e - x_a)$$

La valeur moyenne du courant, en régime permanent, est évidemment obtenue en divisant par

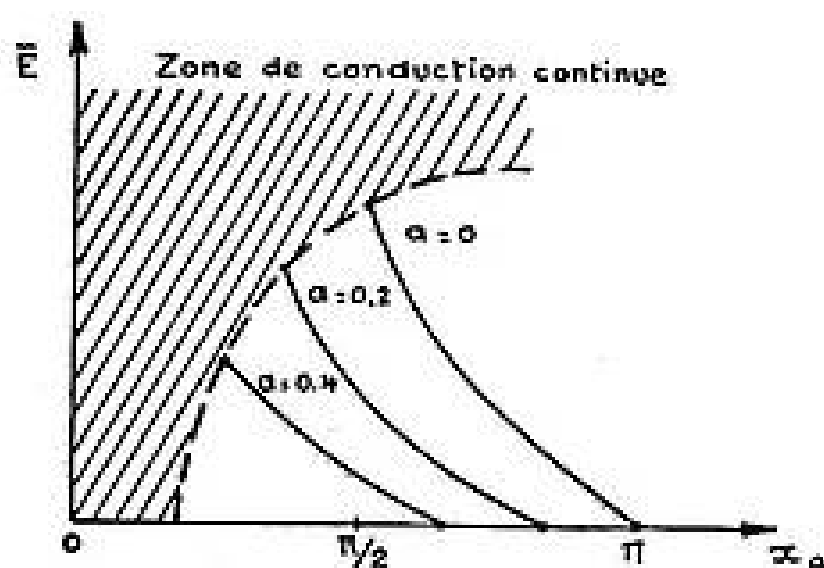


FIG. 3

π cette intégrale, puisque l'impulsion de courant se reproduit chaque fois que x_a augmente de π . On obtient l'expression connue :

$$(3) \quad RI = \frac{\sqrt{2} E_e}{\pi} (\cos x_a - \cos x_e) - e_e \frac{x_e - x_a}{\pi}$$

RI est donc en fonction de x_a et e_e (x_e n'est pas une variable indépendante. C'est une fonction de x_a et e_e). On peut tracer les courbes donnant RI en fonction de x_a , e_e étant le paramètre des courbes. En général, dans un souci de normalisation, pour avoir des courbes universelles, on trace plutôt les courbes donnant $\bar{E} = \frac{RI}{\sqrt{2} E_e}$ en fonction de x_a . Le

paramètre est alors $\alpha = \frac{e_e}{\sqrt{2} E_e}$ (fig. 3). Ces courbes sont limitées à une zone au delà de laquelle la conduction cesse d'être discontinue et devient continue. Seule la zone de conduction discontinue nous intéresse en ce moment.

Ces courbes sont valables pour un régime permanent, c'est-à-dire lorsque x_a , e_e , et RI sont constants.

Nous allons maintenant chercher ce qui se passe lorsque x_a est variable.

Lorsque x_a varie, la vitesse du moteur varie en général aussi puisque le couple électromagnétique, proportionnel à I , varie. Pour nous permettre de linéariser le problème, nous supposons que la variation de x_a est petite. Celles de e_c et de RI le seront aussi :

Finalement, les variations de RI seront fonctions linéaires de celles de x_a et e_c .

Nous poserons :

$$\begin{aligned}x_a &= x_{a0} + \Delta x_a \\e_c &= e_{c0} + \Delta e_c \\RI &= RI_0 + \Delta(RI)\end{aligned}$$

Δx_a , Δe_c et $\Delta(RI)$ sont des fonctions du temps. Il faut revenir un instant sur la définition de RI . En régime permanent, nous avons défini RI , chute de tension ohmique moyenne, comme la moyenne de Ri prise sur une variation égale à π de l'angle x , ce qui était légitime car les impulsions de courant se succédaient à une distance de π les unes des autres. Ici, nous ne devons plus prendre la moyenne sur une variation π de x , car, x_a étant variable l'intervalle qui sépare le début de deux impulsions successives n'est plus π mais $\pi + d(\Delta x_a)$, $d(\Delta x_a)$ étant la variation de l'angle d'allumage entre deux allumages consécutifs.

On écrira donc :

$$RI = \frac{\int_{x_a}^{x_a + \pi + d(\Delta x_a)} Ri \, dx}{\pi + d(\Delta x_a)} \approx \frac{1 - \frac{d(\Delta x_a)}{\pi}}{\pi} \int_{x_a}^{x_a + \pi} Ri \, dx$$

La chute ohmique RI ainsi définie sera considérée comme la valeur instantanée de la chute ohmique dans l'induit vis-à-vis de la modulation de x_a .

Nous considérerons les variations Δx_a de x_a comme lentes vis-à-vis de la fréquence du courant d'alimentation, c'est-à-dire $d(\Delta x_a)$ petit devant π .

Nous pouvons récrire l'équation 3 pour RI_0 :

$$RI_0 = \frac{\sqrt{2} E_c}{\pi} (\cos x_{a0} - \cos x_{c0}) - e_{c0} \frac{x_{a0} - x_{c0}}{\pi}$$

Au temps t , x_a a pris l'accroissement Δx_a , e_c l'accroissement Δe_c et RI l'accroissement $\Delta(RI)$. La moyenne de RI n'est plus calculée sur π , mais sur $\pi + d(\Delta x_a)$. On pourra écrire :

$$\begin{aligned}RI &= \frac{1 - \frac{d(\Delta x_a)}{\pi}}{\pi} \sqrt{2} E_c [\cos x_a - \cos x_c] \\&\quad - \frac{1 - \frac{d(\Delta x_a)}{\pi}}{\pi} e_c (x_c - x_a)\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\text{avec } x_a &= x_{a0} + \Delta x_a \\e_c &= e_{c0} + \Delta e_c \\RI &= RI_0 + \Delta(RI)\end{aligned}$$

En négligeant les termes du second ordre, il viendra finalement :

$$(4) \quad \Delta(RI) = \left[\frac{\partial(RI)}{\partial x_a} \right]_{x_{a0}, e_{c0}} \Delta x_a + \left[\frac{\partial(RI)}{\partial e_c} \right]_{x_{a0}, e_{c0}} \Delta e_c - RI_0 \frac{d(\Delta x_a)}{\pi}$$

La variation de RI sera donc fonction non seulement des variations de x_a et e_c , mais aussi de $d(\Delta x_a)$. Nous allons chercher la valeur de ce terme. C'est la variation de Δx_a entre deux allumages consécutifs ; $d(\Delta x_a) = \frac{\partial(\Delta x_a)}{\partial t} \tau$, τ étant le temps qui sépare deux allumages consécutifs. Comme les variations de Δx_a sont lentes, on peut prendre pour τ la valeur $\frac{\pi}{\omega}$. On aura donc $d(\Delta x_a) = \frac{\pi}{\omega} \frac{\partial(\Delta x_a)}{\partial t}$ soit si nous employons la notation symbolique : $d(\Delta x_a) = \frac{\pi}{\omega} p \Delta x_a$.

L'équation 4 représente donc finalement la relation cherchée reliant ΔRI à Δx_a et Δe_c .

Pour la mettre sous une forme plus classique, nous ferons les remarques suivantes :

1° Le terme $\frac{\partial(RI)}{\partial x_a}$ est la pente de la courbe de paramètre e_{c0} au point x_{a0} . Elle est négative, nous l'appellerons $(-\alpha)$.

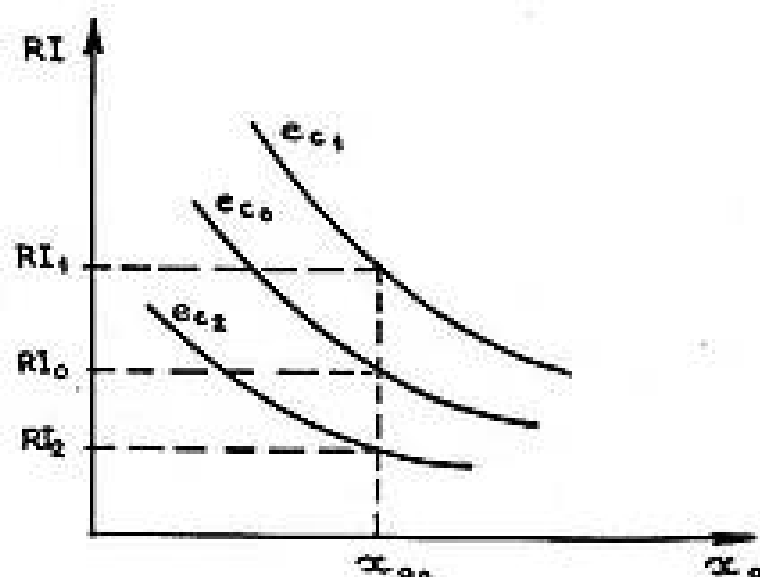


FIG. 4

2° Le terme $\frac{\partial(RI)}{\partial e_c}$ est facile à mettre en évidence sur les courbes donnant RI en fonction de x_a , paramétrées en e_c (fig. 4). C'est le rapport $\frac{RI_1 - RI_2}{e_{c1} - e_{c2}}$. Il est également négatif, car les e_c décroissent du bas vers le haut. Nous l'appellerons $(-\beta)$.

3° Le fait que RI décroisse en fonction de x_a invite à prendre comme grandeur de commande non pas Δx_a mais $(-\Delta x_a)$.

On écrira donc finalement :

$$(5) \quad \Delta(RI) = (\alpha + \frac{RI_0}{\omega} p) (-\Delta x_a) - \beta \Delta e_c$$

et on déduit immédiatement de cette relation le schéma équivalent de l'ensemble thyatron-moteur (fig. 5).

(— Δx_a) est la grandeur de commande. Elle arrive, multipliée par le terme $\alpha + RI_0 p$, au discriminateur, où lui est soustraite la grandeur $\beta \Delta e_c = \beta K_e \Delta \Omega$. La différence, $\Delta(RI)$, est appliquée au moteur M . La variation $\Delta \Omega$ de la vitesse est liée à $\Delta(RI)$ par

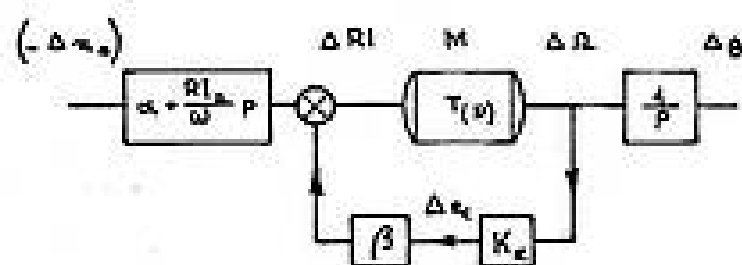


FIG. 5

la fonction de transfert $T(p)$ qui est en général facile à calculer. Par exemple, si l'inertie totale sur l'arbre est I , le frottement visqueux f , et le coefficient de couple $k_T = \frac{\Gamma}{I}$, on aura :

$$T(p) = \frac{\Delta \Omega}{\Delta(RI)} = \frac{\frac{K_T}{R}}{J_p + f}$$

Dans ce schéma, la self du moteur n'apparaît pas. Ce fait est dû à la conduction discontinue des thyatrons qui empêche à chaque instant le courant de « se souvenir » de ses états précédents.

Il est intéressant de constater, dans la chaîne directe, la présence du terme $\frac{RI_0 p}{\omega}$ qui favorise

la stabilité. Cependant, il faut remarquer que $\frac{RI_0}{\omega}$ est nécessairement assez petit en raison de la présence du terme ω au dénominateur. L'effet stabilisant ne se manifeste donc que pour les valeurs de p assez grandes, c'est-à-dire pour les asservissements à bande passante étendue, et dont la fréquence de coupure est une fraction importante de ω .

Si l'on utilise les courbes normalisées de la figure 3 donnant $\bar{E} = \frac{IR}{\sqrt{2} E_c}$ en fonction de x_a et de $a = \frac{\sqrt{2} E_c}{e_c}$ on relèvera directement les coefficients :

$$\frac{\partial \bar{E}}{\partial x_a} = -A \quad \frac{\partial \bar{E}}{\partial a} = -B$$

On en déduira α et β par les relations :

$$\alpha = A \sqrt{2} E_c \quad \beta = B$$

2) Régime de conduction continue.

Lorsque l'angle d'extinction x_e d'un thyatron, calculé à partir de la formule 2, où l'on fait $Ri = 0$, devient supérieur à $x_a + \pi$ il se produit d'un thyatron à l'autre un phénomène de commutation qui

fait que l'allumage du thyatron qui était éteint provoque l'extinction du thyatron qui conduisait. En effet, l'allumage d'un thyatron provoque une inversion de la force contre-électromotrice due à la self, qui s'opposait à l'extinction du thyatron conducteur. Celui-ci s'éteint donc aussitôt. Il n'y a donc plus arrêt de la conduction totale, mais commutation de la conduction d'un thyatron sur l'autre aux instants successifs déterminés par l'angle d'allumage x_a . Le courant ne s'annule plus. Il a la forme indiquée sur la figure 6. L'angle réel d'extinction d'un thyatron n'est donc pas l'angle calculé : il vaut : $x_e = x_a + \pi$.

L'intégration de l'équation 1 doit tenir compte du fait que le courant initial n'est plus nul, mais a une valeur non nulle i_m . Dans ces conditions, on trouve comme expression de la chute ohmique instantanée :

$$(6) \quad iR = \sqrt{2} E_c \cos \theta [\sin(x - \theta) - e^{-\frac{x-x_a}{T_g \theta}} \sin(x_a - \theta)] - e_c \left(1 - e^{-\frac{x-x_a}{T_g \theta}}\right) + Ri_m e^{-\frac{x-x_a}{T_g \theta}}$$

Le régime permanent se calcule en écrivant que pour $x = x_a + \pi$, on a $iR = i_m R$. On trouve ainsi

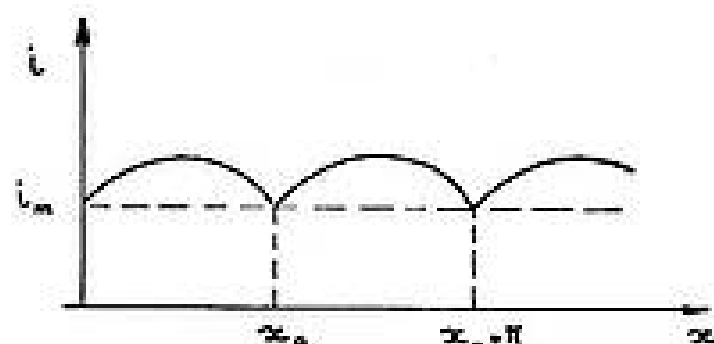


FIG. 6

la valeur de Ri_m en fonction de x_a . A partir de cette valeur de Ri_m , si l'on calcule, en régime permanent, la moyenne de iR sur une période, on trouve :

$$IR = \frac{1}{\pi} \int_{x_a}^{x_a+\pi} iR dx = \frac{2 \sqrt{2} E_c}{\pi} \cos x_a - e_c$$

C'est la même équation que celle d'un moteur dont l'induit est alimenté par une tension continue V , en posant :

$$V = \frac{2 \sqrt{2} E_c}{\pi} \cos x_a$$

Si l'on passe au régime variable, il semble, a priori, que, contrairement au cas de la conduction discontinue, il faudra tenir compte de la self, car une impulsion est liée à la précédente par la valeur du courant instantané au moment de la commutation. Mais, en raison de la superposition d'une composante continue et d'un courant pulsé, on peut se demander s'il ne sera pas nécessaire de multiplier cette self par un coefficient convenable pour tenir compte de ce fait.

Pour étudier l'action de la self, nous allons supposer que, le régime permanent étant atteint, on donne

un brusque accroissement à x_a , tout en maintenant la vitesse (c'est-à-dire e_c) constante. On crée ainsi un échelon de la grandeur de commande.

On va étudier la forme du courant qui en résulte (fig. 7).

Soient x_{a0} , x_{a1} les angles d'allumage initial et final.

Nous négligerons la période comprise entre x_{a0} et x_{a1} . A partir de x_{a1} , la chute de tension ohmique aux instants successifs de commutation s'exprime



FIG. 7

par la somme d'un terme qui ne dépend que de x_{a1} , c'est-à-dire d'un terme constant que nous appellerons A , et d'un terme dépendant du courant de commutation précédent (équation 6). On peut écrire :

$$Ri_{m,n} = A + Ri_{m,n-1} e^{-\frac{\pi}{tg \theta}}$$

On tire de cette expression :

$$Ri_{m,n} = A \frac{1 - e^{-\frac{(n-1)\pi}{tg \theta}}}{1 - e^{-\frac{\pi}{tg \theta}}} + Ri_{m,1} e^{-\frac{(n-1)\pi}{tg \theta}}$$

Cette expression tend vers

$$Ri_{m,\infty} = \frac{A}{1 - e^{-\frac{\pi}{tg \theta}}}$$

qui représente la nouvelle chute ohmique de commutation permanente. Si l'on forme l'expression

$$\frac{Ri_{m,\infty} - Ri_{m,n}}{Ri_{m,\infty} - Ri_{m,1}}, \text{ on s'aperçoit qu'elle vaut } e^{-\frac{(n-1)\pi}{tg \theta}}$$

Comme on a $\pi = \omega T$ (T étant la demi-période du courant d'alimentation) $tg \theta = \frac{L\omega}{R}$, si l'on pose $\frac{L}{R} = \tau$ et $(n-1)T = t$, on a finalement :

$$\frac{Ri_{m,\infty} - Ri_{m,n}}{Ri_{m,\infty} - Ri_{m,1}} = e^{-\frac{t}{\tau}}$$

C'est-à-dire que le courant de commutation s'établit suivant la même loi qu'un courant continu passant dans l'induit.

Si maintenant nous passons au courant moyen (nous appellerons Ri_n le courant moyen entre les instants n et $n+1$), on voit de même en intégrant l'expression 6 entre x_{a1} et $x_{a1} + \pi$ que Ri_n sera composé d'un terme constant et d'un terme comprenant $Ri_{m,n}$.

D'où l'on tire immédiatement :

$$\frac{Ri_{\infty} - Ri_n}{Ri_{\infty} - Ri_1} = \frac{Ri_{m,\infty} - Ri_{m,n}}{Ri_{m,\infty} - Ri_{m,1}} = e^{-\frac{t}{\tau}}$$

Le courant moyen s'établit donc suivant la même loi que le courant de commutation, et il faut bien prendre, dans l'étude du comportement en régime variable du système, la self de l'induit avec sa valeur réelle. Comme la force électromotrice est appliquée en permanence, la chute de tension moyenne dans l'induit, soit :

$$RI + e_c \text{ moyen} + L \frac{dI}{dt} \text{ moyen}$$

est égale à la moyenne de la tension appliquée. Si x_a varie autour d'une valeur moyenne x_{a0} , on pourra écrire :

$$x_a = x_{a0} + \Delta x_a$$

$$e_c = e_{c0} + \Delta e_c$$

$$RI = RI_0 + \Delta(RI)$$

La conduction commence à $x_{a0} + \Delta x_a$ et finit à $x_{a0} + \pi + \Delta x_a + d(\Delta x_a)$, $d(\Delta x_a)$ étant la variation de Δx_a pendant une période de conduction

(on a vu que $d(\Delta x_a) = \frac{\pi}{\omega} p \Delta x_a$).

On écrira donc :

$$\begin{aligned} [RI_0 + \Delta(RI)] + (e_c + \Delta e_c) + L \frac{d(\Delta I)}{dt} \\ = \frac{E e \sqrt{2}}{\pi + d(\Delta x_a)} \int_{x_{a0} + \Delta x_a}^{x_{a0} + \pi + \Delta x_a + d(\Delta x_a)} \sin x \, dx \end{aligned}$$

En négligeant les termes du second ordre, on trouve, en employant la notation symbolique et en

posant $V_a = \frac{E e \sqrt{2}}{\pi} \cos x_{a0}$:

$$\Delta(RI) + \Delta e_c + p L \Delta I = \left(\frac{\partial V_a}{\partial x_{a0}} - \frac{V_a}{\omega} p \right) \Delta x_a$$

En remarquant encore que $\frac{\partial V_a}{\partial x_{a0}}$ est négatif et que $(-\Delta x_a)$ est la véritable grandeur de commande, on peut écrire, en posant $\frac{\partial V_a}{\partial x_{a0}} = -\alpha$:

$$\Delta(RI) + \Delta e_c + p L \Delta I = \left(\alpha + \frac{V_a}{\omega} p \right) (-\Delta x_a)$$

A part la présence du terme $\frac{V_a p}{\omega}$, cette équation est la même que celle d'un moteur à courant continu alimenté par une tension variable $\frac{1}{2} \Delta U$, dont la valeur serait $(-\alpha \Delta x_a) = \Delta U$. Le fait d'alimenter le moteur par des thyratrons ne change donc rien à son fonctionnement habituel au point de vue

fréquentiel. Il a seulement comme résultat d'introduire une tension d'alimentation variable avec Δx_a .

Si l'on tient compte du terme $\frac{V_0}{\omega} p$, on s'aperçoit qu'en réalité la source de tension présente une légère avance de phase sur la grandeur de commande Δx_a . Cependant, cette avance de phase est toujours faible, car, comme nous l'avons remarqué au paragraphe précédent, la présence du facteur ω au dénominateur rend le coefficient de p petit. On peut d'ailleurs calculer de façon plus précise le terme $y = (\alpha + \frac{V_0}{\omega} p)$. On a :

$$\alpha = - \frac{\partial V_0}{\partial x_{a0}} = \frac{E e \sqrt{2}}{\pi} \sin x_{a0}$$

$$\text{Donc } y = \frac{E e \sqrt{2}}{\pi} \left(\sin x_{a0} + \frac{\cos x_{a0}}{\omega} p \right)$$

L'influence du terme en p ne devient donc sensible que pour les valeurs de p voisines de $\omega \operatorname{tg} x_{a0}$. Comme, en régime de conduction continue, on a toujours $x_{a0} < \frac{\pi}{2}$ et que d'autre part x_{a0} ne peut jamais être très petit car on doit avoir $x_{a0} > \arcsin a$ (sans quoi la tension appliquée sur la plaque du thyatron au moment de l'impulsion de commande

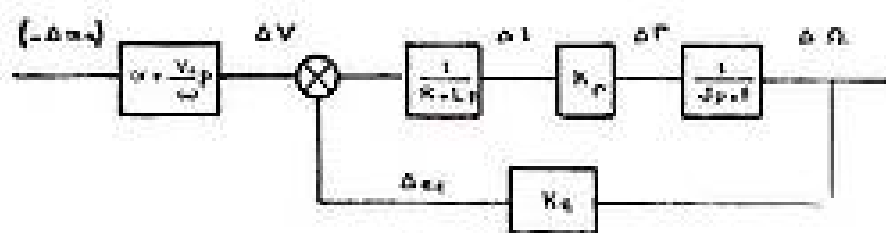


FIG. 8

qui est la différence entre la f.e.m. sinusoïdale et la f.c.e.m. du moteur, serait négative et le thyatron ne s'allumerait pas), $\omega \operatorname{tg} x_{a0}$ est de l'ordre de grandeur de ω et p est en général petit devant ce terme. On pourra donc souvent négliger le terme en p devant le terme constant.

Le schéma équivalent de l'ensemble thyratrons-moteur pour ce mode de conduction est représenté sur la figure 8.

C'est le schéma d'un moteur continu alimenté par une tension ΔV . $\Delta \Gamma$ représente la variation de couple, κ le coefficient de couple, J et f l'inertie et le frottement visqueux de l'induit.

II. — ÉTUDE DU CAS GÉNÉRAL.

Dans cette deuxième partie, nous supposons que les conditions sont telles qu'on ne peut pas linéariser.

Nous supposons que nous avons affaire, par exemple, à un montage à deux sens de marche du type indiqué sur la figure 9. Si l'on veut éviter que les deux groupes de thyratrons débitent l'un dans l'autre au point zéro, on peut être amené à aménager un seuil qui rend la commande très non-linéaire.

Nous appellerons x la grandeur de commande à laquelle sont reliés les angles d'allumage des différents thyratrons. Selon que x est positif ou négatif, une paire de thyratrons ou l'autre conduit. La conduction est supposée discontinue, c'est-à-dire que la self du moteur n'intervient pas.

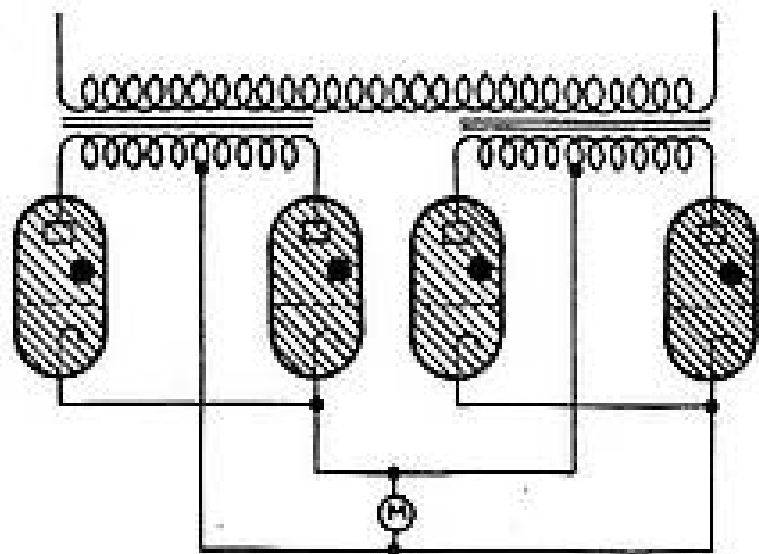


FIG. 9

Si l'on trace sur un graphique la valeur de la chute ohmique $IR = E$ en fonction de x et de e_c , ou plutôt, dans le même but de normalisation que précédemment, la fonction $\bar{E} = \frac{E}{\sqrt{2} E e}$ en fonction

de x et de $a = \frac{e_c}{\sqrt{2} E e}$ on obtiendra un réseau de

courbes du type de celui représenté sur la figure 10. Il faut bien faire attention, ici, que a peut prendre des valeurs négatives, car la force contre électromotrice du moteur peut s'ajouter à, et non seulement se retrancher de, la tension appliquée, lorsqu'un groupe de thyratrons débite dans un sens tendant à freiner le moteur.

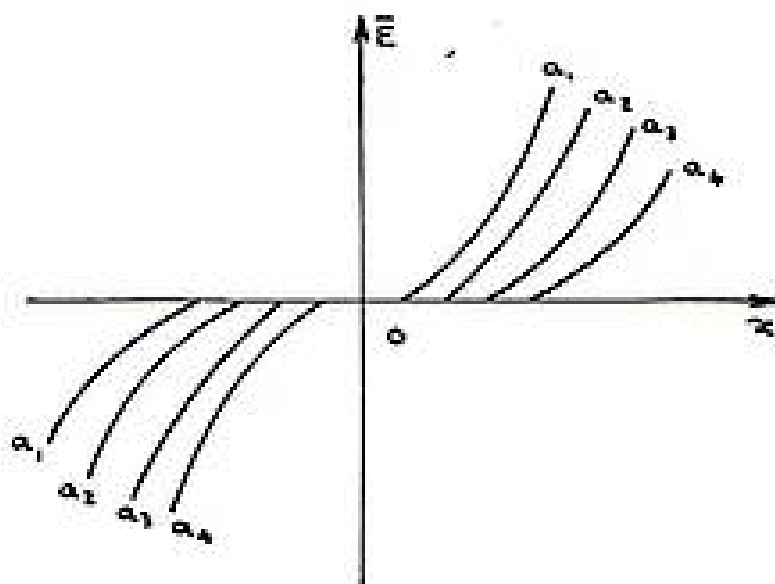


FIG. 10

On voit qu'autour du point 0 il est difficile de linéariser. Le schéma équivalent de l'ensemble thyratrons-moteur se présente sous la forme indiquée figure 11.

D est une sorte de « discriminateur non linéaire » qui doit rendre compte de l'effet combiné de la grandeur de commande x et de la grandeur en réaction a . Les propriétés de D sont connues par les courbes de la figure 10.

Le problème étant non linéaire, nous appliquerons la méthode consistant à assimiler toute variation périodique à son fondamental. On sait que cette façon d'opérer est justifiée par le fait que la fonction de transfert du moteur, $\mu(p)$, se comporte comme celle d'un filtre passe-bas qui affaiblit les harmoniques.

Nous cherchons à déterminer la fonction de transfert de la boucle fermée de la figure 11 pour pouvoir l'intégrer dans une boucle d'asservissement.

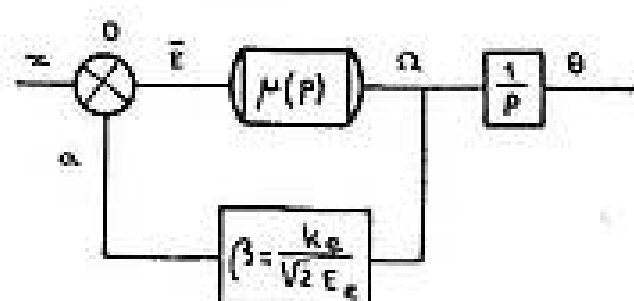


FIG. 11

C'est-à-dire que si l'on donne à x une variation sinusoïdale :

$$x = X \sin \omega t \quad (\text{ne pas confondre } \omega \text{ avec la pulsation de la tension appliquée du paragraphe précédent})$$

Ω variera suivant une loi périodique que l'on assimilera à son fondamental

$$\Omega = \Omega_0 \sin (\omega t + \varphi)$$

et on cherche à connaître les deux quantités $\frac{\Omega_0}{X}$ et φ en fonction de ω .

Il revient au même d'ailleurs d'étudier la variation de a en fonction de x puisque Ω et a sont reliés par un coefficient constant, et cela est plus facile puisqu'on atteint a directement sur les courbes de la figure 10.

On posera donc : $a = A \sin (\omega t + \varphi)$ et on étudiera les quantités $\frac{A}{X}$ et φ en fonction de ω . Il est évident que, le réseau des courbes de la figure 10 n'étant pas linéaire, ces quantités dépendront de l'amplitude X ; finalement, la fonction de transfert de la boucle fermée, dont le module est $\frac{A}{X}$ et l'argument φ , sera fonction de X et ω . On sait que la connaissance d'une telle fonction de transfert dans une boucle d'asservissement permet d'en étudier la stabilité.

Il est nécessaire, et c'est là la principale difficulté de la méthode que nous allons exposer, de connaître le comportement du discriminateur D au point de vue fréquentiel, c'est-à-dire de connaître le fondamental de $\bar{E}$ lorsqu'on l'excite par des valeurs de x et a sinusoïdales de phases et d'amplitudes quelconques. On aura, en assimilant $\bar{E}$ à son fondamental :

$$\bar{E} = \bar{E}_m \sin (\omega t + \psi)$$

lorsque $x = X \sin \omega t$ et $a = A \sin (\omega t + \varphi)$.

La connaissance du discriminateur D du point de vue fréquentiel nécessite donc un double jeu de réseaux de courbes donnant :

$$\bar{E}_m = \bar{E}_m (X, A, \varphi)$$

$$\psi = \psi (X, A, \varphi)$$

($\bar{E}_m$ et ψ ne dépendront pas de ω puisque, la conduction étant supposée discontinue, les thyratrons ne présentent pas de constante de temps).

On aura intérêt, en pratique, à tracer les courbes représentant $\frac{A}{\bar{E}_m}$ et ψ en fonction de φ , A étant un paramètre, pour différentes valeurs de X . On peut les calculer à partir des courbes de la figure 10.

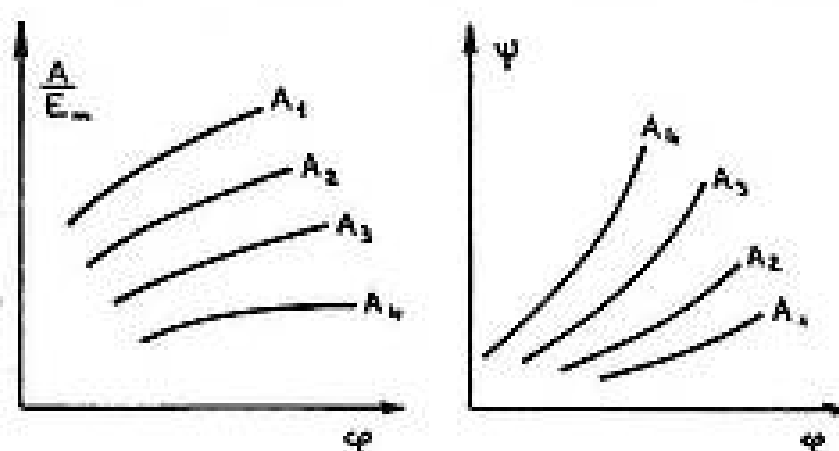


FIG. 12

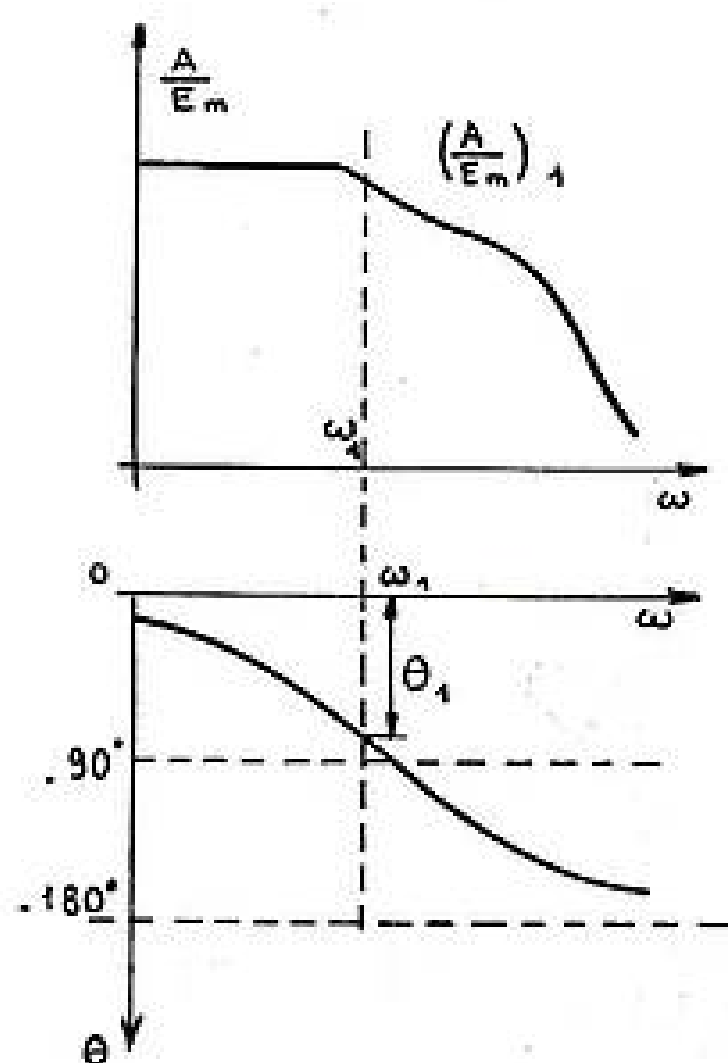


FIG. 13

Pour une valeur de X égale à X_1 , on aura donc deux réseaux de courbes du type indiqué sur la figure 12.

En plus de ces courbes qui caractérisent le « discriminateur non linéaire » D , nous connaissons les courbes de gain et de phase de la fonction de trans-

fert $\beta\mu(p)$, c'est-à-dire le rapport $\frac{A}{E_m}$ et la phase θ de a par rapport à E , soit $\theta = \varphi - \psi$ en fonction de ω (fig. 13).

Pour déterminer les quantités qui nous intéressent, c'est-à-dire le rapport $\frac{A}{X}$ et l'angle φ , en fonction de ω et X , nous opérerons de la façon suivante. Parmi les graphiques caractéristiques du discriminateur D , nous choisissons ceux qui correspondent à la valeur $X = X_1$ (fig. 14).

Sur les graphiques donnant $\frac{A}{E_m}$ et θ en fonction de ω (fig. 13), nous relevons les valeurs $\left(\frac{A}{E_m}\right)_1$ et θ_1 qui correspondent à une valeur ω_1 de ω .

Sur les graphiques de la figure 14 nous traçons respectivement les droites $\left(\frac{A}{E_m}\right) = \left(\frac{A}{E_m}\right)_1$ et $\psi = \varphi - \theta_1$. Par interpolation entre les valeurs du paramètre A , on trouve facilement sur chaque

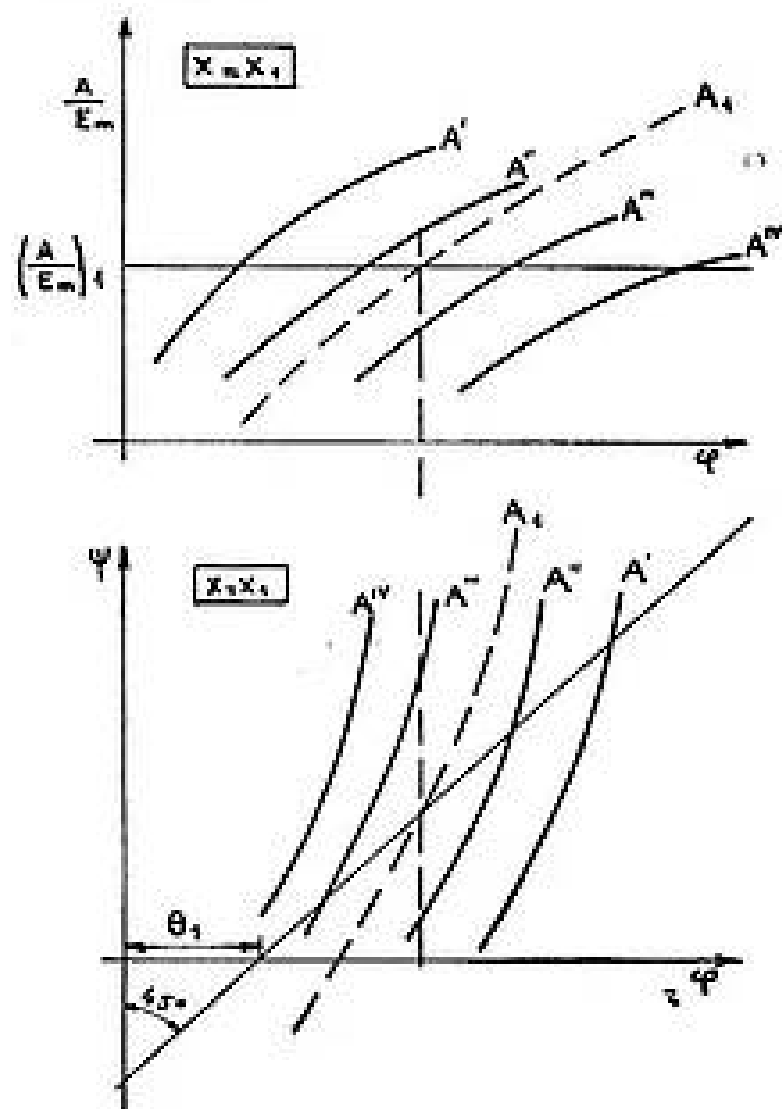


FIG. 14

graphique le point qui correspond au même A et au même φ ; soient A_1 et φ_1 , ces valeurs.

On a donc ainsi les valeurs A_1 et φ_1 , qui correspondent à X_1 et ω_1 , d'où $\frac{A_1}{X_1}$ et φ_1 correspondant à X_1 et ω_1 . En répétant cette opération pour plusieurs valeurs de X_1 , puis de ω_1 , on pourra finalement tracer les réseaux de courbes $\frac{A}{X}(\omega)$ et $\varphi(\omega)$, paramétrées en X , qui représentent la fonction de transfert cherchée (fig. 15).

Conclusion.

La méthode exposée ci-dessus permet de résoudre théoriquement le problème des asservissements à thyratrons quand il est impossible de linéariser de façon satisfaisante. Elle est valable également dans tous les cas où il existe dans un asservissement un « discriminateur non linéaire », c'est-à-dire un organe à deux entrées, dont l'une est attaquée directement et l'autre en réaction, et qui fournit une grandeur fonction non linéaire des deux précédentes.

Cette méthode n'est pas très compliquée si l'on dispose des réseaux de courbes de la figure 12, car la détermination d'un point du réseau de courbes de la figure 15 est simple et rapide.

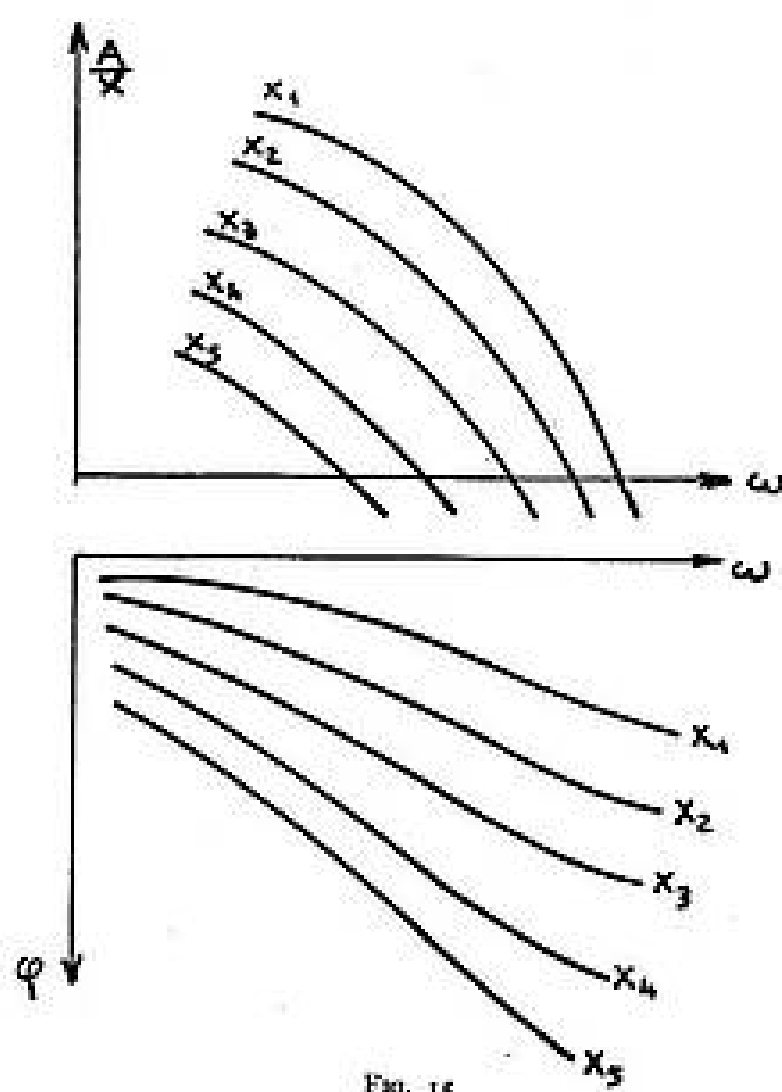


FIG. 15

Mais la détermination des courbes de la figure 12 (qui semblent cependant absolument nécessaires puisqu'elles correspondent à la connaissance complète du comportement du discriminateur en régime fréquentiel) nécessite un travail souvent hors de proportion avec le résultat à atteindre, et on préférera dans la plupart des cas réaliser le montage et relever expérimentalement les courbes de la figure 15 plutôt que d'effectuer ces calculs compliqués.

Il semble donc qu'on soit ici à la limite des possibilités de généralisation de l'analyse fréquentielle aux systèmes non-linéaires.

Il serait intéressant de savoir si une telle méthode, malgré les calculs importants qu'elle nécessite, peut rendre des services dans le cas d'asservissements importants très non-linéaires.

On peut cependant remarquer que l'établissement du réseau de courbes du discriminateur non linéaire peut se faire expérimentalement en étudiant sa réponse à deux excitations sinusoïdales d'amplitude et phase variables. Mais de toutes façons cette étude serait très longue et devrait être justifiée par une impossibilité d'opérer autrement.

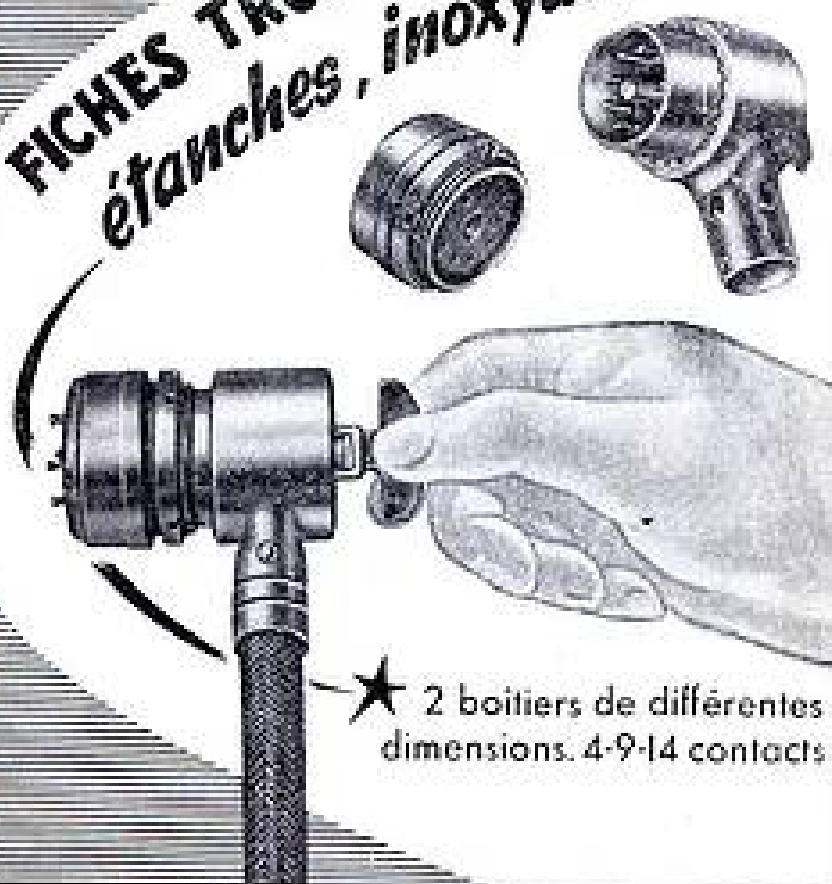


Le meilleur **Vibreux** en Europe
fabriqué par
KUPFER ASBEST Co
Rendement et Précision inégalés
Sécurité absolue

Distribué par: **A. JAHNICHEN & C^{ie}**
27, rue de Turin, PARIS-8^e — EUR. 50-00

RADIO AIR

FICHES TROPICALISÉES
étanches, inoxydables



2, AVENUE DE LA MARNE
ASNIÈRES (Seine) GRÉ : 47-10

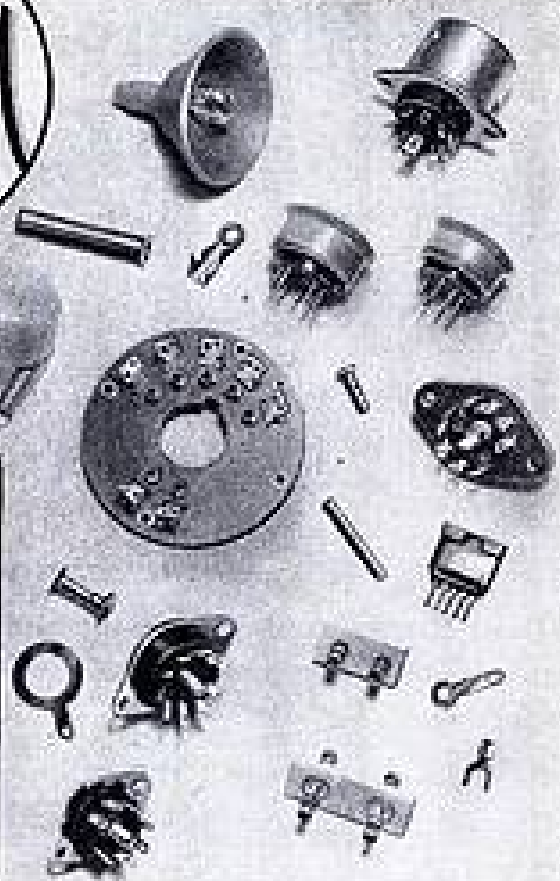
Documentation
sur demande

MFJEM

La Technique la plus moderne

La plus
ancienne
expérience.

En
Pièces diverses
pour
RADIO & TÉLÉVISION
Supports et tubes
Céillets - Cosses
Rivets creux
QUALITÉ INÉGALÉE



MANUFACTURE FRANÇAISE
D'CEILLETS MÉTALLIQUES

64, Bd DE STRASBOURG - PARIS - 2 - TEL. BOT : 72-76

Salon de la Pièce Détachée, stand 20, allée B

Pour votre matériel
professionnel
un seul relais... **ACRM**



Type **RMXE**
2 ou 4 inverseurs
(étanche)

ACRM

NOMBREUX MODÈLES MINIATURES,
SUBMINIATURES ET INDUSTRIELS.

SOCIÉTÉ ANONYME AU CAPITAL DE 21.500.000.fr

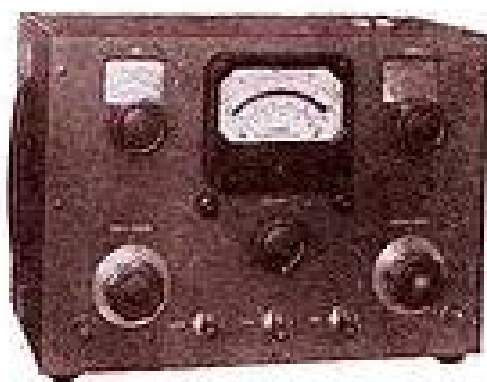
18, rue de Saisset, MONTROUGE (Seine)
TÉL : ALÉ.00-76

LES GRANDES MARQUES *Américaines*



BOONTON RADIO CORP.

Q-MÈTRE VHF - 190-A



Bande de fréquence de 20 à 360 Mc (précision $\pm 1\%$) ● Lecture des Q de 5 à 1200 ● Variation de la capacité de résonance interne de 7,5 μF à 100 μF en lecture directe ● Mesure des Q, des bobinages HF et MF, condensateurs variables et fixes, diélectriques, résistance effective, capacitance, inductance et fréquence fondamentale des petites antennes.



SIERRA ELECTRONIC CORP.

COUPLEURS DIRECTIFS de 3 à 2000 Mc

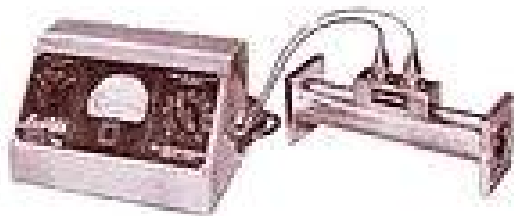


Les six modèles proposés permettent toutes les mesures caractéristiques ou corrections d'adaptation sur les lignes de transmission, en laboratoire et en exploitation, jusqu'à 1000 Watts en puissance sur toute la bande.



MC JONES ELECTRONICS CO.

MESURES sur LIGNES COAXIALES



Mesures sur lignes coaxiales de 20 à 2000 Mc, en entrées, modulation d'amplitude, de fréquence et télévision, indicateurs de mesure et ligne à double couplage conjugués, pour mesures de la puissance sur les lignes, de l'énergie réfléchie, de la puissance appliquée à la charge et du taux d'onde stationnaire.



**RADIO CORPORATION
OF AMERICA**

TUBES ELECTRONIQUES ANALYSEURS d'IMAGES



ORTHICONS

Modèles 1820 6474/1854

VIDICONS

Modèles 6158 et 6326

FLYING SPOT

Modèles 5 WP 15 — 5 ZP 16 — 5 AUP 24

DISTRIBUTEURS OFFICIELS FRANCE ET U. F.

RADIO-ÉQUIPEMENTS

65, r. de Richelieu, PARIS-2^e

Tél. : RIC. 49-88

Véritable laboratoire LE MULTIMESUREUR E.R.I.C. - LEMOUZY

(BREVETÉ S.G.D.G.)



**permet d'opérer des mesures
impossibles avec les appareils
classiques**



PRINCIPALES CARACTÉRISTIQUES

- Résistance d'entrée en voltmètre : $10^{13} \Omega$.
- Résistance d'entrée en μA nulle.
- Résistance de sortie : nulle.
- Courant grille : $10^{-13} A$.
- Précision 2 à 3 %.
- Mémoire Électronique de longue durée.
- Très grande stabilité.
- Robustesse à toute épreuve.

ADOPTÉ par la plupart des grands laboratoires officiels et privés, tant en France qu'à l'étranger.

LE MULTIMESUREUR ou les appareils spécialisés qui en dérivent : E-METRE, I-METRE, R-METRE, ISO-R-METRE.

PERMETTENT DE MESURER :

- Les tensions depuis 50 millivolts à 50 kV.
- Les intensités depuis $10^{-10} A$ à 1 A.
- Les résistances depuis 10Ω à $10^{12} \Omega$ (sous faible tension).
- Les isoléments jusqu'à $10^{14} \Omega$ (tension réglable).
- Les capacités de haute valeur.

LE MULTIMESUREUR permet d'opérer des intégrations de longue durée, il peut être utilisé avantageusement : comme indicateur de zéro sans consommation, comme indicateur balistique à plusieurs sensibilités, etc...

MESURES EN ALTERNATIF avec une sonde spéciale à haute impédance (en cours de réalisation).

$$Z = \frac{R \cdot 5000 M\Omega}{0.01 \text{ à } 3pF} \text{ selon calibre F } = 20 \text{ Hz à } 300 \text{ MHz} - \\ E = 0 - 1500 \text{ V.}$$

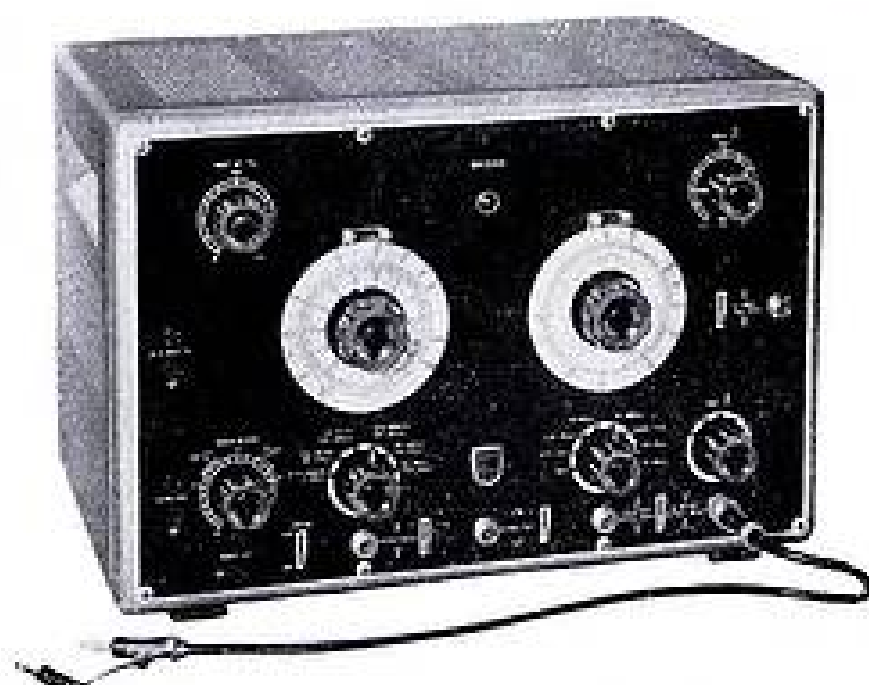
DOCUMENTATION ET DÉMONSTRATION SUR DEMANDE

Spécialisé depuis 40 ans en Radio
Société à resp. limitée, Cap. 10 millions

LEMOUZY.

63, rue de Charenton, Paris-12^e
Tél. : DiDerot 07-74 — 07-75
Métro : Bastille

ELVINGEN 11716



**L'appareil dont
votre laboratoire
a besoin...**

pour l'essai

des circuits amplificateurs Vidéo
de l'adaptation des lignes de transmissions
des lignes à retard

l'étude

des ondes de choc
des perturbations dans les lignes de transmis-
sions

des réflexions dans les câbles

le contrôle

des circuits radar
des systèmes basculeurs électroniques
des circuits de télécommande multiplex, etc...

**Le générateur
d'impulsions**

PHILIPS

TYPE GM.2314

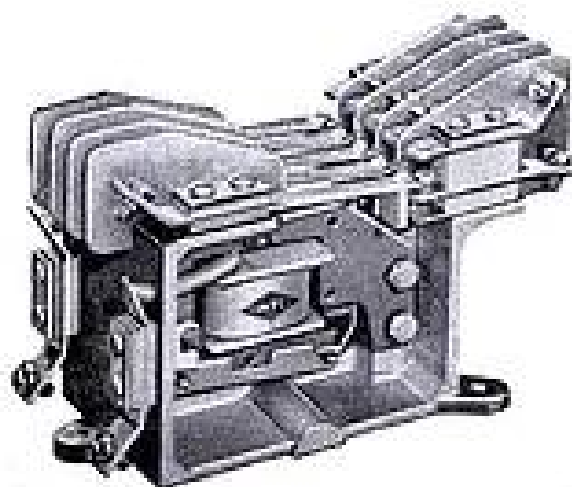
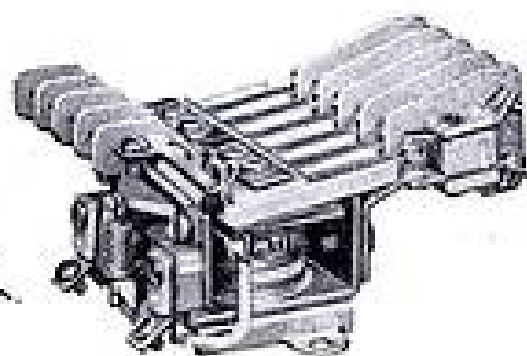
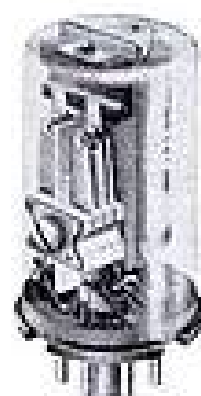
- Tension sinusoïdale : 15 cps à 200.000 cps
Amplitude réglable de 0 à 1 V.
- Impulsions rectangulaires positives ou négatives :
fréquence de récurrence : 15 cps à 200.000 cps
largeur d'impulsion : 0,75 ps. à 60% du
temps de récurrence
- Temps de montée $< 0,1$ ps.
- Tension de sortie maximum 40 V.
- Possibilité de sortir simultanément des
tops de synchronisation, des impulsions de
largeur variable, des signaux carrés et
une tension sinusoïdale.

Doc. N° 578

PHILIPS-INDUSTRIE

105, R. DE PARIS, BOBIGNY (Seine) - Tél. VILLETTE 28-55 (lignes groupées)

Pour *chaque* usage



un relais

MTI

LE **M**ATÉRIEL **T**ECHNIQUE **I**NDUSTRIEL

23 et 40, Rue du Pré-Saint-Gervais - PARIS (19^e) Tél. BOL. 79-78 +

SUR LA RÉALISATION D'UN COEFFICIENT DE TRANSFERT DONNÉ

ou les montages d'amplificateurs à réaction

PAR

F. H. RAYMOND

*Directeur de la Société d'Electronique
et d'Automatisme*

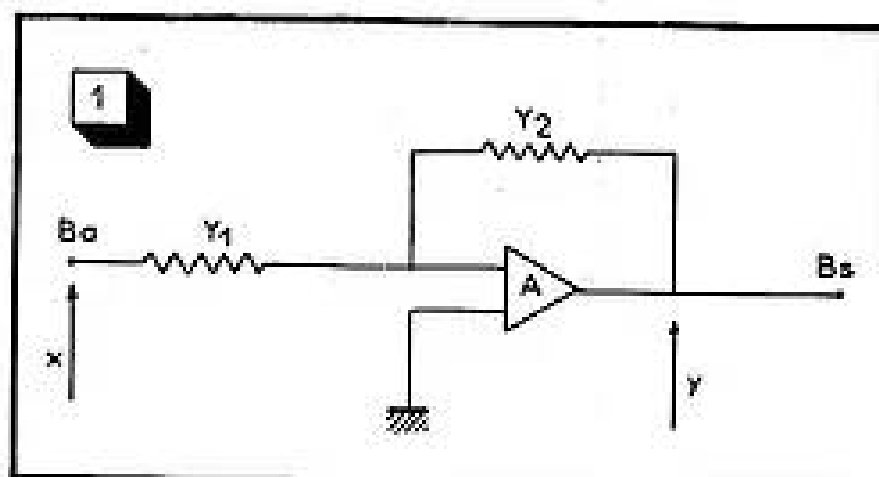
I. — INTRODUCTION.

La synthèse par un réseau électrique d'une fonction de transfert est un problème général dont les applications sont nombreuses. On notera que les procédés mathématiques ou pratiques utilisés sont adaptés à des domaines définis : filtres, réseaux correcteurs des amplificateurs à réaction ou servomécanismes par exemple.

Directement ou indirectement un problème peut être traduit par la donnée des singularités et zéros d'une fonction de transfert. Nous signalerons une tentative importante de WILLIAM H. KAUTZ (1) destinée à réaliser cette synthèse lorsque la donnée est une fonction temporelle (la réponse indicielle par exemple).

Dans le cas des asservissements ou des filtres à très basses fréquences, en particulier, l'objet de cette note est de proposer une méthode générale dont le principe a été donné à des fins différentes, dans un travail antérieur (2).

On a l'habitude dans le domaine du calcul analogique de considérer des schémas analogues à celui de la figure 1 où A est un amplificateur à grand gain. Les admittances isomorphes Y_1 et Y_2 sont placées entre les bornes d'accès B_a et de sortie B_s du système, respectivement, et la borne d'entrée de l'amplificateur. En admettant que sont infinis l'admittance d'entrée de l'amplificateur et son gain



interne, nous écrivons (relation entre transformées de Laplace de $x(t)$ et $y(t)$) :

$$x Y_1 + y Y_2 = 0$$

d'où le coefficient de transfert :

$$(1) \quad f(p) = \frac{y}{x} = - \frac{Y_1(p)}{Y_2(p)}$$

En rejetant toute admittance Y_1 qui aurait un zéro en p , impédance infinie pour les signaux de fréquence nulle, le tableau ci-dessous donne un certain nombre de cas typiques d'usage courant. (Voir page 106).

Dans une certaine mesure, le module des admittances Y_1 et Y_2 peut être réglé par un potentiomètre, ainsi qu'il est représenté figure 2 ; on a alors :

$$(2) \quad \frac{y}{x} = - \frac{a}{b} \frac{Y_1}{Y_2}$$

Ceci n'est valable que dans la mesure où la résistance du potentiomètre n'est pas trop grande et

(1) William H. Kautz « Network Synthesis for specified transient response » Tech. Report N° 209 — 25 avril 1952 — Research Lab. of Electronics, M.I.T.

(2) F. H. RAYMOND, — C. R. du Colloque « Les machines à calculer et la pensée humaine » Paris 8-13 janvier 1951 — p. 185 « Conceptions générales d'opérateurs mathématiques électroniques » — Voir aussi supplément à « Ricerca Scientifica » anno 22° — 1952 — page 75 (Chapitre III).

	entrée Y_1 (ou Z_1)	réaction Y_2 (ou Z_2)	coefficient de transfert (au signe près) $-f = \frac{Y_1}{Y_2} = Y_1 Z_2 = \frac{1}{Z_1 Y_2} = \frac{Z_2}{Z_1}$
	$Z_1 = R_1$	$Z_2 = R_2$	$\frac{R_2}{R_1}$
	$Z_1 = R_1$	$Y_2 = C_2 p$	$\frac{1}{R_1 C_2 p}$
	$Y_1 = \frac{1}{R_1} + C_1 p$	$Z_2 = R_2$	$\frac{R_2}{R_1} + R_2 C_1 p = \frac{R_2}{R_1} (1 + R_1 C_1 p)$
	$Z_1 = R_1$	$Y_2 = \frac{1}{R_2} + C_2 p$	$\frac{\frac{1}{R_2} + C_2 p}{\frac{1}{R_1} + R_1 C_2 p} = \frac{R_2}{R_1} \frac{1 + R_1 C_2 p}{1 + R_2 C_2 p}$
	$Y_1 = \frac{1}{R_1} + C_1 p$	$Y_2 = \frac{1}{R_2} + C_2 p$	$\frac{R_2}{R_1} \frac{1 + R_1 C_1 p}{1 + R_2 C_2 p}$
	$Y_1 = \frac{1}{R_1} + C_1 p$	$Z_2 = R_2 + \frac{1}{C_2 p}$	$\frac{\left(\frac{1}{R_1} + C_1 p\right) \left(R_2 + \frac{1}{C_2 p}\right)}{\frac{R_2}{R_1} \cdot \frac{(1 + R_1 C_1 p)(1 + R_2 C_2 p)}{R_2 C_2 p}}$

où le bruit de l'amplificateur ne devient pas inadmissible. Considérons le premier effet.

L'admittance équivalente entre la borne *Ba* par exemple et la borne d'entrée de l'amplificateur est (théorème de Kennelly) :

$$Y_1(a) = \frac{\frac{1}{(1-a)\rho} Y}{\frac{1}{(1-a)\rho} + \frac{1}{a\rho} + Y}$$

où ρ est la résistance totale du potentiomètre, l'index définit une résistance $a\rho$ entre lui et

le point bas du potentiomètre et une résistance $(1-a)\rho$ entre lui et le point haut. On peut écrire :

$$Y_1(a) = aY \frac{1}{1 + (1-a)a\rho Y}$$

Si on pose : $\epsilon = \rho Y$

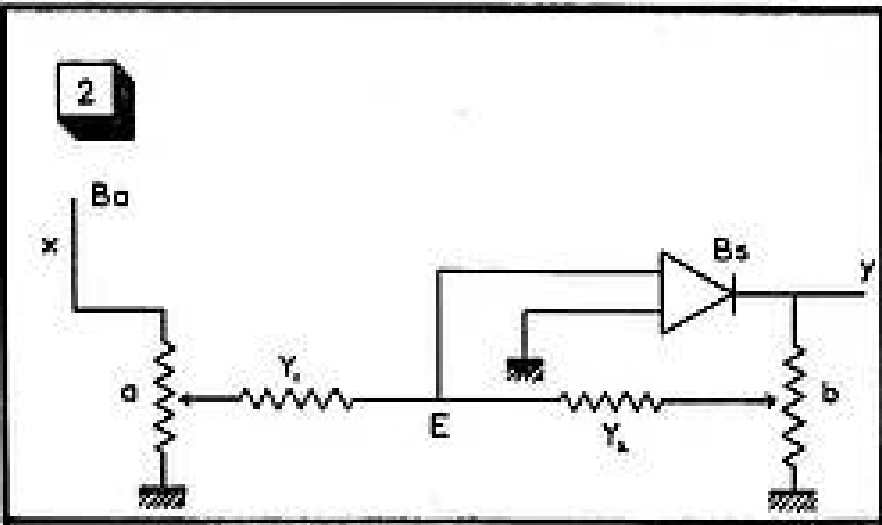
$$(3) \quad Y_1(a) = aY \frac{1}{1 + (1-a)a\epsilon}$$

Une relation analogue est valable pour $Y_2(b)$.

Cette relation met en évidence l'approximation admise dans (2), elle implique :

$$|(1-a)a\epsilon(p)| < \mu \% \text{ où } \mu \text{ est fixé.}$$

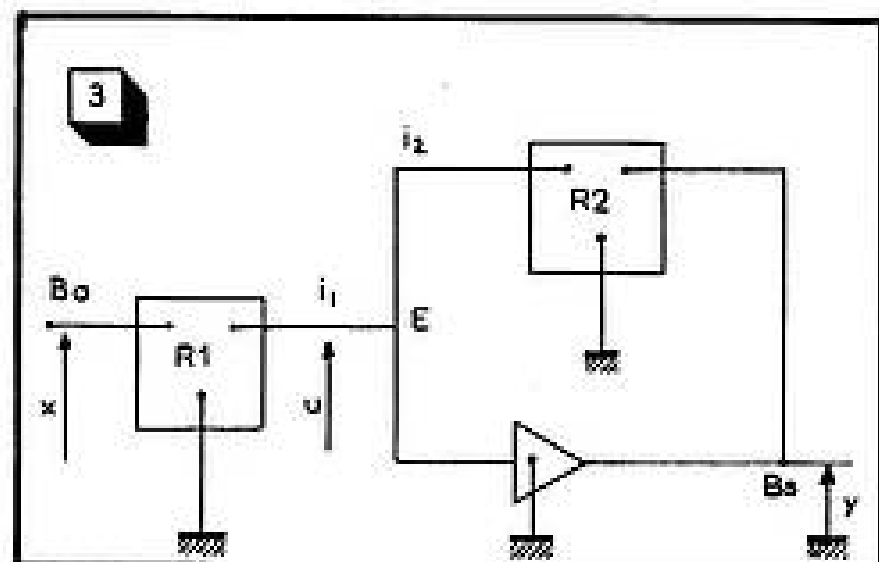
Nous pensons superflue toute démonstration dans laquelle on établirait qu'avec des montages des types précédents mettant en œuvre des admittances formées par des combinaisons quelconques de résistances et de capacités, le coefficient de transfert $f(p)$ est une fonction rationnelle dont les zéros et pôles sont réels et négatifs. La démonstration se ferait en usant des théorèmes connus



sur les propriétés et la synthèse des *impédances* ne comportant que des éléments R et C .

Le recours à des quadripôles ne modifie pas considérablement l'aspect du problème (référons-nous à la fig. 3).

Si on exprime pour chaque quadripôle supposé



inécable et passif le courant y pénétrant par la borne E dont le potentiel est u , nous avons :

$$(8) \quad \begin{cases} i_1 = Y_{11} u + Y_{12} x \\ i_2 = Y_{11} u + Y'_{12} y \end{cases}$$

Le fonctionnement avec l'amplificateur supposé idéal (gain infini, admittance d'entrée infinie) impose les conditions $i_1 + i_2 = 0$ et $u = 0$, on a donc :

$$(4) \quad Y_{12} x + Y'_{12} y = 0$$

donc le coefficient de transfert réalisé a pour valeur :

$$(5) \quad f(p) = -\frac{Y_{12}}{Y'_{12}}$$

La synthèse de chacun des quadripôles revient donc à la synthèse de réseaux ayant entre deux bornes une admittance de transfert donnée. C'est un problème classique.

Dans un certain nombre d'applications où les fréquences sont basses ou très basses — servomécanismes en particulier — il est recommandé ou nécessaire impérativement d'avoir recours uniquement à des résistances et capacités pour réaliser la synthèse d'un quadripôle. Dans ce cas, on démontre ⁽¹⁾ que Y_{12} est une fonction rationnelle $Y_{12} = \frac{P(p)}{Q(p)}$ dont les pôles sont réels et négatifs et les zéros dans $R_p < 0$. Si donc on pose $Y'_{12} = \frac{P'}{Q'}$ on a :

$$f(p) = -\frac{P}{Q} \frac{Q'}{P'} \quad (p = \sigma + j\omega)$$

dont les zéros sont :

(1) Voir en particulier Aaron Fialkow et Erving Gerst « The transfert function of general two terminal-pair RC network », Quarterly of Applied Mathematics — Vol X — July 52 — N° 2 — pp. 113-127.

ceux de P dans $R_p < 0$

ceux de Q' sur le demi-axe $\omega = 0$, $\sigma < 0$

dont les pôles sont :

les zéros de Q : sur la demi-axe $\omega = 0$, $\sigma < 0$;

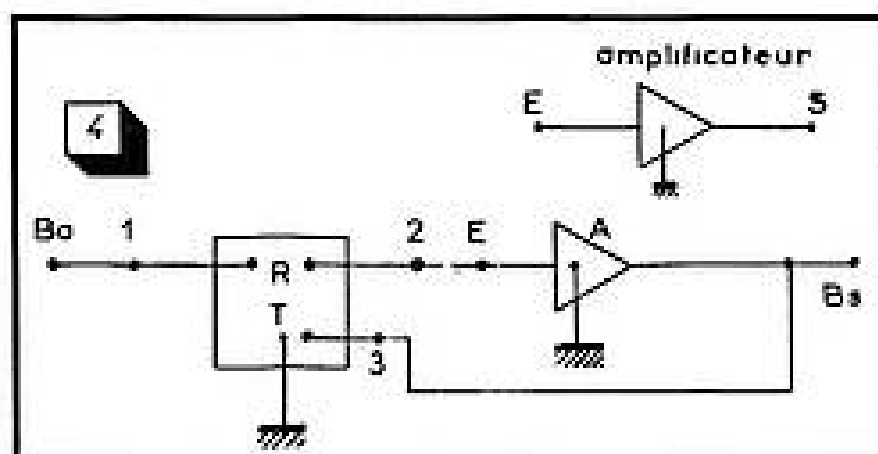
les zéros de P' dans σ ou $R_p < 0$

On peut donc réaliser une fonction de transfert théoriquement quelconque. Un ajustement des valeurs des éléments constituant les deux réseaux permet, en effet, de poser $Q = Q'$, dès lors, on atteint le degré le plus complet de généralité. Mais il est évident que cette solution n'a aucune valeur pratique sauf si on a recours à des éléments infiniment stables dans le temps.

II. — SOLUTION GÉNÉRALE.

Considérons un réseau passif, à liaisons holonomes, R , une borne T sert de référence aux potentiels, les bornes 1, 2 et 3 sont disponibles pour lier le réseau aux dispositifs choisis.

L'élément actif est un amplificateur A , dont l'entrée est connectée à la borne 2 et dont la sortie est reliée à 3 : ce faisant, mais sous la limitation que



l'amplificateur doit être considéré comme un *tripôle* dont une borne est un potentiel de T , le schéma considéré est le plus général qui permet d'introduire un élément actif dans un réseau R quelconque.

On notera que si l'amplificateur est à liaison par capacité ou transformateurs que le potentiel de référence pour A est sans influence sur les résultats. L'exposé qui est fait ici suppose que A est un amplificateur à liaisons directes (dit à courant continu).

Désignons par $g(p)$ le gain de A (gain interne en tension) de l'amplificateur. Soit g_e son admittance d'entrée et Z_s son impédance de sortie.

Soit V_o la tension d'entrée, la tension de sortie est, en désignant par i_s le courant débité par B_s :

$$g(p) V_o = Z_s i_s$$

L'équation générale du réseau peut être écrite (convention classique pour les i et les E) :

$$i_1 = y_{11} E_1 + y_{12} E_2 + y_{13} E_3$$

$$i_2 = y_{21} E_1 + y_{22} E_2 + y_{23} E_3$$

$$i_3 = y_{31} E_1 + y_{32} E_2 + y_{33} E_3$$

Dans l'hypothèse d'un amplificateur idéal, on a :

$$i_2 = 0, E_2 = 0$$

d'où :

$$(1) \quad f(p) = \frac{E_2}{E_1} = -\frac{y_{21}}{y_{22}}$$

Or, si on rappelle que y_{21} est le quotient du mineur Δ_{21} , du déterminant $\Delta(p)$ relatif aux sommets 1 et 2 du réseau, pareille remarque s'appliquant à y_{22} , on voit que $f(p)$ peut s'écrire :

$$(2) \quad f(p) = -\frac{\Delta_{21}}{\Delta_{22}}$$

qui est une fonction rationnelle dont les zéros et les pôles sont dans $Re p < 0$ et non localisés sur l'axe réel. En bref, ce qui se réalisait dans le montage de la figure 3 par une certaine identité des réseaux R_1 et R_2 (éventuellement par leur identité) est automatiquement obtenu ici, ce qui laisse prévoir, en outre, une économie d'éléments entrant dans le montage, toutes choses égales d'ailleurs.

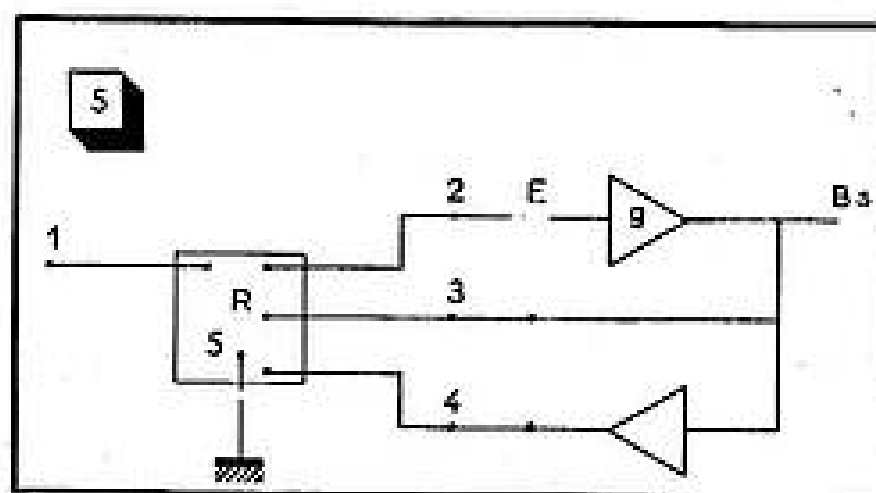
Le problème de synthèse est donc posé, pour le réseau R , il n'est pas classique et mériterait donc l'aide des spécialistes. Ainsi, les problèmes de réseaux correcteurs et de constitution de boucles secondaires se trouvent modifiés et d'ailleurs améliorés, par la considération du principe général proposé ici.

On peut noter une généralisation inspirée d'un travail antérieur — (2) page 105. Si on utilise un amplificateur de gain égal avec une excellente approximation à -1 (d'usage courant dans le calcul analogique, obtenu en prenant $R_1 = R_2$ dans la première ligne du tableau du début) le schéma de la figure 5

conduit à :

$$f(p) = \frac{y_{21}}{y_{21} - y_{22}}$$

On peut encore généraliser par l'introduction d'une



borne 5 à laquelle on applique $-E_1$, dès lors :

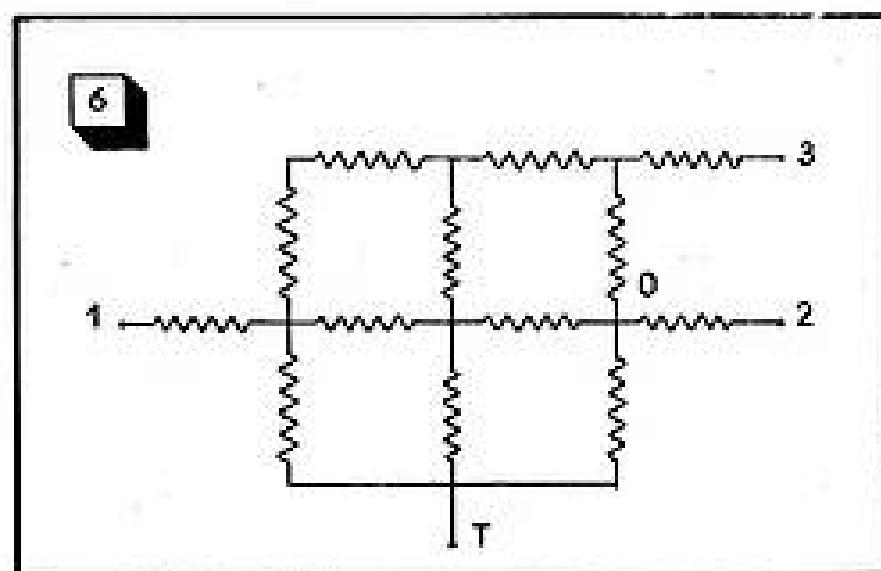
$$f(p) = \frac{y_{21} - y_{22}}{y_{21} - y_{22}}$$

Cette relation montre donc qu'avec un réseau R , C , il est possible de réaliser une fonction de transfert rationnelle en p à coefficients réels ou positifs et dont les singularités sont n'importe où dans le plan p .

Bien évidemment, ceci ne semble être utile que dans le domaine du calcul analogique. Nous en donnerons un exemple plus loin.

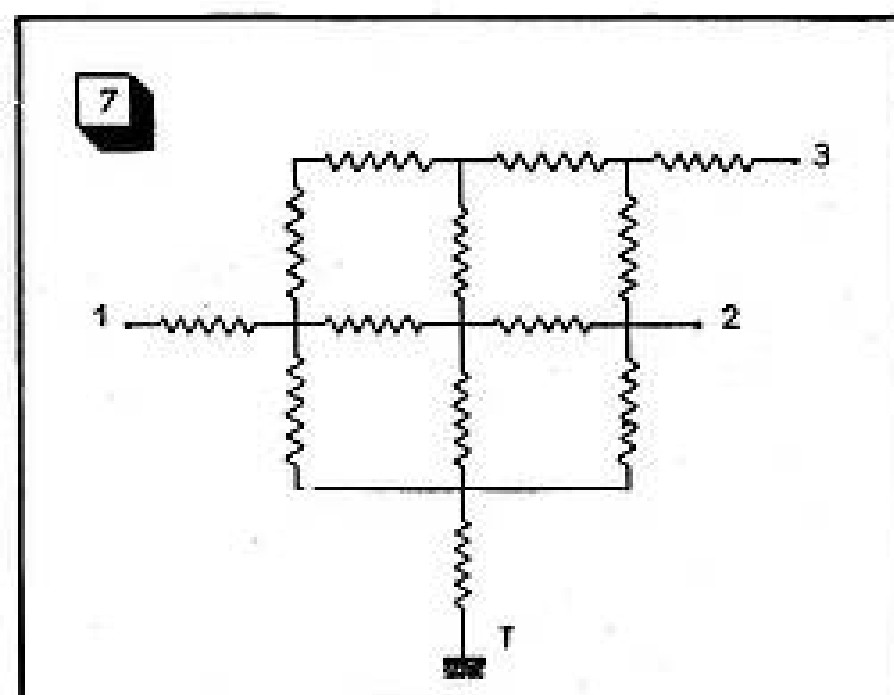
III. — UNE APPLICATION GÉNÉRALE.

La méthode de Foster a donné un rôle important dans la théorie des réseaux aux réseaux en échelle. La généralisation la plus naturelle consiste à examiner les propriétés d'une double échelle telle que représentée figure 6, utilisée dans un procédé général



de synthèse de quadripôles par le Professeur Guillemin (1).

Les conditions de fonctionnement $u = 0, i = 0$ montrent que l'admittance placée entre E et 0 ne joue aucun rôle. Il en est de même de celle qui joint le point 0 à la borne T . Elle peut donc être également supprimée, sauf si la borne T est réunie à la masse par une admittance non infinie. Nous étudierons, à titre d'exemple, le schéma de la figure 7.



tif du type de réseau, les résultats obtenus méritant d'être appliqués, nous remettons à plus tard une étude plus générale et plus satisfaisante.

(1) *Advances in Electronics*, t. III, pp. 261-303 « A Summary of Modern Methods of Network synthesis » par E. A. Guillemin.

On exprimera les courants pénétrant par les bornes 1, 2 et 3 en fonction de E_1 , E_2 et E_3 , en fonction de la matrice admittance.

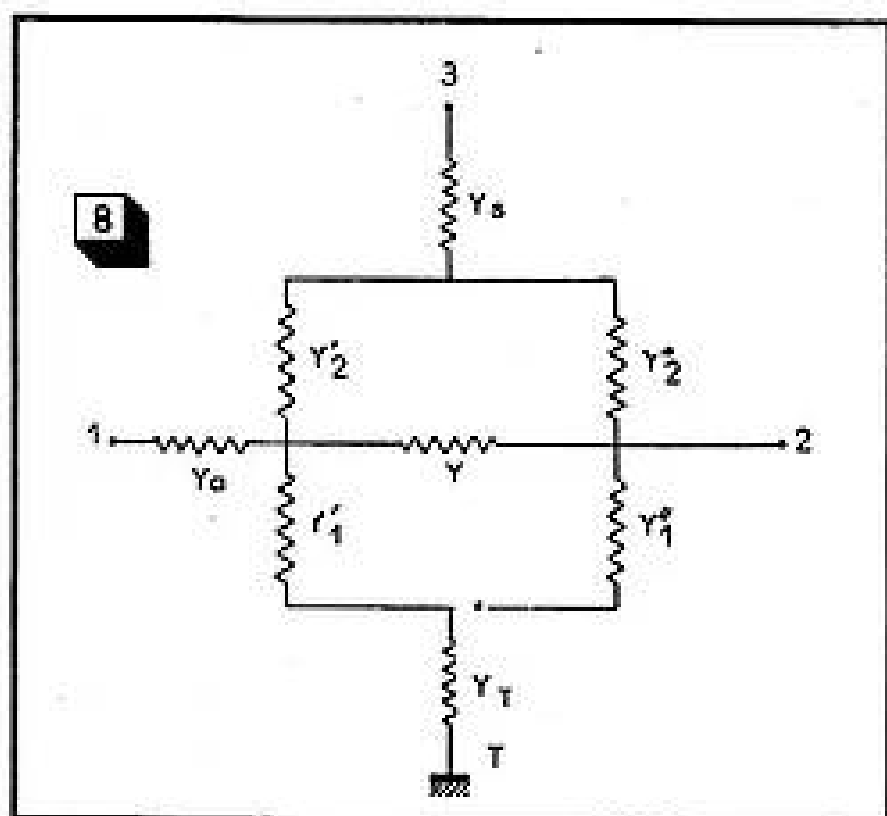
Les calculs à effectuer concernent y_{21} et y_{22} comme il a été vu plus haut. Or, $i_2 = y_{21}x + y_{22}u + y_{23}y$, donc pour les conditions de fonctionnement :

$$E_1 = E_2 = 0, E_3 = 1 : i_2 = y_{21}.$$

Pareille remarque s'applique à i_1 . Tel est le procédé de calcul le plus rapide. D'ailleurs, si on calcule le rapport $\frac{i_1}{i_2}$ mais pour $y = x = 0$ et E_2 quelconque, on a :

$$(1) \quad f(p) = \frac{i_1}{i_2}$$

Nous avons appliqué (1) ces considérations au cas d'un réseau n'ayant que 9 éléments qui jouit



d'une certaine symétrie favorable au calcul (fig. 8). Tous calculs faits, on a :

$$(2) \quad f(p) = \frac{Y_a}{Y_s} \frac{h(p)}{k(p)}$$

où l'on a posé successivement :

$$(3) \quad \begin{cases} h(p) \equiv P_T P_S Y + P_S Y'_1 Y''_1 + P_T Y'_2 Y''_2 \\ k(p) \equiv Y'_1 [Y''_2 (Y_T + Y''_1) + Y'_2 Y''_1] \\ \quad + P_T [Y''_2 (Y + Y_a + Y'_2) + Y Y'_2] \end{cases}$$

avec :

$$P_T = Y_T + Y'_1 + Y''_1, P_S = Y_S + Y'_2 + Y''_2$$

Les admittances ont les valeurs indiquées sur le schéma 6.

Faisons ici une remarque.

En exprimant $f(p)$ comme une fonction entière

des admittances, nous avons en vue des applications dans lesquelles chaque admittance serait une fonction linéaire de p (chaque admittance étant soit une résistance, soit une capacité, soit les deux en parallèle). Ce point de vue ne semble pas limitatif pour l'instant, tout progrès dans ce domaine devant être recherché par une analyse mathématique générale et non au prix de calculs élémentaires, mais laborieux lorsque le réseau est tant soit peu compliqué.

Observations sur les relations (2) et (3)

Des raisons technologiques imposent pratiquement que Y_a et Y soient des résistances. Y_a intervient comme facteur dans $f(p)$ et en produit avec $P_T Y_s$ dans les expressions de h et k ; P_T étant du premier degré en p , le produit $P_T Y$ peut donc être du second degré. Mais ce n'est pas le seul produit qui puisse être du second degré, il suffit d'examiner les relations (3) pour s'en rendre compte. Nous supposons donc dans la suite que $Y = a + bp$ avec a toujours différent de zéro.

Les termes de plus haut degré de h et k sont donc en p^3 . La fonction rationnelle $\frac{h}{k}$ est donc du 3^e degré.

Comme on peut prendre pour Y_s une capacité ou une résistance, finalement, on peut réaliser (entre autres) :

$$\frac{\sigma}{p} \frac{p^3 + ap^2 + \dots}{p^3 + \lambda_1 p^2 + \dots} \quad \text{ou} \quad \omega \frac{p^3 + ap^2 + \dots}{p^3 + \lambda_1 p^2 + \dots}$$

Considérons divers cas simples.

Cas $Y_S = \infty$. On a alors $P_S = Y_S = \infty$ donc :

$$f = Y_a \frac{P_T Y + Y'_1 Y''_1}{k(p)}$$

On observe que les admittances Y'_1 et Y''_1 peuvent être modifiées en module par un potentiomètre et en signe par un amplificateur à contre-réaction de gain moins un (voir fig. 9) :

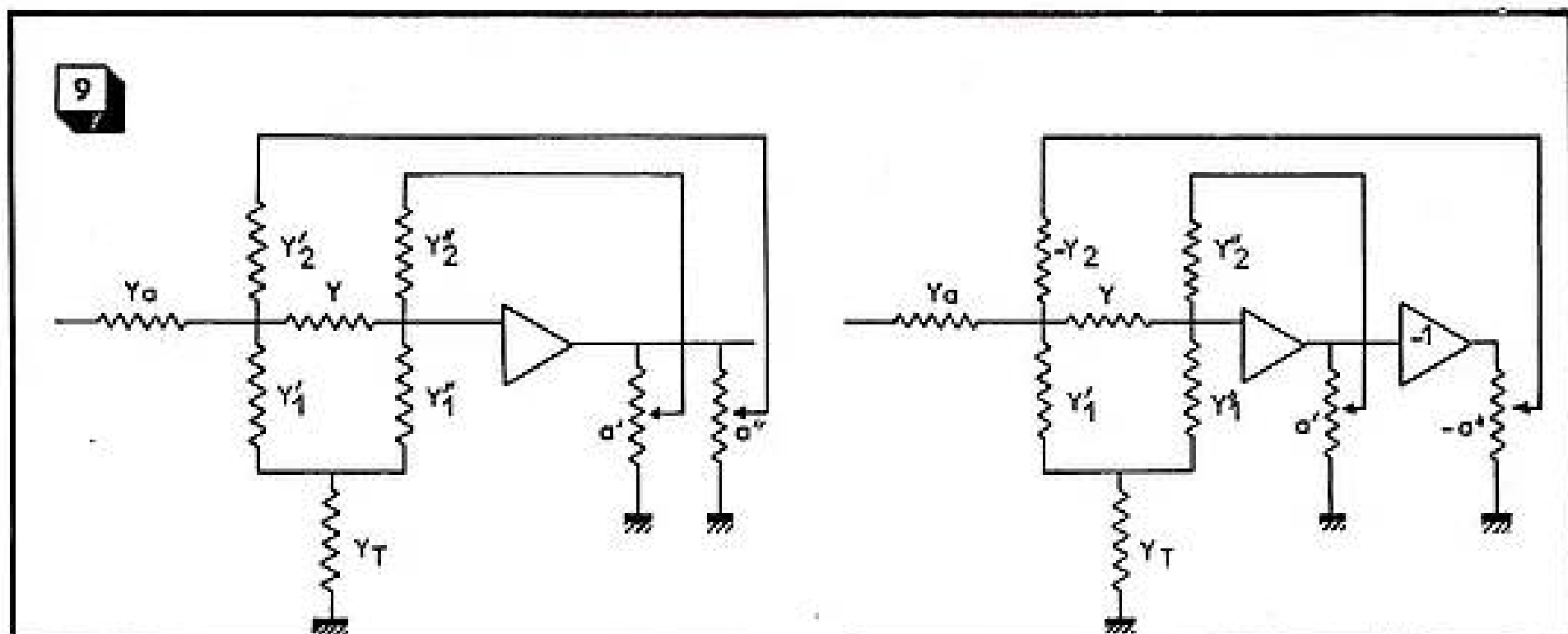
En examinant $k(p)$, on voit que cette fonction ne dépend pas de Y_S , la discussion aura ici une portée générale (en ce qui concerne $k(p)$ bien entendu). Si on désire que $k(p)$ soit un polynôme complet de degré 2 ou 3, diverses observations en résultent quant au choix des éléments du réseau.

Une discussion générale consisterait à remplacer les impédances par des formes linéaires en p . Nous n'examinerons ici que quelques cas typiques. On remarque tout d'abord que le numérateur :

$$P_T Y + Y'_1 Y''_1$$

ne dépend que du choix des admittances Y'_1 , Y''_1 , Y_T et Y . Ceci laisse penser que l'usage du circuit considéré ne conduira pas à des calculs difficiles. Le polynôme $k(p)$ du troisième degré dépend de Y_T et Y''_1 , mais principalement des autres admittances.

(1) N. T. 264 — 14 avril 1953 — de la Société d'Electronique & d'Automatisme (S. E. A.).



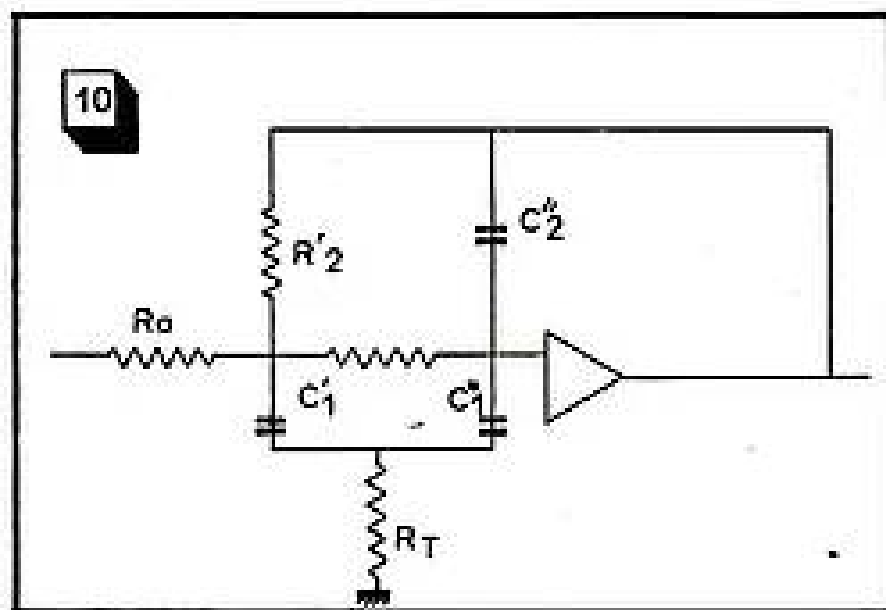
tances. Le choix des éléments permet donc de réaliser la fonction de transfert :

$$I = -Y_a \frac{p^2 + 2\omega_s p + \omega_s^2}{p^3 + \lambda p^2 + \mu p + \tau}$$

On voit qu'il faut que :

$$\begin{cases} P_T = Y_T + Y'_1 + Y''_1 \\ \text{soit de la forme } \frac{1}{R_T} + (C'_1 + C''_1) p \\ Y = \frac{1}{R} \end{cases}$$

ainsi :



$$\begin{aligned} P_T Y + Y'_1 + Y''_1 &= \frac{1}{R R_T} + \frac{(C'_1 + C''_1)}{R} p \\ + C'_1 C''_1 p^2 &= \frac{1}{R R_T} [1 + R_T (C'_1 + C''_1) p \\ &\quad + C'_1 C''_1 R R_T p^2] \end{aligned}$$

Pour que le terme en p^2 existe, il faut alors que

$Y''_2 = C''_2 p$ mais si $Y'_2 = \frac{1}{R'_2}$ alors le terme constant est $\frac{1}{R_T} \frac{1}{R'_2} \frac{1}{R}$ (tiré du produit $P_T Y Y'_2$). Le schéma est donné figure 10.

Si $Y_T = \infty$, $Y_S = \infty$, alors on a :

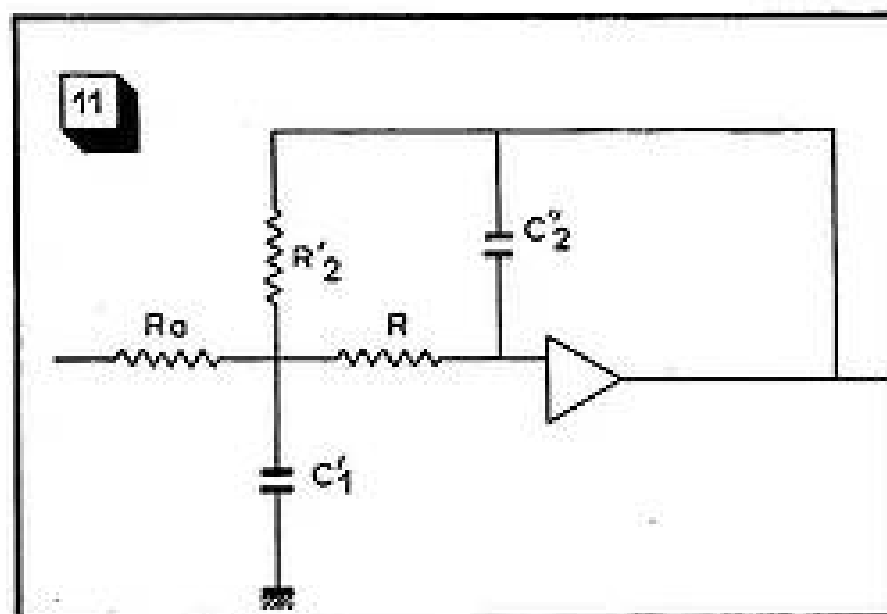
$$I = -Y_a \frac{P_T Y}{Y_T Y'_1 Y''_2 + P_T [Y''_2 (Y + Y_a + Y'_2) + Y Y'_2]}$$

et pour $P_T \rightarrow \infty$:

$$I = -Y Y_a \frac{1}{Y''_2 [Y + Y_a + Y'_2 + Y'_1] + Y Y'_2}$$

d'où avec les admittances de la figure 11 :

$$I = -\frac{1}{R R_a} \frac{1}{C''_2 p \left[\frac{1}{R} + \frac{1}{R_a} + \frac{1}{R'_2} + C'_1 p \right] + \frac{1}{R R'_2}}$$

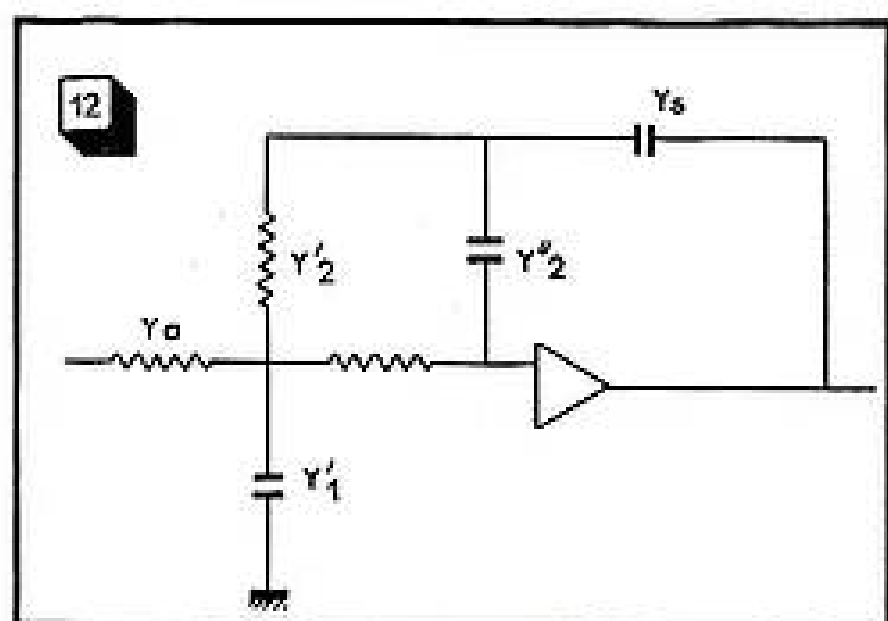


$$I = -\frac{R'_2}{R_a} \frac{1}{1 + RR'_2 \left(\frac{1}{R} + \frac{1}{R_a} + \frac{1}{R'_2} \right) C''_2 p + C''_2 C'_1 R R'_2 p^2}$$

Examinons le rôle de Y_s dans le cas simple $Y_T \rightarrow \infty$ (fig. 12).

On a successivement :

$$I = -\frac{Y_a}{Y_s} \frac{P_T [P_S Y + Y'_2 Y''_2]}{Y_T [Y''_2 (Y + Y_a + Y'_1 + Y'_2) + Y Y'_2]}$$



et à la limite $Y_T = P_T \rightarrow \infty$

$$I = -\frac{Y_a}{Y_s} \frac{P_s Y + Y'_2 Y''_2}{Y''_2 (Y + Y_a + Y'_1 + Y'_2) + Y Y'_2}$$

Compte tenu du calcul qui vient d'être effectué ci-dessus, on voit que si $Y_s = C_s p$, on a :

$$P_s = (C_s + C''_2) p + \frac{1}{R'_2}, \quad Y'_2 Y''_2 = \frac{C''_2}{R'_2} p$$

et :

$$I = -\frac{1}{R_a C_s p} \frac{\sigma + \sigma_2 p}{\text{polynôme second degré}}$$

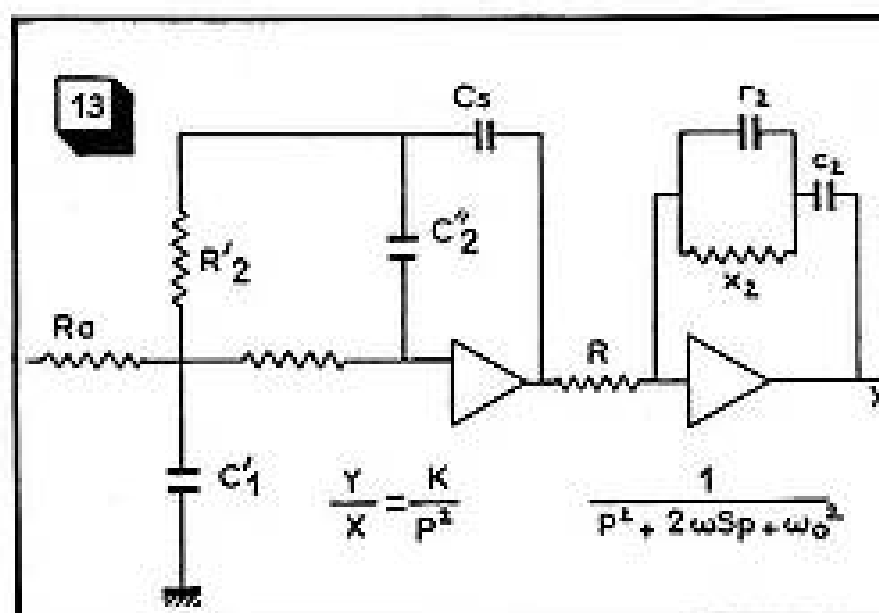
On notera que cette forme ne manque pas d'intérêt pratique dans l'étude des servomécanismes, on voit, en particulier que la réalisation de l'opération :

$$K = \frac{M}{p^2} \frac{1}{\text{polynôme second degré}}$$

peut s'exécuter ainsi avec deux amplificateurs ou deux étages d'amplifications comme indiqué sur la figure 13.

Certes, on peut prévoir obtenir ce résultat avec un seul amplificateur, mais il faudrait posséder une règle commode de construction du réseau en double échelle considérée au début.

Les applications que suggèrent les considérations



précédentes sont nombreuses, croyons-nous. Nous pensons que la est notre excuse de publier ce papier sans résoudre le problème général de synthèse — qui est le plus intéressant, mais aussi le plus difficile.

IV. — PROBLÈMES DE FILTRAGE.

Nous mentionnerons ici que l'un des schémas examinés plus haut a été expérimenté au Laboratoire de Calcul Electronique du Service Technique Aéronautique (1), en vue de déterminer, par mesure directe, la densité spectrale d'une grandeur aléatoire. Une telle mesure exige un filtre de bande étroite dont la fréquence centrale et la largeur de bande doivent être réglables facilement dans une grande gamme et, pour les applications usuelles des méthodes statistiques aux problèmes de l'industrie ou de la mécanique du vol, dans une gamme de fréquences très basses.

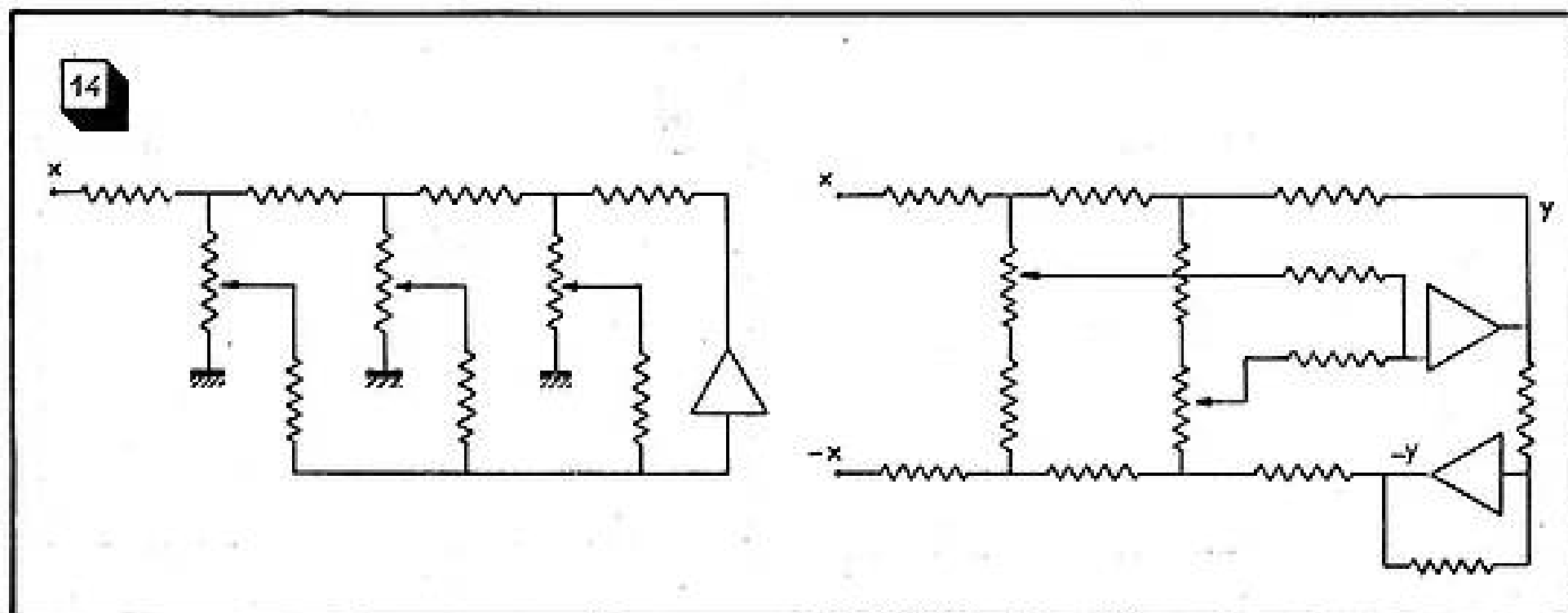
V. — UN SCHÉMA INSPIRÉ PAR LE CALCUL ANALOGIQUE.

L'application d'un réseau en échelle dans le cadre des schémas habituels des calculateurs analogiques à usage général (2) a été faite par M. BRODIN (3). Nous nous contenterons d'indiquer ici le schéma utilisé. La théorie se ferait aisément à partir des propriétés des réseaux en échelle, soit avec les déterminants, soit mieux à l'aide des polynômes électrosphériques. La structure du réseau est une échelle (dans le cas le plus simple, elle est formée de résistances en série et de capacités en parallèle, ou, dans le cas expérimenté par M. BRODIN, les capacités sont en série et les résistances en dérivation). Dans chaque branche parallèle, on prélève une fraction de la tension au nœud correspondant à l'aide d'un potentiomètre. Ces tensions sont appliquées à un réseau de sommation. Evidemment, la sommation pondérée des tensions aux nœuds de l'échelle peut être réalisée par un réseau de résistances inégales de valeurs convenables. L'une des bornes d'accès

(1) à la Société d'Electronique et d'Automatisme (S. E. A.).

(2) voir F. H. RAYMOND, loc. cit chapitre I.

(3) F. BRODIN « Simulation d'équations différentielles du second ordre » note SABA 54 du 24-4-54 (non publiée) du Laboratoire de Recherches Balistiques et Aérodynamiques (L.R.B.A.) de la Direction des Etudes et Fabrications d'Armement (Vernon-Eure).



de l'échelle reçoit une tension arbitraire, l'autre est connectée à la sortie de l'amplificateur.

L'introduction de termes négatifs est obtenu dans le cas BRODIN, en réalisant une échelle double dont la borne d'accès de l'une d'elles est alimentée par $-y$ (fig. 14).

VI. — NOTE FINALE.

Nous nous proposons de développer plus avant, cette note, empruntée à un document intérieur, de la

SEA (1). L'arrivée récente à notre bibliothèque des comptes-rendus de la « National Telemetry Conference » tenue à Chicago en mai 1953, nous autorise, pensons-nous, à abréger ce travail. Dans ces comptes-rendus, en effet, sous le titre « filters for telemetry » (pp. 159-176), L. L. RAUCH (*University of Michigan*) et C.E. HOWE (*Oberlin College*) proposent des schémas analogues aux nôtres, ils indiquent, en outre, que l'un d'eux avait proposé deux schémas de cette nature en 1949.

(1) Référence N.T. 324 du 25 mars 1954 faisant suite à la note N. T. 264 du 14 avril 1953.

Homologation C.C.T.U.
Catégorie III n° 54.01

POUR DURER
UN CONDENSATEUR AU MICA
DOIT ÊTRE ÉTANCHE

ADOPTÉZ

STÉAFIX

STÉAFIX et C^{IE} - 17, RUE FRANÇOIS - PARIS-18^e - MON. 02-93, 61-19

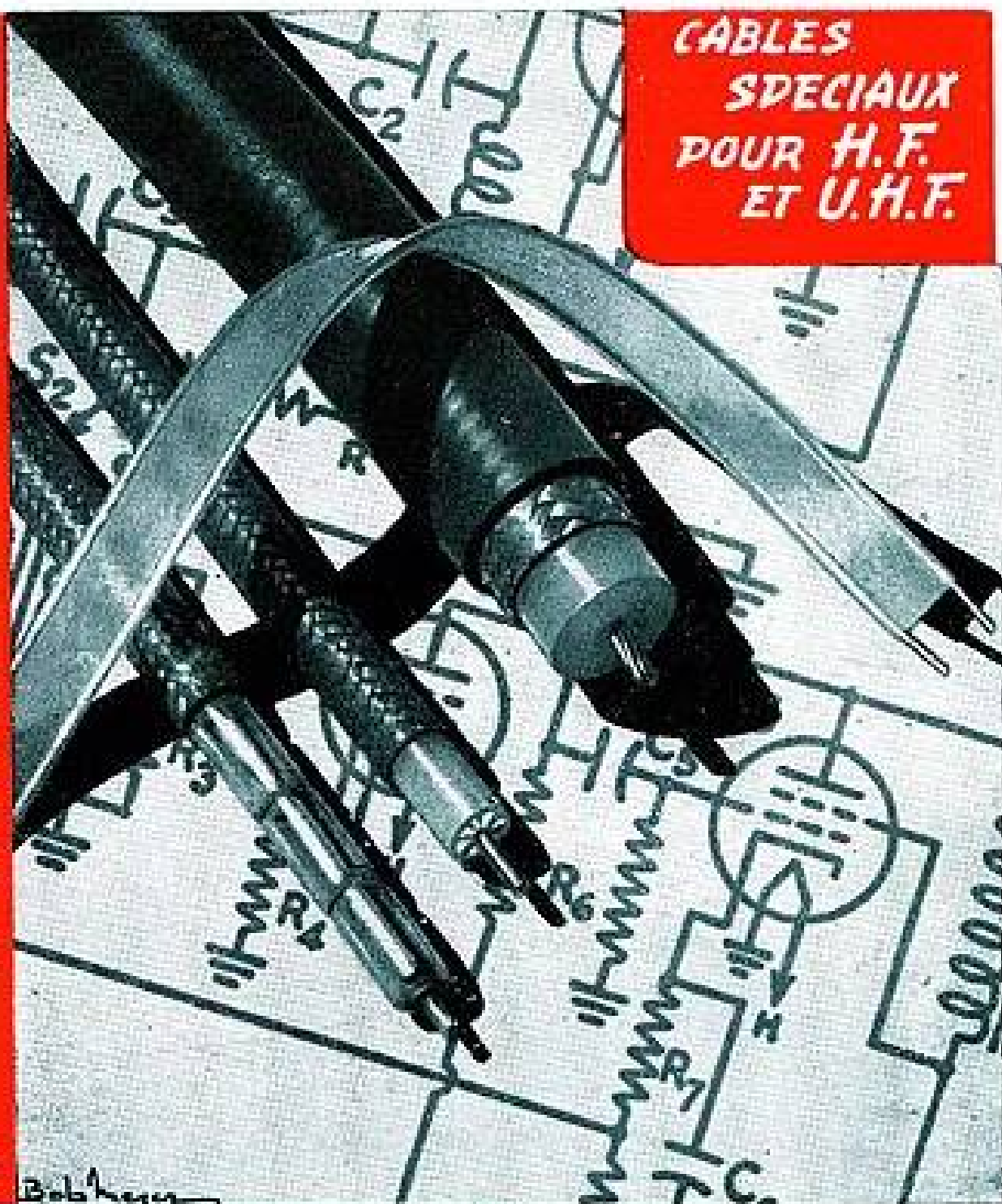


LES CABLES DE LYON

MANUFACTURE
DE FILS ET CABLES
ÉLECTRIQUES
DE LA C^{IE} GÉNÉRALE
D'ÉLECTRICITÉ

170 Av. JEAN JAURÈS
LYON

USINES A:
LYON-BEZONS-CALAIS



**CABLES
SPECIAUX
POUR H.F.
ET U.H.F.**

POUR TOUS LES PROBLEMES DE

Minirupteurs

Contact électrique

Micro-contacts

1.000.000 de manœuvres

MINIRUPTEURS

Contact brusque même par déplacement lent. - Rupture : 10 Amperes en 110 v. - 5 Amperes en 220 v. - Faible encombrement. - Contacts argent. - Utilisations multiples grâce aux différents loyers.

MICRO CONTACTS

Peuvent fonctionner sous une force faible avec un déplacement minime.

SERMEC

Société à Responsabilité Limitée au Capital de 25.000.000 F.

VALENCE L-Rhône 11, rue L.-Barrois
Tél. 21-27 ou 21-28

PARIS (XI^e) 21, rue de la République
Tél. ROQ. 42-41

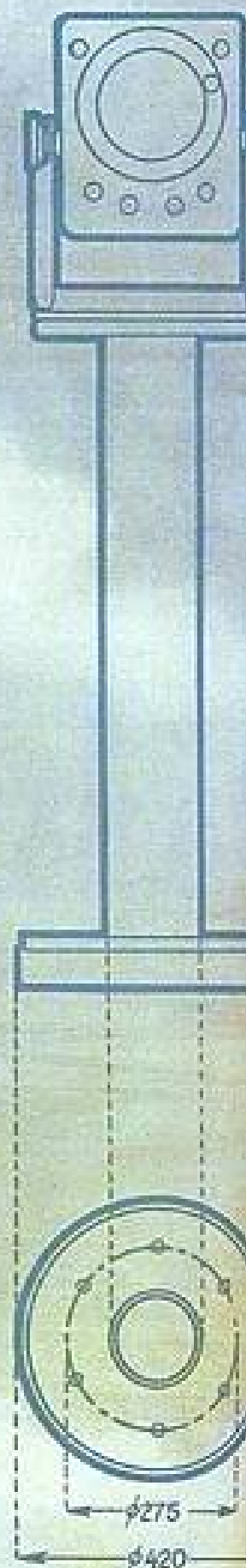
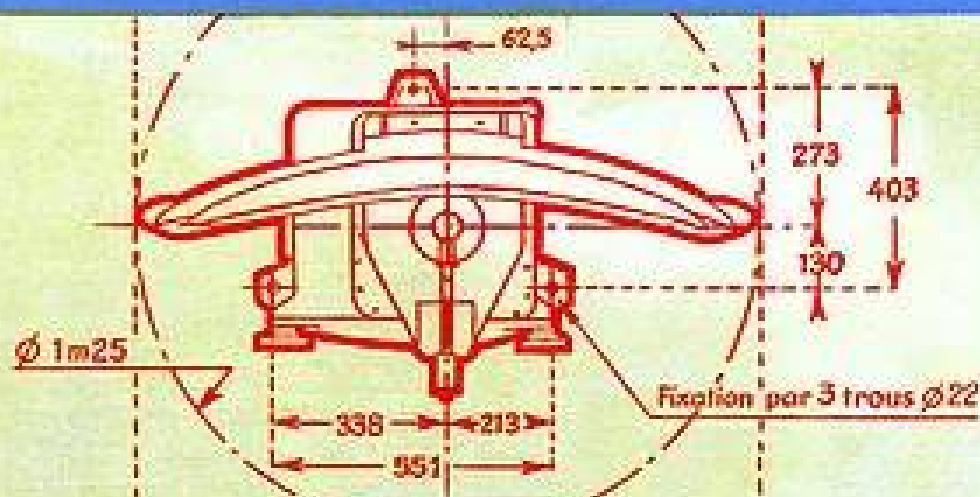
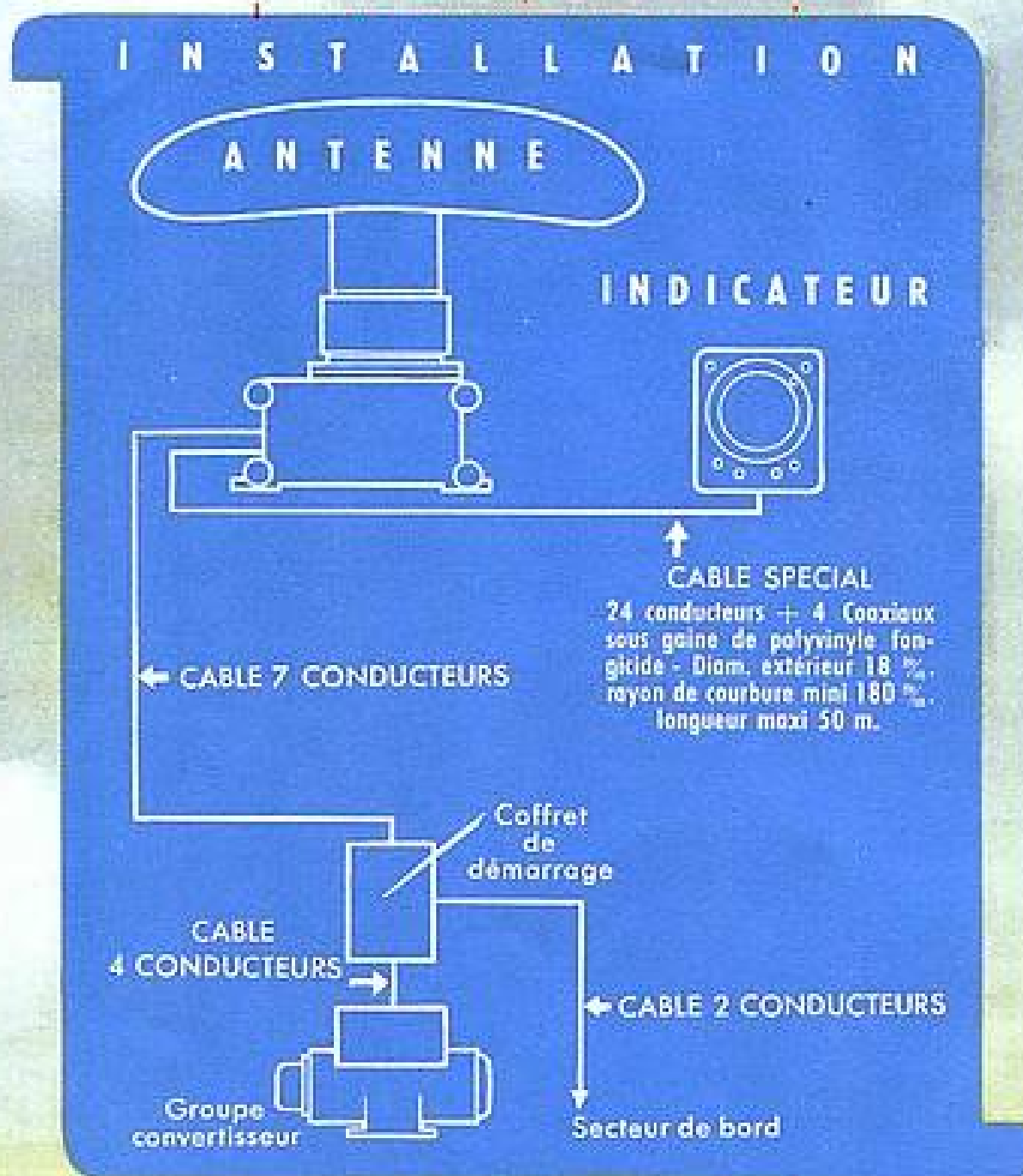
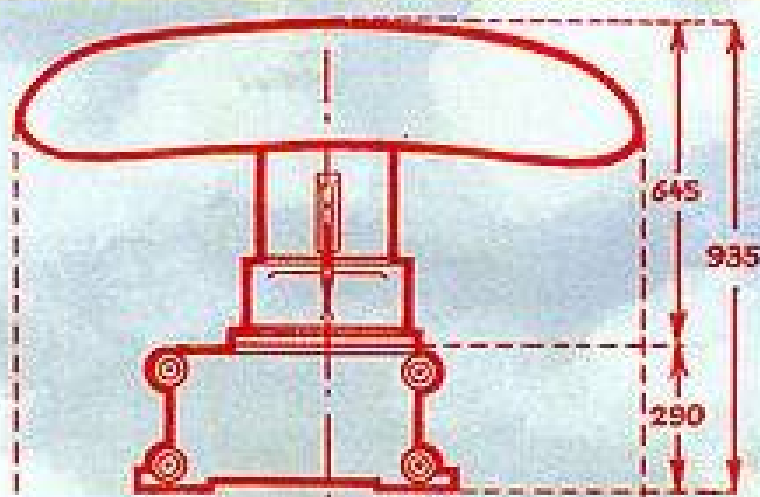
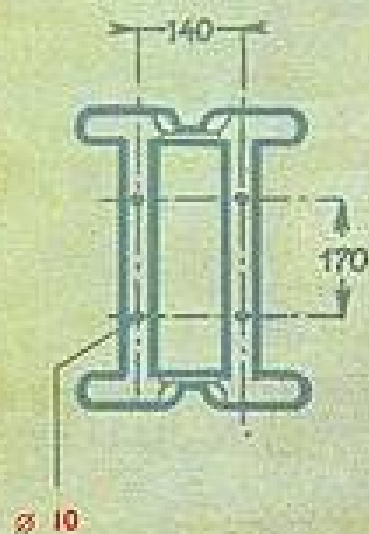
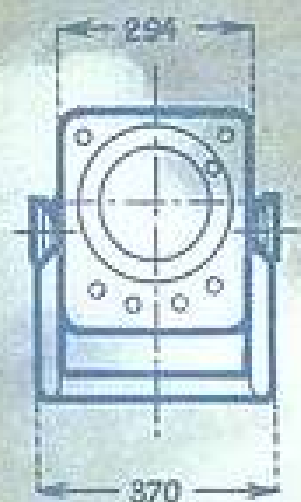
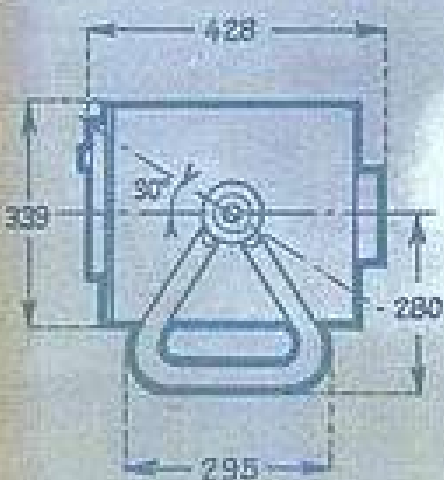
Dépôt : ARNOULD 11, rue de Rueil (8^e)

SCHEMAS D'INSTALLATION ET D'ENCOMBREMENT

Ag-Domenach

INDICATEUR FIXABLE

INDICATEUR SUR PIED



LABORATOIRES
6, RUE JULES SIMON, 6



R. DERVEAUX
BOULOGNE-SUR-SEINE — MOL. 37-00

20TH CENTURY ELECTRONICS LTD

FABRICANTS DE TUBES CATHODIQUES

TUBES à 2 et 4 CANONS
entièrement indépendants

TUBES à grande vitesse d'inscription
à électrodes multiples de post-accélération

TOUS LES TYPES DE TUBES
SONT A FOND PLAT

RENSEIGNEMENTS COMMERCIAUX ET TECHNIQUES

ACCR

36, RUE LABORDE - PARIS VIII

LABORDE 26.98



*Synonymes de rendement
et de perfection
depuis
35 Ans*



FERS MINIATURE
20 et 30 W.
pour l'Electronique

Toute la gamme
des Fers Industriels
de 50 à 600 W.

Tous Voltages

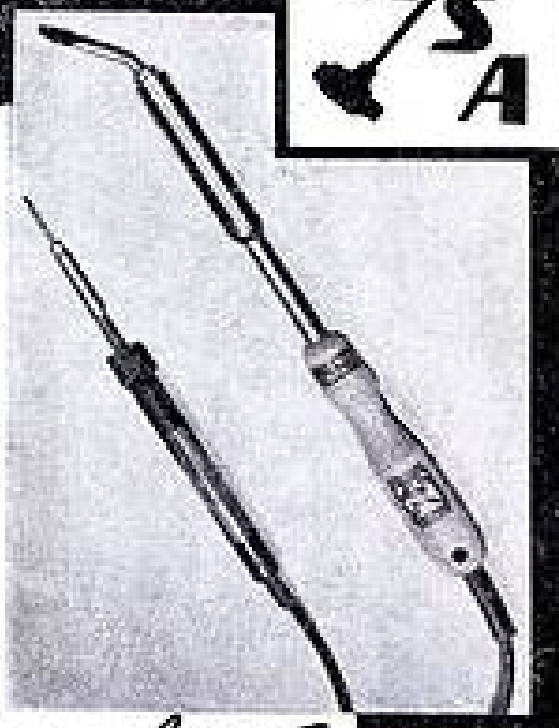
Bains d'Elain

*C'est
une exclusivité*

Jahnichen

A. JAHNICHEN et C^{ie} - 27, R. de Turin
PARIS-8^e - Tél. : EUROPE 59-09 -

G.C.P.R.



Pour vos services d'entretien, Pour vos agents techniques,

Pour votre maîtrise, Pour vous-même ?...

ÉTUDE TECHNOLOGIQUE DES BOBINAGES ÉLECTRIQUES ET DE LEUR RÉPARATION

par **MARCEL DELFOSSE**

Ingénieur des Arts et Manufactures

SOMMAIRE DE L'OUVRAGE

- I. Rappels. — II. Étude des enroulements à courant continu : enroulements à anneau ou héli-coïdaux.
- III. Enroulements induits en tambour. Principe. Formules générales.
- IV. Enroulements induits et tambour. Répartition du potentiel.
- V. Système inducteur. — VI. Enroulements induits pour courants alternatifs.
- VII. Force électromotrice des machines à courant alternatif.

- VIII. Enroulements divers. Transformateurs. — IX. Réalisation pratique des enroulements : Conducteurs et isolants.
- X. Bobinages pour induits à courant continu. — XI. Bobinages statoriques pour courant alternatif.
- XII. Bobinages rotoriques pour courant alternatif. Transformateurs.
- XIII. Bobines inductrices. — XIV. Collecteurs et Bagues.
- XV. Petits outillages et vérification des bobinages.

Incontestablement, ces pages d'un Ingénieur connaissant la grande industrie électrique et ayant chronométré et tarifié des bobinages durant plusieurs années, seront d'un secours inappréciable à tous

ÉDITIONS CHIRON, 40, rue de Seine, PARIS-6^e

C.C.P. Paris 53-35

Régisseur exclusif de la Publicité de l'Onde Électrique : Agence Publitéc-Domenech, 161, Boulevard St-Germain, PARIS-6^e, Tél. LIT. 79-33

BASES THÉORIQUES DE LA MESURE DE LA RÉSISTIVITÉ ET DE LA CONSTANTE DE HALL PAR LA MÉTHODE DES POINTES

PAR

J. LAPLUME

Docteur ès-Sciences

Ingénieur à la Compagnie Française Thomson-Houston

La méthode dite « des pointes » consiste à injecter le courant dans une substance conductrice ou semi-conductrice et à recueillir la tension ohmique ou la tension de Hall au moyen de pointes rapprochées. Cette méthode diffère des méthodes classiques par le fait que la répartition des lignes de courant n'est pas uniforme. Ses avantages, ainsi que les détails de mise en œuvre, sont exposés dans un article de M. B. PISTOULET (1).

La résistivité ou la constante de Hall se calculent à partir du courant injecté et de la tension recueillie. Les formules qui permettent ce calcul dans le cas de la répartition uniforme sont bien connues. Lorsqu'on emploie la méthode des pointes, ces formules doivent être modifiées pour tenir compte de la différence de répartition des lignes de courant. L'établissement de ces nouvelles formules constitue l'objet du présent article.

La répartition des lignes de courant est essentiellement fonction de la disposition des pointes et de la forme de l'échantillon. Lorsque les dimensions de celui-ci sont grandes vis-à-vis de l'écartement des pointes, tout se passe pratiquement comme si le milieu conducteur ou semi-conducteur s'étendait indéfiniment dans les trois dimensions. Si tel n'est pas le cas, il faut apporter des corrections aux formules valables dans ce cas limite. Nous traiterons le cas d'un échantillon indéfini suivant une dimension (repérée par la coordonnée x), et dont la section perpendiculaire à l'axe des x est rectangulaire. Ces conditions sont moins restrictives qu'elles ne paraissent. Certains échantillons s'écartent de cette forme idéale, mais leur étendue suivant tel axe de coordonnées est grande devant l'espacement des pointes. La correction par rapport au cas limite est alors faible et on pourra introduire dans les formules une dimension transversale moyenne sans commettre d'erreur importante.

Les corrections à apporter dans le cas où les dimensions de la plaquette suivant la coordonnée x ne sont pas très grandes sont établies en Appendice IV.

Les hypothèses admises tout au long des calculs sont les suivantes :

1° La section de contact pointe-conducteur est très faible devant l'espacement des pointes. Le contact peut alors être considéré comme ponctuel.

2° Le conducteur est supposé homogène dans toute la région située au voisinage des pointes, et à l'intérieur de laquelle passe la quasi-totalité du courant injecté.

On sait que la répartition du champ électrique et du vecteur courant à l'intérieur d'un milieu conducteur homogène et suivant la loi d'Ohm est laplacienne. La détermination de la répartition des lignes de courant se ramène donc à la répartition du champ électrostatique créé par deux points-sources. Le potentiel électrostatique créé par un point-source est de la forme

$$(1) \quad V = K/r,$$

où r est la distance par rapport au point-source. K est une constante liée à l'intensité injectée ou recueillie. Au voisinage d'un point, le potentiel créé par les autres points est négligeable. Le champ électrique est alors radial et d'intensité

$$E = -\frac{\partial V}{\partial r} = K/r^2.$$

Si ρ désigne la résistivité du milieu, le vecteur courant a pour valeur

$$(2) \quad |\vec{i}| = \frac{|\vec{E}|}{\rho} = K/\rho r^2.$$

On en déduit le courant total I injecté par la pointe au contact du conducteur en intégrant sur une

(1) B. PISTOULET, Mesure des propriétés électriques des semi-conducteurs. *Onde Électrique* de janvier, p. 73.

demi-sphère de rayon r centrée sur le point de contact (fig. 1).

$$(3) \quad I = |\vec{i}| \times 2\pi r^2 = 2\pi K/\rho.$$

On en déduit

$$(4) \quad K = \rho I/2\pi$$

et par comparaison avec (1)

$$(5) \quad V = \frac{\rho I}{2\pi} \frac{1}{r}.$$

Si le courant I est recueilli, la même formule est valable avec le signe négatif.

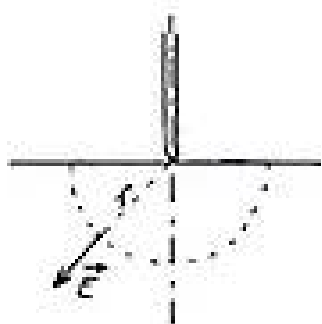


FIG. 1

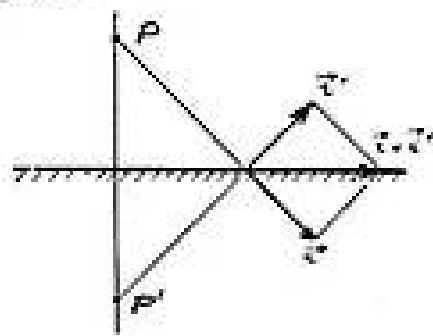


FIG. 2

Les conditions aux limites imposent que les lignes de courant soient tangentielles à la surface du conducteur. Dans un solide limité par des surfaces planes, on satisfait automatiquement à ces conditions en appliquant le principe des images spéculaires. On associe à chaque point-source son symétrique par rapport à chacune des surfaces planes limites; ce point-image est supposé injecter ou recueillir le même courant (fig. 2). On constate aisément que la résultante des deux courants radiaux $\vec{i}$ et $\vec{i}'$ est située dans le plan de symétrie.

Le potentiel en un point quelconque s'obtient donc en sommant les contributions des points-sources réels et de leurs images, chacune des contributions étant calculée en appliquant la formule (5).

I. — MESURE DES RÉSISTIVITÉS.

A. — Méthodes des quatre pointes alignées.

Les quatre pointes $ABCD$ sont situées dans le plan de symétrie $y = 0$ de l'échantillon (fig. 3). Le courant I est injecté par A et recueilli par B . La tension ohmique est mesurée entre les points C et D . Les notations sont indiquées sur la figure.

Les coordonnées des points-sources A et B sont $(-l, 0, 0)$ et $(+l, 0, 0)$. Les coordonnées des images de A et B par rapport aux plans limites $z = 0$, $z = -z_0$, $y = y_0$, $y = -y_0$, sont données par la formule générale

$$x = \pm l, \quad y = 2my_0, \quad z = 2nz_0,$$

où m et n sont deux entiers prenant toutes les valeurs de $-\infty$ à $+\infty$. La valeur 0 correspond aux points-sources.

On en déduit l'expression du potentiel en tout point x, y, z situé à l'intérieur de l'échantillon

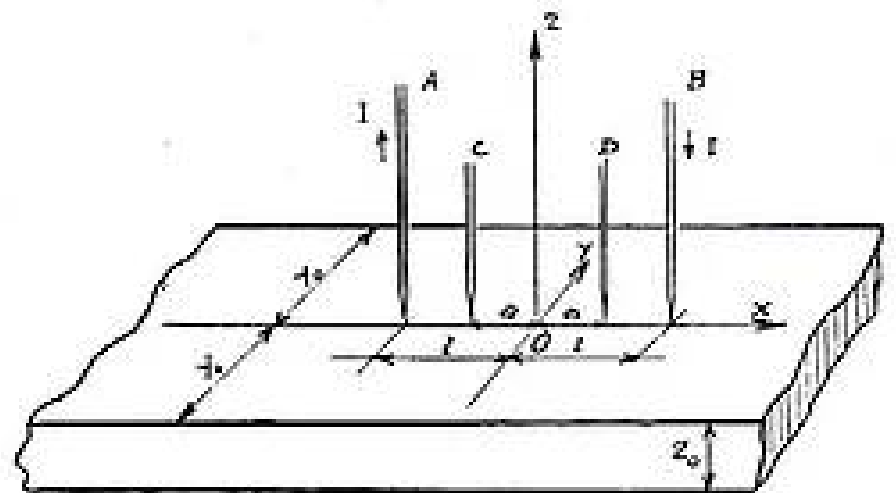


FIG. 3.

$$(6) \quad V(x, y, z) = \frac{\rho I}{2\pi} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \left[\frac{1}{\sqrt{(l-x)^2 + (2my_0 - y)^2 + (2nz_0 - z)^2}} - \frac{1}{\sqrt{(l+x)^2 + (2my_0 - y)^2 + (2nz_0 - z)^2}} \right].$$

La tension mesurée entre C et D est

$$v = V(a, 0, 0) - V(-a, 0, 0) = 2V(a, 0, 0),$$

cette dernière égalité résultant de l'antisymétrie de la formule (6) par rapport à x . Finalement

$$(7) \quad v = \frac{\rho I}{\pi} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \left[\frac{1}{\sqrt{(l-a)^2 + (2my_0)^2 + (2nz_0)^2}} - \frac{1}{\sqrt{(l+a)^2 + (2my_0)^2 + (2nz_0)^2}} \right].$$

Cette somme ne se ramène à aucune fonction tabulée. Il est donc nécessaire d'en effectuer le calcul numérique.

Remarquons tout d'abord que y_0 et z_0 jouent un rôle symétrique dans la formule (7). Nous pouvons donc supposer $z_0 \leq y_0$ et calculer une valeur approchée de la somme valable dans ce cas. En permutant z_0 et y_0 , nous obtiendrons une valeur approchée valable pour $y_0 \leq z_0$, et nous aurons ainsi couvert la totalité des cas.

Nous décomposons comme suit la somme (7) :

$$(8) \quad v = \frac{\rho I}{\pi} \left\{ \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \left[\frac{1}{\sqrt{(l-a)^2 + (2nz_0)^2}} - \frac{1}{\sqrt{(l+a)^2 + (2nz_0)^2}} \right] + 2 \sum_{m=1}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \left[\frac{1}{\sqrt{(l-a)^2 + (2my_0)^2 + (2nz_0)^2}} - \frac{1}{\sqrt{(l+a)^2 + (2my_0)^2 + (2nz_0)^2}} \right] \right\}.$$

c'est-à-dire que nous isolons la contribution des termes $m = 0$. La parité de la fonction v par rapport à y , nous permet de limiter la sommation sur m aux valeurs positives de l'indice moyennant l'introduction d'un facteur 2.

Portons tout d'abord notre attention sur la somme double. Elle peut s'écrire, en extrayant $2z_0$ des radicaux :

$$(9) \quad \frac{1}{2z_0} \sum_{m=1}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \left[\frac{1}{\sqrt{\frac{(l-a)^2 + (2my_0)^2}{(2z_0)^2} + n^2}} - \frac{1}{\sqrt{\frac{(l+a)^2 + (2my_0)^2}{(2z_0)^2} + n^2}} \right].$$

La sommation sur n peut être remplacée par une intégration avec une bonne approximation. Nous démontrons en effet, en appendice (formule A5), que :

$$(10) \quad \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \left[\frac{1}{\sqrt{A^2 + n^2}} - \frac{1}{\sqrt{B^2 + n^2}} \right] \approx \text{Log} \frac{B^2}{A^2}$$

pourvu que A et B ne soient pas inférieurs à l'unité. Tel est bien le cas ici, puisque $z_0 \leq y_0$ et $m \geq 1$, et que, par conséquent :

$$A^2 = \frac{(l-a)^2 + (2my_0)^2}{(2z_0)^2} \geq 1$$

$$B^2 = \frac{(l+a)^2 + (2my_0)^2}{(2z_0)^2} \geq 1.$$

La sommation sur n fournit donc le résultat approché :

$$(11) \quad \text{Log} \frac{(l+a)^2 + (2my_0)^2}{(l-a)^2 + (2my_0)^2}.$$

Le résultat de la sommation sur m se déduit de la formule établie en appendice (formule A 17)

$$\sum_{m=1}^{+\infty} \text{Log} \left(1 + \frac{l^2}{m^2} \right) = \text{Log} \frac{\text{Sh} \pi l}{\pi l}.$$

On en déduit :

$$\begin{aligned} \sum_{m=1}^{+\infty} \text{Log} \frac{(l+a)^2 + (2my_0)^2}{(l-a)^2 + (2my_0)^2} \\ = \sum_{m=1}^{+\infty} \left\{ \text{Log} \left[1 + \left(\frac{l+a}{2my_0} \right)^2 \right] - \text{Log} \left[1 + \left(\frac{l-a}{2my_0} \right)^2 \right] \right\} = \text{Log} \frac{\text{Sh} \pi \frac{l+a}{2y_0}}{\pi \frac{l+a}{2y_0}} \end{aligned}$$

$$- \text{Log} \frac{\text{Sh} \pi \frac{l-a}{2y_0}}{\pi \frac{l-a}{2y_0}} = \text{Log} \frac{l-a}{l+a} \frac{\text{Sh} \pi \frac{l+a}{2y_0}}{\text{Sh} \pi \frac{l-a}{2y_0}}.$$

Finalement, la somme double a pour valeur approchée :

$$(12) \quad \frac{1}{2z_0} \text{Log} \frac{l-a}{l+a} \frac{\text{Sh} \pi \frac{l+a}{2y_0}}{\text{Sh} \pi \frac{l-a}{2y_0}}$$

Passons maintenant à la somme simple de l'équation (8).

Il faut ici distinguer deux cas.

1° *Echantillon mince*, $2z_0 \leq (l-a)$.

On peut utiliser l'approximation de l'intégrale (10) qui nous donne :

$$(13) \quad \frac{1}{2z_0} \text{Log} \left(\frac{l+a}{l-a} \right)^2 = \frac{1}{z_0} \text{Log} \frac{l+a}{l-a}.$$

En rassemblant les expressions (12) et (13), nous obtenons :

$$(14) \quad v = \frac{\rho I}{\pi z_0} \text{Log} \frac{\text{Sh} \pi \frac{l+a}{2y_0}}{\text{Sh} \pi \frac{l-a}{2y_0}}.$$

Cette formule se simplifie quelque peu dans le cas usuel où les quatre pointes sont équidistantes. Alors :

$$(15) \quad l = 3a, \quad l+a = 4a, \quad l-a = 2a.$$

$$\text{Sh} \pi \frac{l+a}{2y_0} = \text{Sh} \pi \frac{2a}{y_0} = 2 \text{Sh} \frac{\pi a}{y_0} \text{Ch} \frac{\pi a}{y_0},$$

$$\text{et} \quad \text{Sh} \pi \frac{l-a}{2y_0} = \text{Sh} \frac{\pi a}{y_0}.$$

Dans ce cas :

$$(16) \quad v = \frac{\rho I}{\pi z_0} \text{Log} 2 \text{Ch} \frac{\pi a}{y_0}.$$

2° *Echantillon épais*, $2z_0 > (l+a)$.

L'approximation de l'intégrale n'est plus valable. Il faut effectuer le calcul direct terme à terme.

Nous nous sommes borné au cas des pointes équidistantes, pour lequel l et a sont liés par les relations (15).

La somme prend alors la forme particulière :

$$(17) \quad \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \left[\frac{1}{\sqrt{(2a)^2 + (2nz_0)^2}} - \frac{1}{\sqrt{(4a)^2 + (2nz_0)^2}} \right]$$

$$= \frac{1}{4a} + \frac{1}{z_0} \sum_{n=1}^{\infty} \left[\frac{1}{\sqrt{\left(\frac{a}{z_0}\right)^2 + n^2}} - \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{2a}{z_0}\right)^2 + n^2}} \right]$$

$$= \frac{1}{4a} K(a/z_0)$$

avec : (18)

$$K(s) = 1 + 4s \sum_{n=1}^{\infty} \left[\frac{1}{\sqrt{s^2 + n^2}} - \frac{1}{\sqrt{(2s)^2 + n^2}} \right]$$

La fonction $K(s)$ est représentée sur la figure 4.

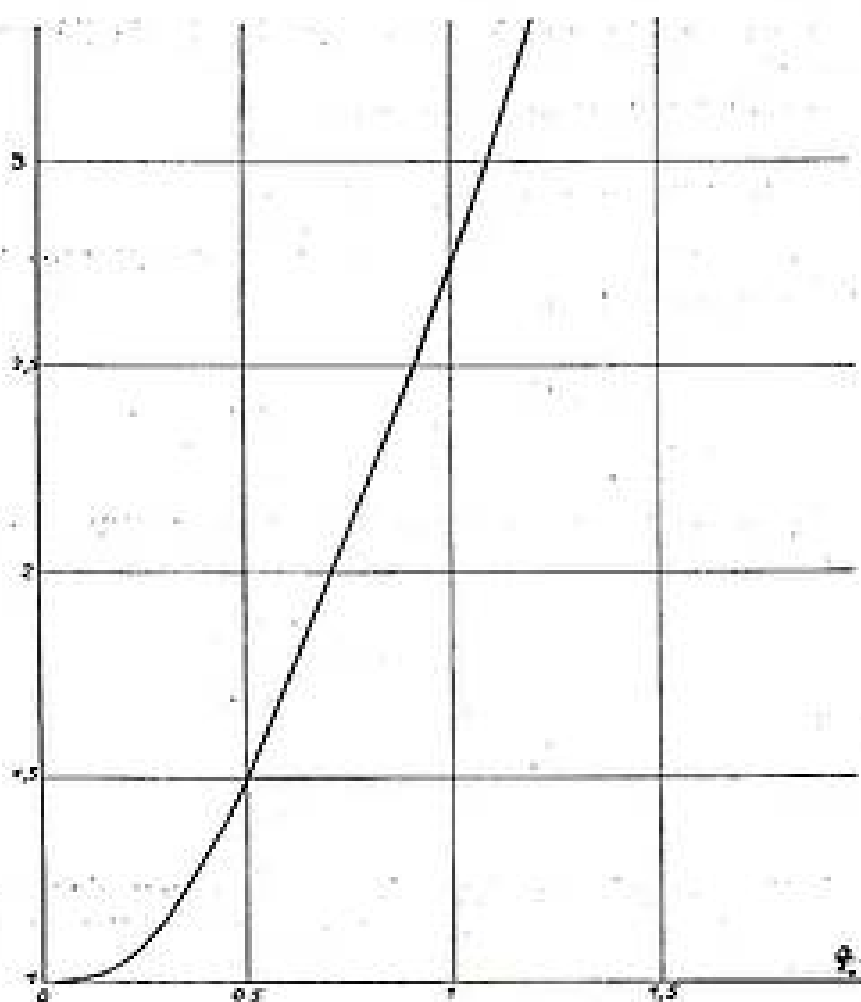


FIG. 4. — Facteur $K\left(\frac{a}{z_0}\right) \approx 2.773 \frac{a}{z_0}$ pour $\frac{a}{z_0} > 1$

La méthode de calcul est indiquée en appendice.

Finalement, l'expression de v est, dans ce cas,

$$(19) \quad v = \frac{\rho I}{\pi} \left[\frac{1}{4a} K(a/z_0) + \frac{1}{z_0} \text{Log Ch } \frac{\pi a}{y_0} \right]$$

Le terme correctif $\text{Log Ch } \frac{\pi a}{y_0}$ est fourni par la courbe de la figure 5.

B. — Méthode des quatre pointes en carré.

Les quatre pointes sont disposées aux quatre sommets d'un carré. Le courant I est injecté en B et recueilli en A . La tension ohmique est recueillie entre C et D (fig. 6).

La répartition $V(x, y, z)$ du potentiel est toujours fournie par la formule (6) où l est remplacé par a , conformément au changement de notation. La tension recueillie est évidemment :

$$(20) \quad v = V_D - V_C = V(a, 2a, o) - V(-a, 2a, o) = 2V(a, 2a, o).$$

Cette dernière relation résulte immédiatement de la symétrie du problème, qui entraîne l'antisymétrie de la fonction $V(x, y, z)$ par rapport à a .

Par conséquent :

$$(21) \quad v = \frac{\rho I}{\pi} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \left[\frac{1}{\sqrt{(2my_0 - 2a)^2 + (2nz_0)^2}} - \frac{1}{\sqrt{(2a)^2 + (2my_0 - 2a)^2 + (2nz_0)^2}} \right]$$

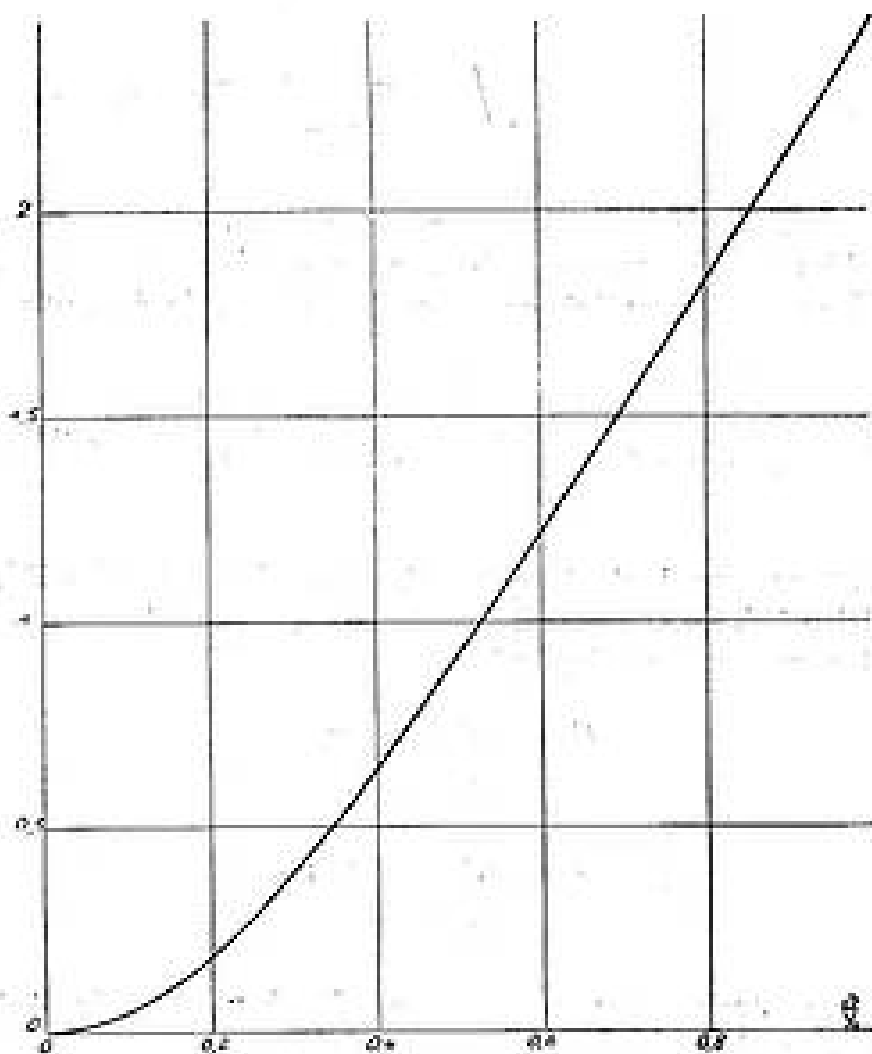


FIG. 5. — Facteur $\text{Log Ch } \frac{\pi a}{y_0} \approx 3.14 \frac{a}{y_0} - 0.693$ pour $\frac{a}{y_0} > 1$

Isolons le terme $m = 0$ et sortons le facteur 2 du radical :

$$(22) \quad v = \frac{\rho I}{2\pi} \left\{ \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \left[\frac{1}{\sqrt{a^2 + (nz_0)^2}} - \frac{1}{\sqrt{2a^2 + (nz_0)^2}} \right] \right\}$$

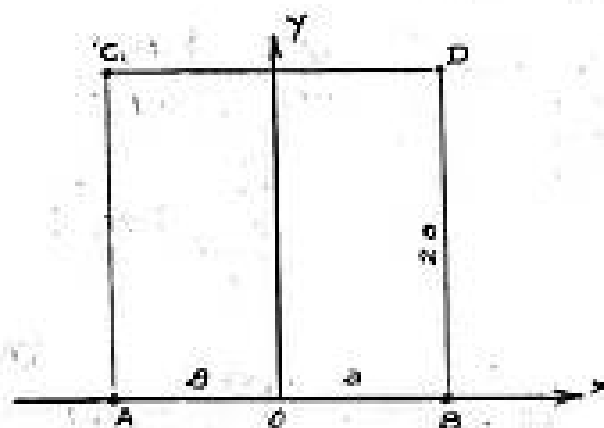


FIG. 6.

$$+ \sum_{m=1}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \left[\frac{1}{\sqrt{(my_0 - a)^2 + (nz_0)^2}} - \frac{1}{\sqrt{a^2 + (my_0 - a)^2 + (nz_0)^2}} + \frac{1}{\sqrt{(my_0 + a)^2 + (nz_0)^2}} - \frac{1}{\sqrt{a^2 + (my_0 + a)^2 + (nz_0)^2}} \right] \Bigg\}.$$

Ces deux derniers termes correspondent à la sommation sur les valeurs négatives de l'indice m .

Occupons-nous d'abord de la somme double. Elle est du type (9). La sommation sur n peut être remplacée par une intégrale dans le cas où z_0 est $\leq y_0$, et fournit le résultat suivant, par application de la formule (10) :

$$(23) \quad \frac{1}{z_0} \text{Log} \frac{a^2 + (my_0 - a)^2}{(my_0 - a)^2} \frac{a^2 + (my_0 + a)^2}{(my_0 + a)^2}.$$

Le calcul de la somme sur m est effectué en appendice et conduit au résultat (formule A 19) :

$$(24) \quad \frac{1}{z_0} \text{Log} \frac{Ch \frac{2\pi a}{y_0} - \cos \frac{2\pi a}{y_0}}{4 \sin^2 \frac{\pi a}{y_0}}.$$

Pour le calcul de la somme simple, il faut distinguer deux cas :

1° *Echantillon mince*, $z_0 \leq a$.

L'application de la formule (10) conduit au résultat :

$$\frac{1}{z_0} \text{Log} 2.$$

D'où finalement pour l'expression de v :

$$(25) \quad v = \frac{\rho I}{2\pi z_0} \text{Log} \frac{Ch \frac{2\pi a}{y_0} - \cos \frac{2\pi a}{y_0}}{2 \sin^2 \frac{\pi a}{y_0}}.$$

2° *Echantillon épais*, $z_0 > a$.

Il faut effectuer le calcul direct de la somme. Celle-ci se met sous la forme équivalente :

$$(26) \quad \frac{1}{a} \left(1 - \frac{1}{\sqrt{2}}\right) + \frac{2}{z_0} \sum_{n=1}^{\infty} \left[\frac{1}{\sqrt{(a/z_0)^2 + n^2}} - \frac{1}{\sqrt{(\sqrt{2}a/z_0)^2 + n^2}} \right] \\ = \frac{1}{a} \frac{2 - \sqrt{2}}{2} \left[1 + \frac{4}{2 - \sqrt{2}} \frac{a}{z_0} \sum_{n=1}^{\infty} \left[\frac{1}{\sqrt{(a/z_0)^2 + n^2}} \right] \right]$$

$$- \frac{1}{\sqrt{(\sqrt{2}a/z_0)^2 + n^2}} \Bigg] = \frac{1}{a} \frac{2 - \sqrt{2}}{2} G(a/z_0)$$

avec :

$$(27) \quad G(s) = 1 + \frac{4s}{2 - \sqrt{2}} \sum_{n=1}^{\infty} \left[\frac{1}{\sqrt{s^2 + n^2}} - \frac{1}{\sqrt{(\sqrt{2}s)^2 + n^2}} \right].$$

Le calcul s'effectue de la même manière que celui de K et permet de construire la courbe de la fig. 7.

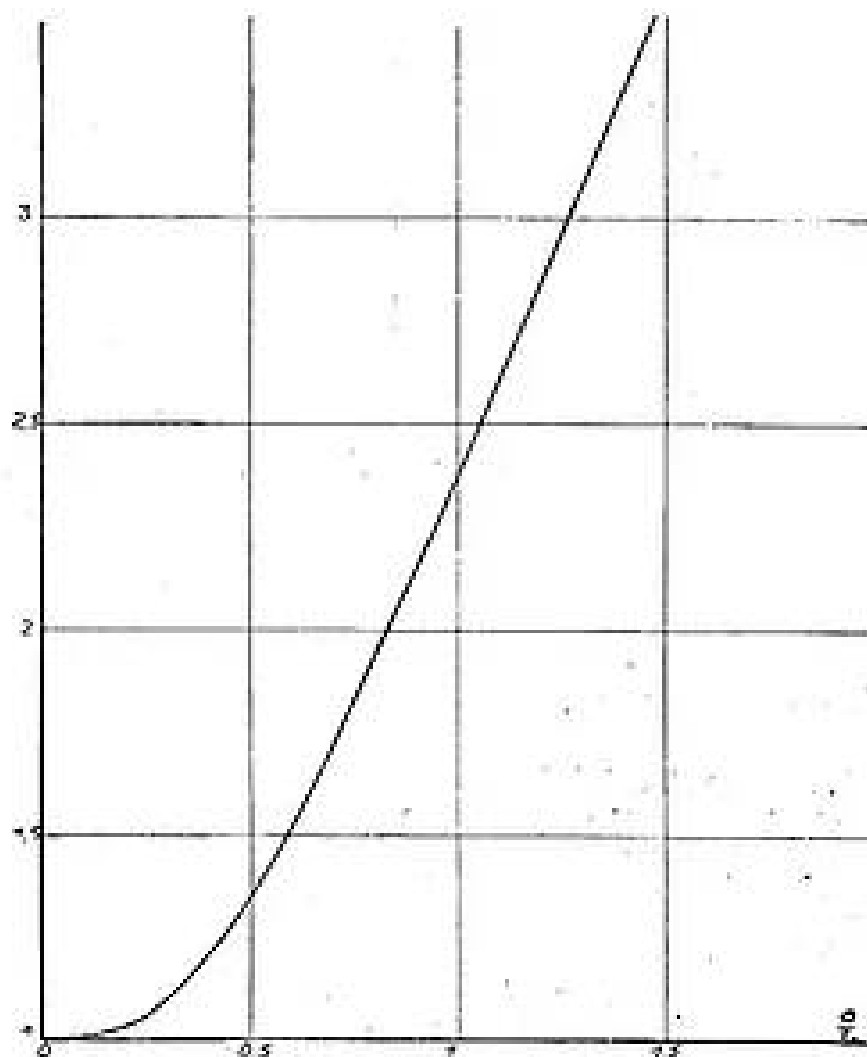


FIG. 7. — Facteur $G\left(\frac{a}{z_0}\right) \approx 2.37 \frac{a}{z_0}$ pour $\frac{a}{z_0} > 1$.

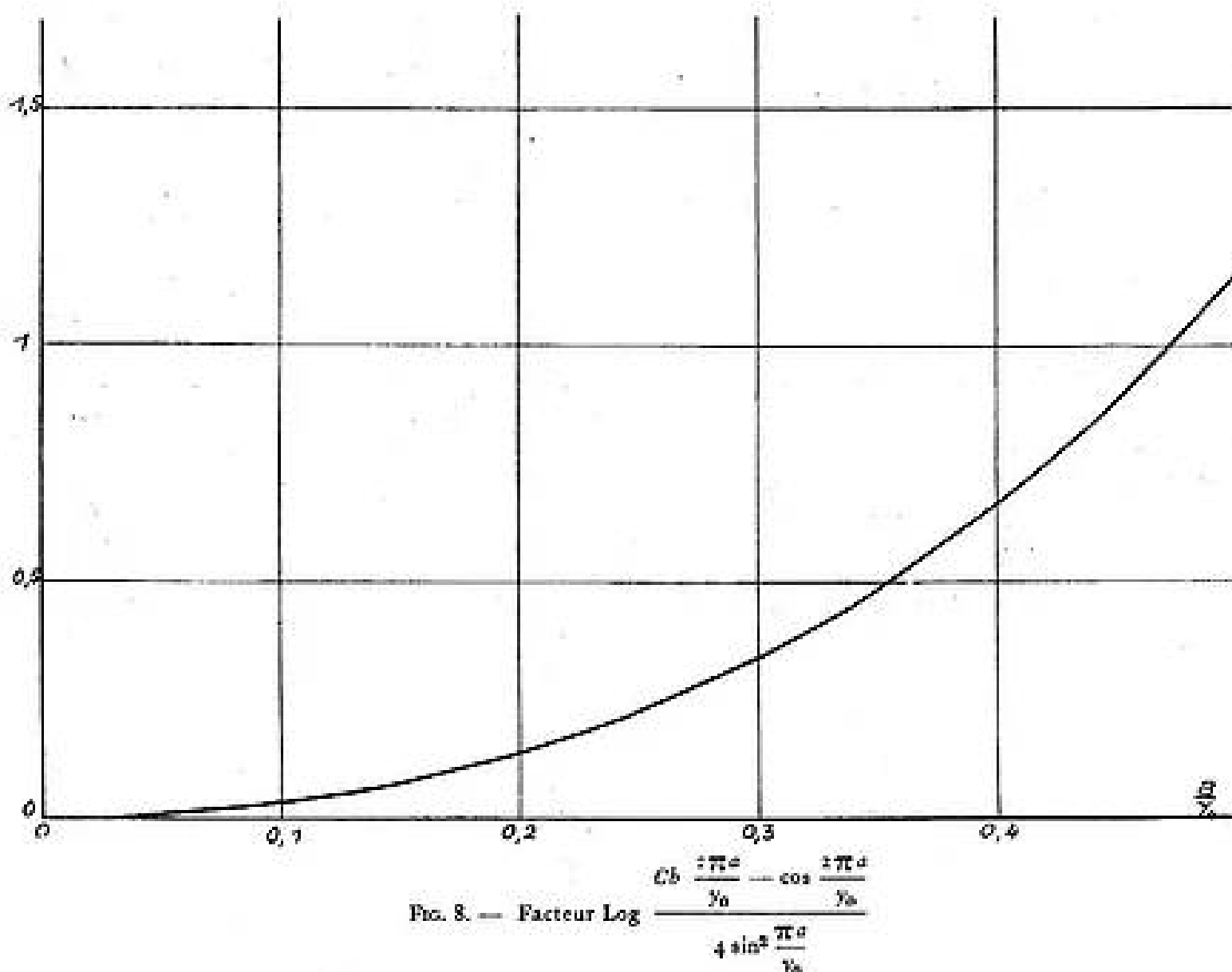
Finalement :

$$(28) \quad v = \frac{\rho I}{2\pi} \left[\frac{2 - \sqrt{2}}{2a} G\left(\frac{a}{z_0}\right) + \frac{1}{z_0} \text{Log} \frac{Ch \frac{2\pi a}{y_0} - \cos \frac{2\pi a}{y_0}}{4 \sin^2 \frac{\pi a}{y_0}} \right].$$

Le terme correctif $\text{Log} \frac{Ch \frac{2\pi a}{y_0} - \cos \frac{2\pi a}{y_0}}{4 \sin^2 \frac{\pi a}{y_0}}$ est

fourni par la courbe de la fig. 8.

Nous n'étudierons pas le cas où z_0 est $\geq y_0$. L'intérêt pratique en est faible, car on peut toujours se placer dans le cas $z_0 \leq y_0$, en orientant convenablement l'échantillon.



II. — MESURE DE L'EFFET HALL.

Le courant est injecté et recueilli par les pointes B et A respectivement d'abscisses $+a$ et $-a$. Le champ magnétique uniforme H est appliqué suivant la direction oy . La tension de Hall est recueillie entre deux pointes situées l'une à l'origine o , l'autre au point de cote $-z_0$ sur l'axe des z .

Le potentiel électrique est toujours donné par la formule (6) dans laquelle on fait $l = a$. On en déduit la composante E_x du champ électrique par dérivation :

$$(29) \quad E_x = -\frac{\partial V}{\partial x} = \frac{\rho I}{2\pi} \left\{ \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \left\{ \frac{a-x}{[(a-x)^2 + (2my_0-y)^2 + (2nz_0-z)^2]^{3/2}} + \frac{a+x}{[(a+x)^2 + (2my_0-y)^2 + (2nz_0-z)^2]^{3/2}} \right\} \right\}$$

En particulier, sur l'axe Oz où $x = y = 0$

$$(30) \quad E_x = \frac{\rho I a}{\pi} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{1}{[a^2 + (2my_0)^2 + (2nz_0-z)^2]^{3/2}}$$

Un porteur de charge de mobilité μ acquiert sous l'action de E_x une composante de vitesse μE_x . Le champ magnétique H exerce sur le porteur une force de Laplace $e \mu E_x H$ dirigée suivant Oz . Les charges déviées par le champ magnétique s'accumulent sur les faces $z = 0$ et $z = -z_0$ et un état d'équilibre

s'établit lorsque le champ E_H créé par ces charges égale la force de Laplace. Par conséquent :

$$(31) \quad E_H = \mu E_x H.$$

La tension de Hall V_H s'obtient en calculant la

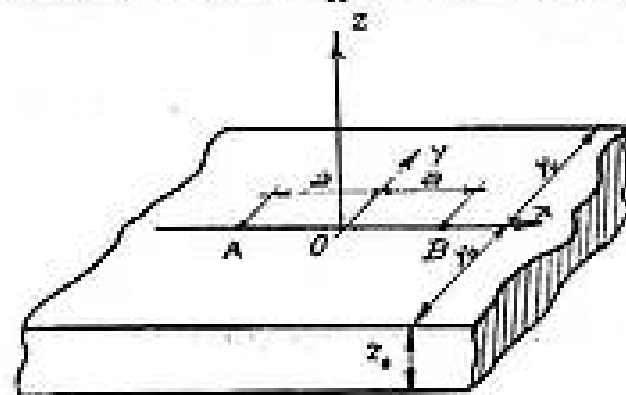


FIG. 9.

circulation de ce champ entre les deux plans $z = 0$ et $z = -z_0$.

Sur l'axe Oz :

$$(32) \quad V_H = \int_{-z_0}^0 E_H dz = \mu H \int_{-z_0}^0 E_x(0, 0, z) dz.$$

D'après (30) :

$$(33) \quad V_H = \frac{\rho I \mu H a}{\pi} \int_{-z_0}^0 \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \left\{ \frac{1}{[a^2 + (2my_0)^2 + (2nz_0 + z)^2]^{3/2}} \right\} dz.$$

Nous avons, dans la somme, remplacé $2 n z_0$ par $- 2 n z_0$ sans changer le résultat, puisque la sommation porte sur toutes les valeurs entières, positives comme négatives, de n .

Effectuons d'abord l'intégration sur z .

(34)
$$\int_{-z_0}^0 \frac{dz}{[a^2 + (2 m y_0)^2 + (2 n z_0 + z)^2]^{3/2}}$$

$$= \frac{1}{a^2 + (2 m y_0)^2} \int_{-z_0}^0 \frac{d \left(\frac{2 n z_0 + z}{\sqrt{a^2 + (2 m y_0)^2}} \right)}{\left[1 + \left(\frac{2 n z_0 + z}{\sqrt{a^2 + (2 m y_0)^2}} \right)^2 \right]^{3/2}}$$

$$= \frac{1}{a^2 + (2 m y_0)^2} \left[\frac{2 n z_0 + z}{\sqrt{a^2 + (2 m y_0)^2 + (2 n z_0 + z)^2}} \right]_{-z_0}^0$$

$$= \frac{1}{a^2 + (2 m y_0)^2} \left[\frac{2 n z_0}{\sqrt{a^2 + (2 m y_0)^2 + (2 n z_0)^2}} - \frac{(2 n - 1) z_0}{\sqrt{a^2 + (2 m y_0)^2 + ((2 n - 1) z_0)^2}} \right].$$

Cette expression est de la forme

(35)
$$\frac{1}{a^2 + (2 m y_0)^2} (A_n - A_{n-1})$$

avec

$$A_n = \frac{2 n z_0}{\sqrt{a^2 + (2 m y_0)^2 + (2 n z_0)^2}}.$$

Si nous effectuons la sommation sur les valeurs entières de n à partir de N jusqu'à $N + p$, nous obtenons

$$A_N - A_{N-1} + A_{N+1} - A_N + A_{N+2} - A_{N+1} + \dots + A_{N+p} - A_{N+p-1} = - A_{N-1}.$$

On en déduit que

(36)
$$\sum_{n=-\infty}^{+\infty} (A_n - A_{n-1}) = - \lim_{n \rightarrow -\infty} A_n = 1.$$

Le résultat de l'intégration sur z et de la sommation sur n se réduit donc finalement à $\frac{1}{a^2 + (2 m y_0)^2}$.

Donc (37)
$$V_H = \frac{\rho I \mu H a}{\pi} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \frac{1}{a^2 + (2 m y_0)^2}.$$

Nous démontrons en appendice (formule A 11) que

(38)
$$\sum_{m=-\infty}^{+\infty} \frac{1}{\lambda^2 + m^2} = \frac{\pi}{\lambda} \coth \pi \lambda$$

Donc (39)

$$\sum_{m=-\infty}^{+\infty} \frac{1}{a^2 + (2 m y_0)^2} = \frac{1}{4 y_0^2} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \frac{1}{\left(\frac{a}{2 y_0} \right)^2 + m^2} = \frac{\pi}{2 a y_0} \coth \frac{\pi a}{2 y_0}$$

Finalement :

(39)
$$V_H = \frac{\rho I \mu H}{2 y_0} \coth \frac{\pi a}{2 y_0}.$$

ou encore, en introduisant la constante de Hall :

(40)
$$R = \mu \rho :$$

(41)
$$V_H = \frac{R H I}{\pi a} \frac{\pi a}{2 y_0} \coth \frac{\pi a}{2 y_0}.$$

Le facteur correctif $\frac{\pi a}{2 y_0} \coth \frac{\pi a}{2 y_0}$ est représenté sur la fig. 10.

Ces calculs ont été effectués avec la collaboration de M. B. PISTOULET.

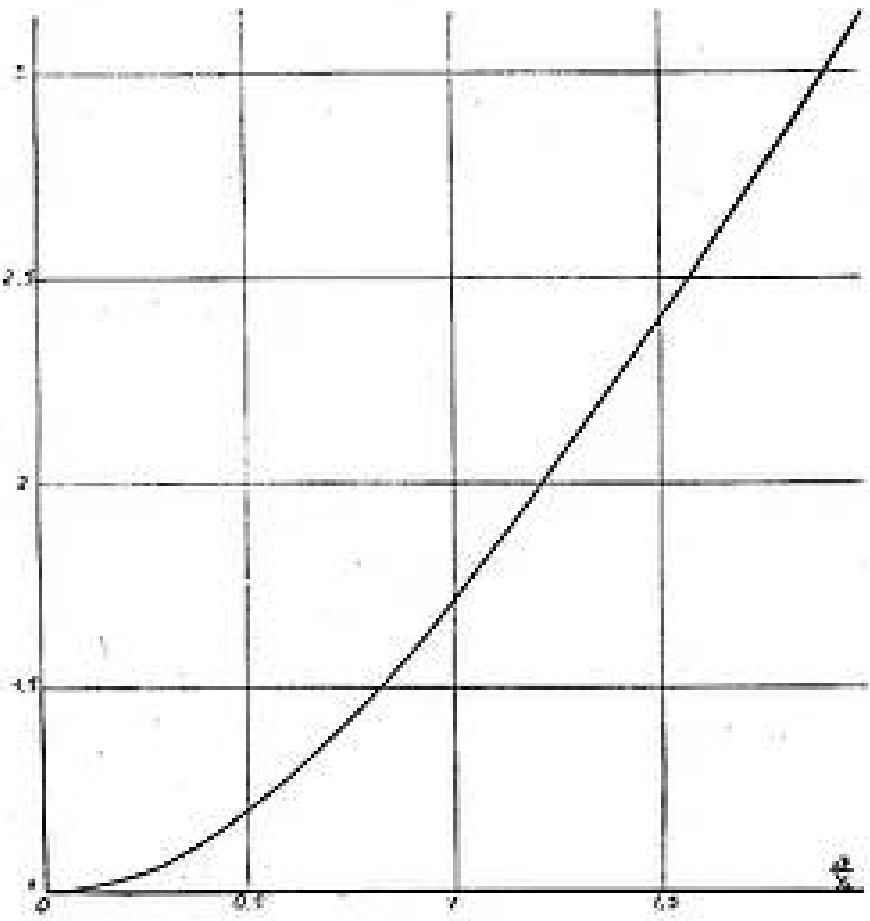


FIG. 10. — Facteur $\frac{\pi a}{2 y_0} \coth \frac{\pi a}{2 y_0} \approx 1,57 \frac{a}{y_0}$ pour $\frac{a}{y_0} \gg 1$

Depuis la rédaction de cet article, nous avons pris connaissance d'une étude de L. B. VALDES publiée dans les *P.I.R.E.* de février 1954, p. 420-427. On trouvera dans cette publication des courbes permettant le calcul de la résistivité par la méthode des quatre pointes alignées. Toutefois, les cas envisagés par M. VALDES sont ou différents ou moins généraux que ceux exposés dans le cours de cet article.

APPENDICE I

Calcul des sommes de la forme

$$(A1) \quad S(A, B) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \left[\frac{1}{\sqrt{A^2 + n^2}} - \frac{1}{\sqrt{B^2 + n^2}} \right],$$

où n prend toute valeur entière, zéro compris.

Si nous essayons d'évaluer par la méthode des trapèzes l'intégrale :

$$(A2) \quad J(A, B) = \int_{-\infty}^{+\infty} \left[\frac{1}{\sqrt{A^2 + n^2}} - \frac{1}{\sqrt{B^2 + n^2}} \right] dn = \int_{-\infty}^{+\infty} Y(n) dn$$

en découpant l'intervalle d'intégration en sous-intervalles par les points d'abscisse entière, nous sommes conduit précisément à la somme $S(A, B)$. On sait que la méthode des trapèzes est d'autant plus précise que la dérivée seconde de la fonction à intégrer est plus faible. Or, on calcule aisément que

$$(A3) \quad Y''(n) = \frac{2n^2 - A^2}{(A^2 + n^2)^{3/2}} - \frac{2n^2 - B^2}{(B^2 + n^2)^{3/2}}.$$

Cette dérivée seconde tend vers 0 lorsque A et B augmentent indéfiniment. Par conséquent, pour les grandes valeurs de A et B , on peut admettre que

$$(A4) \quad S(A, B) \approx J(A, B) = \left| \operatorname{Log} \frac{n + \sqrt{A^2 + n^2}}{n + \sqrt{B^2 + n^2}} \right|_{-\infty}^{+\infty}$$

Pour la limite supérieure, la fraction est équivalente à $2n/2n$ et le logarithme est nul. Pour la limite inférieure, nous pouvons écrire $n = -N$

$$\begin{aligned} \operatorname{Log} \frac{\sqrt{A^2 + N^2} - N}{\sqrt{B^2 + N^2} - N} &= \operatorname{Log} \frac{-1 + \sqrt{1 + \frac{A^2}{N^2}}}{-1 + \sqrt{1 + \frac{B^2}{N^2}}} \\ &\approx \operatorname{Log} \frac{\frac{1}{2} \frac{A^2}{N^2}}{\frac{1}{2} \frac{B^2}{N^2}} = \operatorname{Log} \frac{A^2}{B^2}. \end{aligned}$$

Finalement

$$(A5) \quad J(A, B) = \operatorname{Log} \frac{B^2}{A^2}.$$

Nous allons évaluer l'ordre de grandeur de l'erreur commise en assimilant S à J lorsque A et B ne sont pas très grands, disons de l'ordre de 1 seulement.

L'allure de la fonction $Y(n)$ est représentée sur la fig. 11. Elle est symétrique en n , et il nous suffit de considérer seulement les valeurs positives de n . La courbe $Y(n)$ présente un point d'inflexion pour une certaine valeur n_0 de la variable. Cette valeur est

celle qui annule $Y''(n)$, c'est-à-dire l'expression (A3).

Pour $0 \leq n \leq n_0$, la méthode des trapèzes fournit une valeur par défaut de l'intégrale. Pour $n > n_0$, elle fournit une valeur par excès. Supposons $B > A$.

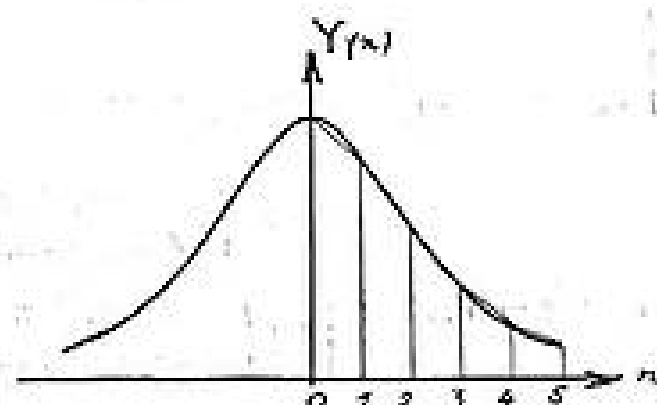


FIG. 11.

Pour $n = 0$, $Y'' = 1/B^2 - 1/A^2 < 0$. Pour $B = \sqrt{2}$,

Y'' se réduit pour $n = 1$ à $(2 - A^2)/(A^2 + 1)^{3/2} > 0$;

par conséquent, n_0 est plus petit que 1 et la méthode des trapèzes fournit une valeur par excès dès que n est égal ou supérieur à 1. Isolons donc le terme $n = 0$ dans la somme (A1)

$$(A6) \quad S(A, B) = \frac{1}{A} - \frac{1}{B} + 2 \sum_{n=1}^{\infty} Y(n).$$

La méthode des trapèzes appliquée au calcul de l'intégrale

$$I = \int_1^{\infty} Y(n) dn$$

conduit à la somme

$$\frac{1}{2} Y(1) + Y(2) + Y(3) + \dots = \sum_{n=1}^{\infty} Y(n) - \frac{1}{2} Y(1).$$

D'où

$$(A7) \quad 2 \sum_{n=1}^{\infty} Y(n) \approx Y(1) + 2 \int_1^{\infty} Y(n) dn$$

et

$$S(A, B) \approx \frac{1}{A} - \frac{1}{B} + \frac{1}{\sqrt{A^2 + 1}} - \frac{1}{\sqrt{B^2 + 1}} + 2I.$$

En se reportant à (A4), on constate aisément que

$$2I = 2 \operatorname{Log} \frac{\sqrt{B^2 + 1} + 1}{\sqrt{A^2 + 1} + 1}$$

D'où une nouvelle expression de $S(A, B)$:

$$(A8) \quad S(A, B) = \frac{1}{A} - \frac{1}{B} + \frac{1}{\sqrt{A^2 + 1}} - \frac{1}{\sqrt{B^2 + 1}} + 2 \operatorname{Log} \frac{\sqrt{B^2 + 1} + 1}{\sqrt{A^2 + 1} + 1}.$$

L'erreur commise est égale au double de la différence entre la valeur exacte de l'intégrale I et son approximation

$$\sum_{n=1}^{\infty} [Y(n) - \frac{1}{2} Y(1)].$$

D'après la formule d'Euler-MacLaurin, (voir par exemple J. HADAMARD, Cours d'Analyse, Tome I, § 105, Hermann Ed., Paris 1927) cette différence est de l'ordre de grandeur de $\frac{1}{12} [Y'(1) - Y'(\infty)]$.

On en déduit l'ordre de grandeur de l'approximation de la formule (A 8)

$$\begin{aligned} \frac{1}{6} Y'(1) &= \frac{1}{6} \left[\frac{-n}{(A^2 + n^2)^{3/2}} + \frac{n}{(B^2 + n^2)^{3/2}} \right]_{n=1}^{\infty} \\ &= \frac{1}{6} \left[-\frac{1}{(A^2 + 1)^{3/2}} + \frac{1}{(B^2 + 1)^{3/2}} \right]. \end{aligned}$$

D'où une approximation encore meilleure de $S(A, B)$:

$$\begin{aligned} (A9) \quad S(A, B) &= \frac{1}{A} - \frac{1}{B} + \frac{1}{\sqrt{A^2 + 1}} - \frac{1}{\sqrt{B^2 + 1}} \\ &+ 2 \operatorname{Log} \frac{\sqrt{A^2 + 1} + 1}{\sqrt{B^2 + 1} + 1} + \frac{1}{6} \left[\frac{1}{(A^2 + 1)^{3/2}} - \frac{1}{(B^2 + 1)^{3/2}} \right]. \end{aligned}$$

Nous allons comparer les résultats des formules (A5), (A8) et (A9) pour des valeurs particulières pas trop élevées de A et B , par exemple $A = 1$ et $B = 2$.

(A5) — +	$S(1, 2) = 1,3862$
(A8) — +	1,3468
(A9) — +	1,3908.

L'écart entre les résultats de (A5) et (A9) est seulement de 3,3 % en valeur relative.

On en conclut qu'en dépit de sa simplicité la formule (A 5) fournit une excellente approximation de la somme $S(A, B)$, même pour des valeurs de A et B voisines de l'unité.

APPENDICE II

1. — Calcul de $\sum \frac{1}{\lambda^2 + m^2}$.

Considérons dans le plan complexe la fonction

$$(A10) \quad \varphi(z) = \frac{\pi}{\operatorname{tg} \pi z} \frac{1}{\lambda^2 + z^2}.$$

Les seules singularités de cette fonction sont les pôles réels $z = m$ (m entier positif, négatif ou nul), et les pôles imaginaires $z = \pm i \lambda$. Lorsqu'on augmente indéfiniment $|z|$ par valeurs discrètes en évitant les valeurs réelles entières, $\varphi(z)$ tend vers 0

comme $1/|z|^2$. L'intégrale de $\varphi(z)$ sur le cercle de l'infini est donc nulle. Il en résulte, d'après le théorème de Cauchy, que la somme des résidus de $\varphi(z)$ est nulle.

Le résidu pour $z = m$ est égal à $1/(\lambda^2 + m^2)$.
Le résidu au point $i \lambda$ a pour valeur

$$\frac{\pi}{\operatorname{tg} \pi i \lambda} \frac{1}{2 i \lambda} = -\frac{\pi}{2 \lambda \operatorname{Th} \pi \lambda}.$$

Le résidu au point $-i \lambda$ a même valeur, comme on le voit en changeant λ en $-\lambda$: Finalement

$$(A11) \quad \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \frac{1}{\lambda^2 + m^2} = \frac{2 \pi}{2 \lambda \operatorname{Th} \pi \lambda} = \frac{\pi}{\lambda} \operatorname{Coth} \pi \lambda.$$

2. — Calcul de $\sum_{m=1}^{\infty} \operatorname{Log} \left(1 + \frac{t^2}{m^2} \right)$.

Posons (A12) $f(t^2) = \sum_{m=1}^{\infty} \operatorname{Log} \left(1 + \frac{t^2}{m^2} \right)$,

et dérivons par rapport à t^2 :

$$(A13) \quad \frac{d f(t^2)}{d(t^2)} = \sum_{m=1}^{\infty} \frac{1/m^2}{1 + t^2/m^2} = \sum_{m=1}^{\infty} \frac{1}{m^2 + t^2}.$$

La dérivation est justifiée par le fait que la série (A13) est uniformément convergente.

D'après (A11) :

$$\frac{\pi}{t} \operatorname{Coth} \pi t = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \frac{1}{m^2 + t^2} = \frac{1}{t^2} + 2 \sum_{m=1}^{\infty} \frac{1}{m^2 + t^2}$$

d'où (A14) $\sum_{m=1}^{\infty} \frac{1}{m^2 + t^2} = \frac{\pi}{2 t} \operatorname{Coth} \pi t - \frac{1}{2 t^2}$.

En comparant (A13) et (A14), nous voyons que

$$(A15) \quad \frac{d f(t^2)}{d t^2} = \frac{\pi}{2 t} \operatorname{Coth} \pi t - \frac{1}{2 t^2}.$$

Par intégration

$$\begin{aligned} (A16) \quad f(t^2) &= \int \left(\frac{\pi}{2 t} \operatorname{Coth} \pi t - \frac{1}{2 t^2} \right) d(t^2) \\ &= \int \left(\pi \operatorname{Coth} \pi t - \frac{1}{t} \right) dt = \operatorname{Log} \frac{\operatorname{Sh} \pi t}{t} + C^te. \end{aligned}$$

On voit manifestement sur (A12) que f s'annule pour $t = 0$.

On en déduit que la constante vaut $-\text{Log } \pi$,
et par conséquent

$$(A17) \quad f(t^2) = \sum_1^{\infty} \text{Log} \left(1 + \frac{t^2}{m^2} \right) = \text{Log} \frac{\text{Sh } \pi t}{\pi t}.$$

3. — Calcul de

$$\sum_1^{\infty} \text{Log} \frac{a^2 + (my_0 - a)^2}{(my_0 - a)^2} \frac{a^2 + (my_0 + a)^2}{(my_0 + a)^2}.$$

On a identiquement

$$a^2 + (my_0 + a)^2 \equiv y_0^2 \left[m + \frac{a}{y_0} (1 + i) \right] \left[m + \frac{a}{y_0} (1 - i) \right],$$

et

$$a^2 + (my_0 - a)^2 \equiv y_0^2 \left[m - \frac{a}{y_0} (1 + i) \right] \left[m - \frac{a}{y_0} (1 - i) \right].$$

Faisons le produit membre à membre :

$$[a^2 + (my_0 + a)^2] [a^2 + (my_0 - a)^2]$$

$$\equiv y_0^4 \left[m^2 - \frac{a^2}{y_0^2} (1 + i)^2 \right] \left[m^2 - \frac{a^2}{y_0^2} (1 - i)^2 \right]$$

et

$$\frac{[a^2 + (my_0 + a)^2] [a^2 + (my_0 - a)^2]}{(my_0 + a)^2 (my_0 - a)^2}$$

$$\equiv \frac{\left[m^2 - \frac{a^2}{y_0^2} (1 + i)^2 \right] \left[m^2 - \frac{a^2}{y_0^2} (1 - i)^2 \right]}{\left(m^2 - \frac{a^2}{y_0^2} \right)^2}$$

$$\equiv \frac{\left[1 - \frac{1}{m^2} \frac{a^2}{y_0^2} (1 + i)^2 \right] \left[1 - \frac{1}{m^2} \frac{a^2}{y_0^2} (1 - i)^2 \right]}{\left(1 - \frac{a^2}{m^2 y_0^2} \right)^2}.$$

Par application de la formule (A17), nous obtenons pour la somme des logarithmes de ces fractions, la formule :

(A18)

$$\text{Log} \frac{\text{Sh} \left[\pi i \frac{a}{y_0} (1 + i) \right] \cdot \text{Sh} \left[\pi i \frac{a}{y_0} (1 - i) \right]}{\left[\frac{\pi i a}{y_0} (1 + i) \right] \left[\frac{\pi i a}{y_0} (1 - i) \right]} = 2 \text{Log} \frac{\text{Sh} \frac{\pi i a}{y_0}}{\frac{\pi i a}{y_0}}.$$

$$\text{Or : } \text{Sh} \left[\pi i \frac{a}{y_0} (1 + i) \right] \cdot \text{Sh} \left[\pi i \frac{a}{y_0} (1 - i) \right]$$

$$= \frac{1}{2} \text{Ch} \left[\pi i \frac{a}{y_0} (1 + i) + \pi i \frac{a}{y_0} (1 - i) \right]$$

$$= \frac{1}{2} \text{Ch} \left[\pi i \frac{a}{y_0} (1 + i) - \pi i \frac{a}{y_0} (1 - i) \right]$$

$$\begin{aligned} &= \frac{1}{2} \text{Ch} \frac{2 \pi i a}{y_0} - \frac{1}{2} \text{Ch} \left(- \frac{2 \pi a}{y_0} \right) \\ &= \frac{1}{2} \left[\cos \frac{2 \pi a}{y_0} - \text{Ch} \frac{2 \pi a}{y_0} \right]. \end{aligned}$$

Reportons dans (A18), nous obtenons

$$\begin{aligned} (A19) \quad \text{Log} \frac{\frac{1}{2} \left[\cos \frac{2 \pi a}{y_0} - \text{Ch} \frac{2 \pi a}{y_0} \right]}{-2 \pi^2 \frac{a^2}{y_0^2}} &= 2 \text{Log} \frac{\sin \frac{\pi a}{y_0}}{\frac{\pi a}{y_0}} \\ &= \text{Log} \frac{\text{Ch} \frac{2 \pi a}{y_0} - \cos \frac{2 \pi a}{y_0}}{4 \sin^2 \frac{\pi a}{y_0}}. \end{aligned}$$

APPENDICE III

Calcul des fonctions K et G pour les valeurs de l'argument inférieures à l'unité.

Par définition :

$$\begin{aligned} (A20) \quad K &= 1 + 4s \sum_{n=1}^{\infty} \left[\frac{1}{\sqrt{s^2 + n^2}} - \frac{1}{\sqrt{(2s)^2 + n^2}} \right] = 1 + \frac{4s}{\sqrt{1 + s^2}} \\ &\quad - \frac{4s}{\sqrt{1 + 4s^2}} + 4s \sum_{n=2}^{\infty} \left[\frac{1}{\sqrt{s^2 + n^2}} - \frac{1}{\sqrt{(2s)^2 + n^2}} \right]. \end{aligned}$$

Comme s est inférieur à 1, on peut développer $1/\sqrt{s^2 + n^2}$ par la formule du binôme

$$\begin{aligned} (A21) \quad \frac{1}{\sqrt{s^2 + n^2}} &= \frac{1}{n} \left(1 + \frac{s^2}{n^2} \right)^{-\frac{1}{2}} \\ &= \frac{1}{n} - \frac{1}{2} \frac{s^2}{n^3} + \frac{1.3}{2^2 2!} \frac{s^4}{n^5} - \frac{1.3.5}{2^3 3!} \frac{s^6}{n^7} + \dots + \\ &\quad (-1)^q \frac{1.3.5 \dots (2q-1)}{2^q q!} \frac{s^{2q}}{n^{2q+1}} + \dots \end{aligned}$$

Le second terme de la somme fournit un développement analogue valable également pour $s \leq 1$, puisque dans la somme $n \geq 2$, et donc $2s \leq n$. Il suffit de remplacer partout s par $2s$. On obtient ainsi (A22)

$$\frac{1}{\sqrt{(2s)^2 + n^2}} = \sum_{n=2}^{\infty} (-1)^q \frac{1.3.5 \dots (2q-1)}{2^q q!} \frac{(2s)^{2q}}{n^{2q+1}}.$$

Introduisons les fonctions de Riemann

$$(A23) \quad \zeta(u) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^u}.$$

On voit que

$$\sum_{n=2}^{\infty} \frac{1}{n^{2q+1}} = \zeta(2q+1) - 1.$$

Nous obtenons finalement le développement en série entière de la somme ordonnée suivant les puissances croissantes de s :

(A24)
$$\sum_{n=2}^{\infty} \left[\frac{1}{\sqrt{s^2 + n^2}} - \frac{1}{\sqrt{(2s)^2 + n^2}} \right]$$

$$= \frac{s^2}{2} (2^3 - 1) [\zeta(3) - 1]$$
$$- s^4 \frac{1.3}{2^3 2!} (2^5 - 1) [\zeta(5) - 1] + s^6 \frac{1.3.5}{2^3 3!} (2^7 - 1)$$
$$[\zeta(7) - 1] + \dots + (-1)^{q-1} s^{2q} \frac{1.3.5 \dots (2q-1)}{2^q q!}$$
$$(2^{2q} - 1) [\zeta(2q+1) - 1] + \dots$$

La série étant alternée, l'erreur est inférieure au premier terme négligé. De plus, les coefficients $\zeta(2q+1) - 1$ décroissent très rapidement comme en témoigne la liste ci-dessous extraite de la table de Jahnke-Emde :

$\zeta(3) - 1 = 0,202$	$\zeta(5) - 1 = 0,0369$
$\zeta(7) - 1 = 0,00835$	$\zeta(9) - 1 = 0,002008$
$\zeta(11) - 1 = 0,000494$	$\zeta(13) - 1 = 0,0001227$
$\zeta(15) - 1 = 0,0000306$	$\zeta(17) - 1 = 0,00000764$

Au delà, la fonction $\zeta(2q+1) - 1$ se réduit pratiquement à $\frac{1}{2^{2q-1}}$, et chacun des termes devient égal au quart du précédent.

Le calcul de la fonction G s'effectue de façon analogue.

Les termes $2^{2q} - 1$ de la formule (A24) sont remplacés par des termes de la forme $2^q - 1$. La convergence est plus rapide pour une même valeur de s et a lieu jusqu'à $s = \sqrt{2}$.

On peut étendre le domaine de convergence en isolant dans la somme le terme $n = 2$ comme nous l'avons fait pour $n = 1$.

APPENDICE IV

Influence d'une dimension limitée suivant la coordonnée x .

Les calculs développés dans le présent article reposaient sur l'hypothèse d'un échantillon indéfiniment étendu suivant l'axe des x (axe de l'alignement des pointes d'injection de courant). On peut se demander quel est l'ordre de grandeur de l'erreur commise lorsque cette hypothèse n'est pas fondée, par exemple lorsque la surface de l'échantillon se rapproche de la forme carrée.

On se rend bien compte intuitivement que cette erreur est petite, car la densité des lignes de courant est faible dans les régions extérieures à l'intervalle des pointes (voir figure 12), de sorte qu'on ne perturbe que très faiblement leur répartition dans cet

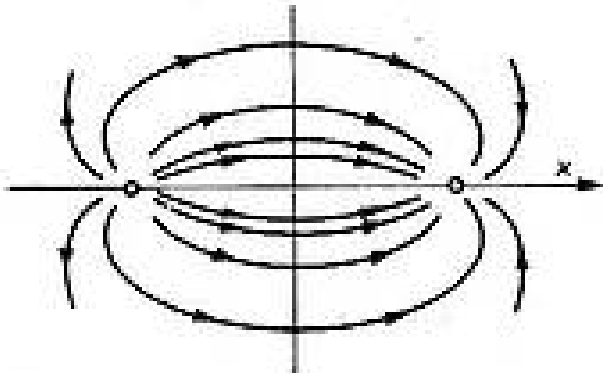


FIG. 12.

intervalle lorsqu'on limite l'échantillon suivant la direction Ox .

Il est facile de généraliser les formules déjà établies. Il suffit d'ajouter, dans les formules donnant le potentiel, la contribution des images des points — sources par rapport aux nouveaux plans-limites $x = +x_0$ et $x = -x_0$. L'examen de la figure 13 montre que les abscisses des nouveaux points-images de la source A sont données par la formule générale :

(A25)
$$\alpha_q = 2q x_0 + (-1)^q l,$$

q prenant toute valeur entière de $-\infty$ à $+\infty$, zéro exclu. Le terme $q = 0$ redonne d'ailleurs le terme général qui seul avait été pris en considération.

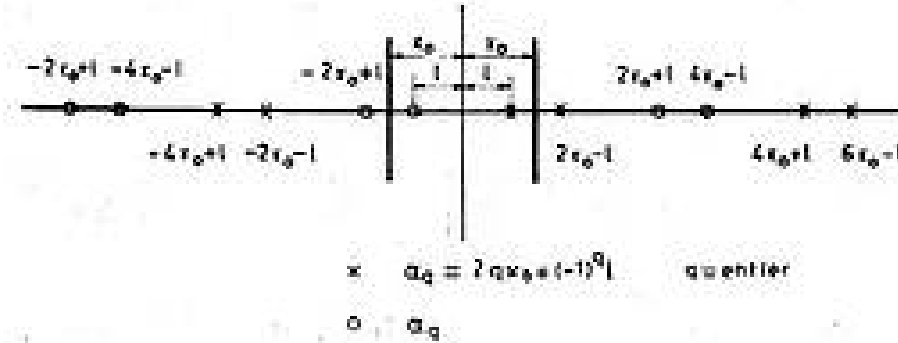


FIG. 13.

Les images de la source B s'obtiennent en prenant les valeurs opposées à α_q , puisque B est symétrique de A par rapport à l'origine.

Bornons-nous au cas des échantillons d'épaisseur faible étudiés par la méthode des pointes alignées.

Dans le cas d'un échantillon indéfini suivant la direction Ox , la tension recueillie est donnée par la formule (14) que nous retranscrivons ci-après :

(14)
$$v = \frac{\rho I}{\pi z_0} \text{Log} \frac{\text{Sh} \pi \frac{l+a}{2y_0}}{\text{Sh} \pi \frac{l-a}{2y_0}}.$$

On en déduit l'expression de v dans le cas de l'échantillon limité :

$$(A26) \quad v = \frac{\rho I}{\pi x_0} \left[\text{Log} \frac{\text{Sh} \pi \frac{l+a}{2y_0}}{\text{Sh} \pi \frac{l-a}{2y_0}} + \sum_{q \neq 0} \text{Log} \text{Sh} \frac{\pi}{2y_0} (\alpha_q + a) - \sum_{q \neq 0} \text{Log} \text{Sh} \frac{\pi}{2y_0} (\alpha_q - a) \right].$$

Ces deux derniers termes correctifs étant faibles, il nous suffit d'en calculer une valeur approchée. L'argument des fonctions hyperboliques est grand en valeur absolue.

Nous avons rigoureusement :

$$\begin{aligned} \text{Sh} \frac{\pi}{2y_0} (\alpha_q + a) &= \frac{1}{2} \left[e^{\frac{\pi}{2y_0} (\alpha_q + a)} - e^{-\frac{\pi}{2y_0} (\alpha_q + a)} \right] \\ &= \frac{1}{2} e^{\frac{\pi}{2y_0} (\alpha_q + a)} \left[1 - e^{-\frac{\pi}{y_0} (\alpha_q + a)} \right] \end{aligned}$$

et sensiblement, pour $q > 0$ ($\alpha_q > 0$), donc $e^{-\frac{\pi}{y_0} (\alpha_q + a)} \ll 1$,

$$(A27) \quad \begin{aligned} \text{Log} \text{Sh} \frac{\pi}{2y_0} (\alpha_q + a) \\ \approx \text{Log} \frac{1}{2} + \frac{\pi}{2y_0} (\alpha_q + a) - e^{-\frac{\pi}{y_0} (\alpha_q + a)}. \end{aligned}$$

En retranchant, comme indiqué par la formule (A26), la contribution des termes en $-a$, nous obtenons :

$$(A28) \quad \frac{\pi a}{y_0} - e^{-\frac{\pi a}{y_0}} \left[e^{\frac{\pi a}{y_0}} - e^{-\frac{\pi a}{y_0}} \right] = \frac{\pi a}{y_0} + 2 e^{-\frac{\pi a}{y_0}} \text{Sh} \frac{\pi a}{y_0}.$$

Pour les valeurs négatives de q , nous obtenons par un calcul analogue la formule homologue de (A27)

$$(A29) \quad \begin{aligned} \text{Log} \text{Sh} \frac{\pi}{2y_0} (\alpha_q + a) \\ \approx \text{Log} \left(-\frac{1}{2} \right) - \frac{\pi}{2y_0} (\alpha_q + a) - e^{\frac{\pi}{y_0} (\alpha_q + a)}, \end{aligned}$$

puis la formule homologue de (A28)

$$(A30) \quad -\frac{\pi a}{y_0} - e^{\frac{\pi a}{y_0}} \left[e^{\frac{\pi a}{y_0}} - e^{-\frac{\pi a}{y_0}} \right] = -\frac{\pi a}{y_0} - 2 e^{\frac{\pi a}{y_0}} \text{Sh} \frac{\pi a}{y_0}.$$

Il faut maintenant sommer les expressions (A 28) et (A 30) sur toutes les valeurs entières, respectivement positives et négatives, de q , le terme $q = 0$ étant exclu. Remarquons dès maintenant que le terme $\pi a / y_0$ disparaîtra dans l'addition de (A 28) et (A 30) et nous ne nous en occuperons plus.

Il faut encore distinguer entre les valeurs paires et impaires de q :

1° q pair positif, $q = 2k$, $k = 1, 2, 3, \dots$

$$\alpha_q = 4kx_0 + l,$$

$$\sum_q e^{-\frac{\pi \alpha_q}{y_0}} = \sum_k e^{-\frac{4\pi kx_0}{y_0} - \frac{\pi l}{y_0}} = e^{-\frac{\pi l}{y_0}} \sum_k e^{-\frac{4\pi kx_0}{y_0}}.$$

Cette dernière somme est celle d'une progression géométrique de raison $e^{-\frac{4\pi x_0}{y_0}}$ et dont le premier terme est également $e^{-\frac{4\pi x_0}{y_0}}$. Elle a donc pour valeur $e^{-\frac{4\pi x_0}{y_0}} / [1 - e^{-\frac{4\pi x_0}{y_0}}]$.

$$(A31) \quad \sum_q e^{-\frac{\pi \alpha_q}{y_0}} = e^{-\frac{\pi l}{y_0}} e^{-\frac{4\pi x_0}{y_0}} / [1 - e^{-\frac{4\pi x_0}{y_0}}] = \frac{e^{-\frac{\pi l}{y_0}}}{e^{\frac{4\pi x_0}{y_0}} - 1}.$$

2° q impair positif $q = 2k - 1$, $k = 1, 2, 3, \dots$

$$\alpha_q = 4kx_0 - 2x_0 - l.$$

$$(A32) \quad \sum_q e^{-\frac{\pi \alpha_q}{y_0}} = e^{\frac{\pi}{y_0} (2x_0 + l)} \sum_k e^{-\frac{4\pi kx_0}{y_0}} = \frac{e^{\frac{2\pi x_0}{y_0}} e^{\frac{\pi l}{y_0}}}{e^{\frac{4\pi x_0}{y_0}} - 1}.$$

3° q pair négatif $q = -2k$, $k = 1, 2, 3, \dots$

$$\alpha_q = -4kx_0 + l$$

$$(A33) \quad \sum_q e^{-\frac{\pi \alpha_q}{y_0}} = e^{\frac{\pi l}{y_0}} \sum_k e^{-\frac{4\pi kx_0}{y_0}} = \frac{e^{\frac{\pi l}{y_0}}}{e^{\frac{4\pi x_0}{y_0}} - 1}.$$

4° q impair négatif $q = -2k + 1$, $k = 1, 2, 3, \dots$

$$\alpha_q = -4kx_0 + 2x_0 - l.$$

$$(A34) \quad \sum_q e^{-\frac{\pi \alpha_q}{y_0}} = e^{\frac{\pi}{y_0} (2x_0 - l)} \sum_k e^{-\frac{4\pi kx_0}{y_0}} = \frac{e^{\frac{2\pi x_0}{y_0}} e^{-\frac{\pi l}{y_0}}}{e^{\frac{4\pi x_0}{y_0}} - 1}.$$

Additionnons les expressions (A 31), (A 32), (A 33), (A 34), avec les signes imposés par (A 28) et (A 30) :

$$(A35) \quad \begin{aligned} 2 \text{Sh} \frac{\pi a}{y_0} \left[e^{-\frac{\pi l}{y_0}} + e^{\frac{2\pi x_0}{y_0}} e^{\frac{\pi l}{y_0}} - e^{\frac{\pi l}{y_0}} - e^{\frac{2\pi x_0}{y_0}} e^{-\frac{\pi l}{y_0}} \right] \frac{1}{e^{\frac{4\pi x_0}{y_0}} - 1} \\ = 2 \text{Sh} \frac{\pi a}{y_0} \frac{(e^{\frac{\pi l}{y_0}} - e^{-\frac{\pi l}{y_0}})(e^{\frac{2\pi x_0}{y_0}} - 1)}{e^{\frac{4\pi x_0}{y_0}} - 1} = \frac{4 \text{Sh} \frac{\pi a}{y_0} \cdot \text{Sh} \frac{\pi l}{y_0}}{e^{\frac{4\pi x_0}{y_0}} + 1}. \end{aligned}$$

D'où finalement l'expression de la valeur corrigée de v :

(A36)

$$v = \frac{\rho I}{\pi z_0} \left[\text{Log} \frac{\text{Sh} \pi \frac{l+a}{2y_0}}{\text{Sh} \pi \frac{l-a}{2y_0}} + \frac{4 \text{Sh} \frac{\pi a}{y_0} \cdot \text{Sh} \frac{\pi l}{y_0}}{e^{\frac{\pi x_0}{y_0}} + 1} \right]$$

Cas particulier des pointes équidistantes ($l = 3a$):
(A37)

$$v = \frac{\rho I}{\pi z_0} \left[\text{Log} 2 \text{Ch} \frac{\pi a}{y_0} + \frac{4 \text{Sh} \frac{\pi a}{y_0} \cdot \text{Sh} \frac{3\pi a}{y_0}}{e^{\frac{\pi x_0}{y_0}} + 1} \right]$$

L'erreur relative commise en considérant l'échantillon comme indéfini suivant la direction Ox est :

$$\delta = \frac{1}{e^{\frac{\pi x_0}{y_0}} + 1} \cdot \frac{4 \text{Sh} \frac{\pi a}{y_0} \cdot \text{Sh} \frac{3\pi a}{y_0}}{\text{Log} 2 \text{Ch} \frac{\pi a}{y_0}}$$

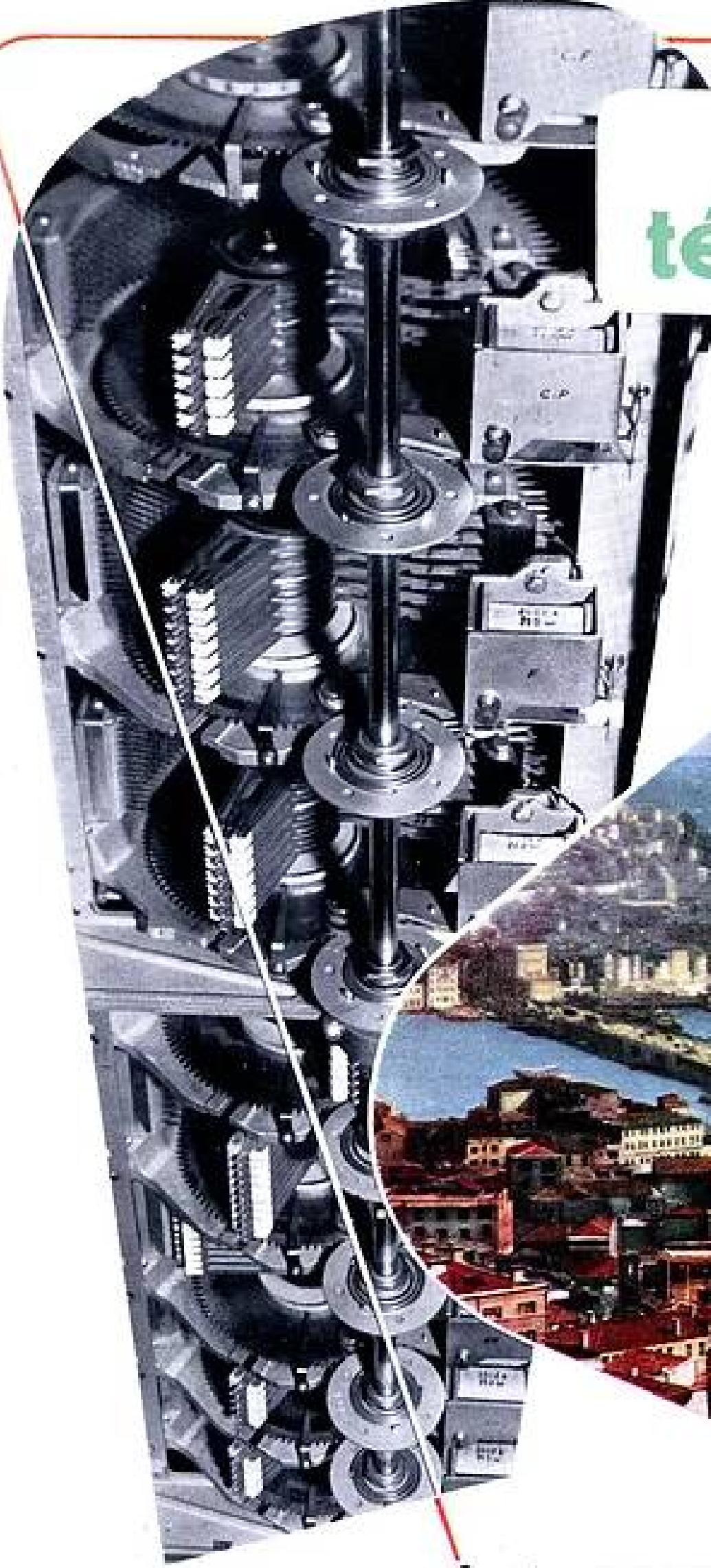
Le calcul montre que pour $x_0 = y_0 = 2l = 6a$,

$\delta = 1,1 \%$. Pour $x_0 = y_0 = l = 3a$, cas limite où les pointes reposent sur les bords de l'échantillon, $\delta = 9 \%$.

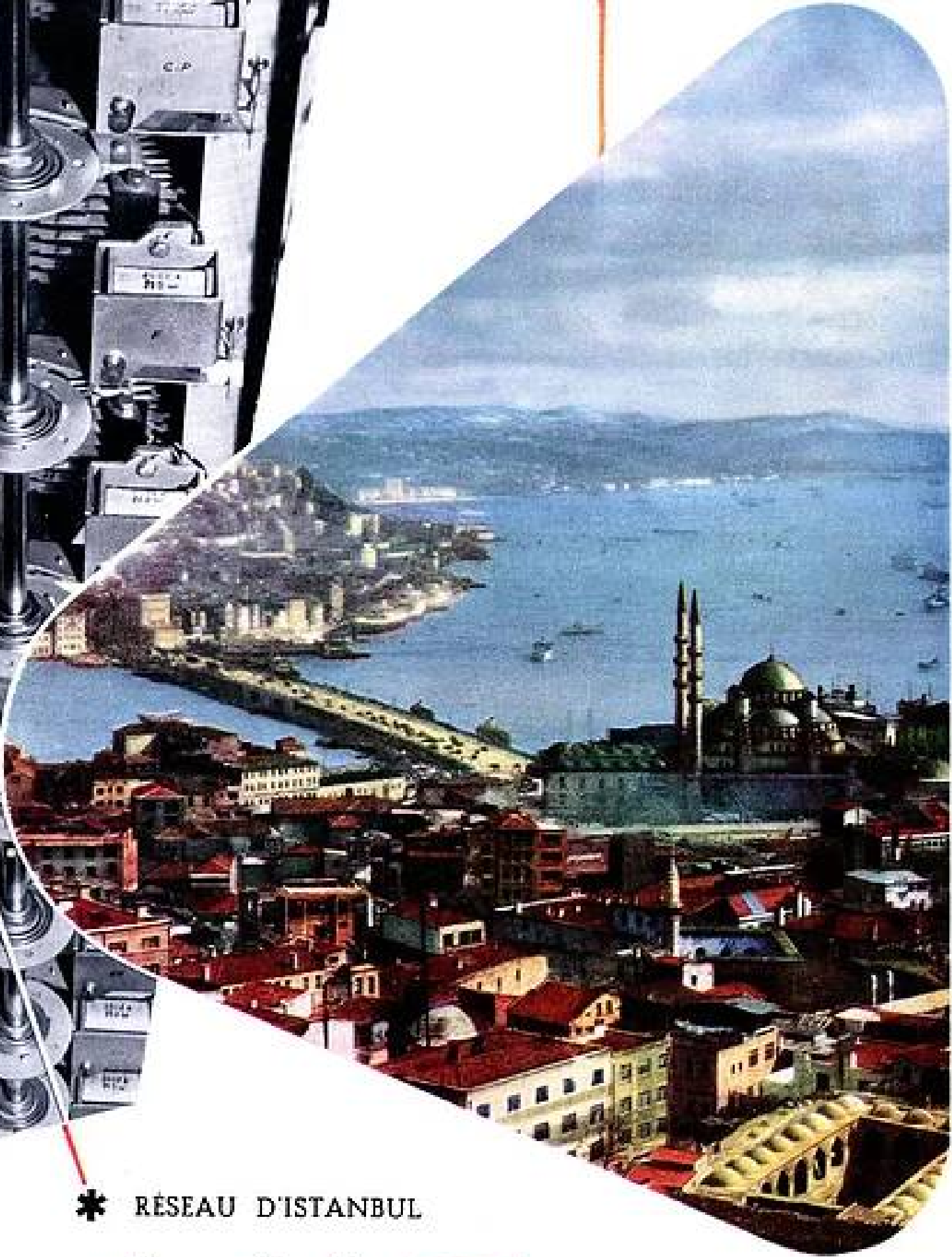
On peut donc, avec une bonne approximation, considérer l'échantillon comme indéfiniment étendu suivant l'axe d'alignement des pointes. Un calcul analogue pourrait être effectué sans trop de difficulté dans le cas des pointes en carré et dans le cas de la mesure de l'effet Hall. Il est hors de doute qu'on aboutirait à la même conclusion.

L'échantillon étudié se présente souvent sous forme de pastille approximativement circulaire. L'étude de la répartition des lignes de courant n'est guère accessible au calcul. Toutefois, il est intuitif que la répartition des lignes de courant dans la section circulaire diffère peu de la répartition dans le carré circonscrit, et celle-ci ne se modifie guère, nous venons de le voir, lorsqu'on augmente indéfiniment la dimension suivant l'axe Ox .

On en conclut que les formules établies dans cet article sont pratiquement applicables aux pastilles circulaires, le paramètre y_0 désignant le rayon de la pastille. Cette remarque permet une extension considérable du champ d'application de ces formules.



centraux téléphoniques



* RÉSEAU D'ISTANBUL

L.M.T.

46, QUAI DE BOULOGNE - BOULOGNE-BILLANCOURT (SEINE) - TÉL. : + MOL. 50-00

UNE RÉALISATION FRANÇAISE

DE CLASSE INTERNATIONALE

MESURE DES FRÉQUENCES

LECTURE DIRECTE
EN CHIFFRES
DES FRÉQUENCES (F), DE
0 À 100.000 Hz
ERREUR DE MESURE :
 $\pm \frac{1}{100.000} \pm \frac{1}{T}$ (T = TEMPS
DE MESURE, COMPRIS
ENTRE 0,01 ET 10 SEC.)

précision
 $\pm 10^{-5}$

FRÉQUENCEMÈTRE
TACHYMÈTRE
CHRONOMÈTRE
PÉRIODEMÈTRE
ÉLECTRONIQUE

MODÈLE **A-477**

MESURE DES VITESSES

LECTURE DIRECTE
EN CHIFFRES
DES VITESSES DE ROTATION (V)
EN TOURS / MINUTE
À L'AIDE DE GÉNÉRATRICES
D'IMPULSIONS A-044/60
ERREUR DE MESURE :
 $\pm \frac{1}{100.000} \pm \frac{1}{T}$ (T = TEMPS
DE MESURE, COMPRIS
ENTRE 0,01 ET 10 SEC.)



MESURE DES TEMPS

LECTURE DIRECTE
EN CHIFFRES
DES INTERVALLES DE TEMPS (T)
EN DIZAINES DE
MICROSECONDES
ERREUR DE MESURE :
 $\pm \frac{1}{100.000} \pm 10$ MICRO-
SECONDES

CAPACITÉ DE COMPTAGE
100.000 SECONDES

INDUSTRIES ET LABORATOIRES

- Applications de la Base Fréquence, (Electromécanique, Aéro-Naval, Automobile, Industrie Aérospatiale...)
- Mesure précise des B.F. et T.B.F. de 0 à 100.000 Hz.
- Étude des filtres B.F.
- Mesure précise des intervalles de temps. (Ballistique - Contrôle des relais, contacteurs, retardateurs, etc.)
- Mesure précise des vitesses de rotation (0 à 100.000 tours/minute)
- Contrôle instantané et précis de la fréquence des Réseaux.
- Documentation technique et offres de fournitures sur demande.

MESURE DES PÉRIODES

(PROCÉDÉ DE MESURE
DE HAUTE PRÉCISION
DES T.B.F.)
LECTURE DIRECTE
EN CHIFFRES
DE LA DURÉE DE PÉRIODES
EN MICROSECONDES
OU DIZAINES DE
MICROSECONDES
(SUivant MOdELE)

Rochor

électronique

71, RUE RACINE - MONTROUGE - SEINE - TÉL : ALÉ. 00-07

RADIO-BELVU

Licence R. C. A.

Une grande concentration commerciale...

**CLAUDE PAZ et SILVA
VISSEAUX
FOTOS-GRAMMONT**



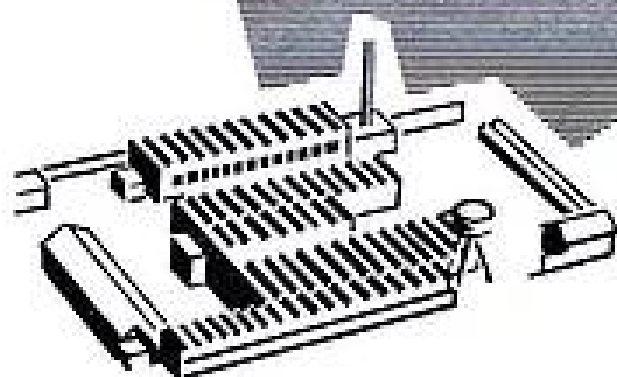
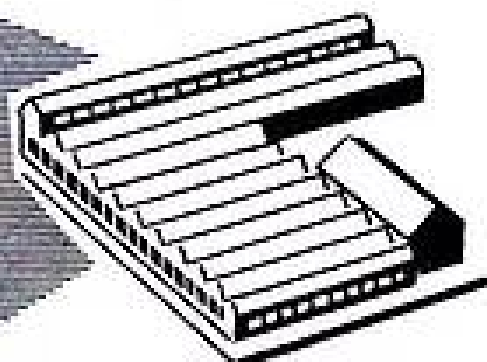
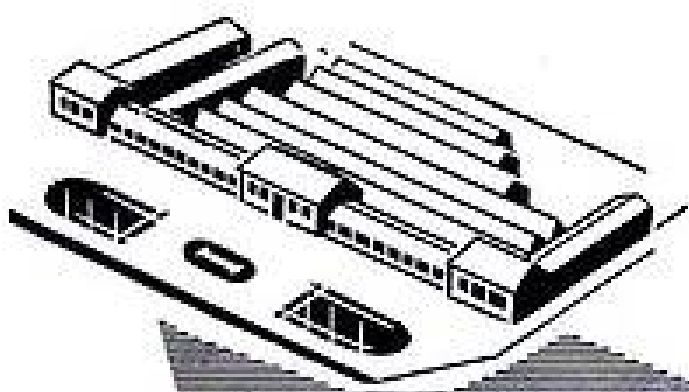
Pour tous vos besoins

une série miniature 7 et 9 broches

RÉCEPTION A. M. & F. M. - TÉLÉVISION
BATTERIE - PROFESSIONNELLE - ÉMISSION
ÉLECTRONIQUE INDUSTRIELLE - CELLULES
PHOTOÉLECTRIQUES.

•
TUBES DE DÉPANNAGE EUROPÉENS
ET AMÉRICAINS

•
CATHOSCOPES
•



Partout

l'organisation commerciale
RADIO-BELVU est à votre dispo-
sition ...

... pour vous servir!

PUBL. RAPHY



RADIO-BELVU
11, Rue Raspail — MALAKOFF
Téléphone : ALÉ. 40-22 + - (Seine)

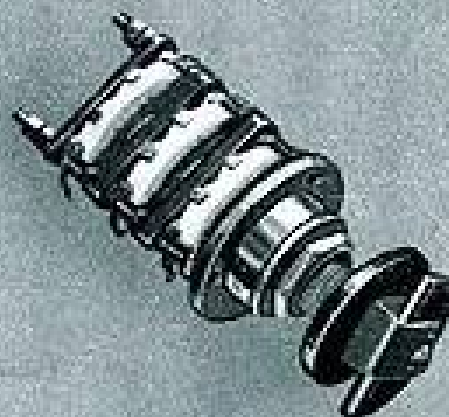
**S
O
P
O
S**

COMMUTATEURS ROTATIFS A GALETES

1 A 3 GALETES
STEATITE
T. 5. — 250 VOLTS
CONTACTS LAMINÉS ARGENT
17 COMBINAISONS STANDARD
 $\varnothing = 30 \frac{mm}{mm}$

BOUTON MÉTALLIQUE
A COMMANDE ESCAMOTABLE

MATÉRIEL TROPICAL



TYPE "M"

DEMANDEZ NOTRE CATALOGUE

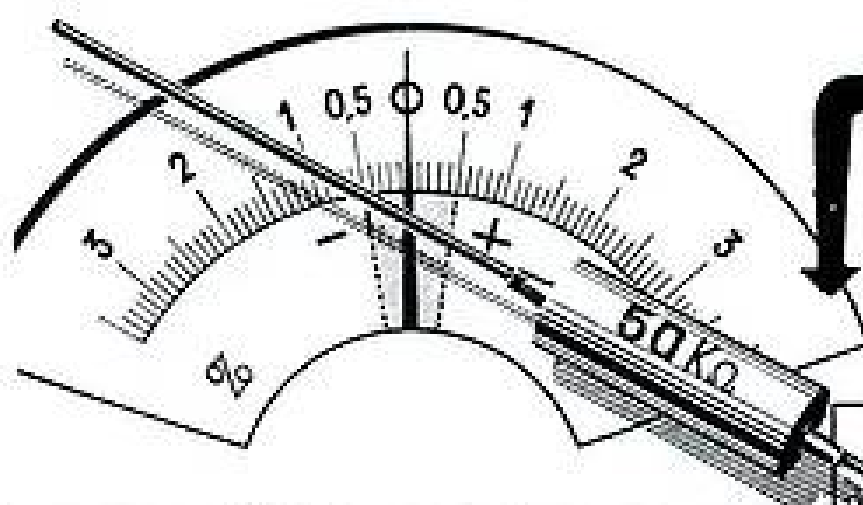
*un
matériel
professionnel*

une marque **ET'S SOCAPEX-PONSOT**
191, Rue de Verdun, Suresnes (Seine)
LONGCHAMP 20-40/41

une qualité...

une résistance MINIATURE.

précise
TOLERANCE DE $\pm 5\%$ A $\pm 0,5\%$



solide

stable

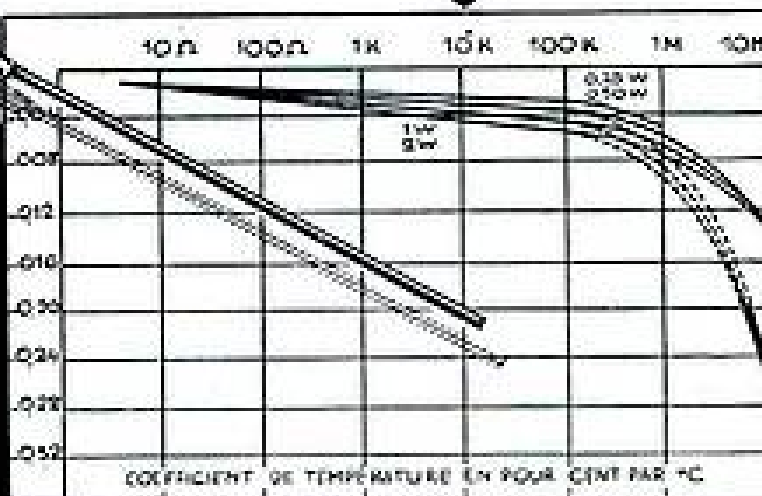
Toutes nos fabrications sont conformes aux normes
C.C.T.U. et J.A.N.

RADIAC S.A.

206, Rue Lafayette

Paris-10^e PR0. 39-51

➔ *Documentation technique sur demande*



Publ. Geod.

ONDES ÉLECTROMAGNÉTIQUES POLARISÉES ELLIPTIQUES ET CIRCULAIRES⁽¹⁾

PAR
Maurice BOUX
Docteur ès Sciences

Généralités

En optique, une source lumineuse monochromatique est pratiquement constituée par un grand nombre d'oscillateurs électromagnétiques élémentaires qui vibrent avec des phases et des polarisations distribuées au hasard. A partir d'une certaine distance de la source, le champ électromagnétique est perpendiculaire à la direction de propagation ; son énergie reste constante en moyenne, mais le champ électrique fluctue très rapidement en intensité et en direction autour de la direction de propagation. On dit qu'on a un faisceau de lumière non polarisée. Si sur le trajet d'un faisceau de lumière parallèle on dispose un cristal de tourmaline convenablement taillé qu'on appelle nicol polariseur, ce cristal a la propriété de ne laisser passer que la composante du champ électrique située dans un plan donné. Le faisceau à la sortie du nicol est formé de lumière polarisée rectiligne.

On le vérifie en plaçant sur le faisceau un second nicol, dit nicol analyseur, qui laisse passer le faisceau si son plan de polarisation est parallèle au plan de polarisation du premier nicol, et qui éteint progressivement le faisceau si on fait tourner ce nicol jusqu'à ce que son plan de polarisation devienne perpendiculaire au premier. Si on interpose entre les deux nicols un cristal biréfringent convenablement taillé et convenablement orienté, l'onde qui sortira sera polarisée elliptique ou exceptionnellement circulaire, et on pourra le vérifier en faisant tourner le nicol analyseur autour de l'axe du faisceau (fig. 1).

Dans le cas des ondes électromagnétiques de la radioélectricité, on n'a habituellement comme source qu'un oscillateur unique qui excite une antenne de forme bien déterminée. Contrairement à ce qui se passe en optique, cette antenne rayonne donc une vibration électromagnétique qui, en chaque point, a une forme et une phase bien déterminée. Tant qu'on n'a pas recherché une forme particulière de la vibration, on a construit les antennes de la façon la plus commode possible, et on a abouti à des formes qui donnent généralement une polarisation rectiligne. Il en est ainsi pour les doublets ou les cadres usuels dans les liaisons de trafic. Aux hyperfréquences, on a utilisé des dipôles, des fentes dans les guides ou des cornets, et on a obtenu ainsi de la polarisation rectiligne.

Pour avoir la meilleure utilisation possible, il suffit de disposer à la réception une antenne à polarisation rectiligne placée au mieux dans le champ incident qui provient de l'émetteur, c'est-à-dire telle que le champ qu'elle pourrait émettre soit parallèle à celui qu'elle reçoit.

Mais quand on a eu à réaliser soit des liaisons de trafic, soit des liaisons d'interrogateur-répondeur avec les avions, on a dû tenir compte du fait que l'antenne de l'avion est en général fixe par rapport à l'avion et peut être loin de la position optimum pour la liaison. Il est donc indiqué dans certains cas d'augmenter la sécurité de la liaison en imposant soit à l'antenne de réception, soit à l'antenne d'émission d'être polarisée elliptique. Cette nécessité est encore plus impérieuse lorsqu'il s'agit de fusées radioguidées qui non seulement évoluent dans l'espace à la manière des avions, mais encore peuvent tourner sur elles-mêmes autour de leur axe.

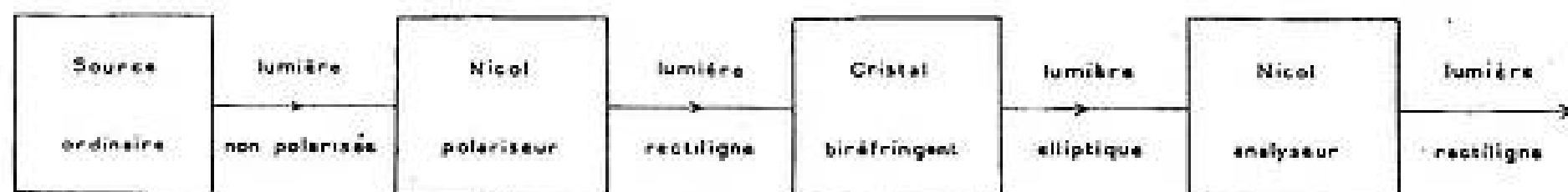


FIG. 1. — Polarisation et analyse d'un faisceau lumineux

⁽¹⁾ Conférence faite à la Société Française des Radiélectriciens, le 31 Mai 1934.

D'un point de vue différent, l'écho d'un objectif de radar a une intensité différente suivant la polarisation de l'onde du radar, et il peut être recommandé de choisir pour le radar une polarisation appropriée aux objectifs qu'il cherche et pour éliminer ou en tous cas diminuer les échos inutiles ou nuisibles. Ainsi on a réussi, en choisissant une polarisation circulaire à diminuer sensiblement les échos dus à la pluie, et d'augmenter par là-même le contraste entre les échos dus à un avion qui serait dans un nuage de pluie et les gouttes de pluie elles-mêmes. Cela est dû au fait que si on envoie sur un objet sphérique (goutte d'eau) une onde polarisée circulaire droite par exemple, cet objet renvoie une onde polarisée circulaire gauche, et que l'antenne du radar ne peut recevoir qu'une onde circulaire de même sens que celle qu'elle a émise. Ce phénomène est encore très intéressant dans le cas des câbles hertziens; si les antennes d'émission et de réception sont faites pour fonctionner en polarisation circulaire, l'antenne de réception recevra bien le faisceau direct, mais sera peu sensible aux ondes qui proviendraient des réflexions sur le sol. Si le faisceau de liaison est assez près du sol, au-dessus de forêts par exemple, ou assez près de la mer, les effets du vent qui agite les arbres ou qui crée les vagues ne causeront que peu de fluctuations à la liaison. Le principe de l'élimination de certaines réflexions par l'emploi de la polarisation circulaire est mentionné dans l'ouvrage de L.-N. RIDENOUR « *Radar System Engineering* » parag. 3.10 in fine.

Ce n'est pas que dans les faisceaux rayonnés qu'on trouve une polarisation elliptique ou circulaire. Elle existe aussi aux hyperfréquences à l'intérieur des cavités ou guides d'ondes, soit qu'on forme intentionnellement cette polarisation elliptique dans un but déterminé, soit qu'elle soit naturellement associée à un phénomène relativement simple.

Nous nous proposons dans cet exposé de passer en revue la littérature qui traite de la polarisation elliptique et circulaire. Cette question n'est pas traitée avec l'ampleur qu'elle mériterait dans les ouvrages, et il faudra en rechercher les divers aspects dans un certain nombre d'articles. Les titres de ces articles et les quelques explications que nous en donnerons permettront, j'espère, de se faire une idée de l'état actuel de la question.

Nous commencerons par les articles qui traitent de la polarisation elliptique à l'intérieur des cavités ou lignes de transmissions et dont par suite les applications sont limitées aux hyperfréquences et nous poursuivrons par les articles qui étudient les phénomènes liés au rayonnement; nous terminerons par quelques articles relatifs aux études théoriques.

Dans le courant de cet exposé nous indiquerons avec précision les références des publications que nous aurons pu étudier. Nous indiquerons dans la Bibliographie les auteurs et les titres d'autres publications que nous n'avons pu lire, mais qui

peuvent intéresser les lecteurs susceptibles de se les procurer.

Avant de citer les articles plus techniques, empruntons à celui de A. KASTLER « *La polarimétrie dans le domaine des ondes hertziennes* » paru dans le *Supplemento al Nuovo Cimento* Vol. IX, Série IX, N° 3, pp. 315-321, l'historique de la suite des premiers articles scientifiques sur la question.

HERTZ dans son travail fondamental (1889) avait mis en évidence que les ondes hertziennes obtenues à partir d'un doublet sont polarisées; une grille placée sur le faisceau a un effet comparable à celui d'un cristal de tourmaline sur un faisceau lumineux polarisé. A. RIGHI a mis en évidence les propriétés de la polarisation dans la réflexion et la réfraction (*L'ottica delle oscillazioni elettriche* 1897). Il a obtenu une vibration circulaire avec un parallélépipède de FRESNEL en paraffine. RIGHI et MACK en 1895 ont mis en évidence la biréfringence du bois, tandis que GARBASSO, LEBEDEV et BOSE ont étudié celle des cristaux (1896). Ils ont atteint la longueur d'onde de 6 mm et ont fait des nicols avec des monocristaux de soufre. GARBASSO a réalisé, avec des lames clivées de gypse, des lames demi-onde et quart d'onde. BOSE a mis en évidence des propriétés de polarisation rotatoire en travaillant sur des cristaux de quartz traversés par les ondes dans la direction de l'axe optique. Plus tard LINDMAN (1924) a étudié la polarisation rotatoire avec des modèles macroscopiques formés de boules placées d'une manière dissymétrique et avec des hélices métalliques.

Pour trouver des études dirigées vers les applications il faut arriver aux années de la guerre 1939-45 et nous allons les passer en revue ci-après.

2. — Polarisation elliptique dans les cavités et guides d'ondes.

Dans le cas des fréquences métriques et inférieures, les lignes de transmission sont habituellement soit des paires bifilaires nues ou blindées, soit des lignes coaxiales. Les lignes de champ électrique ou magnétique sont dans des plans perpendiculaires aux conducteurs; et ces champs, d'intensité variable avec le temps à l'intérieur de chaque période, ont une direction fixe: ils sont polarisés rectilignes (fig. 2). Il en est d'ailleurs

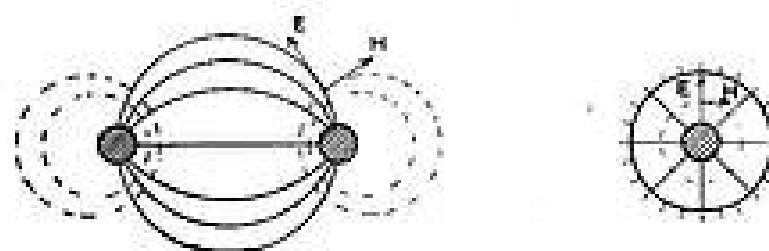


FIG. 2. — Champ électrique (trait plein) et champ magnétique (trait pointillé) a) d'une ligne bifilaire, b) d'un coaxial.

de même pour les vecteurs densités de courant sur les conducteurs.

Le phénomène est assez différent dans le cas de la transmission par guide d'onde (fig. 3a); dans le cas simple du guide d'onde rectangulaire par-

couru par une onde H_{01} , les lignes de champ électrique sont parallèles au petit côté du rectangle de section, et ce champ est bien polarisé rectiligne, mais la structure des lignes de champ magnétique est différente. A un instant donné ces lignes forment des familles de boucles (fig. 3b) situées

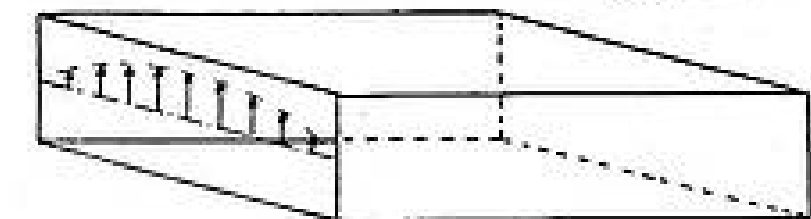


FIG. 3 a. — Champ électrique dans un guide rectangulaire pour une onde $T E_{01}$.

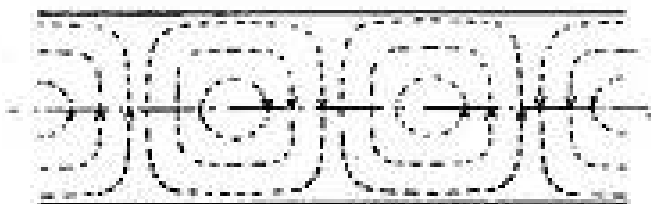


FIG. 3 b. — Champ magnétique d'une onde progressive $T E_{01}$ dans un guide rectangulaire.

dans des plans parallèles à la face large du guide d'onde, et la périodicité de ces boucles le long du guide d'onde est une demi-longueur d'onde guidée. Mais toute la figure formée par ces boucles se déplace avec le temps avec une vitesse égale à la vitesse de phase dans le guide. Ainsi si on

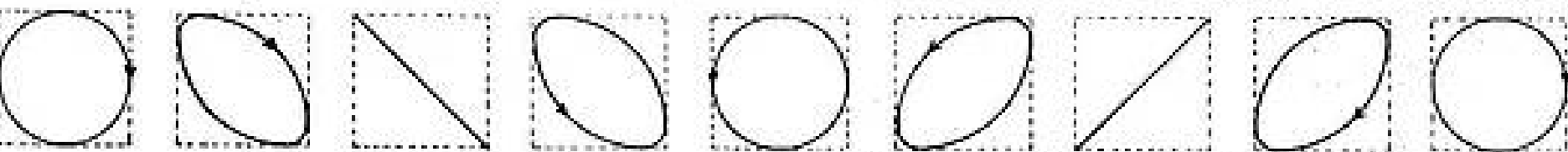


FIG. 6. — Variation de la polarisation d'une onde elliptique le long d'un guide à section voisine d'un carré.

examine le champ magnétique en un point M fixe, son support tourne et fait un tour par période. Une analyse simple montre que ce champ est polarisé elliptique. Si on étudie la polarisation en un point M variable dans un plan parallèle au grand côté depuis l'axe du guide jusqu'au petit côté, la polarisation du champ magnétique en M

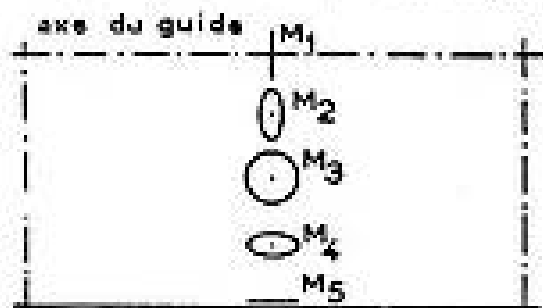


FIG. 4. — Variation de l'ellipse de polarisation du champ magnétique d'une onde progressive $T E_{10}$ dans un guide rectangulaire.

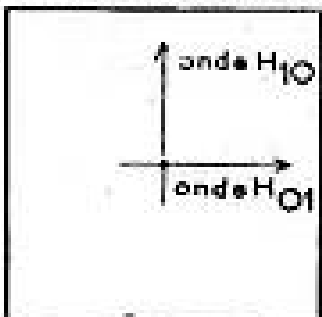


FIG. 5. — Décomposition en deux ondes rectilignes perpendiculaires d'une onde polarisée elliptique dans un guide carré.

est d'abord rectiligne perpendiculaire à l'axe, puis elliptique de grand axe perpendiculaire à l'axe du guide; elle passe par une polarisation circulaire, puis devient elliptique de grand axe parallèle à l'axe du guide, puis devient rectiligne parallèle à l'axe du guide. (fig. 4).

La polarisation du champ magnétique dans le guide d'onde rectangulaire est due au déphasage

que présentent ses deux composantes suivant l'axe du guide et sa perpendiculaire.

On peut obtenir au moyen d'un guide carré (fig. 5) un champ électrique polarisé elliptique (ou en particulier circulaire) en faisant parcourir le guide par deux ondes H_{01} et H_{10} analogues à celles du guide précédent, mais chacune parallèle à un côté du carré, et déphasées de 90° l'une par rapport à l'autre. Si le guide n'a pas une section exactement carrée, les deux longueurs d'ondes guidées ne seront pas les mêmes et à mesure qu'on se déplace le long du guide le déphasage variera; si on est parti de deux champs égaux, correspondant à une polarisation circulaire, le cercle initial se déforme peu à peu suivant les courbes de la fig. 6.

La flèche indique dans quel sens tourne le champ.

On voit par cet exemple toute l'importance que prendront les déphaseurs dans la génération et l'étude des ondes à polarisation elliptique, et on devine les précautions qu'il faudra prendre pour conserver à une onde une polarisation déterminée.

Aux fréquences centimétriques, on a utilisé ce guide carré pour faire de la polarisation circulaire. Un cornet basé sur ce principe et destiné à rayonner une onde polarisée circulaire est décrit dans l'ouvrage « *Very High Frequency Techniques* » Vol. 1, 1^{re} édition parag. 6.5, qui a été rédigé par le *Radio Research Laboratory* de l'Université de

HARVARD (Mc Grathill 1947). Mais on a trouvé souvent plus pratique de travailler avec un guide circulaire fonctionnant dans le mode fondamental H_{11} (fig. 7). Pour cela on décompose par la pensée le vecteur champ électrique en deux composantes rectangulaires suivant deux axes dont il est la bissectrice, soient E_1 et E_2 , et on retarde de 90°

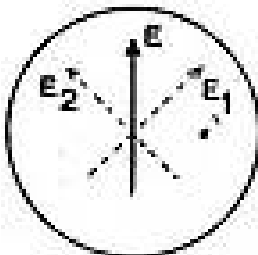


FIG. 7. — Décomposition d'une onde rectiligne E dans un guide circulaire en deux ondes rectilignes perpendiculaires entre elles E_1 et E_2 .

la phase de E_1 par exemple par rapport à E_2 . Les dispositifs utilisés sont soit une lame de diélectrique placée suivant le plan diamétral du guide, soit une ailette métallique, soit des tiges métalliques (fig. 8). Quel que soit le dispositif employé, le guide a une structure différente pour les ondes E_1 et E_2 dans la section qui contient le déphaseur, et les longueurs d'onde guidées sont différentes. On donne au déphaseur une longueur convenable pour que le déphasage soit de 90° . Dans le cas où le dispositif de déphasage est formé de deux tiges

métalliques, l'espacement des deux tiges est d'un quart de longueur d'onde guidée, et on agit sur le diamètre des tiges pour obtenir le déphasage voulu. Ce dernier dispositif a sur les deux précédents l'avantage d'une construction mécanique simple, mais il est plus sensible à la fréquence; pour augmenter sa largeur de bande, on remplace le dispositif à deux tiges par un dispositif à trois ou quatre tiges espacées d'un quart de longueur d'onde guidée et dont on a déterminé convenablement les diamètres.

On trouvera dans l'article de J.-F. RAMSAY, *Circular polarization for C. W. Radar* paru dans MARCONI REVIEW, Octobre 1952, des croquis assez clairs et des indications qui permettent de se faire une idée de ces dispositifs et de guider dans l'étude de leur bande passante. Cet article est le texte d'une conférence faite à Londres en Juin 1950 au

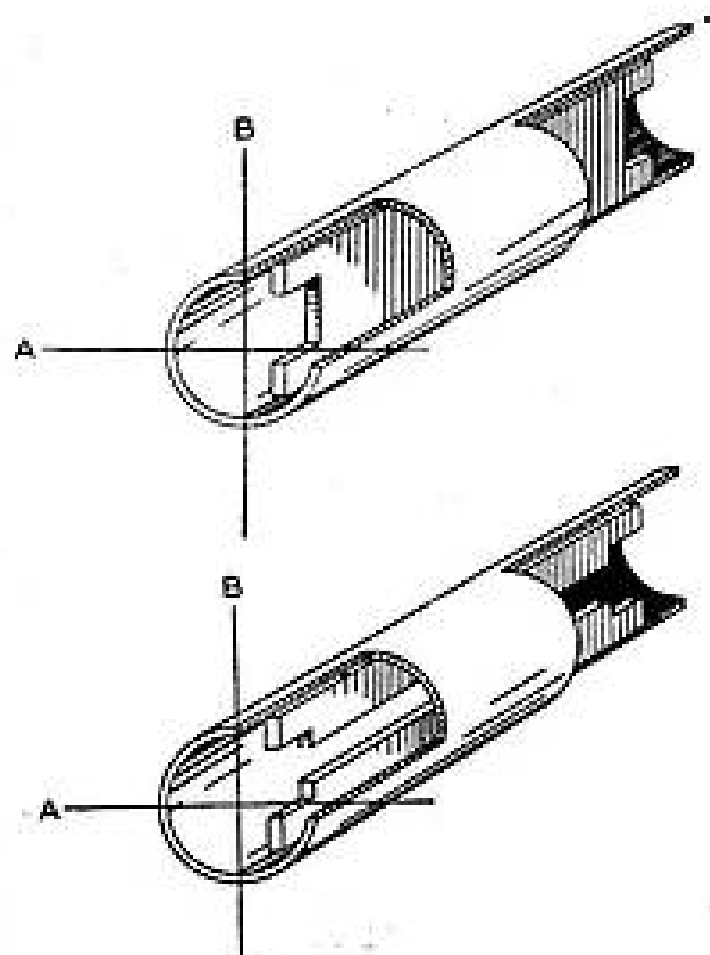


FIG. 8. — Dispositifs de déphasage d'une composante d'une onde qui se propage dans un guide circulaire (a) lame de diélectrique, (b) ailette métallique (Figures extraites de l'article de G.A. Fox « An adjustable waves guide phase changer » P.I.R.E., Vol. 35, pp. 1685-1698 Déc. 1947).

Congrès des Aériens Centimétriques pour les radars de navigation de la Marine. L'auteur indique qu'en 1945-46 une antenne de radar à polarisation circulaire avait été construite pour un radar à ondes entretenues sur la bande de 10 cm. La polarisation circulaire servait de dispositif TR pour découpler l'émission de la réception.

On utilisait le fait que l'onde circulaire, droite par exemple, réfléchi sur un plan perpendiculaire à la direction d'incidence se transforme en une onde circulaire gauche. Ainsi l'onde de réception ne peut pas revenir vers l'émetteur. On place sur son trajet un dispositif qui la dirige vers le récepteur. Malheureusement les objectifs renvoient une polarisation qui a une ellipticité sensible, et une partie du signal d'écho est perdue dans la voie de l'émetteur.

Un article de A. GARDNER FOX (1) « An adjustable waveguide phase changer » dans les P.I.R.E. de Décembre 1947 décrit les dispositifs du même genre utilisés comme déphaseurs; il donne pas mal de détails sur leur fonctionnement et leur construction et mentionne un joint tournant basé sur ce principe.

Les dispositifs décrits ci-dessus peuvent être utilisés simplement pour obtenir la polarisation circulaire destinée à l'alimentation d'une antenne, mais aussi, on peut en jumeler deux pour faire tourner d'un angle arbitraire le plan de polarisation dans le guide : On place comme sur la figure 9 un « polariseur » et un « analyseur ». L'analyseur reçoit l'onde circulaire et la transforme en

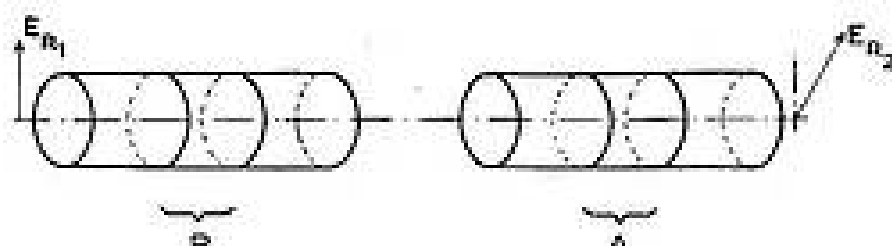


FIG. 9. — Dispositif servant à faire tourner le plan de polarisation d'une onde rectiligne.

onde rectiligne. En faisant tourner l'analyseur d'un certain angle, l'onde rectiligne de sortie tourne du même angle.

3. — Gyrateurs.

Le dispositif précédent a en commun avec tous les dispositifs électriques passifs habituels d'être réciproque, c'est-à-dire que si on renvoie par la droite du dispositif l'onde rectiligne qui en était sortie, les rôles des analyseurs et des polariseurs seront inversés et on retrouvera en sortie à gauche l'onde d'où on était parti. Autrement dit, le dispositif fait tourner en sens inverse le vecteur E_{R2} pour l'amener sur E_{R1} . On a imaginé récemment un dispositif appelé « gyrateur » qui n'est pas réciproque : quel que soit le sens dans lequel se présente une onde rectiligne le dispositif la fait tourner dans le même sens.

Si on a réalisé un « gyrateur » qui fait tourner de 45° le plan de polarisation (fig. 12), et si on le place entre deux guides rectangulaires à 45° l'un de l'autre, l'onde directe qui va du guide G_1 au guide G_2 arrivera sur G_2 avec la bonne polarisation pour être transmise, mais l'onde réfléchi qui vient de G_2 tournera encore de 45° dans le gyrateur, mais dans un sens tel qu'elle arrivera sur G_1 avec son champ électrique parallèle au grand côté; elle n'y pourra donc entrer. Le gyrateur pourra ainsi servir de dispositif « à sens unique » et permettra en particulier d'isoler un générateur de sa charge.

Le gyrateur est constitué par un bloc de ferrite convenablement taillé placé dans un guide circulaire et autour de ce guide se trouve un solénoïde qui produit un champ magnétique intense dans

(1) Bell Telephone Laboratories Red Bank N.J.

l'axe du guide. Si le courant qui passe dans l'enroulement est fixe, ou si le solénoïde est remplacé par un aimant permanent, ou si le bloc de ferrite est lui-même aimanté, on obtient un gyrateur tel que nous l'avons sommairement décrit. Mais en modulant le courant du solénoïde, on module par cela même l'onde hyperfréquence qui passe dans le gyrateur.

Du point de vue de la théorie des circuits, un gyrateur est un quadripôle passif qui n'est pas réciproque (fig. 10), c'est-à-dire que l'on a entre les courants qui entrent à gauche et à droite et les tensions les relations :

$$V_1 = -S i_2 \quad V_2 = S i_1$$

C'est TELLEGEN dans son numéro « *The gyrator, a new circuit element* » paru dans les *Philipp's Research Reports Vol 3, Avril 1948 pp. 81-101*, qui

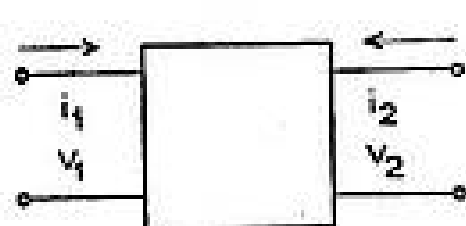
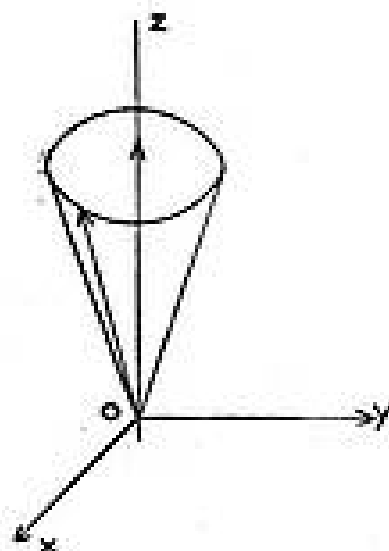


FIG. 10. — Quadripôle.

FIG. 11. — Cône de précession du moment magnétique d'un électron.



a montré comment cet élément permet la simplification de certains problèmes de circuits, ainsi que de nouvelles combinaisons intéressantes. Divers auteurs ont montré la possibilité de l'existence des gyrators, mais on n'a obtenu des résultats susceptibles d'applications pratiques qu'au moment où on a introduit les ferrites dans le domaine des hyperfréquences.

Le fonctionnement de ces éléments de circuit est basé sur la résonance magnétique des électrons dans les ferrites. Un électron peut pour cette théorie être considéré comme une sphère chargée négativement qui tourne sur elle-même. Elle est ainsi dotée d'un moment angulaire, et cette rotation produit un moment magnétique colinéaire au moment angulaire qui dépend de la charge de l'électron, de son diamètre et de sa vitesse de rotation.

Si on applique à un bloc de ferrite, substance qui possède des électrons relativement libres un champ magnétique assez intense, tous ces moments magnétiques finissent après amortissement par être orientés dans le champ. Si on superpose au champ intense fixe dirigé, par exemple suivant Oz, un champ magnétique alternatif dirigé suivant un axe perpendiculaire Oy, on montre que, après amortissement, le moment magnétique finit par décrire un cône de révolution, dont l'ouverture dépendra de l'intensité et de la fréquence du champ alternatif, et il induira donc dans la direction Ox perpendiculaire au plan yOz un flux magnétique déphasé de 90° par rapport au champ alternatif.

A partir de là, on montre que si on place un bloc de ferrite dans un guide d'onde circulaire parcouru par une onde du mode H_{11} de champ magnétique $\vec{h}_1$, et situé dans un champ magnétique intense $\vec{H}$ dirigé suivant son axe, l'onde H_{11} peut être décomposée en deux ondes circulaires l'une « droite » l'autre « gauche » qui se propagent avec des vitesses différentes.

On appellera « droite » l'onde circulaire qui tourne dans le sens du courant du solénoïde qui produirait le champ $\vec{H}$, et « gauche » celle qui tourne en sens inverse. Après la traversée du bloc de ferrite, les deux ondes circulaires se recomposent suivant une onde $\vec{h}_2$ qui aura tourné d'un certain angle θ par rapport à $\vec{h}_1$. Si maintenant on changeait le sens de propagation et si on envoyait l'onde $\vec{h}_2$ à partir de la droite, les vitesses de propagation des ondes « droite » et « gauche » sont les mêmes, et l'onde résultante $\vec{h}_1$ aura tourné dans le même sens. Elle fera avec $\vec{h}_1$ l'angle 2θ . Le système n'est donc pas réciproque.

Nous venons de décrire ce qui se passe lorsque la fréquence de l'onde envoyée dans le guide est éloignée de la fréquence de résonance magnétique : les deux ondes « droite » et « gauche » sont atténuées assez peu et à peu près de la même quantité. Mais lorsque la fréquence se rapproche de la fréquence de résonance, l'onde « droite » est atténuée très fortement alors que l'onde « gauche »

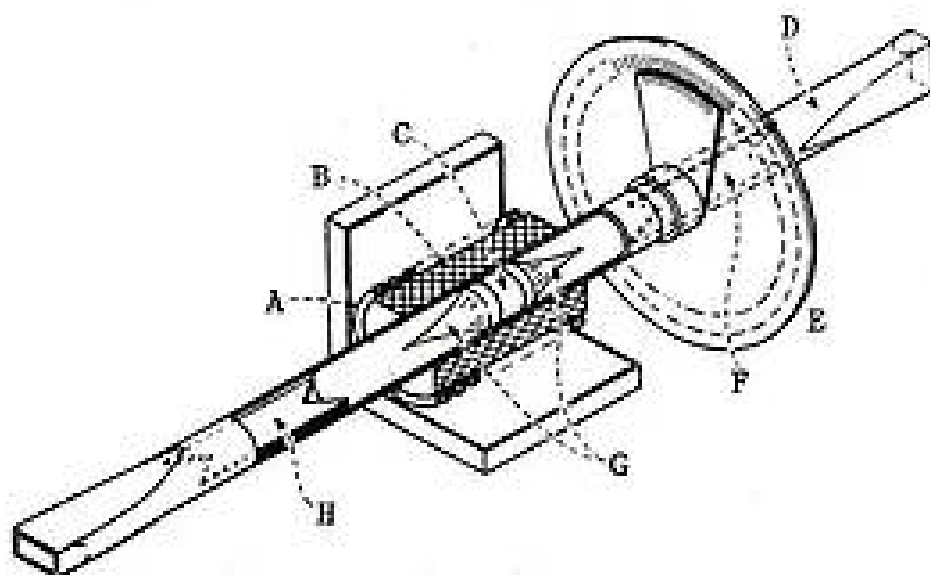


FIG. 12. — Schéma d'un gyrateur dans son montage d'essai (Figure extraite de l'article C.L. HOGAN « *The ferromagnetic Faraday effect at microwave frequencies and its applications. The microwave gyrator* », B.S.T.J. Vol. 31, n° 1).

a, Serpentin de refroidissement ; b, Solénoïde ; c, Ferrite ; d, Section tournante ; e, Disque repère fixe ; f, Lame radiale pour absorber les ondes polarisées verticalement ; g, Transitions progressives pour réduire les réflexions ; h, Lame radiale pour absorber les ondes polarisées horizontalement.

l'est très peu ; on obtient un dispositif qui produit une onde polarisée circulaire ; bien qu'il absorbe à peu près la moitié de l'énergie qui lui est appliquée, c'est un dispositif qui présente de l'intérêt.

Il est hors du cadre de cet exposé de faire la théorie complète des gyrateurs ; on trouve dans l'article de C. L. HOGAN « *The Ferromagnetic*

Faraday effect at Microwave Frequencies and its applications : The Microwave Gyrator » paru dans le B.S.T.J. de Janvier 1952, des renseignements détaillés et des calculs concernant le « gyrateur » et des combinaisons de gyrateurs que cet auteur appelle le *circulateur* et le *circulateur à polarisation*. Des symboles sont introduits pour ces nouveaux éléments de circuit.

En liaison avec les propriétés précédentes citons encore deux articles très clairs, plus physiques que techniques de Karl K. DARROW parus dans les B.S.T.J. de Janvier 1953 et Mars 1953 « *Magnetic resonance : Part. I — Nuclear Magnetic Resonance* » et « *Magnetic resonance; Part II — Magnetic Resonance of Electrons* » où l'auteur étudie le phénomène général de la résonance magnétique et traite en particulier dans son deuxième article le cas de la résonance ferromagnétique.

4. — Réseaux polarisants.

Lorsqu'on veut faire rayonner une antenne en polarisation circulaire, on peut se contenter de faire passer le faisceau polarisé rectiligne qui émerge de l'antenne à travers un réseau de lames parallèles formant guides d'ondes et inclinées à 45°

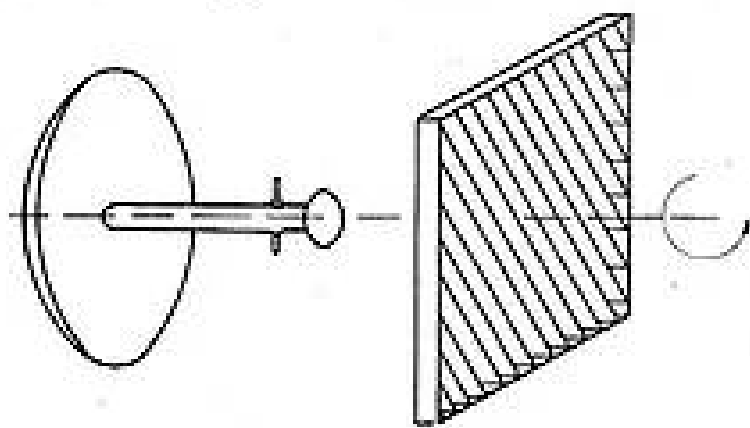


FIG. 13. — Réseau polarisant circulaire placé en avant d'une antenne

sur le plan de polarisation. Le champ rectiligne se décompose en deux champs égaux, l'un perpendiculaire aux lames et l'autre parallèle. Le premier passe pratiquement sans déformation et la largeur et l'espacement des lames parallèles sont tels que la différence entre la longueur d'onde guidée pour

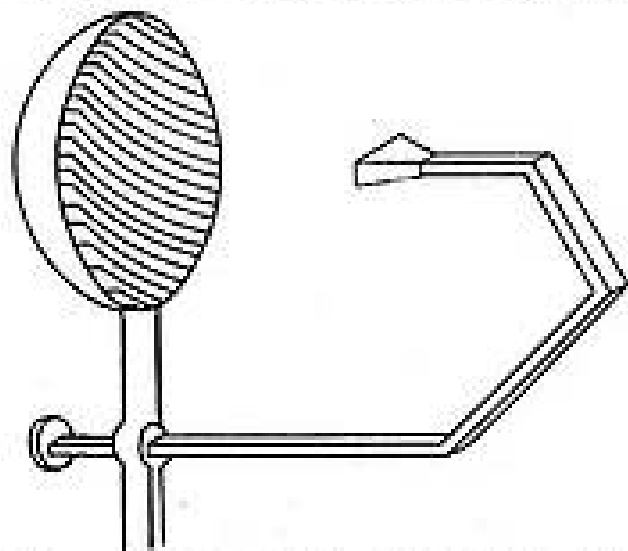


FIG. 14. — Réseau polarisant circulaire placé devant un réflecteur.

le second champ et la longueur d'onde dans l'air cause un déphasage de 90° entre ces deux champs. L'onde qui sort du réseau est donc polarisée circulaire dans l'axe du faisceau rayonné (fig. 13).

Au lieu de placer le réseau en avant de l'antenne, il est plus commode souvent, au point de vue mécanique de le placer contre le réflecteur de l'antenne. Le déphasage causé par le réseau de lames doit alors être la moitié du précédent car le faisceau traverse deux fois ce réseau (fig. 14).

On peut obtenir le même résultat avec un cornet qui émet en polarisation rectiligne et une lentille électromagnétique à lames à 45° de la polarisation (fig. 15).

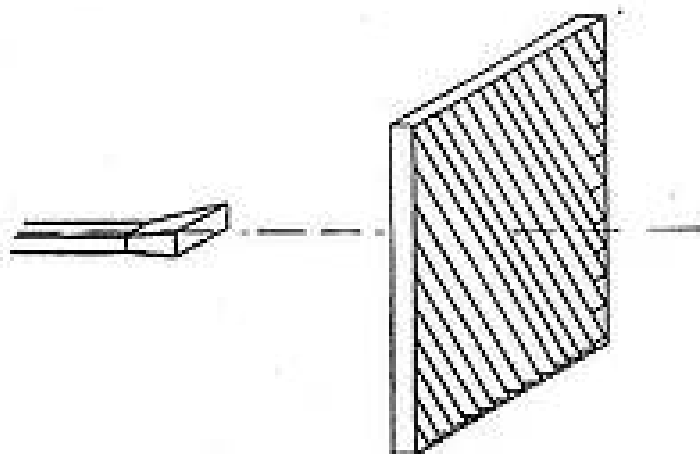


FIG. 15. — Réseau polarisant placé devant un cornet

L'article de J. F. RAMSAY déjà cité « *Circular polarization for C. W. Radar* » donne des détails sur ces dispositifs et des dispositifs analogues.

5. — Antennes en hélice.

Les dispositifs précédents ont l'avantage de pouvoir donner des faisceaux fins en polarisation circulaire, mais ce sont en général des dispositifs encombrants. Lorsqu'on recherche un faisceau relativement large, on peut utiliser une antenne de construction relativement assez facile, l'antenne en hélice. C'est une antenne qui est formée d'un conducteur enroulé en hélice. La fig. 16 indique

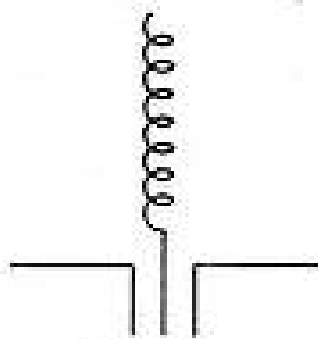


FIG. 16 a).

Hélices alimentées ; a) en bout ; b) en son centre

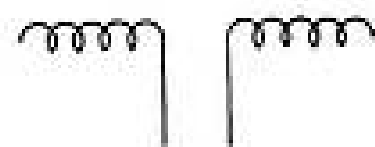


FIG. 16 b).

deux modes d'excitation utilisés : dans le premier une extrémité de l'hélice est reliée au conducteur central d'un coaxial, alors que le conducteur extérieur du coaxial s'épanouit sous forme de plateau ; dans le second, l'hélice est attaquée en son milieu par une ligne bifilaire. Les paramètres qui interviennent dans une antenne en hélice sont le diamètre des spires et leur espacement, ainsi que le nombre de spires. On se rend compte que suivant les valeurs relatives des paramètres l'hélice peut se confondre pratiquement avec une boucle si le diamètre de la spire reste constant, alors que l'espacement devient nul ou bien vient se confondre avec une antenne rectiligne si c'est le diamètre de la spire qui devient nul

sans que l'espacement le devienne. Aussi l'hélice peut-elle rayonner de façons très différentes suivant les valeurs relatives de paramètres précédents et de la longueur d'onde. Sans entrer dans le détail de la recherche de tous les modes possibles de rayonnement, la fig. 17 indique les formes remarquables des modes de rayonnement qu'on peut appeler fondamentaux; en (a) l'hélice rayonne un faisceau unique dont le maximum est dirigé suivant l'axe de l'hélice : c'est le mode *axial*. En (b) le faisceau a un trou dans la direction de l'axe, et

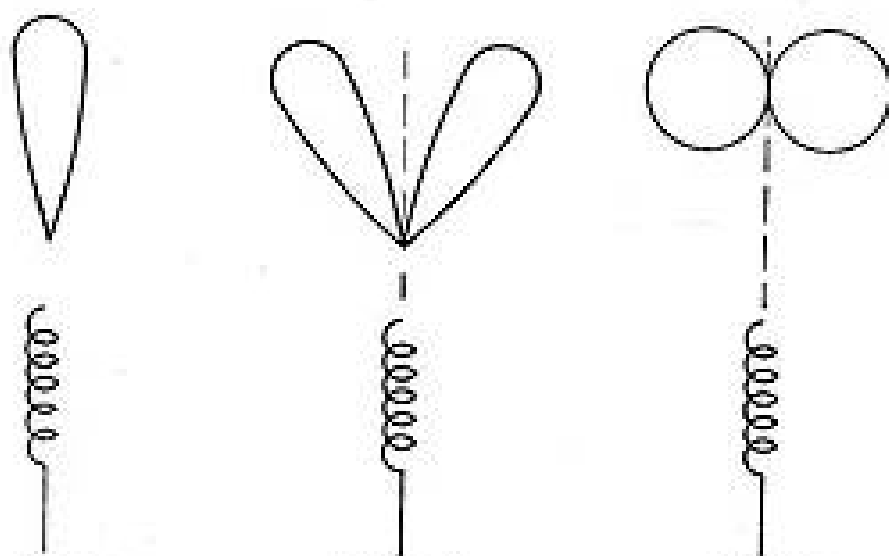


FIG. 17 a. FIG. 17 b. FIG. 17 c.
Schémas des modes de rayonnement d'une hélice : a) mode axial
b) mode conique, c) mode normal

un maximum réparti sur un cône : c'est le mode *côanique*. En (c) le rayonnement est à peu près celui d'un dipôle, c'est-à-dire que le faisceau est omnidirectionnel avec un maximum dans le plan perpendiculaire à l'axe de l'hélice et un zéro dans la direction de l'axe : c'est ce qu'on appelle le mode *normal*. La polarisation émise par ce type d'antenne est en général elliptique. Dans le mode axial, elle arrive à être sensiblement circulaire dans la direction de l'axe si l'antenne a un assez grand nombre de spires.

Dans le mode *normal*, en réglant convenablement les divers paramètres, on arrive à avoir une antenne omnidirectionnelle autour de l'axe de l'hélice qui rayonne en polarisation à peu près circulaire dans toutes les directions.

C'est une antenne de ce dernier type que décrit H. A. WHEELER (1) dans son article « *A helical antenna for circular polarization* » paru dans les P. I. R. E. de Décembre 1947. Il fait une théorie du fonctionnement de cette antenne en considérant une spire hélicoïdale comme équivalente à une boucle plane située dans le plan de section droite du cylindre et un radiateur rectiligne parallèle à l'axe. En choisissant convenablement les paramètres, les radiateurs rectilignes présentent un déphasage de 90° avec les spires, et le rayonnement est polarisé circulaire. La théorie utilisée n'est valable avec une bonne approximation que pour les spires voisines du point d'attaque; mais elle convenait au problème de WHEELER qui était celui d'une antenne pour les ondes métriques; il pou-

vait avoir un espacement assez petit vis-à-vis de la longueur d'onde pour utiliser un assez grand nombre de spires. Citons ici l'avantage complémentaire des antennes en hélice; deux antennes en hélices, enroulées en sens inverses sont très découplées et peuvent être mises sans inconvénient assez près l'une de l'autre.

Le mode cône ne semble pas pour l'instant présenter beaucoup d'intérêt pour les applications et ne semble pas avoir été étudié en détail. Au contraire le mode axial présente un gros intérêt aux hyperfréquences. J. D. KRAUS dans son article « *Helical Beam Antennas* » paru dans Electronics d'Avril 1947 décrit une antenne en hélice pour la bande de 10 cm. Il donne là quelques diagrammes de rayonnement et quelques renseignements relatifs à la construction, mais ses calculs et ses mesures sont reportés avec beaucoup plus de détails dans deux autres articles : J. D. KRAUS et J. C. WILLIAMSON, dans le premier article « *Characteristics of Helical Antennas radiating in the axial mode* », paru dans le Journal of Applied Physics de Mai 1953, ont étudié théoriquement et expérimentalement les diagrammes de rayonnement d'une antenne en hélice dans le mode axial entre 250 et 500 Mc/s.

Une théorie montre qu'on peut considérer la distribution sur l'hélice comme la somme de quatre ondes (fig. 18) : une onde 1 atténuée exponentiellement et une onde 2 progressive qui se propagent en direction de l'extrémité libre de l'hélice, et deux ondes 3 et 4 en sens inverse respectivement atténuée exponentiellement et progressive.

Dans la région centrale de l'hélice, on ne trouve pratiquement que les ondes 2 et 4, et on peut définir un taux d'onde stationnaire.

$$= \frac{I_2 + I_4}{I_2 - I_4}$$

Par raison de symétrie, si une hélice d'un grand nombre de tours est parcourue par une onde progressive, elle rayonne, sur l'axe, de la polarisation circulaire. Si la polarisation n'est pas circulaire,

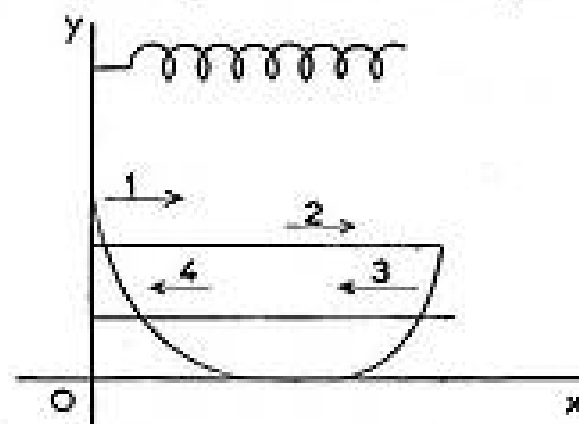


FIG. 18. — Les quatre ondes d'une hélice

c'est qu'il existe d'autres ondes. Dans l'expérimentation rapportée dans l'article précédent, les auteurs ont constaté un diagramme très irrégulier à l'extrémité inférieure de la gamme (250 Mc/s) et ce diagramme s'améliore progressivement quand la fréquence augmente; à 450 Mc/s les irrégularités sont très légères.

(1) Ingénieur-Conseil Physicien, Great Neck New-York.

Les résultats de cette expérimentation sont que, pour une hélice qui fonctionne dans le mode axial, on peut obtenir un bon faisceau dirigé suivant l'axe avec une largeur de bande assez grande; la largeur du faisceau est d'environ 45° à demi-puissance et la largeur de bande est d'environ 20 pour cent.

Le deuxième article auquel je faisais allusion est celui de O. J. GLASSER et J. D. KRAUS intitulé « *Measured Impedances of Helical Beam Antennas* » et paru dans le *Journal of Applied Physics* de Février 1948, où les auteurs étudient l'impédance d'entrée des mêmes hélices. Ils concluent qu'aux fréquences trop basses pour le fonctionnement en mode axial, l'impédance varie très rapidement avec la fréquence, mais que dans la gamme qui correspond au mode axial, l'impédance est relativement constante. Pour des hélices qui ont une longueur physique donnée, la variation d'impédance avec la fréquence décroît quand on augmente le pas de l'hélice. L'effet du nombre de spires est faible aux fréquences du mode axial dès que ce nombre dépasse un certain minimum. Pour les hélices étudiées, la résistance moyenne se situe aux environs de 130 ohms.

Les travaux de cette équipe ont été effectués à l'Université de l'État d'Ohio.

On trouve encore une antenne destinée à la polarisation circulaire pour ondes métriques et qui a une certaine parenté avec les hélices de WHEELER dans l'article de G. H. BROWN et O. M. WOODWARD Jr. paru dans la *R.C.A. Review* de Juin 1947. Cette antenne est formée de quatre dipôles placés en carré, mais inclinés. Des détails pratiques de construction sont indiqués, et les résultats expérimentaux sont donnés.

Les antennes en hélice sur ondes métriques dont nous venons de parler ont surtout été utilisées pour les liaisons de trafic avec les avions. Les antennes à réseau de lames sur ondes centimétriques permettent d'obtenir un faisceau fin et sont utilisées soit sur les radars pour diminuer l'influence des échos dus à la pluie, soit pour les câbles hertziens en vue de réduire les fluctuations provenant des échos du sol. Les antennes en hélice sur ondes centimétriques sont des antennes d'encombrement réduit et par suite de faisceaux larges; il semble que leur emploi soit plus particulièrement conseillé sur les avions et les fusées.

Nous n'avons trouvé dans la littérature aucune mention des antennes diélectriques pour la polarisation circulaire. Il semble qu'elles peuvent jouer le même rôle que les antennes en hélice aux fréquences centimétriques.

6. — Autres applications de la polarisation elliptique.

Sans entrer dans le détail, signalons que les services de la météorologie tant en France qu'à l'étranger ont cherché à utiliser les radars pour étudier les diverses formations nuageuses.

Signalons entre autres à ce sujet deux articles de N. R. LARRUM (1) « *The Scattering of Radio Waves by Meteorological Particles* » et « *Some Experiments on Centimeter-Wavelength Scattering by Small Obstacles* » parus dans le *Journal of Applied Physics* de Décembre 1952 où l'auteur étudie en particulier la polarisation des ondes diffractées par les particules atmosphériques ce qui doit permettre de distinguer dans les nuages les zones où les particules sont des gouttes de pluie, de la neige ou de grêle.

Mentionnons aussi dans cet ordre d'idées un article de J. BROU, A. VASSY et E. VASSY « *Echos Anormaux observés avec le radar du Musée Océanographique de Monaco* » paru dans la revue « *Geofisica pura et applicata Volume 25 p. 71-82 (1953)* » qui mentionne des échos obtenus sur atmosphère sans nuage apparent.

Cet article ne mentionne d'ailleurs pas l'usage de la polarisation circulaire.

Ces diverses applications ont donc conduit à étudier soigneusement la polarisation elliptique en général et à faire des mesures dans ce sens. D'autre part on a dû étendre aux ondes polarisées elliptiques les calculs mathématiques qui avaient été faits surtout en vue de la polarisation rectiligne.

7. — Les mesures sur la polarisation elliptique.

Les mesures sur les ondes polarisées elliptiques impliquent des mesures d'amplitude ou de puissance lorsqu'il s'agit de mesurer le rapport des axes de l'ellipse et des mesures de phase pour étudier le déphasage entre deux champs composants qui peuvent éventuellement donner une polarisation elliptique.

On trouve dans les P. I. R. E. de Mai 1951 un article de J. I. BERNERT qui donne la description d'un appareillage pour effectuer la mesure du rapport des axes de l'ellipse et la mesure du gain. Les méthodes classiques d'étude des antennes s'appliquent aux antennes à polarisation elliptique à condition de prendre les précautions voulues. Citons pour ces méthodes les deux ouvrages de la collections du M. I. T. : C. G. MONTGOMERY, « *Technique of Microwave Measurements* », Chapitre 15, et S. SILVER, « *Microwave Antenna Theory and Design* », Chapitres 15 et 16. Malheureusement ces ouvrages ne tiennent guère compte de l'importance que peut prendre l'étude des antennes à polarisation elliptique.

On trouve des photographies très instructives de l'écran panoramique d'un radar sur 1 300 Mc/s en polarisation circulaire (fig. 19 et 20) dans un article de W. D. WHITE « *Circular Radar Cuts Rain Clutter* », paru dans la revue *Electronics* de Mars 1954. L'élimination des échos de pluie grâce à la polarisation circulaire, même à une longueur d'onde aussi basse que 25 cm est extrêmement nette. L'auteur donne les chiffres suivants : par

(1) Division of Radiophysics, Commonwealth Scientific and Industrial Research Organization, Sydney (Australie).

rapport à la polarisation rectiligne la polarisation circulaire donne une atténuation de 15 à 30 dB pour les échos de pluie, alors que l'écho d'un avion est atténué de 6 à 8 dB. Les meilleurs contrastes avion-pluie s'obtiennent quand l'avion est à un

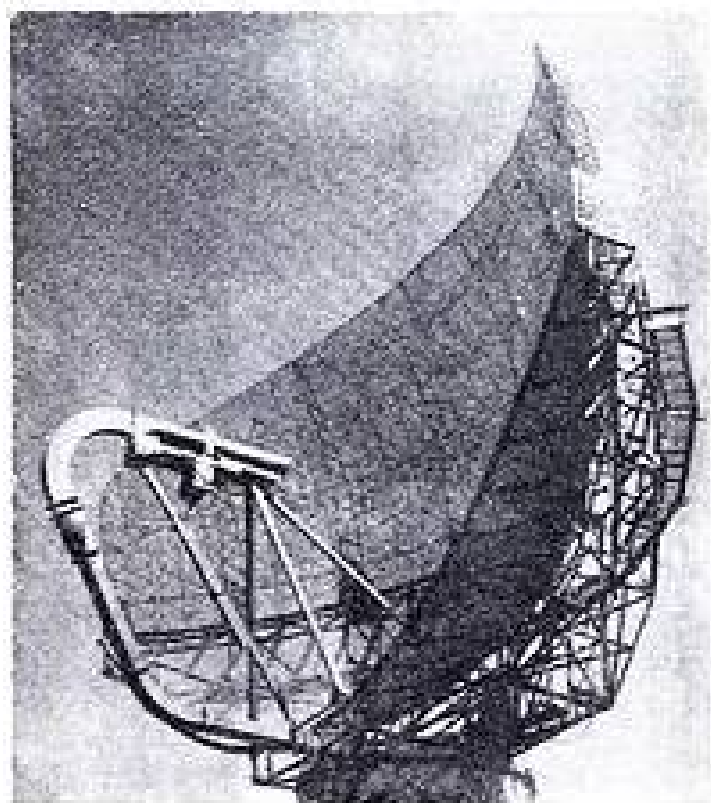


FIG. 19. Antenne en polarisation circulaire expérimentale pour 1300 Mc/s avec laquelle a été prise la photographie de la figure 20 (Figure extraite de l'article "Circular radar cuts rain clutter", Electronics, Mars 1954).

site élevé. Pour les faibles sites, l'amélioration est moindre, car une partie du faisceau réfléchi sur la pluie arrive au radar après avoir touché le sol, ce qui inverse encore la polarisation. On trouve encore dans le même article une photographie

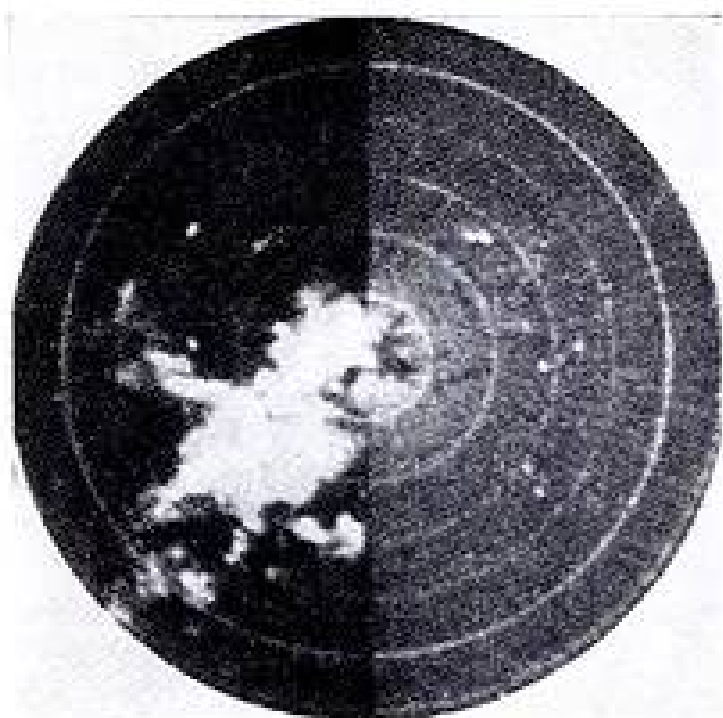


FIG. 20. — L'indicateur panoramique montre un gros écho de pluie (à gauche) et le résultat obtenu avec la polarisation circulaire (à droite) (Figure extraite de l'article "Circular radar cuts rain clutter", Electronics, Mars 1954).

intéressante qui montre l'effet combiné de l'élimination des échos fixes avec la polarisation circulaire destinée à l'élimination des échos de pluie.

8. — Théorie de la polarisation elliptique.

De nombreux articles ont paru sur la question de la polarisation elliptique et en particulier sur la question délicate de savoir quelle énergie peut recevoir d'une onde polarisée elliptique quelconque une antenne de réception apte à émettre une autre onde polarisée elliptique. Les calculs ne sont pas particulièrement compliqués, mais les antennes sont liées soit à un émetteur soit à un récepteur, et il est délicat de donner des formules générales qui s'appliquent à tous les cas. Aux fréquences radio, les antennes sont en général couplées directement à l'émetteur ou au récepteur et les quantités accessibles sont la tension aux bornes et le courant dans l'antenne. Aux hyperfréquences, l'antenne est généralement reliée au récepteur ou à l'émetteur par une ligne de transmission bifilaire, coaxiale ou en guide d'onde et les quantités accessibles sont la puissance émise ou reçue et les impédances soit de l'antenne, soit du récepteur. Et ces impédances sont connues au moyen de mesures de taux d'onde stationnaire et de phase.

On trouve dans l'ouvrage de S. A. SCHELKUNOFF « *Electromagnetic Waves* », plusieurs passages où il est parlé de la polarisation elliptique. Les formules générales dérivées des équations de Maxwell sont valables en polarisation elliptique, mais souvent les résultats n'ont pas été établis dans ce sens avec les détails qui seraient actuellement utiles. On trouve encore une courte étude de la réception des ondes polarisées elliptiques dans l'ouvrage de S. A. SCHELKUNOFF et H. T. FRIS « *Antennas Theory and Practice* pp. 388-393.

Il semble qu'un des premiers articles qui aient essayé de donner une vue générale sur la question dans le but d'utiliser les rayonnements polarisés elliptiques soit constitué par le travail d'un groupe de quatre auteurs, paru dans les P. I. R. E. de Mai 1951 et intitulé « *Techniques for Handling Elliptically Polarized Waves with Special reference to antennas* ». L'introduction est de H. G. BOOKER (1). La première partie, de V. H. RUMSEY (2), a pour titre « *Transmission between elliptically polarized antennas* » et commence par une étude de la représentation des ondes elliptiques au moyen des diagrammes analogues aux diagrammes d'impédances. Elle donne des formules relatives à une liaison entre deux antennes très éloignées et ayant des polarisations quelconques. La deuxième partie est de G. A. DESCHAMPS (3) et son titre est « *Geometrical representation of the polarisation of a plane electromagnetic wave* ». Elle indique des relations entre les divers paramètres de l'onde elliptique et donne en particulier une formule pour la hauteur effective d'une antenne dans une direction donnée. La troisième partie intitulée « *Elliptically Polarized Waves and Antennas* » est de M. L. KALES (1). Partant d'une représentation de l'onde elliptique en vecteurs complexes, cet auteur établit une for-

(1) Cornell University Ithaca (New-York).

(2) Ohio State University, Columbus, Ohio.

(3) Federal Telecommunications Laboratories, Nutley (New-Jersey).

mule donnant la puissance reçue par une antenne quelconque en présence d'une onde elliptique. La quatrième partie est l'article déjà cité de J. I. BOHNERT (1) sur l'appareillage de mesure pour la polarisation elliptique.

Dans le même numéro des P.I.R.E. et à la suite du travail précédent, citons l'article de M. G. MORGAN (2) et W. R. EVAND (2) « *Synthesis and Analysis of Elliptic Polarization Loci in Terms of Space-Quadrature Sinusoidal Components* » qui étudie comment on peut décomposer une onde elliptique sur deux ou trois axes de coordonnées, et inversement la construire à partir de ses composantes.

Les travaux précédents ont eu pour précurseurs les chercheurs qui ont vu l'intérêt de l'étude des ondes elliptiques et qui ont déjà donné des formules utiles. Citons quatre articles par ordre chronologique. L'article de W. SICHAK et S. MILAZZO (3), « *Antennas for circular polarization* » dans les P. I. R. E. d'Août 1948, indique qu'une onde polarisée circulaire se réfléchit sur une surface métallique avec un sens de polarisation inversé et que cette onde n'est pas reçue par l'antenne qui l'a émise, et il décrit une antenne formée d'une boucle destinée à émettre et à recevoir de la polarisation circulaire. L'article de YUNG CHING YEH « *The receiving power of a receiving antenna and the criteria for its design* » paru aux P. I. R. E. de Février 1949 donne une formule de réception pour une onde polarisée elliptique quand on connaît la polarisation de l'onde incidente. Il s'intéresse surtout aux fréquences radio et parle de l'effet polarisant des réflexions sur l'ionosphère et du champ magnétique terrestre. L'article de G. SINCLAIR « *The transmission and reception of elliptically polarized waves* » paru aux P. I. R. E. de Février 1950 donne une formule qui permet de calculer la tension aux bornes d'une antenne de réception.

Enfin nous citerons l'article de E. ROUBINE (4) paru dans l'*Onde Electrique* de Juin 1950 et intitulé « *Les propriétés directives des antennes de réception* ». L'auteur essaie d'adapter la formule du théorème de réciprocité des antennes au cas où l'émission et la réception se font en polarisation elliptique et donne une relation entre la surface effective et le gain.

Nous n'exposerons pas ici plus à fond ces études théoriques, il n'est pas possible de les résumer et d'en faire une critique en quelques lignes. Disons seulement que les auteurs sont d'accord lorsqu'il s'agit de représenter une onde polarisée elliptique, et d'écrire à un facteur près la relation entre les ondes que peut émettre et recevoir une même antenne.

Mais ce facteur qui se calcule de façon assez simple sous certaines hypothèses que les auteurs font explicitement ou implicitement est d'un calcul plus compliqué si on veut le déterminer pour le cas général, où l'antenne est alimentée par une ligne de transmission terminée sur une charge non obligatoirement adaptée.

Conclusion.

Nous avons essayé non de passer en revue les résultats tant théoriques qu'expérimentaux relatifs à l'étude et à l'emploi de la polarisation elliptique ou circulaire, mais plutôt de donner une idée des problèmes qu'elle pose et des applications qu'on peut lui trouver et d'indiquer une série d'articles qui traitent de la question et auxquels les chercheurs désireux de se documenter plus à fond pourront se reporter. Ces articles comportent aussi en général chacun une bibliographie qui ne nous a pas toujours été accessible et à laquelle il serait sans doute intéressant de se reporter aussi.

Nous avons d'ailleurs été amenés à parler d'applications qui ne se rapportent peut-être pas obligatoirement à la polarisation elliptique, mais qui sont basées sur des travaux connexes : il s'agit en particulier des déphaseurs et des gyrateurs.

A l'intérieur des circuits hyperfréquences, les principales applications actuelles de la polarisation circulaire sont certains joints tournants et certains dispositifs de T. R. sur les détails desquels nous n'avons pas pu insister. Nous avons décrit des types d'antennes à polarisation circulaire soit à faisceaux fins, soit à faisceaux larges. Il semble que, dans la technique du radar, il serait intéressant d'étudier des antennes à balayage conique en polarisation circulaire qui auraient un double avantage : atténuer les échos de pluie ou du sol et peut-être opposer une plus grande difficulté au brouillage en ce sens qu'il est plus difficile de trouver un plan de référence dans le faisceau.

Nous avons donné quelques résultats concernant l'élimination des échos de pluie parus dans la littérature, mais nous pensons ultérieurement pouvoir exposer (1) certains résultats plus personnels, en particulier sur les antennes. Indiquons cependant qu'une conférence est prévue à la 5^e Section de la Société des Radioélectriciens au mois de Juin où M. PIRCHER, de la Compagnie Française Thomson-Houston, doit exposer certains résultats théoriques et expérimentaux qu'il a obtenus (2).

Il semble que la question de l'étude et des applications de la polarisation elliptique ou circulaire soit tout à fait d'actualité et qu'elle mérite qu'on consacre des efforts tant à la partie purement théorique qu'à l'expérimentation de ses possibilités et au développement des applications.

(1) Naval Research Laboratory, Washington.

(2) Thayer School of Engineering, Hanover (N.H.).

(3) Federal Telecommunication Laboratories.

(4) Maître de Conférences à la Faculté des Sciences de Lille.

(1) Depuis cette conférence, l'auteur a publié un article théorique qu'on trouvera à la bibliographie.

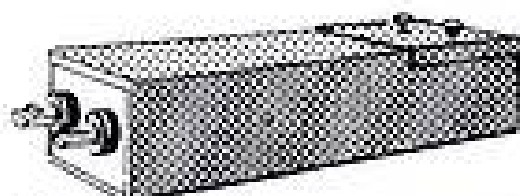
(2) Le texte de cette communication paraîtra dans un prochain numéro de l'*Onde Electrique*.

SOCIÉTÉ INDUSTRIELLE DU TERNOIS

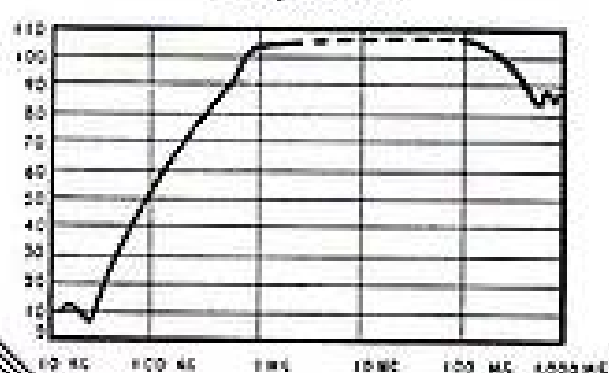
ST-MICHEL-SUR-TERNOISE (P.-de-C.)

FILTRES

POUR CAGES DE FARADAY S.I.D.T.
AGENT GÉNÉRAL POUR
L'EUROPE DES FILTRES HOPKINS

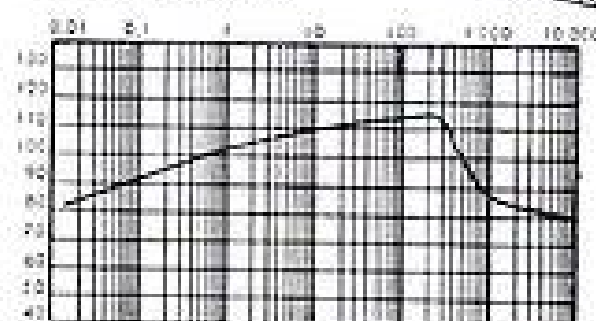


Courbe d'affaiblissement du filtre bifilaire, type 146 - 250 v. 30 ampères
400 périodes.



Brochure D. 13

Affaiblissement
100 dB
de la 500 Megacycles



Amplification
mesurée dans la limite
de lecture des appareils

Brochures DI. 11

CAGES DE FARADAY S.I.D.T.

BREVETÉ S.G.D.G.

Ces cages sont de type cellulaire, c'est-à-dire extensibles, réductibles, démontables, transformables. Elles sont à double écran grillagé donc transparentes et d'une parfaite aération. Elles donnent des caractéristiques d'affaiblissement exceptionnelles, supérieures à tout ce qui est connu à ce jour. Elles permettent de ce fait toutes les mesures, même les plus délicates, à l'abri des champs perturbateurs même les plus forts.



Installations de Studios
DE
RADIO DIFFUSION

TÉLÉPHONIE
à longue distance
Répéteurs
Courants porteurs
**APPAREILS
DE MESURES**

SOCIÉTÉ ALSACIENNE DE CONSTRUCTIONS MÉCANIQUES

ÉLECTRONIQUE ET TÉLÉCOMMUNICATIONS

69, RUE DE MONCEAU, PARIS-8^e -- TÉL. : LABORDE 60-50

GIORGIO

FRÉQUENCEMÈTRE - TACHYMÈTRE A-060



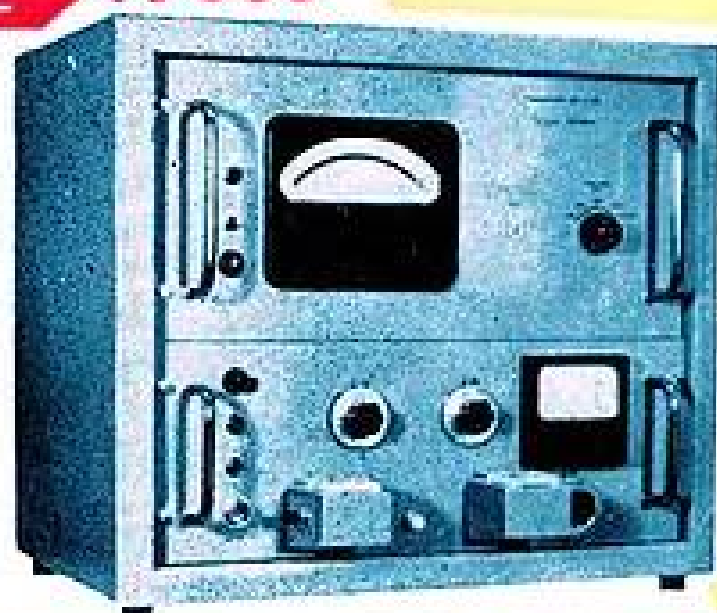
- ★ APPAREIL DE MESURE A AIGUILLE — CLASSE 0,5 — U. S. E.
- ★ DOMAINE D'UTILISATION : q. q. Hz à 200 KHz.
- ★ NOMBRE DE GAMMES A LA DEMANDE. PRÉCISION : 1 %, DE L'ÉCHELLE TOTALE POUR CHAQUE GAMME.
- ★ INDICATION RIGOREUSEMENT INDÉPENDANTE DE LA TENSION D'ENTRÉE DE 0,1 à 100 VOLTS EFFICACES.

S.E.T.P.

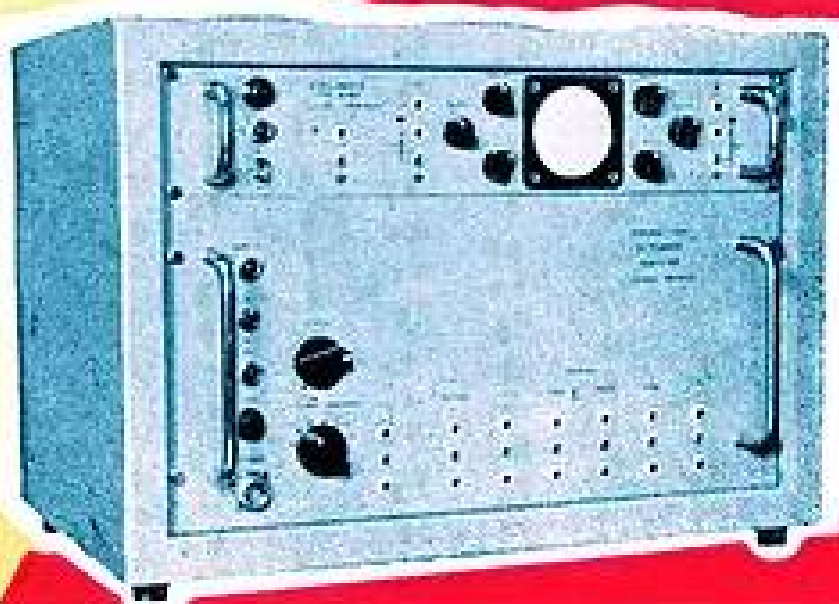
FRÉQUENCEMÈTRE DIFFÉRENTIEL A-368

(POUR CONTRÔLE DES QUARTZ)

- ★ 1 ÉTAGE « OSCILLATEURS-MÉLANGEUR » DONNANT LA FRÉQUENCE DIFFÉRENTIELLE DE 2 QUARTZ. — OSCILLATEURS NORMALISÉS — APPAREIL DE CONTRÔLE DE L'ACTIVITÉ.
- ★ 1 ÉTAGE « FRÉQUENCEMÈTRE », 5 GAMMES : 100 — 200 — 1.000 — 10.000 ET 100.000 Hz. PRÉCISION : 1 %, DE L'ÉCHELLE TOTALE POUR CHAQUE GAMME DE F. DIFF. — POUR QUARTZ DE 300 KHz à 10 Mhz.



GÉNÉRATEUR ÉTALON DE FRÉQUENCES A-435



- ★ PRÉCISION $\pm 10^{-5}$ PAR QUARTZ THERMOSTATÉ.
- ★ IMPULSIONS POSITIVES ET NÉGATIVES SUR LES FRÉQUENCES FIXES DE 100 KHz — 10 KHz — 1 KHz — 100 Hz — 10 Hz et 1 Hz.
- ★ SORTIE SINUSOÏDALE PAR COMMUTATEUR.

OSCILLOGRAPHE DE COMPARAISON
A-500

- ★ PERMET D'EFFECTUER DES CONTRÔLES PRÉCIS DE FRÉQUENCES, AVEC LE GÉNÉRATEUR A-435, PAR LA MÉTHODE DES COURBES DE LISSAJOUX.

FRÉQUENCEMÈTRE - TACHYMÈTRE A-410

- ★ APPAREIL PORTATIF SUBMINIATURE A COMPTEURS D'IMPULSIONS SPÉCIALEMENT CONÇU POUR LES BESOINS DE L'INDUSTRIE AÉRONAUTIQUE (MESURE PRÉCISE DES VITESSES DE ROTATIONS DE TURBO-RÉACTEURS. ESSAIS EN VOL)

- ★ PRÉCISION DE MESURE :
 ± 2 TOURS MIN. à 20.000 TOURS MIN.



Rochas
électronique

71, RUE RACINE - MONTROUGE (SEINE) - ALÉ. 00-07

TOUS LES TUBES
CATHODIQUES
POUR LA TV ET
L'INDUSTRIE



*You Can be Sure...if it's
Westinghouse*



TOUS LES TUBES
SPÉCIAUX

RADARS • KLYSTRONS
MAGNÉTRONS • PENCILS
TUBES • TRANSISTORS
DIODES, TRIODES, V.H.F.
ET LES
INSTRUMENTS DE MESURE
DES GRANDES MARQUES

GRANDE RAPIDITÉ
DE LIVRAISON

TÉLÉPHONE

ANJOU 85-00



YOUNG ELECTRONIC

9 et 13, RUE ROQUÉPINE - PARIS-8^E - TÉLÉPHONE : ANJOU 85-00

RADAR DE NAVIGATION MARITIME **RMD 30**



- ★ GRANDES PERFORMANCES
- ★ FAIBLE PRIX
- ★ GRANDE MANIABILITÉ
- ★ ROBUSTESSE
- ★ FAIBLE ENCOMBREMENT
- ★ INTERCHANGEABILITÉ
- ★ TROPICALISATION

caractéristiques **TECHNIQUES**

Swath X	(115 Hz x 30 Hz)	Courants automatiques de fréquence	
Puissance émise	7 kW antenne	Chargés PTC et auto-chargés (ATC)	
Distances d'exploration	6,35 et 6,35 p/s	Rupture garantie	11 km
Fréquence de répétition	2000 p/s	(Tolère des vents de 88 nœuds)	
Niveau de bruit du récepteur	11 dB	Détection minimale	25 mètres
Processus d'antenne plus H	4,8 p/s plus V	Régulation automatique de l'éclairage	

ALIMENTATION
115 V 400 p/s

Consommation totale	600 VA max.	Groupes électrogènes 2 à partir de 1000 Watts (1000 VA)
Consommation totale sur secteur de bord	700 W max.	24, 48 ou 200 V courant, etc.

GRANDE FACILITÉ DE MAINTENANCE ET D'ENTRETIEN...

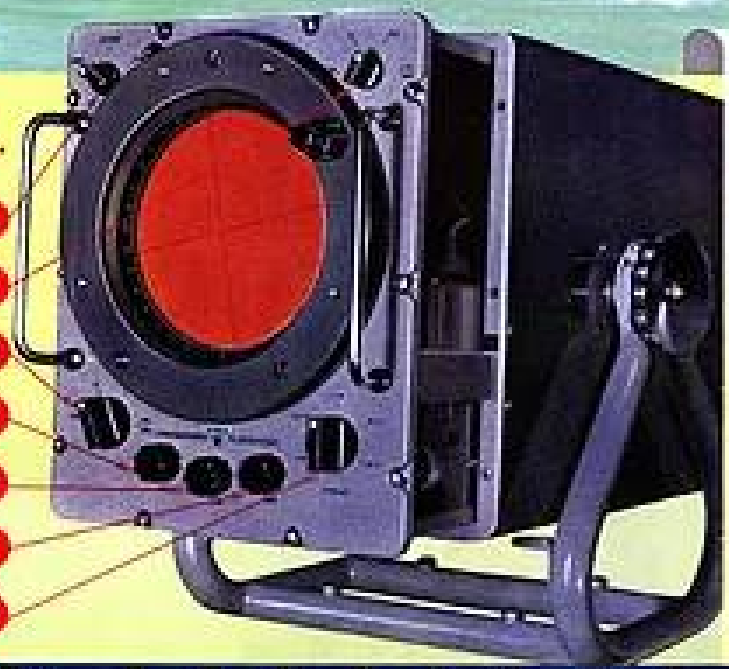
ÉMETTEUR-RÉCEPTEUR
Antenne

- Câbles de liaison indépendants standard.
- Boîtes d'induction, système d'interchangeabilité.
- Réchauffage et régulation thermique auto-actifs.
- Éclairage nocturne.
- Possibilité de disposer l'antenne et l'émetteur-récepteur en deux éléments séparés.

INDICATEUR
Panoramique

- Écran aux diodes d'essai verticales.
- Support orientable.
- Autonomie complète pour tous les types de montage.
- Possibilité d'ajuster :
- Les diodes d'essai d'orientation par l'axe.

- 115 V
- 400 p/s
- 600 VA max.
- 700 W max.
- 24, 48 ou 200 V
- 11 km
- 25 mètres



L A B O R A T O I R E S R . D E R V E A U X



UTILISATION DE LA MESURE DE PHASES DANS UN SYSTÈME DE GUIDAGE ET DE LOCALISATION DES MOBILES

PAR

J. ZAKHEIM

Ingénieur E.S.E. et I.E.T.

Chef de Groupe de Recherches à l'O.N.E.R.A.

I. — INTRODUCTION.

Le dispositif connu sous le nom « Radio-alignement ONERA » est destiné essentiellement à la détermination de la direction dans laquelle se trouve un mobile. Le fonctionnement est basé sur la mesure des variations des phases des ondes émises par un émetteur porté par le mobile et reçues au sol par un ensemble de récepteurs convenablement disposés. Le matériel embarqué est constitué par un simple émetteur d'ondes entretenues de faible puissance. Son poids très réduit autorise son emploi même sur des engins de très faibles dimensions. L'appareillage au sol peut être indifféremment utilisé soit pour l'indication au pilote du mobile de son orientation par rapport à une direction de référence, soit, aussi bien, au maintien automatique d'un engin dans un plan de tir déterminé.

II. — PRINCIPE.

Soit $XOYZ$ un trièdre de référence (fig. 1), M la position du mobile, A et B deux récepteurs placés sur l'axe des X symétriquement par rapport à O . Désignons par ψ l'angle formé par la droite OM et l'axe des X .

Si la distance OM est grande par rapport à la distance AB , le déphasage des ondes arrivant aux récepteurs A et B peut s'écrire sous la forme :

$$1) \quad \varphi = 2\pi \cdot \frac{AB}{\lambda} \cdot \cos \psi ;$$

avec λ la longueur d'onde émise par le mobile M .

La relation entre le déphasage φ et l'angle ψ

fait intervenir le rapport $2\pi \cdot \overline{AB}/\lambda$ appelé facteur de sensibilité du système.

Si on a $AB < \lambda/2$ le facteur de sensibilité est faible et au maximum égal à π . Par contre, et cela est essentiel, la mesure de φ est liée sans ambiguïté à la direction ψ car φ ne sort jamais des limites $\pm \pi$.

En prenant une distance $\overline{AB}$ grande par rapport à la longueur d'onde le facteur de sensibilité augmente. La précision du système augmente aussi et peut, comme l'a d'ailleurs démontré l'expérience,

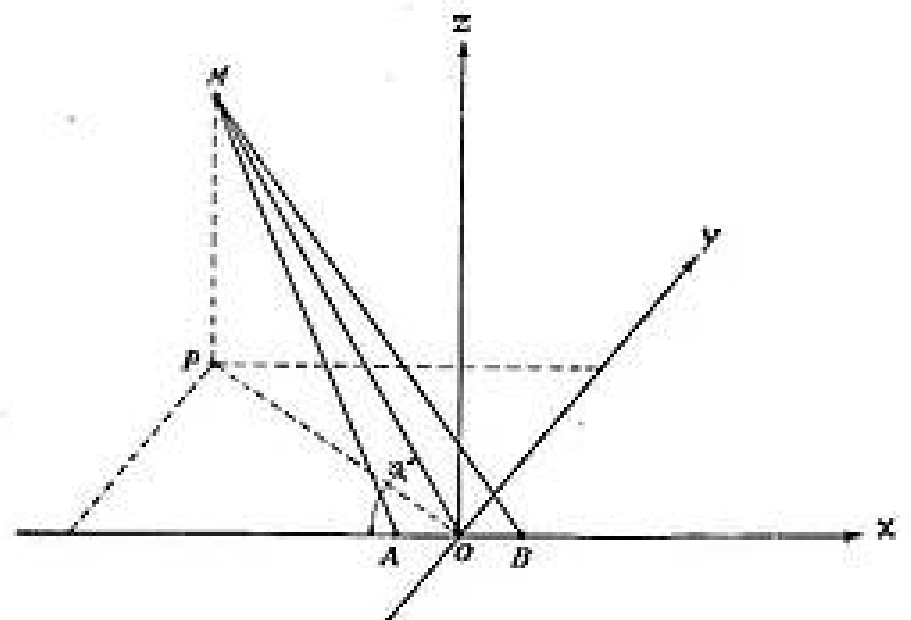


FIG. 1

dépasser la valeur pratiquement nécessaire dans le cas d'un guidage. Mais on se heurte alors à une difficulté dans la détermination de la valeur exacte de ψ . En effet si $\overline{AB} \gg \lambda$ on a une série des valeurs des angles ψ définis par :

$$2) \quad \psi_n = \arccos \left[\frac{\varphi + n \cdot 2\pi}{2\pi \overline{AB}/\lambda} \right] ;$$

qui pour des valeurs de $n : n_1 = 0 ; n_2 = 1 ; n_3 = 2$ etc. donnent des valeurs de déphasage φ_n :

$$\varphi_1 = \varphi ; \varphi_2 = \varphi + 2\pi ; \varphi_3 = \varphi + 4\pi ; \text{etc.}$$

entre lesquelles le phasemètre est absolument incapable d'opérer une distinction, son organe mobile reprenant la même position angulaire φ pour toutes ses valeurs de φ_n .

Le Radio-alignement combine l'utilisation de deux bases de mesure. Une base, dite « base longue », correspond à une distance $\overline{AB} \gg \lambda$. L'autre base, dite « base courte » a ses antennes écartées seulement de $\lambda/2$. Elle sert à lever l'ambiguïté et à verrouiller les indications du phasemètre de la « base longue » sur une valeur correcte du nombre des tours complets.

Soulignons immédiatement les particularités suivantes du système.

a) Indépendance de la continuité de l'émission :

Une interruption momentanée de l'émission de l'émetteur mobile (par masquage d'antenne par exemple) est sans effet sur le fonctionnement du Radio-Alignement, celui-ci redonne des indications correctes dès la réapparition de l'émission.

b) Nature des angles mesurés :

L'angle mesuré est, par principe, situé dans le plan oblique AMB . Cette caractéristique permet, comme nous le verrons plus loin, de déterminer, à l'aide d'un nombre convenable des radio alignements, les trois coordonnées du mobile.

La mesure des différences des phases en haute-fréquence étant délicate, on tourne la difficulté en faisant battre les ondes arrivant aux récepteurs A et B avec un émetteur hétérodyne commun. On obtient ainsi à la sortie des récepteurs des signaux basse-fréquence reproduisant fidèlement les variations des déphasages haute-fréquence. La mesure proprement dite est effectuée à l'aide d'un phasemètre asservi réalisé de la manière suivante :

Les signaux basse fréquence provenant des récepteurs A et B (fig. 2) sont envoyés dans un discriminateur des phases D suivi d'un amplificateur

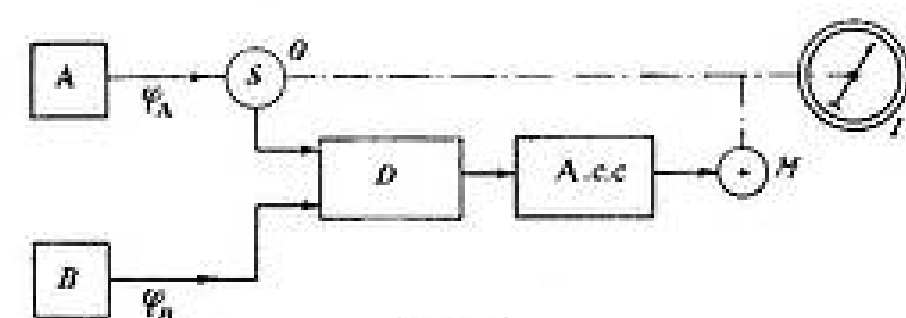


FIG. 2

de courant continu $A.c.c.$ alimentant le moteur M . Le signal du récepteur A passe, avant d'atteindre le discriminateur, par un déphaseur constitué par un selsyn S entraîné par le moteur M . L'équilibre du

système correspondant à un déphasage de $\pi/2$ entre les tensions alimentant le discriminateur, si θ désigne le déphasage introduit par le selsyn, nous aurons la relation :

$$\varphi_A + \theta - \varphi_B = \pi/2 ;$$

d'où

$$3) \quad (\varphi_A - \varphi_B) = \frac{\pi}{2} - \theta ;$$

Par conséquent, à chaque variation du déphasage $(\varphi_A - \varphi_B)$ correspondra une modification équivalente dans la position angulaire θ du selsyn, position indiquée par l'index I qui lui est accouplé.

Les deux phasemètres, affectés respectivement à la « base longue » et à la « base courte » ainsi que les différents potentiomètres qu'ils entraînent dans leur rotation, sont dans notre réalisation assemblés dans un appareil unique représenté sur la fig. 3.

Nous allons passer en revue les différents résultats que l'on peut obtenir avec ce dispositif suivant le nombre d'ensembles « radio-alignement » utilisés simultanément.

III. — RADIO-ALIGNEMENT SIMPLE.

Le radio-alignement simple est essentiellement destiné à un guidage d'un mobile dans un plan vertical. En effet le plan YOZ (fig. 1) est caractérisé par un déphasage nul entre les signaux reçus aux deux récepteurs A et B et ceci indépendamment du rapport $\frac{MP}{OM}$. Le phasemètre mesurant l'angle φ

est accouplé à un dispositif produisant des signaux de guidage. Ces signaux, fonction du sens et de la grandeur de l'écart du mobile à partir du plan, peuvent être :

1° soit utilisés, après une transmission par une V.H.P. classique, pour indiquer au pilote du mobile sous une forme auditive ou visuelle sa position par rapport au plan de référence.

2° soit injectés directement dans la chaîne de télécommande du mobile, l'asservissant ainsi au plan de référence.

En faisant passer le plan YOZ par une piste d'atterrissage ou par l'axe d'une base de mesure, il devient possible de prendre un avion en charge à une distance considérable et de l'amener exactement sur l'axe désiré sans que les conditions de visibilité entrent en ligne de compte.

Dans le cas des signaux auditifs, il est avantageux d'utiliser un système auquel les pilotes sont déjà habitués. C'est ainsi que nous utilisons des signaux composés des lettres N (trait-point) et A (point-trait) s'imbriquant les uns dans les autres. L'intensité avec laquelle chaque lettre est émise dépend de la position du mobile par rapport à l'alignement. Tant que le mobile se trouve dans le plan de guidage les deux lettres sont émises avec la même intensité,

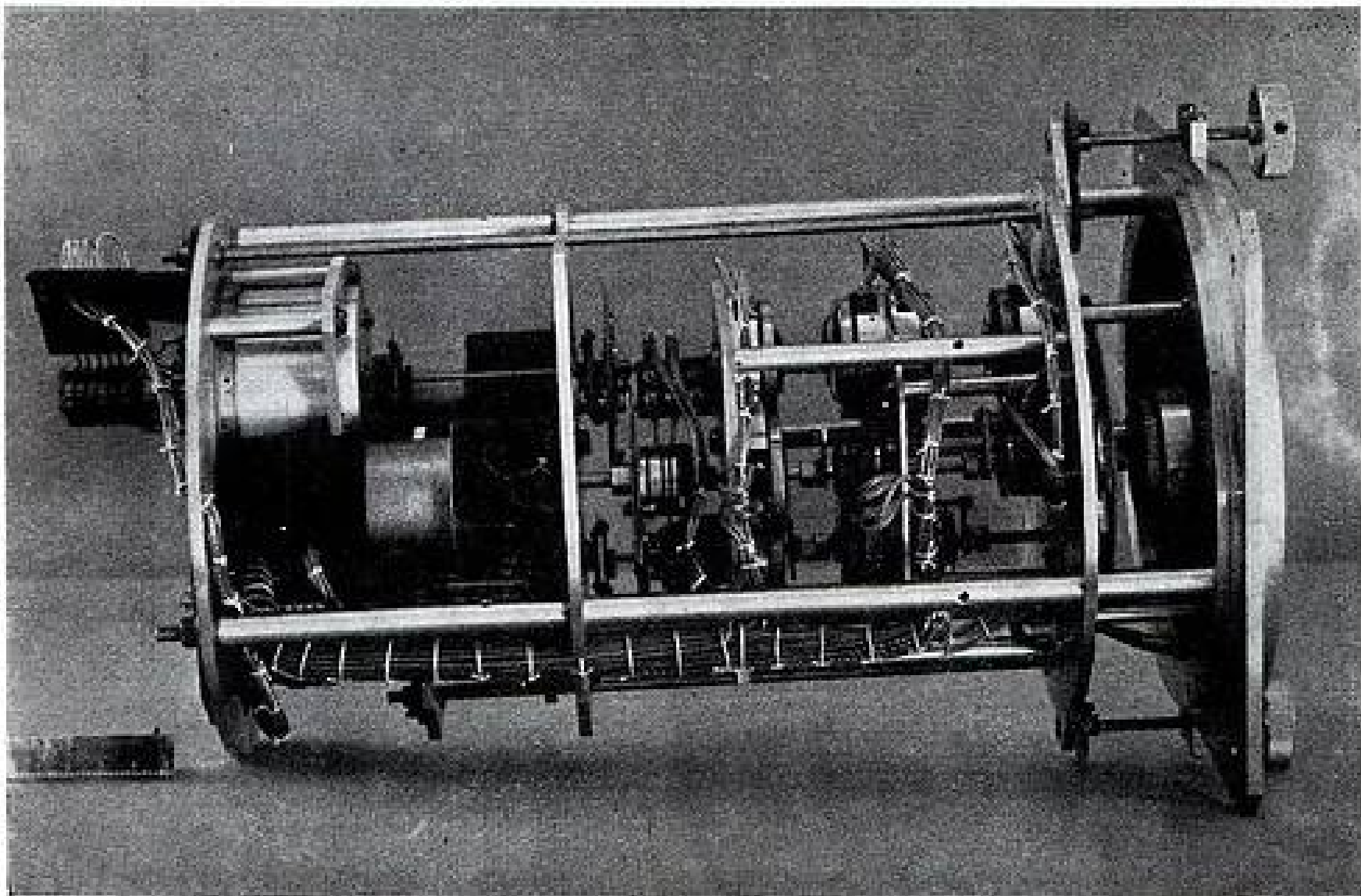


Fig. 3

le pilote entend donc un son continu. De part et d'autre du plan l'une ou l'autre des lettres s'estompe progressivement. A partir d'un certain angle d'écart une seule lettre est émise, l'autre étant bloquée.

Les signaux de guidage sont obtenus de la manière suivante :

Sur un tambour en matière isolante, dont le déve-

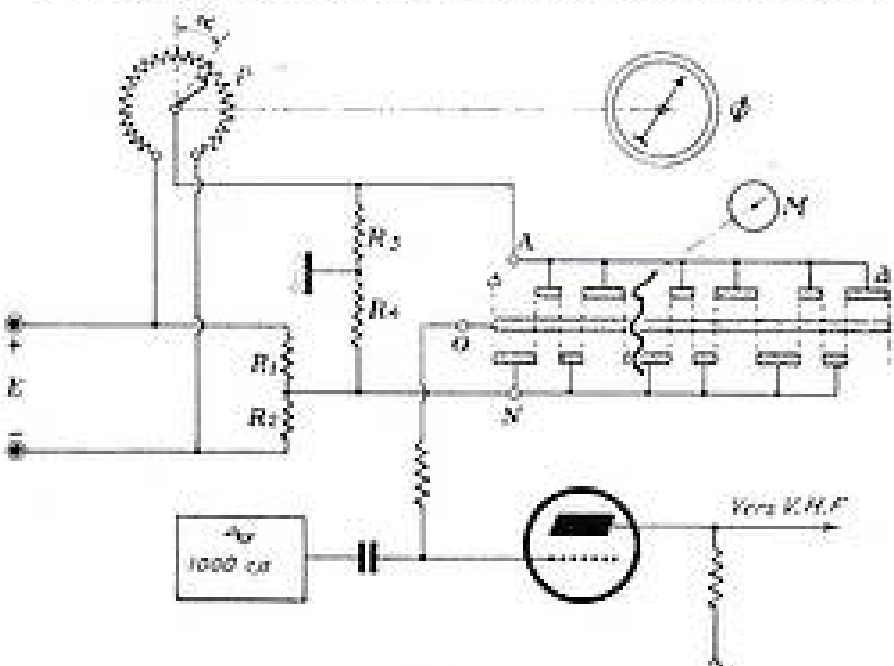


Fig. 4

loppement est indiqué sur la fig. (4), sont disposées deux rangées de plots courts et longs convenablement groupés. Une série des plots aboutit à la borne A, l'autre série à la borne N. Un balai triple, dont le mouvement est assuré par le moteur M, établit le contact entre la barre collectrice 0 et les dif-

férents plots. La barre 0 est reliée à la grille d'un tube L à pente variable.

Les deux séries des plots sont alimentées à partir d'un pont constitué par les résistance R_1 et R_2 et le potentiomètre P calé sur l'arbre du phasemètre.

Les tensions apparaissant aux bornes A et N, sont ainsi rendues variables en fonction de l'indication du phasemètre Φ , quand la tension sur l'une des bornes monte, la tension sur l'autre borne descend et vice versa. La polarisation du tube L se trouve donc modulée à travers le dispositif décrit par les tensions en A et N, et ceci alternativement à la cadence de la manipulation des lettres A' et N, enchevêtrées entre elles.

Le tube L étant intercalé entre un générateur à 1 000 p/s et le départ vers les étages de modulation d'un émetteur VHF, on assure ainsi l'envoi vers le pilote du mobile des signaux de correction de route.

La largeur du faisceau de guidage, c'est-à-dire l'écart angulaire du mobile par rapport au plan de guidage provoquant le passage de l'émission de la lettre A seule à l'émission de la lettre N seule est donnée par la relation :

$$\theta b = \frac{2\theta_0}{\pi} \cdot \frac{\lambda}{D} \cdot \frac{V_g b}{E} ;$$

avec :

λ/D = rapport de la longueur d'onde à la longueur de la base,

θ_0 = l'angle couvert par l'enroulement du potentiomètre P ,

E = la tension de la source alimentant le pont,

V_{gb} = la polarisation du cut-off du tube L .

Dans notre réalisation l'angle θb est variable entre les valeurs 1 et 3 degrés.

En comparaison avec les beams de guidage usuels nous signalerons les points suivants :

1° Le faisceau de guidage du radio alignement est plusieurs fois plus étroit que les beams classiques, le guidage gagne ainsi énormément en précision.

2° Le radio alignement ONERA peut, tout en conservant ses antennes fixes, décaler son orientation d'environ $\pm 75^\circ$ par rapport à l'orientation principale. Cette particularité permet de prendre en charge un avion se trouvant pratiquement dans n'importe quel azimuth et de le « tirer » vers le terrain.

3° Dans les beams classiques le sol ignore la position de l'avion par rapport au plan de guidage.

Par contre notre dispositif renseigne continuellement les opérateurs au sol sur la direction dans laquelle se trouve le mobile.

La transmission des signaux de guidage vers l'avion se fait à l'aide de la VHF ordinaire faisant partie de l'équipement de bord. Dans ces conditions, l'équipement supplémentaire se compose uniquement

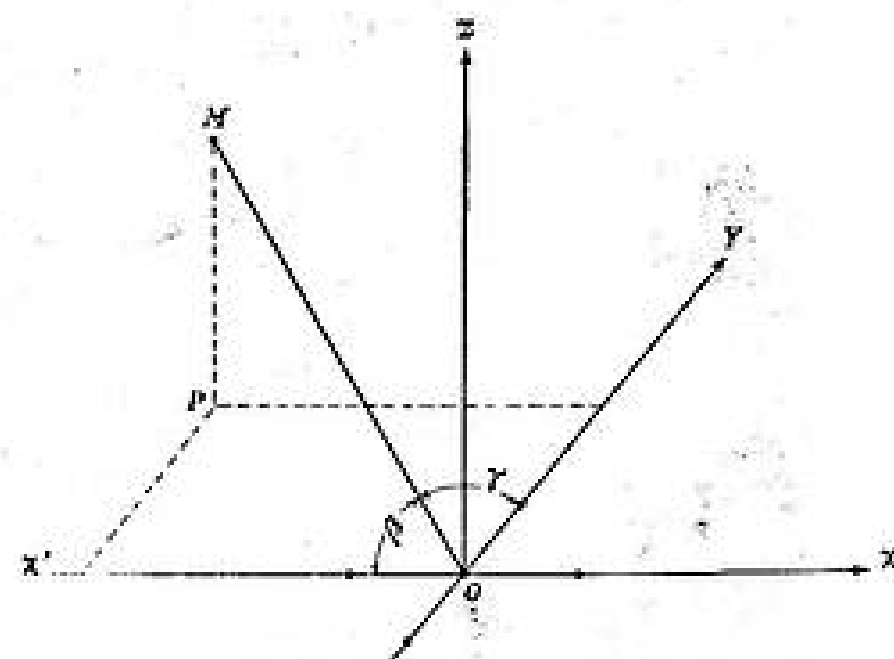


FIG. 6

un ensemble des cinéthéodolites pour le relevé de la trajectoire de la maquette. Il est nécessaire, pour la bonne précision des mesures, que l'avion se présente suivant un axe prescrit et que le larguer soit effectué à la verticale d'un point bien déterminé.

Le radio-alignement double résout le problème. Les deux ensembles sont groupés suivant la fig. 6. On mesure essentiellement les angles :

$$\beta = \widehat{MOX'} \text{ et } \gamma = \widehat{MOY},$$

ce qui détermine l'orientation de OM . L'axe des X étant orienté suivant l'axe du larguer, les indications du phasemètre mesurant γ sont utilisées pour le guidage de l'avion de manière à le maintenir toujours dans le plan XOZ . Si d'autre part, on connaît avec assez de précision l'altitude du vol, la mesure de l'angle β donne immédiatement l'abscisse de l'avion. On connaît ainsi à chaque instant la position de l'avion et on peut commander le larguer à la verticale d'un point bien déterminé. En particulier en faisant coïncider la verticale du larguer avec l'axe OZ , la connaissance exacte de l'altitude de l'avion devient superflue.

On dispose actuellement à l'ONERA d'un double radio-alignement monté dans un véhicule tous terrains et absolument autonome. La fig. 7 donne une vue intérieure de cette installation.

V. — RADIO-ALIGNEMENT TRIPLE.

L'exploitation simultanée de trois radio-alignements convenablement groupés permet de déter-

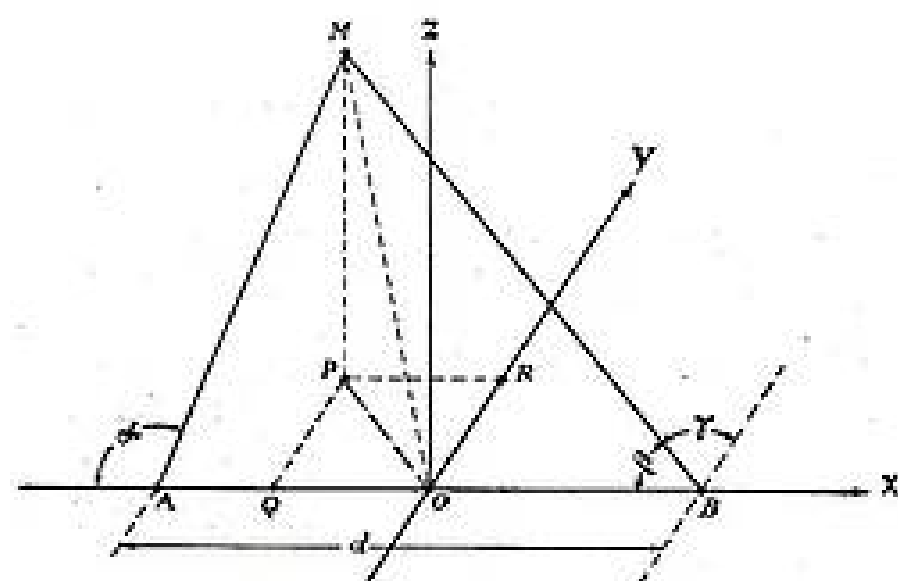


FIG. 5

de l'émetteur de localisation, dont le poids, alimentations comprises, ne dépasse pas 2 kg.

Les portées réalisées avec un équipement de ce genre dépassent 80 kilomètres à une altitude de vol de 2 000 mètres.

VI. — RADIO-ALIGNEMENT DOUBLE.

L'utilisation simultanée de deux dispositifs radio-alignement implantés suivant la fig. 5 aux points A et B distants d'une quantité connue d permet de connaître à chaque instant l'abscisse du mobile. L'ensemble se prête donc très bien à la mesure de vitesses sur bases en vol horizontal.

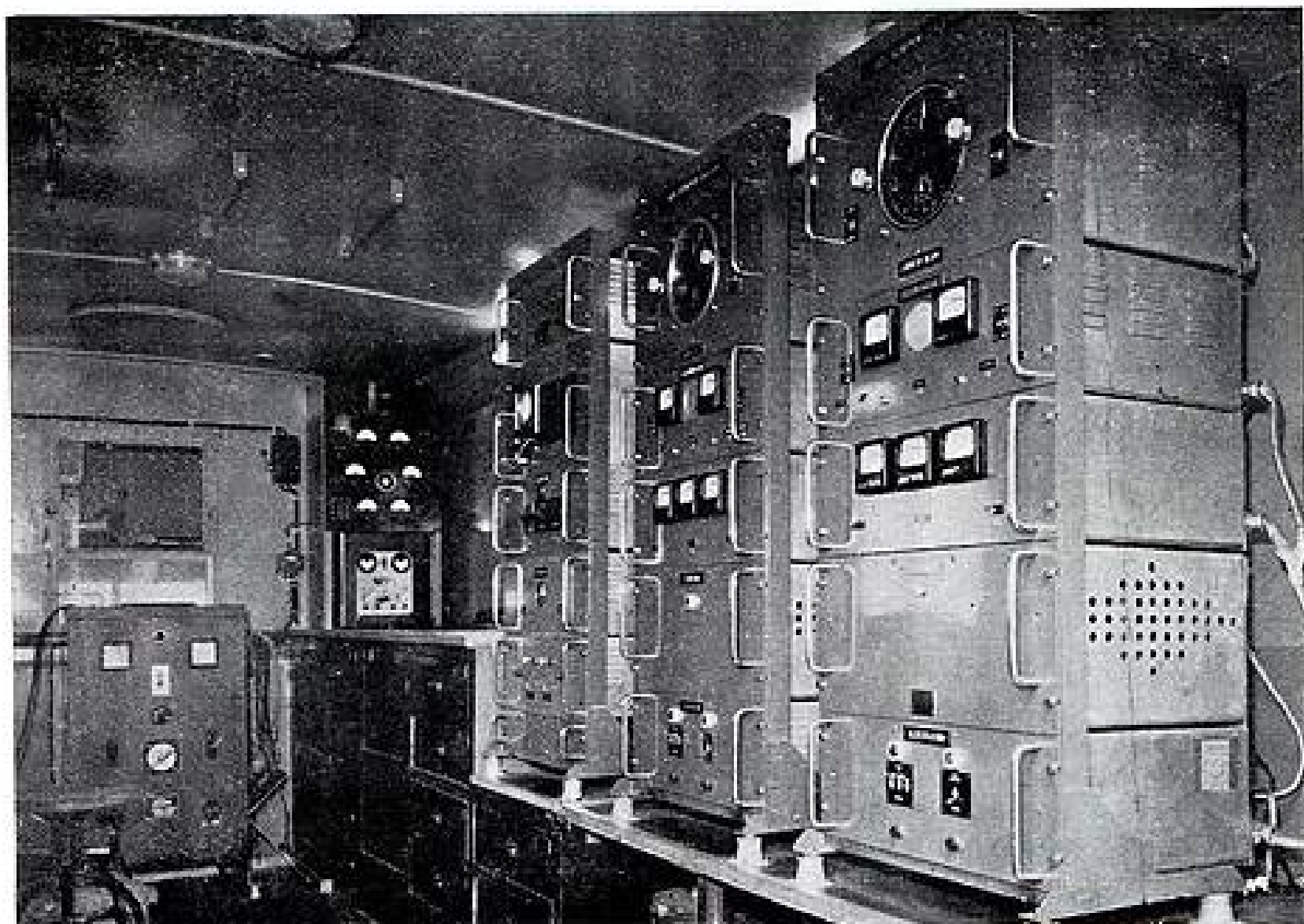
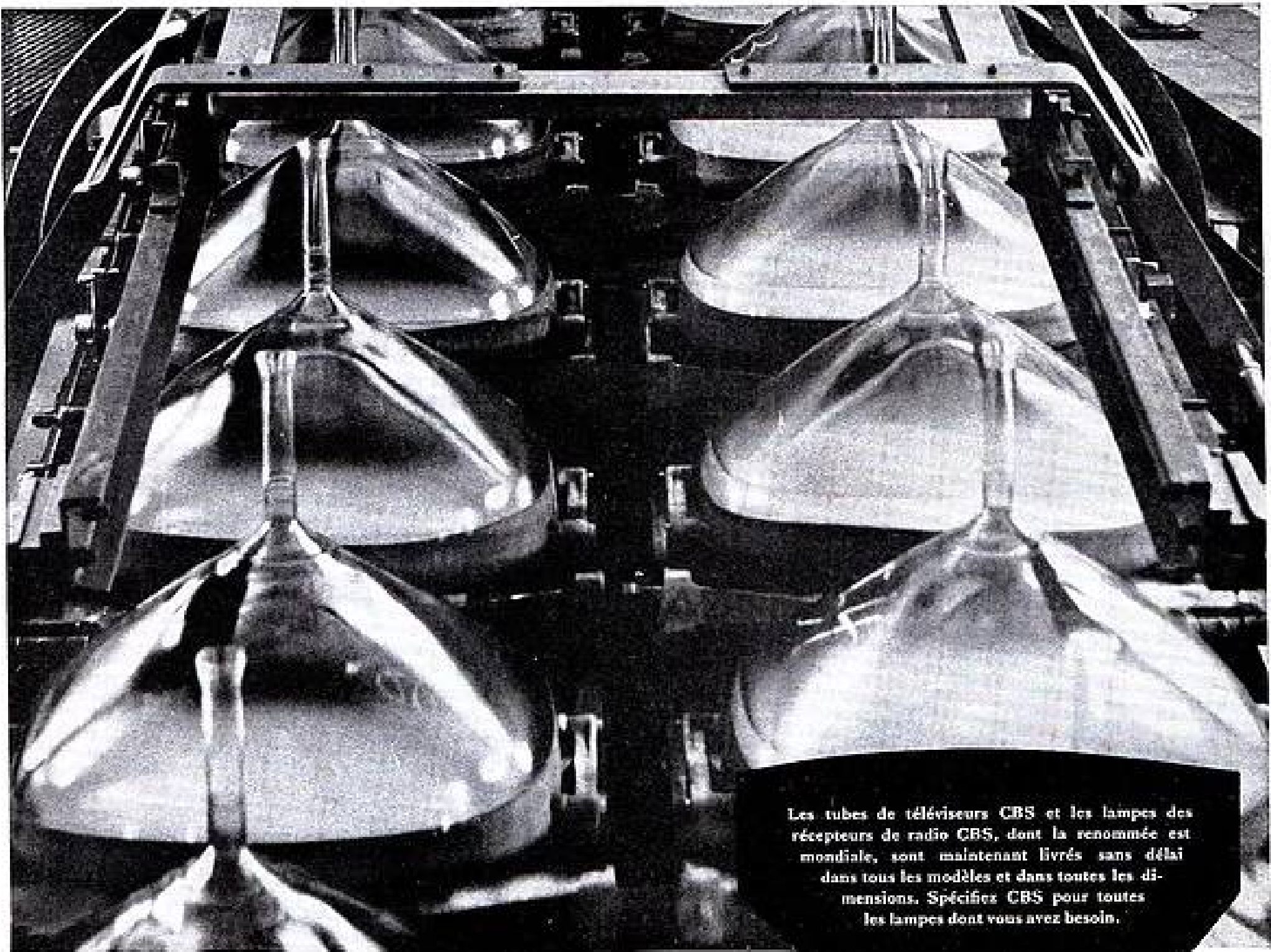


FIG. 7

miner sans ambiguïté les coordonnées d'un mobile donc également de relever une trajectoire.

En effet, si au point B (voir fig. 5) on place un ensemble double mesurant les angles β et γ , nous disposons des éléments d , α , β , γ suffisants pour la détermination des coordonnées X , Y et Z du point M où se trouve le mobile.

Il est évident que les deux points A et B doivent être reliés à un point central de mesure soit par fil soit par radio. Cette liaison devra permettre une transmission continue et précise des valeurs des angles α , β et γ qui seront soit enregistrées en vue d'un dépouillement ultérieur, soit injectées directement dans un calculateur fournissant les valeurs des coordonnées.



Les tubes de téléviseurs CBS et les lampes des récepteurs de radio CBS, dont la renommée est mondiale, sont maintenant livrés sans délai dans tous les modèles et dans toutes les dimensions. Spécifiez CBS pour toutes les lampes dont vous avez besoin.

CBS, la première marque du monde en appareils de radio et de télévision,

FABRIQUE ET LIVRE DES LAMPES POUR TOUTES LES APPLICATIONS

SI VOS LAMPES SONT DES CBS, sachez que rien, dans leur fabrication, n'a été laissé au hasard. Voici, par exemple, un procédé automatique et unique, conçu par les ingénieurs de CBS pour placer sur les lampes de télévision CBS des écrans uniformes à très fine contexture.

VOUS AVEZ RAISON DE SPÉCIFIER LAMPES CBS. Vous connaissez leur exceptionnelle qualité et vous savez qu'elles vous seront livrées à la date prévue. Chaque lampe CBS témoigne de l'habileté technique, de l'expérience et des énormes possibilités de fabrication de la Columbia Broadcasting System, le premier réseau de radio et de télévision du monde.

- Tubes de téléviseurs
- Lampes de récepteurs radio
- Lampes de transmission et pour usages spéciaux
- Transistors
- Diodes à cristal

Si vous désirez avoir une documentation technique complète sur une lampe CBS ou sur toute la gamme des lampes CBS, sur les transistors CBS et les diodes à cristal CBS, écrivez ou câblez aujourd'hui même à

CBS International
488 Madison Avenue
New-York 22, New-York
Adresse télégr. " COLUMBINE "



INTERNATIONAL
SUBDIVISION DE LA COLUMBIA BROADCASTING SYSTEM,
488 MADISON AVENUE, NEW-YORK - 22, NEW-YORK,
ADR. TÉLÉGR. " COLUMBINE "

Centralise les activités d'Outre-Mer des disques Columbia (phonographes et disques); CBS Columbia (récepteurs de radio, télévision et postes combinés); CBS-Hytron (lampes radio et télévision, transistors et diodes).

M.B.M.

LA PIÉZO ÉLECTRICITÉ DANS L'INDUSTRIE

6-8, Rue Jenner — SAVIGNY-SUR-ORGE
Tél. 144

- ★ QUARTZ OSCILLATEURS
1 à 25 Mc/s
- ★ QUARTZ POUR ULTRA-
SONS - 500 - 3000 Kcs
- ★ QUARTZ ÉTALONS
STABILITÉ 1×10^{-7}
- ★ QUARTZ SPÉCIAUX
- ★ MONTURES MINIATURES

DELAIS RÉDUITS

SFME

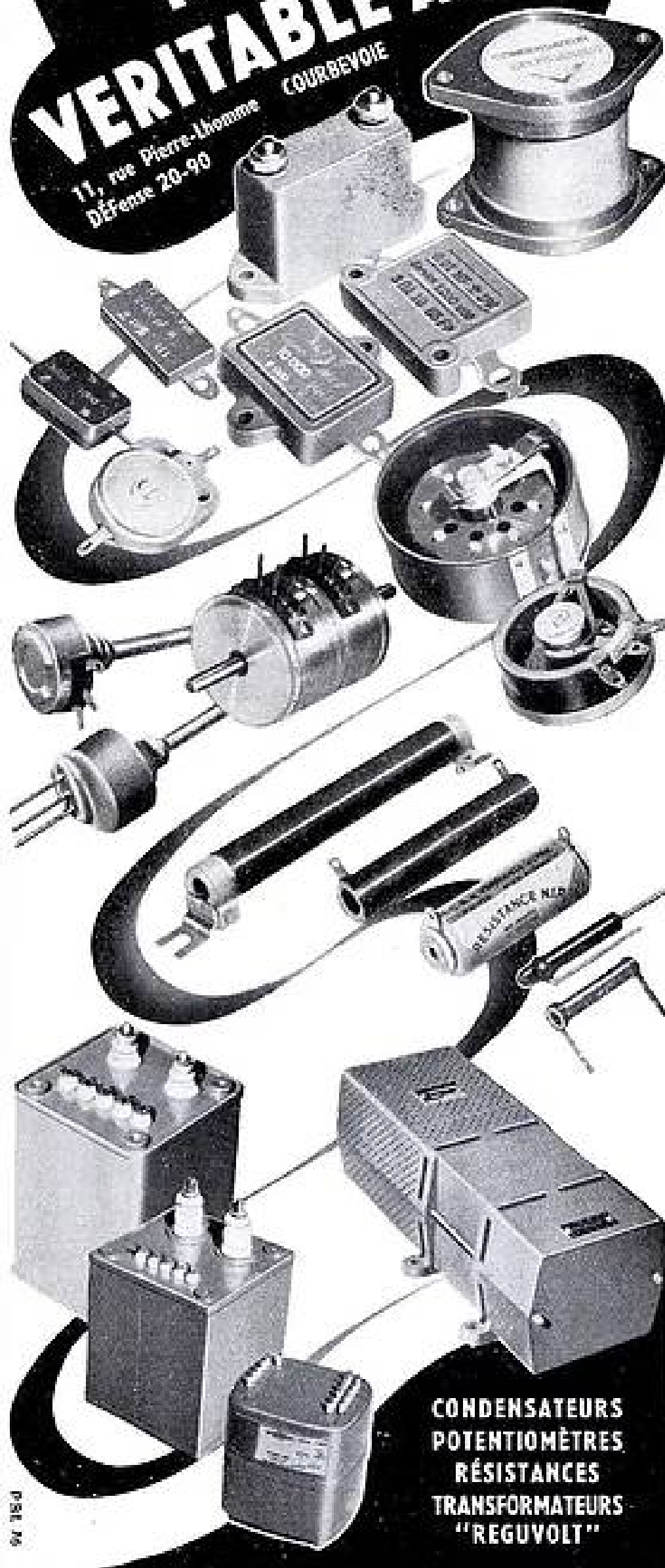
PANTIN

TRANSFORMATEUR d'ISOLEMENT 120.000 volts

pour balisage d'antenne

62, RUE DENIS-PAPIN ★ Tél. NORD. 47-62

ALTER
MCB ET
VERITABLE ALTER
11, rue Pierre-1^{er}homme
Défense 20-90 COURBEVOIE



CONDENSATEURS
POTENTIOMÈTRES
RÉSISTANCES
TRANSFORMATEURS
"REGUVOLT"



TECHNIQUE NOUVELLE DANS L'OSCILLOSCOPE

LE SYNCHROSCOPE TYPE 252 A



AMPLIFICATEUR VERTICAL

0-10 MHz sensibilité 0,15 V. p à p/cm
20-10 MHz — 0,03 V. p à p/cm.
(mesures jusqu'à 20 MHz); avec câble
de retard de 0,3 μ s incorporé: ampli
distribué, étalonné en tensions

TUBE CATHODIQUE $\varnothing$ 12,5

à post-accélération
34 tubes normalisés ou
noval. Un seul coffret

BALAYAGE DÉCLENCHÉ

de 0,01 sec/cm à 0,1 μ s/cm

et RELAXÉ

10 Hz - 500 KHz

MARQUEUR

9 valeurs comprises
entre 0,2 et 1.000 μ s,
précision = 2 %

BALAYAGE PANORAMIQUE

retard au déclenchement de
1 à 100.000 μ s. Blocage du
redéclenchement pendant
1 μ s à 1 sec

Ses performances
le destinent particulièrement
à certains domaines
de l'**ELECTRONIQUE**

Calculateurs électroniques
Radar, Télévision
Télécommunications

LABORATOIRE - MAINTENANCE

**Ribet
Desjardins**



ACTA

13, RUE PÉRIER - MONTROUGE (SEINE) - ALÉ. + 24-40

Agent pour la Belgique : URB, 51, quai Bonaparte, LIÈGE

MULTIPLIEURS A DÉCOUPAGE TEMPOREL

PAR

Madame M. LILAMAND

*Ingénieur à la Société d'Electronique
et d'Automatisme*

1. — INTRODUCTION.

Dans les machines à calculer analogiques, la première forme d'opération non linéaire est la multiplication. La S. E. A. a retenu trois types de multiplieurs : le multiplieur à servomécanisme, le multiplieur à diodes mettant en œuvre un traducteur de fonction parabolique, et enfin le multiplieur à modulation ou à découpage temporel dont il va être question. Celui-ci a l'intérêt d'être plus précis que le multiplieur à servomécanisme, d'être distributif, et de nécessiter beaucoup moins de matériel que le multiplieur à diodes.

L'idée de base consiste dans le produit d'une modulation de durée et d'une modulation d'amplitude sous la forme proposée en particulier par GOLDBERG :

L'amplitude d'un signal rectangulaire est fonction linéaire d'un des facteurs du produit, la durée dans le temps étant fonction de l'autre ; de telle sorte que la valeur moyenne dans le temps du signal soit proportionnelle au produit.

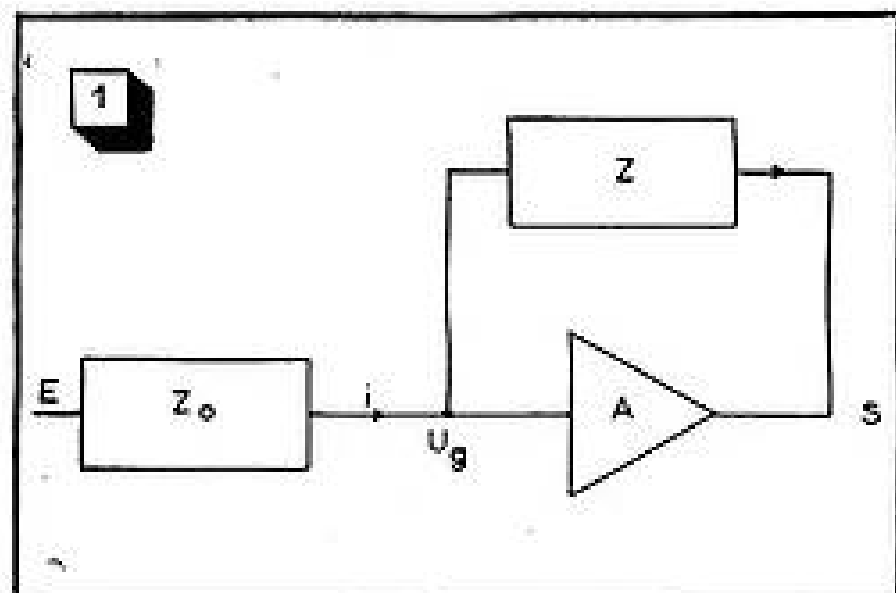
Les multiplieurs basés sur ce principe ⁽¹⁾ avaient jusque là une précision insuffisante ou une complexité trop grande. Nous avons recherché à la S. E. A. une solution à la fois économique et précise à laquelle nous sommes arrivés, par la mise au point d'un commutateur de précision ⁽²⁾ et par la compensation des capacités parasites des lampes.

Nous avons pu ainsi obtenir une précision de 0,1 % pour une fréquence moyenne de découpage de 1,5 kHz.

2. — PRINCIPE.

Rappelons d'abord ce qu'on entend par déphaseur et intégrateur en analogie.

Si nous nous reportons à la figure 1, A est un amplificateur de gain infini et d'admittance nulle, u_g est la tension de grille de l'amplificateur maintenue nulle par la contre-réaction.



Ecrivons que le courant dans l'impédance d'entrée Z_0 est égal au courant dans l'impédance de bouclage Z_1

$$\frac{E}{Z_0} = - \frac{S}{Z_0}$$

$$S = - \frac{Z_1}{Z_0} E$$

$$\text{Si } \begin{cases} Z_0 = R_0 \\ Z_1 = R_1 \end{cases}$$

nous avons un déphaseur $S = - \frac{R_1}{R_0} E$

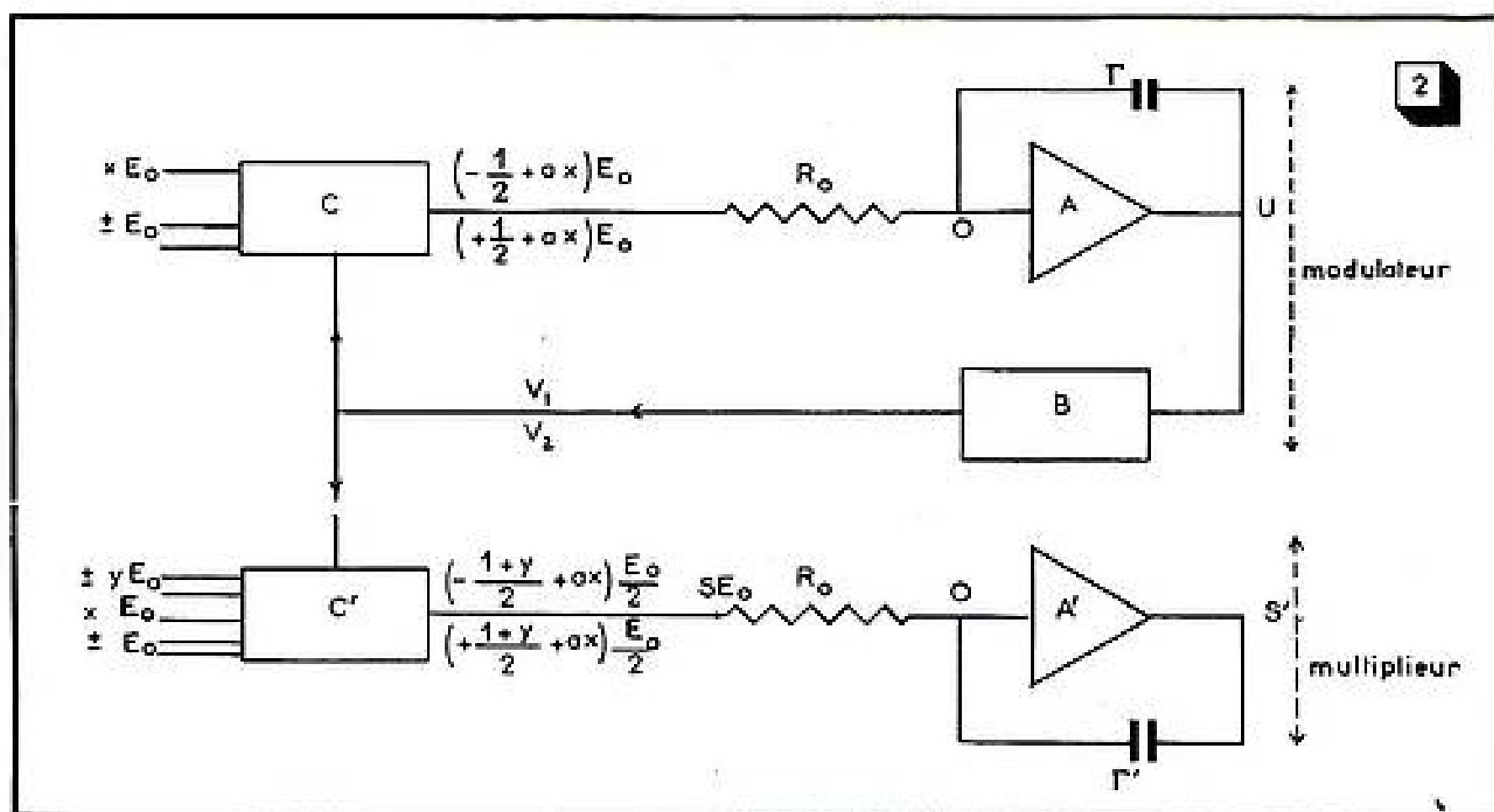
$$\text{Si } \begin{cases} Z_0 = R_0 \\ Z_1 = \frac{1}{Cp} \end{cases}$$

nous avons un intégrateur $S = - \frac{1}{R_0 C} \int E dt$

(1) Voir bibliographie.

(2) Brevets P. V. 658.091, du 23 novembre 1953 : « Perfectionnements à la commutation électronique » (François-Henri Raymond).

P. V. 659.013, du 28 novembre 1953 : « Perfectionnements apportés aux commutateurs électroniques », (François-Henri Raymond Monique Berthe Lajzer).



Le schéma de principe indiqué figure 2 ne correspond pas exactement à la réalité, mais il permet de comprendre plus facilement ce qui se passe.

E_o est une tension de référence fixe ($E_o = 100$ Volts).

x et y sont les deux nombres (compris entre -1 et $+1$) à multiplier.

C et C' sont deux commutateurs à deux positions commandés en synchronisme par un basculeur B (en réalité B comprend un organe sensible, le basculeur proprement dit, et un organe de puissance).

Le fonctionnement est tel que la tension de sortie U de l'intégrateur oscille entre deux limites U_1 et U_2 fixées d'avance par la bascule et qui sont successivement atteintes.

B agit précisément lorsque :

$$U = U_1 \quad \text{et} \quad U = U_2$$

Pour fixer les idées :

dans une première phase :

B délivre la tension de commande : $V_c = V_1$

C délivre la tension $\left(-\frac{1}{2} + ax\right) E_o$ $0 < a < \frac{1}{2}$

C' délivre la tension $\left(-\frac{1+y}{2} + ax\right) \frac{E_o}{2}$

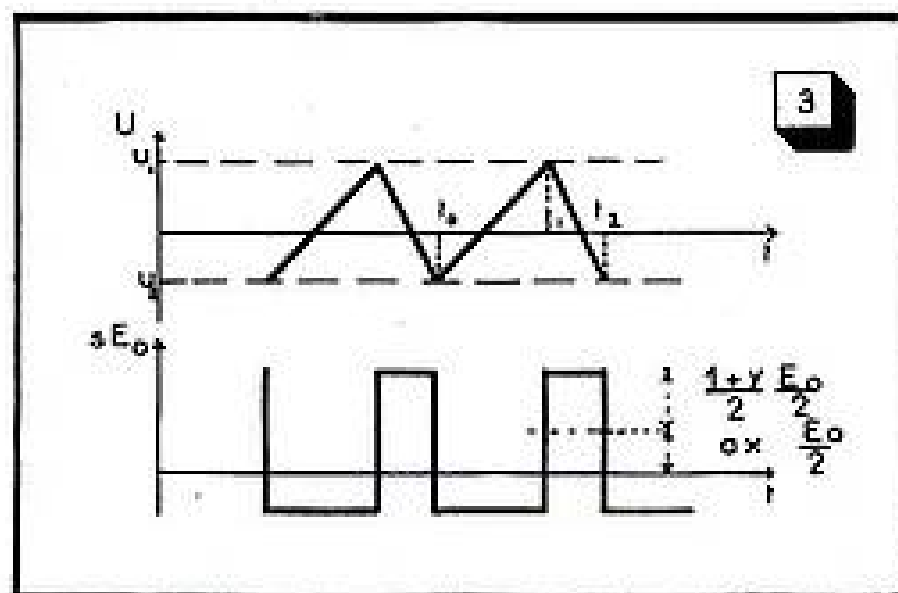
dans une deuxième phase :

B délivre la tension de commande : $V_c = V_2$

C délivre la tension $\left(+\frac{1}{2} + ax\right) E_o$

C' délivre la tension $\left(+\frac{1+y}{2} + ax\right) \frac{E_o}{2}$

Considérons le multiplieur en fonctionnement. A l'instant $t_o + 0$, $U = U_2$, B vient de basculer et C délivre $\left(-\frac{1}{2} + ax\right) E_o$, c'est le début d'une première phase (fig. 3).



Première phase :

$$U = U_2 + \frac{1}{R_o \Gamma} \int_{t_o}^t \left(\frac{1}{2} - ax\right) E_o \, dt \quad \text{du } t \geq t_o$$

U croît (car $\frac{1}{2} - ax > 0$). Soit t_1 l'époque laquelle $U = U_1$, nous avons :

$$(1) \quad U_1 = U_2 + \frac{1}{R_o \Gamma} \int_{t_o}^{t_1} \left(\frac{1}{2} - ax\right) E_o \, dt$$

Au temps t_1 une nouvelle commutation a lieu et le système entre dans sa deuxième phase.

Deuxième phase :

$$U = U_1 - \frac{1}{R_0 \Gamma} \int_{t_1}^t \left(\frac{1}{2} + ax \right) E_0 \, du \quad t \geq t_1$$

U décroît avec t (car $\left(\frac{1}{2} + ax \right) \geq 0$) jusqu'à l'époque t_2 à laquelle $U = U_2$. Nous avons :

$$(2) \quad U_2 = U_1 - \frac{1}{R_0 \Gamma} \int_{t_1}^{t_2} \left(\frac{1}{2} + ax \right) E_0 \, du$$

B agit alors et le cycle de commutations recommence.

Les relations (1) et (2) s'écrivent, en posant

$$\lambda = R_0 \Gamma \cdot \frac{U_1 - U_2}{E_0}$$

$$(1') \quad \lambda = \int_{t_0}^{t_1} \left(\frac{1}{2} - ax \right) du = \left(\frac{1}{2} - ax_m^1 \right) T_1$$

$$(2') \quad \lambda = \int_{t_1}^{t_2} \left(\frac{1}{2} + ax \right) du = \left(\frac{1}{2} + ax_m^2 \right) T_2$$

x_m^1 et x_m^2 étant les valeurs moyennes respectives de $x(t)$ sur les intervalles (t_0, t_1) et (t_1, t_2) .

La valeur moyenne de la tension $s E_0$ à la sortie du commutateur C au cours du cycle de commutations (t_0, t_2) est $s_m E_0$ telle que :

$$\begin{aligned} s_m &= \frac{1}{2} \frac{1}{T_1 + T_2} \left[\int_{t_0}^{t_1} \left(-\frac{1+y}{2} + ax \right) du + \int_{t_1}^{t_2} \left(\frac{1+y}{2} + ax \right) du \right] \\ &= \frac{1}{2} \frac{\left(-\frac{1+y_m^1}{2} + ax_m^1 \right) T_1 + \left(\frac{1+y_m^2}{2} + ax_m^2 \right) T_2}{T_1 + T_2} \end{aligned}$$

Les relations (1') et (2') donnent :

$$\frac{\frac{1}{2} - ax_m^1}{T_2} = \frac{\frac{1}{2} + ax_m^2}{T_1} = \frac{1 + a(x_m^2 - x_m^1)}{T_1 + T_2}$$

$$(3) \quad \frac{T_1}{T_1 + T_2} = \frac{\frac{1}{2} + ax_m^2}{1 + a(x_m^2 - x_m^1)}$$

$$(4) \quad \frac{T_2}{T_1 + T_2} = \frac{\frac{1}{2} - ax_m^1}{1 + a(x_m^2 - x_m^1)}$$

d'où :

$$s_m = \frac{1}{2} - a \frac{x_m^2 y_m^1 + x_m^1 y_m^2}{2} + \frac{y_m^2 - y_m^1}{4} \frac{1}{1 + a(x_m^2 - x_m^1)}$$

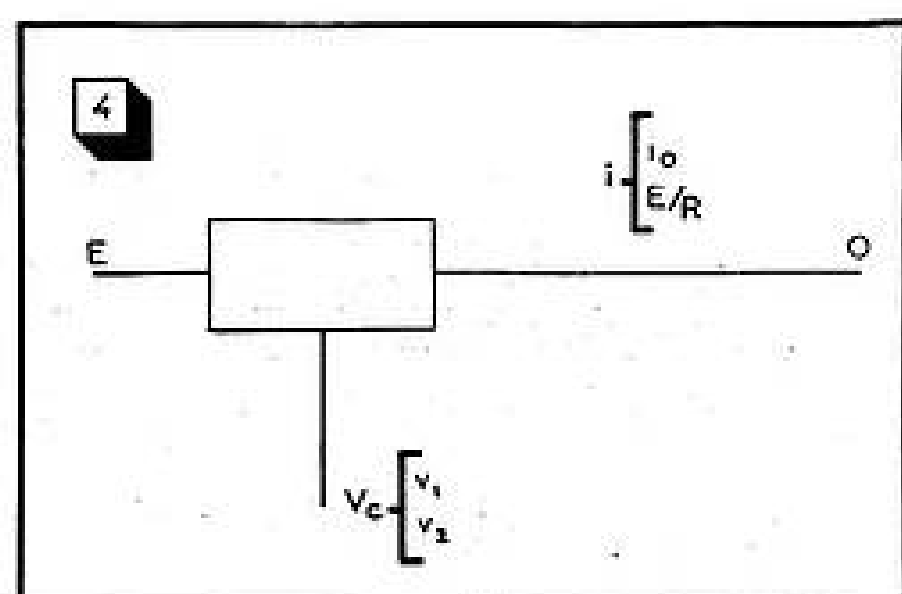
Si x et y varient peu durant un cycle de commutations, on aura (ce que nous supposons par la suite), :

$$s_m = -\frac{a}{2} xy$$

3. — RÉALISATION.

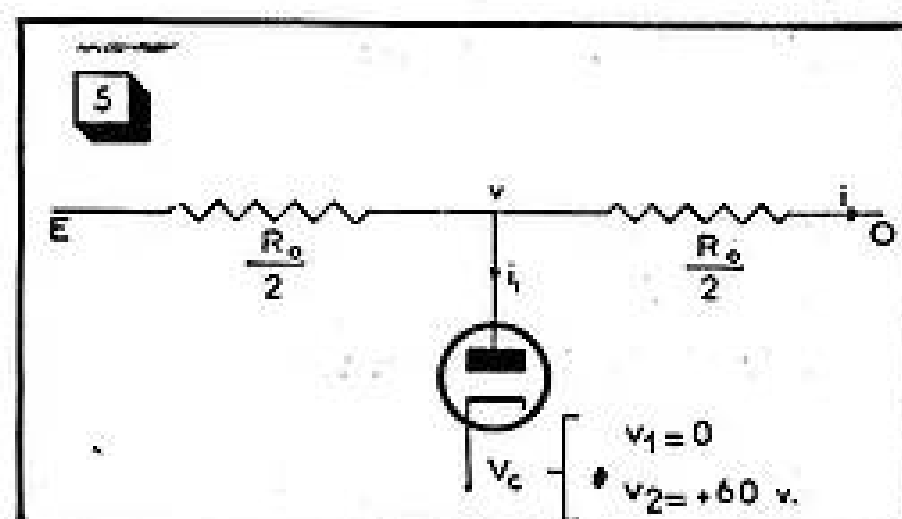
Le multiplieur comprend deux parties :

Le modulateur (partie supérieure de la figure 2)



où se produit la modulation de durée et le multiplieur proprement dit (partie inférieure de la figure 2) où se produit la modulation d'amplitude.

L'élément de base du modulateur et du multiplieur est le commutateur.



3.1. — Commutateur à diodes.

Le fonctionnement du commutateur schématisé figure 4 est le suivant :

A l'entrée du commutateur, nous avons une tension positive E variant de E_{max} à E_{min} (10 à 100 Volts), à la sortie une tension nulle et un courant i tel que :

$i = i_0$ indépendant de E , quand $V_c = V_1$

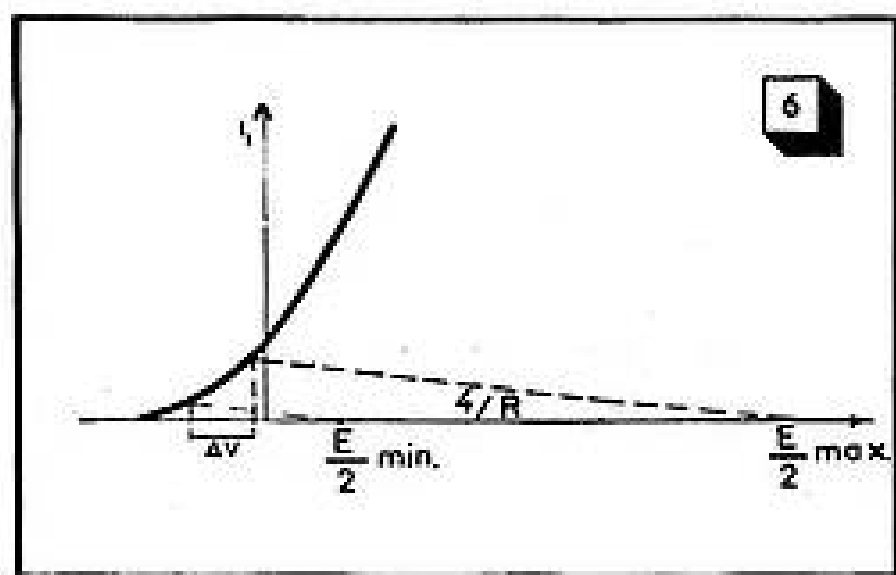
$i = \frac{E}{R}$ proportionnel à E , quand $V_c = V_2$

Le système le plus simple qui vient à l'idée est celui indiqué sur la figure 5.

$i = 0$ quand $V_c = 0$ (diode conductrice)

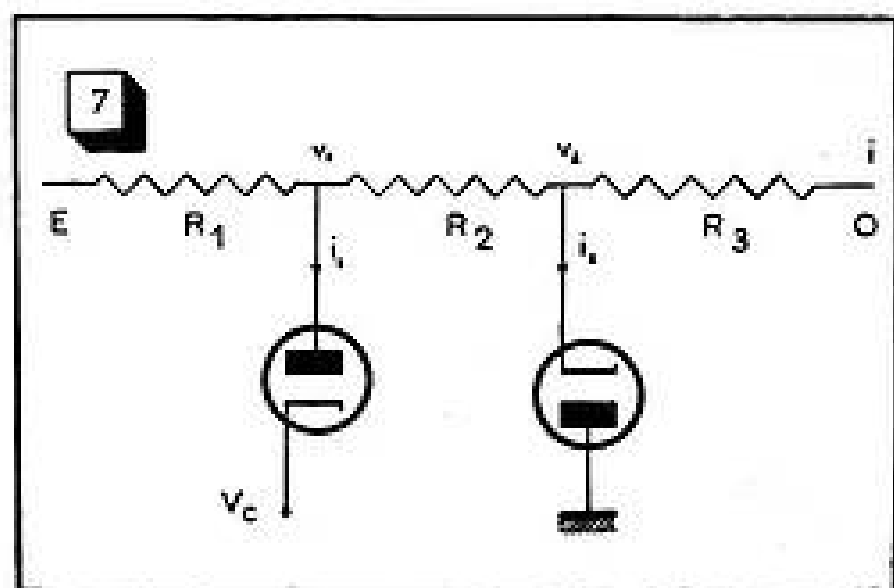
$i = \frac{E}{R_0}$ quand $V_c = +60$ V (diode bloquée).

En réalité, quand la diode est conductrice, v n'est pas rigoureusement nul; il subsiste une tension dite de déchet qui dépend de E .



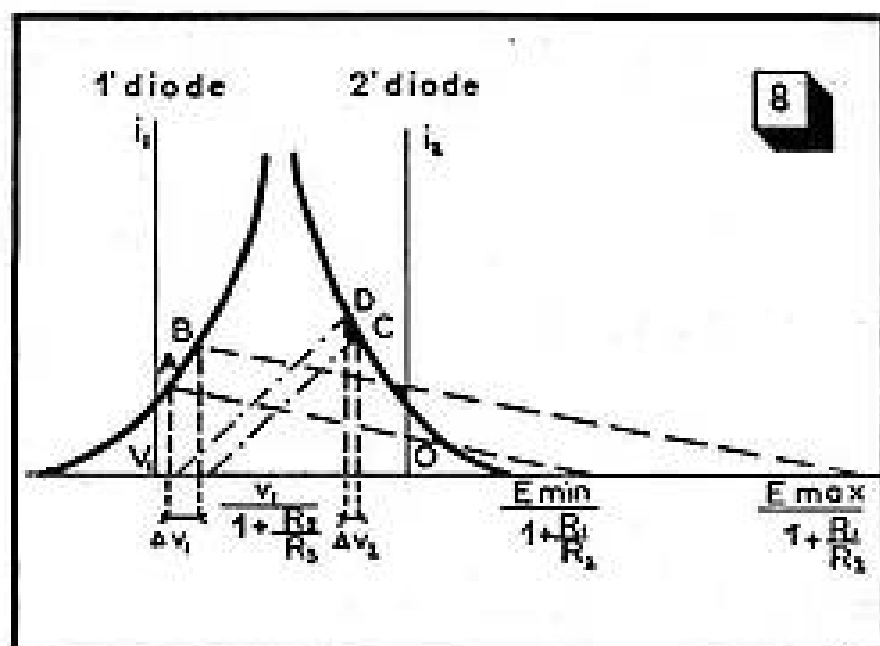
Nous voyons sur la caractéristique de la diode, figure 6, la variation Δv de v quand E varie de $E_{\min}$ à $E_{\max}$.

Si la caractéristique était linéaire dans cette région, cette variation serait compensable, mais

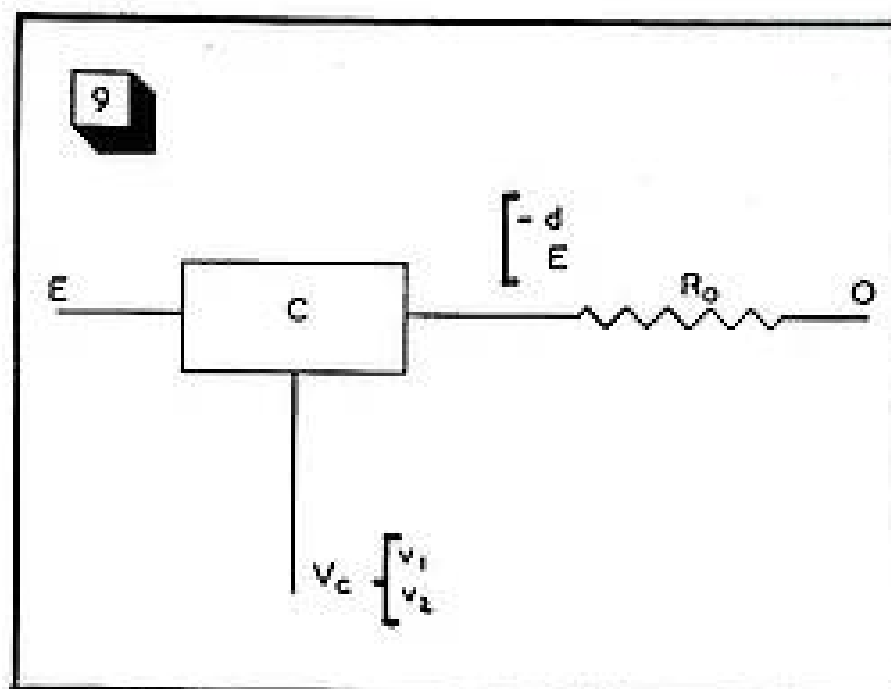


ce n'est pas le cas; et Δv atteint 250 mV dans les conditions suivantes :

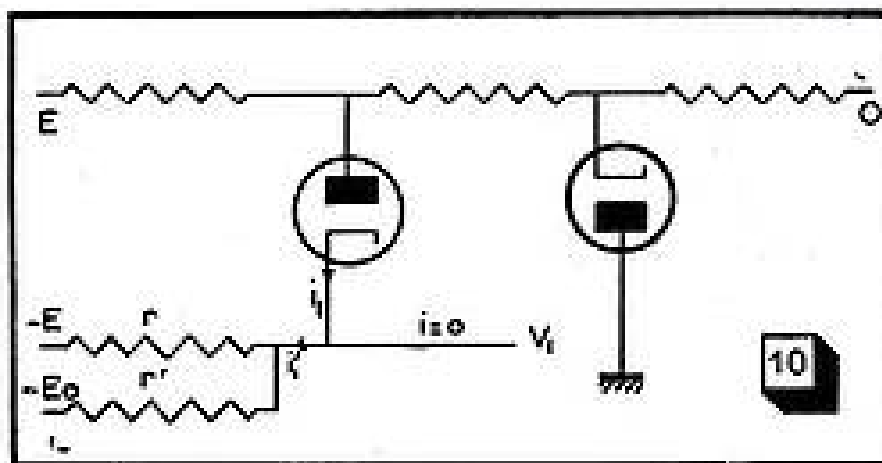
$$\left\{ \begin{array}{l} \text{diode EB 41 : chauffage 6 V.} \\ R_0 = 1 \text{ M}\Omega \\ 10 \text{ V} < E < 100 \text{ V.} \end{array} \right.$$



Le commutateur finalement retenu après un examen que nous croyons complet de la question, est celui de la figure 7.



La première diode est polarisée négativement ($V_c = V_1 = -11$ V) ce qui crée dans la seconde diode (quand les diodes sont conductrices) un courant i_2 constant indépendant de E . Le fonctionnement se voit sur le graphique, figure 8.



La variation Δv_2 de v_2 reste alors inférieure à 1 mV, dans les conditions suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{Diode EB 41 : chauffage 6 V.} \\ 10 \text{ V} < E < 100 \text{ V} \quad v_1 = -11 \text{ V} \\ R_1 = 0,5 \text{ M}\Omega \quad R_2 = 0,1 \text{ M}\Omega \quad R_3 = 0,4 \text{ M}\Omega \end{array} \right.$$

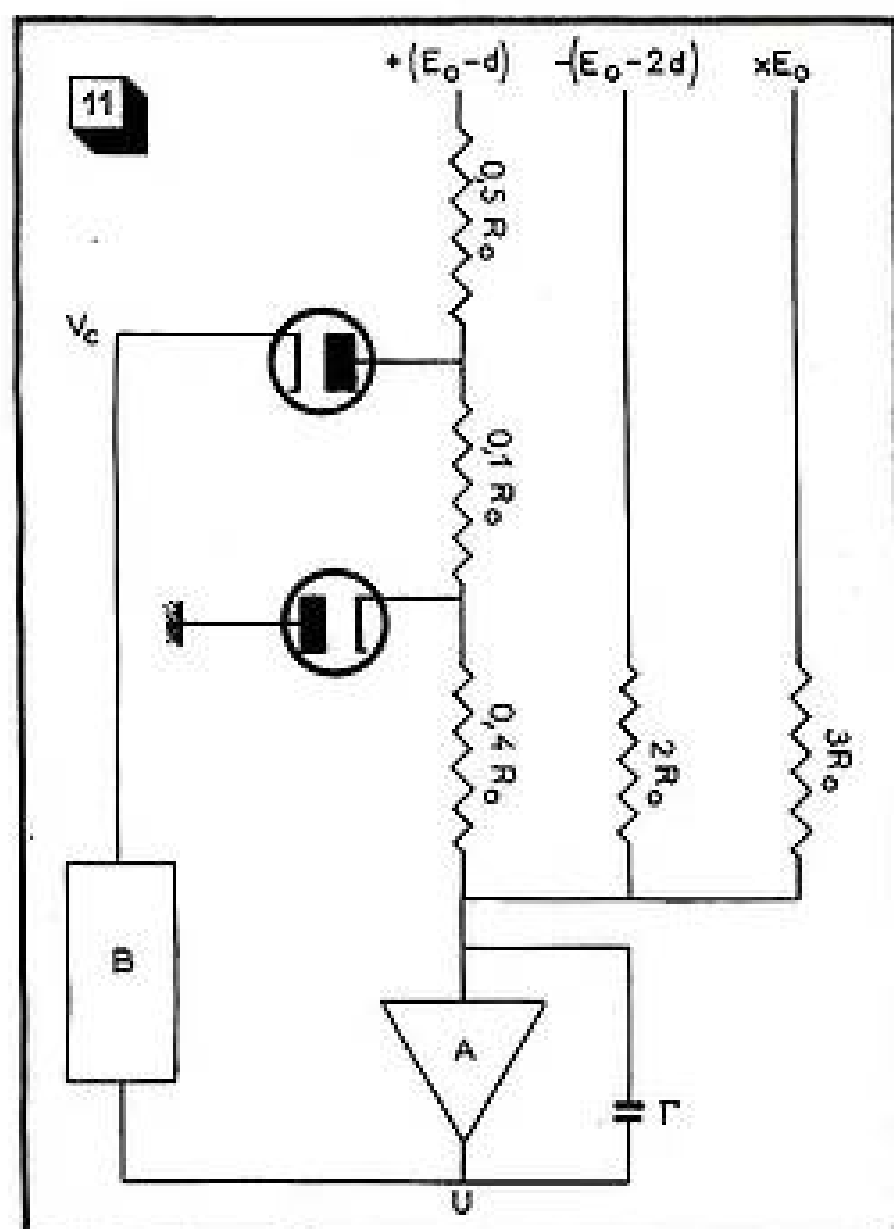
En résumé, le commutateur se comportera (fig. 9) comme une résistance $R_0 = R_1 + R_2 + R_3$ à laquelle serait appliquée une tension égale à :

$$\begin{cases} -d & \text{quand } V_c = V_1 \text{ (diodes conductrices)} \\ E & \text{quand } V_c = V_2 \text{ (diodes bloquées)} \end{cases}$$

avec par définition :

$$-d \cdot \frac{R_3}{R_1 + R_2 + R_3} = v_2 \quad \left(\begin{array}{l} \text{le signe « - » a été} \\ \text{choisi parce que en gé-} \\ \text{néral } v_2 \text{ est négatif} \end{array} \right)$$

Tout ceci suppose que la tension v_1 reste constante, quel que soit le courant i_1 qui passe dans la diode.



En fait, la source de tension V_1 (sortie cathodyne d'un étage de puissance) présente une résistance interne non négligeable (5 kΩ) aussi faut-il, par le dispositif, figure 10, faire passer dans la source en même temps que le courant i_1 un courant i'_1 égal à i_1 et de signe contraire de telle sorte que le courant total soit sensiblement nul.

3.2. — Modulateur (1).

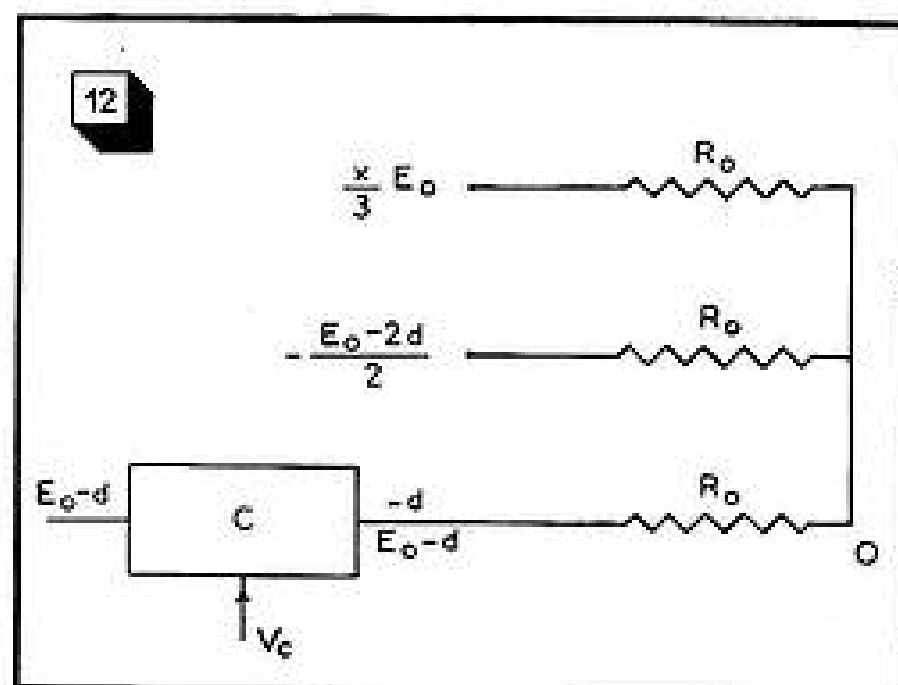
Le schéma du modulateur est indiqué figure 11.

Pendant le temps T_1 les diodes sont conductrices et la tension d'entrée rapportée à une résistance R_0 est (voir figure 11) :

(1) Brevet P. V. 659.014, du 28 novembre 1953 : « Opérateur pour le calcul électronique analogique notamment multiplicateur » (F. H. RAYMOND).

$$\begin{cases} \frac{x E_0}{3} & \text{pour la première branche} \\ \frac{-E_0 - 2d}{2} & \text{pour la seconde branche} \\ -d & \text{pour la troisième branche} \end{cases}$$

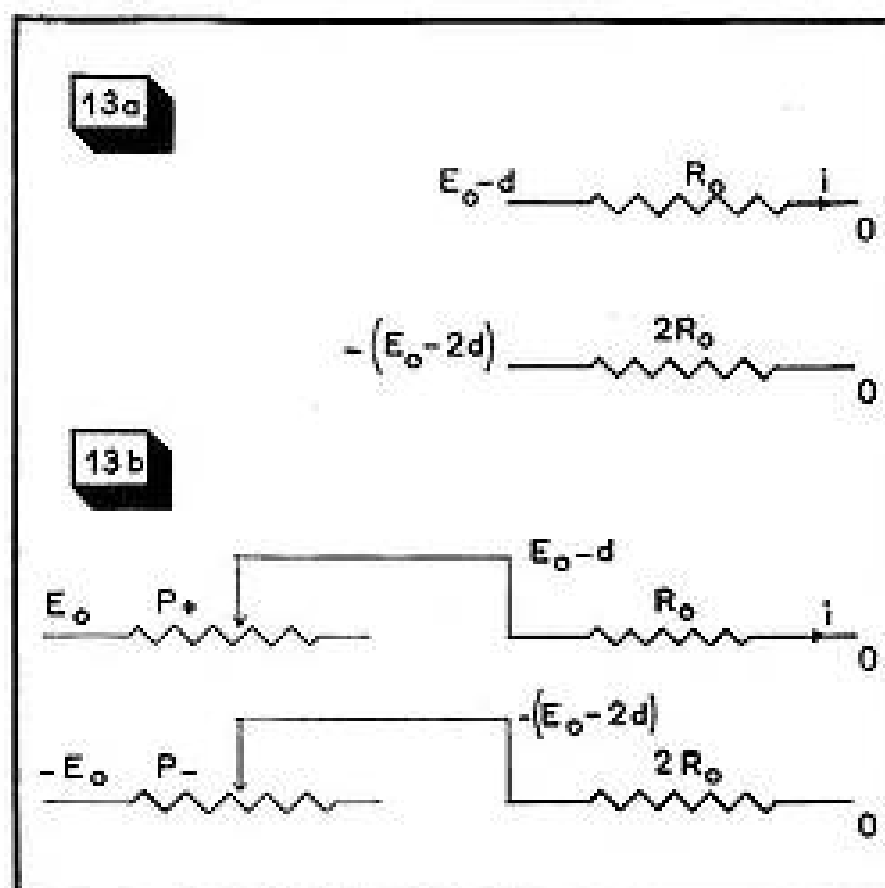
$$= \left(-\frac{1}{2} + \frac{x}{3} \right) E_0 \text{ au total.}$$



Pendant le temps T_2 les diodes sont bloquées et la tension d'entrée rapportée à une résistance R_0 est (voir la figure 12) :

$$\begin{cases} \frac{x E_0}{3} & \text{pour la première branche} \\ \frac{-E_0 - 2d}{2} & \text{pour la seconde branche} \\ +E_0 - d & \text{pour la troisième branche} \end{cases}$$

$$= \left(+\frac{1}{2} + \frac{x}{3} \right) E_0 \text{ au total.}$$



Pratiquement, pour obtenir les tensions $E_o - d$ et $-(E_o - 2d)$ d étant positif, le schéma, figure 13 a est remplacé par le schéma équivalent, figure 13 b, après réglage adéquat des potentiomètres P_+ et P_- pour avoir le même courant.

Si maintenant nous nous rapportons au principe du paragraphe 2, en faisant :

$$\begin{cases} x'_m = x^2_m = x \\ a = \frac{1}{3} \end{cases}$$

Les formules (3) et (4) deviennent :

$$(3') \quad \frac{T_1}{T_1 + T_2} = \frac{1}{2} + \frac{x}{3}$$

$$(4') \quad \frac{T_2}{T_1 + T_2} = \frac{1}{2} + \frac{x}{3}$$

La fréquence de découpage F se calcule à partir de (1') et (2'), ce qui donne :

$$F = \frac{1}{T_1 + T_2} = \frac{E_o}{(U_1 - U_2) R_o \Gamma} \left(\frac{1}{4} - \frac{x^2}{9} \right)$$

Nous pouvons modifier cette fréquence, en faisant varier Γ .

Le rapport $a = \frac{1}{3}$ est choisi afin que :

$$\left(\frac{T_1}{T_2} \right)_{\min.} \geq \frac{1}{5} \quad \text{et} \quad \frac{F_{\min.}}{F_{\max.}} \geq \frac{1}{2}$$

3.3. — Multiplieur.

Le schéma du multiplieur est indiqué figure 14.

Calculons la tension d'entrée moyenne sur la première branche E_m rapportée à une résistance R_o (voir figure 15 a et 15 b).

$$\begin{cases} \text{Temps } T_1 \text{ diodes conductrices entrée} = -d' \\ \text{Temps } T_2 \text{ diodes bloquées entrée} = \frac{1+y}{2} E_o \end{cases}$$

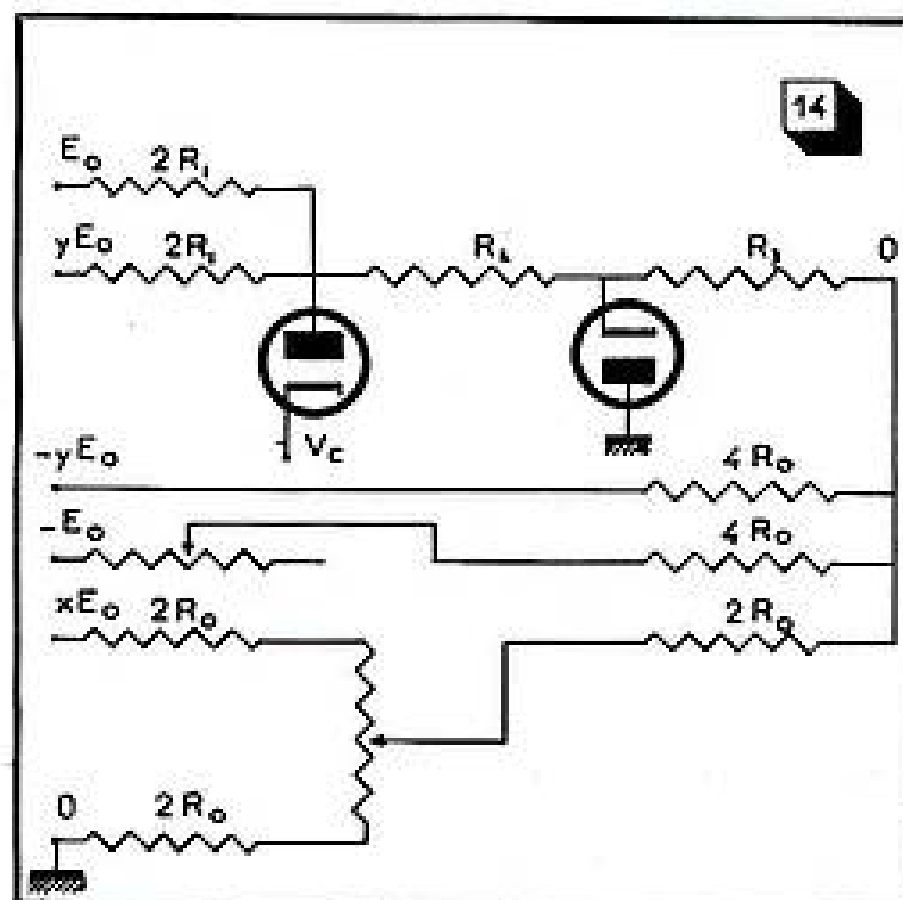
entrée moyenne :

$$E_m = \frac{-d' T_1 + \frac{1+y}{2} E_o T_2}{T_1 + T_2}$$

En utilisant les relations (3') et (4'), paragraphe 3.2. Nous trouvons :

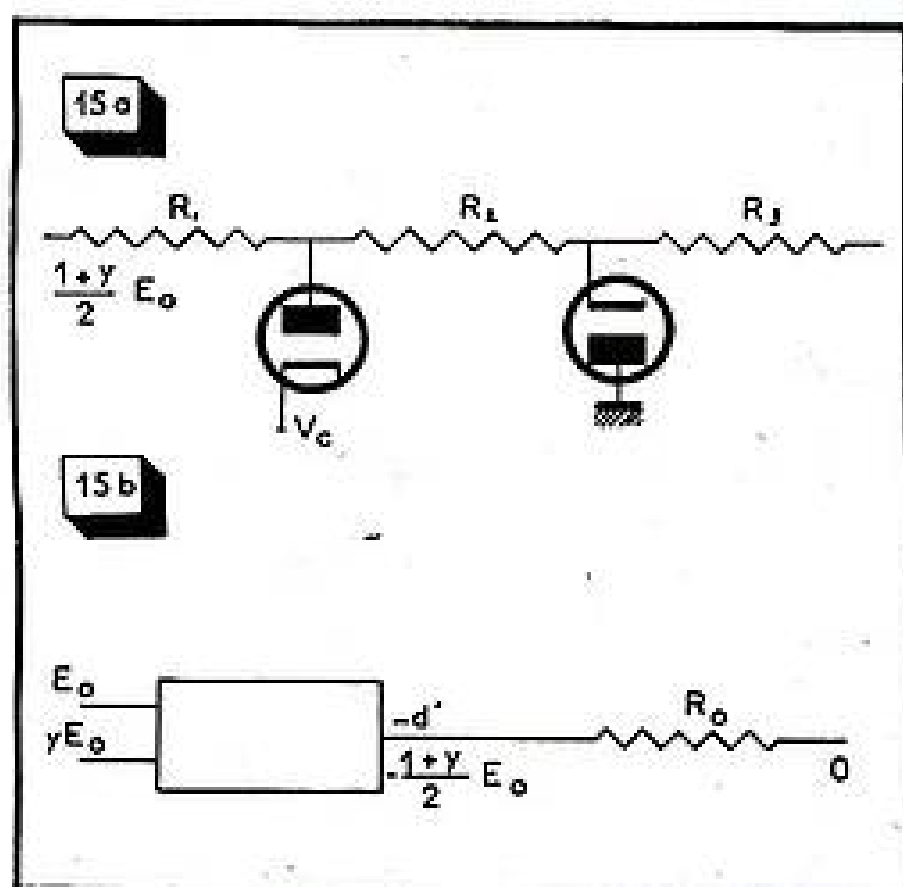
$$E_m = -\frac{xy}{6} E_o + \frac{y}{4} E_o - x \left(\frac{1}{6} + \frac{d'}{3 E_o} \right) E_o + \left(\frac{1}{4} - \frac{d'}{E_o} \right) E_o$$

Il suffira donc d'ajouter trois autres entrées non commutées afin de compenser tous les termes différents de $-\frac{xy}{6} E_o$ (comme pour le modulateur, nous utilisons des potentiomètres pour tenir compte

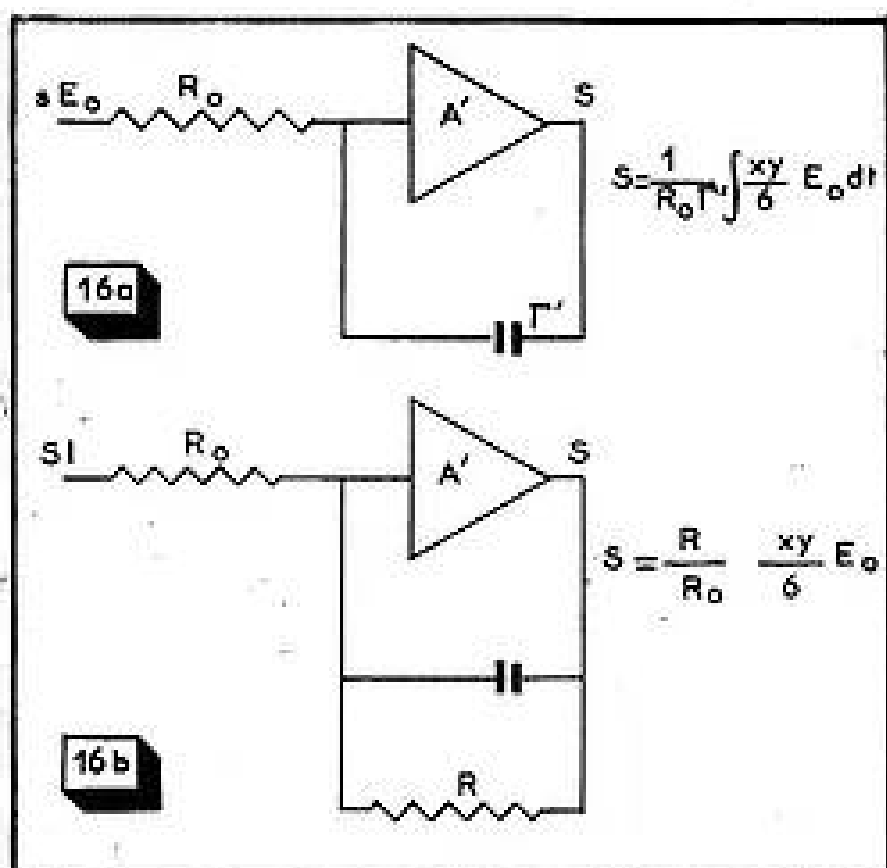


des tensions en d'). En faisant l'approximation $d' = 0$ nous retrouvons le schéma de principe indiqué figure 12.

Toujours figure 2, suivant que l'amplificateur A' est bouclé par une capacité Γ' (fig. 16 a) ou par une



résistance R (fig. 16 b) en parallèle avec une capacité suffisamment grande pour constituer un filtre, nous aurons les tensions suivantes à la sortie S du multiplieur :

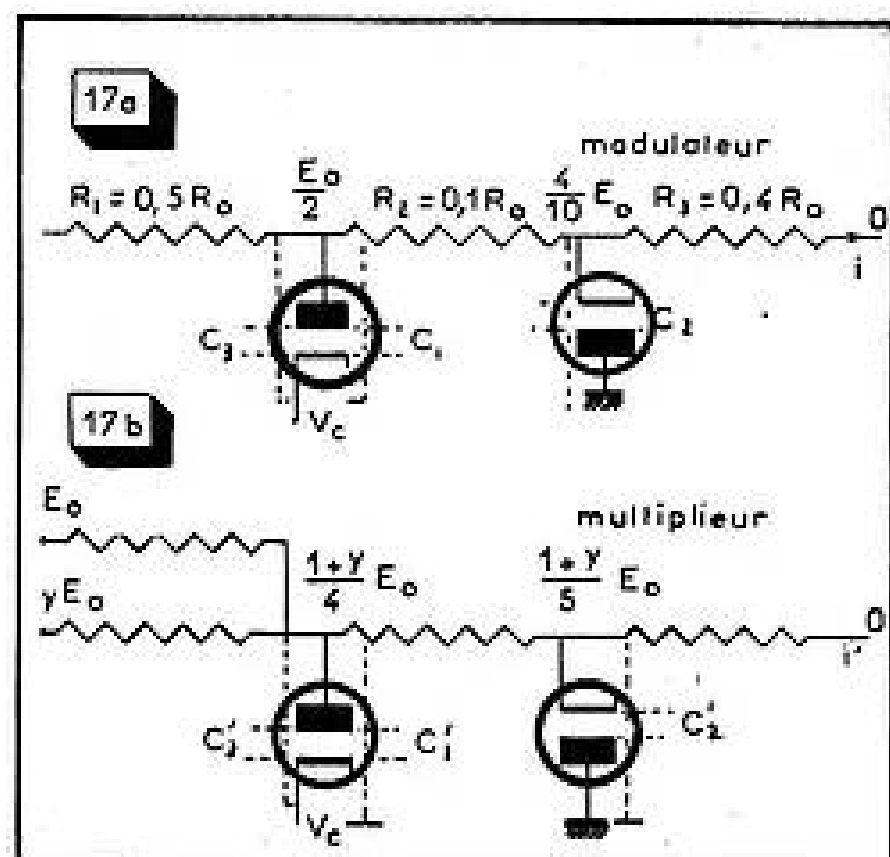


3.4. — Compensation des capacités parasites.

Les capacités parasites sont de l'ordre de 5 pF. Elles produisent des erreurs importantes (un à deux centièmes), elles n'interviennent que parce que nous avons des éléments non linéaires (les diodes) et elles proviennent presque uniquement de ces diodes. Nous voyons figure 17, les capacités parasites C_1, C_2, C_3 du modulateur C'_1, C'_2, C'_3 du multiplieur.

3.41. — Influence de C_1, C_2, C'_1, C'_2 .

Il est facile de montrer que si les capacités C_1, C_2 sont égales aux capacités C'_1, C'_2 , c'est-à-dire si les deux commutateurs ont même coefficients de transfert, les erreurs introduites par ces capacités se compensent.



3.42. — Influence de C_3 et C'_3 .

La capacité C_3 prend la charge :

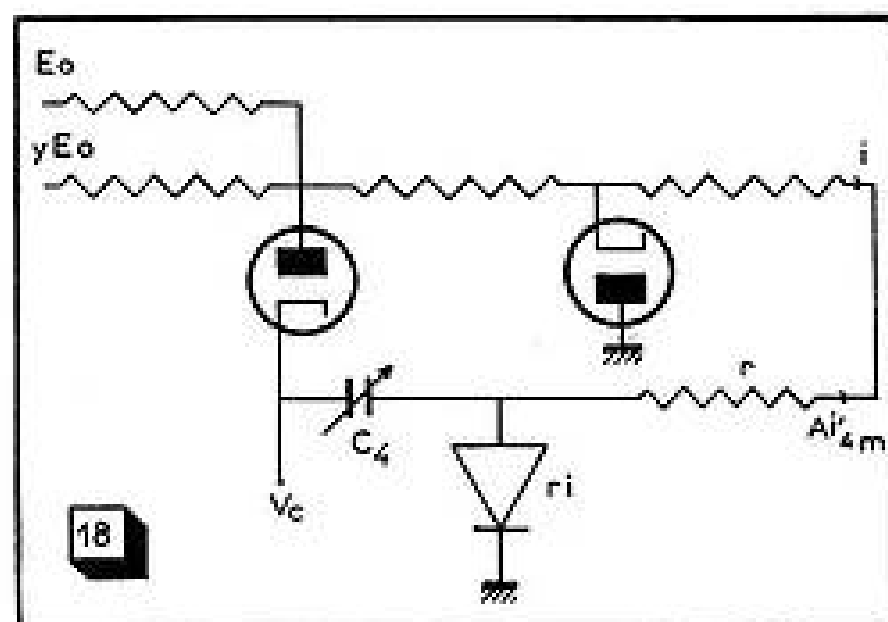
$$Q = C_3 \left(V_2 - \frac{E_0}{2} \right)$$

lorsque $V_c = V_2 = +70$ V et se décharge dans la diode quand $V_c = V_1 = -11$ V.

Pendant la charge de C_3 , le courant dans la résistance R_3 est non pas $i = E_0/R_0$ mais $i + \Delta i_3$. L'erreur moyenne en courant pendant une période est :

$$\Delta i_{3m} = \frac{1}{T} \frac{R_1}{R_1 + R_2 + R_3} Q$$

$$= + \frac{1}{T} \frac{R_1}{R_1 + R_2 + R_3} C_3 \left(V_2 - \frac{E_0}{2} \right) \quad (\text{expression positive})$$



C_3 a même influence qu'une capacité négative $-\Delta C_3$ placée en parallèle avec C_2 et qui introduit une erreur :

$$\Delta i_{3m} = \frac{1}{T} \frac{R_1 + R_2}{R_1 + R_2 + R_3} (-\Delta C_3) \left(0 - \frac{E_0}{4} \right)$$

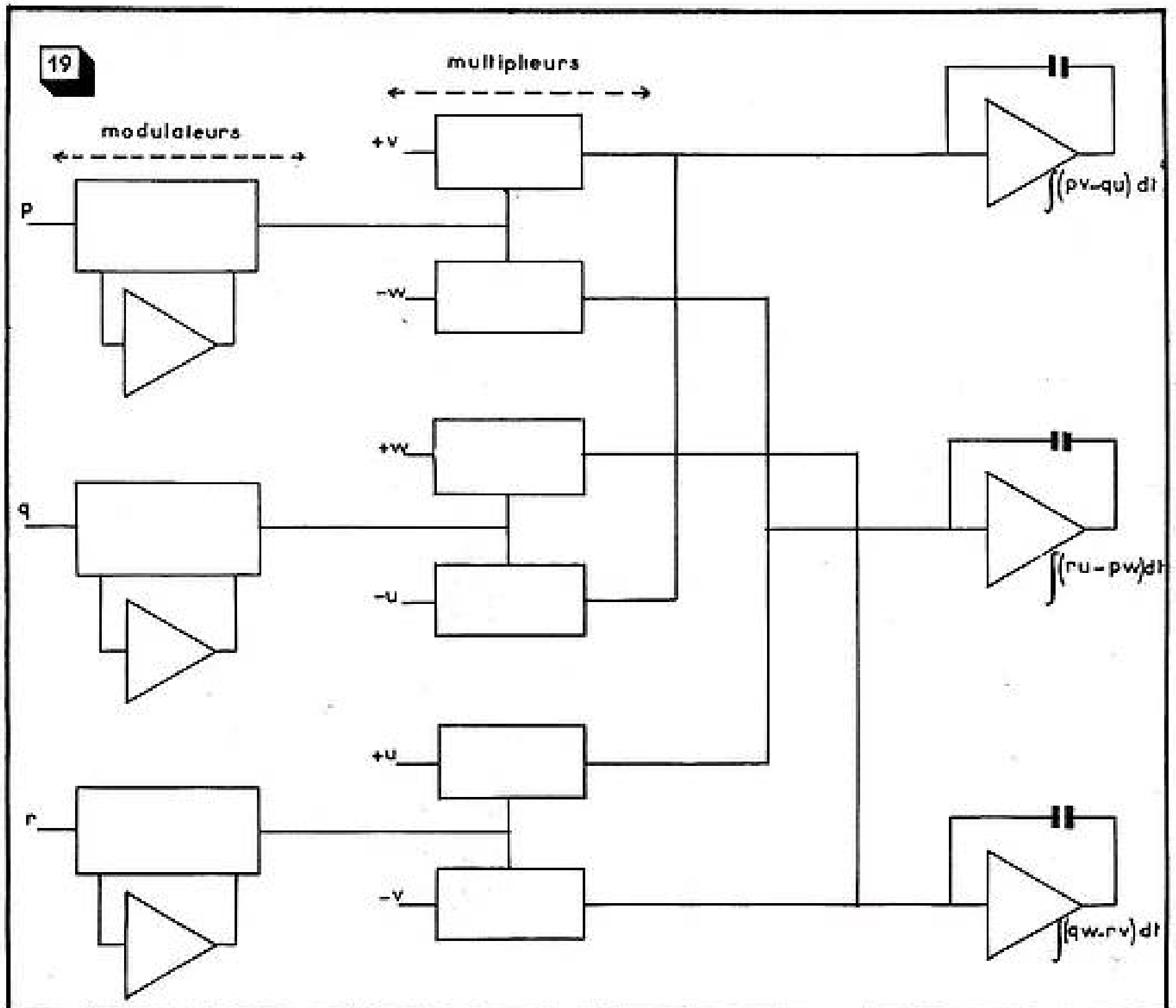
De même la capacité C'_3 introduit une erreur $\Delta i'_{3m}$ telle que :

$$\Delta i'_{3m} = \frac{1}{T} \frac{R_1}{R_1 + R_2 + R_3} C'_3 \left(V_2 - \frac{1+y}{4} E_0 \right)$$

Le terme en $\frac{1+y}{4} E_0$ est identique à celui apportée par une capacité $\Delta C'_3$ en parallèle avec C'_2 qui introduit une erreur :

$$\Delta i'_{3m} = \frac{1}{T} \frac{R_1 + R_2}{R_1 + R_2 + R_3} \Delta C'_3 \left(0 - \frac{1+y}{5} E_0 \right)$$

En ajoutant une capacité ajustable C_0 en parallèle avec C_2 nous pourrions compenser les erreurs



introduites par C'_1 , C'_2 , $\Delta C'_2$ par celles introduites par C_1 , C_2 , $-\Delta C_2$ et C_0 .

Il reste à compenser le terme en V_2 de $\Delta i'_{2m}$.

Cela est réalisé par la capacité C_4 du schéma figure 18 qui introduit une erreur de signe contraire :

$$\Delta i'_{em} = \frac{1}{T} C_4 (V_1 - V_2) \frac{ri}{r_i + r}$$

4. — EXEMPLE D'UTILISATION D'UN MULTIPLIEUR A MODULATION.

Une propriété essentielle du multiplieur est la « distributivité ». Cette propriété est particulièrement utilisée pour calculer des produits vectoriels. En mécanique du vol, par exemple, il faut obtenir l'intégrale des composantes de produits vectoriels de la forme :

$\vec{\omega} \wedge \vec{V}$ (dans l'équation de la quantité de mouvement).

$\vec{\omega} \wedge \vec{H}$ (dans l'équation du moment cinétique).

Si les composantes pqr du vecteur $\vec{\omega}$ alimentent trois modulateurs, la tension de commande venant de chaque modulateur pourra commander autant de multiplieurs que nécessaire.

Nous voyons, figure 19, comment réaliser le produit $\vec{\omega} \wedge \vec{V}$ c'est-à-dire les composantes :

$$\begin{cases} qw - rv \\ ru - pw \\ pv - qu \end{cases}$$

Avec les mêmes modulateurs, mais trois autres multiplieurs, nous pourrions réaliser de même $\vec{\omega} \wedge \vec{H}$.

Il faudra donc au total pour effectuer 12 produits :

- 3 amplificateurs et 3 modulateurs,
- 3 amplificateurs et 6 multiplieurs (pour $\vec{\omega} \wedge \vec{H}$),
- 3 amplificateurs et 6 multiplieurs (pour $\vec{\omega} \wedge \vec{V}$).

soit 9 amplificateurs, 3 modulateurs, 12 multiplieurs d'où grosse économie d'amplificateurs et de modulateurs.

5. — RÉSULTATS OBTENUS : CONCLUSION.

L'amplificateur A' (fig. 16 b) étant bouclé en gain de 6 afin d'avoir :

$$S = x y E_0$$

La précision est :

$$\frac{\Delta S}{E_0} = \frac{1}{1\,000}$$

Elle est limitée, par la précision des résistances, et par la stabilité des lampes (variation des caractéristiques des diodes due au vieillissement ou aux

chocs). Le multiplieur réalisé par GOLDBERG aux Etats-Unis est rendu indépendant des caractéristiques des tubes par l'utilisation d'un asservissement en courant et non en tension, mais il a l'inconvénient de nécessiter 6 amplificateurs.

C'est pourquoi, quitte à diminuer légèrement la précision, nous avons recherché à la S. E. A. une solution plus simple ne nécessitant que deux amplificateurs.

6. — BIBLIOGRAPHIE.

- BAUM R. V. AND MORRILL : « A Time Division Multiplier for a General Purpose Electronic Differential Analyser », Paper presented to the National Convention on the I.R.E. 1951.
- GOLDBERG EDWIN A : « A High Accuracy Time Division Multiplier », Cyclone Symposium 1952, *R.C.A. Review*, Vol. XIII, September 1952, page 265.
- C.D. MORRILL AND R.I. BAUM : « A Stabilized Electronic Multiplier », *Transactions of the I.E.R. (P. G. E. C. — 1)* December 1952.

Servomécanismes

Mesures...



POTENTIOMÈTRES

DE PRÉCISION

- * Dissipation élevée 4 W
- * Linéarité $\pm 10^{-3}$
- * Couple de frottement très faible.

Matériel utilisé en aéronautique

LEGPA

LABORATOIRES DE PHYSIQUE APPLIQUÉE

25, RUE GANNERON - PARIS 13^e - BAT. 70-48

32002

MATÉRIEL DE QUALITÉ

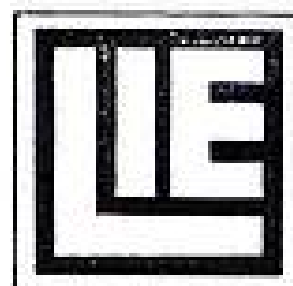
pour

TÉLÉCOMMUNICATION

RADIODIFFUSION

SONORISATION

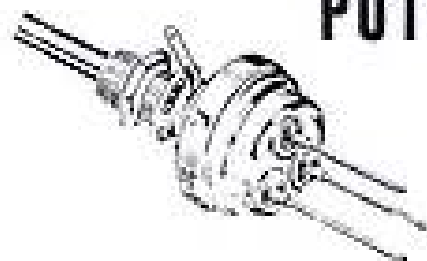
41, rue E.-ZOLA



MONTREUIL
(Seine)

COINAT-PUB-1954-1

POTENTIOMÈTRES



- GRAPHITES OU BOBINÉS
- ÉTANCHES OU STANDARDS
- A PISTE MOULÉE

Variohm

Rue Charles-Vapereau, RUEIL-MALMAISON (S.-&-O.) - TEL. MAL. 24-54

PUBL. RAP.

Tous les fils



TRESSER & GAINES
FILS DE CABLAGE
CABLES HT. POUR NÉON
CABLES POUR MICRO
CABLES COAXIAUX
TOUS FILS SPÉCIAUX
SUR DEVIS

PERENA

48, Bd. VOLTAIRE - PARIS XI
TEL. VOL 48-90 +

Fiche Standard Télévision R1 Prolongateur-Châssis et Té
Atténuateurs, Moulées, etc...
Salon de la Pièce Détachée, stand 17 Allée C

AVIS

VOCABULAIRE

En raison de la quantité de termes nouveaux qui s'introduisent dans la technique, il serait intéressant, à l'occasion des réunions de la « Section Documentation », de demander aux techniciens de signaler quels sont dans les différentes branches de leur spécialité, les termes impropres, ou ayant gardé inutilement la forme étrangère, qu'ils ont pu rencontrer.

Nous prions donc les membres de la Société qui auraient des termes à proposer de bien vouloir les indiquer, soit verbalement dans les séances, soit par écrit à la Société des Radiotechniciens « Section Documentation ».

UNIQUE EN FRANCE !...

Choix formidable de matériel radioélectrique de toutes provenances

**U.S.A. - CANADA - ANGLETERRE
ALLEMAGNE - FRANCE**

5.000 ARTICLES EN STOCK

*Matériel professionnel : Emission - Réception
Pièces détachées diverses, Tubes, etc., etc...*

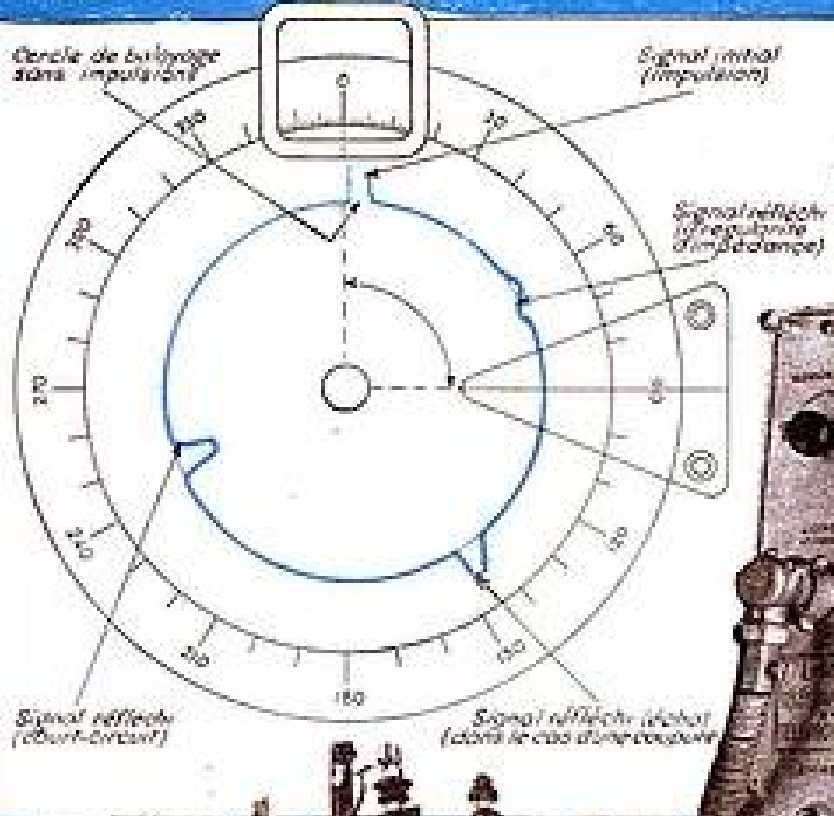
LISTES GRATUITES SUR DEMANDE

CIRQUE-RADIO, 24, Bd. DES FILLES-DU-CALVAIRE
PARIS - XI^e

RADIO-DÉPOT, 44, BOULEVARD DU TEMPLE, 44
PARIS - XI^e

Localisateur DE Défauts

PAR IMPULSIONS
A DIAGRAMME DÉVELOPPÉ
PAR BALAYAGE CIRCULAIRE




★ LIGNES AÉRIENNES
ÉNERGIE ET
TÉLÉCOMMUNICATIONS

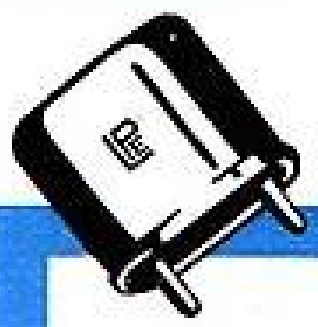
★ CABLES SOUTERRAINS
ÉNERGIE ET
TÉLÉCOMMUNICATIONS

★ CABLES SOUS-MARINS

LIGNES **TÉLÉGRAPHIQUES ET TÉLÉPHONIQUES**

89, RUE DE LA FAISANDERIE - PARIS-16^e - TÉLÉPHONE : TRO. 12-71 - 12-85

3 Kc/s à 140 Mc/s



QUARTZ

PRÉCISION STABILITÉ

LABORATOIRES de PIEZO-ELECTRICITE
4 et 6, rue des Montibœufs. PARIS 20^e - Tél: MEN 51-50 Lignes groupées

PURL RAPPY

Un seul OSCILLOSCOPE

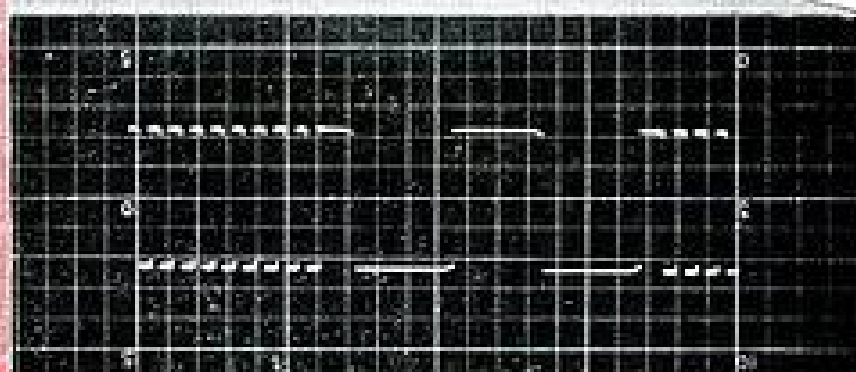
DUMONT
TYPE 323

RÉUNIT EN UN SEUL APPAREIL
toutes les possibilités en sensibilité et en haute pré-
cision que peuvent souhaiter les laboratoires les
plus exigeants. GC à 1) MC.

← Loupe électronique grossissant le balayage 10 fois.

★ OSCILLOGRAPHES CATHODIQUES
pour tous usages scientifiques et industriels.

* TUBES CATHODIQUES DE PRÉCISION



ALLEN B. DUMONT Lab. U.S.A.
AGENT GÉNÉRAL FRANCE & U. F.



ETS RADIOPHON

50 FG POISSONNIERE - PARIS - PRO. 32-08

AGENCE PUBLIDITEC-DOMENACH



Transistors
Subminiatures
Magnétrans
Klystrons
Redresseurs

Tubes régulateurs de tension
Tubes renforcés
Tubes Geiger-Mueller
Tubes d'émission
Tubes spéciaux

AGENT GÉNÉRAL FRANCE & U. F.

ETS RADIOPHON

50 FG POISSONNIERE - PARIS - PRO. 52-00

CORRECTEUR AUTOMATIQUE DE FRÉQUENCE POUR ÉMETTEUR DE TÉLÉCOMMUNICATIONS SUR ONDES CENTIMÉTRIQUES

PAR

J. CAYZAC

*Ingénieur aux Laboratoires d'Electronique
et de Physique appliquées*

INTRODUCTION.

a) Généralités.

Dans le domaine des télécommunications hyperfréquence, les exigences sur la stabilité de la fréquence des émetteurs sont suffisamment strictes pour poser parfois un problème délicat à résoudre. Pour éviter les risques d'interférences indésirables entre les émissions, une précision de l'ordre de quelque 10^{-4} peut être rendue nécessaire, notamment dans les liaisons à plusieurs tronçons qui utilisent différentes fréquences groupées dans une même bande.

La technique actuelle des tubes dans certains cas permet de réaliser des émetteurs à modulation de fréquence d'une puissance de quelques watts ou quelques dizaines de watts ne comportant qu'un seul tube hyperfréquence auto-oscillateur.

Le fait d'être aisément modulable en fréquence est lié pour l'oscillateur à une instabilité en fonction de ses tensions d'alimentation. Citons à titre d'exemple le tube à réflexions multiples dont la puissance SHF est de 10 watts à 3 400 Mc/s et qui nécessite une tension d'anode de 3 000 volts; la pente en fréquence, exprimée en kilocycles par volt, de cette électrode est de 100 à 200; cette considération montre que pour garantir en exploitation une stabilité suffisante, une alimentation de très haute précision serait nécessaire. D'autre part, la variation des sources de tensions n'est pas la seule cause de dérive; il est donc plus rentable et plus sûr d'utiliser des alimentations stabilisées d'un type courant et de demander à un correcteur automatique de fréquence de réduire de façon globale la dérive due aux différents éléments.

b) Conditions d'utilisation du correcteur automatique de fréquence.

Notons tout d'abord que l'analyse du fonctionnement des dispositifs dont nous parlerons dans le

présent article ne s'applique en toute rigueur qu'aux émissions à modulation d'amplitude ou aux émissions à modulation de fréquence dans lesquelles les composantes spectrales sont symétriquement réparties autour d'une fréquence fixe. Cela n'empêche pas qu'ils puissent être souvent employés efficacement aussi dans des cas où le spectre est dissymétrique (onde modulée en fréquence par des signaux de télévision, par exemple), bien qu'alors il se produise en général un léger décalage de la fréquence centrale lors de l'application du signal modulateur.

Dans le cas mentionné ci-dessus le porteur n'apparaît dans aucun circuit dissocié de la bande de fréquences chargée des informations à transmettre; le correcteur automatique devra donc délivrer une tension de correction qui sera fonction de l'écart existant entre une fréquence de référence et par exemple le milieu de la bande de fréquences du signal émis. Cela implique l'emploi d'un circuit discriminateur dont la bande d'utilisation soit calculée en fonction de l'excursion de fréquence de l'émetteur et dont le temps de réponse soit suffisamment lent pour ne pas restituer les composantes de fréquences les plus basses de la modulation transmise.

L'énergie SHF consommée par le correcteur automatique ne doit naturellement pas représenter une fraction substantielle de la puissance de sortie de l'émetteur.

Le couplage des circuits de correction de fréquence au feeder de l'aérien ne doit pas introduire de réflexions notables dans celui-ci; tout élément sélectif risquerait de créer des distorsions dans la modulation.

DESCRIPTION D'UN PROCÉDÉ DE CORRECTION AUTOMATIQUE DE FRÉQUENCE.

Le procédé qui consiste à comparer la fréquence centrale de l'émetteur avec celle d'un oscillateur à

cristal convenablement multipliée remplit parfaitement les conditions électriques demandées ci-dessus.

Nous nous proposons toutefois de décrire un autre procédé, qui, bien que moins précis, est suffisant lorsque la stabilité requise est de l'ordre de

de la caractéristique sera prise comme fréquence de référence dans le dispositif d'asservissement et elle doit être particulièrement stable; sa stabilité est fonction d'une part de celle de l'accord des cavités et d'autre part de celle des deux détecteurs.

Si la sensibilité de l'un des deux cristaux se trouve

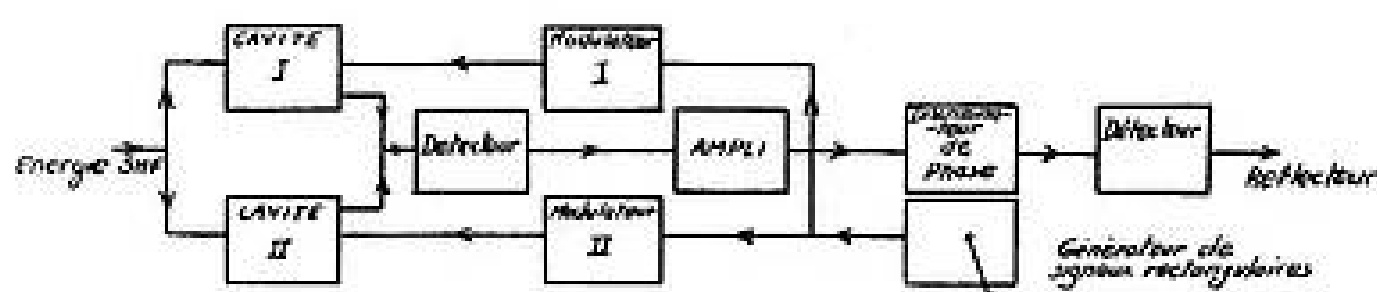


FIG. 1

10^{-4} à 10^{-5} ; il présente en outre un certain nombre d'avantages concernant la réalisation, notamment lorsque la partie hyperfréquence doit se présenter sous la forme d'une tête séparée du reste de l'équipement. Dans ce cas, le correcteur de fréquence dont il est question ne fait appel, sur la tête hyperfréquence, à aucun circuit contenant des tubes électroniques, ni à aucun élément nécessitant un entretien quelconque; les circuits alors contenus dans cette tête sont peu encombrants et peuvent être reliés sans inconvénient à la seconde partie du correcteur de fréquence par plusieurs dizaines de mètres de câble. Cette seconde partie ne contient que des tubes de réception ordinaires.

a) Principe de fonctionnement.

Un circuit discriminateur rappelant le système Travis est utilisé: 2 cavités résonnantes sont accordées sur deux fréquences distinctes dont la différence est fonction de la largeur de la caractéristique désirée.

Il serait naturellement possible en détectant la

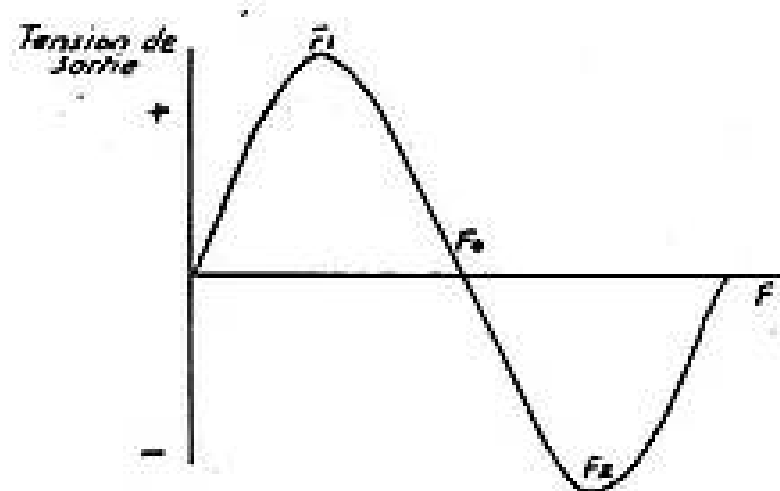


FIG. 2

tension UHF de chaque cavité à l'aide de deux détecteurs à cristal de polarités inverses d'obtenir une tension de sortie après mélange qui varie en fonction de la fréquence selon la loi représentée figure 2.

La fréquence F_0 qui est la fréquence centrale

modifiée pour une raison quelconque, F_0 change de valeur et devient F'_0 comme le montre la figure 3. La courbe n'est d'ailleurs plus symétrique par rapport à F'_0 et si le centre de la bande de fréquence du signal appliqué coïncide avec F'_0 , la tension de

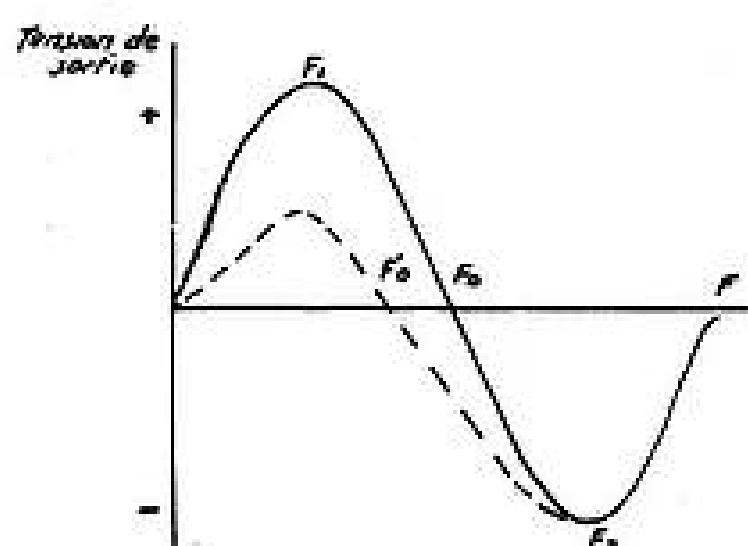


FIG. 3

sortie n'est plus nulle comme dans le fonctionnement normal. Ce second effet produit malheureusement un écart qui s'ajoute à celui que causait déjà le déplacement de F_0 . On voit donc l'importance que peut avoir la stabilité des détecteurs, importance d'autant plus grande que l'écart entre les fréquences d'accord F_1 et F_2 des deux cavités est plus grand.

Le temps de réponse demandé au discriminateur est relativement très long; des constantes de temps de l'ordre de la seconde sont parfaitement admissibles puisque la dérive à corriger est très lente; c'est pourquoi une solution permettant d'éliminer la condition d'équilibrage de deux détecteurs en maintenant la stabilité du système a pu être utilisée: elle consiste à n'employer qu'un seul cristal branché alternativement à la sortie de l'une ou de l'autre cavité. Cette commutation dans le temps a lieu à très basse fréquence, à 50 périodes par exemple. L'information d'écart de la fréquence par rapport à F_0 est traduite de la façon suivante:

1° Si la fréquence centrale F du spectre du signal incident est comprise entre F_0 et F_1 ou se trouve au-delà de F_1 , le courant à la sortie du cristal

est plus élevé lorsqu'il est branché sur la cavité I que lorsqu'il est branché sur la cavité II (fig. 4 a).

2° Si F est comprise entre F_0 et F_2 ou se trouve au-delà de F_2 , c'est la cavité II qui donne le courant le plus élevé (fig. 4 b).

3° Si $F = F_0$, les courants sont égaux pour les deux cavités comme le montre la figure 4 c.

En résumé l'écart de fréquence entre F et F_0 est traduit par la variation d'amplitude des courants (fig. 4); le signe de cet écart est donné par la phase du signal rectangulaire d'amplitude relativement à la phase de commutation (fig. 4 a et 4 b).

L'égalité des fréquences F et F_0 se traduit par l'absence de signal alternatif.

Ce dernier point a une importance capitale en ce qui concerne l'altération possible de la valeur de la fréquence de référence par les circuits d'interprétation.

Ces circuits doivent être sensibles :

1° à la phase du signal, laquelle devra déterminer la polarité de la tension de sortie ;

2° à l'amplitude du signal.

On ne transmet du signal de la figure 4 que la

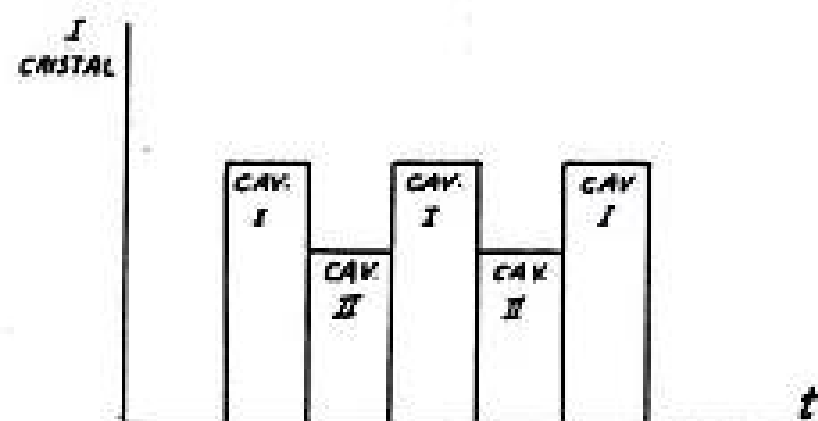


Fig. 4 a

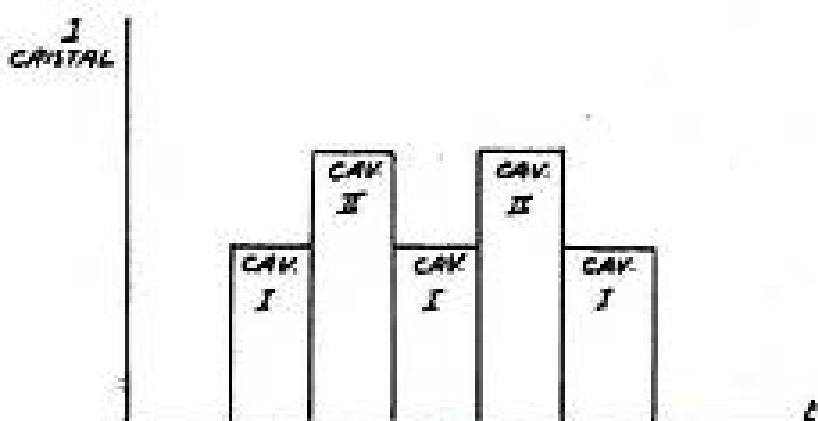


Fig. 4 b



Fig. 4 c

composante alternative; par conséquent l'amplificateur utilisé est du type à courant alternatif. Une variation des caractéristiques de cet ampli-

Δv , cristal et
tension de sortie CAF

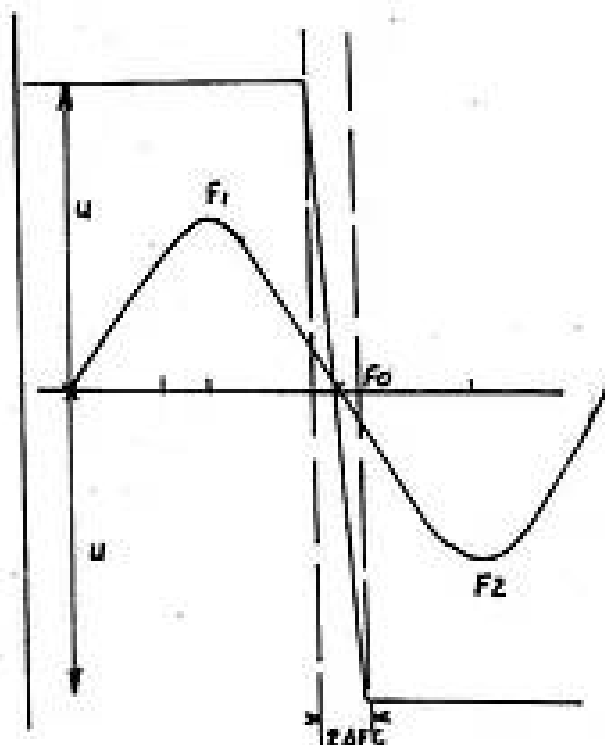


Fig. 5

cateur peut modifier les rapports d'amplitude des signaux, ce qui se traduira, soit par une variation de la pente du discriminateur, soit par une déformation, le seul point de la caractéristique qui ne peut être modifié est le point F_0 caractérisé par l'absence d'information transmise à l'amplificateur.

Voyons dans quelle mesure intervient la stabilité de l'amplificateur à courant alternatif :

La valeur limite de la tension de sortie du discriminateur est égale à $\pm u$ (fig. 5), cette valeur limite est calculée en fonction des caractéristiques du tube hyperfréquence utilisé.

La variation maximum de fréquence que pourra effectuer l'oscillateur stabilisé sans que le système de régulation sorte de sa zone de fonctionnement est donnée par :

$$\pm \Delta F = \frac{u}{GS}$$

où S est la pente $\frac{dV}{dF}$ du circuit hyperfréquence,

V la tension alternative à la sortie du cristal, G le gain des circuits d'interprétation et d'amplification.

Il apparaît donc que si G diminue, la plage de régulation s'élargit et la précision du correcteur est réduite dans les mêmes proportions que G , ce qui se traduit également par une réduction du coefficient de stabilisation.

Le coefficient de stabilisation défini par :

$$\frac{dF}{df} = \frac{\text{variation de fréquence sans correcteur}}{\text{variation de fréquence avec correcteur}}$$

(ces variations étant naturellement dues à la même cause, une modification de tension d'alimentation du tube oscillateur par exemple), est égal à : $SG\alpha$, α

étant la pente en Mc/s par volt de l'électrode de contrôle du tube hyperfréquence.

Par exemple, si l'écart de fréquence maximum Δf est de $10^{-4} F_0$ pour un gain normal de l'amplificateur, et si la perte de gain en cours de service est de 6 dB, Δf max. devient égal à $2 \cdot 10^{-4} F_0$, mais le centre de la plage de régulation ne se trouve pas décalé. Si le système de correction est calculé avec une marge de sécurité suffisante, la tension correspondant à Δf max. n'est jamais atteinte et la tension de sortie reste en général, sauf pendant la période initiale d'échauffement, au voisinage de 0 ; la variation de gain de l'amplificateur ne se traduit donc que par un écart de fréquence bien inférieur à $p\Delta f$ max., p étant le rapport entre le gain normal et le gain, accidentellement réduit en cours de service, de l'amplificateur. Naturellement cette considération n'est valable que par le fait que la fréquence centrale, définie par l'absence de signal, ne peut pas être altérée par une modification des caractéristiques des circuits d'interprétation.

Précisons que ce procédé est particulièrement intéressant dans le cas où la caractéristique hyperfréquence doit couvrir une bande de fréquences beaucoup plus large que l'écart autorisé par la précision demandée, ce qui est vrai en général dans les systèmes de télécommunications en ondes décimétriques ou centimétriques.

b) Exemple de réalisation.

Le procédé décrit ci-dessus a été utilisé pour asseoir un tube dont la puissance de sortie est de 10 watts ; la fréquence F_0 de travail est de 3 407,5 Mc/s, l'excursion de fréquence due à la modulation de ± 5 Mc/s ; l'électrode de contrôle possède une pente de 50 kc/s par volt ; la plage de tension de contrôle est de $+100$ V à -100 V par rapport au potentiel de la masse.

1° Partie hyperfréquence du correcteur automatique de fréquence.

La largeur de bande requise est de l'ordre de 13 Mc/s, on choisit donc les fréquences d'accord des cavités égales à $F_1 = F_0 - 7,5$ Mc/s et $F_2 = F_0 + 7,5$ Mc/s.

Voyons quelle est la valeur de la surtension à donner aux cavités pour que la courbe de discrimination soit linéaire de part et d'autre de F_0 .

Les équations donnant les tensions de sortie des deux cavités sont :

$$V_1 = \frac{V_0}{\sqrt{1 + 4Q^2 \left(\frac{\Delta f_1}{F_1}\right)^2}} \quad V_2 = \frac{V_0}{\sqrt{1 + 4Q^2 \left(\frac{\Delta f_2}{F_2}\right)^2}}$$

V_1 et V_2 sont les tensions de sortie des deux cavités pour une fréquence :

$$F = F_1 + \Delta f_1 = F_2 + \Delta f_2$$

V_0 est la tension de sortie de l'une ou de l'autre des cavités à sa fréquence d'accord et Q le coefficient de surtension que nous supposons égal pour les deux cavités.

La tension de sortie après combinaison des deux tensions est, à un facteur constant près :

$$y = V_1 - V_2 = \frac{V_0}{\sqrt{1 + 4Q^2 \left(\frac{\Delta f_1}{F_1}\right)^2}} - \frac{V_0}{\sqrt{1 + 4Q^2 \left(\frac{\Delta f_2}{F_2}\right)^2}}$$

En posant :

$$x = 2Q \left(\frac{F - F_0}{F_0}\right) \quad a = 2Q \left(\frac{F_0 - F_1}{F_0}\right) = 2Q \left(\frac{F_2 - F_0}{F_0}\right)$$

et en tenant compte de ce que : $F_1 \approx F_2 \approx F_0$

$$\text{on peut écrire : } y = \frac{V_0}{\sqrt{1 + (x + a)^2}} - \frac{V_0}{\sqrt{1 + (x - a)^2}}$$

qui sera linéaire autour de $x = 0$ si $\left(\frac{d^2 y}{dx^2}\right)_{x=0} = 0$

ce qui a lieu pour : $a = \sqrt{1,5}$

$$\text{c'est-à-dire pour : } Q = \frac{F_0 \sqrt{1,5}}{2(F_0 - F_1)}$$

comme : $F_0 = 3407,5$ Mcs et

$$F_0 - F_1 = 7,5 \text{ Mcs}$$

$$\text{on trouve : } Q = \frac{3407,5 \times 1,225}{2 \times 7,5} = 278$$

Cette valeur du coefficient de surtension commune Q est aisée à obtenir. Pratiquement on a réalisé les deux cavités dans un même bloc métallique placé au-dessus du guide canalisant l'énergie. De ce guide partent deux lignes coaxiales auxiliaires très faiblement couplées, disposées dans un même plan perpendiculaire au sens de circulation de l'énergie. Chacune de ces lignes excite l'une des deux cavités. Cette disposition rend les niveaux relatifs indépendants du taux d'onde stationnaire existant dans le feeder de l'aérien.

Les cavités travaillent en mode TE 011, comme l'indique la figure 6, elles sont attaquées par le petit côté, donc par l'intermédiaire d'une boucle, dont on a rendu l'orientation réglable pour doser aisément l'énergie injectée.

Dans la cloison qui sépare les deux cavités est pratiquée une ouverture de petite dimension permettant de coupler un cristal détecteur unique simultanément aux deux cavités ; ce dispositif est schématisé figure 7.

Le cristal détecte en permanence une tension qui est fonction de la somme des niveaux SHF sortant des cavités. La commutation à 50 cycles dont il a été question précédemment doit donc avoir lieu avant

ce système de couplage à 3 directions ; c'est par l'action directe d'un modulateur à absorption sur chaque cavité qu'a été réalisée la commutation (1).

Les deux modulateurs fonctionnent en opposition

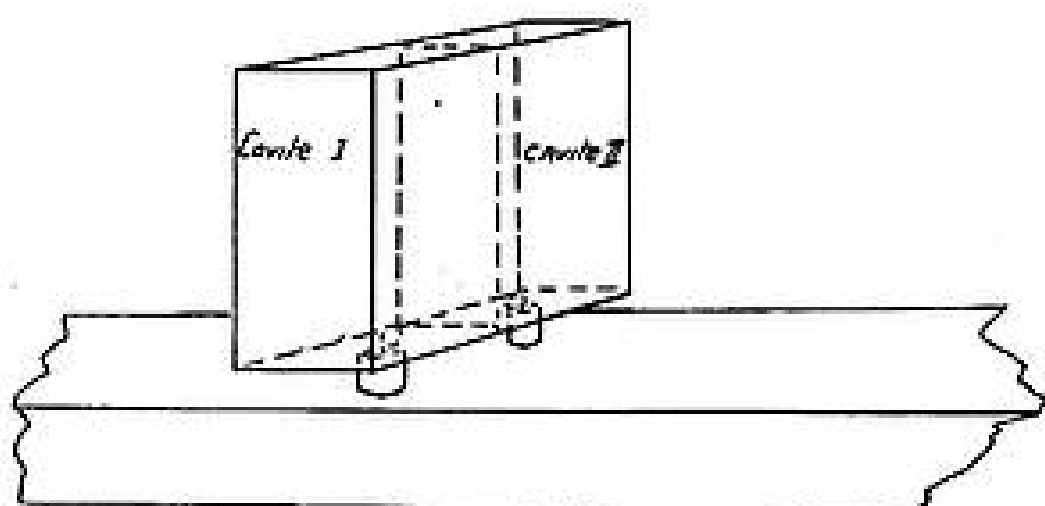


FIG. 6

de phase en sorte que l'une des cavités est complètement amortie et ne délivre pratiquement plus aucune énergie au cristal tandis que l'autre possède le coefficient de surtension prévu par le calcul précédent (environ 300) ; dans la phase de commutation suivante, l'inverse se produit.

Les modulateurs à absorption utilisent les propriétés du ferroxcube : une ligne coaxiale couplée d'un côté à la cavité à moduler est terminée à son extrémité opposée par une boucle traversée par un barreau de ferroxcube. Ce matériau possède un angle de perte qui est fonction du champ magnétique dans lequel il est plongé en sorte que si on place le barreau dans une bobine parcourue par un courant variable,

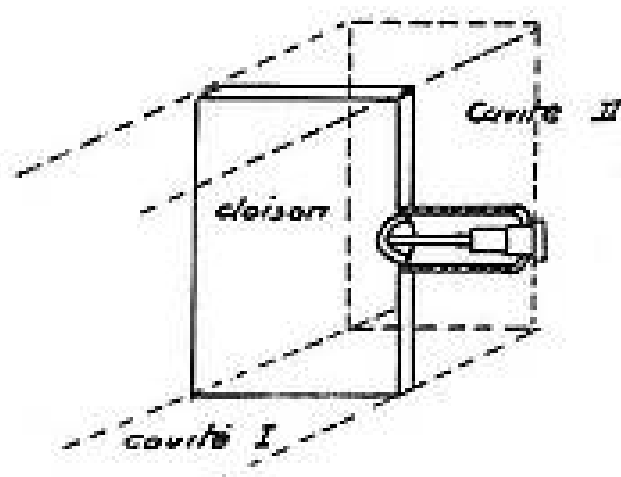


FIG. 7

on modifie le coefficient de surtension de la cavité au rythme de la pulsation de ce courant. Notons que l'adaptation du modulateur à la cavité est réalisée par un transformateur coaxial à deux sections

(1) Les modulateurs à absorption utilisés dans ce dispositif de correction automatique de fréquence sont une application de l'effet signalé par H. G. BRUJERS, W. J. van de LINDT et J. J. WINTER dans *Journal of Applied Physics*, décembre 1951.

Rappelons que pour des fréquences comprises entre 100 et 10 000 Mc/s certaines ferrites présentent des pertes magnétiques susceptibles d'être réduites de façon notable par l'application d'un champ magnétique relativement faible et dirigé convenablement. Si on introduit une barre de cette ferrite dans une cavité résonnante couplée à un guide d'onde parcouru par l'énergie hyperfréquence, une modulation de cette énergie à la sortie du guide d'onde peut être obtenue en soumettant la barre de ferrite à un champ magnétique variable.

quart-d'onde, disposé sur la ligne mentionnée plus haut. L'allure de la courbe donnant le coefficient de surtension d'une cavité en fonction du nombre d'ampères-tours parcourant la bobine modulatrice est reproduite figure 8.

On voit que la valeur de Q est indépendante du signe du courant.

Il sera donc nécessaire d'appliquer à la bobine modulatrice un signal non symétrique par rapport au niveau 0 ; la réalisation de cette condition présente des inconvénients étant donné que la bobine doit nécessairement être excitée à travers un transformateur d'adaptation ; il est beaucoup plus simple de « polariser » magnétiquement le ferroxcube par un champ magnétique permanent, ce qui situe le point de travail en A ou en B sur la courbe de la figure 8, selon le sens de l'aimant ; les signaux de commutation peuvent dans ce cas être symétriques par rapport au courant 0. Un autre avantage de

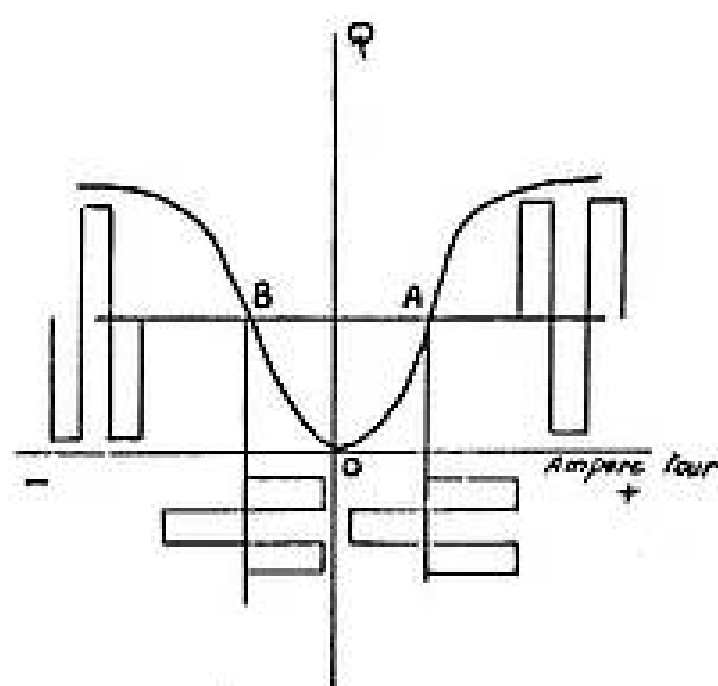


FIG. 8

cette combinaison est de permettre un fonctionnement en opposition de phase des deux modulateurs, excités par le même courant modulant, par simple inversion de signe du champ de polarisation, comme le montre la figure 8 (point de fonctionnement A ou B).

La résolution du problème capital de la stabilité du coefficient de surtension des cavités pendant la période active de la commutation se trouve facilitée par le fait qu'à partir d'une certaine valeur de champ magnétique l'angle de perte du ferroxcube ne varie plus ; il suffit donc de prévoir un courant de commutation surabondant dans la bobine de modulation pour que le fonctionnement ne soit plus tributaire des instabilités du signal modulateur. Ces instabilités ne pourraient d'ailleurs pas avoir de très graves conséquences puisque nous venons de voir que les bobines des modulateurs sont montées en série et parcourues par le même courant ; l'effet serait donc symétrique et n'agirait que sur la pente de la caractéristique globale, sans déplacer la fréquence de référence F_0 . Le schéma de principe du système de modulation est donné figure 9.

Il faut noter que toute modification des éléments couplés aux cavités (transformateurs, lignes et boucles) réagit légèrement sur les fréquences de résonance ; pour éviter les variations de fréquence dues à la température, il a paru plus simple d'enfermer l'ensemble dans une enceinte munie d'un thermostat que d'essayer de réaliser des compensations.

après amplification le tube dont la tension d'écran sera en phase avec cette tension rectangulaire donnera un courant tant que l'écran restera positif ; l'autre restera bloqué, son potentiel d'écran étant négatif pendant toute la durée de la partie positive du signal de grille.

Aux bornes de la résistance de charge du premier

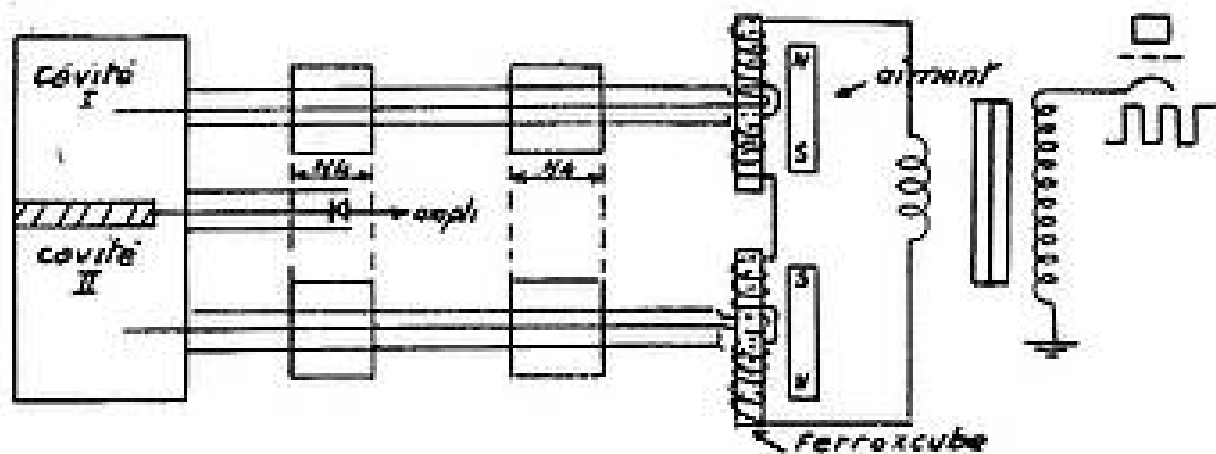


FIG. 9

2° Partie basse fréquence du correcteur automatique de fréquence.

Le discriminateur de phase a pour rôle, comme nous l'avons vu, d'identifier quelle est la cavité qui fournit le niveau le plus élevé ; en fonction de cette indication, il doit aiguiller le signal rectangulaire dont l'amplitude est fonction de l'écart de fréquence sur l'un ou l'autre des deux détecteurs de polarités inverses qui fournissent la tension de correction au réflecteur du tube hyperfréquence.

Le principe de fonctionnement du discriminateur de phase est le suivant :

On applique, sur les écrans de deux tubes pentodes montés comme l'indique la figure 10 des signaux de formes identiques mais dont les phases diffèrent de

tube on peut recueillir une tension de forme rectangulaire dont l'amplitude varie en fonction du niveau du signal de grille. Aucune tension alternative n'existe dans ce cas aux bornes de la résistance d'anode du second tube. Un détecteur, respectivement D_1 ou D_2 , est disposé dans chaque circuit

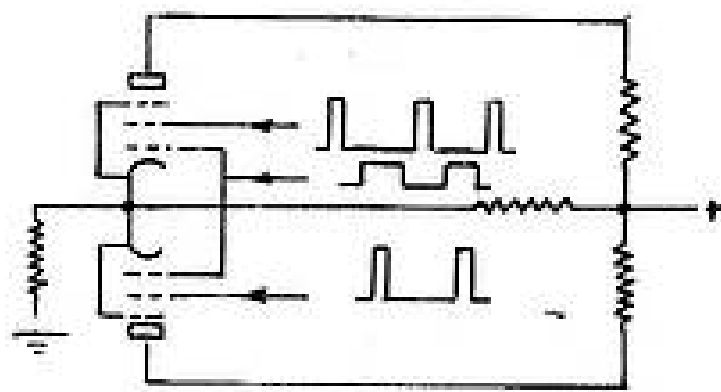


FIG. 10

180° ; ces signaux sont engendrés à partir du courant de modulation du commutateur à ferrocube ; la durée de la partie positive a été réduite de moitié, en partie au début et en partie à la fin des impulsions positives comme l'indique la figure 10.

D'autre part, quelle que soit la valeur instantanée de la tension de l'écran des pentodes, la polarisation des grilles de commande est telle que les deux tubes sont maintenus à la coupure ; si dès lors on applique sur les grilles la tension rectangulaire du cristal

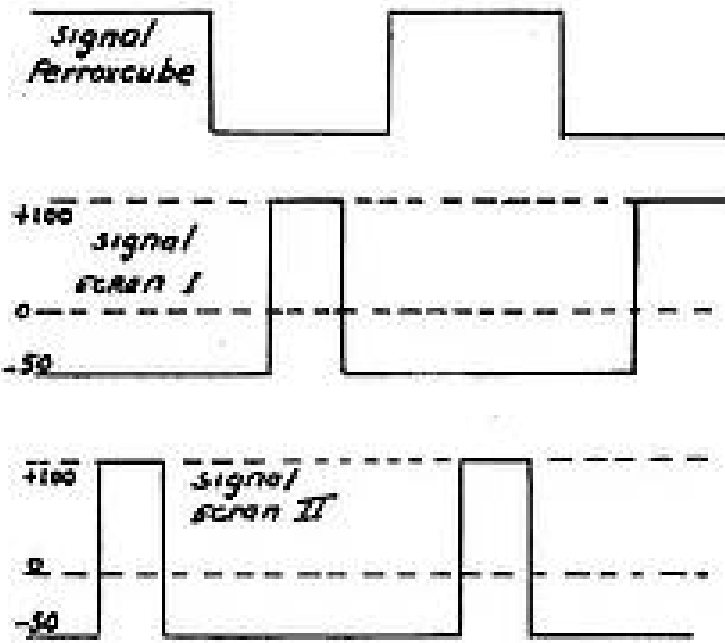


FIG. 11

d'anode. Un additeur effectue la somme des tensions détectées comme l'indique le schéma de la figure 12. Pour ne pas perdre la moitié du signal alternatif, des diodes de restauration de zéro, R_1 et R_2 ont été utilisées.

Le circuit additeur est constitué par deux tubes à charge cathodique, de manière que la tension de sortie ne risque pas d'être modifiée par le débit variable du réflecteur. Les grilles de ces deux tubes sont directement connectées à la sortie des détecteurs lesquels donnent des tensions de même signe ; la cathode C de l'un des deux tubes est reliée à la masse, la cathode A de l'autre tube est reliée au réflecteur, l'alimentation étant bien entendu isolée. Si le détecteur D_1 fournit une tension alors que le détecteur D_2 n'est pas excité, la tension de sortie

qui est envoyée au réflecteur, égale à la somme algébrique des tensions $V_o - V_c$ et $V_a - V_b$ (voir figure 12) est évidemment négative. Si au contraire c'est le détecteur D_2 qui fournit une tension, le point A et par suite le réflecteur se trouveront à un potentiel positif par rapport à la masse. Si les détecteurs D_1 et D_2 ne donnent pas de courant, la tension de sortie est nulle, à condition toutefois que l'équilibrage des courants dans les deux tubes de sortie soit parfait ; un essai sur des tubes usagés a

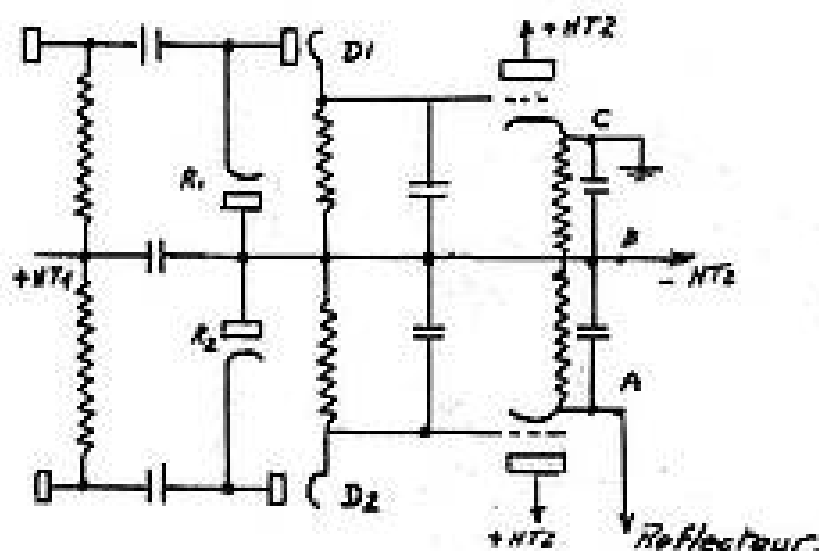


FIG. 12

montré que l'on pouvait s'attendre, si on utilise des tubes à caractéristiques peu poussées, à des déséquilibres de $\pm 0,5$ V au maximum.

Le gain de la chaîne est, comme il sera vu plus loin, de 10^5 donc le déséquilibre de $\pm 0,5$ V équivaut à un signal détecté dans le cristal de sortie des cavités égal à $\frac{500 \text{ mV}}{10^5} = 0,5$ microvolt.

c) Coefficient de stabilisation.

Soit ± 250 kc/s l'écart de fréquence moyenne tolérable, par rapport à la fréquence centrale fixée par les cavités.

Soit ± 100 volts la zone des tensions de correction que l'on s'autorise à appliquer au réflecteur ; cette zone est limitée par les caractéristiques du tube, par rapport auxquelles une grande marge de sécurité a été prise.

Si la sensibilité du cristal est telle qu'un écart de 250 kc/s provoque à la sortie de ce cristal, compte tenu des couplages des cavités et de la puissance émise l'apparition d'une tension de 1 mV, le gain de la chaîne amplificatrice totale se trouve fixé à $\frac{100 \text{ V}}{1 \text{ mV}} = 10^5$

La pente fréquence/tension du réflecteur détermine alors à la fois le coefficient de stabilisation et la plage des dérives naturelles de fréquence que le système pourra corriger sans sortir de la zone de tension permise.

Supposons que cette pente soit 50 kc/s/volt, on obtiendra un gain de boucle (fréquence/fréquence) de 20, selon le schéma de la chaîne :

$$250 \text{ kc/s} \longrightarrow 1 \text{ mV} \longrightarrow 100 \text{ V} \longrightarrow 5 \text{ Mc/s}$$

Le coefficient de stabilisation sera alors de 20 (théoriquement 21). En pratique pour conserver un coefficient de stabilisation convenable même lorsque la puissance émise ou la sensibilité du cristal diminueront, il est préférable de donner à la chaîne amplificatrice un gain 1,5 fois plus fort ; on évitera, si on le désire, que la tension de correction dépasse ± 100 volts en déclenchant un dispositif d'alarme (ou même de correction discontinue sur la tension d'une autre électrode) lorsque cette limite sera atteinte ; on réduira par là la plage de dérive naturelle à la zone ± 100 V tout en conservant (à pleine puissance et à pleine sensibilité de cristal) un coefficient de stabilisation 1,5 fois plus fort.

Comme le gain du discriminateur de phase est en fait de l'ordre de 60 (la saturation n'intervenant pas avant que la tension de sortie atteigne ± 150 V), il suffit d'une tension de $\pm 2,5$ V à l'entrée de ce circuit, en sorte que le gain des amplificateurs à intercaler entre le cristal et l'entrée du discriminateur de phase est seulement de $\frac{1,5 \cdot 10^5}{60} = 2\,500$.

APPENDICE I

Il est parfois commode de pouvoir changer rapidement la longueur d'onde d'un émetteur sans que cette opération nécessite un réglage compliqué.

Si le tube hyperfréquence est capable de fonctionner dans une bande de fréquence assez large, le correcteur automatique de fréquence tel que nous l'avons décrit est établi pour une valeur fixe.

Pour rendre réglable la fréquence de travail du discriminateur, il est nécessaire de pouvoir décaler simultanément d'une même quantité les accords des cavités.

Les coefficients de surtension de ces dernières ainsi que les niveaux relatifs d'énergie qu'elles sont susceptibles de délivrer au cristal ne doivent pas varier de façon notable.

Avec un couple de deux volumes résonnants munis chacun d'une vis d'accord, plongeant dans un sens parallèle à celui du champ électrique, et un dispositif de commande unique de deux déplacements de ces deux vis, on a pu obtenir un alignement qui se conserve de façon satisfaisante dans une bande de fréquence de 150 Mc/s ; notons que dans ces limites, pour un décalage donné de la fréquence incidente par rapport à la fréquence centrale de la caractéristique de discrimination, la tension de sortie du cristal varie dans un rapport de 1 à 2,5.

Le coefficient de régulation et la zone d'écart possibles par rapport à la fréquence de référence varient dans la même proportion. Dans la plupart des cas, cela n'a pas grande importance ; toutefois, si on désire rattraper cette variation de pente, il suffit d'agir sur le couplage des cavités au guide d'onde qui conduit l'énergie SHF.

Si on fait abstraction de cette dernière considération, une seule commande suffit pour caler instantanément l'émetteur sur une fréquence quelconque incluse dans une bande de 150 Mc/s.

La figure 13 montre la partie hyperfréquence du correcteur munie de son dispositif de commande unique.

APPENDICE II

Nous avons envisagé dans tout ce qui précède le cas d'un correcteur automatique de fréquence purement électronique ; notons qu'avec un tube hyperfréquence muni d'une commande mécanique d'accord, on peut, moyennant une importante

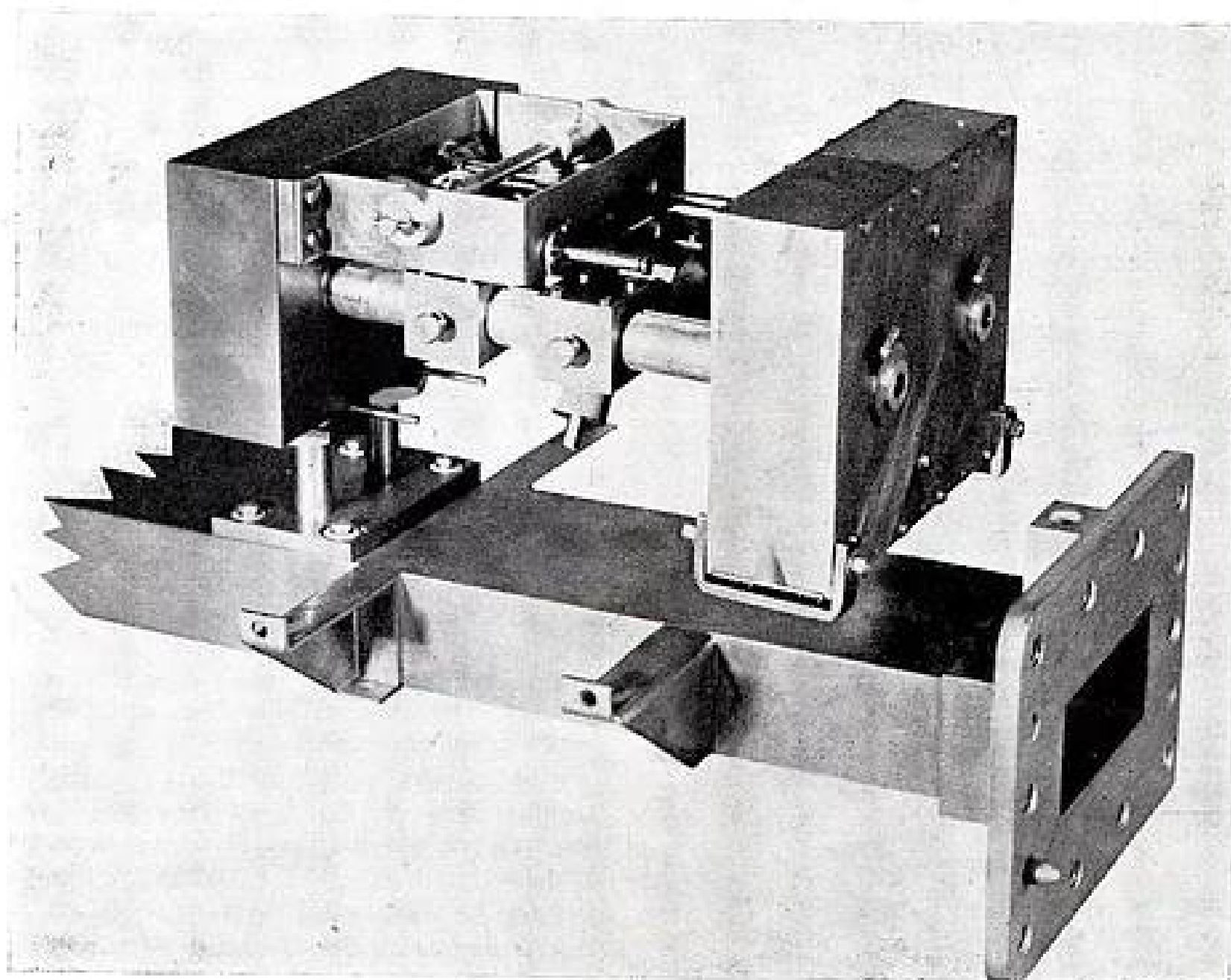


FIG. 13

Il a été mentionné ci-dessus que l'ensemble constitué par le correcteur automatique de fréquence était placé dans une enceinte dont la température était commandée par un thermostat. Pour que le réglage de longueur d'onde soit valable sans risque de modification ultérieure, il doit être effectué à la température de fonctionnement qui est de 65 degrés.

A cet effet a été prévu un dispositif tel qu'il ne soit pas nécessaire d'ouvrir l'enceinte à température constante. La commande unique est assurée par un arbre isolant qui traverse la paroi de cette enceinte ; les joints sont étudiés de façon à introduire un minimum de pertes thermiques.

simplification de la partie basse fréquence, adjoindre un moteur d'asservissement à ce dispositif.

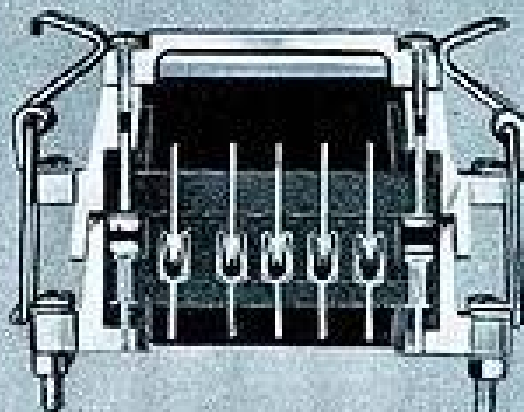
La tension qui prend naissance à la sortie du cristal détecteur du bloc hyperfréquence est variable en amplitude et en phase en fonction de l'importance et du signe de l'écart de fréquence par rapport à une fréquence de référence. Cette tension est donc, après une amplification convenable, directement applicable à l'un des enroulements d'un moteur diphasé d'asservissement dont le sens de rotation est réversible ; l'autre enroulement est alimenté en permanence par un courant alternatif à 50 périodes d'amplitude et de phase constantes.

**S
O
P
O
S**

FICHES MULTIPLES SOUS CAPOT ÉTANCHE

5-10-15-20 et 30 BROCHES

BOITIER ALUMAC
MOULE SOUS
PRESSION
POUR CABLES PLATS
ET CABLES RONDS



CONTACTS
LAMINÉS ARGENT
RESISTANCE DE CONTACT
1,5/1.000 D'OHMS
10 AMPÈRES
PERMANENTS

DEMANDEZ NOTRE CATALOGUE

un
matériel
professionnel

une marque **ETS** **SOCAPEX-PONSOT**
191, Rue de Verdun, Suresnes (Seine)
LONGCHAMP 30-40/41

une qualité...

VARIAC

PARTOUT OÙ IL FAUT FAIRE VARIER LA TENSION



FABRIQUÉ EN FRANCE
SOUS LICENCE
GENERAL RADIO CO
IL S'IMPOSE
PAR SES FAIBLES
PERTES A VIDE
SON POIDS ET SES
DIMENSIONS RÉDUITES
SA ROBUSTESSE EN
RÉGIME PERMANENT



ETS **RADIOPHON**
50 FG POISSONNIÈRE - PARIS - PRO. 52-03

TRANSFOS

TOUS MODÈLES
pour la Radio, Télévision,
Sonorisation

SURVOLTEURS- DEVOLTEURS

Radio, Télévision et Mixtes
(110×220 V.), pour Sonori-
sation de 80 W. à 1 KVA

SELS DE FILTRAGE ABAISSEURS- ÉLEVATEURS

DE TENSION
de 50 W. à 1 KVA

Tous modèles spéciaux
sur demande



Supersell

102, RUE DE CHARONNE / ROQ. 20-46
PARIS-XI^e

pour chaque laboratoire!



UN GÉNÉRATEUR DE BRUIT ÉLECTRIQUE DE LA GENERAL RADIO COMPANY

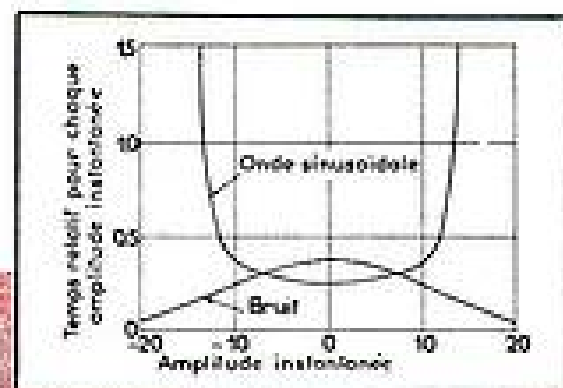
Le bruit électrique est d'une grande utilité lorsqu'il est produit par un générateur bien contrôlé, tel que le générateur de bruit de la GÉNÉRAL RADIO type 1390-A. Du fait que le bruit est une forme courante du signal d'interférence qui limite le seuil des conditions de fonctionnement électrique, cette source de bruit peut être utilisée

pour vérifier la susceptibilité aux interférences des récepteurs, systèmes de transmission et appareils de détection.

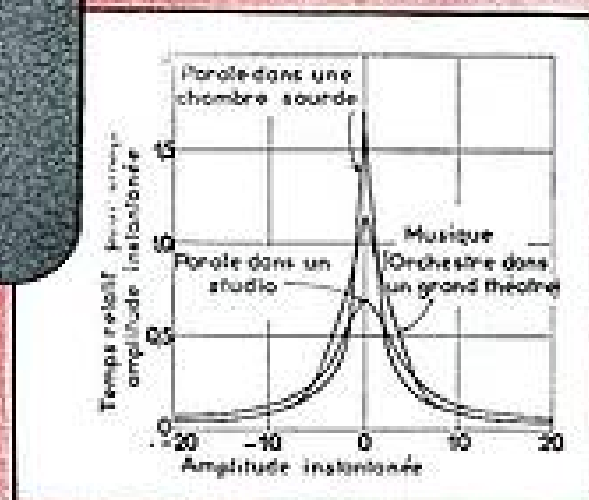


Quelques applications parmi les usages multiples du générateur de bruit de la GENERAL RADIO :

- ★ Détermination de la réponse des microphones et haut-parleurs. - Étude des chambres acoustiques comprenant les essais de réverbération. - Mesures de la transmission sonore à travers les matériaux acoustiques utilisés pour la garniture des murs et parquets.
- ★ Ce générateur permet souvent la simplification des recherches sur les conditions de résonance par son spectre de fréquences étalées. Pour la fréquence particulière où la résonance a lieu, sa détermination se fait à l'aide des diagrammes de l'oscilloscope à la sortie du système étudié.
- ★ On utilise cet appareil pour montrer les caractéristiques du bruit et la recherche des éléments sur la théorie des statistiques. Les erreurs possibles sont recherchées électriquement suivant les techniques d'échantillonnage au hasard.
- ★ Le générateur de bruit peut être utilisé pour la modulation à large bande des ondes porteuses H.F. On détermine les caractéristiques des récepteurs de radio et télévision, dans des conditions suivant de près les conditions de fonctionnement réel. Il est possible de faire des mesures de diaphonie des systèmes à courants porteurs à voies multiples.
- ★ Vérification des dispositifs d'enregistrement. Cet appareil donne une approximation bien meilleure de la parole et de la musique que celle obtenue avec un oscillateur à onde sinusoïdale. Les essais de balayage sinusoïdal que l'on utilise couramment ne sont pas à conseiller, par suite de la difficulté rencontrée, dans la prédétermination de la fréquence à un moment quelconque. L'analyse d'un signal de bruit enregistré se réalise plus facilement et avec une grande précision.



La répartition d'amplitude du générateur de bruit suit de près la courbe de répartition de probabilité normale concernant la parole, la musique et autres sons divers ainsi que les perturbations électriques qui se produisent ordinairement. Pour cette raison, le bruit fortifié trouve son utilité dans les applications psycho-acoustiques et autres. Noter que la courbe de répartition d'une onde sinusoïdale est totalement différente de celle relative à la parole.



Générateur de bruit type 1390-A de la GENERAL RADIO

Spécifications

Le commutateur sélectionne une quelconque des trois bandes de fréquence.

- 30 cycles à 20 kc - Courbe plate à ± 1 db
- 30 cycles à 500 kc - Courbe plate à ± 3 db
- 30 cycles à 5 Mc - Courbe plate à ± 3 db jusqu'à 500 kc ± 8 db au-dessus de 500 kc.

Voltmètre de sortie étalonné - La tension de sortie est d'1 volt eff. dans une quelconque des trois bandes. Le diviseur de tension accessoire type 700-P1 donne des niveaux de tensions de sortie aussi faibles que 0,0001 volt.

Niveau du spectre moyen avec une tension de sortie d'1 volt (pour bande d'un cycle) :

- 6 mv dans la bande 20 kc.
- 1 mv dans la bande 500 kc.
- 0,5 mv dans la bande 5 Mc.

Impédance de sortie, 600 ohms à la tension de sortie maximum.

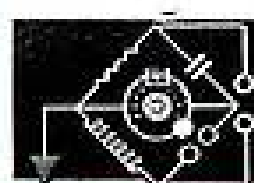
Alimentation - 105 à 125 v. - 50 à 60 cycles.

Dimensions - 305 x 190 x 235 mm

Poids net - 5,400 kg.

AUTRES FABRICATIONS :

Admittancemètres - Amplificateurs - Pilotes pour consoles
Distorsionmètres - Fréquencemètres - Fréquencemètres étalés
Impédancemètres - Potentiomètres - Mégohmmètres
Modulateurs - Polariscope - Condensateurs de précision
Oscilloscopes - Matériel de mesure V.H.F. - Plages
étalées et accessoires - Générateurs de signaux -
Analyseurs de forme d'onde - Moniteurs de Radiodiffusion
et Télévision - Générateurs d'impulsion - Résistances
- Self - Capacités - Décades - Etc., etc.



ETS RADIOPHON

50, FAUBOURG POISSONNIERE - PARIS (10^e) - PRO. 52-03, 04

AGENT EXCLUSIF FRANCE & U. F.

LA MODULATION D'ESPACEMENT D'IMPULSIONS

PAR

G. X. POTIER

Ingénieur à la Société Le Matériel Téléphonique

L'objet de la présente communication est d'indiquer les avantages et inconvénients de la modulation d'espacement d'impulsions et, plus particulièrement, de montrer comment certains défauts peuvent être éliminés à l'aide de dispositifs enregistreurs utilisés tant à l'émission qu'à la réception.

1. — Définition de la modulation d'espacement.

Afin de préciser ce que l'on entend par modulation d'espacement, examinons, dans un train d'impulsions de liaison multiplex, les positions respectivement occupées par l'impulsion de synchronisation définissant le début d'un train d'impulsions et les deux premières impulsions de voie. Le procédé de modulation le plus couramment utilisé consiste à faire varier linéairement, en fonction du signal de modulation, la position des impulsions de voie. Pour chacune des impulsions, cette position est définie à partir de l'impulsion de synchronisation prise comme origine des temps.

Supposons que nous utilisons un tel procédé de transmission et que seule la première impulsion de voie soit modulée ; sa position variera au rythme de la modulation, tandis que la position de la seconde impulsion restera immuable. Le temps séparant les deux impulsions sera proportionnel à la valeur instantanée du signal de modulation. Si, maintenant, la seconde impulsion est à son tour modulée, le temps séparant les deux impulsions sera fonction de la différence des valeurs instantanées des deux signaux de modulation.

La modulation d'espacement consiste à faire en sorte que le temps séparant deux impulsions consécutives soit proportionnel à la valeur instantanée d'un seul signal de modulation lorsque les deux impulsions sont simultanément modulées par deux signaux distincts.

Pour satisfaire une telle condition, il est nécessaire que le temps séparant les deux impulsions reste constant lorsque seule la première d'entre elles est modulée. En d'autres termes, il faut que le signal de modulation de la première impulsion provoque non seulement le déplacement de celle-ci mais également un déplacement identique de toutes les impulsions qui lui font suite.

Si nous utilisons la modulation d'espacement dans un équipement multiplex, la position d'une impulsion de rang « n » sera déterminée, en l'absence de modulation sur la voie correspondante, par la somme des valeurs instantanées des signaux présents dans les $(n-1)$ voies précédentes. C'est à partir de cette position que le signal appliqué à la voie « n » peut provoquer un déplacement de l'impulsion correspondante et de toutes celles qui la suivent.

2. — Avantages de la modulation d'espacement.

Malgré la différence signalée ci-dessus, la modulation d'espacement s'apparente étroitement à la modulation de position et il ne semble pas qu'elle puisse jouir de propriétés dont cette dernière serait dépourvue.

Divers auteurs ont cependant, pour des raisons différentes que nous allons maintenant examiner, envisagé l'utilisation de ce procédé de modulation.

2.1 *Diaphonie par la voie précédente.*

On sait que la limitation de la bande passante d'un circuit transmettant des impulsions provoque un trainage de celles-ci. Au moment de l'apparition d'une impulsion, il subsiste un résidu de l'impulsion précédente provoquant une modification de la forme de l'impulsion transmise. Lorsque l'impulsion précédente est modulée, la valeur du résidu varie et il en résulte un changement de la forme de l'impulsion au rythme de la modulation de l'impulsion précédente. Ce phénomène bien connu se traduit dans les liaisons multiplex à impulsions par une diaphonie dite de trainage qui, pour un espacement donné entre les impulsions, est d'autant plus importante que la bande passa

Le premier brevet décrivant la modulation d'espacement est, à notre connaissance, celui déposé par MM. REEVES et CHATTERJEA (1) qui imaginèrent ce procédé de modulation pour réduire la diaphonie de trainage.

Les auteurs font très justement remarquer que la déformation d'une impulsion par celle qui l'a précédée n'est pas gênante en elle-même ; seules

les modifications de cette déformation créent la diaphonie. La diaphonie de traînage peut par conséquent être supprimée si la déformation apportée par une impulsion modulée est constante. Cette condition est satisfaite lorsque le temps séparant deux impulsions consécutives reste constant en présence d'une modulation appliquée à la première d'entre elles. Un procédé de modulation présentant cette particularité fournit obligatoirement des impulsions dont l'espacement est proportionnel à la valeur instantanée d'un signal de modulation.

L'utilisation de la modulation d'espacement permet donc, pour un taux de diaphonie donné, de réduire la bande passante nécessaire à une valeur que ne permet pas d'atteindre la modulation de position.

On peut faire remarquer que la diaphonie de traînage réapparaît lorsque la seconde d'une paire d'impulsions est modulée. Le trouble ainsi créé est cependant peu gênant car il ne fait que provoquer une distorsion du signal transmis qui est bien inférieure à celle habituellement admise. Ce défaut sera examinée de façon plus détaillée dans un prochain paragraphe.

2.2 Quantité d'information transmise.

Les impulsions modulées en position subissent habituellement, sous l'influence du signal de modulation, un déplacement de part et d'autre de la position occupée en l'absence de modulation. Le temps séparant deux impulsions consécutives doit par conséquent être tel que des déplacements opposés des deux impulsions puissent se produire simultanément sans que les impulsions risquent d'être confondues.

Avec la modulation d'espacement, il est inutile de réserver entre deux impulsions le temps nécessaire au retard de la première impulsion puisque celui-ci provoque un retard identique de la seconde impulsion, évitant ainsi tout risque de confusion.

Examinons maintenant la position occupée par la dernière impulsion de voie d'une liaison multiplex en absence de signal de modulation sur l'ensemble des voies. Lorsque l'on utilise la modulation de position, le temps disponible entre cette impulsion et l'impulsion de synchronisation suivante permet un déplacement égal au déplacement maximum auquel un signal de modulation peut donner naissance.

Si l'on utilise la modulation d'espacement, tout retard d'une impulsion de voie est transmis aux suivantes et la dernière impulsion subit un retard égal à la somme de ceux provoqués par les divers signaux de modulation. Dans ces conditions, il semble normal que le temps disponible avant l'impulsion de synchronisation soit égal à celui prévu en modulation de position multiplié par le nombre d'impulsions. S'il en est ainsi, les deux procédés de modulation transmettent rigoureusement la même quantité d'information.

Cependant, dans les conditions normales d'utilisation d'un équipement multiplex, il n'y a aucune relation de phase entre les divers signaux de modulation. La probabilité d'un retard maximum subi

simultanément par toutes les impulsions est pratiquement nulle et le temps précédant l'impulsion de synchronisation indiqué plus haut possède une valeur inutilement grande. Sa réduction permet d'accroître la quantité d'information transmise soit en augmentant le nombre de voies, soit en augmentant le déplacement des impulsions et par conséquent le rapport signal/bruit.

En utilisant la modulation d'espacement telle qu'elle a été décrite jusqu'ici, le temps séparant deux impulsions consécutives est au moins égal à la moitié de celui existant en modulation de position et toute augmentation du déplacement maximum des impulsions nécessitera une augmentation identique du temps séparant les impulsions en l'absence de modulation. L'amélioration du rapport signal/bruit restera, de ce fait, inférieure à 3 dB.

Une augmentation plus importante du rapport signal/bruit peut être obtenue lorsque le temps séparant deux impulsions consécutives est, en l'absence de modulation, réduit à une valeur juste suffisante pour assurer le fonctionnement correct des sélecteurs. Ceci exige que le signal de modulation ne puisse que retarder l'apparition de l'impulsion. Ce procédé de modulation, dit à composante continue incorporée, ne présente pas de difficulté et a déjà été envisagé pour d'autres applications [2].

La combinaison de la modulation d'espacement et de la transmission avec composante continue incorporée permet de transmettre une quantité d'information sensiblement supérieure à celle transmise en utilisant la modulation de position.

3. — Inconvénients de la modulation d'espacement.

Après avoir examiné les avantages procurés par la modulation d'espacement, il convient de s'assurer que son utilisation ne soulève pas des difficultés la rendant pratiquement inutilisable.

3.1. — Sélection des différentes voies de transmission.

La première remarque que l'on peut faire concerne la sélection des impulsions dans l'équipement d'arrivée. Habituellement cette sélection s'effectue en deux temps de la manière suivante : un premier sélecteur isole d'abord l'impulsion de synchronisation, puis celle-ci décalée dans le temps, d'une valeur convenable, permet d'effectuer la sélection des diverses impulsions de voie. Cette méthode parfaitement adaptée à la modulation de position ne peut être utilisée avec la modulation d'espacement.

Lorsque l'on utilise la modulation d'espacement on ignore a priori la position qui sera occupée par l'impulsion correspondant à une voie déterminée. La sélection doit donc reposer sur une autre caractéristique. On ne peut songer à différencier entre elles les impulsions de voie par des amplitudes ou durées différentes. Pratiquement la seule méthode utilisable consiste à s'intéresser au rang occupé par la voie et à effectuer la sélection à l'aide d'un compteur d'impulsions. Le compteur doit posséder autant de sorties qu'il y a de canaux. Le plus souvent chacune d'entre

elles transmettent une impulsion dont la durée est égale au temps séparant deux impulsions consécutives occupant un rang déterminé et toujours le même.

Le compteur électronique permet donc d'effectuer la sélection de chaque canal de transmission et transforme la modulation d'espacement en modulation de durée. Cette transformation est avantageuse car les impulsions modulées en durée possèdent une composante à la fréquence du signal de modulation beaucoup plus importante que les impulsions modulées en position ou en espacement. Une telle transformation est d'ailleurs couramment utilisée dans les liaisons par impulsions modulées en position.

3.2. — Bruit d'origine diaphonique.

Habituellement la reconstitution du signal s'effectue en appliquant les impulsions modulées en durée à un filtre passe-bas qui isole la composante basse fréquence. Dans le cas présent quelques difficultés surgissent du fait que les impulsions sont non seulement modulées en durée par le signal désiré mais également modulées en position par l'ensemble des signaux appliqués aux voies précédentes. Cette modulation de position possède une composante basse-fréquence qui sera isolée par le filtre au même titre que le signal désiré et donnera naissance à une diaphonie qu'il convient d'éliminer.

La composante à la fréquence de modulation F_m existant dans le spectre d'impulsions d'amplitude A et de durée t , modulées en position et subissant un déplacement td a une amplitude :

$$ABF = A t F_m 2 \pi \frac{td}{T_R}$$

en appelant T_R la période de répétition des impulsions. En modulation de durée, si l'on désigne par td_1 le déplacement maximum du front modulé ; l'amplitude du signal BF est $ABF = A \frac{td_1}{T_R}$. La diaphonie inséparable d'un filtrage direct des impulsions modulées simultanément en durée et en position est donnée par le rapport des amplitudes ci-dessus. Sa valeur est :

$$D = \frac{td_1}{td} \frac{1}{2 \pi F_m t}$$

Si nous considérons la dernière voie d'un équipement transmettant 60 communications, nous aurions approximativement : $\frac{td_1}{td} = 3$ et la durée t de l'impulsion en l'absence de modulation ne serait pas sensiblement inférieure à $1 \mu s$. Dans ces conditions, pour une fréquence de modulation de 3 000 c/s l'écart diaphonique serait de l'ordre de 25 dB.

Pratiquement le déplacement de l'avant-dernière impulsion n'est pas proportionnel à un signal de modulation mais à la somme de ceux appliqués aux différentes voies. Le signal perturbateur se présente donc sous la forme d'une diaphonie incompréhensible, comparable à un bruit.

Les tolérances admises pour ce type de diaphonie sont moins sévères que celles données pour la diaphonie compréhensible. La valeur de l'écart diaphonique indiquée ci-dessus est cependant trop importante et rendrait la modulation d'espacement inutilisable si, ainsi que nous le montrerons dans un paragraphe suivant, il n'était pas possible de supprimer le défaut indiqué ici.

3.3. — Distorsion de traînage.

Nous avons déjà fait remarquer au paragraphe 2.1 qu'une impulsion modulée était affectée d'une déformation due à la présence de l'impulsion précédente.

Un trouble ne se manifestant qu'en présence d'un signal de modulation ne peut être assimilé ni à une diaphonie ni à un bruit, mais à une distorsion d'un type particulier. Cette façon de la présenter est ici d'autant plus justifiée que le signal indésirable étant provoqué par le déplacement de l'impulsion transmettant le signal se modifiera au rythme de ce dernier.

Le passage de la modulation de position à la modulation d'espacement transforme la diaphonie de traînage en une distorsion de traînage. La valeur de cette dernière peut sans inconvénient être sensiblement plus grande que celle de la diaphonie. Une diaphonie de 40 dB est en effet inacceptable tandis qu'une distorsion de même valeur (1 %) se combinant avec celle existant normalement dans un canal de transmission n'affecte pratiquement pas la qualité de la transmission.

4. — Possibilités offertes par la modulation d'espacement.

Pour préciser les améliorations procurées par la modulation d'espacement, il est commode d'examiner comment les possibilités données par un équipement à modulation de position seraient modifiées par l'utilisation de la modulation d'espacement.

Partant d'un équipement à 24 voies, dont les caractéristiques sont approximativement les mêmes chez tous les constructeurs, nous chercherons tout d'abord dans quel rapport il est possible de réduire la bande passante nécessaire à la transmission en conservant le même nombre de voies, la même puissance moyenne et le même rapport signal/bruit.

Après avoir montré la réduction de bande passante qui peut être obtenue pour transmettre un nombre de voies donné, nous déterminerons l'accroissement possible du nombre de voies sans modification de la bande passante, de la puissance moyenne ni du rapport signal/bruit de chaque voie.

4.1. — Réduction de la bande passante nécessaire à la transmission d'un nombre de voies téléphoniques donné.

Soit un équipement multiplex téléphonique à 24 voies utilisant 25 impulsions de $0,5 \mu s$ de durée — se déplaçant de $\pm 1,5 \mu s$. La période de répétition

est de 125 μ s et le temps de garde entre deux impulsions consécutives est de 1,5 μ s.

Le temps réservé à la transmission des impulsions et à leur temps de garde est de $25 \times (1,5 + 0,5) \mu$ s = 50 μ s. Ce temps est jugé nécessaire pour effectuer les opérations permettant l'identification des différentes voies. Le temps restant disponible, soit $25 \times 2 \times 1,5 = 75 \mu$ s est réparti entre les impulsions afin de permettre le déplacement de celles-ci, c'est-à-dire la transmission de l'information.

C'est ici qu'apparaît la différence essentielle existant entre la modulation de position et la modulation d'espacement.

Lorsque l'on utilise la modulation de position, le temps disponible est également réparti une fois pour toutes entre les impulsions.

En modulation d'espacement, le temps disponible est réparti uniquement entre les voies actives et proportionnellement à la valeur instantanée du signal de modulation. Le rapport du temps total nécessaire à la transmission de N voies au temps nécessaire pour une seule voie est égal au facteur de charge du signal multiplex utilisé dans la technique des courants porteurs.

On sait que le facteur de charge est le rapport de la valeur maximum du signal composite formé de la somme des signaux vocaux provenant de N lignes téléphoniques à la valeur maximum du signal provenant d'une seule ligne.

Les valeurs suivantes du facteur de charge peuvent être déduites de l'article de B.D. HOLBROOK et J. T. DIXON [3] :

Nombre de voies	Facteur de charge
12	1,9
24	2
48	2,2
60	2,4
120	2,65

Examinons maintenant les conséquences de la division de la bande passante par un coefficient k . La durée des fronts des impulsions sera multipliée par k , ce qui réduira le rapport signal/bruit ; pour redonner à celui-ci sa valeur première, il faudra multiplier le déplacement des impulsions par k . D'autre part, pour se trouver dans les mêmes conditions de fonctionnement du récepteur, la durée des impulsions et le temps de garde devront être multipliés par k . Afin que cette augmentation de la durée ne provoque pas une augmentation de la puissance moyenne, il faudra diviser par k la puissance transmise pendant les impulsions. Pour éviter que cette réduction de puissance diminue le rapport signal/bruit, il faudra à nouveau multiplier le déplacement des impulsions par un facteur qui, cette fois sera $\sqrt{k}$.

En résumé, si nous divisons par k la bande passante, le temps disponible réservé à la modulation de l'ensemble des impulsions deviendra $(125 - 50 k)$

μ s et, pour conserver le même rapport signal/bruit, il faudra que le déplacement individuel maximum de chaque impulsion soit porté à : $(3 k^{3/2}) \mu$ s, c'est-à-dire que le temps disponible pour la modulation de l'ensemble des impulsions par le nouveau procédé soit $2 \times 3 \times k^{3/2} \mu$ s = $(125 - 50 k) \mu$ s qui donne environ $k = 2,1$. La modulation d'espacement permet donc de diviser par 2,1 la bande passante nécessaire à la transmission de 24 voies téléphoniques.

4.2. — *Augmentation du nombre de voies transmises.*

La diminution de la bande passante permet d'effectuer des liaisons identiques à celles assurées actuellement en évitant un gaspillage de fréquences porteuses.

La recherche de l'accroissement du nombre de voies montre que la modulation d'espacement permet la transmission d'un nombre de voies qui ne peut pratiquement pas être envisagé en utilisant la modulation de position. Ces possibilités nouvelles ont été indiquées par MM. GLOESS et LIBOIS [4].

Nous calculerons tout d'abord le nombre de voies qu'il est possible de transmettre en conservant le temps de garde des équipements actuels (1,5 μ s), puis réduirons celui-ci à une valeur plus faible mais restant compatible avec la bande passante et les possibilités de sélection.

Si, conservant la bande passante actuelle, nous multiplions le nombre de voies par n , il faudra diviser par n la puissance émise pendant les impulsions afin de conserver la même puissance totale émise. Dans ces conditions, le rapport signal/bruit se trouvera réduit et pour lui redonner sa valeur primitive il faudra multiplier le déplacement des impulsions par $\sqrt{n}$ bien que le temps disponible ne soit plus que $(125 - 50 n) \mu$ s.

Cette condition peut être satisfaite pour $n =$ légèrement supérieur à 2, grâce au fait que la valeur maximum de la somme de 48 signaux vocaux est égale à 2,2 fois la valeur maximum d'un seul signal vocal.

La modulation d'espacement appliquée aux équipements à impulsions couramment utilisés permet donc, soit de diviser par deux la bande passante utilisée, soit de doubler le nombre de communications tout en conservant le même rapport signal/bruit et la même puissance moyenne. En d'autres termes, nous dirons que l'utilisation de la modulation d'espacement permet de doubler la quantité d'information transmise sans modification de la capacité du canal utilisé.

Il est intéressant de calculer le nombre maximum de voies que la modulation d'espacement permettrait de transmettre sans accroissement de la bande passante et de la puissance moyenne actuellement utilisées pour la transmission de 24 voies téléphoniques. Le temps de garde minimum devant exister entre deux impulsions est égal à la durée de celles-ci, soit dans le cas présent 0,5 μ s. La réduction du temps de garde permettrait d'envisager la transmission de 96 voies.

Le nombre de communications étant multiplié par 4, il faudrait diviser la puissance de crête dans le même rapport et multiplier le déplacement par deux pour conserver le même rapport signal/bruit. Le déplacement de l'ensemble des impulsions étant égal, pour 96 voies, à 2,6 fois celui d'une seule impulsion, il est nécessaire de disposer de $3.2.2,6 = 15,6 \mu s$. Le temps disponible étant de $125 - 96 = 29 \mu s$ il est possible de conserver le rapport signal/bruit obtenu actuellement avec les liaisons 24 voies.

5. — Exemples de modulateur et démodulateur d'espacement d'impulsions.

On peut considérer que chacune des impulsions provenant d'un équipement multiplex pour lequel on utilise la modulation d'espacement a subi une double modulation de position. La première, provoquée par le déplacement des impulsions précédentes constitue une modulation indésirable à éliminer ; la seconde due à la présence d'un signal doit seule servir à reconstituer le signal de modulation original.

Ainsi qu'il a été expliqué au paragraphe 3.1, l'utilisation d'un compteur électronique pour effectuer la sélection des impulsions permet de transformer la modulation de position, provoquée par le signal à transmettre, en une modulation de durée tandis que la modulation par les voies précédentes continue à se présenter sous la forme d'une modulation de position.

Ceci constitue une première étape permettant de différencier les deux modulations et présente de surcroît l'avantage de réduire l'importance de la perturbation apportée par la modulation indésirable. Cependant, ainsi qu'il a été indiqué dans le paragraphe 3.2, le trouble résiduel est encore trop important.

Le dispositif de démodulation décrit ci-dessous [5] permet d'éliminer le bruit d'origine diaphonique. Le fonctionnement d'un modulateur évitant certains défauts pouvant accompagner la modulation d'espacement est également examiné.

5.1. — Démodulateur.

Le bruit d'origine diaphonique est provoqué par la modulation de position dont sont affectées les impulsions modulées en durée, disponibles en sortie, du compteur électronique de sélection. Sa suppression exige que l'on applique au filtre passe-bas de démodulation des impulsions ne subissant pas une telle modulation, c'est-à-dire équidistantes. Ces impulsions doivent pouvoir être obtenues à partir de celles fournies par le compteur-sélecteur.

Le principe suivant peut être utilisé. Après avoir créé une tension dont la valeur est proportionnelle à la durée des impulsions modulées, on conserve cette tension qui sera transmise au filtre par l'intermédiaire d'une porte électronique pendant la présence d'une impulsion de commande. Les impulsions de commande étant équidistantes, il en sera de même de celles appliquées au filtre. Cette façon de

procéder transforme des impulsions modulées simultanément en durée et en position en impulsions modulées uniquement en amplitude.

Le dispositif d'enregistrement utilisé doit prendre connaissance de l'information en un temps qui ne doit pas être supérieur à une microseconde. Il doit conserver le souvenir de la tension enregistrée, avec une précision supérieure à 1/1 000, pendant une durée de l'ordre de cent microsecondes. Le souvenir de la tension enregistrée doit pouvoir être effacé en quelques microsecondes. Un tel dispositif ne peut être qu'électronique. Le fait qu'il en existe un exemplaire par voie oblige à concevoir un appareil aussi simple que possible.

Un mode d'enregistrement pouvant être utilisé consiste à charger un condensateur à l'aide d'un courant constant pendant la durée des impulsions modulées en durée. La tension disponible aux bornes d'un condensateur C après une charge de durée t par un courant I sera : $V = \frac{I}{C} t$; elle sera donc proportionnelle à la valeur instantanée du signal de modulation. Après la transmission de l'information au filtre, des impulsions de commande sont appliquées à un circuit qui provoque la décharge rapide du condensateur.

Les impulsions assurant la commande de la porte électronique et la décharge de la capacité d'enregistrement sont obtenues à partir des impulsions

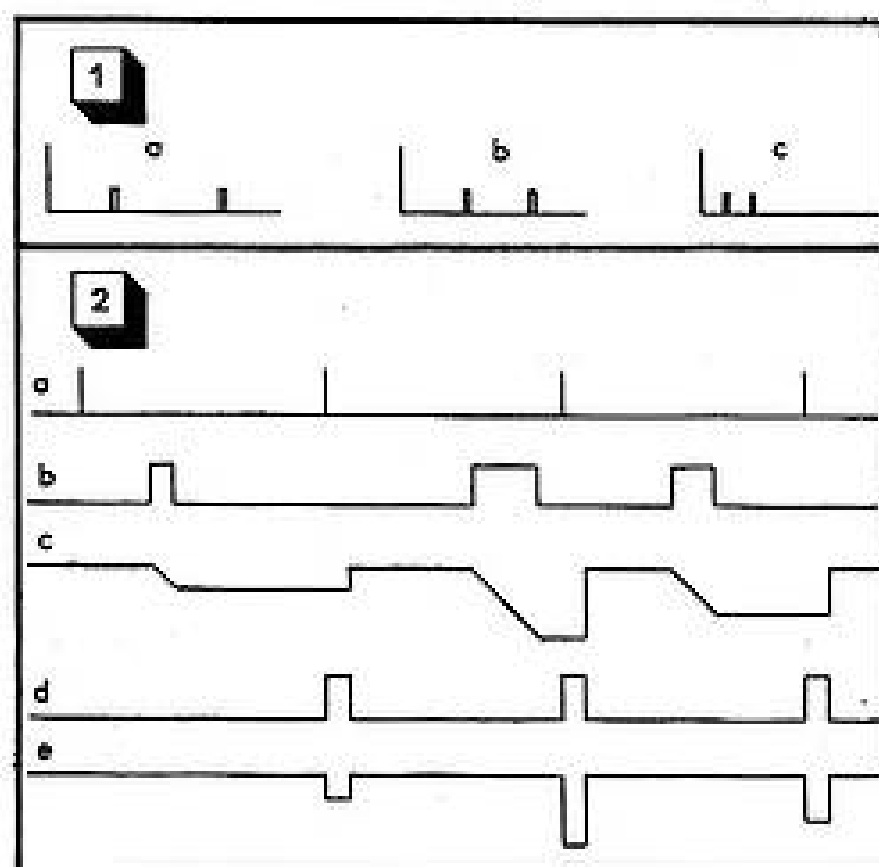


FIG. 1. — Positions occupées par les deux premières impulsions de voies en absence de modulation.

- a) modulation de position.
- b) modulation d'espacement avec déplacement bidirectionnel.
- c) modulation d'espacement avec déplacement unidirectionnel.

FIG. 2. — Suppression de la modulation de position indésirable.

- a) Positions occupées par les impulsions de synchronisation.
- b) Impulsions modulées simultanément en position et en durée fournies par le compteur-sélecteur.
- c) Tension aux bornes de la capacité d'enregistrement.
- d) Impulsions de commande de la porte électronique.
- e) Impulsions modulées en amplitude transmises au filtre de démodulation.

de synchronisation qui sont les seules se répétant d'une façon rigoureusement périodique.

La forme des signaux obtenus en différents points du démodulateur sont reproduits sur la figure 2 qui facilite la compréhension du fonctionnement de celui-ci.

5.2 Modulateur.

Il convient maintenant de s'assurer que le procédé utilisé pour éliminer la diaphonie ne donne pas naissance à d'autres défauts. Le taux de distorsion, en particulier, peut être affecté par les opérations de démodulation. La méthode préconisée ci-dessus ne provoquera qu'un retard constant, et par conséquent sans importance, si les déplacements des impulsions provoqués par les modulateurs sont proportionnels aux valeurs instantanées prises par le signal de modulation à des instants équidistants. Bien que cette condition soit satisfaite dans les équipements où les impulsions occupent toujours la même position en absence de modulation, il n'en est pas forcément de même ici.

Le procédé de modulation le plus simple consiste en effet à appliquer au modulateur l'impulsion provenant de la voie précédente, laquelle définit l'instant de référence pour la voie considérée, en même temps que le signal à transmettre. En opérant de cette manière le déplacement de l'impulsion est proportionnel à la valeur prise par le signal de modulation au moment où se présente l'impulsion de voie précédente, c'est-à-dire à des instants non équidistants. Une transmission effectuée dans de telles conditions sera inévitablement accompagnée de perturbations d'origine diaphonique. On remarquera toutefois que le signal indésirable ainsi créé ne se manifeste qu'en présence de modulation, il s'apparente donc à une distorsion ou au bruit de quantification des équipements à impulsions codées.

La suppression d'un tel défaut ne s'avère pas indispensable ; cependant, si l'on désire l'éliminer, le procédé d'enregistrement utilisé à la démodulation permet d'atteindre ce résultat. Cette fois la valeur enregistrée sera celle du signal à transmettre, l'opération sera effectuée à des instants équidistants coïncidant avec les impulsions de synchronisation. Chaque grandeur enregistrée sera utilisée par le modulateur à un instant défini par l'impulsion de

voie précédente. L'effacement d'une grandeur enregistrée s'effectuera un court instant avant l'apparition de l'impulsion de synchronisation suivante.

6. — Conclusion.

Pour résumer ce qui précède concernant la modulation d'espacement, nous dirons que :

1° Elle permet d'effectuer des transmissions par impulsions en utilisant de façon rationnelle le temps disponible pour l'ensemble des communications.

2° La quantité d'informations transmise par ce procédé est multipliée par un facteur qui, dans les conditions habituelles de transmission, est au moins égal à deux.

3° Le principe même de la transmission fait apparaître un bruit d'origine diaphonique dont l'importance est telle qu'il risque de rendre ce procédé de transmission inexploitable.

4° L'utilisation d'enregistreurs permet de supprimer ce défaut.

Cette dernière précaution étant prise, la modulation d'espacement permet de faire bénéficier les liaisons par impulsions de l'effet statistique qui semblait jusqu'ici l'apanage des équipements multiplex à courants porteurs.

Elle permet d'envisager la construction d'équipements à impulsions transmettant une centaine de communications avec une qualité identique à celle obtenue actuellement avec un nombre de voies nettement plus faible et ceci sans accroissement sensible de la bande passante utilisée.

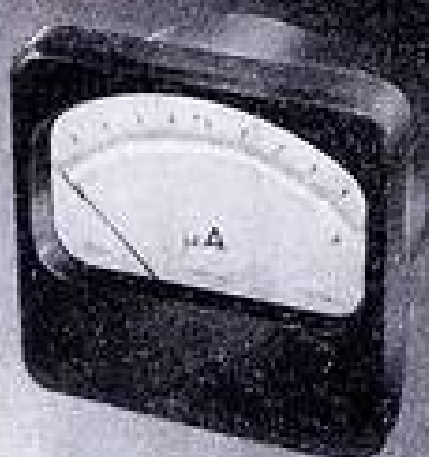
BIBLIOGRAPHIE

1. — P. K. CHATTERJEA et A. H. REEVES. — Brevet français 1.014.487 du 20 Mars 1947.
2. — BEATTY et SCHULY. — Brevet français 870.474 du 28 Février 1941.
3. — B. D. HOLBROOK et J. T. DIXON. — Load rating theory for multi-channel — *B.S.T.J.* — Octobre 1939.
4. — P. F. GLOESS et L. J. LEBOS. — Brevet français 1.007.764 du 27 Mars 1948.
5. — G. X. POTIER. — Brevet français 1.045.582 du 7 février 1950.
6. — E. FITCH. — The Spectrum of modulated pulses — *JIEE*, Vol. 84, Partie III A, N° 13.

APPAREILS ÉLECTRIQUES DE MESURE

APPAREILS ÉTANCHES, ANTICHOCS

Microampèremètres depuis $2\mu A$
Millivoltmètres depuis 1 mV (sur cadre)
Ampèremètres - Voltmètres, etc....



FOURNISSEURS DU C. E. A.
DE LA MARINE, DE L'E. D. F.
DE L'AIR, ETC.

APPAREILS SPÉCIAUX SUR DEMANDE

ALBERT LE BŒUF & FILS

LA GARENNE COLOMBES
CHA. 56-05+

m. Robert

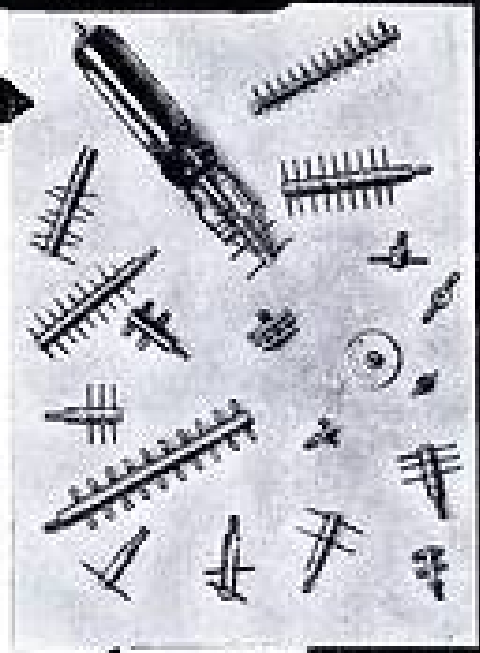
*Des connexions soudées
Techniquement parfaites
avec*



RELAIS DE CABLAGE ET
RÉGLÈTTES A COSSES
MULTIPLES EN CÉRAMIQUE

Dimensions miniature
Pertes et Capacité
minimes

Isolement parfait
— Tropicalisés —



C'est une exclusivité

Jahnichen

A. JAHNICHEN et C^{ie} - 27, R. de Turin
PARIS-8^e - Tél. : EUROPE 59-09 +

G.L.R.E.



POUR TOUS LES EMPLOIS
air, mer, terre.

DANS TOUTES CONDITIONS
froid, chaleur, humidité.

les condensateurs au mica
métallisé sous gaine céra-
mique moulée étanche de
la série PRC se sont révélés ... *hors classe*

Tropicalisation intégrale.

Tous les condensateurs au
mica :
imprégnés sous vide, cire,
ou silicones.
tous les traitements de pro-
tection : polyesters, émail.



ANDRÉ SERF et C^{ie}
spécialistes depuis 1923

127, Fg du Temple, PARIS. Tél. NOR. 10-17

PARU :

le Tome II de

Technique des Mesures en Micro-Ondes (HYPERFRÉQUENCES)

Edition française de

TECHNIQUE OF MICROWAVE
MEASUREMENTS

par Carol G. MONTGOMERY

Tome II. Mesure des impédances et des ondes sta-
tionnaires — Les atténuateurs et les mesures de
rayonnements.

Un ouvrage de 500 pages. — Format 15 x 24 cm. Prix :
broché, 3.200 f.; relié pleine toile grenat, décor bronze
et noir, 3.500 f. Port : 120 fr.

ÉDITIONS CHIRON, 40, r. de Seine, PARIS-6

CFTH

TOUTE UNE GAMME DE
MAGNÉTRONS

à impulsions

★ 3 cm

★ 10 cm

★ 23 cm

et tous les tubes spéciaux
pour
HYPERFRÉQUENCES

Klystrons, TR et ATR,
Thyratrons à hydrogène,
Diodes haute tension.

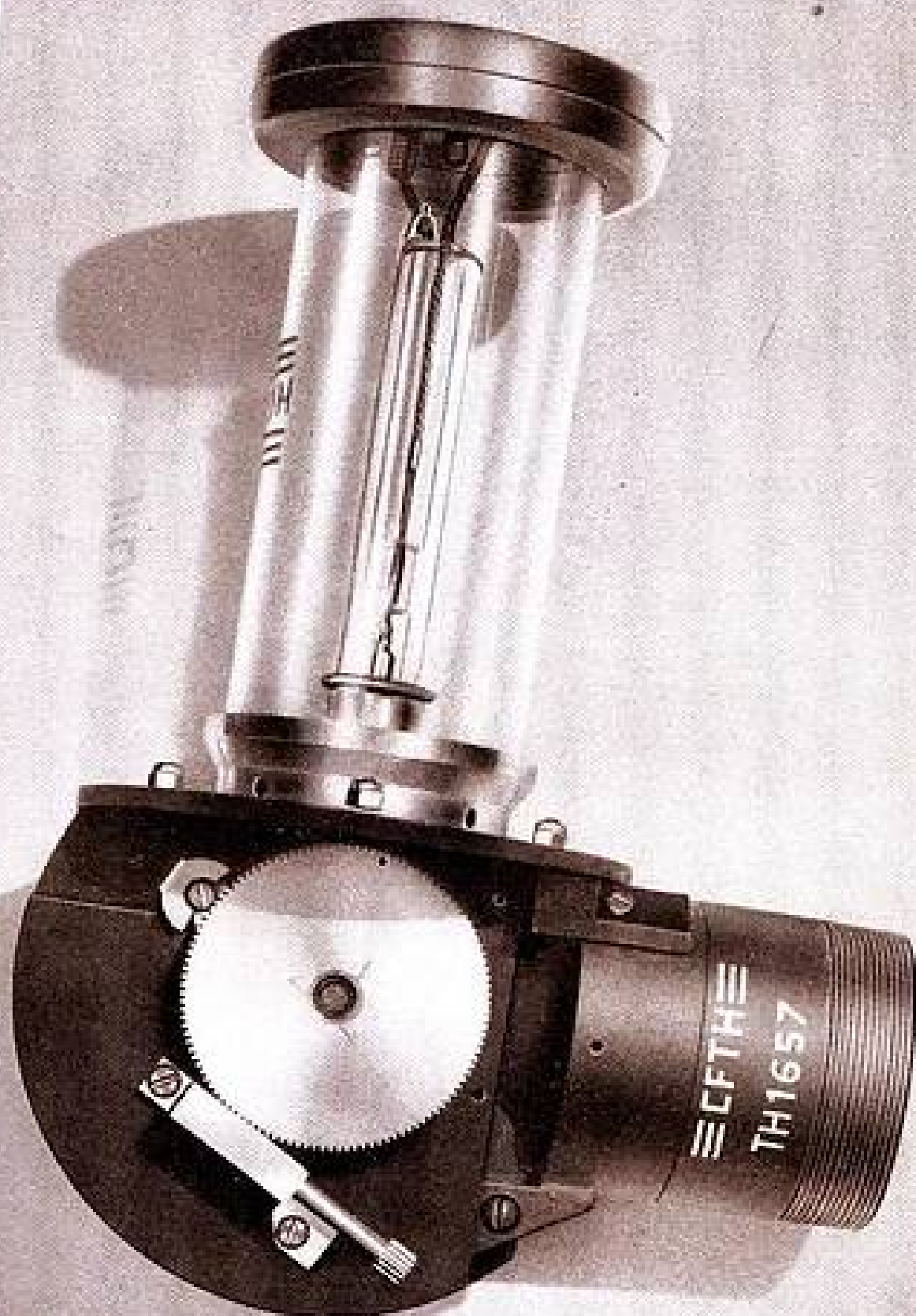
1 MW accordable bande S.

C O M P A G N I E F R A N Ç A I S E

THOMSON-HOUSTON

G R O U P E É L E C T R O N I Q U E

173, BD HAUSSMANN, PARIS-8^e - ÉLY. 83-70 - ADR. TÉL. ÉLIHU 42, PARIS



CIRCUIT DÉCLENCHÉUR FERRORESONNANT PARALLELE A RÉACTION⁽¹⁾

PAR

J. GARCIA SANTESMASES

*Dr. Sc., Ing. E. S. E., Professeur à l'Université
de Madrid et Directeur de « Instituto
de Electricidad del C. S. I. C. »*

ET

M. RODRIGUEZ VIDAL

*Docteur ès-Sciences « Departamento
« Instituto de Electricidad del Consejo Superior
de Investigaciones Científicas », Madrid*

INTRODUCTION.

En partant du phénomène de la ferromagnétisme en parallèle (bobine avec noyau de fer et condensateur en parallèle) l'un de nous a réalisé un circuit déclencheur ferromagnétique qui a été l'objet d'une communication présentée au « Symposium on Automatic Digital Computation, National Physical Laboratory, 1953 » (Teddington, Angleterre) et qui a été l'objet aussi de quelques travaux [1]. Dans ce circuit on obtient une zone de deux tensions stables, lorsqu'il est alimenté par une source d'intensité constante, et on obtient des rythmes d'impulsions assez élevés, de l'ordre de 200 kc/s, avec l'emploi de ferrites [2].

Dans la présente communication nous nous proposons de décrire un nouveau circuit déclencheur dans lequel, si on applique bien la ferromagnétisme en parallèle, on suit un chemin distinct de celui utilisé dans nos travaux antérieurs, puisque nous partons initialement d'un amplificateur magnétique à réaction.

La possibilité d'utilisation du noyau saturable, monté en forme d'amplificateur magnétique à réaction, comme circuit bi-stable, a été premièrement mis en évidence par A. S. FITZGERALD dans l'année 1949 [3] : FITZGERALD observa la bi-stabilité en étudiant expérimentalement la caractéristique d'un amplificateur magnétique à un seul noyau, avec

réaction extérieure, en fonction du nombre de spires de l'enroulement à réaction.

Lorsque l'enroulement à courant alternatif d'un amplificateur magnétique est shunté par un condensateur, les caractéristiques de l'amplificateur présentent une déformation qui peut être utilisée pour l'obtention d'une nouvelle zone de deux intensités stables au moyen d'une réalimentation convenable, lorsqu'on alimente par une source de tension constante.

De cette façon l'obtention d'un circuit avec deux zones bi-stables est possible, et au moyen d'un choix convenable des paramètres de ce circuit elles peuvent arriver à coïncider en donnant lieu à un circuit avec trois états stables.

CARACTÉRISTIQUES DU CIRCUIT FERRORESONNANT PARALLÈLE AVEC EXCITATION INDÉPENDANTE.

Soit un circuit ferromagnétique parallèle tel qu'il est indiqué schématiquement sur la fig. 1 a).

Si nous remplaçons la self-inductance L avec noyau de fer par une self-inductance pure (dépendant de l'excitation $e = n_e I_e$ et de l'intensité qui traverse la bobine) en série avec une résistance égale à la résistance ohmique de la bobine et en parallèle avec une autre résistance r , représentative des pertes totales dans le fer et une capacité aussi en parallèle, englobée dans la C_1 , il nous reste un circuit équivalent indiqué par la fig. 1 b).

L'étude analytique du circuit complet se compli-

(1) Communication présentée au Congrès sur les Procédés d'Enregistrement le 8 avril 1954.

que extraordinairement étant donnée la difficulté de représenter d'une manière appropriée la self-induction L et la résistance r_1 par des fonctions de l'intensité d'excitation I_e et du courant I_L qui traverse la bobine.

Pour nous donner une idée qualitative du comportement du circuit, supposons-le dans sa forme idéale la plus simple : résistance ohmique de la bobine nulle ; résistance r_1 infinie (pertes dans le fer négligeables) et résistance de charge R nulle.

Lorsque dans ces conditions, on alimente le circuit avec une source de tension, l'intensité I_L qui traverse la bobine en fonction de l'intensité d'excitation, nous est donnée par une courbe de la forme indiquée par la $I_L(e)$ sur la fig. 2 a. L'intensité du courant à travers le condensateur en parallèle, due à la même tension sera constante et égale à ωVC_1 ; et l'intensité, I , totale nous est donnée par valeur absolue de la différence des deux intensités I_L et I_C car celles-ci sont en opposition de phase et on obtient la courbe $I_1(e)$.

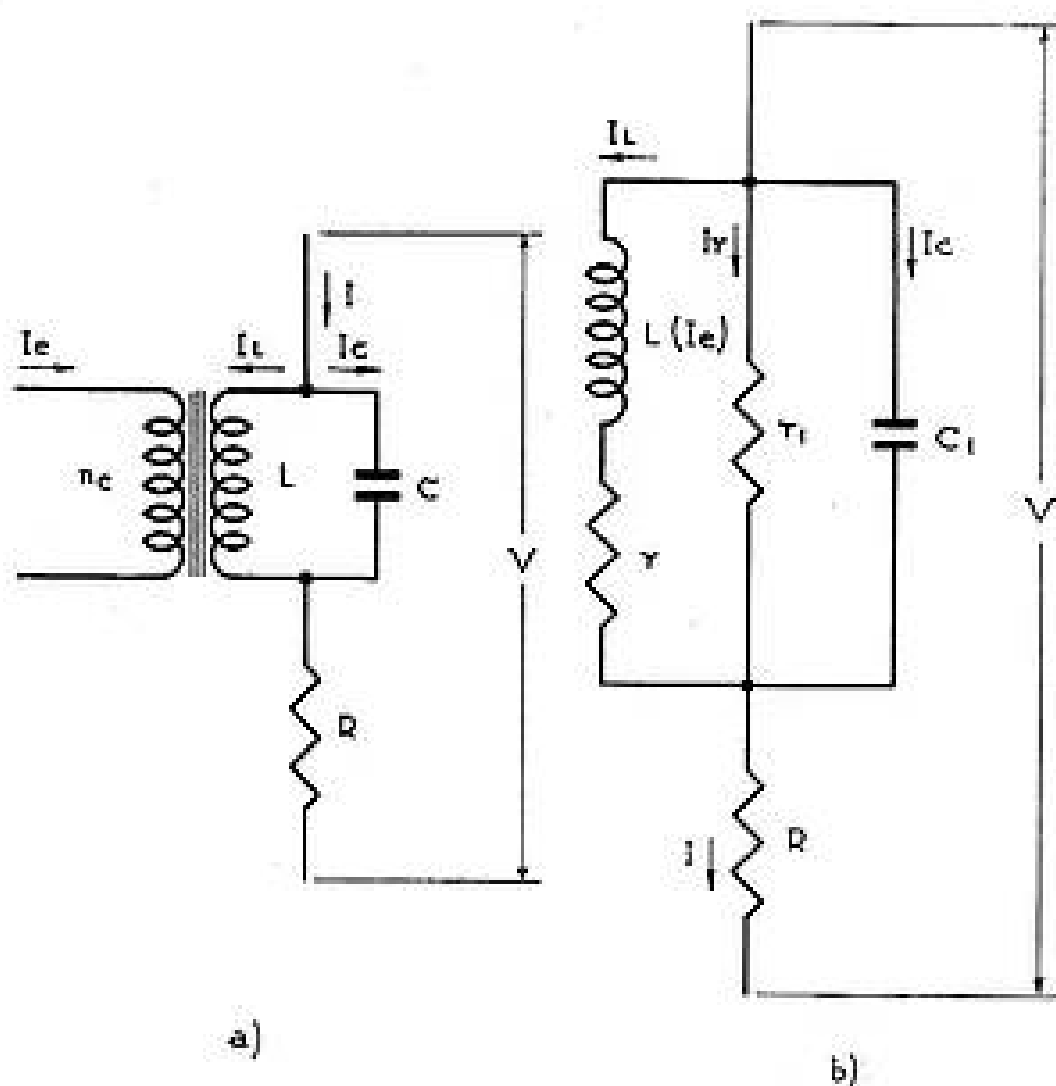


FIG. 1.

L'effet de la résistance r_1 , représentative des pertes dans le noyau, est d'ajouter à cette intensité I_1 , une valeur $I_r = V/r_1$, en quadrature avec elle ; et on obtient pour l'intensité totale :

$$I = (I_1^2 + I_r^2)^{\frac{1}{2}}$$

et si en première approximation nous supposons r_1 constante, nous obtenons comme représentation

de l'intensité totale I , la courbe indiquée sur la figure.

Si la capacité est suffisamment élevée pour que la droite $I = \omega VC_1$ coupe la courbe $I_L(e)$ on vérifie que : initialement, pour une excitation nulle, le courant a une composante capacitive ; à mesure que l'excitation augmente, le courant inductif va en augmentant, de sorte que le courant total diminue, jusqu'à ce que, au moment de la résonnance, le courant inductif devienne égal et opposé au capacitif, ce pourquoi le courant total est uniquement résistif à ce moment et faible, étant en phase avec la tension d'alimentation. A partir de ce moment, le courant total a une composante inductive croissante avec l'excitation.

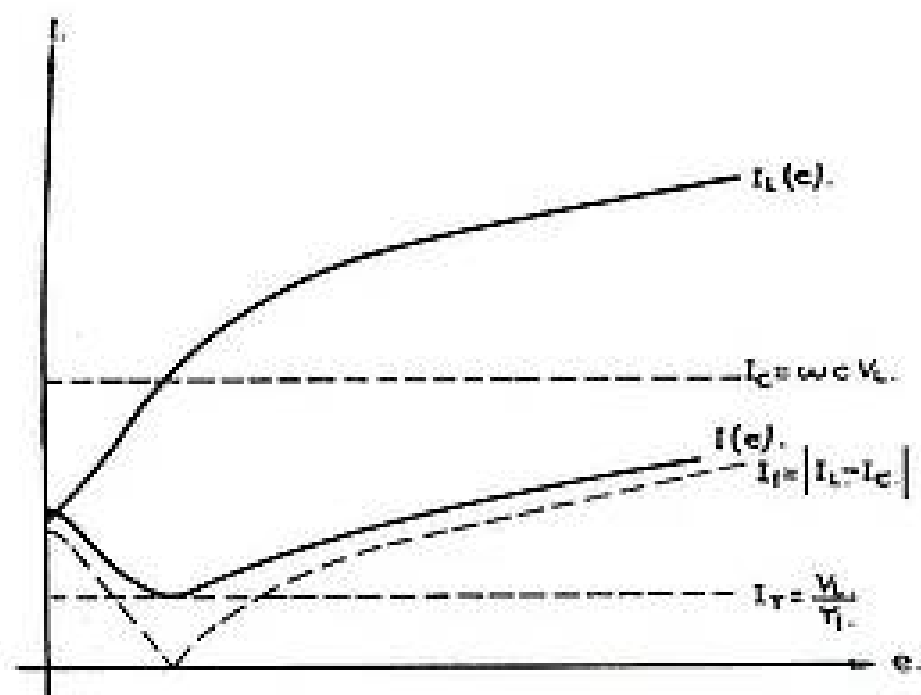


FIG. 2 a.

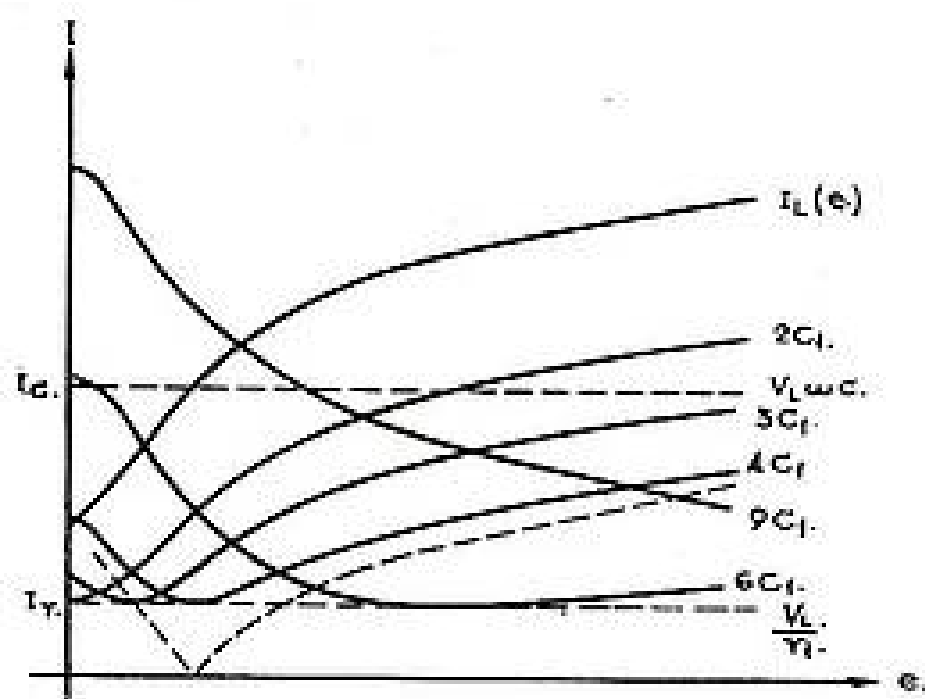


FIG. 2 b.

A mesure que la capacité augmente, le minimum d'intensité (résonnance) s'obtient à des intensités d'excitation plus grandes, jusqu'à ce que pour des valeurs très grandes de celle-ci, on cesse d'obtenir la résonnance. Sur la figure 2 b, on représente les graphiques obtenus au moyen de la construction antérieure, pour diverses capacités, qui sont qualitativement en accord avec les résultats expérimentaux (fig. 3).

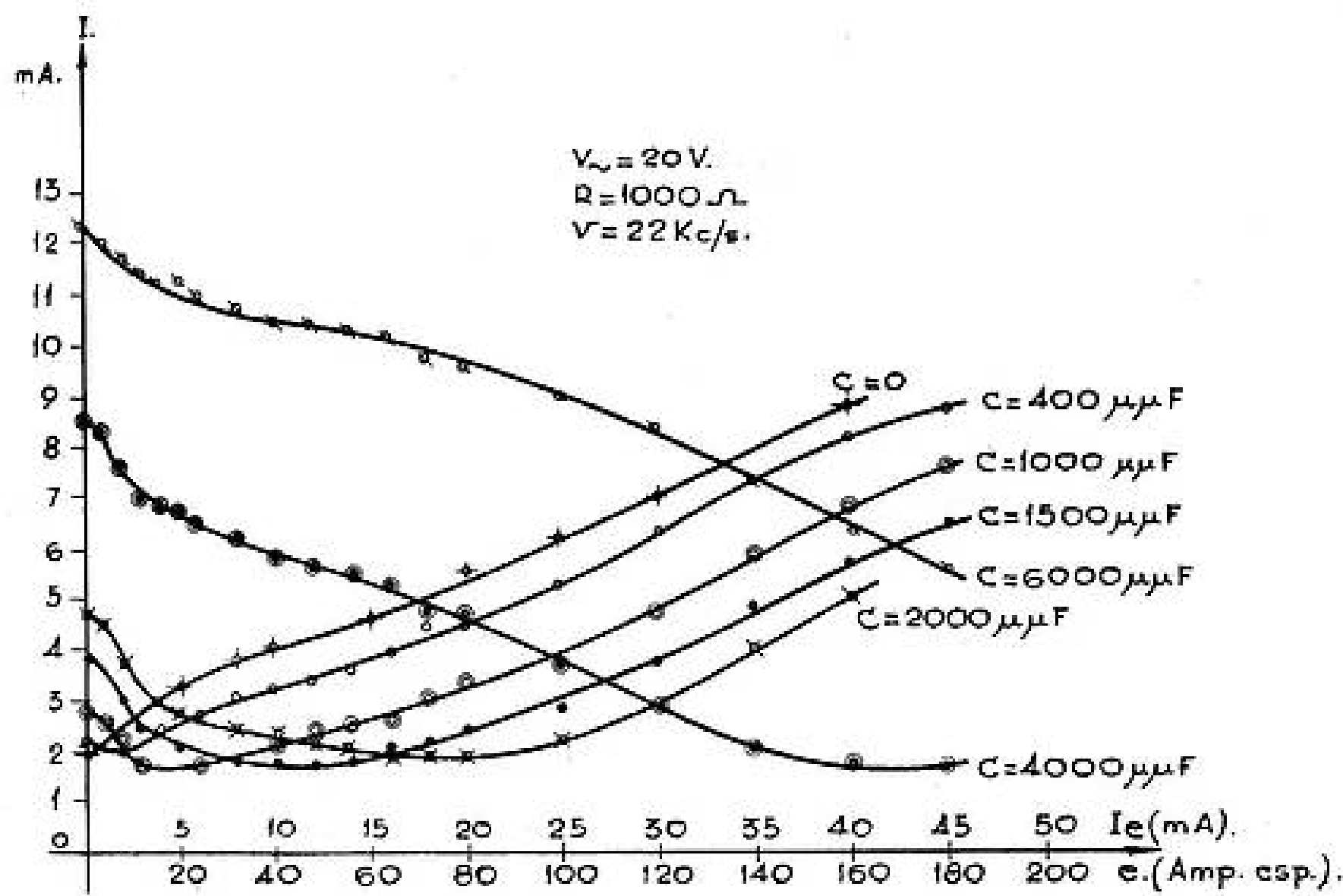


Fig. 3.

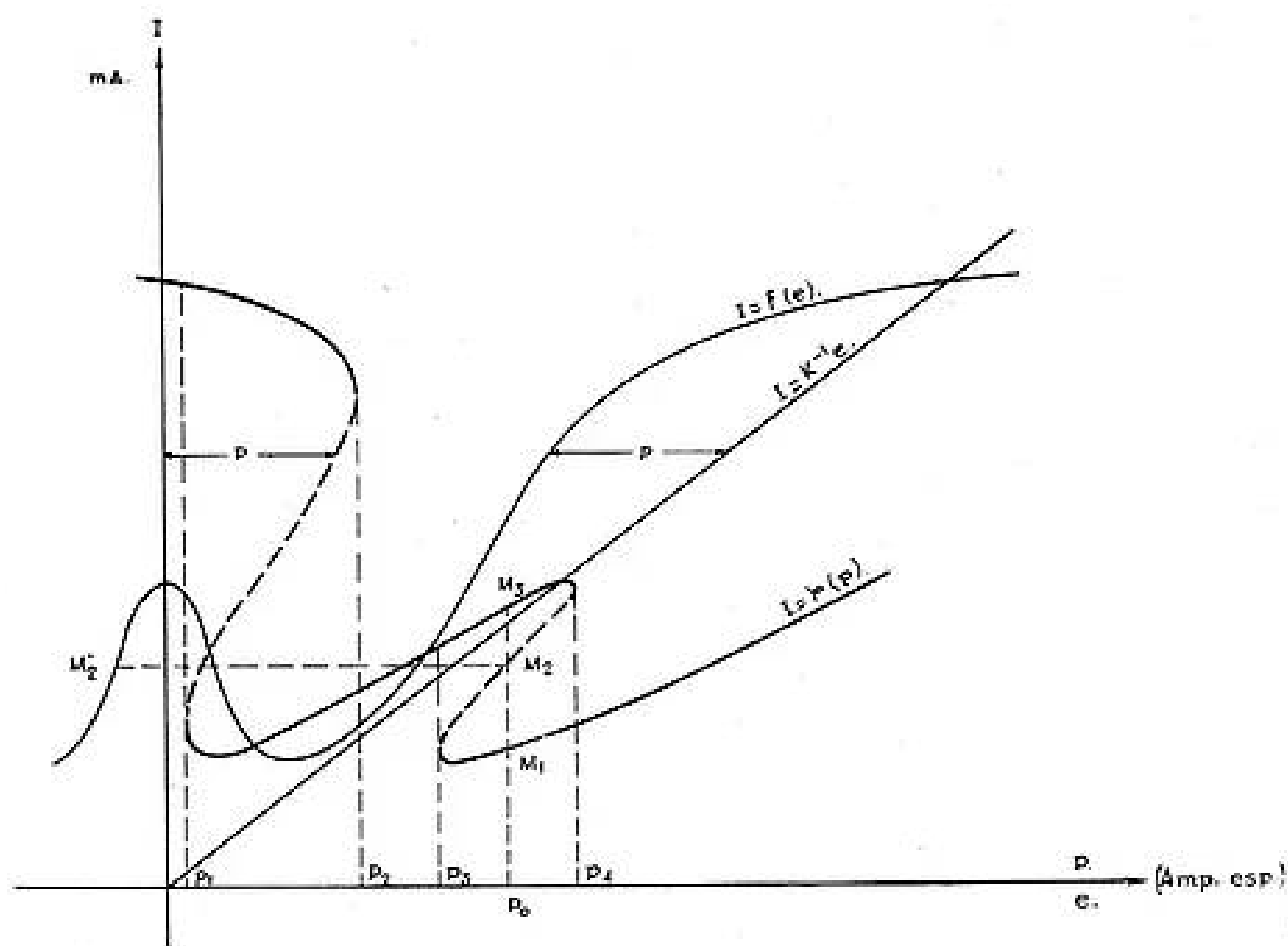


Fig. 4.